HAL
open science

Photoinscription par laser à impulsions ultrabrèves pour des systèmes optiques 3D

Razvan Stoian, Cyril Mauclair

To cite this version:

Razvan Stoian, Cyril Mauclair. Photoinscription par laser à impulsions ultrabrèves pour des systèmes optiques 3D. Techniques de l'Ingénieur, 2018, pp.E6312. 10.51257/a-v1-e6312 . ujm-01948749

HAL Id: ujm-01948749

https://ujm.hal.science/ujm-01948749v1

Submitted on 6 Mar 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Titre principal

Sous-titre (optionnel)

Photoinscription par laser ultrabref pour la fabrication de systèmes optiques 3D

Ultrafast laser photoinscription for 3D optical systems

par **Prénom NOM : Razvan STOIAN**

Fonction : Chercheur CNRS

Affiliation : Laboratoire Hubert Curien, CNRS UMR 5516, Université de Lyon, Université de St. Etienne, 42000 Saint Etienne, France

et

par **Prénom NOM : Cyril MAUCLAIR**

Fonction :Fonction : Maitre de conférences

Fonction :Affiliation : Laboratoire Hubert Curien, CNRS UMR 5516, Université de Lyon, Université de St. Etienne, 42000 Saint Etienne, France

Résumé (~500 - 700 signes) : Résumé du texte - Résumé du texte

La photoinscirption par laser à impulsions ultracourtes a connu de forts développements du fait de sa capacité à confiner l'énergie à l'échelle micrométrique avec une géométrie contrôlée. La structure du matériau irradié peut ainsi être modifiée dans le volume de façon à moduler spatialement l'indice de réfraction dans les trois dimensions réalisant ainsi des fonctions optiques innovantes en volume. Les mécanismes physiques de la photoinscription seront abordés en mettant en valeur les possibilités liées au contrôle local de l'indice de réfraction. Différentes stratégies de photoinscription 3D sont ensuite discutées ainsi que le potentiel pour générer des composants optiques et photoniques en 3D. Enfin, divers domaines d'applications impactés sont considérés, des télécommunications à l'astrophotonique, en passant par l'optofluidique.

Abstract (~500 – 700 signs) : Text abstract - Text abstract

Ultrafast laser photoinscription experienced strong development fueled by its capability to confine energy in micro-domains of arbitrary geometries. This can locally modify the material structure, changing the refractive index design and laying down the concept of three-dimensional modifications for novel and efficient optical functions. We discuss the physical mechanisms of photoinscription, outlining the possibility of refractive index engineering. Subsequently we present different irradiation geometries for photoinscription and pinpoint their potential to generate optical and photonic systems in 3D. Finally we indicate a range of application domains, from telecom to optofluidics and astrophotonics.

Mots-clés (~ 3-4) : Ingénierie de l'indice de réfraction, laser ultrabref, photoinscription laser, fonctions optiques intégrées dans le volume, photonique

Keywords (~ 3-4) : refractive index engineering, ultrafast laser, photoinscription, , 3D embedded optical systems

Table des matières

1 Mécanismes physiques de la photoinscription laser ____ *4*
1.1 Photo-excitation non linéaire ____ 5
1.2 Propagation linéaire ____ 8
1.3 Propagation non linéaire ____ 9
1.4 Relaxation de la matière ____ 12
1.5 Ingénierie de l'indice de réfraction ____ 17
2 Stratégies de déplacement laser pour la génération de guide d'onde ____ *19*
2.1 Scan direct ____ 19
2.2 Méthodes avancées de correction et de contrôle ____ 20
3 Systèmes optiques intégrés dans le volume ____ *23*
3.1 La fonction élémentaire : le guidage de lumière ____ 24
3.2 Fonctions optiques de base ____ 25
3.3 Marquage optique et stickage de données ____ 27
3.4 Systèmes optiques pour les télécommunications ____ 28
3.5 Application en optofluidique ____ 29
3.6 Applications en astrophotonique ____ 30
Conclusion ____ *31*
Glossaire ____ *34*
Sigles, notations et symboles ____ *34*

Introduction

Les micro et nanotechnologies actuelles reposent entièrement sur les outils capables de structurer les matériaux avec une précision maximale et le minimum d'effets collatéraux. La radiation laser figure comme un des outils les plus utilisés et étudiés, des applications macroscopiques (soudage, découpe, perçage) aux applications nanoscopiques (photolymérisation à deux photons, lithographie UV pour la microélectronique). Afin d'augmenter encore la précision atteignable, les impulsions laser ultracourtes femto-picosecondes (10^{-15}-10^{-12}s) sont particulièrement étudiées [1]. Le micro usinage par laser ultracourt est devenu aujourd'hui une technologie performante capable de répondre à de nouveaux défis de structuration de la matière jusqu'à l'échelle nanométrique [2]. Lors de l'irradiation ultracourte, l'aspect non linéaire de l'excitation et les effets limités de diffusion thermique permettent de concentrer l'énergie photonique à des niveaux inégalés, ouvrant la voie à des applications uniques.

Les efforts de miniaturisation et d'intégration de plusieurs fonctions sur un substrat unique sont directement impactés par ces possibilités. Le domaine d'application par excellence est naturellement celui de la photonique, notamment la transmission et le traitement de données. Le concept de circuit photonique réunissant plusieurs fonctions optiques sur un support monolithique est au centre de développement d'applications. La performance d'un tel dispositif est directement impactée par la possibilité de réaliser un design tridimensionnel au sein d'un matériau d'intérêt optique.

L'idée de modification tri dimensionnelle de matériaux transparents est intrinsèquement liée à l'irradiation par impulsion courtes et ultracourtes dans une gamme de longueurs d'ondes pour laquelle le matériau est lui-même transparent [3]. Il est ainsi possible d'amener l'irradiation laser au point d'impact désiré à l'intérieur du volume sans perte par absorption. La focalisation permet également de concentrer l'irradiation seulement dans la zone à modifier. Cette concentration d'énergie lumineuse permet d'atteindre des intensités extrêmes (de l'ordre du TW/cm^2) et ce, uniquement dans une zone

correspondant approximativement à la distance confocale donnée par l'élément de focalisation (lentille, miroir courbe etc.…). Le matériau est ainsi ionisé localement, ce qui modifie sa structure et donc ses propriétés optiques. Par conséquence un changement très localisé de l'indice de réfaction peut être obtenu. Cette modification constitue la brique élémentaire pouvant être reproduite indéfiniment par un déplacement du faisceau laser dans les trois dimensions pour la réalisation de fonctions optiques. Ceci offre une technique pertinente et robuste pour la fabrication d'éléments et de fonctions optiques au sein d'un matériau. Bien qu'extrêmement précises pour la structuration en surface et en surface proches, les techniques actuelles de photolithographie (parfois accompagnées par échange d'ions) sont difficilement extrapolables dans les trois dimensions et nécessitent une approche couche par couche. Cette méthode aux nombreuses étapes complique drastiquement le procédé en augmentant à la fois le coût et la complexité. Grâce à l'absence de contact et de contrainte, les procédés basés sur les impulsions laser ultrabrèves rendent possibles et simples le design et l'intégration de multiples fonctions optiques dans les trois dimensions. À plus long terme, cette technique sera associée à des méthodes de production de masse et des processus numérisés.

La première démonstration de modification de l'indice de réfraction dans le volume de matériaux transparents par impulsions ultrabrèves a eu lieu dans les années 90 [4]. Depuis, la thématique de la photoinscription 3D par impulsions ultracourtes a connu un fort développement. Une orientation particulière vers l'échelle nanométrique est à noter, du fait de la capacité des impulsions ultracourtes à concentrer l'énergie au sein du volume focal sur des échelles extrêmes, en deçà de la limite de diffraction. Les hautes intensités ainsi obtenues permettent d'exploiter efficacement les non linéarités d'absorption et constituent de nouvelles façons de modifier la matière.

L'objectif de cet article est de faire une revue de la technique de design de l'indice de réfraction par impulsions laser ultracourtes et de mettre en lumière tout son potentiel pour la fabrication de composants et de fonctions optiques dans la masse de matériau optique. Dans un premier temps, les mécanismes physiques induisant la modification du matériau subséquente à l'impact laser sont discutés en indiquant les moyens de contrôler le changement d'indice de réfraction. Puis, sont abordées les techniques d'irradiation avancées les plus performantes en précisant leurs avantages et inconvénients. La génération de fonctions optiques élémentaires (guidage, filtrage) et plus complexes (fonctions actives et passives) à partir du changement local de l'indice de réfraction occupe ensuite le propos. Enfin, la fabrication de divers systèmes est détaillée, comme les guides d'onde, les composants filtrants, polarisants et les systèmes optiques intégrés pour des applications actuelles dans le domaine du transport de données, de la détection, de l'opto-fluidique, de l'astro-photonique et de l'optique quantique.

1 Mécanismes physiques de la photoinscription laser

Une description particulièrement perspicace de la génération et des propriétés des impulsions ultracourtes a été récemment publiée Ref. [5] (voir également les références associées). Une impulsion laser ultracourte peut être vue comme un paquet d'ondes lumineuses oscillant à une pulsation porteuse ω_0. Par exemple, une impulsion optique centrée à 800 nm dotée d'une enveloppe Gaussienne voit sa pulsation porteuse à ω_0 = 2.35 rad/fs (période d'oscillation T = 2.67 fs). L'impulsion est généralement obtenue par verrouillage d'un grand nombre de modes longitudinaux au sein d'une cavité laser avant amplification, la durée de l'impulsion étant inversement proportionnelle au nombre de modes en phase N_{ML} et à leur décalage spectral [5]. Ainsi, la durée d'impulsion $\Delta\tau$ à la limite de Fourier est également inversement proportionnelle à la largeur spectrale $\Delta\omega$, de manière similaire au principe d'incertitude d'Heisenberg. Pour une impulsion ayant une enveloppe Gaussienne, il vient $\tau_p=\Delta\tau\sim2.77/\Delta\omega$. Ainsi, une impulsion Gaussienne de durée 10 fs centrée à 800 nm présente une largeur spectrale $\Delta\lambda$ d'environ 100 nm. Une description mathématique du champ électrique $\mathcal{E}(t)$ de l'impulsion laser peut être décomposée sur un ensemble d'ondes planes monochromatiques de cette manière :

$$\mathcal{E}(t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\mathcal{E}}(\omega)e^{i\omega t}d\omega \tag{1}$$

La durée la plus courte peut être atteinte lorsque les composantes spectrales sont synchronisées de façon à arriver ensemble au même point au même instant. Leur retard relatif est nul dans ce cas. Néanmoins, si les composantes spectrales se propagent avec un retard relatif $\varphi(\omega)$ (une phase relative différente pour composante spectrale), $\tilde{\mathcal{E}}(\omega) = |\mathcal{E}(\omega)|e^{i\varphi(\omega)}$, ceci impacte leur retard temporel relatif exprimé par la phase temporelle $\tilde{\mathcal{E}}(t) = |\mathcal{E}(t)|e^{-i\Phi(t)}$ [5]. Les phases temporelles et spectrales sont liées par une transformée de Fourier. Il est de nos jours possible d'obtenir des impulsions approchant la limite du cycle optique à partir d'oscillateurs compacts et robustes exploitant le contrôle de phase sur une grande largeur spectrale [6].
Une impulsion ultracourte couvrant le domaine fs-ps possède intrinsèquement une puissance crête élevée $P = E/\tau_p$ même à partir d'une énergie par impulsion modérée. C'est là que réside tout l'intérêt de ces impulsions, notamment lorsque leurs durées s'approchent du cycle optique (quelques fs). Sur cette échelle de temps se trouvent les dynamiques des phénomènes physiques ultrarapides des mouvements électroniques et moléculaires. En parallèle, pour cette durée d'impulsion, des puissances instantanées de l'ordre du PW peuvent être atteintes. C'est également une fenêtre temporelle permettant de privilégier les interactions avant que la génération et la diffusion de chaleur prennent trop d'importance, on parle alors (exagérément) de régime 'athermique'.

Figure 1. Concept de photoinscription laser 3D.

Les durées d'impulsions laser ultracourtes typiques se situent entre 100 fs et 1 ps pour les longueurs d'onde dans le proche infrarouge, par exemple : 800 nm pour la technologie Ti: Saphir ou 1030 nm pour la technologie Yb directement pompée par diode. A titre indicatif, la puissance crête correspondante atteint quelques GW, c'est à dire la puissance d'une centrale nucléaire de taille moyenne pendant la durée de l'impulsion. En focalisant ce type de radiation à la limite de diffraction (aire *A* de dimension ~λ/3 aux ouvertures numériques maximales actuelles), il est possible de générer des intensités extrêmes $I = \frac{E}{\Delta\tau\, A}$ bien au-delà du TW/cm^2. Ce champ intense, pouvant générer une force comparable aux forces de liaisons de la matière, est capable d'altérer profondément la structure électronique de la matière. Il est ainsi capable d'ioniser tous les matériaux. Une illustration du concept de structuration laser est présentée Figure 1, avec une impulsion focalisée au sein d'un matériau transparent produisant ainsi une modification locale, confinée à la région focale. Afin de se qualifier pour un maximum d'applications industrielles, le procédé doit être contrôlable et doit se baser sur une compréhension profonde des processus d'interaction.

1.1 Photo-excitation non linéaire

Les matériaux d'intérêt pour le design tridimensionnel de l'indice de réfraction sont généralement des matériaux diélectriques, typiquement des verres ou des cristaux

possédant une bande interdite large. Les polymères sont également des matériaux intéressants et peu coûteux. Les semi-conducteurs ont également un attrait particulier (par exemple dans le domaine de la photonique en silicium) pour les applications en infrarouge moyen du fait de leur fine bande interdite. La discussion qui suit se concentre sur les matériaux à large gap sachant que les principales caractéristiques peuvent être extrapolées aux autres matériaux à gap.

Le processus d'ionisation laser et de déposition d'énergie peut-être facilement appréhender en considérant la structure électronique du solide c'est-à-dire l'ensemble des états électronique disponibles lorsque les atomes sont assemblés à des distances comparables à la distance typique interatomique dans les solides (~Å). Les matériaux transparents présentent une bande de valence peuplée et construite du fait de la superposition des orbitales moléculaires de leurs éléments constitutifs (par exemple l'oxygène et le silicium pour un verre de silice) et une bande de conduction libre dépeuplée. Ces deux bandes sont séparées par un intervalle de quelques eV (entre 7 et 9 eV dans le cas du verre de silice ou 'silice amorphe'). La présence d'un champ laser intense modifie la structure de bande électronique et sa population ce qui permet de déposer de l'énergie dans le système électronique puis dans le matériau.

Cette interaction portée par le photon est appelée photo-ionisation, ce qui fait référence à la possibilité d'exciter des électrons via le champ laser. Le processus prend place au travers de plusieurs phénomènes déclenchés par la haute intensité comme illustré sur la Figure 2. Une théorie des processus d'excitation électronique a été formulée par Keldysh [7]. Les phénomènes physiques de base linéaires et non linéaires impliqués dans cette théorie sont discutés ici et permettent de comprendre comment les impulsions laser ultracourtes se comportent au sein des matériaux transparents en régime de structuration.

Le processus multiphotonique (MPI – *multiphoton ionization*) : Rappelons que le matériau est transparent à la longueur d'onde d'irradiation, généralement le proche infrarouge. L'énergie de chaque photon est par conséquent trop faible (1 à 3 eV) pour que chaque photon puisse exciter un électron à franchir la bande interdite. De ce fait, il est possible d'amener l'énergie lumineuse à l'intérieur du volume sans absorption. Cependant, lorsque la densité de photons est importante, un processus d'absorption non linéaire peut avoir lieu. Ce processus correspond à l'absorption simultanée par un électron de plusieurs photons d'énergie en nombre suffisant pour surmonter le gap et osciller dans le champ laser (« quiver »). Dans ce cas, le rapport $N=E_{gap}/h\upsilon$, ou plus précisément le plus petit nombre entier satisfaisant la relation $Nh\upsilon>E_{gap}$ donne l'ordre de l'absorption c'est-à-dire le nombre de photons nécessaires pour permettre à un électron de franchir la bande interdite. L'efficacité d'absorption dépend de la probabilité d'avoir N photons au même moment et au même endroit ce qui donne une dépendance de l'absorption en I^N, I étant l'intensité laser. Le taux d'ionisation typique $W_{PI}=\sigma_N I^N$ (avec σ_N la section efficace d'absorption multiphotonique) se situe dans l'intervalle 10^{16} 1/fs cm^{-3} [8] pour une impulsion de 10 TW/cm^2. Le processus est illustré de manière schématique dans la Figure 2a pour une absorption multiphotonique à 3 photons. Pour les intensités laser plus élevées et les longueurs d'onde plus grandes, d'autres phénomènes peuvent concourir à l'ionisation et à la création une population d'électrons libres.

Ionisation de champ, ionisation par effet tunnel (TI - tunnel ionization) et ionisation par-dessus la barrière (ABI - *above-barrier ionization*): le processus (Figure 2b) diffère du processus d'absorption multiphotonique. Dans ce cas, le champ laser réduit la barrière de Coulomb qui lie l'électron à son atome parent. Par conséquent il y a une probabilité non négligeable que l'électron franchisse cette barrière par effet tunnel au travers d'un continuum d'états électroniques libres. La probabilité est inversement proportionnelle à la hauteur de la barrière. Ce

phénomène est appelé ionisation par effet tunnel. Dans le cas où la barrière est complètement supprimée par le champ laser intense, l'électron peut s'échapper librement en suivant un continuum d'états libres selon le processus d'ionisation par-dessus la barrière. Pour les deux processus, l'électron est libéré vers la bande de conduction sans le besoin d'absorption de plusieurs quantas d'énergie. La transition entre l'effet d'ionisation par tunnel et l'ionisation multiphotonique s'exprime par le paramètre sans dimension appelé paramètre de Keldysh adiabatique γ. Celui-ci reflète le rapport entre la durée du processus et une oscillation du champ. Pour γ>1.5 les processus multiphotoniques dominent alors que l'ionisation par effet tunnel prend le pas lorsque γ<1.5. Les applications de procédés laser se situe généralement autour de γ<1.5 ce qui correspond à un mélange des processus d'absorption multiphotonique et par effet tunnel.

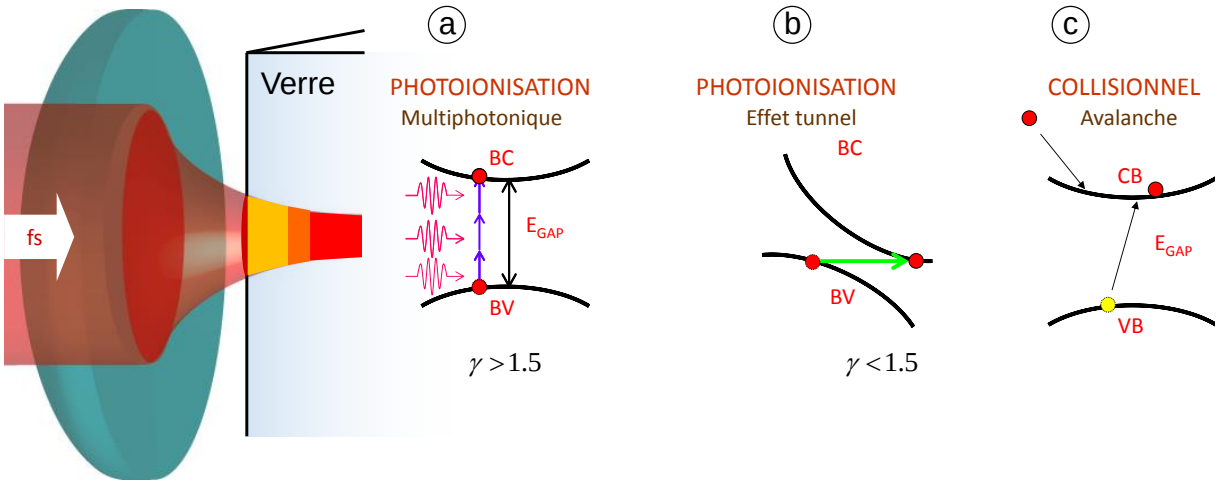

Figure 2 – Représentation schématique des processus d'ionisation par laser ultrabref. (a) Ionisation multiphotonique au travers d'une large bande interdite. (b) Ionisation par effet tunnel en présence d'un champ fort. (c) Ionisation par collision et multiplication des porteurs de charge.

Ionisation par collision (CI – *collisional ionization*) : une fois que les électrons sont amenés dans la bande de conduction ils se comportent comme des électrons libres. Par collisions multiples, ils continuent d'absorber de l'énergie du champ laser par effet Bremsstrahlung inverse. Le gain d'énergie sur l'électron dans le champ laser est fonction de sa capacité à rentrer en collision pour gagner de l'énergie cinétique de manière optimale à chaque demi-cycle laser. Lorsque l'électron acquiert une énergie supérieure au gap $E_{el}>E_{gap}$ ($E_{el}>1.5E_{gap}$ pour respecter les lois de conservation) en absorbant plusieurs quantas, il peut rentrer en collision et ioniser un second électron appartenant à la bande de valence le faisant ainsi franchir le gap. Ceci génère deux électrons libres en bas de la bande de conduction (doublage de flux). Ils sont ensuite accélérés dans le champ laser et peuvent ainsi produire une multiplication exponentielle de la population électronique. D'un point de vue simplifié, le taux de génération d'électrons libres peut-être exprimé grâce à : $W_{CI} = \beta\rho I$ avec β le coefficient d'avalanche proportionnel à l'intensité (pour le gain en énergie) et au nombre d'électrons initiaux. Ceci implique l'existence d'électrons initialement excités pouvant être accélérés. Ces électrons sont généralement produits par le début de l'impulsion laser. Le processus est illustré sur la figure 2c. Il peut avoir une forte contribution si le temps de collision est inférieur à la durée d'impulsion permettant ainsi de nombreuses collisions. Tous ces phénomènes contribuent à la génération d'un plasma électron-trou selon l'équation suivante incluant uniquement l'ionisation multi-photonique et par collision :

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} = W_{PI} + \beta \rho_e I - \frac{\rho_e}{t_{decay}} \tag{2}$$

Le processus dépose également de l'énergie dans le matériau. Ce phénomène est décrit mathématiquement par un terme de perte sur l'intensité laser :

$$\frac{\partial I(z,t)}{\partial z} = -W_{PI}\hbar\omega N + aI(z,t) \tag{3}$$

a étant le coefficient d'absorption du plasma de porteurs libres. Finalement, un plasma électron trou est créé. Ce dernier assure le transfert d'énergie au réseau moléculaire selon la représentation schématique de la figure 3. Des modèles d'ionisation plasma basés sur des équations de taux de variation de la population électronique et des théories de collisions cinétiques sont discutés ici [9,10,11] (des théories quantiques et de la dynamique moléculaire peuvent être utilisés). Le transfert d'énergie peut ensuite avoir lieu sur différentes échelles de temps qui correspondent à différents canaux de transfert, mécanique, thermique ou non thermique. Avant de discuter des voies thermiques et électroniques de relaxation du plasma, il convient de considérer les phénomènes affectant l'intensité laser au point d'impact et comment préserver un maximum d'intensité en ce point. Ceci correspond au problème de propagation du faisceau. La section qui suit présente les facteurs pouvant conduire à la distorsion spatio-temporelle du faisceau pendant son transport.

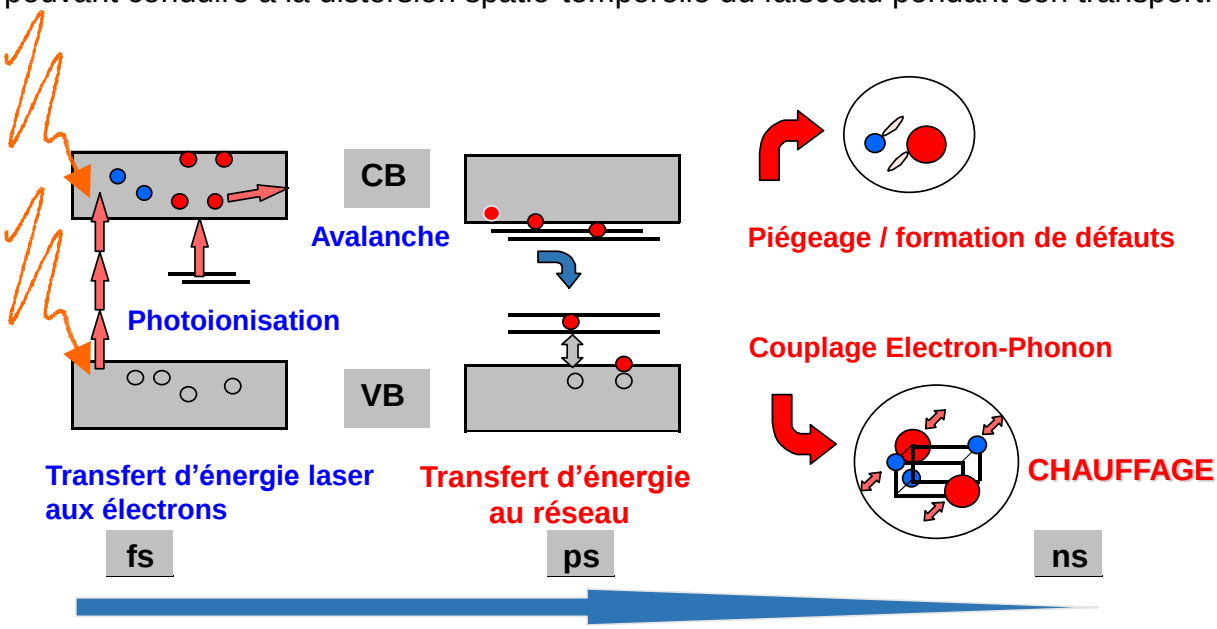

Figure 3. Vue d'ensemble des processus d'excitation et de relaxation dans un matériau diélectrique par rapport au temps. Les principaux canaux de photo-excitation et de relaxation sont présentés.

1.2 Propagation linéaire

La propagation de la lumière dans un matériau est décrite par les équations de Maxwell. Pendant la propagation, le champ électrique induit dans le matériau une polarisation P basée sur la réponse dipolaire des électrons libres (absents dans un matériau diélectrique à température ambiante) et des électrons liés. Cette réponse correspond au déplacement par oscillations de charge dues au champ laser. Dans l'approximation dipolaire, le champ électrique vérifie l'équation de propagation suivante [12]:

$$\nabla \times \nabla \times \mathcal{E}(r,t) + \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\mathcal{E}(r,t) = \frac{-1}{\epsilon_0 c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\mathrm{P} \tag{4}$$

avec c étant la vitesse de la lumière, ϵ_0 la permittivité du vide et $\mathrm{P} = \epsilon_0\chi^{(1)}\mathcal{E}(r,t)$ la polarisation. Pour un matériau isotrope, l'équation de propagation devient :

$$\nabla^2 \mathcal{E}(r,t) + \frac{n_0^2}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\mathcal{E}(r,t) = 0 \tag{5}$$

avec $n = \sqrt{1+\chi^{(1)}}$ l'indice de réfraction et $\chi^{(1)}$ la susceptibilité linéaire.

1.3 Propagation non linéaire

Comme évoqué précédemment, plus une impulsion laser est courte plus son spectre est large. La condition pour exploiter toute l'intensité et de verrouiller en phase les fréquences spectrales de l'irradiation laser. Cependant, lors de la focalisation, l'impulsion ultra-courte se propage dans un matériau diélectrique exerçant une influence importante sur l'impulsion. Cette influence peut entraîner plusieurs distorsions de faisceau dans le domaine spectral et temporel (voir référence [13]). La Figure 4 représente une vue d'ensemble des phénomènes de distorsion de l'impulsion dans l'espace et dans le temps.

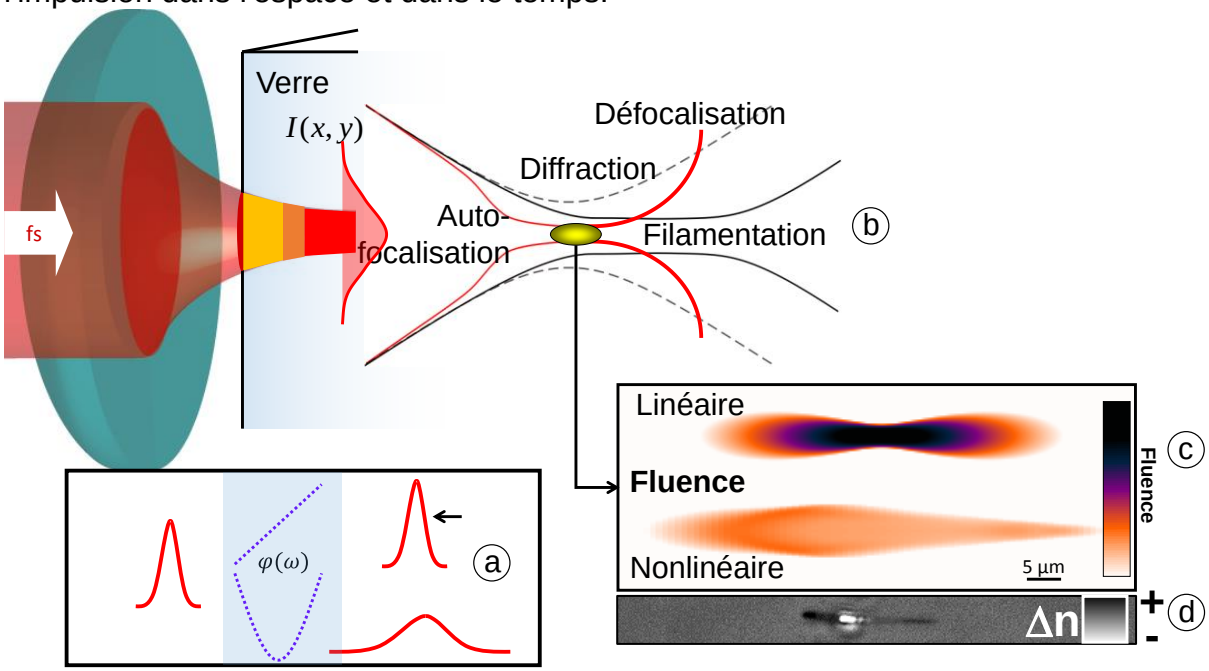

Figure 4. Exemple d'effets linéaires et non linéaires de propagation ; (a) Dispersion et étirement temporel. (b) Auto focalisation par effet Kerr et filamentation, (c) Calcul de distribution de fluence dans le cas de propagation linéaire et non linéaire montrant les conséquences sur le dépôt d'énergie. (d) Trace de modification d'indice de réfraction dans la silice amorphe (microscopie en contraste de phase) montrant la destruction du matériau au point d'auto focalisation.

Dispersion : Pour avoir une interaction synchronisée de toutes les composantes spectrales de l'impulsion, il est nécessaire d'avoir une relation de phase relative nulle sur tout le spectre $\varphi(\omega)=0$ (ou constant). Il est possible de faire un développement en série de Taylor ainsi :

$$\varphi(\omega) = \varphi(\omega_0) + \varphi'(\omega_0)(\omega_0-\omega_0) + \frac{1}{2}\varphi''(\omega_0)(\omega_0-\omega_0)^2 + \cdots. \tag{6}$$

avec $\varphi^j(\omega_0) = \left.\frac{\partial^j \omega}{\partial \omega^j}\right|_{\omega_0}$ la dérivée d'ordre *j*. Le premier terme est constant et n'a pas d'effet. Le second correspond uniquement à une translation dans le temps de l'impulsion qui n'affecte pas l'enveloppe de l'impulsion. Les termes plus élevés peuvent étirer et affecter en temps les composantes spectrales ce qui a un effet sur l'enveloppe temporelle de l'impulsion et également sur l'ordre d'arrivée des composantes spectrales au point d'impact. Il convient de focaliser la discussion sur le second terme. En effet ce dernier peut conduire à un balayage de fréquence linéaire aussi bien dans le domaine spectral que temporel qui est nommé chirp. L'impulsion

est étirée temporellement et les fréquences bleues ou rouges se propagent en premier. Dans un environnement non linéaire la phase accumulée dépend de la dispersion de l'indice de réfraction selon : $\varphi(\omega) = \frac{\omega}{c} n(\omega) L$ avec $n(\omega)$ l'indice de réfraction L la distance de propagation. Le terme de la première dérivée correspond au retard de groupe c'est-à-dire au retard de l'enveloppe de l'impulsion. Le terme de la dérivée seconde correspond à la dispersion du retard de groupe et a pour conséquence un étirement de l'impulsion ; la vitesse de propagation étant différente pour chaque composante spectrale de l'impulsion. Un calcul rigoureux de ces paramètres se trouve dans la référence [5]. Voici un exemple illustratif et simplifié venant de cette même référence. Considérons une impulsion laser de 10 fs centrée à une longueur d'onde de 800 nm et se propageant dans 4 mm de verre BK7. L'étirement temporel correspondant est de 50 fs. Ceci permet d'illustrer la nécessité de tenir compte de la largeur spectrale de l'impulsion lorsque celle-ci doit se propager dans le volume de matériaux transparents. Ce phénomène est illustré dans la figure 4a.

Auto-focalisation : dès que l'intensité laser devient suffisamment importante l'interaction avec le matériau devient forte et peut générer une polarisation importante en réponse à l'action du champ laser. Cette réponse devient non linéaire. Dans un environnement isotrope comme le verre, la polarisation P du matériau peut s'écrire à l'aide de grandeurs scalaires :

$$\mathrm{P} = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} + \frac{3}{4}\chi^{(3)}\mathcal{E}^2 + \cdots)\mathcal{E} \tag{7}$$

$\chi^{(n)}$ étant la susceptibilité non linéaire d'ordre n. On note l'apparition de termes d'ordre supérieur. Ces termes d'ordre élevé peuvent devenir significatifs et même dominants. Les termes impairs ne sont pas inclus du fait de la symétrie d'inversion présente dans les milieux isotropes. Dans ce cas, l'indice de réfraction modifié peut s'écrire :

$$n = \sqrt{1 + \chi^{(1)} + \frac{3}{4}\chi^{(3)}\mathcal{E}^2} = \sqrt{n_0 + \frac{3}{4}\chi^{(3)}\mathcal{E}^2} = n_0 + n_2 I \tag{8}$$

Il est à noter une dépendance quadratique sur l'intensité (l'effet Kerr) qui a une forte conséquence sur la propagation de l'impulsion laser. L'indice de réfraction non linéaire $n_2 = \frac{3}{4}\frac{\chi^{(3)}}{\varepsilon_0 c n_0^2}$ dans la silice amorphe est de l'ordre de 3×10^{-16} cm^2/W. Puisque l'intensité $I(r,t)$ possède une dépendance spatiale et temporelle (l'impulsion a une certaine enveloppe temporelle et le faisceau a une certaine enveloppe spatiale, généralement une distribution gaussienne d'intensité), il en est de même pour l'indice de réfraction. La dépendance spatiale de l'indice de réfraction non linéaire est à l'origine d'un phénomène spectaculaire : l'auto-focalisation. En considérant un faisceau standard de distribution gaussienne $I(r) = I_O e^{-2\frac{r^2}{w^2}}$ (w étant le waist), et en ayant à l'esprit la proportionnalité entre l'indice de réfraction non linéaire et l'intensité laser $n(r) = n_0 + n_2 I(r)$, le pic central d'intensité maximise l'indice de réfraction sur l'axe de propagation alors que sur le bord du faisceau cet indice est plus faible tout comme l'intensité. Ce phénomène induit une lentille convergente entraînant l'auto-focalisation du faisceau. Si la puissance initiale dépasse une valeur seuil appelée puissance critique $P_{cr} = \lambda_0^2/2\pi n_0 n_2$, le phénomène d'auto-focalisation peut surpasser la diffraction naturelle entraînant l'effondrement du faisceau sur lui-même. La puissance critique est de quelques mégawatts pour les verres standards. Ce phénomène est illustré dans la figure 4b. À mesure que l'intensité augmente avec le phénomène d'auto-focalisation, un plasma d'électrons libres est généré et peut

contrebalancer l'effet d'auto-focalisation. Une méthode permettant de s'affranchir de l'auto-focalisation est d'utiliser une focalisation forte. Dans ce cas, le dommage du matériau a lieu avant que le faisceau atteigne la puissance critique.

Défocalisation par le plasma : au point d'effondrement du faisceau, l'intensité peut être suffisamment importante pour ioniser le matériau et créer un plasma d'électrons trou. Compte-tenu de leur masse photonique, les électrons oscillent dans le champ laser et créent une contribution négative à l'indice de réfraction complexe.

$$\Delta\tilde{n}_{Drude} \cong -\frac{e^2}{2n_0\epsilon_0\omega^2 m_e^*}\frac{\rho_e(t)}{1+\frac{i}{\omega\tau_c}} \tag{9}$$

avec τ_c le temps de diffusion du aux collisions, m_e^* la masse optique et ρ_e la densité de porteurs libres. Le profil spatial de la densité de porteurs suit de manière non linéaire la distribution d'intensité en créant l'équivalent d'une lentille divergente. Celle-ci a pour effet de défocaliser l'irradiation laser. L'effet devient appréciable à partir de densités électroniques relativement faibles (10^{17} cm^{-3}) et réduit significativement la puissance de focalisation. La quantité d'énergie effectivement concentrée sur l'axe optique est de ce fait réduite. On parle de régulation de l'intensité (*intensity clamping*). Lorsque l'auto-focalisation est contrebalancée par la défocalisation plasma et la diffraction, une propagation de type filamentation peut avoir lieu. Dans ce cas, l'impulsion se propage d'une manière quasi invariante (voir figure 4b) pour les impulsions très courtes (<100 fs). La filamentation peut facilement se produire dans des conditions de focalisation faible. En tenant compte de ces processus, la Figure 4c donne une comparaison illustrative entre la distribution d'énergie dans la région focale d'une impulsion courte en régime linéaire et non linéaire. Il est à observer que les non-linéarités ont tendance à diffuser la distribution d'énergie et à réduire l'uniformité selon la largeur d'impulsion initiale et les conditions de focalisation. La figure 4d présente une mesure expérimentale de la distribution de l'indice de réfraction.

Auto-modulation de phase : comme mentionné précédemment, l'indice de réfraction dans un matériau diélectrique présente une dépendance avec l'intensité laser, à la fois dans l'espace et dans le temps. L'équivalent temporel de l'auto focalisation est le processus ou phénomène d'auto-modulation de phase. En effet, l'indice de réfraction présente une dépendance temporelle $n(t) = n_0 + n_2 I(t)$ créant une accumulation de phase pendant la propagation de la lumière dans le matériau $\varphi(t) = n(t)L$. Une variation en temps de la phase dans l'impulsion affecte son contenu spectral, ainsi la fréquence instantanée de l'impulsion varie selon $\omega(t) = \frac{\partial\Phi(t)}{\partial t}$ et de nouvelles composantes spectrales sont créées (élargissement spectral). Ces modifications interférèrent avec les non-linéarités de propagation, affectant l'enveloppe temporelle et les intensités locales de la lumière. Il est ainsi possible d'observer des phénomènes spectaculaires comme la génération de continuum de fréquence ou de choc optique, ces phénomènes étant basés sur un fort couplage spatio-temporel et spatio-spectral.

En plus des distorsions spatio-temporelles du faisceau, ces phénomènes conduisent à une variation transitoire de l'indice de réfraction quasiment en même temps que l'impulsion laser. La partie réelle de l'indice de réfraction et donc affectée par l'effet Kerr et la génération d'électrons libres.

$$\Delta n = n_2 I(t) - \frac{e^2}{2n_0\epsilon_0\omega^2 m_e^*}\frac{\rho_e(t)}{1+\frac{1}{(\omega\tau_c)^2}} \tag{10}$$

Le changement indice de réfraction permanent dépend des modifications finales du

matériau générées par la relaxation de l'énergie transférée au réseau.

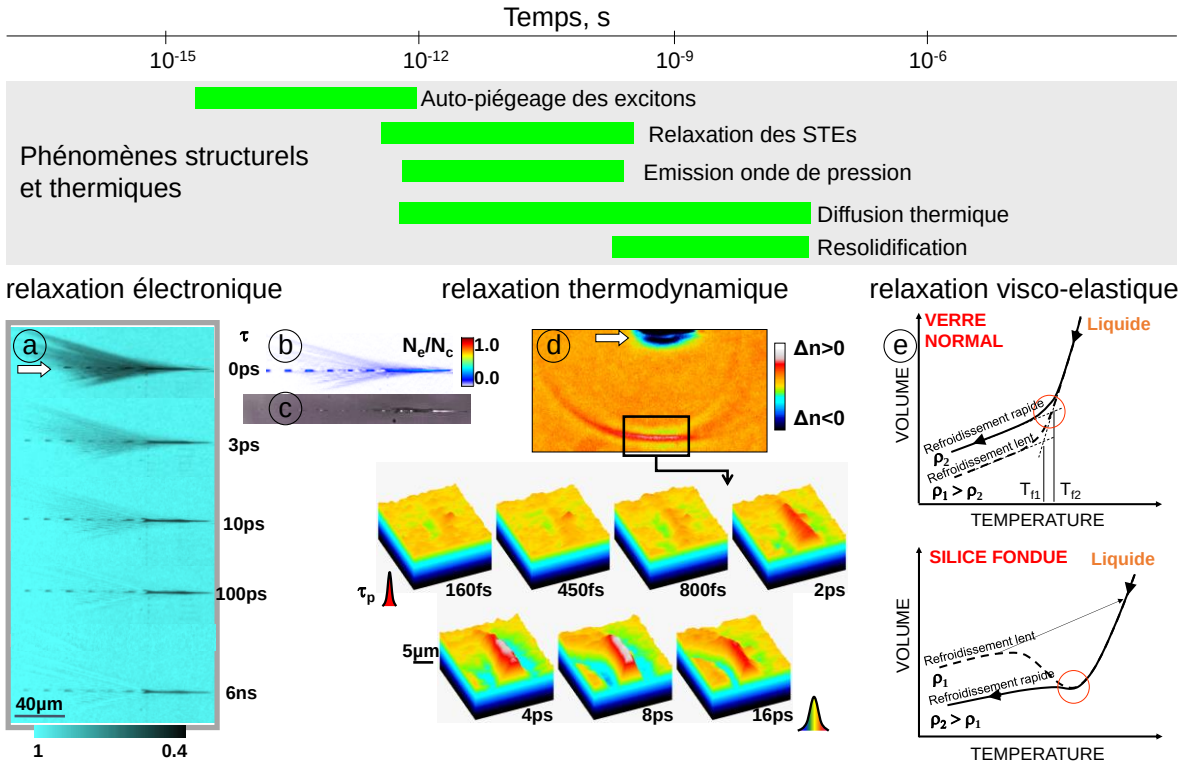

Figure 5. Exemples de processus de relaxation avec les échelles de temps correspondantes. (a) Relaxation électronique. Désexcitation du plasma via divers canaux sur des échelles temporelles de l'ultracourt observée en microscopie résolue en temps. (b) Estimation de la densité électronique par rapport à la densité critique. (c) Image en microscopie à contraste de phase de la transformation finale du matériau (changement d'indice de réfraction. (d) Relaxation thermomécanique et émission d'une onde de pression L'amplitude de l'onde dépend de la durée d'impulsion. (e) Relaxation visco-élastique dans un verre standard et dans la silice amorphe (comportement anormal).

1.4 Relaxation de la matière

Il a été mentionné précédemment que l'irradiation laser génère une ionisation du matériau correspondant à la création d'un plasma d'électrons. La densité d'électrons atteinte pour la structuration de matériaux est comprise entre 10^{20} cm^{-3} et 10^{22} cm^{-3}. Il est important de remarquer qu'entre ces deux valeurs, la densité de plasma peut atteindre la résonance plasma où la fréquence du plasma $\omega_p = \sqrt{\rho_e e^2/\epsilon_0 m_e^*}$ correspond à la fréquence optique de l'irradiation laser et donc du champ électrique d'excitation. A ce moment, le matériau initialement transparent devient fortement absorbant et réfléchissant ; un comportement de type métallique, (la partie réelle de fonction diélectrique devient nulle). Le transfert d'énergie entre la lumière et le plasma est maximisé dans ce cas. La densité de porteurs augmente et peut atteindre la densité critique. Cette notion de densité critique est fréquemment utilisée comme un critère pour le dommage optique (celle-ci doit être correctement définie à partir de considérations énergétiques). Ce critère peut être vu comme une condition simplifiée à remplir afin de déposer suffisamment d'énergie dans le matériau pour générer des transitions de phase et des modifications. Dans le vide, la densité critique est de 1.74×10^{21} cm^{-3}. Dans un matériau diélectrique, la densité critique est plus difficile à évaluer puisque la masse optique est différente de la masse de l'électron libre, du fait de la structure en bande du matériau et du couplage avec les trous Cependant, la condition de résonance peut s'écrire $\omega_p = n_0 \omega_{laser}$. En considérant également un gain moyen énergétique par électron comparable au gap (soit 10 eV), une quantité appréciable d'énergie peut être stockée dans le système du gaz d'électrons (2700 J/cm^3 pour la densité critique dans le vide). Dans le cas de la silice amorphe,

cela correspond à une élévation de température donnée par $\Delta T = \frac{E_{abs}}{c_p \rho_{glass}}$. Considérant la chaleur spécifique de la silice amorphe c_p=0.74 J/gK et une densité de ρ_{glass}=2.2 g/cm^3, l'augmentation de température est de 1658 K, ce qui est proche de la température de ramollissement T_s=1938 K.
Le plasma se relaxe, les porteurs se recombinent ou donnent leur énergie en excès au réseau via vibration et couplage électron-phonon. En d'autres termes, les collisions entre les électrons et les atomes génèrent des vibrations atomiques et moléculaires incohérentes pouvant être assimilées à de la chaleur. Puisque la durée d'impulsion et généralement plus courte que le temps caractéristique de transfert par phonon, la modification de matériau apparaît avant la thermalisation limitant ainsi la diffusion thermique. Il s'agit donc de conditions hors équilibre entre les électrons et les ions, chaque élément étant caractérisé par des températures différentes. Selon le niveau d'énergie, différents processus pouvant générer une densification de la matière où la formation de cavité peuvent se produire et sont discutés ci -près.
Considérons le cas d'un verre modèle la silice amorphe (a-SiO2) à des fins de compréhension. La structure moléculaire de la silice amorphe est basée sur une brique élémentaire, une unité structurelle de géométrie tétraédrique possédant un atome de silicium central entouré de quatre atomes d'oxygène au sommet du tétraèdre. La liaison O-Si-O est forte, générant une structure rigide. La silice fondue est un substrat d'intérêt pour les applications photoniques mais aussi pour attrayante pour les applications opto-mécaniques.
La silice amorphe et caractérisée par une transparence sur un large spectre jusqu'au proche infrarouge, un coefficient d'expansion faible et une grande stabilité thermique chimique et mécanique.
Une vue d'ensemble des principaux processus de relaxation dans la silice amorphe représentée sur la figure 5. Les processus électroniques, thermo-mécaniques et visco-élastiques y sont représentés. Considérons dans un premier temps la relaxation des porteurs (figure 5a) où un plasma se forme (la figure 5b montre une image en transmission de la densité de porteurs) lorsque l'énergie des électrons est transférée au réseau vitreux, générant une modification permanente de l'indice de réfraction (Figure 5c). Les principales étapes sont abordées ci-après.
Relaxation des porteurs, rupture de liaison et formation de défauts : Pour des densités de porteurs relativement faibles, de l'ordre de10^{20} cm^{-3}, le réseau garde son caractère solide et l'excitation et seulement légèrement perturbatrice. Les électrons libres interagissent d'abord avec le réseau via le potentiel Colombien. Comme mentionné précédemment, les électrons libres ont été arrachés de la bande de valence (BV) par les photons du laser vers la bande de conduction (BC). Lorsqu'il existe une corrélation entre l'électron et le trou formé, un exciton est ainsi généré. La bande de valence est constituée d'orbites électroniques associées à des liaisons cohésives du réseau vitreux. La bande de conduction est constituée de la population d'électrons excités et contient des états anti-liaison, ce qui indique que la cohésion structurelle est moins forte. Le premier effet de l'excitation électronique est donc le suivant : un affaiblissement des liens moléculaires. Deuxièmement les électrons libres peuvent interagir et polariser le réseau. Un effet notable dans la silice amorphe est le piégeage d'un exciton. Cet exciton est piégé par la polarisation induite du réseau et la déformation associée du potentiel renforçant la localisation des charges sur les orbites. Ce phénomène est rapide, de l'ordre de 100 fs du fait de l'interaction forte entre l'électron et le réseau [14] et peut éventuellement briser la liaison Si-O. Ces conséquences se répartissent en deux familles :
Formation de défauts : premièrement cela conduit à la génération d'un défaut ou centre coloré. Le plus répandu prend la forme d'un d'une liaison oxygène pendante (NBOHC – pour non-bridging oxygen hole center) et une liaison silicium pendante

(centre E'). Les états d'énergie associés à ses défauts se localisent dans la bande interdite constituant ainsi des états énergétiques parasites. Cela modifie la partie réelle et la partie imaginaire de la fonction diélectrique reliée aux équations de Kramers Kronig et donc l'indice de réfraction. Le diagramme énergétique des défauts correspondant à une modification d'indice est donné Figure 6a. Un tel changement d'indice de réfraction dépend fortement de la longueur d'onde d'observation, celle-ci étant basée sur une résonance avec ses niveaux.

$$\Delta n_{def} \sim \sum \frac{N_{def} f_{def}}{m(\omega_{def}^2 - \omega^2)} \tag{11}$$

avec f la force d'oscillation et ω_{def}^2 la fréquence de résonance du défaut (fréquence d'excitation). Lorsque le spectre d'absorption de tous les défauts induits est connu, le changement d'indice de réfraction peut être calculé à partir de [15]:

$$\Delta n_{def} = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{\Delta a(\lambda')}{\left(1 - \left(\frac{\lambda'}{\lambda}\right)^2\right)} d\,\lambda' \tag{12}$$

Le changement d'indice associé peut-être annihilé à l'aide d'un chauffage à basse température. Un spectre typique de photoluminescence est présenté dans la figure 6b indiquant la présence d'états liés à ces défauts. Ceux-ci sont facilement observables à l'aide de techniques de photoluminescence basée sur l'excitation résonnante des défauts ou à l'aide de résonance électronique paramagnétique. Pour le cas de la silice amorphe, le NBOHC est le défaut le plus observé grâce à des techniques optique capable de détecter les domaines de changement d'indice de réfraction. En parallèle de de la formation de défauts, un déplacement atomique a lieu conséquemment à la rupture de la liaison (particulièrement sur l'atome d'oxygène pendant). Cette observation montre un lien structurel entre la génération de défauts et le changement l'indice de réfraction.

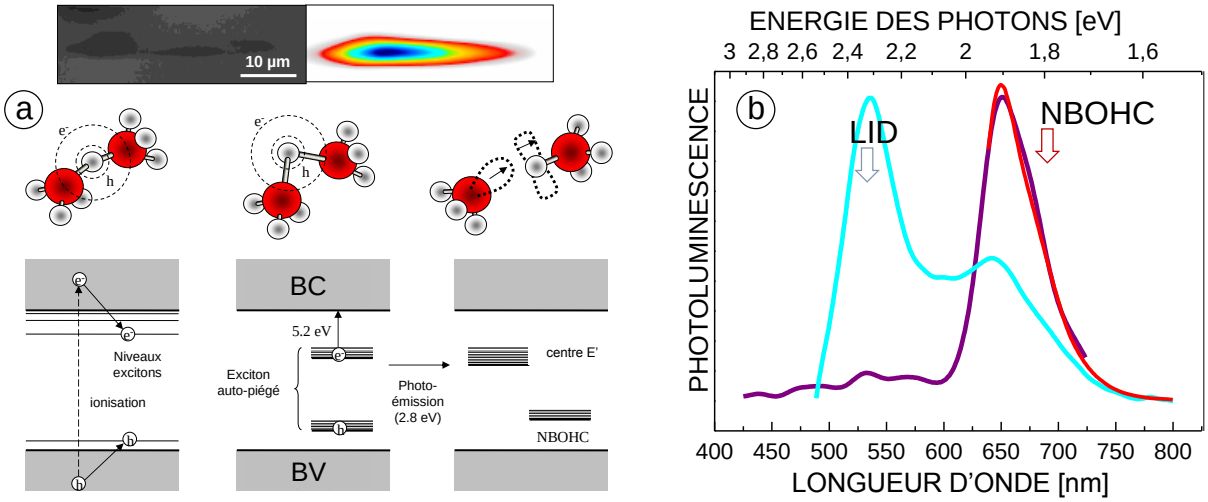

Figure 6. Exemples de processus de relaxation. (a) Le processus de formation de défaut par piégeage d'exciton dans la silice amorphe. Une image de l'indice réfractif avec la carte de la photoluminescence est présentée. (b). Spectres typiques de photoluminescence associés à des changements positifs de l'indice de réfraction. Les NBOHC sont indiqués avec d'autres types de défauts.

Réarrangements structurels : Une conséquence différente de la rupture de liaison est que la structure peut se réorganiser selon différents agencements géométriques à la suite de la reformation tardive de liaison. L'exemple de la silice fondue et également pertinent pour illustrer ce point. La conséquence de l'irradiation laser est que la structure moléculaire de la silice amorphe peut être modifiée. La structure moléculaire de la silice amorphe est principalement constituée de 6 membres Si-O

formant un anneau. A la rupture d'une liaison, il est possible de voir apparaître des anneaux plus petits constitués de trois ou quatre membres. D'un certain point de vue, cela est équivalent à une densification ; plus de matière dans le dans le même volume (Figure 7a). Le spectre Raman correspondant est donné (Figure 7b) et montre les variations du spectre associé au réarrangement structurel. Les lignes D1 et D2 correspondent aux anneaux constitués respectivement de trois et quatre membres. Ils sont augmentés et translatés, signature de la densification. Pour la plupart des verres optiques, il est possible de considérer que la génération de défauts et les réarrangements structurels sont des voix corrélées à l'origine de la modification de l'indice de réfraction.

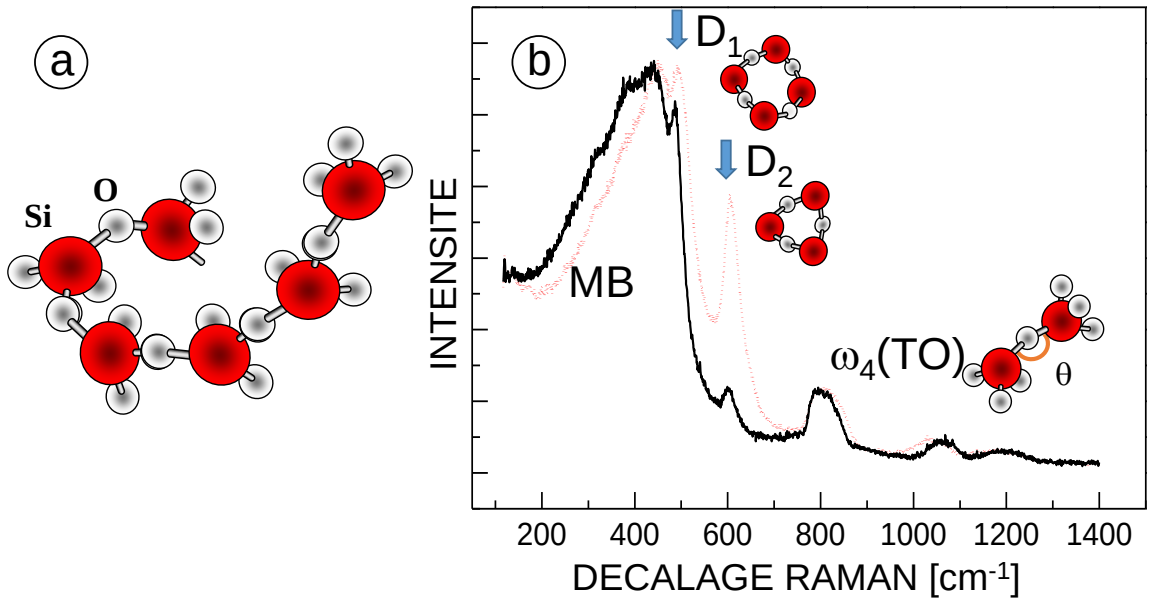

Figure 7. (a) Illustration de la réorganisation structurelle à la suite de rupture de liaison. (b) Spectre Raman typique associé au changement positif de l'indice de réfraction.

Effets thermo-mécaniques : Si la densité du plasma de porteurs surpasse une valeur critique, le système électronique stocke une importante quantité d'énergie. La pression électronique peut atteindre des dizaines de GPa et la pression ionique peut augmenter à des valeurs au-delà de la force mécanique du solide, dans le cas où le mécanisme de couplage électron-ion est efficace. Des phénomènes de raréfaction et de choc peuvent se produire donnant lieu à une compression du matériau entourant un noyau de matériau raréfié. La Figure 5d montre un effet de libération de pression. Cette variation de densité se traduit par une variation de l'indice de réfraction. Lors du transfert de l'énergie vers le réseau, certaines transitions vers les phases liquides peuvent avoir lieu et même la génération de phase plasma dense appelée 'matière chaude et dense'.

Avec l'augmentation de la température thermodynamique se forme une tension thermo mécanique. La pression locale s'écrit $P = \alpha_T Y \Delta T$ où α_T est le coefficient d'expansion thermique Y est le module d'Young. Suivant la valeur de ces deux quantités, il est possible d'observer une expansion thermique et la libération de pression. La silice fondue est un matériau à faible coefficient d'expansion thermique ($\alpha_T = 5.5 \times 10^{-7}$ K^{-1}) t avec une structure rigide. De ce fait, ces phénomènes sont difficiles à mettre en valeur sur ce verre. Sur les verres de type borosilicate Schott BK7 possédant un coefficient expansion thermique bien plus important (un ordre de grandeur supérieur) ces phénomènes sont plus facilement observables. Le résultat de l'interaction prend la forme alors un noyau central de faible indice dû à la raréfaction et une enveloppe compressée mécaniquement entourant ce noyau. Cette enveloppe est constituée de matériau compacté et présente un indice de réfraction plus élevé.

Effets visco-élastiques : Par une augmentation de la température, des états de faible viscosité sont atteignables. Un processus de réorganisation peut avoir lieu pour accommoder l'équilibre de ces états thermodynamiques. La rapidité de la réorganisation du matériau vers une nouvelle structure à l'équilibre est donnée par le rapport entre la viscosité $\eta(T)$ et le module de cisaillement $G(T)$, $\tau_{str} = \eta(T)/G(T)$. Selon la température et notamment sa proximité avec la température de ramollissement, ce temps peut varier de plusieurs ordres de grandeur. Ce temps peut descendre sous la microseconde pour les plus hautes températures supérieures à la température de ramollissement [16]. Il est possible de comprendre ce phénomène en considérant une mobilité moléculaire importante dans un matériau chaud et à faible viscosité. La température correspondant au réarrangement structurel est la température fictive T_f. La variation de la température fictive et accompagnée par un changement de l'indice de réfraction [17]. Il est important de remarquer ici le comportement unique de la silice amorphe par rapport aux autres verres, même basés sur la silice. En effet, la silice fondue réduit en volume après chauffage et refroidissement rapide (température fictive élevée), alors qu'un verre standard a une réponse à la chaleur inverse (Figure 5e). De nouveau, ceci implique un changement de l'indice de réfraction.
Ces processus impliquant la génération de défauts, la formation de nouvelles liaisons et les réarrangements structurels sont génériques et peuvent être extrapolés à d'autres verres. Pour conclure, plusieurs mécanismes concourent au changement de l'indice de réfraction dans un matériau transparent. Ces mécanismes peuvent être rangés par catégorie selon leur nature électronique, structurelle et thermomécanique. D'après la relation de Clausius Mossotti exprimant l'effet de la modification de l'indice de réfraction :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{N\alpha}{3\epsilon_0} \tag{12}$$

qui peut être écrite de cette manière [18].

$$\Delta n = \frac{(n^2 + 2)(n^2 - 1)}{6n}\left(\frac{\Delta\rho}{\rho} + \frac{\Delta R}{R}\right) \tag{14}$$

où α est la polarisabilité moléculaire, N le nombre de densité, $\Delta\rho/\rho$ exprime le changement relative de densité $\frac{\Delta R}{R} = \Omega\frac{\Delta\rho}{\rho} =$ le changement relatif de la réfractivité molaires liée à la polarisabilité. $\Omega = \frac{\Delta\alpha}{\alpha}/\frac{\Delta\rho}{\rho}$, le rapport entre le changement de polarisabilité relative et le changement de densité relative. Ce dernier dépend de l'origine de la modification et de la composition chimique avec des valeurs de $\Omega = -0.3 \div -0.4$ rapportées. La polarisabilité du matériau modifié présente une composante électronique liée à la distorsion de la charge électronique et dépend également de la structure induite par laser. Par exemple, un changement des paramètres structurels de la silice amorphe comme la distance moyenne Si-O et l'angle moyen O-Si-O (ou angle diédral moyen) ont un impact sur la polarisabilité des électrons liés. De plus, ils altèrent également la taille moyenne des anneaux et donc la densité. Tous ces effets peuvent être contrôlés spécifiquement en contrôlant l'irradiation laser. Dans les cristaux, des régions amorphes peuvent se former suite à l'irradiation laser et présenter une diminution de l'indice de réfraction [19].
Diffusion moléculaire : Lorsqu'une source de chaleur est formée au sein du verre, du fait de l'irradiation laser, certains éléments sont diffusés en suivant le gradient de température, ce qui modifie localement la chimie et la structure du verre [20,21]. Sous certaines conditions, la décomposition moléculaire et la séparation de phase peuvent avoir lieu [16]. Les processus susmentionnés peuvent être observés en

utilisant des techniques pompe-sonde. L'irradiation pompe induit la modification et la sonde interroge la région irradiée à certains délais autour de l'irradiation [22,23,24].

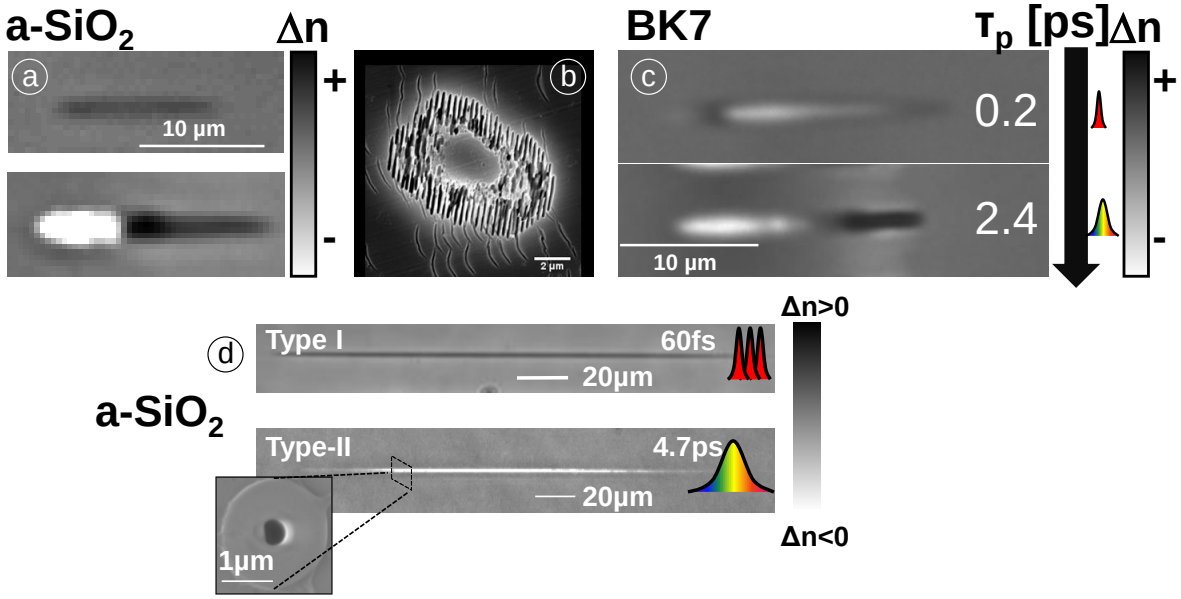

Figure 8. (a) Exemples de changements positifs et négatifs d'indice de réfraction dans la silice amorphe obtenu en agissant sur l'enveloppe temporelle de l'impulsion (microscopie à contraste de phase). Les zones sombres indiquent un changement positif d'indice, les clairs un changement négatif. (b) Réorganisation nanométrique dans le verre de silice. (c) Exemples de changement d'indice dans le verre borosilicate BK7 [26]. Le contrôle de la durée d'impulsion peut générer des changements positifs et négatifs de l'indice. (d) Contrôle de l'indice de réfraction dans le verre de silice à l'aide de faisceau non diffractifs à dispersion contrôlée. [22].

1.5 Ingénierie de l'indice de réfraction

Il a été vu plus haut que les mécanismes de changement de l'indice de réfraction sont basés sur une modification des structures de bandes électroniques, des réarrangements structurels électroniques ou bien sont induits par chaleur ou encore par des effets thermodynamiques. Finalement la quantité d'énergie déposée dans le solide et le taux de déposition d'énergie définissent les principaux mécanismes d'interaction et l'amplitude du changement de l'indice de réfraction. Par exemple dans la silice amorphe, les impulsions ultra courtes donnent lieu à des changements positifs (type I) (10^{-4}-10^{-3}) du fait de la régulation d'intensité due au phénomène de filamentation. Cette transformation repose principalement sur une densification basée sur l'accumulation de défauts. Avec des impulsions plus longues ou bien en utilisant des conditions de focalisation plus abruptes, la déposition d'énergie peut être suffisante pour induire de l'expansion, de la raréfaction et de la compaction thermomécanique. Un exemple est donné dans la Figure 8a. Lors de l'accumulation de beaucoup d'impulsions, un effet spectaculaire se produit à savoir la formation d'une matrice de réseaux à l'échelle nanométrique [25] (Figure 8b) c'est-à-dire une succession de plans d'indice de réfraction fort et faible au sein du volume irradié. Ce phénomène est basé sur des interférences locales sur des centres diffusants induits par laser générant une périodicité d'environ $\lambda/2n$. Ces nanoréseaux présentent une forte anisotropie et peuvent être utilisés pour le stockage de données, le filtrage de polarisation, la diffraction ou encore le marquage coloré du solide. A plus haute énergie, des cavités peuvent être formées (type II). La quantité d'énergie déposée est également importante pour d'autres verres. Par exemple dans le verre borosilicate Schott BK7, la durée d'impulsion peut mener à une transition entre la raréfaction et la densification (Figure 8c) [26]. Ces dépendances ont permis de mettre au point des techniques d'irradiation laser intelligentes où le faisceau peut être mis en forme en espace et en temps afin de générer une modification arbitraire dans le matériau. La Figure 8d montre des changements d'indice de réfraction obtenus par

des faisceaux non-diffractants avec contrôle de dispersion. Le changement d'indice peut être contrôlé d'une valeur positive à une valeur négative de type cavité aux dimensions nanométriques [22]. Les techniques de contrôle de faisceaux sont discutées dans la prochaine section.
Ces considérations sont particulièrement adaptées pour une interaction avec une seule impulsion. D'autres facteurs peuvent intervenir en irradiation multi-impulsions. Dans le cas de plusieurs impulsions arrivant à basse cadence (inférieure au kHz) les effets discutés sont exacerbés de manière quasi-linéaire avec chaque nouvelle impulsion. Le temps entre les impulsions étant suffisamment long, la chaleur n'est pas conservée dans l'intervalle entre les impulsions. Les effets de chaque impulsion sont donc superposés et l'absorption augmente du fait de l'augmentation du nombre de défauts à chaque irradiation.
Incubation : l'augmentation du nombre de défauts ou de déformation structurelle avec le nombre d'impulsions et appelée incubation. Cette augmentation peut s'observer grâce aux expérimentations en photoluminescence et l'étude du spectre Raman notamment le pic D_2 dans le cas de la silice amorphe.

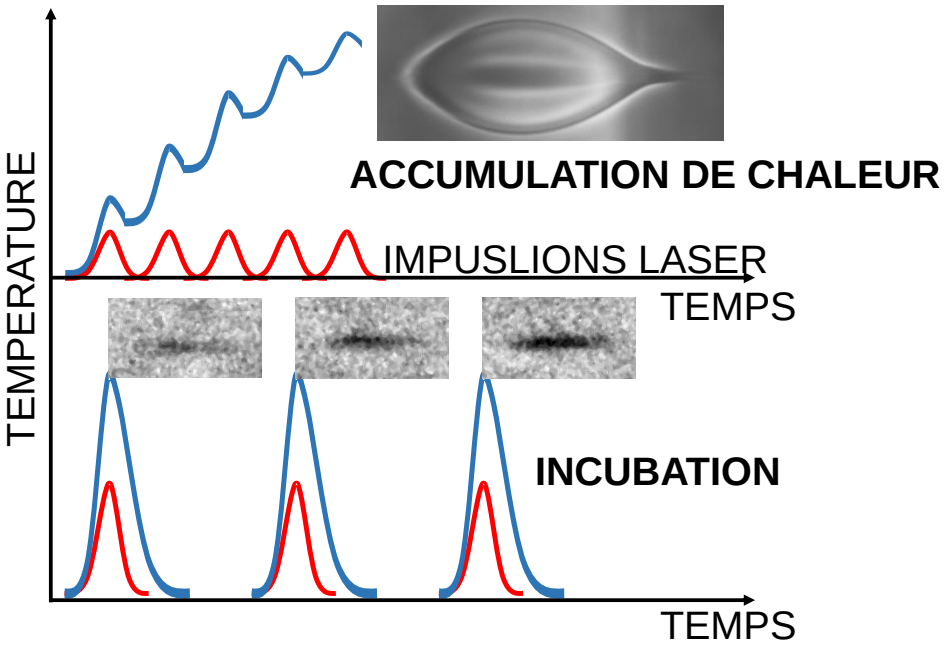

Figure 9. Description schématique des régimes accumulation thermique et par incubation.

Accumulation de chaleur : si le taux de répétition augmente jusqu'au MHz, l'intervalle de temps entre les impulsions est trop court pour permettre la diffusion de l'énergie entre les impulsions. Avec chaque impulsion un processus d'accumulation de chaleur peut fondre localement le solide et changer. Ce phénomène est illustré sur la Figure 9. Le temps de diffusion est donné par $t_{diff} \sim w^2/D$ avec w la dimension de la source et D le coefficient de diffusion de chaleur. Ce temps est de quelques microsecondes typiquement. La carte du changement de l'indice de réfraction dépend de la géométrie de la source de chaleur (c'est-à-dire le spot laser) et la taille de la zone affectée dépend de la température atteinte au centre et de la diffusivité du substrat. [27].
Guide d'onde par contrainte résiduelle : il a été mentionné plus haut que les effets thermo-mécaniques peuvent générer une compaction dû au stress dans la zone voisine du point d'impact. En associant plusieurs zones de raréfaction selon une géométrie circulaire, il est possible de générer un noyau de matière densifiée qui peut guider la lumière. La fonction de guidage de lumière est également épaulée par l'enveloppe de matière [28].
Autres effets : d'autres modifications de l'indice de réfraction dépendent spécifiquement de la nature du substrat et de son interaction caractéristique avec la

lumière. Par exemple les effets piézo-optiques, pyro-électrique, photoréfractifs ou encore photovoltaïques peuvent être mis en jeu. Plus précisément, dans le cas de l'effet photovoltaïque, la séparation de charges induit par la lumière détermine la polarisation locale du solide. Malgré certaines propriétés spécifiques, les phénomènes mentionnés jusqu'ici peuvent servir à poser un cadre général de discussion et constituent des processus physiques génériques de l'interaction laser ultra court avec les matériaux transparents.

2 Stratégies de déplacement laser pour la génération de guide d'onde

Comme évoqué plus haut, la modification locale de l'indice de réfraction constitue la brique élémentaire permettant la fabrication de fonctions complexes. Ce procédé est réalisé en dupliquant ce changement d'indice dans les 3 dimensions grâce au scan du faisceau laser focalisé dans l'échantillon.

2.1 Scan direct

Plusieurs stratégies de scan laser ont été développées, permettant d'atteindre des vitesses de scan de l'ordre du millimètre par seconde, ce qui ouvre la voie à des applications à l'échelle industrielle. Ces stratégies sont illustrées sur la figure 10. La fonction la plus élémentaire revient à créer une trace continue de changements positifs de l'indice de réfraction capable de guider la lumière. Cette capacité dépend de la symétrie de la modification, de sa dimension et de l'amplitude du changement de l'indice de réfraction comme expliqué plus loin.

Scan transverse : Dans cette géométrie, le faisceau ou l'échantillon est scanné perpendiculairement à l'axe de propagation laser (figure 10a). De cette manière, il est possible d'exploiter au mieux la flexibilité de la structuration dans les 3 dimensions sans limitation concernant la longueur de la structure photo-inscrite. Cependant, l'inconvénient principal concerne la géométrie de la région focale. En effet, celle-ci correspond à la distance confocale pour un faisceau Gaussien focalisé et est donc étirée le long de l'axe de propagation laser sur une distance correspondant au double de la zone de Rayleigh: $2z_R = \frac{\pi w^2}{\lambda}$, avec w le waist du faisceau (rayon en I/e^2) la zone modifiée est elle aussi étirée et présente une section elliptique plutôt que circulaire. Dans le cas de guide d'onde, cette asymétrie a tendance à introduire des effets de polarisation non désirés. Il convient de souligner ici que dans le cas de forte focalisation et haute cadence laser il est possible obtenir des traces de section circulaire. Dans ce cas, la modification du matériau est due à l'accumulation thermique liée à la diffusion de chaleur générée par une source ponctuelle (le point laser fortement focalisé).

Une solution intelligente pour palier à l'étirement elliptique de la trace a été développée. A l'aide d'une fente, le faisceau est tronqué dans une direction en amont de l'élément de focalisation. Il présente alors un waist plus grand dans la direction parallèle à la fente et plus faible dans la direction perpendiculaire. Après focalisation le waist dans la direction parallèle à la fente est donc plus large que le waist dans la direction perpendiculaire du fait de la relation de grandissement des waists au travers d'une lentille convergente ($w_0 = \frac{\lambda f}{\pi w}$). Ainsi la région focale prend la forme d'un disque (figure 10b) qu'il est possible de répliquer par un scan transverse et de former ainsi une trace de symétrie cylindrique. Il est également possible d'obtenir cette mise en forme de la région focale en utilisant une focalisation astigmatique basée sur l'utilisation de lentilles cylindriques [29]. La fente peut également être réalisée à l'aide de modulateurs spatiaux de lumière, permettant une plus grande flexibilité pour générer des guides d'onde courbes [30].

Scan longitudinal : Avec une direction de scan parallèle à l'axe de propagation du laser (et en sens inverse de la propagation), il est possible de répliquer la symétrie du faisceau laser Gaussien et circulaire sur la trace laissée dans les matériaux (Figure 10 c). La limitation principale de cette technique vient de la longueur maximale de la structure. En effet, un faisceau laser focalisé est sensible aux aberrations sphériques qui détériorent la distribution d'intensité dans la zone focale. Ce phénomène s'aggrave avec la profondeur d'irradiation. Des techniques de correction et de compensation énergétique ont été développées afin d'uniformiser les conditions d'excitation le long du scan, mais ces dernières compliquent le procédé**.**

Scan hélicoïdale et trepanning: Cette technique peut être vue comme une extrapolation du scan longitudinal. Elle est particulièrement utilisée lorsque le changement d'indice de réfraction et négatif. Ainsi en combinant un scan longitudinal et un mouvement hélicoïdal, il est possible de créer une couronne d'indice de réfraction plus faible permettant de guider la lumière**.** (figure 10d) [31] ou un guide d'onde tubulaire [32].

Association de multiples traces : il a été mentionné plus haut que les modifications d'indice de réfraction négatives sont accompagnées généralement par une enveloppe de matière compressée. On retrouve cette situation plus souvent dans le cas de cristaux ou verres possédant un coefficient d'expansion thermique important. En assemblant plusieurs traces, il est donc possible de créer un noyau de matériau compressé de plus haut indice de réfraction.

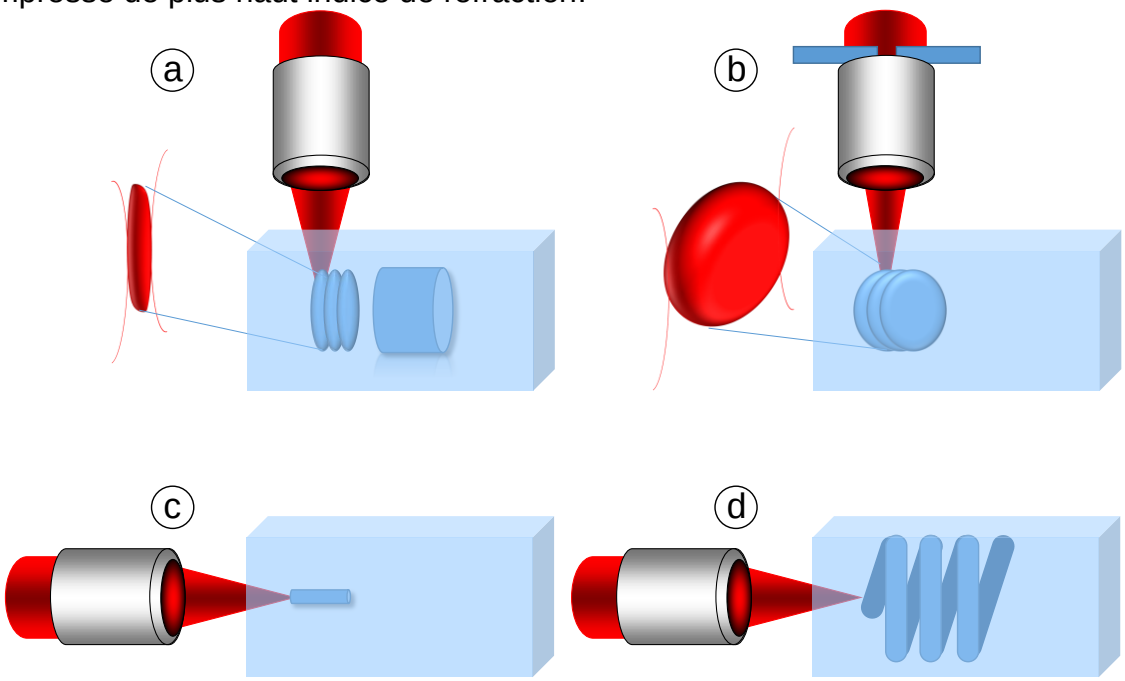

Figure 10. Stratégies de scan. (a) Scan transverse scan. (b) Scan transverse avec fente. (c) Scan longitudinal. (d) Scan hélicoïdal et trepanning.

2.2 Méthodes avancées de correction et de contrôle

La possibilité de contrôler la phase de manière programmée constitue un moyen flexible de contrôle irradiation et finalement la modification du matériau [33, 34]. Ce concept d'ingénierie de faisceaux a rendu possible le développement de modulateur de phase basé sur la technologie cristaux liquides, sur le phénomène acousto-optique ou encore par déflexions rapides de faisceau. Toutes ces techniques permettent de moduler la phase spatiale du faisceau (par rotation des molécules de cristaux liquides anisotrope, par diffraction sur des ondes acoustiques etc.). Une modulation spatiale de la phase $\varphi(r)$ ou une modulation spectrale de la phase $\varphi(\omega)$ correspond à une modification du profil respectivement spatial et temporel de

l'intensité au point focal $I(r,t)$ (Mise en forme spatiale et temporelle). Les différentes techniques sont résumées graphiquement dans la figure 11. Elles sont fréquemment accompagnées par des moyens de contrôle rapide et d'observation de la région d'interaction. Cette évaluation en temps réel de la photo-inscription associée au système d'irradiation constitue une boucle fermée de contrôle du procédé. Dans ce cas, le résultat de l'irradiation peut être contrôlé in situ (par exemple en utilisant des méthodes optiques à contraste d'amplitude ou de phase). L'évaluation du résultat d'irradiation permet ainsi d'ajuster les propriétés spatiales et temporelles de l'irradiation laser afin d'améliorer le résultat d'irradiation. Plusieurs aspects de l'ingénierie de faisceaux sont brièvement présentés ci-après. Le lecteur est invité à consulter des références supplémentaires pour une compréhension plus en profondeur. La modulation spatiale du faisceau est d'abord présentée du fait de sa relative simplicité :

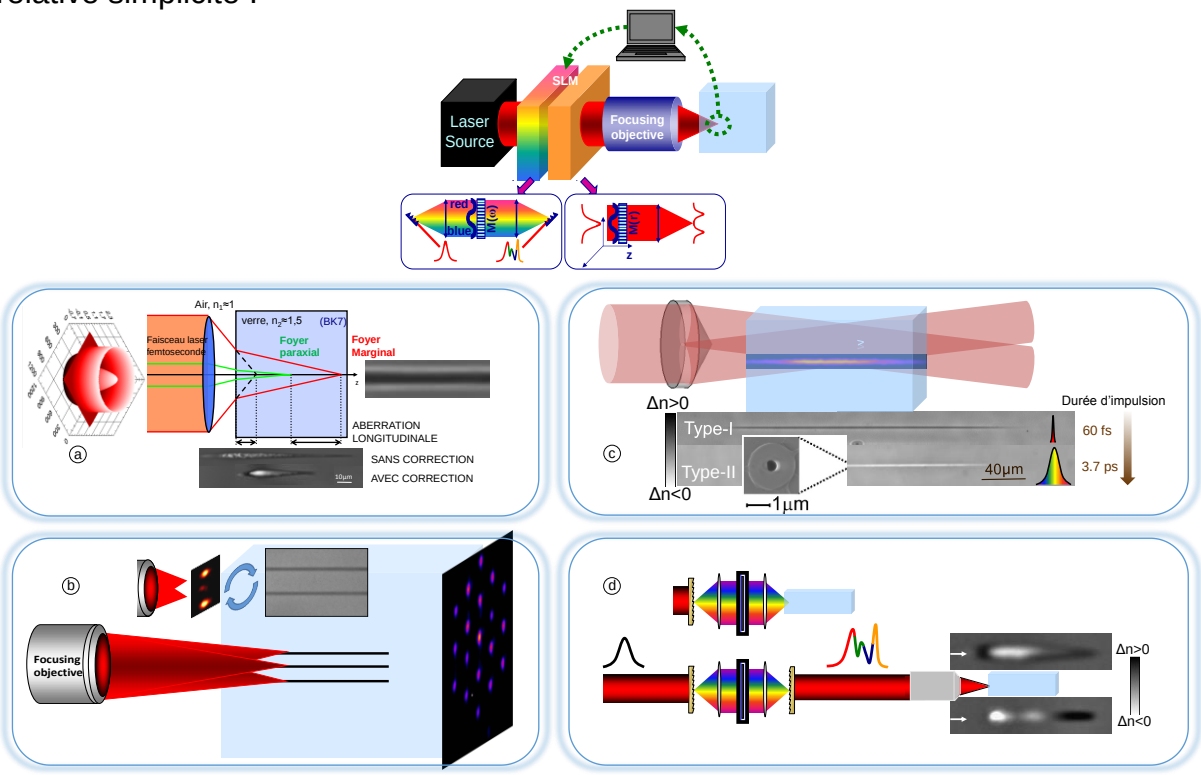

Figure 11. Stratégies de scan intelligent. (a) Correction dynamique des aberrations [35]. (b) Photoinscription parallèle [36]. (c) Structuration non diffractive [22]. (d) Mise en forme temporelle et focalisation spatio-temporelle [26].

Correction du faisceau : La position du point focal est une des principales limitations de l'inscription de la modification dans le volume. Le faisceau est sensible à toute distorsion sur le trajet du faisceau. Une source importante de dégradation du faisceau et l'aberration sphérique (figure 11a). Au passage d'une interface air/diélectrique, un faisceau lumineux convergent voit ses rayons réfractés sous plusieurs angles et croiser l'axe optique à différentes positions. Cet effet s'aggrave avec la profondeur de focalisation et les fortes ouvertures numériques. Les techniques de compensation standard sont basées sur des objectifs à collier de correction, sur des huiles pour objectif à immersion permettant de s'affranchir du saut d'indice à l'interface ou encore sur l'utilisation de lentilles asphériques. Récemment la modulation de phase spatiale programmable a été utilisée de manière synchronisée au scan laser, permettant de corriger de manière dynamique les aberrations [35]. Un exemple est donné dans la figure 11a montrant l'effet correctif de la technique.

Photo-inscription parallèle : les techniques de modulation de la phase spatiale permettent de multiplier les points focaux laser rendant possible la structuration

parallèle. Dans ce cas, plusieurs points focaux peuvent modifier le matériau simultanément. Un exemple est donné dans la figure 11b, où plusieurs structures ont été photo-inscrites en parallèle. Du fait de la possibilité de programmer la modulation de phase, la géométrie de la structure peut être changée pendant le scan laser afin de créer des traces à géométrie arbitraire. Cette technique peut grandement améliorer l'efficacité du procédé et réduire le temps de process de manière avantageuse pour les applications à l'échelle industrielle [36,37,38]**.**

Mise en forme de la région focale : d'une manière générale, la zone focale peut être mise en forme de manière quasi-arbitraire. Cette souplesse est très avantageuse pour contrôler la géométrie de la photo-inscription. Il convient de souligner que la position du plan de mise en forme peut différer de celle du point de plus haute intensité. Récemment, des méthodes de mises en forme 3D en été développées permettant de moduler la caustique du faisceau et de contrôler sa forme dans les trois dimensions [39].

Irradiation mon diffractive : le faisceau de Bessel non diffractif a récemment été appliqué à la structuration de matériaux et offre de nombreux avantages [40,41]. Il est possible de générer de tels faisceaux en appliquant une modulation de phase spatiale de type axiconique à un faisceau gaussien. Cette modulation du front d'onde implique une convergence conique des rayons lumineux formant le faisceau laser. Il se forme donc une interférence lumineuse de symétrie cylindrique sur l'axe optique. Le faisceau est constitué d'un noyau longitudinal intense entouré d'anneaux régulièrement espacés. Ceci correspond à un faisceau de Bessel d'ordre 0 $\mathcal{E}(t) = J_0(kr\, sin\theta)$. Ce type de faisceau est moins sensible aux perturbations d'ordre non linéaire mais également au problème des aberrations sphériques mentionné plus haut. De plus, ils permettent un confinement efficace de l'énergie lumineuse. Avec ce faisceau, l'excitation non linéaire peut conduire à des structures dans le volume montrant des dimensions bien en deçà de la limite de diffraction, généralement d'une centaine de nanomètre (figure 11c).

Mise en forme temporelle d'impulsion : il a été mentionné précédemment que l'enveloppe temporelle de l'impulsion dépend de sa largeur spectrale et de la phase spectrale relative $\varphi(\omega)$. En appliquant une modulation contrôlée sur la phase spectrale, il est possible de sculpter l'impulsion dans le domaine temporel comme indiqué sur la figure 11d bas. Cette opération est facilitée par l'utilisation de système de modulation optique décrit plus haut (modulateur spatial de lumière ou acousto-optique). Il est utile de préciser que dans le cas des impulsions ultracourtes, la modulation optique ne peut être opérée directement dans le domaine temporel puisqu'il n'existe pas de modulateur suffisamment rapide à la femtoseconde. De ce fait, la technique de la modulation de la phase spectrale est employée. Cette modulation spectrale des impulsions à l'aide d'un modulateur de phase est relativement simple à appréhender. Dans un premier temps, l'impulsion est dispersée spatialement selon ses composantes fréquentielles en utilisant un réseau. Cette impulsion dispersée spectralement est collimatée et traverse une matrice de cristaux liquides (le modulateur de phase). En contrôlant la rotation des molécules de cristaux liquides le long des composantes fréquentielles, la phase spectrale relative peut être modifiée. L'impulsion est ensuite reformée spectralement et spatialement par un second réseau et possède ainsi une modulation temporelle arbitraire.

Les conséquences dans le domaine de la structuration de matériaux sont considérables du point de vue phénoménologique. Il a été expliqué que les mécanismes physiques de transformation du matériau dépendent de la quantité d'énergie déposée spatialement et temporellement. Ces mécanismes ont lieu sur différentes échelles de temps (de manière immédiate pour les effets électroniques et plus lente pour les effets thermomécaniques). Ainsi la capacité de déposer l'énergie sur telle ou telle échelle de temps peut favoriser des canaux spécifiques de

relaxation énergétique. Il s'agit là de la base du concept du contrôle optimal c'est-à-dire la définition de séquences d'irradiation qui peuvent délivrer les modulations désirées de changement d'indice de réfraction. En associant un système de suivi rapide avec une modulation programmable, il est possible de mettre en place des techniques adaptatives et itératives pour améliorer le résultat de l'irradiation laser à l'aide d'algorithmes de recherche optimale. Ces derniers peuvent optimiser le procédé d'une manière déterministe (méthode du gradient, méthode simplexe) ou non déterministe (algorithme génétique, évolutionnaire). Un des premiers exemples de la mise en œuvre de ces techniques d'irradiation adaptative est donné dans la référence [26]. L'optimisation a permis de montrer qu'il est possible de contrôler la source de chaleur lors de l'irradiation laser de verre borosilicate BK7 afin de générer une zone de matière compactée.

Une précision technique et bienvenue ici. Une modulation précise de l'impulsion demande à la fois une modulation de la phase et une modulation de l'amplitude, cette dernière étant accompagnée de perte d'énergie. L'ingénierie de faisceau vise donc à mettre en œuvre des solutions approchées capables de suffisamment ressembler à la forme désirée tout en réduisant les pertes énergétiques (algorithme itératif de Fourier).

Focalisation spatio-temporelle : généralement, les effets spatiaux et temporels sont corrélés au travers des effets non linéaires et peuvent avoir des conséquences mutuelles. Il est donc parfois plus intéressant de limiter la région de haute intensité sur une zone plus petite que la zone focale. Ceci peut être obtenu en dispersant spatialement et spectralement l'impulsion, puis en la reformant dans la zone souhaitée. Plus précisément, pendant la propagation de l'impulsion, les fréquences ne sont pas superposées spatialement de manière volontaire et cette superposition est assurée uniquement dans la zone de focalisation (figure 11d haut). Cette technique permet de limiter la région de haute intensité et ainsi de réduire les distorsions de faisceau pendant la propagation [42,43]. La plupart de ces techniques peuvent être intégrées dans un seul système de mise en forme, ce qui améliore la flexibilité du procédé [44]

3 Systèmes optiques intégrés dans le volume

La modification de l'indice de réfraction a été plusieurs fois présentée comme la brique élémentaire pour la fabrication de fonctions optiques, ce que nous avons appelé le domaine de la photonique 3D. Ces fonctions peuvent avoir plusieurs aspects et combiner des caractéristiques optiques, électriques et mécaniques et ainsi présenter des réponses complexes optiques, opto-mécaniques ou électro-optiques. Les techniques de scan similaires à celles présentées précédemment peuvent démultiplier cette brique élémentaire de changement d'indice pour réaliser des fabrications complexes dans le volume des matériaux. Cette fabrication assure à ces fonctions une stabilité de phase intrinsèque. La possibilité d'avoir une géométrie dans les trois dimensions rend possible des designs optiques flexibles et performants. Des systèmes passifs et actifs peuvent être ainsi obtenus, notamment en intégrant une ingénierie du matériau où sont produites les modifications (dopants, particules…). De nombreux efforts sont conduits à travers le monde (une revue se trouve en [45]) parmi de nombreuses équipes de recherche dans le domaine de la photonique intégrée (voir référence [46-61] pour nommer quelques exemples). Les avancées se basent sur des approches de photo-inscription associées à des modifications induites par laser optimisé. Des progrès significatifs ont été obtenus dans la fabrication d'éléments optiques [46-51], par exemple des plaques à zone de Fresnel ou éléments de phase, des coupleurs directionnels ou encore des détecteurs basés sur des résonances optiques ou mécaniques [45-49] ou des systèmes laser dans des matériaux actifs [57-61]. Ces composants rendent possible la conception

de systèmes complexes avec des fonctionnalités sur de larges champs applicatifs (voir la synthèse présentée dans la référence [45]). Certains de ces éléments et leurs domaines d'application sont discutés dans les sections qui suivent. Les défis associés ont plusieurs aspects, notamment le contrôle du changement de l'indice de réfraction, de son amplitude et de sa distribution spatiale, mais aussi le potentiel de développer des procédés industriels motivés par la demande de système spécifique.

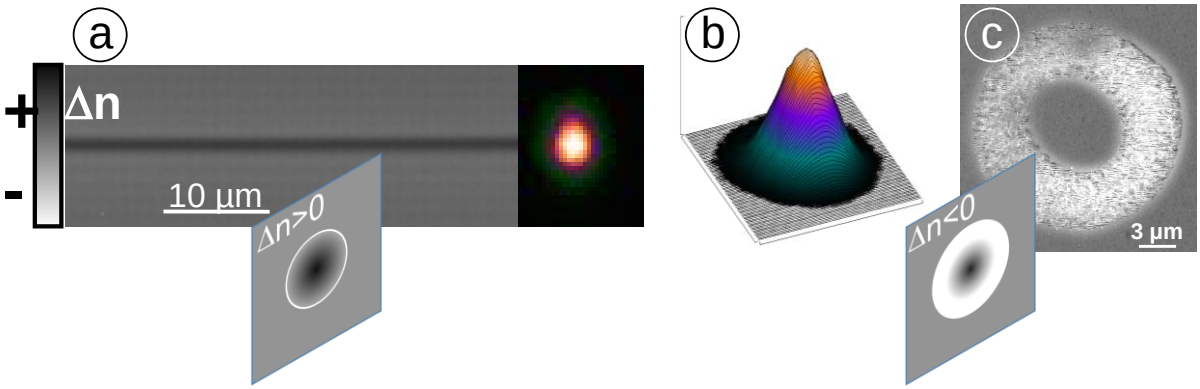

Figure 12. Inscription de guides d'onde enterrés par laser. (a) Guide d'onde monomode de type I dans le verre de silice (b) Caractéristiques du guidage monomode à 800 nm. (c) Guide d'onde à enveloppe raréfiée dans le verre de silice. L'enveloppe présente également des nanostructures.

3.1 La fonction élémentaire : le guidage de lumière

La première fonction optique d'un changement de l'indice de réfraction est le guidage de lumière. Les caractéristiques du mode guidé sont définies par le contraste de l'indice de réfraction (et implicitement par la constante de propagation) et la géométrie de la section du guide. Deux paramètres sont à souligner. Les pertes de propagation dans les guides d'onde photo-inscrits ont été la cible de beaucoup d'efforts d'optimisation des paramètres laser. Plusieurs facteurs en sont à l'origine, notamment la rugosité de l'interface guide/matière qui dépend fortement de la performance du positionnement mécanique de l'échantillon et des mécanismes changement d'indice propre au matériau. Aujourd'hui, des pertes de propagation jusqu'à 0,1 dB/cm et plus généralement inférieures à 0,5 dB/cm sont mentionnées dans la littérature pour les guides d'ondes photo-inscrits dans la silice amorphe (guides type I) [3] mais également dans d'autres verres. Dans la plupart des cas, il existe un lien fort entre ces pertes et les performances de l'environnement de structuration laser, performances directement visibles avec l'uniformité (ou non) des traces de changement d'indice de réfraction. Ce niveau de pertes est satisfaisant pour les applications d'optique intégrée compte tenu du fait que les circuits optiques atteignent des longueurs maximales de quelques millimètres voire centimètres.
Le second paramètre lié aux caractéristiques du mode guidé est la fréquence normalisée ou V number. Par exemple pour un guide d'onde de dimension a:

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda}\sqrt{(n+\Delta n)^2 - n^2} \qquad (15)$$

Pour V<2.4 le guidage est monomode. La fréquence normalisée définit la taille du mode par rapport à la taille du guide pour une valeur donnée de l'indice effectif du guide d'onde. Un exemple de guide d'onde photo-inscrit par laser est donné à la figure 12. Un guide de type 1 (changement d'indice positif) (figure 12 a,b), et un guide de type 2 possédant une enveloppe raréfiée et nanostructurée (figure 12c) y sont présentés. Ce dernier cas est particulièrement intéressant pour les cristaux où le procédé de photoinscription laser induit une amorphisation locale, de densité plus faible tout comme l'indice de réfraction local [19]. En utilisant des techniques point par point, il est possible de réaliser des enveloppes raréfiées de faible indice possédant une géométrie adaptée au guidage de lumière [27]

3.2 Fonctions optiques de base

Une fois les propriétés de guidage de lumière acquises, les modifications de l'indice de réfraction peuvent être agencées dans l'espace de façon à obtenir des fonctions optiques linéaires et non linéaires. La figure 13 présente plusieurs exemples d'intérêt.

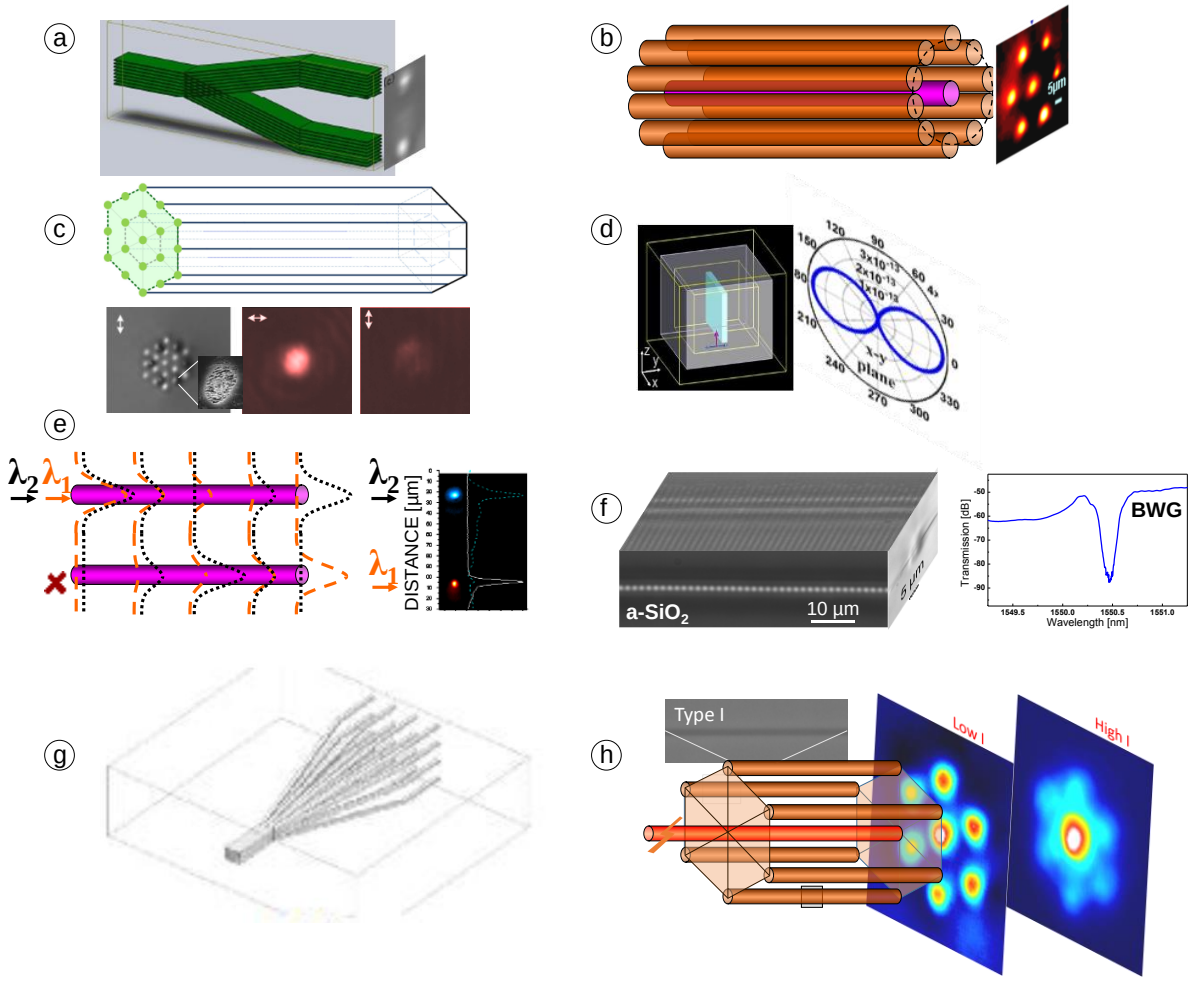

Figure 13. Exemples de fonctions optiques. (a) division optique en Y [69]. (b) Couplage évanescent et splitters directionnels [36]. (c) Matrice de guide pour guidage de mode large [70]. (d) fonctions polarisante ajoutée grâce à l'insertion de zones nano-structurées. (e) Démultiplexage spectral base sur le couplage évanescent [36]. (f) Filtrage optique et résonance de Bragg au sein d'un guide d'onde de Bragg. (g) Lanterne photonique (avec l'aimable autorisation de R. R. Thomson (Université Heriot-Watt) [67]). (h) Absorbant saturable non linéaire fabriqué dans un verre de chalcogénure par irradiation laser ultrabrèves [68].

Division optique : une des fonctions optiques les plus importantes permettant d'aiguiller la lumière le long des circuits optiques est la division optique (un splitter/coupleur standard est illustré figure 13a). La quantité de lumière dans chaque bras peut être contrôlée grâce au design géométrique du guide. Ces systèmes furent parmi les premiers éléments optiques photo-inscrits dans les verres avec des lasers ultracourts [62]. La possibilité de générer de la division ou de la combinaison de lumière et à la base de la réalisation de systèmes interférométriques d'une stabilité remarquable [63].

Couplage évanescent : lorsque deux guides d'onde sont à proximité, la composante évanescente de la lumière transportée dans un guide d'onde peut être transférée au second et s'y propager. Le couplage se produit au bout d'une certaine distance (la longueur de couplage l_c) après laquelle toute la lumière est transférée au second guide. Ce phénomène est appelé couplage évanescent et peut s'extrapoler à des géométries plus complexes. Il peut être utilisé pour réaliser des coupleurs directionnel (figure 13b) dans des matrices de guides d'onde où la lumière peut être injectée en entrée et être distribuée sur plusieurs sorties. La quantité d'énergie

transférée dépend de la longueur de la zone de couplage et également du contenu spectral de l'impulsion. Ce type de structure ouvre des possibilités pour moduler le couplage évanescent et créer une multitude de guidage et de localisation de la lumière [64].
Dans les matrices de guides d'ondes, le couplage évanescent permet de redistribuer la lumière dans les composantes. Il se forme ainsi une superposition en phase de guide unique constituant un super mode de grande surface. Les conséquences de ce phénomène pour les applications seront discutées dans la section dédiée aux applications. En ajoutant des régions nano-structurées (figure 13c), des fonctions de polarisation peuvent être ajoutées aux fonctions de guidage de lumière. En effet, du fait de leur anisotropie, ces régions nano-structurées diffusent la lumière selon l'orientation du champ électrique c'est-à-dire selon sa polarisation. La figure 13d présente le cas de nanostructures planes et de leurs effets polarisants.
Filtrage spectral : le filtrage ou le multiplexage spectral est une fonction optique à fort potentiel dans le domaine de la communication optique. Le couplage évanescent étant fortement dépendant de la longueur d'onde, il est possible de séparer la lumière spectralement grâce au design du coefficient de couplage de guides photo-inscrits par laser (figure 13e). Une modulation périodique de l'indice de réfraction permet de créer une réponse spectrale forte : la résonance de Bragg. Les composantes fréquentielles possédant une certaine période sont diffractées par la modulation périodique :

$$\lambda_B = 2n\Lambda/m \tag{16}$$

avec Λ la période et *m* l'ordre de diffraction. La combinaison de réseaux de Bragg et d'un guide d'onde permet de développer la modulation spectrale d'un système intégré : le guide d'onde Bragg (figure 13f). Ce type de fonction optique est d'une extrême importance pour les télécommunications optiques, le développement laser et la détection. Pour cette dernière application il est possible de profiter de la dépendance de l'indice de réfraction avec la température (effet thermo-optique) et la pression pour détecter les changements en température ou pression grâce au décalage de la résonance de Bragg associée. Plusieurs méthodes ont été employées pour générer des réseaux de Bragg : par irradiation parallèle (méthode interférentielle où les interférences sont générées par deux faisceaux croisés produisant un système de franges d'interférence régulières photo-inscrites dans le matériau) ou par irradiation séquentielle (irradiation laser point par point permettant un haut contraste de modulation d'indice et donc un réseau à fort couplage) [52-55,65].
Contrôle du mode guidé : Les caractéristiques du mode dépendent de la dimension et de l'amplitude de la modification indice de réfraction. Beaucoup d'applications 'pauvres' en photon nécessitent une collection performante de la lumière. Celle-ci est basée sur une collection multimodale alimentant un transport de lumière monomode. Une solution évidente à ce problème est la réalisation de guide d'ondes coniques possédant une transition continue du multi en monomode [66]. Afin de garder une efficacité de collection suffisante, la lumière multimode peut être conduite vers un ensemble de guides monomodes. Un exemple de convertisseur de mode est la lanterne photonique [67], ce concept de photo-inscription laser est inspiré du domaine des fibres optiques micro-structurées et fut réalisé initialement par Thomson et al. à Université Heriot-Watt (figure 13g). Des compagnies en Australie (Modular photonics), aux US (Translume), en Angleterre (Optoscribe), en Allemagne (LightFab) ou en Suisse (Femtoprint) proposent aujourd'hui des solutions de systèmes intégrés fabriqués par laser ultrabrefs ou des environnements de fabrication laser Adhoc. Ces circuits photoniques intégrés peuvent répondre aux nouveaux besoins actuels en télécommunications, vis-à-vis de la compacité des systèmes, mais aussi des largeurs de bandes spectrales désirées.

Fonctions non linéaires : si le substrat de photo-inscription est un matériau hautement non linéaire, une nouvelle famille de fonctions optiques peut se baser sur ces non linéarités. Pour rappel, les phénomènes non linéaires impliquent une réponse optique dépendant de l'intensité lumineuse. Un bon exemple de matériau hautement non linéaire le verre chalcogénure. L'exemple de la figure 13h montre une fonction d'absorbant saturable photo-inscrite par laser ultracourt dans un verre de gallium lanthanum sulfide [68]. Ce concept est basé sur le couplage évanescent dans une matrice de guide d'onde. Dans ce système, l'efficacité de couplage dépend du contraste de l'indice de réfraction. En y injectant des impulsions ultra-courtes, il est possible d'observer et de mesurer l'effet Kerr dû à la haute intensité. Cet effet induit un changement transitoire de l'indice de réfraction $n = n_0 + n_2 I$. De ce fait l'indice effectif du guide devient plus grand et donc la taille du mode guidé diminue. Il est donc possible de confiner ou pas le mode guidé dans le guide d'onde central (haute intensité) ou de laisser diffuser la lumière dans les guides environnants (cas inverse) de manière transitoire.

Fonctions opto-mécaniques. Souvent le changement de l'indice de réfraction est associé à une variation locale de la densité du matériau et la génération de champs de contrainte. Selon le type de changement d'indice de réfraction, il est possible de contrôler le champ de contrainte en traction ou en compression créant ainsi une fonction opto-mécanique [56].

L'association de plusieurs fonctions élémentaires permettant une telle diversité de fonctions ouvre la voie à la conception de systèmes plus avancés d'instrumentation optique. Un exemple particulièrement illustratif de la photo-inscription d'éléments optiques dans le volume est la lentille de Fresnel [48], les couplers et splitters [49, 62] ou encore les lasers guides d'onde. Ce dernier système met en valeur la possibilité d'associer les fonctions optiques. Dans ce cas, le guide d'onde dans le milieu actif (verre dopé Er, Yb ou Ti:saphirre) constitue le milieu à gain du laser et le résonateur est assuré par des réseaux de Bragg. L'ensemble est photo-inscrit dans un unique substrat [58]. Des exemples à fort potentiel applicatif et de ce niveau de complexité sont donnés dans la suite.

3.3 Marquage optique et stockage de données

Le potentiel de la structuration en volume par laser ultrabref pour le stockage optique en 3D a rapidement été démontré en 1996 [71]. La première démonstration d'un tel stockage s'est basée sur des couches successives de matrice de voxels de taille nanométrique permettant d'atteindre une capacité de stockage de 10^{13} bits/cm^{-3}. Les structures photo-induites par laser et enterrées dans le verre possèdent un fort potentiel de résistance dans le temps et une durée de vie quasiment illimitée. L'écriture et la réécriture de données par impulsion laser ultra courte a été démontrée dans le lithium niobate en tirant parti de l'effet photovoltaïque [72]. La photo-inscription de nanoréseaux par laser ultra court dans le verre repousse encore les limites du stockage optique de données. Ces nanoréseaux sont les plus petites structures induites par la lumière et possède une nature biréfringente. L'information peut donc être stockée non seulement sur les trois dimensions de l'espace mais aussi en polarisation en tirant parti de la biréfringence (le retard et l'orientation de l'axe lent) de ces nanoréseaux. La capacité de stockage optique est ainsi décuplée vers cinq dimensions, en exploitant plusieurs états de polarisation. Une valeur de 360 TB sur un disque optique de taille standard a été démontrée [73]. La figure 14 présente un schéma représentatif du stockage de données par impulsion laser ultrabrève. En se basant sur cette technique, le groupe de Kazansky (Optical Research Center Université de Southampton) a démontré l'enregistrement de grand volume de données sous la forme de documents PDF lisibles.

Le retard de phase de l'indice de réfraction combiné à la polarisation anisotropique

peut également être utilisé pour encoder de l'information dans le cadre du marquage de sécurité dans les matériaux transparents. Cette question est d'une haute importance économique dans la lutte anti-contrefaçon. Des structures similaires basées sur la diffraction locale et la diffusion anisotropique peuvent donner un aspect coloré à la structuration laser. Elles peuvent ainsi servir de marquage couleur et permettre d'afficher des informations codées.

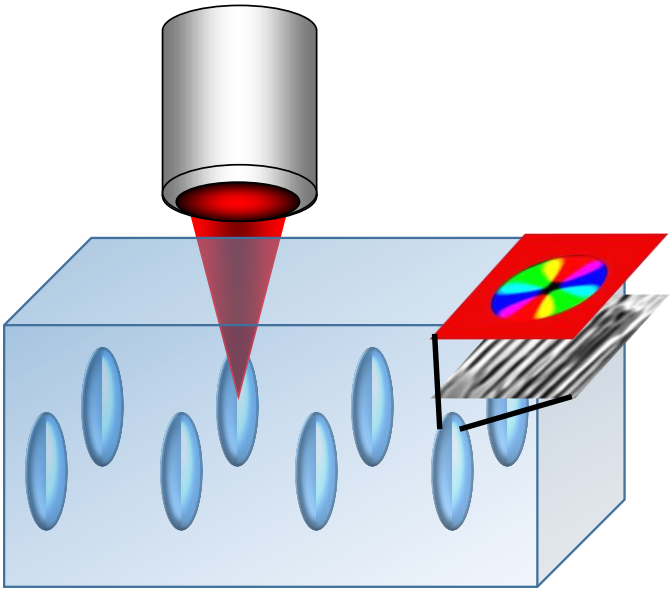

Figure 14. Schéma conceptuel d'écriture de mémoire optique. Les voxels possèdent des propriétés biréfringentes permettant d'accroître la capacité de stockage.

3.4 Systèmes optiques pour les télécommunications

La littérature est riche de développements concernant les fonctions basiques évoquées jusqu'ici, notamment les guides d'ondes, le filtrage spectral, le contrôle de mode, et l'aiguillage de lumière. Le guidage optique tient lieu de colonne vertébrale des technologies de télécommunications et de nouvelles technologies sont nécessaires pour surmonter les limitations en bande passante des fibres monomodes et pour éviter les surcharges [45]. Nolte et al., Gross et al. et Herman et al., [45,47,74] ont insisté ces dernières années sur le rôle essentiel que la photonique en 3D peut jouer dans ce contexte. Les systèmes optiques 3D peuvent augmenter les performances de multiplexage spatial [75] où l'information peut être véhiculée sur plusieurs guides monomodes ou faiblement multimodes.

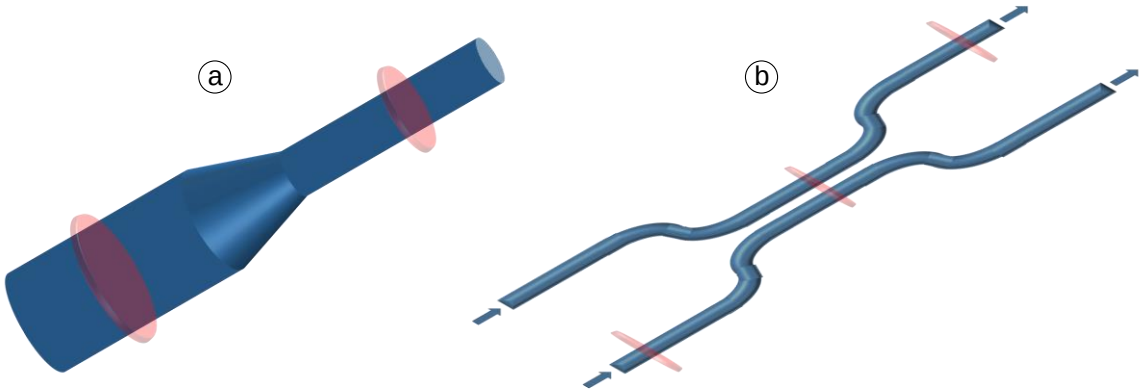

Figure 15. Exemples de guide coniques (a) et de coupleurs directionnels (b).

Plusieurs exemples sont discutés dans la référence [45] qui souligne les développements de fibre multimode fan-out [76], le multiplexage par division de

mode [77-80], les lanternes photoniques [67,80], les coupleurs directionnels à sélection de mode [81], les coupleurs coniques à sélection de vitesse (*Mode-selective tapered velocity couplers*) [66] ou les coupleurs tirant parti du moment orbital [82], couvrant la totalité de la bande télécom autour de 1500 nm. Des designs typiques sont présentés figure 15. La liste d'exemples est pertinente, et le lecteur est invité à se référer ici [45] pour une discussion plus avancée.

3.5 Application en optofluidique

Une des applications les plus marquantes de la photo inscription 3D dans le volume de matériaux transparents est la réalisation de systèmes lab-on-chip. Il s'agit de systèmes miniaturisés qui combinent des fonctions différentes sur un seul substrat permettant de transporter mélanger séparer et analyser échantillons biologiques ou chimiques à très faible volume. Les objectifs concernent la recherche biologique, biochimique, les médicaments ou encore la chimie. La plupart de ces fonctions peuvent être réalisées par irradiation laser ultrabref dans un substrat en verre ou polymère monolithique, ce qui constitue un avantage en termes de compacité. Ces fonctions peuvent se classer selon deux grandes familles, les fonctions micro fluidiques et les fonctions d'analyse [83,84]. Les verres sont des substrats de choix, chimiquement inertes, résistants et exempts de porosité. Les polymères sont quant à eux largement plus économiques. Le lecteur intéressé peut se référer à cette revue [85,86] et à ses références pour appréhender le potentiel des lasers ultrabrefs dans les domaines des systèmes lab on chip. Quelques éléments clefs sont présentés ci-après.

Concernant les fonctions micro fluidiques, il est possible de réaliser des micro-nano canaux au moyen d'impulsions lasers focalisées. Ces canaux peuvent être réalisés suivant deux techniques. La première repose simplement sur l'accumulation de cavités contiguës au sein du verre afin de réaliser une structure permettant l'écoulement de fluides. La seconde stratégie, certainement plus efficace et flexible suit 2 étapes. Le laser ultrabref irradie à flux modéré dans un premier temps les zones des futurs canaux, générant des régions à fort indice et non des cavités. Ensuite, une étape de gravure chimique est opérée. La zone à fort indice précédemment irradiée présente une forte densité de liaisons brisées, elle est donc préférentiellement attaquée par l'agent chimique. Ainsi, la matière correspondante est enlevée en suivant la géométrie des zones irradiées. Le verre de silice, ainsi que certains verres spécialement développés (Schott Foturan) répondent de manière particulièrement efficace aux agents chimiques comme l'acide hydrofluorique. Dans les canaux, la photo-inscription laser peut être employée pour fabriquer des éléments mécaniques pour la fluidique, comme des filtres, des pompes ou des rotors. Ces techniques de fabrication soustractive peuvent être complétées par des méthodes de fabrication additive. Par exemple, la fabrication par polymérisation à deux photons permet de générer des pièces en polymère au sein des canaux, cette technique est appelée ship in a bottle [87].

Concernant les fonctions d'analyse, il est possible d'utiliser des méthodes électro-chimiques et optiques, ces dernières étant particulièrement fiables et sensibles. La fluorescence induite par laser est un moyen intéressant d'obtenir une grande sensibilité chimique et biologique. La photo-inscription par laser permet d'obtenir les éléments optiques dans le volume remplaçant de ce fait les systèmes optiques conventionnels. Les guides d'ondes photo-inscrits par laser peuvent transporter la lumière au point d'analyse et la récolter à des fins de mesures et d'analyse. La combinaison de fonctions optiques et fluidiques est à l'origine du terme opto-fluidique [88,89]. Le potentiel de cette thématique est vaste du fait de la possibilité d'ajuster les différentes fonctions et de réaliser des systèmes reconfigurables permettant

d'atteindre des sensibilités extrêmes jusqu'à la molécule [85]. La figure 16 représente schématiquement la fabrication laser d'un système lab on chip tout en soulignant les possibilités offertes par la structuration laser dans les trois dimensions ; par rapport aux technologies lithographiques en couche par couche. Le concept a été récemment poussé vers la fibre optique ('lab on a fiber') permettant d'intégrer les fonctions d'analyse et fluidiques directement dans une fibre optique [90,91].

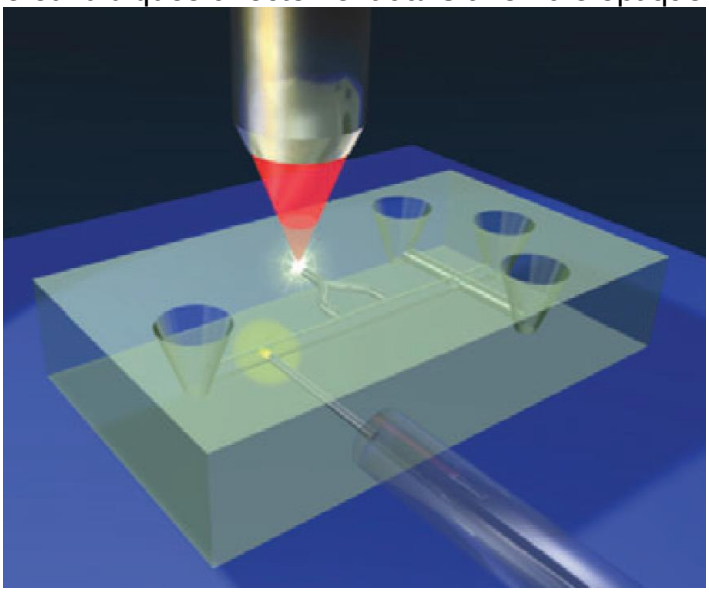

Figure 16. Schéma conceptuel de la thématique opto-fluidique. La même plate-forme intègre des fonctions d'analyse et fluidiques fabriquées par photoinscription laser ultrabrève (avec l'aimable autorisation de R. Osellame, Politecnico di Milano [85].

3.6 Applications en astrophotonique

Il existe une forte demande pour l'ingénierie de fonctions optiques dans le volume de matériaux optiques à la frontière entre l'optique et l'astronomie, particulièrement pour la fabrication d'instrumentation astrophotonique intégrée. Les premiers développements basés sur les technologies planaires ont alimenté le sujet de la photonique intégrée, par exemple dans le domaine de la spectroscopie multiplexée de grands télescopes.

Par rapport aux technologies planaires, l'ajout de la troisième dimension de structuration offre des avantages pour les systèmes optiques dans les applications astrophotoniques, notamment pour la prochaine génération de grands télescopes comme envisagé ici [92,93]. La capacité de contrôler l'indice de réfraction dans les trois dimensions et de générer des systèmes intégrés et enterrés permet de répondre à la demande de système optique complexe de la prochaine génération des instruments astronomiques, en particulier pour les interféromètres stellaires. La plupart des fonctions optiques élémentaires (par exemple, division, combinaison, mise en forme de faisceau, filtrage de front d'onde…) peuvent être réalisées au sein d'un système photonique unique, stable et compact. Cela offre un intérêt potentiel pour le développement de systèmes optiques tels que des interféromètres, des combinaisons de guides d'ondes dans des spectrographes miniaturisés. Le design optique peut aussi tirer parti des trois dimensions. La technique de photoinscription par laser ultrabref a ainsi permis la fabrication de nouveaux circuits 3D, comme des convertisseurs multimode-monomode performants pour les spectrographes astronomiques, des reconstructeurs de pupille ou des combineurs de faisceau pour l'interférométrie stellaire en vue de la détection d'exoplanètes [94-97]. Le filtrage par réseau de Bragg peut séparer et enlever le bruit non désiré des signaux issus des étoiles [98]. La fonction essentielle du domaine regroupe l'échantillonnage et le filtrage spatial du signal issu d'un télescope puis la reconstruction de la pupille sur un

spectrographe. Les techniques interférentielles permettent ensuite d'extraire les données astrophysiques d'intérêt. La collection de lumière issue de plusieurs télescopes nécessite une cascade des guides d'ondes, de jonctions Y, de coupleurs directionnels et de retardateurs de phase. Si les premières démonstrations en circuits planaires montrent un fort potentiel, les possibilités offertes par le design 3D sont d'autant plus encourageantes du fait de la diminution des problèmes d'intersection, ou de cross-talk. [99,100]. S'il reste bien évidemment des défis de fabrication liés au contrôlé fin de la phase, de la dispersion, de la sensibilité à la polarisation, les avantages sont indiscutables.

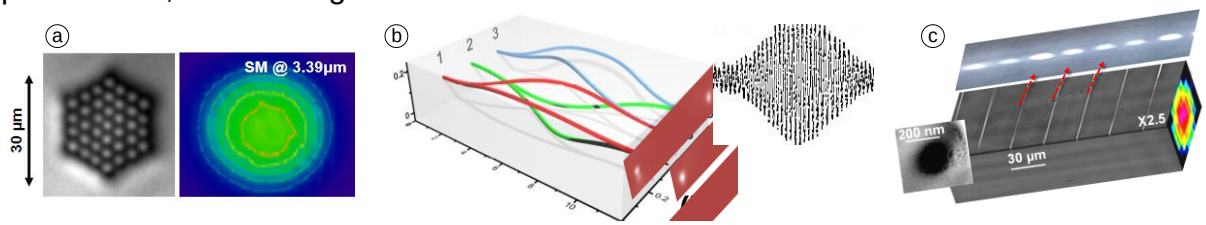

Figure 17. Exemples de systèmes astrophotoniques. (a) Guidage de mode large dans l'infra-rouge moyen. (b) Combineurs de télescope pour l'interférométrie. (c) Echantillonnage de la partie évanescente de mode guide dans le guide d'onde par centre diffusants à l'échelle nanométrique.

L'accès à différents domaines spectraux est essentiel, notamment dans l'infra-rouge moyen pour les instruments en astrophotonique. Ce domaine spectral contient de nombreux constituants chimiques, moléculaires et organiques d'importance en astrophysique (eau, CO_2, ozone) qui peuvent être détectés dans ces longueurs d'onde. Dans ce contexte, La technologie de photoinscription par laser ultrabref permettant de localement modifier la structure de verres pour l'infra-rouge moyen (par exemple les verres chalcogénure [101,102]) devient une technologie pertinente [92]. Quelques exemples de développements en astrophotonique [103,104] sont présentés figure 17, comme le guidage de mode de grande surface par assemblage de guides d'onde (figure 17a) ou un combineur de lumière issue de télescope pour l'interférométrie (figure 17b). L'information spectrale du mode guide peut être captée par échantillonnage grâce aux centre diffusants induits par laser le long de l'axe du guide. Ce principe est à la base du SWIFTS - stationary-wave integrated Fourier-transform spectrometer [105], ici fabriqué par laser ultrabref (figure 17c [106]).

Conclusion

Les fonctions et systèmes photoniques font partie de notre société. Ils sont à la base des technologies modernes de télécommunications et assurent les fonctions de transport, multiplexage, conversion et transformation de l'information au moyen de la lumière. Il existe une certaine analogie avec les circuits électroniques, le flux d'électrons étant remplacé par le flux de photons, l'information étant codée en phase, amplitude, longueurs d'onde et polarisation. Afin d'exploiter au mieux les caractéristiques du photon, le défi actuel pousse la conception optique vers les design de systèmes 3D. C'est là que le potentiel lié aux impulsions laser ultracourtes fortement focalisées prend toute sa place. La technique présente en effet une grande flexibilité en termes de choix de substrat et de paramètres de procédé tout en montrant un fort potentiel à la production de masse. Des dizaines d'équipes de recherche et d'acteurs industriels sont à présent impliqués dans le domaine. Cet article ne fait que légèrement dévoiler le potentiel de la photoinscription laser 3D dans le volume. Cette méthode a connu un développement exponentiel depuis la démonstration du premier guide d'onde photo-inscrit par laser ultrabref en 1996 vers la fabrication optique, les télécommunications, la microfluidique et autres domaines d'applications optiques avancées. L'objectif de la discussion a été de proposer une vue d'ensemble directe et simplifiée des mécanismes de photoinscription d'un point

de vue double ; du matériau et du photon. Les sources de non linéarités permettant le dépôt d'énergie de manière confinée et dans les trois dimensions ont été explicitées. Le principal défi est de contrôler un processus d'excitation hautement non linéaire où les porteurs libres constituent le vecteur de transformation de matière. Les procédés de fabrication ont été détaillés, notamment pour plusieurs éléments optiques réalisés en scannant la brique élémentaire de structuration, le changement de l'indice de réfraction. La performance dépend particulièrement de la possibilité de mettre en œuvre des techniques de correction pour le transport de faisceau. Les réalisations actuelles les plus avancées ont montré de telles performances en termes de transmission, de design et de dépendance spectrale, qu'il est possible de mesurer l'impact dans les domaines de l'instrumentation optique, des lasers, de l'astronomie, de la bio-photonique et de la détection. L'ensemble des applications mentionnées ici est multiple et comprend des domaines standards comme la fabrication optique, les télécommunications ou l'opto-fluidique ainsi que des sujets à fort potentiel d'innovation comme le stockage optique de données, l'astrophtonique [107,108] et l'optique non-conventionnelle [109]. Les tendances les plus récentes tirent parti des dernières avancées de l'optique quantique et propose de systèmes pour les technologies d'optique quantique [110]. Les matrices de guides d'onde constituent des systèmes particulièrement adaptés pour modéliser les phénomènes quantiques dans les solides [111]. Le design 3D et les interféromètres offrent une grande souplesse pour la métrologie à interférence quantique ou en détection de phase [63], l'intrication [63,112], le transport quantique [113] et les marches quantiques [114]. Ces tendances montrent une grande ouverture vers de nouveaux champs applicatifs au fort potentiel d'innovations.

Figure 1 - Concept de photoinscription laser 3D

Figure 2 Représentation schématique des processus d'ionisation par laser ultrabref. (a) Ionisation multiphotonique au travers d'une large bande interdite. (b) Ionisation par effet tunnel en présence d'un champ fort. (c) Ionisation par collision et multiplication des porteurs de charge.

Figure 3 Vue d'ensemble des processus d'excitation et de relaxation dans un matériau diélectrique par rapport au temps. Les principaux canaux de photo-excitation et de relaxation sont présentés.

Figure 4 Exemple d'effets linéaires et non linéaires de propagation ; (a) Dispersion et étirement temporel. (b) Auto focalisation par effet Kerr et filamentation, (c) Calcul de distribution de fluence dans le cas de propagation linéaire et non linéaire montrant les conséquences sur le dépôt d'énergie. (d) Trace de modification d'indice de réfraction dans la silice amorphe (microscopie en contraste de phase) montrant la destruction du matériau au point d'auto focalisation.

Figure 5 . Exemples de processus de relaxation avec les échelles de temps correspondantes. (a) Relaxation électronique. Désexcitation du plasma via divers canaux sur des échelles temporelles de l'ultracourt observée en microscopie résolue en temps. (b) Estimation de la densité électronique par rapport à la densité critique. (c) Image en microscopie à contraste de phase de la transformation finale du matériau (changement d'indice de réfraction. (d) Relaxation thermomécanique et émission d'une onde de pression L'amplitude de l'onde dépend de la durée d'impulsion. (e) Relaxation visco-élastique dans un verre standard et dans la silice amorphe (comportement anormal).

Figure 6 Exemples de processus de relaxation. (a) Le processus de formation de défaut par piégeage d'exciton dans la silice amorphe. Une image de l'indice réfractif avec la carte de la photoluminescence est présentée. (b). Spectres typiques de photoluminescence associés à des changements positifs de l'indice de réfraction. Les NBOHC sont indiqués avec d'autres types de défauts.

Figure 7 (a) Illustration de la réorganisation structurelle à la suite de rupture de liaison. (b) Spectre Raman typique associé au changement positif de l'indice de réfraction.

Figure 8 (a) Exemples de changements positifs et négatifs d'indice de réfraction dans la silice amorphe obtenu en agissant sur l'enveloppe temporelle de l'impulsion (microscopie à contraste de phase). Les zones sombres indiquent un changement positif d'indice, les clairs un changement négatif. (b) Réorganisation nanométrique dans le verre de silice. (c) Exemples de changement d'indice dans le verre borosilicate BK7 [26]. Le contrôle de la durée d'impulsion peut générer des changements positifs et négatifs de l'indice. (d) Contrôle de l'indice de réfraction dans le verre de silice à l'aide de faisceau non diffractifs à dispersion contrôlée. [22].

Figure 9 Description schématique des régimes accumulation thermique et par incubation

Figure 10 . Stratégies de scan. (a) Scan transverse scan. (b) Scan transverse avec fente. (c) Scan longitudinal. (d) Scan hélicoïdal et trepanning.

Figure 11 Stratégies de scan intelligent. (a) Correction dynamique des aberrations [35]. (b) Photoinscription parallèle [36]. (c) Structuration non diffractive [22]. (d) Mise en forme temporelle et focalisation spatio-temporelle [26].

Figure 12 Inscription de guides d'onde enterrés par laser. (a) Guide d'onde monomode de type I dans le verre de silice (b) Caractéristiques du guidage monomode à 800 nm. (c) Guide d'onde à enveloppe raréfiée dans le verre de silice. L'enveloppe présente également des nanostructures.

Figure 13 Exemples de fonctions optiques. (a) division optique en Y [69]. (b) Couplage évanescent et splitters directionnels [36]. (c) Matrice de guide pour guidage de mode large [70]. (d) fonctions polarisante ajoutée grâce à l'insertion de zones nano-structurées. (e) Démultiplexage spectral base sur le couplage évanescent [36]. (f) Filtrage optique et résonance de Bragg au sein d'un guide d'onde de Bragg. (g) Lanterne photonique (avec l'aimable autorisation de R. R. Thomson (Université Heriot-Watt) [67]). (h) Absorbant saturable non linéaire fabriqué dans un verre de chalcogénure par irradiation laser ultrabrèves [68].

Figure 14 Schéma conceptuel d'écriture de mémoire optique. Les voxels possèdent des propriétés biréfringentes permettant d'accroître la capacité de stockage.

Figure 15 Exemples de guide coniques (a) et de coupleurs directionnels (b).

Figure 16 Schéma conceptuel de la thématique opto-fluidique. La même plate-forme intègre des fonctions d'analyse et fluidiques fabriquées par photoinscription laser ultrabrève (avec l'aimable autorisation de R. Osellame, Politecnico di Milano

[85].

Figure 17 Exemples de systèmes astrophotoniques. (a) Guidage de mode large dans l'infra-rouge moyen. (b) Combineurs de télescope pour l'interférométrie. (c) Echantillonnage de la partie évanescente de mode guide dans le guide d'onde par centre diffusants à l'échelle nanométrique.

Remerciements

Les auteurs remercient sincèrement leurs collègues du Laboratoire Hubert Curien, les doctorants et post-doctorants (A. Mermillod-Blondin, K. Mishchik, M. Royon, J.P. Colombier, C. d'Amico) ainsi que leurs collègues à l'international (G. Cheng, G. Zheng, M. Zamfirescu).

Les notes de bas de page sont proscrites.

Nota : ce nota se substitue aux notes de bas de page.

Glossaire

L'auteur définira les termes ou expressions les plus importants de l'article. La traduction des termes en anglais est conseillée.

Microscopie à contraste de phase:
Technique de microscopie permettant de révéler la distribution spatiale d'un objet de phase, comme un changement d'indice de réfraction.

Interferométrie :
Technique qui utilise le phénomène d'interférence ; Interaction cohérente entre plusieurs faisceaux lumineux générant une modulation d'intensité spectrale ou spatiale dépendante du retard de phase entre les faisceaux.

Sigles, notations et symboles

Exemple :

Symbole	Description	Unité

Sources bibliographiques

[1] *3D Laser Microfabrication: Principles and applications.* MISAWA (H.) et JUODKAZIS (S.) (eds.). (Wiley-VCH Chichester, 2006).

[2] SUGIOKA (K.) et CHENG (Y.). -*Ultrafast lasers—reliable tools for advanced materials processing*. Light: Science & Applications, vol. 3, p. e149 (2014).

[3] ITOH (K.), WATANABE (W.), NOLTE (S.) et SCHAFFER (C.). -*Ultrafast processes for bulk modification of transparent materials.* MRS Bulletin, vol. 31, p. 620-625 (2006).

[4] DAVIS (K.M.), MIURA (K.), SUGIMOTO (N.) et HIRAO (K.). -*Writing waveguides in glass with a femtosecond laser*. Optics Letters, vol. 21, n°. 21, p. 1729-1731 (1996).

[5] WOLLENHAUPT (M.), ASSION (A), *BAUMERT* (T.). -*Femtosecond Laser Pulses*: *Linear Properties*, *Manipulation*, *Generation and Measurement*. In Springer Handbook of Lasers and Optics, Ed. TRÄGER F., 937–983 (Springer Science + Business Media) 2007

[6] KELLER (U.). -*Recent developments in compact ultrafast lasers*, Nature, vol. 424, p. 831–838 (2003).

[7] KELDYSH (L.V.). -*Ionization in the field of a strong electromagnetic wave.* Soviet Physics JETP, vol. 20, p. 1307-1314 (1965).

[8] SCHAFFER (C.B.). -*Interaction of femtosecond laser pulses with transparent materials*, Ph. Thesis, Harvard University (2001).

[9] STUART (B.C), FEIT (M.D.), HERMAN (S.), RUBENCHIK (A.M.), SHORE (B.W.) et PERRY (M.D.) - *Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics*. Physical Review B, vol. 53, n°. 4, p. 1749-1761 (1996).

[10] DU. D., LIU (X.), KORN (G.) et MOUROU (G.) - *Laser-induced breakdown by impact ionization in Si02 with pulse widths from 7 ns to 150 fs*. Applied Physics Letters vol. 64, n°. 23, p. 3071-3073 (1994).

[11] KAISER (A.), RETHFELD (B.), VICANEK (M.) et SIMON (G.). - *Microscopic processes in dielectrics under irradiation by subpicosecond laser pulses.* Physical Review B, vol. 61, n°. 17, p. 11 437-11450 (2000).

[12] BOYD (R.W.) -*Nonlinear optics*, Academic Press (2007).

[13] COUAIRON (A.) et MYSYROWICZ (A.). -*Femtosecond filamentation in transparent media*. Physics Reports, vol. 441, n°. 2-4, p. 47-189 (2007).

[14] MARTIN (P.), GUIZARD (S.), DAGUZAN (P.), PETITE (G.) D'OLIVEIRA (P.), MEYNADIER, (P.) et PERDRIX (M.). -*Sub-picosecond study of carrier trapping dynamics in wide-band-gap crystals.* Physical Review B, vol. 55, n°. 9, p. 5799-5810 (1997).

[15] GUSAROV (A.), DOYLE (D.), HERMANNE (A.), BERHMANS (F.), FRUIT (M.), ULBRICH (G.) et BLONDEL (M.). -*Refractive-index changes caused by proton radiation in silicate optical glasses*. Applied Optics, vol. 41, n°. 4, p. 678-684 (2002).

[16] LANCRY (M.), POMELLEC (B.), CHABID-ERRAJI (A.), BERESNA (M.) et KAZANSKY (P.G.). -*Dependence of the femtosecond laser refractive index change thresholds on the chemical composition of doped-silica glasses* .Optics Materials Express, vol. 1, p. 711-723 (2011).

[17] BRÜCKNER (R.). -*Properties and structure of vitreous silica*. Journal of Non-Crystalline Solids, vol. 5, p. 123-175 (1970).

[18] POMELLEC (B.), NIAY (P.), DOUAY (M.) et BAYON (J.F.). -*The UV-induced refractive index grating in Ge:SiO_2 preforms: additional CW experiments and the macroscopic origin of the change in index.* Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 29, p. 1842–1856 (1996).

[19] GORELIK (T.), WILL (M.), NOLTE (S.), TÜNNERMANN (A.) et GLATZEL (G.). -*Transmission electron microscopy studies of femtosecond laser induced modifications in quartz.* Appl. Phys. A, vol. 76, p. 309–311 (2003).

[20] LIU (Y.), SHIMIZU (M.), ZHU (B.), DAI (Y), QIAN (B.), QIU (J.), SHIMOTSUMA (Y.), MIURA (K.) et HIARO (K.). *Micromodification of element distribution in glass using femtosecond laser irradiation.* Optics Letters Vol. 34, n°. 2, p. 136-138 (2009).

[21] TONEY-FERNANDEZ (T.), HARO-GONZALEZ (P.), SOTILLO (B.), HERNANDEZ (M.), JAQUE (D.), FERNANDEZ (P.), DOMINGO (C.), SIEGEL (J.) et SOLIS (J.). Ion migration assisted inscription of high refractive index contrast waveguides by femtosecond laser pulses in phosphate glass. Optics Letters, vol. 38, n°. 24, p. 5248-5251 (2013).

[22] VELPULA (P.K.), BHUYAN (M.K.), COURVOISIER (F.), ZHANG (H.), COLOMBIER (J.P.) et STOIAN (R.). - *Spatio-temporal dynamics in nondiffractive Bessel ultrafast laser nanoscale volume structuring*. Laser and Photonics Review, vol. 10, n°. 2, p. 230–244 (2016).

[23] PAPAZOGLOU (D.G.) et TZORTZAKIS (S.). - *In-line holography for the characterization of ultrafast laser filamentation in transparent media.* Applied Physics Letters; vol. 93, p. 041120 (2008).

[24] HAYASAKI (Y.), ISAKA (M.), TAKITA (A) et JUODKAZIS (S.). - Time-resolved interferometry of femtosecond-laser-induced processes under tight focusing and close-to-optical breakdown inside borosilicate glass. Optics Express, vol. 19, n°. 7, p. 5725-5734 (2011).

[25] SHIMOTSUMA (Y.), KAZANSKY (P.G.), QIU (J.) et HIRAO (K.). -*Self-Organized Nanogratings in Glass Irradiated by Ultrashort Light Pulses.* Physical Review Letters, vol. 91, n°. 24, p. 247405 (2003).

[26] MERMILLOD-BLONDIN (A.), BURAKOV (I.M.), MESHCHERYAKOV (Yu.P.), BULGAKOVA (N.M.), AUDOUARD (E.), ROSENFELD (A.), HUSAKOU (A.), HERTEL (I.V.) et STOIAN (R.). - *Flipping the sign of refractive index changes in ultrafast and temporally shaped laser-irradiated borosilicate crown optical glass at high repetition rates.* Physical Review B, vol. 77, p. 104205 (2008).

[27] CHEN (F.) et VAZQUEZ DE ALDANA (J.R.) -*Optical waveguides in crystalline dielectric materials produced by femtosecond-laser micromachining*, Laser and Photonics Review, vol. 8, n°. 2 p. 251–275 (2014).

[28] EATON (S.M.), ZHANG (H.), HERMAN (P.R.), YOSHINO (F.), SHAH (L.), BOVATSEK (J.) et ARAI (A.Y.). - *Heat accumulation effects in femtosecond laser written waveguides with variable repetition rate*. Optics Express, vol. 13, n°. 12, p. 4708-4716 (2005).

[29] OSELLAME R., TACCHEO (S.), MARANGONI (M.), RAMPONI (R.), LAPORTA (P.), POLLI (D.), DE SILVESTRI (S.) et CERULLO (G.). - *Femtosecond writing of active optical waveguides with astigmatically shaped beams.* Journal of the Optical Society of America, vol. 20, n°. 7, p. 1559-1567 (2003).

[30] SALTER (P.S.), JESACHER (A.), SPRING (J.B.), METCALF (B.J.), THOMAS-PETER (N.), SIMMONDS (R.D.), LANGFORD (N.K.), WALMSLEY (I.A.) et BOOTH (M.J.). - *Adaptive slit beam shaping for direct laser written waveguides.* Optics Letters, vol. 37, n°. 4, p. 470-472 (2012).

[31] CAULIER (O.), LE COQ (D.), BYCHKOV (E.) et MASSELIN (P.). - *Direct laser writing of buried waveguide in As2S3glass using a helical sample translation.* Optics Letters, vol. 38, n°. 20, p. 4213-4125 (2013).

[32] ZOUBIR (A.), LOPEZ (C.), RICHARDSON (M.) et RICHARSON (K.). - *Femtosecond laser fabrication of tubular waveguides in poly(methyl methacrylate).* Optics Letters, vol. 29, n°. 16 p. 1840-1842 (2004).

[33] STOIAN (R.) -*Optimizing laser-induced refractive index changes in optical glasses via spatial and temporal adaptive beam engineering* In Femtosecond Laser Machining, R. Osellame et al. Eds. Springer Topics in Applied Physics 123, p. 67-91 (Springer Verlag Berlin Heidelberg 2012).

[34] STOIAN (R.), WOLLENHAUPT (M.), BAUMERT (T.) et HERTEL (I.V.). -*Temporal pulse tailoring in ultrafast laser manufacturing technologies* in Laser Precision Microfabrication, Springer Series in Optical Sciences, Sugioka K., Meunier M., Pique A. Eds. (Springer Verlag, Heidelberg) 135, p. 121-144 (2010).

[35] MAUCLAIR (C.), MERMILLOD-BLONDIN (A.), HUOT (N.), AUDOUARD (E.) et STOIAN (R.). -*Ultrafast laser writing of homogeneous longitudinal waveguides in glasses using dynamic wavefront correction.* Optics Express, vol. 16, n°. 8, p. 5481-5492 (2008).

[36] MAUCLAIR (C.), CHENG (G.), HUOT (N.), AUDOUARD (E.), ROSENFELD (A.), HERTEL (I.V.), STOIAN (R.). -*Dynamic ultrafast laser beam spatial tailoring for parallel micromachining of photonic devices in bulk transparent materials*. Optics Express, vol. 17, n°. 5, p. 3531-3542 (2009).

[37] HASEGAWA (S.) et HAYASAKI (Y.). *Adaptive optimization of a hologram in holographic femtosecond laser processing system.* Optics Letters, vol. 34, n°. 1 (2009).

[38] SAKAKURA (M.), SAWANO (T.), SHIMOTSUMA (Y.), MIURA (K.) et HIRAO (K.). -*Improved phase hologram design for generating symmetric light spots and its application for laser writing of waveguides*. Optics Letters 36, No. 7, 1065-1067 (2011).

[39] COURVOISIER (F.), STOIAN (R.) et COUAIRON (A.). -*Ultrafast laser micro-and nano-processing with nondiffracting and curved beams*. Optics and Lasers in Engineering Vol. 80, p. 125-137 (2016).

[40] BHUYAN (M.K.), COURVOISIER (F.), LACOURT (P.A.), JACQUOT (M.), SALUT (R.), FURFARO (R.) et DUDLEY (J.M.). -*High aspect ratio nanochannel machining using single shot femtosecond Bessel beams*. Applied Physics Letters vol. 97, p. 081102 (2010).

[41] BHUYAN (M. K.), VELPULA (P. K.), COLOMBIER (J.P.), OLIVIER (T.), FAURE (N.), et STOIAN (R.). -*Single-shot high aspect ratio bulk nanostructuring of fused silica using chirp controlled ultrafast laser Bessel beams.* Applied Physics Letters vol. 104, p. 021107 (2014).

[42] SQUIER (J.), THOMAS (J.), BOCK (E.), DURFEE (C.), et BACKUS (S.). -*High average power Yb:CaF_2 femtosecond amplifier with integrated simultaneous spatial and temporal focusing for laser material processing*. Applied Physics A, vol. 114, n°. 1, p. 209–214 (2014).

[43] HE (F.), XU (H.), CHENG (Y.), NI (J.), XIONG (H.), XU (Z.), SUGIOKA (K.), et MIDORIKAWA (K.). - *Fabrication of microfluidic channels with a circular cross section using spatiotemporally focused femtosecond laser pulses*, Optics Letters, vol. 35, n°. 7, p. 1106 -1108 (2010)

[44] SUN (B.), SALTER (P.S.), ROIDER (C.), JESACHER (A.), STRAUSS (J.), HEBERLE (J.), SCHMIDT (M.) et BOOTH (M.J.). -*Four-dimensional light shaping: manipulating ultrafast spatiotemporal foci in space and time*. Light: Science & Applications, vol. 7, p. 17117; (2018).

[45] GROSS (S.) et WITHFORD (M.J.) - *Ultrafast-laser-inscribed 3D integrated photonics: challenges and emerging applications***.** Nanophotonics vol. 4, p. 332–352 (2015).

[46] FLOREA (C.) et WINICK (K.A.) - *Fabrication and Characterization of Photonic Devices Directly Written in Glass Using Femtosecond Laser Pulses.* Journal of Lightwave Technology, vol. 21, n°. 1, 246-253 (2003).

[47] NOLTE (S.), WILL (M.), BURGHOFF (J.) et TÜNNERMANN (A.). - *Femtosecond waveguide writing: a new avenue to three-dimensional integrated optics*, Applied Physics A, vol. 77, p. 109–111 (2003).

[48] WATANABE (W.), KURODA (D.), ITOH (K.) et NISHII (J.). - *Fabrication of Fresnel zone plate embedded in silica glass by femtosecond laser pulses*. Optics Express vol. 10, n°. 19, p. 978-983 (2002).

[49] CHOI (J.), RAMME (M.) et RICHARDSON (M.). - *Multiple beam splitter using volumetric multiplexed Fresnel zone plates fabricated by ultrafast laser-writing*. Optics Letters vol. 37, n°. 16, p. 3375-3377 (2012).

[50] MIURA (K.), QIU (J.), MITSUYU (T.) et HIRAO (K.). - *Preparation and optical*

properties of fluoride glass waveguides induced by laser pulses. Journal of Non-Crystalline Solids vol. 256&257, p. 212-219 (1999).

[51] SIEGEL (J.), FERNANDEZ-NAVARRO (J.M.), GARCIA-NAVARRO (A.), DIEZ-BLANCO (V.), SANZ (O.), SOLIS (J.), VEGA (F.) et ARMENGO (J.). - *Waveguide structures in heavy metal oxide glass written with femtosecond laser pulses above the critical self-focusing threshold.* Applied Physics Letters vol. 86, p. 121109 (2005).

[52] MARTINEZ (A.), DUBOV (M.), KRUSHCHEV (I.) et BENNION (I.) - *Direct writing of fibre Bragg gratings by femtosecond laser.* Electron. Lett.,vol. 40, p. 1170–1172 (2004).

[53] ZHANG (H.), EATON (S.M.), LI (J.) et HERMAN (P.R.). - *Femtosecond laser direct writing of multiwavelength Bragg grating waveguides in glass.* Optics Letters, vol. 31, nº. 23 / p. 3495-3947 (2006).

[54] MARSHALL (G.D.), AMS (A.) et WITHFORD (M.J.) - *Direct laser written waveguide–Bragg gratings in bulk fused silica.* Optics Letters, vol. 31, nº. 18 p. 2690-2691 (2006).

[55] THOMAS (J.), VOIGTLÄNDER (C.), SCHIMPF (D.), STUTZKI (F.), WIKZAK (E.), LIMPERT (J.), NOLTE (S.) et TÜNNERMANN (A.). - *Continuously chirped fiber Bragg gratings by femtosecond laser structuring.* Optics Letters, Vol. 33, nº. 14, 1560-1562 (2008).

[56] BELLOUARD (Y.), CHAMPION (A.), MCMILLEN (B.), MUKHERJEE (S.), THOMSON (R.R.), PEPIN (C.), GILLET (P.) et CHENG (Y.) - *Stress-state manipulation in fused silica via femtosecond laser irradiation.* Optica, vol. 3, nº. 12, p. 1285-1293 (2016).

[57] BEECHER (S.J.), THOMSON (R.R.), PSAILA (N.D.), SUN (Z.), HASAN (T.), ROZHIN (A.G.), FERRARI (A.C.) et KAR (A.K.) - *320 fs pulse generation from an ultrafast laser inscribed waveguide laser mode-locked by a nanotube saturable absorber.* Applied Physics Letters vol. 97, p. 111114 (2010)

[58] MARSHALL (G.D.), DEKKER (P.), MAS (M.), PIPER (J.A.) et WITHFORD (M.J.). - *Directly written monolithic waveguide laser incorporating a distributed feedback waveguide-Bragg grating*, Optics Letters, vol. 33, Nº. 9, p. 956-858 (2008).

[59] OSELLAME (R.), CHIODO (N.), MASELLI (V.), YIN (A.), ZAVELANI-ROSSI (M.), CERULLO (G.), LAPORTA (P.), AIELLO (L.), DE NICOLA (S.), FERRARO (P.), FINIZIO (A.) et PIERATTINI (G.). - *Optical properties of waveguides written by a 26 MHz stretched cavity Ti:sapphire femtosecond Oscillator*. Optics Express, vol. 13, nº. 2, p. 612-620 (2005).

[60] DE MENDIVIL (J.M.), DEL HOYO (J.), SOLIS (J.), PUJOL (M.C.), AGUILO (M.), DIAZ (F.) et LIFANTE (G.). - *Mirrorless Yb^{3+}-Doped Monoclinic Double Tungstate Waveguide Laser Combining Liquid Phase Epitaxy and Multiplexed Beam fs Laser Writing.* Journal of Lightwave Technology, vol. 33, nº. 23, p. 4726-4730 (2015).

[61] LIU (H.), CHEN (F.), VAZQUEZ DE ALDANA (J.R.) et JAQUE (D.). - *Femtosecond-laser inscribed double-cladding waveguides in Nd:YAG crystal: a promising prototype for integrated lasers.* Optics Letters, vol. 38, nº. 17, p. 3294-3297 (2013).

[62] STRELTSOV (A.M.) et BORELLI (N.F.) - *Fabrication and analysis of a directional coupler written in glass by nanojoule femtosecond laser pulses.* Optics Letters vol. 26, nº. 1, p. 42-43 (2001).

[63] SANSONI (L.), SCIARRINO (F.), VALLONE (G.), MATALONI (P.), CRESPI (A.), RAMPONI (R.) et OSELLAME (R.), -*Polarization Entangled State Measurement on a Chip*. Physical Review Letters, vol. 105, p. 200503 (2010).

[64] SZAMEIT (A.), BLÖMER (D.), BURGHOFF (J.), SCHREIBER (T.), PERTSCH (T.), NOLTE (S.), TÜNNERMANN (A.) et LEDERER (F.). - *Discrete nonlinear localization in femtosecond laser written waveguides in fused silica.* Optics Express, vol.13, nº. 26, p. 10552-10557 (2005).

[65] THIEL (M.), FLACHENECKER (G.) et SCHADE (W.). - *Femtosecond laser writing of Bragg grating waveguide bundles in bulk glass*. Optics Letters, vol. 40, nº. 7, p. 1266-1269 (2015).

[66] GROSS (S.), RIESEN (N.), LOVE (J.D.) et WITHFORD (M.J.). - *Three-dimensional ultra-broadband integrated tapered mode multiplexers*. Laser Photonics Rev. vol. 8, nº. 5, p. L81–L85 (2014).

[67] THOMSON (R.R.), BIRKS (T.A.), LEON-SAVAL (S.G.), KAR (A.K.) et BLAND-HAWTHORN (J.) - *Ultrafast laser inscription of an integrated photonic lantern.* Optics Express vol. 19, nº. 6, p. 5698-5705 (2011).

[68] MINARDI (S.), CHENG (G.), D'AMICO (C.) et STOIAN (R.) – *Low-power-threshold photonic saturable absorber in nonlinear chalcogenide glass*. Optics Letters, vol. 40, nº. 2, p. 257-259 (2015).

[69] LIU (X.), ZHANG (W.), ZHAO (W.), STOIAN (R.) et CHENG (G.). - *Expanded-core waveguides written by femtosecond laser irradiation in bulk optical glasses*. Optics Express, vol. 22, nº. 23 p. 28771-28782 (2014).

[70] CHENG (G.), D'AMICO (C.), LIU (X.) et STOIAN (R.) - *Large mode area waveguides with polarization functions by volume ultrafast laser photoinscription of fused silica*. Optics Letters, vol. 38, nº. 11 p. 1924-1926 (2013).

[71] GLEZER (E.N.), MILOSAVLJEVIC (M.), HUANG (L.), FINLAY (R.J.), HERR (T.-H.), CALLAN (J.P.) et MAZUR (E.). - *Three-dimensional optical storage inside transparent materials*. Optics Letters, vol. 21, nº. 24, p. 2023-2025 (1996).

[72] JUODKAZIS (S.), SUDZIUS (M.), MIZEIKIS (V.), MISAWA (H.), GAMALY (E.G.), LIU (Y.), LOUCHEV (O.A.), KITAMURA (K.). - *Three-dimensional recording by tightly focused femtosecond pulses in $LiNbO_3$.* Applied Physics Letters, vol. 89, p. 062903 (2006).

[73] ZHANG (J.), GECEVIČIUS (M.), BERESNA (M.) et KAZANSKY (P.G.). - *Seemingly Unlimited Lifetime Data Storage in Nanostructured Glass.* Physical Review Letters, vol. 112, p. 033901 (2014).

[74] HERMAN (P.R.), Chen (K.P.), CORKUM (P.), NAUMOV (A.), NG (S.) et ZHANG (J.). - *Advanced lasers for photonic device microfabrication*. *RIKEN Review*, vol. **32**, p. 31-35 (2001).

[75] RICHARDSON (D.J.), FINI (J.M.) et NELSON (L.E.) - Space-division multiplexing in optical fibres, Nature Photonics vol.7:354-362 (2013).

[76] THOMSON (R.R.), BOOKEY (H.T.), PSAILA (N.D.), FENDER (A.), CAMPBELL (S.), MACPHERSON (S.), BARTON (J.S.), REID (D.T.), KAR (A.K.). - Ultrafast-laser inscription of a three dimensional fan-out device for multicore fiber coupling applications. Optics Express, vol. 15, no. 18, p. 11691-11697 (2007).

[77] LOVE (J.D.) et RIESEN (N.) Mode-selective couplers for few-mode optical fiber networks, Optics Letters vol. 37, n°. 19, p. 3990 (2012).

[78] VAN UDEN (R.G.H.), CORREA (R.A.), LOPEZ (E.A.), HUIJSKENS (F.M.), XIA (C.), Li G., SCHÜLZGEN (A.), DE WAARDT (H.), KOONEN (A.M.J.) et OKONKWO (C.M.). *Ultra-high-density spatial division multiplexing with a few-mode multicore fibre.* Nature Photonics vol. 8, p. 865–70 (2014).

[79] MITCHELL (P.), BROWN (G.), THOMSON (R.R.), PSAILA (N.) et KAR (A.) - *57 Channel (19 × 3) spatial multiplexer fabricated using direct laser inscription.* Optical Fiber Communications Conference and Exhibition (OFC), M3K.5 (2014).

[80] GUAN (B.), ERCAN (B.), FONTAINE (N.K.), SCOTT (R.P.) et YOO (S.J.B.). - *Mode-group-selective photonic lantern based on integrated 3D devices fabricated by ultrafast laser inscription*. Optical Fiber Communications Conference and Exhibition (OFC), vol. 1, W2A.16 (2015).

[81] RIESEN (N.), GROSS (S.), LOVE (J.D.) et WITHFORD (M.J.). - *Femtosecond direct-written integrated mode couplers*. Optics Express vol. 22, p. 29855–29861 (2014).

[82] GUAN (B.), SCOTT (R.), QIN (C.), FONTAINE (N.) Su (T.), FERRARI (C.), CAPPUZZO (M.) KLEMENS (F.), KELLER (B.), EARNSHAW (M.), et YO (S.J.B.). - *Free-space coherent optical communication with orbital angular, momentum multiplexing/ demultiplexing using a hybrid 3D photonic integrated circuit*. Optics Express vol. 22, n°. 1 p.145–156 (2014).

[83] SUN (H.), HE (F.), ZHOU (Z.), CHENG (Y.), XU (Z.), SUGIOKA (K.), MIDORIKAWA (K.) - *Fabrication of microfluidic optical waveguides on glass chips with femtosecond laser pulses.* Optics Letters, vol. 32, no. 11 1536-1548 (2007)

[84] MARTINEZ-VAZQUEZ (R.), OSELLAME (R.), NOLLI (D.), DONGRE (C.), VAN DER VLEKKERT (H.), RAMPONI (R.), POLLNAU (M.) et VERULLO (G.). - *In**tegration of femtosecond laser written optical waveguides in a lab-on-chip*.** Lab on a Chip vol. 9, 91-96 (2009).

[85] OSELLAME (R.), HOEKSTRA (H.J.W.), CERULLO (G.) et POLLNAU (M.). - *Femtosecond laser microstructuring: an enabling tool for optofluidic lab-on-chips.* Laser and Photonics Reviews 5, No. 3, 442–463 (2011)

[86] SIMA (F.), SUGIOKA (K.), MARTINEZ VAZQUEZ (R.), OSELLAME (R.), KELEMAN (L.) et ORMOS (P.), -Three-dimensional femtosecond laser processing for lab-on-a-chip applications. Nanophotonics vol. 7, n°. 3, p. 613-634 (2017).

[87] WU (D.), WU (S.-Z.), XU (J.), NIU (L.-G.), MIDORIKAWA (K.) et SUGIOKA (K.) - *Hybrid femtosecond laser microfabrication to achieve true 3D glass/polymer composite biochips with multiscale features and high performance: the concept of ship-in-a-bottle biochip.* Laser and Photonics Review vol. 8, n°. 3, p. 458–467 (2014)

[88] PSALTIS (D.), QUAKE (S.R.) et YANG (C.) - *Developing optofluidic technology through the fusion of microfluidics and optic.* Nature vol. 442, p. 381-386 (2006).

[89] MONAT (C.), DOMACHUK (P.) et EGGLETON (B.). - Integrated optofl uidics: A new river of light. Nature Photonics vol. 1, p. 106-114 (2007).

[90] HAQUE (M.), GRENIER (J.R.), LEE (K.K.C.), FERNANDES (L.A.) et HERMAN (P.R.) - *Femtosecond laser 3D writing: from smart catheters to distributed lab-in-fiber sensing.* SPIE Newsroom. DOI: 10.1117/2.1201505.005979 (2015).

[91] HAQUE (M.), LEE (K.K.C), HO (S.), FERNANDES (L.A.) et HERMAN (P.R.). *Chemical-assisted femtosecond laser writing of lab-in-fibers*. *Lab on a Chip* vol. 14, p. 3817-3829, (2014).

[92] BLAND-HHAWTHORN (J.) et KERN (P.) - *Astrophotonics: a new era for astronomical instruments.* Optics Express vol. 17, nº. 3, p. 1880-1884 (2009).

[93] THOMSON (R.R.), KAR (A.K.) et ALLINGTON-SMITH (J.). *Ultrafast laser inscription: an enabling technology for astrophotonics*. Optics Express vol. 17, nº. 1963-1969 (2009.

[94] TEPPER (J.), LABADIE (L.), DIENER (R.), MINARDI (S.), POTT (J.U.), Thomson (R.) et NOLTE (S.) - *Integrated optics prototype beam combiner for long baseline interferometry in the L and M bands*. Astronomy and Astrophysics vol. 602, p. A66 (2017).

[95] JOVANOVIC N., TUTHILL (P.G.), NORRIS (B.), GROSS (S.), STEWART (P.), CHARLES (N.), LACOUR (S.), AMS (M.), LAWRENCE (J.S.) LEHMANN (A.), NIEL (C.), ROBERTSON (J.G.), MARSHALL (G.D.), IRELAND (M.) FUERNACH (A.) et WITHFORD (M.J.). - *Starlight demonstration of the Dragonfly instrument: an integrated photonic pupil-remapping interferometer for high-contrast imaging.* Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 427, p. 806–815 (2012).

[96] HARRIS (R. J.), MACLACHLAN (D.G.), CHOUDHRY (D.), MORRIS (T.J.), GENDRON (E.), BASDEN (A.G.), BROWN (G.), ALLINGTON-SMITH (J. R.) THOMSON (R. R.) - Photonic spatial reformatting of stellar light for diffraction-limited spectroscopy. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. vol. 450, nº. 1, p. 428-434 (2015).

[97] SAVIUK (A.), MINARDI (S.), DREISOW (F.), NOLTE (S.) et PERTSCH (T.) - 3D-integrated optics component for astronomical spectro-interferometry. Applied Optics, vol. 52, nº. 19, p. 4556-4565 (2013).

[98] BLAND-HAWTHORN (J.), ENGLUND (M.) et EDVELL (G.). - *New approach to atmospheric OH suppression using an aperiodic fibre Bragg grating.* Optics Express, vol. 12, nº. 24, p. 5092-5909 (2004).

[99] RODENAS (A.), MARTIN (G.), AREZKI (B.), PSAILA (N.), JOSE (G.), JHA (A.), LABADIE (L.), KERN (P.), KAR (A.) et THOMSON (R.) - *Three-dimensional mid-infrared photonic circuits in chalcogenide glass.* Optics Letters, vol. 37, No. 3, 392-394 (2012).

[100] MINARDI (S.). - *Photonic lattices for astronomical interferometry*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. vol. 422, p. 2656–2660 (2012).

[101] EGGLETON (B.J.), LUTHER-DAVIES (B.) et RICHARDSON (K.). - *Chalcogenide photonics*. Nature Photonics, vol. 5, p. 141-148 (2011).

[102] HUGHES (M.), YANG (W.) et HEWAK (D.). - *Fabrication and characterization of femtosecond laser written waveguides in chalcogenide glass*. Applied Physics Letters, vol. 90, p. 131113 (2007).

[103] D'AMICO (C.), CHENG (G.), MAUCLAIR (C.), TROLES (J.), CALVEZ (L.), NAZABAL (V.), CAILLAUD (C.), MARTIN (G.), AREZKI (B.), LECOARER (E.), KERN (P.) et STOIAN (R.). - *Large-mode-area infrared guiding in ultrafast laser written waveguides in Sulfur-based chalcogenide glasses*. Optics Express, vol. 22, n°. 11, p. 13091-13101 (2014).

[104] MARTIN (G.), VAZQUEZ DE ALDANA (J. R.), RODENAS (A.), D'AMICO (C.) et STOIAN (R.). - Recent results on photonic devices made by laser writing: 3D 3T near IR waveguides, mid-IR spectrometers and electro-optic beam combiners. SPIE Proceedings Optical and Infrared Interferometry and Imaging V, vol. 9907, p. 990739 (2016).

[105] LECOARER (E.), BLAIZE (S.), BENECH (P.), STEFANON (I.), MORAND (A.), LERONDEL (G.), LEBLOND (G.), KERN (P.), FEDELI (J.M.) et ROYER P. - *Wavelength-scale stationary-wave integrated Fourier transform spectrometry.* Nature Photonics, vol. 1, 473-478 (2007).

[106] MARTING (G.), BHUYAN (M.), TROLES (J.), D'AMICO (C.), STOIAN (R.) et LECOARER (E.). - *Near infrared spectro-interferometer using femtosecond laser written GLS embedded waveguides and nano-scatterers*. Optics Express, vol. 25, n°. 7, p. 8386-8396 (2017).

[107] *Femtosecond Laser Micromachining: Photonic and Microfluidic Devices in Transparent Materials.* OSELLAME (R.), CERULLO (G.) et RAMPONI (R.) (Eds) (Springer, 2012).

[108] *Ultrafast Laser Processing: from Micro- to Nanoscale*. SUGIOKA (K.) et CHENG (Y.) (Eds.) , Pan Stanford, 2013.

[109] GERKE (T.D.) et PIESTUN (R.), -*Aperiodic volume optics.* Nature Photonics vol. 4, p. 188–193 (2010).

[110] MEANY (T.), GRÄFE (M.), HEILMANN (R.), PEREZ-LEIJA (A.), GROSS (S.), STEEL (M.J.), WITHFORD (M.J.) and SZAMEIT (A.). - *Laser written circuits for quantum photonics*. Laser Photonics Rev. vol. 9, n°. 4, p. 363–384 (2015).

[111] RECHTSMAN (M.C.), ZEUNER (J.M.), TÜNNERMANN (A.), NOLTE (S.), SEGEV (M.) et SZAMEIT (A.) - *Strain-induced pseudomagnetic field and photonic Landau levels in dielectric structures*. Nature Photonics vol. 7, p. 153–158 (2013).

[112] VERGYRIS (P.), MEANY (T.), LUNGHI (T.), SAUDER (G.), DOWNES (J.), STEEL (M.J.), WITHFORD (M.J.), ALIBART (O.) et TANZILI (S.). - *On-chip generation of heralded photon-number states*. Scientific Reports, col. 6:p. 35975 (2016).

[113] BIGGERSTAFF (D.N.), HEILMANN (R.), ZECEVIK (A.A.), GRÄFE (M.), BROOME (M.A.), FEDRIZZI (A.), NOLTE (S.), SZAMEIT (A.), WHITE (A.G.) et

KASSAL (I.)- Enhancing coherent transport in a photonic network using controllable decoherence. Nature Communications, vol. **7**, p. 11282 (2016).

[114] OWENS (J.O.), BROOME (M.A.), BIGGERSTAFF (D.N.), GOGGIN (M.E.), FEDRIZZI (A.), LINJORDET (T.), AMS (M.), MARSHALL (G.D.), TWAMLEY (J.), WITHFORD (M.J.) et WHITE (A.G.). - Two-photon quantum walks in an elliptical direct-write waveguide array, New Journal of Physics, vol. 13, p. 075003 (2011).

À lire également dans nos bases,

(articles des Techniques de l'Ingénieur. Références non numérotées, qui peuvent au besoin être appelées dans le texte par leur numéro de référence entre crochets, par exemple [D2901])

AUDOUARD Eric. – *Lasers à impulsions ultrabrèves : applications*. [E6455], Techniques de l'Ingénieur (2011).

Sites Internet

(portails, pages personnelles, forums, listes de discussion)

Événements

(congrès, salons, colloques, journées d'étude)

Congrés Laser Precision Microfabrication, conference internationale

Congrés Photonics West, conference internationale

Normes et standards

Réglementation

Brevets

Annuaire

Constructeurs – Fournisseurs – Distributeurs (liste non exhaustive)

Translume, États-Unis, http://www.translume.com/

Modular Photonics, Australie, http://www.modularphotonics.com

Optoscribe, Royaume Uni, http://www.optoscribe.com/

LightFab, Allemagne, https://www.lightfab.de

Femtoprint, Suise, https://www.femtoprint.ch/

Organismes – Fédérations – Associations (liste non exhaustive)

Avec adresse Internet

Documentation - Formation – Séminaires (liste non exhaustive)

Avec adresse Internet

de recherche (liste non exhaustive)

Avec adresse Internet

Données statistiques et économiques

Texte libre, pouvant contenir des tableaux, figures (dont cartes et camemberts).