

Nivellement d'indice pour le refroidissement facial d'amplificateurs laser en régime d'écoulement turbulent

DENIS MARION^{1,*}, PHILIPPE BALCOU¹, CHRISTOPHE FÉRAL¹, ANTOINE ROHM¹, AND JÉRÔME LHERMITE¹

¹ Université de Bordeaux, CNRS, CEA, CELIA (Centre Lasers Intenses et Applications), UMR 5107, 33405 Talence, France

* denis.marion@u-bordeaux.fr

Compiled May 30, 2022

Le refroidissement direct par les faces d'un disque laser, par le biais d'un fluide réfrigérant traversé à la fois par le laser principal et les faisceaux de pompe, est une technique en plein essor pour atteindre des puissances moyenne laser élevées. Cependant, le régime d'écoulement est habituellement maintenu à un nombre de Reynolds bas, afin de prévenir l'apparition de turbulences au sein de l'écoulement, qui dégraderaient la qualité du front d'onde. Nous montrons ici qu'amener la température du fluide réfrigérant à un point thermo-optique nul, qui se trouve être proche de la transition glace/liquide pour l'eau, permet d'atténuer les conséquences optiques des instabilités hydrodynamiques, en blanchissant optiquement les inhomogénéités de température au sein de l'écoulement. Ce processus optique, que nous appelons *nivellement d'indice*, ouvre la voie à un régime de refroidissement par les faces hautement efficace, dans un régime de refroidissement forcé et faiblement turbulent, qui pourrait jouer un rôle essentiel pour accroître les puissances moyennes des systèmes laser kilowatt de nouvelle génération. © 2022

Optica Publishing Group

<http://dx.doi.org/10.1364/ao.XX.XXXXXX>

Les puissances moyennes des lasers utilisés pour des travaux de recherche, par exemple dans le domaine de l'interaction laser matière à fort éclairage, ont connu une forte augmentation ces quelques dernières années, grâce à quelques technologies clé, telles les fibres laser à grand mode [1], les disques minces [2], et le refroidissement par hélium cryogéné [3], amenant toutefois inévitablement à des problèmes de gestion thermique. En effet, une large fraction de la puissance ainsi déposée par les lasers de pompe est convertie en chaleur [4], qu'il faut évacuer efficacement, faute de quoi le milieu lasant chauffe fortement, ce qui réduit l'amplification et induit des contraintes internes potentiellement catastrophiques, comme des distortions de front d'onde, de la biréfringence, voire même conduit à la destruction du milieu par brisure.

Une méthode efficace de refroidissement tire parti d'un liquide de refroidissement qui s'écoule directement sur la surface

de la plaque amplificatrice afin d'en extraire la chaleur [5, 6]. Dans ce schéma le liquide de refroidissement est traversé par les faisceaux laser et de pompe, ce qui peut induire des soucis quant à la qualité de front d'onde après propagation dans un liquide sujet à des processus hydrodynamiques et thermiques complexes.

Différents liquides de refroidissement ont été proposés, comme l'eau lourde [7], des solvants organiques et des huiles spéciales; cependant l'eau désionisée reste le liquide le plus courant, grâce à sa facilité d'usage, à son coût modique et à la forte capacité calorifique de l'eau. Par ailleurs, de nombreuses études ont été consacrées aux aspects hydrodynamiques des écoulements d'eau sous transfert thermique, ou à la transmission optique des milieux turbulents [8, 9], donnant au physicien des lasers accès à des décades de travaux de mécanique des fluides. Dans le cas habituel dans lequel aucune charge thermique n'est appliquée, l'écoulement se produit soit en régime laminaire, avec des distributions thermiques et hydrodynamiques lisses, ou en régime turbulent. La transition entre régimes laminaire et turbulent se produit lorsque le nombre sans dimension de Reynolds Re , dont la signification sera rappelée plus bas, atteint des valeurs de l'ordre de 2300. La régularité et l'homogénéité des écoulements à bas Reynolds permet de refroidir avec des distortions de fronts d'onde négligeables, au prix d'un coefficient d'échange thermique limité avec la plaque. Les écoulements de Reynolds supérieur sont en régime dit de transition, ou faiblement turbulent, jusqu'à $Re = 10000$, valeur à laquelle la turbulence forte s'installe. Les écoulements à haut Reynolds présentent des coefficients d'échanges supérieurs, mais lorsqu'un fluide turbulent rentre en contact avec une surface chauffée, des éléments de fluide instables de températures différentes apparaissent aléatoirement, induisant des inhomogénéités de températures et donc d'indices optiques n , liés par le coefficient thermo-optique $\frac{dn}{dT}$, provoquant une diffusion importante, des déformations de front d'onde, et en fin de chaîne de rapports de Strehl petits devant 1 et des éclairages réduits au foyer.

Dans cette lettre, nous montrons expérimentalement comment le fait d'amener la température d'un liquide en régime faiblement turbulent au voisinage d'une valeur pour laquelle $\frac{dn}{dT} \simeq 0$ permet d'obtenir une réduction importante du niveau de diffusion induite par la turbulence, par un processus de nivellement optique. Nous discutons les perspectives pour améliorer la

qualité de faisceau, ou pour repousser les limites technologiques sur les lasers de haute puissance moyenne.

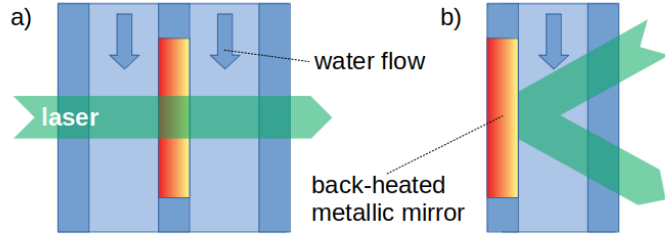


Fig. 1. a) Refroidissement facial d'une plaque de laser de puissance dans une géométrie en transmission. b) Géométrie en réflexion ("miroir actif") utilisé dans le dispositif d'analyse des perturbations de front d'onde.

La figure 1 présente des montages typiques de refroidissement facial de plaque d'amplificateur laser, en configuration droite (a), ou en réflexion, telle qu'utilisée pour les "miroirs actifs" ou les disques minces (b). Le liquide de refroidissement est injecté dans la tête avec une surpression imposée par un circuit hydraulique externe. Il est ensuite séparé en deux couches, ou plus, sur les faces de la structure de plaques, qui peut être constituée d'une plaque unique ou d'une suite de plaques. Les canaux de refroidissement se situent donc soit entre une fenêtre d'entrée et une plaque, soit entre deux plaques, avec une séparation d et une dimension transverse D généralement à peine supérieure la largeur de la plaque. La température du fluide de refroidissement est normalement fixée à une valeur supérieure au point de rosée dans la pièce [10].

Le régime de turbulence dans chaque canal est spécifié par $Re = \frac{U_b \delta}{\nu}$, où U_b est la vitesse moyenne du réfrigérant, rapport entre le flux et la section du canal, ν est la viscosité cinématique, et δ est le diamètre hydraulique de chaque canal, défini comme égal à quatre fois le rapport entre surface et périmètre mouillé : $\delta = 2 \cdot dD / (d + D)$.

Notre nouvelle approche atténue les déformations de front d'onde en faisant circuler le réfrigérant au voisinage d'un point thermo-optique nul, et dans un régime de transition (dit également de turbulence faible) de valeur de Re élevée. Ce concept est inspiré des progrès obtenus dans la compréhension des communications par faisceaux optiques en espace libre, en particulier des phénomènes de scintillation et de perte de puissance de résolution [11]. Dans des milieux complexes transparents, un faisceau laser traverse des inhomogénéités d'indice optique qui, au premier ordre, dépendent linéairement de la température locale et de la pression:

$$n(T, P) = n_0 + \frac{dn}{dT}dT + \frac{dn}{dP}dP. \quad (1)$$

La distribution de pression dans le flux du réfrigérant est dominée par la variation constante de pression hydrostatique due au système hydraulique externe, qui suit la direction de l'écoulement, induisant un effet de prismaticité faible et constant dû au terme en $\frac{dn}{dP}$. Cependant, dans chaque plan transverse, la pression peut être supposée constante en très bonne approximation [12], car toutes les vitesses au sein de l'écoulement sont très faibles au regard de la vitesse du son. La variable thermodynamique essentielle, dont les fluctuations spatiales affectent l'indice optique, est donc la température T [8]. En régime turbulent, il a été montré que les inhomogénéités stochastiques

d'indice induisent après propagation un spectre moyen Φ_n de fréquences spatiales κ , qui présente la dépendance suivante pour κ supérieur à λ^{-1} , où λ est la longueur d'onde laser:

$$\Phi_n \approx 0.23 C_n^2 \eta^{2/3} \kappa^{-3}, \quad (2)$$

où η est l'échelle de Kolmogorov, et C_n est le paramètre dit de structure de n dans l'écoulement, qui dépend de $|dn/dT|$ et de la moyenne stochastique du gradient de température $\langle \nabla T \rangle$ [8, 13].

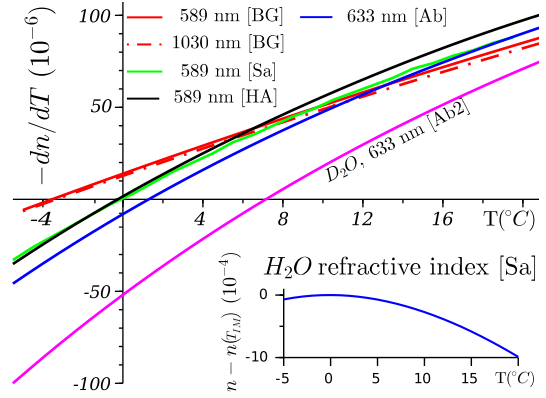


Fig. 2. Indice optique n (insert) et coefficient thermo-optique $-\frac{dn}{dT}$ de H_2O et D_2O , suivant les déterminations de plusieurs auteurs.

$|dn/dT|$ apparaît ainsi comme la grandeur clé qui contrôle les effets optiques de la turbulence. La figure 2 illustre l'état des connaissances sur la dépendance en température du coefficient dn/dT de l'eau pure et de D_2O . L'insert montre ainsi le comportement de l'indice de l'eau, avec une forme parabolique autour d'un maximum d'indice, situé à une température T_{IM} (données de [14]). A pression ambiante, cette température de maximum d'indice se trouve proche du point de fusion de la glace. La figure principale montre des ajustements aux données de $-dn/dT$ de quelques études sélectionnées : Hawkes et al. [HA 15], Saubade [Sa 14], Abbate et al. [Ab 16], et la formule analytique d'approximation pour l'indice de H_2O suggérée par Bashkatov and Gelina [BG 17]. La valeur de T_{IM} pour l'eau est dans l'intervalle $[-3, +2]$ °C en fonction des études; le fait de devoir utiliser de l'eau en surfusion rend ces mesures délicates, pouvant expliquer ces désaccords mineurs dans la littérature. La dépendance en λ apparaît négligeable entre les domaines visible et proche infrarouge. La température T_{IM} de D_2O est proche de 7°C d'après les mesures d'Abbate et collaborateurs [Ab2 18].

Nous avons choisi la configuration en réflexion de la figure 1(b) pour tester cette proposition, et évaluer dans quelle mesure le contrôle de température autour d'un point thermo-optique nul permet d'atténuer les déformations de front d'onde. La figure 3 montre le dispositif expérimental. Grâce à la configuration en réflexion, nous avons pu remplacer le cristal laser chaud par un miroir métallique M chauffé par l'arrière par une résistance électrique H , nous permettant de régler la puissance thermique à évacuer, et donc l'écart de température entre la surface optique et l'eau de refroidissement injectée. Cette dernière est introduite dans la maquette d'amplificateur par le haut, traverse tout d'abord une section de 10-cm visant à laisser la turbulence induite par l'introduction se calmer, puis entre dans un canal de 3-mm de largeur entre le hublot d'entrée d'un côté, et la surface du miroir de l'autre. Le flux suit ainsi un axe vertical, de haut en bas. Le miroir est en cuivre, dont la haute conductivité

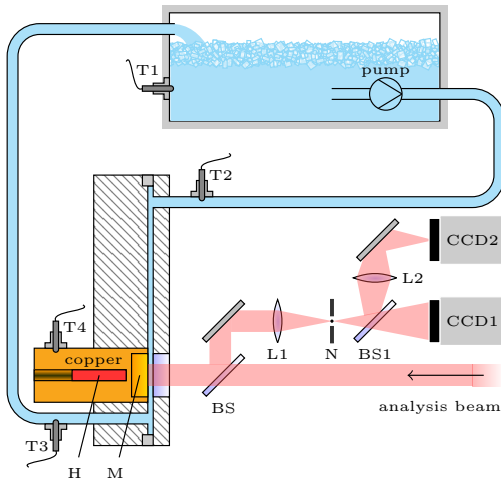


Fig. 3. Dispositif expérimental utilisé pour la caractérisation optique des perturbations de front d'onde induits par la turbulence.

thermique garantit une température uniforme, et est recouvert d'une couche d'or pour lui conférer une bonne réflectivité dans l'infrarouge. La puissance électrique dissipée par H est régulée à 150 W.

La circulation de l'eau est assurée par un circuit hydraulique externe comprenant une pompe hydraulique fournissant une surpression contrôlable, et un réservoir thermiquement isolé. La température du fluide est régulée par un thermostat entre 0 °C and 20 °C, de façon à permettre l'étude dès la température T_{IM} , proche du point de fusion de la glace. Cette coïncidence thermodynamique rend techniquement délicate la gestion de la thermostatisation. Pour pouvoir refroidir l'eau aussi près de 0 °C, nous avons eu recours à des pépites de glace directement versées dans le réservoir, qui fonctionne dès lors en régime bi-phasique, la glace flottant dans la partie supérieure, et le prélèvement d'eau étant effectué depuis le fond du réservoir. La température de l'eau est mesurée dans le réservoir par un capteur T1, et aux jonctions d'entrée et de sortie de la maquette par T2 and T3 respectivement, avec une différence typique de 0.3 °C dans les conditions de la figure 4. Un capteur T4 est inclus dans la tête et accolé au cuivre, afin de mesurer la température du miroir. Tous les capteurs (DS18B20) ont une sensibilité de 0.06 °C. Les températures inférieures à 10 °C provoquent généralement de la condensation sur les surfaces optiques. Nous avons évité ce souci en rajoutant une chambre optiquement transparente devant le hublot (non représentée), dont l'air est asséché par un dessiccant.

Un laser à fibre fournissant un faisceau de haute qualité spatiale est utilisé pour les caractérisations optiques, tel qu'indiqué dans la partie inférieure droite de la figure 3. La source laser de 10-mW est obtenue en insérant une fibre active Yb:verre de 1 m dans une cavité en anneau, fournissant un laser spectralement multimode centré à $\lambda = 1030$ nm. Le faisceau, initialement divergent, est d'abord collimaté avec une largeur totale à mi-hauteur de 1 cm, puis est incident sur la maquette d'amplificateur après traversée d'une lame séparatrice BS. Le faisceau effectue ainsi un aller-retour au travers du hublot et de l'écoulement du réfrigérant. Au retour, le faisceau est alors défléchi par BS vers le dispositif de caractérisation optique, puis séparé par la lame séparatrice BS1 en deux lignes d'imagerie des champs lointain et proche.

Pour ce dernier, le profil d'éclairement du laser sur le plan du miroir est imagé sur une caméra à charges couplées CCD1 par une lentille L1 de longueur focale $f_1 = 50$ cm. Une aiguille N est insérée au foyer intermédiaire entre L1 et CCD1, induisant une imagerie strioscopique directe des inhomogénéités d'indice au voisinage de la surface du miroir M.

La seconde ligne optique utilise une lentille L2 (longueur focale $f_2 = 30$ cm) pour obtenir un profil d'éclairement en champ lointain au niveau de son foyer, lui-même positionné au plan objet de l'objectif de microscope de la CCD2, l'aiguille N étant escamotée. La scintillation lumineuse induite par le fluide turbulent se traduit par la déflexion de photons loin de la tache centrale du laser, créant ainsi un large piédestal spatial sur l'image.

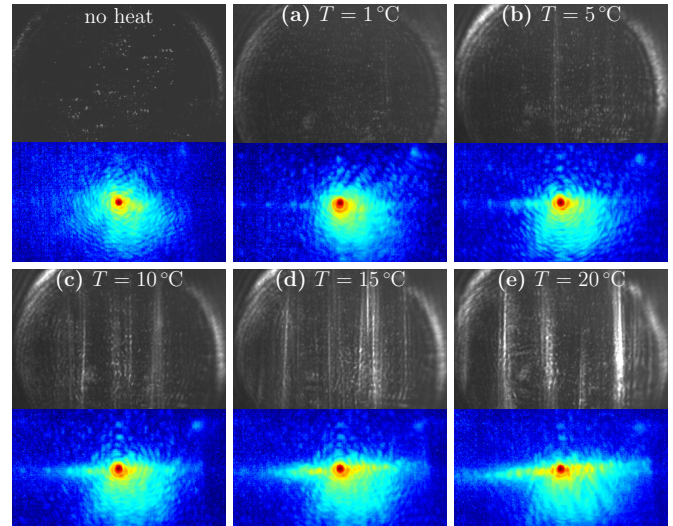


Fig. 4. Pour chaque ensemble : champ proche par imagerie strioscopique (haut), logarithme des profils de champ lointain (bas) à $Re = 4500$. Cadre en haut à gauche : référence sans chauffage, a à e: 150 W, températures de l'eau de 1 à 20 °C.

La figure 4 montre une série d'images strioscopiques du champ proche (rangée supérieure), et d'images du champ lointain de grande dynamique, en représentation logarithmique (rangée inférieure), prises pour des températures du réfrigérant de 1 °C, 5 °C, 10 °C, 15 °C and 20 °C (a à e), ainsi que des images de référence prises sans chauffage, à une température de 15 °C. Les conditions hydrodynamiques et thermiques sont contrôlées afin d'être identiques à toutes températures, avec $Re = 4500$ et un écart de température de 17 °C entre le miroir (capteur T4) et le réfrigérant (capteur T2). Ceci requiert d'ajuster finement le débit de l'écoulement, afin de prendre en compte la dépendance en température de la viscosité cinématique. Dans ces conditions, le régime de turbulence peut être considéré comme identique pour tous les ensembles de données.

Les images de champ proche montrent que les instabilités de l'écoulement se produisent sous la forme d'une série de filets étroits, dirigés selon la direction de l'écoulement, et apparaissant aléatoirement. Des structures relativement similaires peuvent être remarquées chez [19]. Les profils que nous observons sont de forme beaucoup plus régulière, possiblement en raison de la géométrie du canal d'eau, démarrant très au dessus du miroir, ce qui doit induire un écoulement strictement parallèle. Le laser diffuse sur ces filets de turbulence, provoquant l'apparition de zones brillantes en imagerie strioscopique. La figure de diffraction doit alors présenter une direction préférentielle selon la

direction normale aux filets, donc en suivant la direction horizontale. C'est effectivement ce qui est observé en champ lointain sur les images en échelle logarithmique, avec l'apparition de structures horizontales ressemblant à des queues de comètes, superposées au piédestal spatial du faisceau, principalement dû aux irrégularités de surface du miroir métallique. Les largeurs et longueurs de ces filets de turbulence sont similaires sur toutes les séries; seules leur intensité décroît puis devient évanescence lorsque la température approche du point thermo-optique nul, indiquant un blanchiment optique presque complet des structures de turbulence.

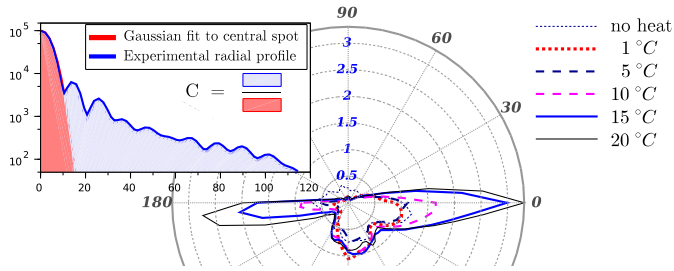


Fig. 5. Insert: définition graphique du rapport de contraste en énergie polaire C . Représentation polaire: distributions de $C(\theta)$ pour des températures allant de 1°C à 20°C .

Ces considérations qualitatives peuvent être rendues quantitatives en analysant les profils de champs lointains. Dans notre procédure numérique, détaillée en [20], nous déterminons le profil en énergie de l'image en champ lointain dans chaque direction polaire, à partir du point central de la tache focale, comme illustré dans l'insert de la figure 5. En échelle logarithmique, les courbes ainsi obtenues présentent une forme parabolique pour les faibles rayons, allure caractéristique d'un faisceau gaussien. L'intégrale de l'intensité lumineuse enregistrée dans cette zone fournit l'énergie dans la tache laser proprement dite. Pour des rayons plus importants, le profil se distingue nettement d'une parabole, signant l'apparition du piédestal spatial du faisceau, qui peut lui aussi être intégré. En définissant le contraste polaire C comme rapport entre l'énergie dans le piédestal (fond bleu) et l'énergie dans le faisceau principal (fond rose) dans chaque secteur angulaire $[\theta, \theta + d\theta]$ du profil en champ lointain, nous pouvons représenter la distribution polaire du contraste spatial $C(\theta)$ en fonction de la température de l'eau, fournissant dès lors une détermination entièrement quantitative de l'énergie diffusée en dehors du faisceau, telle que montrée dans les représentations polaires de la figure 5. Ainsi, $C = 1$ indique que la moitié de l'énergie du faisceau est perdue dans le piédestal, alors que $C = 0$ signifierait un faisceau quasi-Gaussien ne comprenant que des aberrations d'ordre bas.

Les représentations polaires montrent essentiellement des profils constants dans les directions haute et basse, dûs à des défauts intrinsèques du faisceau; ainsi que des structures en pointe, particulièrement visibles à 15°C et 20°C . À l'inverse, les courbes polaires obtenues à 1°C et 5°C sont quasiment superposées.

La figure 6 rapporte les valeurs de C pour les directions cardinales $\theta = 0^\circ$ (cercles), $\theta = \pm 90^\circ$ (flèches gauches et droites), et $\theta \simeq 180^\circ$ (croix, le long de la pointe de lumière). Les contrastes polaires haut et bas sont constants; les contrastes polaires latéraux présentent un accroissement quasi-linéaire. Les courbes en pointillés sont des régressions numériques de la forme $C = \alpha + \beta \frac{dn}{dT}(T)$, où $\frac{dn}{dT}(T)$ suit la formule analytique proposée par [17] (cf. Fig. 2). L'amélioration de $C(\theta)$ est spec-

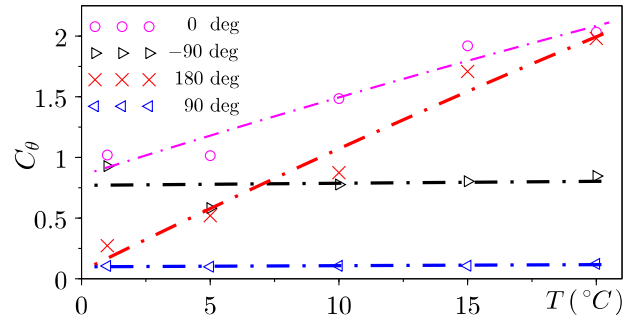


Fig. 6. Dépendances en température de $C(\theta)$ le long des directions cardinales.

taculaire à 0° et 180° . C_{180} décroît par exemple d'un facteur 7 entre 20°C et 1°C , une valeur limitée par le piédestal spatial statique pré-existant, visible sur la CCD2 sans chauffage (cf. Fig. 4, panneau supérieur gauche).

Dans les géométries habituelles d'écoulement, le coefficient d'échange thermique varie comme $\text{Re}^{0.5}$ en régime laminaire [21] et $\text{Re}^{0.8}$ en régime turbulent [10]. Alors que les valeurs de Re rapportées dans la littérature restent vers 1100 pour des amplificateurs immergés [19] afin de maintenir une qualité de faisceau acceptable, cette étude démontre la faisabilité optique de la méthode de nivellement d'indice au moins jusqu'à $\text{Re} = 4500$, ce qui pourrait dès lors conduire à une réduction importante de l'échauffement subi par les optiques refroidies par les faces. Des valeurs de Re encore plus élevées devront être testées dans le futur.

Notre simple dispositif dissipe déjà 150 W sur une seule surface de 1 pouce carré. Pour mettre en perspective cette capacité de refroidissement surfacique, nous prenons l'exemple d'un amplificateur Yb:YAG à trois disques en configuration droite [6], pompé sur sa ligne zéro-phonon ($\lambda = 970\text{ nm}$). Une puissance de $6 \times 150\text{ W} = 900\text{ W}$ représente les pertes locales, non-radiatives associées au défaut quantique d'une émission sur la ligne à 1030-nm de l'Yb³⁺ pour un pompage à un niveau de puissance de 15 kW. Avec une efficacité typique de 15% en mode pulsé, un tel amplificateur devrait sortir un niveau de puissance de 2300 W. Cette simple évaluation montre le potentiel de la méthode pour accroître la puissance moyenne des lasers intenses au delà du kilowatt, moyennant la possibilité de résoudre à cette échelle les questions liées à la condensation et à la conception du bloc de refroidissement. Cependant, comme l'indique la figure 2, le fait d'utiliser du D₂O à 7°C pourrait très fortement aider à résoudre ces questions, malgré un coût financier important, avec l'avantage supplémentaire d'une absorption réduite des faisceaux pompe et laser, la longueur d'absorption dans D₂O étant environ dix fois plus importante que dans H₂O dans le proche infra-rouge.

La capacité d'échange thermique montrée ici est déjà supérieure à celle du refroidissement par gaz d'hélium à température ambiante [22]. Des études complémentaires sont requises pour évaluer les avantages et inconvénients du nivellement d'indice par rapport aux autres technologies contemporaines, comme les disques minces et le refroidissement par gaz cryogéné [23]. Il conviendra en particulier d'en analyser le potentiel vis à vis des disques amplificateurs de grande dimension, tels qu'utilisés pour les toutes dernières infrastructures laser kilojoule à forte récurrence, comme le système ELI Beamlines [24].

En conclusion, la méthode de nivellement optique proposée

ici au voisinage d'un point thermo-optique nul permet de faire fonctionner des amplificateurs laser à refroidissement facial dans un nouveau régime faiblement turbulent, à haut nombre de Reynolds, permettant ainsi d'accroître les coefficients d'échange et donc d'améliorer le refroidissement. Dans ces conditions, la diffusion du faisceau sur les filets de turbulence est essentiellement supprimée, car l'indice optique devient indépendant de la température au premier ordre. Cette approche permet de simplifier la conception d'amplificateurs laser à haute puissance moyenne, et ouvre la voie à de multiples nouvelles applications laser, depuis la désorbitation de satellites jusqu'à la génération de rayonnements X d'intérêt médical.

Remerciements. Ce travail fut mené dans le cadre du projet LEAP, financé par la Région Nouvelle-Aquitaine (contrat 16005645), les Fonds Structuraux Européens (contrat 2779610), l'Université de Bordeaux et le CNRS. Les discussions avec Dominique Descamps et Jean-Pierre Hulin sont chaudement remerciées.

Déclarations d'intérêt. Les auteurs ne déclarent aucun conflit ni lien d'intérêt.

Disponibilité des données. Les données présentées dans cette lettre ne sont pas disponibles publiquement, mais peuvent être obtenues auprès des auteurs dans le cadre d'une requête raisonnable.

REFERENCES

1. D. J. Richardson, J. Nilsson, and W. A. Clarkson, *J. Opt. Soc. Am. B* **27** (2010).
2. A. Giesen and J. Speiser, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **13**, 598 (2007).
3. D. Albach, M. Loeser, M. Siebold, and U. Schramm, *High Power Laser Sci. Eng.* **7** (2019).
4. Z. Lin, G. Zhu, W. Zhao, Y. Qiao, M. Wang, H. Wang, and X. Zhu, *J. Opt. Soc. Am. B* **34**, 1669 (2017).
5. H. Okada, H. Yoshida, H. Fujita, and M. Nakatsuka, *Opt. Comm.* **266** (2006).
6. J. Lhermite, Ch. Féral, D. Marion, A. Rohm, Ph. Balcou, D. Descamps, S. Petit, M.-Ch. Nadeau, and E. Mével, "HORIZON laser: a new generation of kW-class ps amplifier," in *International Conference on Advanced Laser Technologies (ALT)*, (Prokhorov General Physics Institute of Russian Academics of Sciences, 2021), 21, p. 133.
7. M. Siebold, M. Loeser, G. Harzendorf, H. Nehring, I. Tsybin, F. Roeser, D. Albach, and U. Schramm, *Opt. Lett.* **39**, 3611 (2014).
8. R. Hill, *J. Opt. Soc. Am.* **68**, 1067 (1978).
9. R. Hill and S. Clifford, *J. Opt. Soc. Am.* **71**, 675 (1981).
10. W. Koechner, *Solid State Laser Engineering* (Springer, 2006), 6th ed.
11. K. Kazaura, K. Omae, T. Suzuki, M. Matsumoto, E. Mutafungwa, T. O. Korhonen, T. Murakami, K. Takahashi, H. Matsumoto, K. Wakamori, and Y. Arimoto, *Opt. Express* **14**, 4958 (2006).
12. E. Guyon, J.-P. Hulin, and L. Petit, *Hydrodynamique physique* (CNRS éditions & EDP Sciences, 2012).
13. V. I. Tatarski, *Wave propagation in a turbulent medium* (Courier Dover Publications, 2016). pp. 97–102.
14. C. Saubade, *J. Phys. France* **42**, 359 (1981).
15. J. Hawkes and R. Astheimer, *J. Opt. Soc. Am.* **38**, 804 (1948).
16. G. Abbate, U. Bernini, E. Ragozzino, and F. Somma, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **11**, 1167 (1978).
17. A. N. Bashkatov and E. A. Genina, "Water refractive index in dependence on temperature and wavelength: a simple approximation," in *Saratov Fall Meeting 2002: Optical Technologies in Biophysics and Medicine IV*, vol. 5068 (International Society for Optics and Photonics, 2003), pp. 393–395.
18. G. Abbate, U. Bernini, E. Ragozzino, and F. Somma, *Z. Naturforsch. A* **35a**, 1171 (1980).
19. X. Ruan, H. Su, B. Tu, J. Shang, J. Wu, J. Yi, H. Cao, Y. Ma, G. Wang, D. Shen, Q. Goa, K. Zhang, and C. Tang, *Opt. Commun.* **436**, 26 (2019).
20. Ph. Balcou, D. Marion, A. Rohm, Ch. Féral, and J. Lhermite, to be published (2022).
21. S. W. Churchill and H. Ozoe, *J. Heat Transf.* **95**, 573 (1973).
22. A. Bayramian, P. Armstrong, and E. Ault, *Fusion Sc. & Tech.* **52**, 383 (2007).
23. M. Divoký, J. Pilař, M. Hanuš, P. Navrátil, O. Denk, P. Severová, P. Mason, T. Butcher, S. Banerjee, M. D. Vido, C. Edwards, J. Collier, M. Smrž, and T. Mocek, *Opt. Lett.* **46**, 5771 (2021).
24. E. Gaul, G. Chériaux, R. Antipenkov, F. Batysta, T. Borger, G. Friedman, J. Greene, D. Hammond, J. Heisler, D. Hiding, A. Jochmann, M. Kepler, A. Kissinger, D. Kramer, J. Lagron, A. Meadows, B. Rus, P. Trojek, S. Vyhlička, and T. Ditmire, "Hybrid OPCPA/glass 10 PW laser at 1 shot a minute," in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, (Optica Publishing Group, 2018), p. STu3M.2.

FULL REFERENCES

1. D. J. Richardson, J. Nilsson, and W. A. Clarkson, "High power fiber lasers: current status and future perspectives," *J. Opt. Soc. Am. B* **27** (2010).
2. A. Giesen and J. Speiser, "Fifteen years of work on thin-disk lasers: results and scaling laws," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **13**, 598–609 (2007).
3. D. Albach, M. Loeser, M. Siebold, and U. Schramm, "Performance demonstration of the PENELOPE main amplifier HEPA I using broadband nanosecond pulses," *High Power Laser Sci. Eng.* **7** (2019).
4. Z. Lin, G. Zhu, W. Zhao, Y. Qiao, M. Wang, H. Wang, and X. Zhu, "Heat generation in quasi-three-level Yb: YAG thin-disk lasers," *J. Opt. Soc. Am. B* **34**, 1669–1676 (2017).
5. H. Okada, H. Yoshida, H. Fujita, and M. Nakatsuka, "Liquid-cooled ceramic Nd:YAG split-disk amplifier for high-average-power laser," *Opt. Comm.* **266** (2006).
6. J. Lhermite, Ch. Féral, D. Marion, A. Rohm, Ph. Balcou, D. Descamps, S. Petit, M.-Ch. Nadeau, and E. Mével, "HORIZON laser: a new generation of kW-class ps amplifier," in *International Conference on Advanced Laser Technologies (ALT)*, (Prokhorov General Physics Institute of Russian Academics of Sciences, 2021), **21**, p. 133.
7. M. Siebold, M. Loeser, G. Harzendorf, H. Nehring, I. Tsybin, F. Roeser, D. Albach, and U. Schramm, "High-energy diode-pumped D₂O-cooled multislabs Yb:YAG and Yb:QX-glass lasers," *Opt. Lett.* **39**, 3611–3614 (2014).
8. R. Hill, "Optical propagation in turbulent water," *J. Opt. Soc. Am.* **68**, 1067–1072 (1978).
9. R. Hill and S. Clifford, "Theory of saturation of optical scintillation by strong turbulence for arbitrary refractive-index spectra," *J. Opt. Soc. Am.* **71**, 675–686 (1981).
10. W. Koechner, *Solid State Laser Engineering* (Springer, 2006), 6th ed.
11. K. Kazaura, K. Omae, T. Suzuki, M. Matsumoto, E. Mutafungwa, T. O. Korhonen, T. Murakami, K. Takahashi, H. Matsumoto, K. Wakamori, and Y. Arimoto, "Enhancing performance of next generation FSO communication systems using soft computing based predictions," *Opt. Express* **14**, 4958–4968 (2006).
12. E. Guyon, J.-P. Hulin, and L. Petit, *Hydrodynamique physique* (CNRS éditions & EDP Sciences, 2012).
13. V. I. Tatarski, *Wave propagation in a turbulent medium* (Courier Dover Publications, 2016). pp. 97–102.
14. C. Saubade, "Indice de réfraction de l'eau pure aux basses températures, pour la longueur d'onde de 5 893 Å," *J. Phys. France* **42**, 359–366 (1981).
15. J. Hawkes and R. Astheimer, "The temperature coefficient of the refractive index of water," *J. Opt. Soc. Am.* **38**, 804–806 (1948).
16. G. Abbate, U. Bernini, E. Ragozzino, and F. Somma, "The temperature dependence of the refractive index of water," *J. Phys. D: Appl. Phys.* **11**, 1167 (1978).
17. A. N. Bashkatov and E. A. Genina, "Water refractive index in dependence on temperature and wavelength: a simple approximation," in *Saratov Fall Meeting 2002: Optical Technologies in Biophysics and Medicine IV*, vol. 5068 (International Society for Optics and Photonics, 2003), pp. 393–395.
18. G. Abbate, U. Bernini, E. Ragozzino, and F. Somma, "Temperature coefficient of the refractive index of H₂O and D₂O and proposed models of water structure," *Z. Naturforsch. A* **35a**, 1171–1177 (1980).
19. X. Ruan, H. Su, B. Tu, J. Shang, J. Wu, J. Yi, H. Cao, Y. Ma, G. Wang, D. Shen, Q. Goa, K. Zhang, and C. Tang, "Analysis of output characteristics introduced by non-uniform coolant in direct-liquid cooled multi-disk laser," *Opt. Commun.* **436**, 26–33 (2019).
20. Ph. Balcou, D. Marion, A. Rohm, Ch. Féral, and J. Lhermite, "High dynamic multiple imaging method for polar analysis of the spatial pedestal of a focused laser," to be published (2022).
21. S. W. Churchill and H. Ozoe, "Correlations for laminar forced convection in flow over an isothermal flat plate and in developing and fully developed flow in an isothermal tube," *J. Heat Transf.* **95**, 573 (1973).
22. A. Bayramian, P. Armstrong, and E. Ault, "The Mercury project: A high average power, gas-cooled laser for inertial confinement fusion energy development," *Fusion Sc. & Tech.* **52**, 383–387 (2007).
23. M. Divoký, J. Pilař, M. Hanuš, P. Navrátil, O. Denk, P. Severová, P. Mason, T. Butcher, S. Banerjee, M. D. Vido, C. Edwards, J. Collier, M. Smrž, and T. Mocek, "150 J DPSSL operating at 1.5 kW level," *Opt. Lett.* **46**, 5771 (2021).
24. E. Gaul, G. Chériaux, R. Antipenkov, F. Batysta, T. Borger, G. Friedman, J. Greene, D. Hammond, J. Heisler, D. Hiding, A. Jochmann, M. Kepler, A. Kissinger, D. Kramer, J. Lagron, A. Meadows, B. Rus, P. Trojek, S. Vyhlička, and T. Ditmire, "Hybrid OPCPA/glass 10 PW laser at 1 shot a minute," in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, (Optica Publishing Group, 2018), p. STu3M.2.