

L'AMPLIFICATION À DÉRIVE DE FRÉQUENCE

N. BLANCHOT et C. ROUYER*

Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives,
Centre d'études scientifiques et techniques d'Aquitaine, F-33116 Le Barp, France
* clau.rouyer@cea.fr



La technique de l'amplification à dérive de fréquence a donné accès à la production d'impulsions lumineuses ultra-courtes, quelques femtosecondes, et ultra-puissantes, plusieurs dizaines de pétawatts, ouvrant le champ à de nombreuses applications. Nous fournissons ici quelques informations historiques et présentons les fondements de la technique.

<https://doi.org/10.1051/photoniq/202211248>

Article publié en accès libre sous les conditions définies par la licence Creative Commons Attribution License CC-BY (<https://creativecommons.org/licenses/by/4.0>), qui autorise sans restrictions l'utilisation, la diffusion, et la reproduction sur quelque support que ce soit, sous réserve de citation correcte de la publication originale.

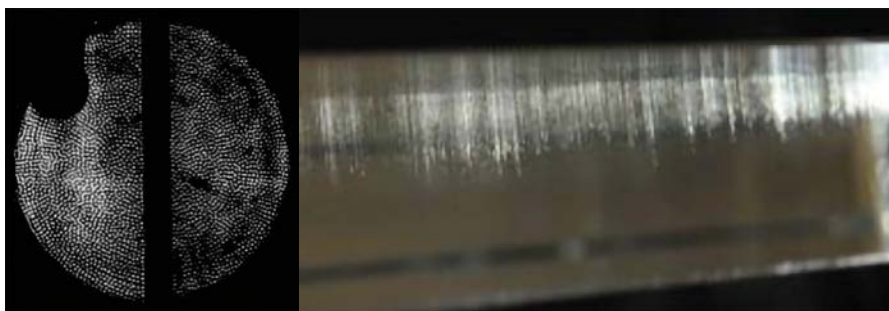
La technique de l'amplification à dérive de fréquence d'impulsions lumineuses a été mise à l'honneur en 2018. Donna Strickland et Gérard Mourou ont reçu cette année-là le prix Nobel de Physique précisément pour avoir été pionniers et avoir démontré expérimentalement en 1985 cette technique au *Laboratory for Laser Energetics* de l'Université de Rochester dans l'état de New - York aux USA [1]. Ils ont alors l'intuition que la transposition de la technique déjà utilisée depuis plusieurs années pour amplifier l'énergie portée par les impulsions radar, aura un très fort potentiel dans la réalisation d'impulsions lumineuses très puissantes et de durée très courte.

Ils fondent leurs premières réalisations sur des travaux antérieurs d'étirement, d'élargissement spectral et de compression d'impulsions menés, au début des années 80, par les équipes du centre de recherche d'IBM [2], et aussi sur la maîtrise de la dispersion spectrale apportée par une paire de réseaux de diffraction étudiée par Edmond Treacy à la fin des années 60 [3].

À partir de la fin des années 80, une collaboration établie entre une équipe de la Direction des Applications Militaires et G. Mourou permet d'appliquer la technique de l'amplification à dérive de fréquence (ou *CPA* pour *Chirped Pulse Amplification*) sur la chaîne laser de puissance P102 du Centre d'Etudes de Limeil - Valenton du CEA. Les différentes adaptations de la technique conduisent à y produire

des impulsions lumineuses à des niveaux de puissance alors jamais atteints : 20 TW (TW : 10^{12} watts) puis 55 TW et enfin 80 TW au début des années 90. L'un des réseaux de diffraction fabriqués par la société Jobin-Yvon et utilisés à la compression de l'impulsion sur P102 a été choisi en 2018 par G. Mourou comme symbole de ses travaux, pour être conservé au musée Nobel à Stockholm (voir photographie sur l'illustration en tête de l'article).

Dans la continuité, cette même équipe de la DAM enrichie de nouveaux collègues du Centre d'études scientifiques et techniques d'Aquitaine (Cesta) au CEA a par la suite conçu puis réalisé le laser PETAL au sein de l'installation LMJ avec le soutien financier de la Région Nouvelle-Aquitaine, de l'État et de l'Union Européenne.



PETAL produit des impulsions lumineuses dont le niveau de puissance est le pétawatt, et celui de l'énergie proche du kilojoule.

PRINCIPES DE BASE

L'amplification de l'énergie portée par une impulsion de courte durée se heurte à une difficulté mise en évidence depuis le milieu des années 70. Il apparaît rapidement à cette époque que le faisceau qui se propage dans les matériaux amplificateurs subit un effet non linéaire, l'effet Kerr, qui crée localement des surintensités par mécanisme d'autofocalisation de l'onde lumineuse et endommage ainsi de façon irréversible les composants optiques (Fig.1). Ces travaux menés aux Laboratoires de Marcoussis en France sont à l'origine de l'usage de filtres spatiaux au cœur des installations laser de puissance [4]. Malgré la mise en œuvre des filtres spatiaux sur les chaînes laser de puissance, il demeure que l'intensité du faisceau laser (densité de puissance par unité de surface) qui traverse les amplificateurs, ne doit pas dépasser une valeur limite sous peine de provoquer l'effet néfaste de l'autofocalisation.

Par ailleurs, les systèmes lasers qui produisent des impulsions très énergétiques sont optimisés pour favoriser le rendement énergétique des derniers amplificateurs qui sont les plus volumineux. Ils sont conçus afin d'extraire au mieux l'énergie stockée dans les amplificateurs. Les modèles physiques de l'amplification de l'émission stimulée proposés par Frantz et Nodvik montrent que l'extraction de l'énergie stockée dans les amplificateurs est efficace dès lors que la fluence du faisceau

Figure 1 : A gauche, structuration du faisceau d'un laser de puissance, en un ensemble de points intenses, engendrée par la propagation en présence d'effet Kerr ; à droite, endommagement en volume par le mécanisme d'autofocalisation d'un composant en silice vu de côté, par la tranche.

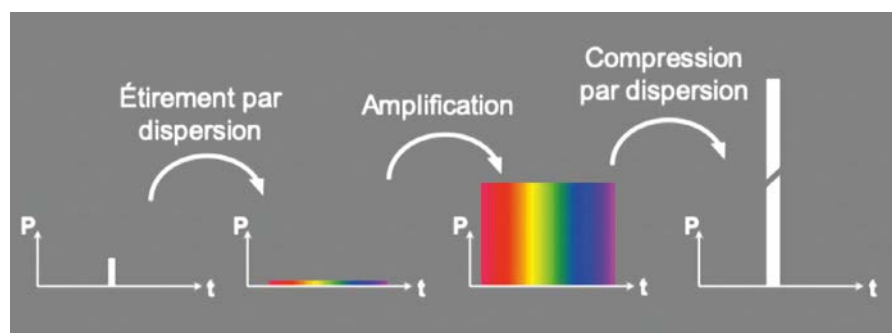
(densité d'énergie par unité de surface) est proche d'une quantité caractéristique du matériau amplificateur, la fluence de saturation.

Il apparaît ainsi que pour produire le maximum de puissance lumineuse d'une installation laser, il est important de satisfaire les deux conditions sur l'intensité et la fluence portées par le faisceau :

$$\frac{\text{Énergie}}{\text{Durée} \times \text{Surface}} < \text{Intensité}_{\text{limite}}$$

$$\text{et } \frac{\text{Énergie}}{\text{Surface}} > \text{Fluence}_{\text{saturation}}$$

Figure 2 : Schéma de principe de la technique CPA avec la représentation de la puissance au cours du temps à chaque étape. Les composantes spectrales de l'impulsion initiale, peu énergétique, sont concentrées en une durée courte. Le processus d'étirement par dispersion spectrale adapte la durée de l'impulsion au mécanisme d'amplification, les différentes composantes spectrales sont étalées dans le temps. Après amplification de l'énergie portée par l'impulsion, le processus de compression par dispersion spectrale, conjuguée de celle placée pour l'étirement, produit une impulsion énergétique de courte durée donc très puissante.



Ces conditions se résument donc à l'expression d'une borne inférieure pour la durée de l'impulsion :

$$\text{Durée} > \frac{\text{Fluence}_{\text{saturation}}}{\text{Intensité}_{\text{limite}}}$$

Pour fixer les idées, les installations laser qui délivrent les impulsions les plus énergétiques sont celles dédiées à la FCI (Fusion par Confinement Inertiel). Les seuls matériaux amplificateurs capables de stocker de si grandes quantités d'énergie sont des verres dopés au néodyme, pour lesquels la limite de l'intensité est de quelques GW/cm² et dont la fluence de saturation est proche de 4 J/cm². Il en ressort que ces systèmes sont les plus performants quand la durée des impulsions est proche ou supérieure à la nanoseconde.

L'idée fondamentale de la technique CPA consiste à utiliser la même logique que celle utilisée classiquement dans le domaine spatial : la dimension du faisceau est adaptée dans le processus d'amplification pour que la fluence du faisceau en fin d'amplification soit proche de la fluence de saturation ; elle est ensuite réduite par simple focalisation du faisceau pour se conformer aux exigences de l'expérience.

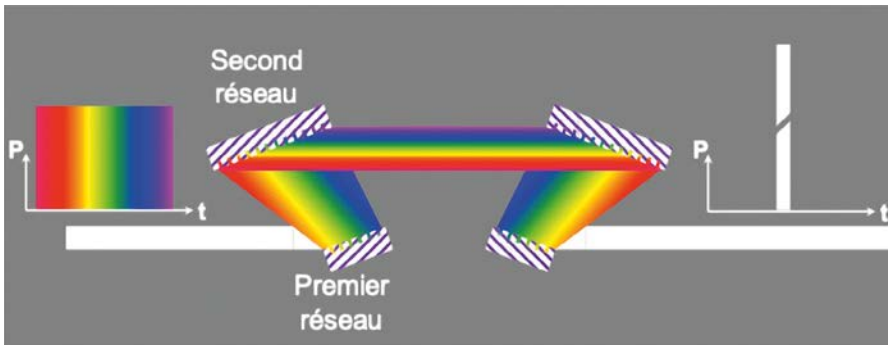


Figure 3 : Schéma de compression en double passage. À gauche, le faisceau incident porte une impulsion étirée. Le premier réseau diffracte les longueurs d'onde, le second réseau compense la dispersion apportée par le premier réseau. Le schéma est répété pour concentrer spatialement, en un même faisceau, l'ensemble des composantes spectrales. La composante rouge parcourt un chemin plus long que celui parcouru par la composante bleue. L'impulsion de sortie, à droite, est comprimée.

Pour la durée d'impulsion, il s'agit de procéder selon un principe équivalent. Il est plus habile de dissocier la durée de l'impulsion adaptée au processus d'amplification de l'énergie, de celle nécessaire pour satisfaire les besoins de l'expérience effectuée avec le laser.

Ainsi le schéma typique du CPA, voir la figure 2, utilise un oscillateur à impulsion courte. L'impulsion engendrée par l'oscillateur est ensuite étirée afin de l'adapter au processus d'amplification. Elle est finalement comprimée pour retrouver une durée courte exigée par le besoin de l'expérience. Les facteurs d'étirement et de compression de la durée sont très grands et peuvent parfois atteindre quelques dizaines de milliers comme c'est le cas sur le laser PETAL par exemple.

La technique CPA consiste donc à mettre en œuvre des systèmes d'étirement et de compression de la durée d'impulsion qui se fondent sur deux propriétés :

- Une propriété inhérente aux impulsions courtes qui véhiculent un grand nombre de composantes spectrales ;
- Une propriété caractéristique des éléments dispersifs pour lesquels la propagation de la lumière est très dépendante des composantes spectrales de ces impulsions.

Le premier point est connu depuis longtemps, il s'agit du principe d'incertitude d'Heisenberg. Le second point a été maîtrisé par E. Treacy [3].

L'ÉTIREMENT ET LA COMPRESSION

Les systèmes étireur et compresseur d'impulsions sont conjugués au sens où ils apportent des dispersions spectrales qui se compensent. Dans le principe, les schémas de dispersion de l'un et de l'autre pourraient être indifféremment choisis. Dans la pratique, le mécanisme d'endommagement des composants optiques soumis à de fortes intensités, et les grandes dimensions du faisceau et donc des composants optiques, imposent de fortes contraintes sur la réalisation du compresseur. Il est préférable de concevoir le compresseur avec un schéma de dispersion simple, puis de se soucier dans un second temps de l'étireur pour concevoir un système dispersif conjugué.

Le compresseur originel se fonde sur celui de E. Treacy [3]. Les différentes composantes spectrales de l'impulsion sont dispersées selon des directions différentes par un réseau de diffraction (surface plane réfléchissante gravée de traits rectilignes, parallèles entre eux,

périodiquement espacés selon un pas légèrement inférieur à celui de la longueur d'onde de l'impulsion lumineuse). Chaque composante spectrale parcourt ainsi une trajectoire qui lui est propre. Un second réseau placé parallèlement au premier réseau, et identique, stoppe la dispersion apportée par le premier réseau. Après la réflexion sur le second réseau, l'ensemble des composantes spectrales se propagent selon des directions parallèles. Cependant, entre les deux réseaux, la distance de propagation selon la trajectoire empruntée par la longueur d'onde la plus grande portée par l'impulsion, est plus importante que celle empruntée par la longueur d'onde la plus petite. Elle nécessite donc une durée plus grande pour effectuer ce parcours.

Ce schéma se décline en double passage, voir la figure 3, afin de limiter un couplage spatio-temporel trop important (les différentes composantes spectrales ne sont pas totalement superposées dans le schéma d'origine) ou en des schémas mixtes comme celui mis en œuvre sur le laser PETAL afin de repousser les limites apportées par les seuils de tenue au flux des composants optiques.

L'étape de compression est maîtrisée plus précisément avec le contrôle de la dépendance spectrale (ω) du déphasage, $\Delta\phi(\omega)$, apportée à l'onde lumineuse par le système compresseur. On peut montrer que ce déphasage $\Delta\phi(\omega)$ est proportionnel à la distance qui sépare les deux réseaux [5-6].

Cependant, pour mieux se représenter les invariants importants dont il faut tenir compte lors du dimensionnement d'un compresseur, il est parfois plus simple d'évaluer la durée « à comprimer » par le retard relatif pris par la composante spectrale extrême par rapport à l'autre composante spectrale à l'autre bord du spectre. Ce retard ΔT est défini par la différence Δm du nombre de traits couverts par le faisceau sur le second réseau, et de ceux couverts

par le faisceau sur le premier réseau. Ainsi le retard ΔT s'exprime par :

$$\Delta T = \Delta m \frac{\lambda}{c}$$

où λ est la longueur d'onde centrale de l'impulsion et c la vitesse de la lumière. La différence Δm se déduit du produit de l'élargissement spatial du faisceau ΔD sur le second réseau et de la densité de traits par unité de longueur, N .

$$\Delta T = \Delta DN \frac{\lambda}{c}$$

Il apparait là que la compression d'une durée d'impulsion étirée à la nanoseconde nécessite des différences de trajets de plusieurs dizaines de centimètres.

L'étage d'étirement de la durée de l'impulsion s'opère quand l'impulsion porte très peu d'énergie. Moins de contraintes s'appliquent à sa mise en œuvre et de nombreux systèmes ont été utilisés [6]. Dans le schéma de la première réalisation, l'étirement de l'impulsion était réalisé par dispersion chromatique dans une fibre optique monomode. La réalisation était relativement simple. En revanche, si la dépendance spectrale du déphasage $\Delta\phi(\omega)$ apportée par la fibre était bien du signe opposé à celle apportée par un compresseur, elle ne permettait pas d'avoir une compensation parfaite.

Le schéma le plus utilisé aujourd'hui consiste à placer un système afocal de grandissement unitaire entre deux réseaux de diffraction. Un calcul d'optique géométrique montre que si le faisceau est collimaté avant le système afocal, il reste collimaté après le système afocal.

De plus, l'image du premier réseau peut ainsi se retrouver projeté derrière le second réseau. Selon l'optique géométrique, tout se passe comme si la distance séparant les deux réseaux était négative. Comme le déphasage apporté est proportionnel à la distance qui sépare les deux réseaux, il est possible d'engendrer un déphasage identique en valeur absolue et de signe opposé à celui du compresseur :

$$\Delta\phi_{\text{Total}}(\omega) = \Delta\phi_{\text{étireur}}(\omega) + \Delta\phi_{\text{compresseur}}(\omega) = 0$$

CONCLUSION

La mise en œuvre du principe de l'amplification à dérive de fréquence offre la possibilité d'augmenter de plusieurs ordres de grandeur la puissance des impulsions lumineuses produite par un laser. Associée à la focalisation du faisceau laser, elle permet donc la production d'une très haute intensité, ou autrement formulé, à une très grande concentration de l'énergie lumineuse (plusieurs dizaines, voire centaines de joules) dans un petit volume (de quelques centaines voire dizaines de μm^3).

Une telle concentration d'énergie modifie la matière dans des états extrêmes et à des échelles de temps ultra-rapides, sub-picosecondes voire de quelques femtosecondes. Cette technique ouvre ainsi l'accès à un vaste champ d'applications dans de nombreux domaines de la physique, de la chimie, de la biologie, de la médecine et plus largement dans l'industrie. ●

RÉFÉRENCES

- [1] D. Strickland, G. Mourou, *Optics Comm.* **56**, 219-221 (1985)
- [2] B. Nikolaus and D. Grischkowsky, *Appl. Phys. Lett.* **42**, 1 (1983)
- [3] E. B. Treacy, *IEEE J. of Quantum Electron.* **QE5**, 454 (1969)
- [4] A. Bettinger, C. Charles, J. Osmalin, J.G. Giraud, *Optics Comm.* **18**, 176-177 (1976)
- [5] C. Fiorini, C. Sauteret, C. Rouyer, N. Blanchot, S. Seznec and A. Migus, *IEEE J. of Quantum Electron.* **30**, 1662 - 1670 (1994)
- [6] E. Hugonnot, *Techniques de l'Ingénieur*, E6515 (2019)

OPCPA

par **OPTON LASER**
INTERNATIONAL

EKSPLA

LASERS HAUTE ENERGIE



- ▲ ns, ps, fs
- ▲ Monocoup jusqu'au kHz
- ▲ TW
- ▲ ...



WHITE DWARF OPCPA 5 W Pour microscopie 3 photons



- ▲ Puissance moyenne 5W
- ▲ Longueurs d'onde 960, 1300 ou 1700 nm
- ▲ Taux de répétition 10MHz max
- ▲ Pompé par Monaco Coherent



contact@optonlaser.com
www.optonlaser.com