

Observation de structures dissipatives dans le profil transverse d'intensité d'un laser saphir-titane

Marco Romanelli, Marc Brunel & Marc Vallet

Institut de Physique de Rennes, UMR CNRS 6251, Université de Rennes 1, Campus de Beaulieu
F-35042 Rennes Cedex, France
marco.romanelli@univ-rennes1.fr

Résumé. Nous décrivons l'observation expérimentale d'une grande variété de motifs transverses stables dans le profil d'intensité d'un laser saphire-titan continu. Nous étudions l'influence de la longueur de cavité et de la courbure des miroirs, ainsi que du taux de pompage. Les motifs observés sont indépendantes de la structure des modes transverses du résonateur et typiques de la morphogenèse dans les systèmes spatialement étendus.

Abstract. We describe the experimental observation of a large variety of stable transverse patterns in the intensity profile of a cw Ti :Sa laser. We study the influence of the cavity length and of the mirror curvature, as well as of the pump rate. The observed patterns are independent of the empty resonator transverse mode structure and typical of morphogenesis in spatially extended systems.

1 Introduction

La formation de structures dissipatives en optique a été beaucoup étudiée, sur une grande variété de configurations, tant expérimentalement que théoriquement [1]. Sur les résonateurs, on peut citer les cavités lasers ayant un nombre de Fresnel élevé [2], les oscillateurs paramétriques optiques [3], les résonateurs contenant un milieu Kerr [4], et les oscillateurs photoréfractifs [5]. Des motifs transverses ont été également étudiés en utilisant le couplage non linéaire entre ondes dans les vapeurs atomiques ou dans les cristaux photoréfractifs [6]- [7]. Enfin, une riche variété de motifs a été observée dans les valves optiques à cristaux liquides, dans des configurations présentant une boucle de rétroaction optique [8].

En ce qui concerne plus spécifiquement les lasers, des études détaillées ont été d'abord réalisées dans les lasers à gaz [9]- [10]. Les motifs transverses observés sont dus à la compétition ou à l'accrochage de phase de plusieurs modes transverses d'ordre supérieur de la cavité laser. Plus récemment, plusieurs résultats ont été reportés concernant la formation de motifs transverses [11] et de réseaux de vortex [12] dans des laser solides.

Ici, nous décrivons des expériences qui nous ont permis d'observer la formation de motifs transverses stationnaires dans le profil d'intensité d'un laser saphir-titane. Les structures observées sont typiques de la morphogenèse dans les systèmes spatialement étendus. En tant que telles, elles ne peuvent s'expliquer par le couplage de modes transverses du résonateur.

2 Description du montage

La cavité laser, linéaire, est composée d'un miroir plan de haute réflectivité et d'un coupleur de sortie sphérique de rayon R_c . Le milieu actif est un cristal de saphir dopé au titane, placé sur le col w_0 du mode fondamental de la cavité vide, c'est-à-dire contre le miroir plan. Le laser est pompé longitudinalement par un laser Nd doublé émettant un faisceau monomode transverse à la longueur d'onde de 532 nm. Le seuil d'oscillation est obtenu pour une puissance de 1,5 W. La puissance émise par le laser est de 500 mW pour une puissance de pompe de 5 W. Les motifs transverses sont observés sur un écran situé à 40 cm du coupleur de sortie, dont l'image est recueillie avec une camera CCD infrarouge.

La longueur L de la cavité laser influence fortement la formation des structures transverses. En général, on observe le scénario suivant : pour $L < R_c$, le profil transverse d'intensité présente une symétrie

circulaire et correspond à une superposition de quelques modes de Laguerre-Gauss¹. En s'approchant de la limite de stabilité géométrique du résonateur $L = R_c$ la complexité des motifs transverses augmente au fur et à mesure, résultant en des structures de type hexagones, spirales, etc. selon les différentes conditions expérimentales. Deux effets concourent à la formation des motifs. i) D'une part, lorsque L tend vers R_c le col w_0 du mode de cavité tend vers zéro. L'extension spatiale w_p du mode de pompe restant constante, le facteur de forme $A = w_p/w_0$ diverge, ce qui signifie qu'un nombre croissant de modes transverses peut être excité par la pompe. ii) D'autre part, la condition $L = R_c$ correspond aussi à la dégénérescence en fréquence des modes transverses du résonateur. Enfin, lorsque la longueur de cavité devient supérieure à R_c , on obtient un résonateur instable (du côté de la branche négative du diagramme de stabilité géométrique des cavités laser [13]). On observe dans ce cas une émission laser puissante et toute structure transverse compliquée disparaît pour laisser place à une distribution approximativement gaussienne de l'intensité. En effet, les rayons lumineux ayant tendance à quitter l'axe optique à chaque aller-retour dans un résonateur instable, la cavité agit en ce cas comme un filtre spatial étroit autour de la direction correspondant à l'axe optique du système [14].

3 Résultats expérimentaux

Nous décrivons le scénario évoqué plus haut pour trois valeurs différentes de R_c . Ensuite, on utilisera la puissance de pompe comme paramètre de contrôle.

3.1 $R_c = 5$ cm

Pour une cavité laser courte, le motif sélectionné par l'oscillateur lorsque l'on est à l'intérieur de la région de stabilité géométrique ($L < R_c$) est l'hexagone (Fig. 1a). En augmentant L le motif se déstabilise (Figs. 1b et 1c) pour donner lieu à une structure plus compliquée lorsque l'on est en situation de dégénérescence de fréquence (Fig. 1d).

3.2 $R_c = 15$ cm

Dans ce cas on n'observe pas de symétrie hexagonale au départ, à l'intérieur de la région de stabilité. Le profil transverse du laser lorsque $L < R_c$ est caractérisé par une symétrie circulaire (Fig. 2a et 2b). En augmentant le facteur de forme A une structure en spirale émerge (Fig. 2d), qui se déstabilise ultérieurement pour donner lieu à un motif cristallin étendu présentant des éléments de symétrie hexagonale (Fig. 2e, 2f et 2g). La dernière image est prise pour $L > R_c$; le résonateur géométriquement instable fonctionne ici sur un mode quasi-gaussien (Fig. 2h).

3.3 $R_c = 25$ cm

Un comportement similaire au cas précédent est observé en utilisant un coupleur de sortie avec un rayon de courbure $R_c = 25$ cm. Tout en suivant un scénario analogue au cas précédent (symétrie circulaire, rouleaux en spirales, structure "cristalline" et finalement effondrement du motif lorsque l'instabilité géométrique du résonateur est atteinte), les *patterns* sont ici plus développés, et occupent toute la surface du coupleur de sortie (Fig. 3).

3.4 Evolution des motifs en fonction de la puissance de pompe

L'utilisation de la puissance de pompe comme paramètre de contrôle donne accès à une phénoménologie très riche. On se place dans les conditions de la Fig. 3f. En augmentant la puissance de pompe on observe d'abord la naissance d'une structure cristalline (Fig. 4a et 4b) qui se développe en une structure en spirale (Fig. 4c et 4g). En augmentant davantage le pompage les spirales se cassent en domaines d'extension plus limitée (Fig. 4h et 4i).

¹ Le cas d'une cavité courte fait exception.

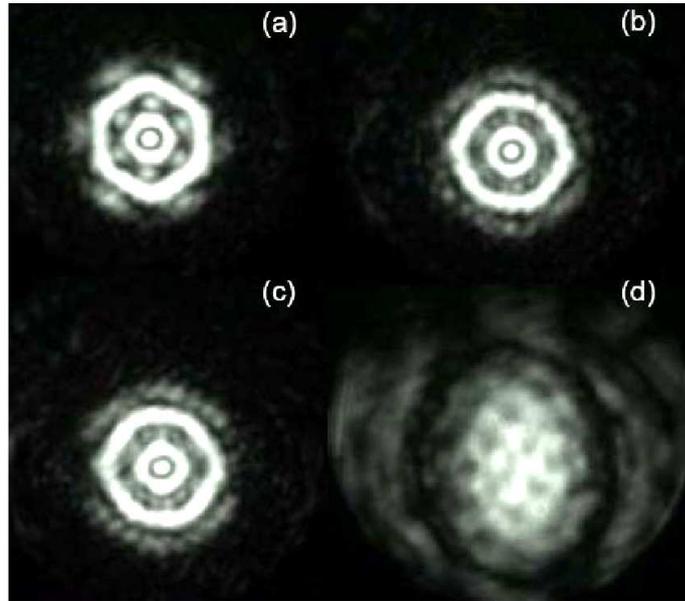


Fig. 1. Profil transverse stationnaire d'intensité du laser saphire-titane. La longueur de cavité est croissante de (a) à (d). En (d) $L \simeq R_c$. La puissance de pompe est de 5 W. $R_c = 5$ cm.

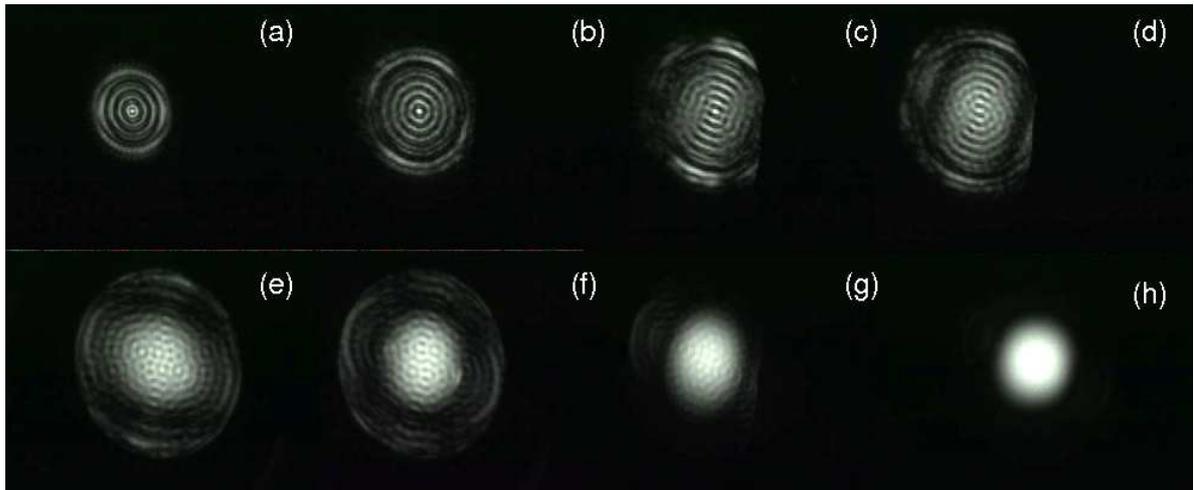


Fig. 2. Profil transverse stationnaire d'intensité du laser saphir-titane. La longueur de cavité est croissante de (a) à (h). La puissance de pompe est de 5 W. $R_c = 15$ cm.

4 Discussion et conclusion

Le laser saphire-titane est un oscillateur dit de classe B [15], parce que la durée de vie τ_D de l'inversion de population est plus élevée que le temps de vie τ_c des photons en cavité ($\tau_D = 3\mu s$, $\tau_c = 0,1\mu s$ pour notre laser). Cela implique que la dynamique du laser est régie par deux équations couplées pour le champ laser et l'inversion de population, et ne peut pas être réduite à une seule équation de type Swift-Hohenberg pour un paramètre d'ordre. L'existence de deux variables évoluant sur des échelles de temps différentes amène à une description analogue à celle des systèmes de type réaction-diffusion, le champ optique jouant le rôle de la variable excitable et l'inversion de population de la variable lente [1]. La

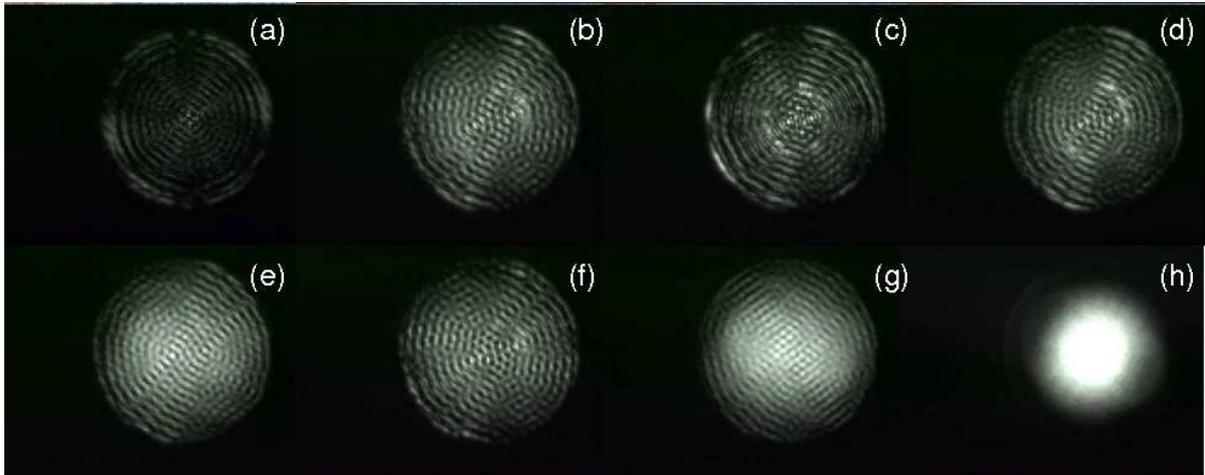


Fig. 3. Profil transverse stationnaire d'intensité du laser saphire-titane. La longueur de cavité est croissante de (a) à (h). La puissance de pompe est de 5 W. $R_c = 25$ cm.

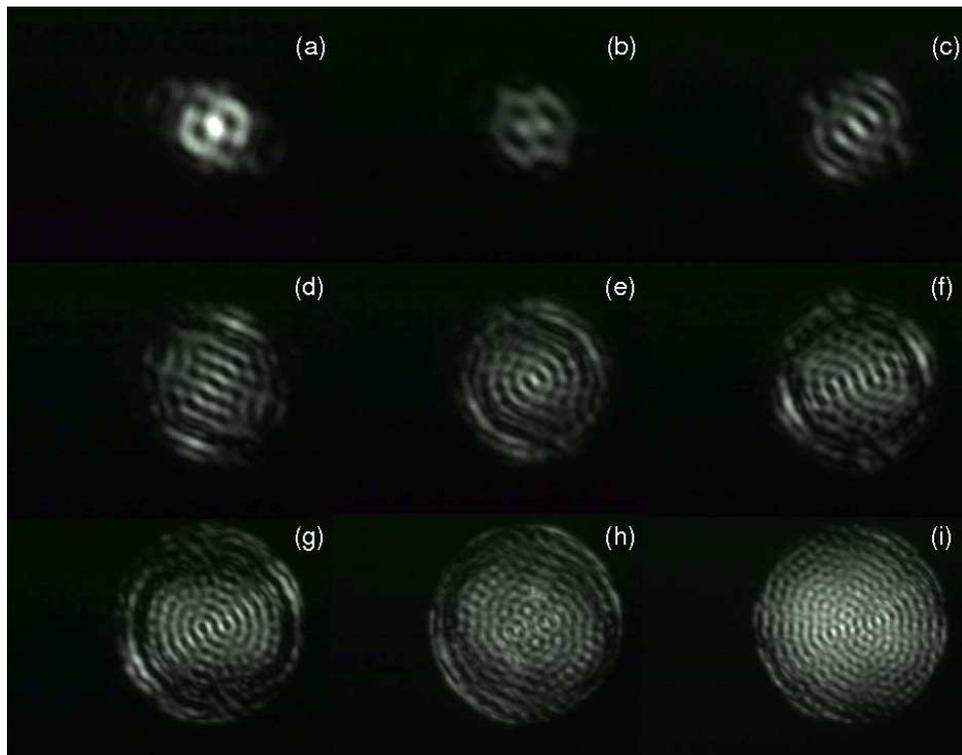


Fig. 4. Profil transverse stationnaire d'intensité du laser saphire-titane. La cavité laser est en limite de stabilité ($L \simeq R_c = 25$ cm). La puissance de pompe varie de 1,5 à 5 W.

pertinence de cette interprétation est suggérée par les motifs observés (Fig. 4f et 4g), qui rappellent fortement les structures générées, par exemple, par les réactions de type Belousov-Zhabotinsky.

En conclusion, nous avons décrit l'observation expérimentale de structures dissipatives stationnaires dans le profil transverse d'intensité d'un faisceau laser. Par rapport à des nombreux résultats sur les oscillateurs lasers disponibles dans la littérature, les motifs que nous observons ne sont pas liés à la structure des modes imposée par le résonateur, et ne peuvent s'interpréter en termes d'interaction de modes de cavité. Ils sont essentiellement non linéaires et présentent les caractéristiques paradigmatiques des structures dissipatives dans les systèmes étendus.

Plusieurs directions de travail s'ouvrent à présent. D'une part l'interprétation des résultats nécessite d'être confirmée par une confrontation rigoureuse avec une théorie. D'un point de vue expérimental ici on s'est limité à l'étude des motifs transverses moyens. Les aspects temporel et fréquentiel du système méritent d'être regardés en détail, ainsi que leurs liens éventuels avec la présence d'une structure transverse stable.

Références

1. K. STALIUNAS & V. J. SÁNCHEZ-MORCILLO, *Transverse patterns in nonlinear optical resonators*, Springer-Verlag, Berlin (2003).
2. S. P. HEGARTY, G. HUYET, J. G. MCINERNEY & K. D. CHOQUETTE, Pattern formation in the transverse section of a laser with a large Fresnel number, *Physical Review Letters*, **82**, 1434-1437 (1999).
3. S. DUCCI, N. TREPS, A. MAÎTRE & C. FABRE, Pattern formation in optical parametric oscillators, *Physical Review A*, **64**, 023803 (2001).
4. W. J. FIRTH, A. J. SCROGGIE, G. S. McDONALD & L. A. LUGIATO, Hexagonal patterns in optical bistability, *Physical Review A*, **46**, R3609 (1992).
5. D. HENNEQUIN, L. DAMBLY, D. DANGOISSE & P. GLORIEUX, Basic transverse dynamics of a photorefractive oscillator, *Journal of the Optical Society of America B*, **11**, 676-684 (1994).
6. G. GRYNBERG, E. LE BIHAN, P. VERKERK, P. SIMONEAU, J. R. R. LEITE, D. BLOCH, S. LE BOITEUX & M. DUCLOY, Observation of instabilities due to mirrorless four-wave mixing oscillation in sodium, *Optics Communications*, **67** (5), 363-366 (1988).
7. P. M. LUSHNIKOV & A. V. MAMAEV, Spontaneous hexagon formation in photorefractive crystal with a single pump wave, *Optics Letters*, **24**, 1511-1513 (1999).
8. S. RESIDORI, Patterns, fronts and structures in a Liquid-Crystal-Light-Valve with optical feedback, *Physics Reports*, **416** (5-6), 201-272 (2005).
9. M. BRAMBILLA, F. BATTIPEDE, L. A. LUGIATO, V. PENNA, F. PRATI, C. TAMM & C. O. WEISS, Transverse laser patterns. I. Phase singularity crystals, *Physical Review A*, **43** (9), 5090-5113 (1991).
10. E. LOUVERGNEAUX, D. HENNEQUIN, D. DANGOISSE & P. GLORIEUX, Transverse mode competition in a CO₂ laser, *Physical Review A*, **53**, 4435-4438 (1996).
11. K. OTSUKA, Y. MIYASAKA, T. NARITA, S.-C. CHU, C.-C. LIN & J.-Y. KO, Composite lattice pattern formation in a wide-aperture thin-slice solid-state laser with imperfect reflective ends, *Physical Review Letters*, **97**, 213901 (2006).
12. K. OTSUKA & S.-C. CHU, Generation of vortex array beams from a thin-slice solid-state laser with shaped wide-aperture laser-diode pumping, *Optics Letters*, **34**, 10-12 (2009).
13. A. E. SIEGMAN, *Lasers*, University Science Books, Sausalito (1986).
14. A. E. SIEGMAN, Unstable optical resonators, *Applied Optics*, **13**, 353-367 (1974).
15. F. T. ARECCHI, G. L. LIPPI, G. P. PUCCIONI & J. R. TREDICCE, Deterministic chaos in laser with injected signal, *Optics Communications*, **51**, 308-314 (1984).

