



TECHNIQUES
DE L'INGÉNIEUR

Réf. : **IN122 V1**

Date de publication :
10 mars 2011

Sources supercontinuum à fibre optique - La révolution du laser blanc

Cet article est issu de : **Électronique - Photonique | Optique Photonique**

par **Alexandre KUDLINSKI, Arnaud MUSSOT**

Pour toute question :
Service Relation clientèle
Techniques de l'Ingénieur
Immeuble Pleyad 1
39, boulevard Ornano
93288 Saint-Denis Cedex

Par mail :
infos.clients@teching.com
Par téléphone :
00 33 (0)1 53 35 20 20

Document téléchargé le : **19/02/2020**

Pour le compte : **7200029571 - univ mouloud mammeri tizi ousou // bu08 SNDL // 193.194.82.178**

© Techniques de l'Ingénieur | tous droits réservés

Sources supercontinuum à fibre optique

La révolution du laser blanc

par **Alexandre KUDLINSKI**

*Maître de conférences
Université Lille 1, laboratoire PhLAM*

et **Arnaud MUSSOT**

*Maître de conférences
Université Lille 1, laboratoire PhLAM*

Résumé : Les sources supercontinuum, ou encore « lasers blancs », sont constituées dans leur plus simple configuration d'un laser puissant injecté dans une fibre optique. Le développement conjoint des lasers et des fibres microstructurées ayant atteint un degré de maturité suffisamment élevé, des sources supercontinuum sont maintenant disponibles commercialement. Elles sont principalement utilisées en imagerie de fluorescence, en cytométrie en flux ou en métrologie de façon générale.

Abstract : Supercontinuum sources, also known as "white lasers", are made of a powerful laser launched into an optical fiber, in their simplest form. The simultaneous development of lasers sources and microstructured fibers has reached a sufficiently high degree of maturity so that supercontinuum sources are now commercially available. They are mainly used in fluorescence imaging, flow cytometry or characterization of optical components.

Mots-clés : Fibres optiques, sources laser, effets non linéaires, microscopie de fluorescence

Keywords : Optical fibers, laser sources, nonlinear effects, fluorescence microscopy

Points clés

Domaine : Optique

Degré de diffusion de la technologie : Émergence | Croissance | **Maturité**

Technologies impliquées : sources laser, fibres optiques

Domaines d'application : métrologie, microscopie, imagerie

Principaux acteurs français :

Pôles de compétitivité :

Centres de compétence : Université de Franche-Comté (Institut Femto-ST), Université Lille 1 (PhLAM), Université de Limoges (XLIM), Université de Bourgogne (ICB)

Industriels : Leukos (France), Fianium (UK), NKT Photonics (Danemark)

Autres acteurs dans le monde : University of Bath (UK), Imperial College London (UK), Technical University of Denmark (Denmark), University of Technology of Tampere (Finland), University of Auckland (New Zealand)

1. Bref historique sur les sources de lumière blanche

La source de lumière blanche la plus ancienne et la première à avoir été utilisée d'un point de vue scientifique par l'homme est le Soleil. Au XIX^e siècle, les premières lampes à incandescence ont vu le jour et ce principe a largement été utilisé comme source de lumière jusqu'à l'invention du laser dans les années 1960 par Maiman [1]. La cohérence temporelle et spatiale ainsi que la densité de puissance sans commune mesure avec les sources thermiques ont rapidement placé les sources laser en haut de l'affiche.

Cependant, de par ses qualités, le laser n'est susceptible d'émettre qu'une seule longueur d'onde, ce qui se révèle limitant pour certaines applications. Les scientifiques, et notamment Alfano [2], ont donc cherché à générer de nouvelles fréquences en faisant interagir le champ électrique puissant délivré par les lasers avec différents matériaux massifs. Ces interactions non linéaires ont rapidement donné des résultats intéressants et, afin d'exalter encore plus ces élargissements spectraux, des premiers essais ont été réalisés dans des fibres optiques. En effet, le fort confinement du mode optique qu'elles permettent sur une grande distance est extrêmement propice à ce type d'applications. Le terme « continuum » a d'ailleurs été introduit dès 1980 suite aux résultats remarquables obtenus dans une fibre optique [3].

De nombreux travaux ont suivi et on a alors compris que les ingrédients de base nécessaires à la génération de supercontinuum étaient constitués d'un laser puissant et d'une fibre optique à très petit cœur avec une faible dispersion anormale à la longueur d'onde de pompe. Malheureusement, jusqu'à l'invention des fibres microstructurées, cette adéquation n'a jamais pu être efficacement atteinte. En effet, les lasers titane-saphir délivrant des impulsions de plusieurs centaines de kilowatts aux alentours de 800 nm ou les lasers YAG émettant aux alentours de 1 μ m, n'ont jamais pu être combinés à des fibres adaptées. En effet, les fibres standards sont caractérisées par une longueur d'onde de dispersion nulle le plus souvent supérieure à 1,2 μ m, ce qui empêche le pompage de la fibre en zone de dispersion anormale avec les lasers précités.

L'invention des fibres microstructurées [4] en 1996 a complètement changé la donne. Le premier résultat marquant obtenu avec ce type de fibres fut certainement de conduire à la fabrication d'une fibre optique fortement non linéaire dont le zéro de dispersion se situe à 800 nm. Un supercontinuum de plus d'une octave a alors été démontré [5], impulsant alors un intérêt sans précédent pour cette thématique depuis une dizaine d'années. Le prix Nobel de physique obtenu par T. W. Hänsch en 2005 est d'ailleurs intimement lié aux progrès réalisés dans cette thématique.

Après avoir rappelé les propriétés linéaires et non linéaires de base d'une fibre optique, nous introduirons brièvement les fibres microstructurées. Ensuite, même si la dynamique de formation des supercontinua est complexe, nous nous attacherons à en formuler une explication de base, simple mais qui devra être complétée par la lecture des références plus précises pour les lecteurs désireux plus de détails. Enfin, nous présenterons différents résultats expérimentaux caractéristiques et fournirons un ensemble d'informations permettant de choisir et d'acquérir ce type de sources.

2. Propagation linéaire et non linéaire dans les fibres optiques

2.1 Dispersion chromatique de vitesse de groupe

Les fibres optiques sont en général principalement constituées de verre de silice, qui est un matériau dispersif, c'est-à-dire que son indice de réfraction dépend de la longueur d'onde. Par conséquent, chaque composante spectrale d'une impulsion se déplace à une vitesse différente des autres : c'est la dispersion chromatique de vitesse de groupe. Ce phénomène se caractérise par une modification du profil temporel de l'impulsion à la sortie du milieu de propagation.

Dans une fibre optique, la dispersion chromatique totale dépend de la dispersion intrinsèque du matériau (la silice) et de celle imposée par la géométrie du guide d'onde (la fibre). Théoriquement, pour prendre en compte la dépendance spectrale de la constante de propagation $\beta(\omega)$ dans le cadre de la propagation d'impulsions lumineuses, on effectue en général un développement de Taylor autour de la pulsation centrale ω_0 du signal :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (1)$$

$$\text{où } \beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \text{ avec } m = 0, 1, 2, \dots, \beta_1 = \frac{1}{v_g} \text{ et } \beta_2 = \frac{d\beta_1}{d\omega}.$$

Physiquement, le terme β_1 est inversement proportionnel à la vitesse de groupe v_g de l'impulsion, et le terme β_2 caractérise ainsi sa dispersion chromatique. Notons qu'on utilise généralement le paramètre de dispersion D (en ps/nm/km), qui exprime la dispersion chromatique de la vitesse de groupe par rapport à la longueur d'onde λ et qui est relié à β_2 par la relation :

$$D = - \frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (2)$$

avec c vitesse de la lumière dans le vide ($3 \cdot 10^8$ m/s).

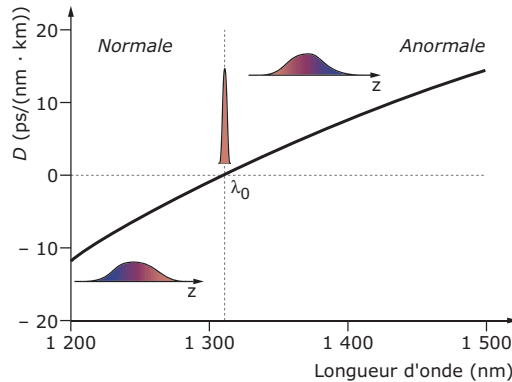
Selon le signe de D (ou β_2), on distingue deux types de régime de dispersion chromatique de vitesse de groupe :

- lorsque $D < 0$ (ou encore $\beta_2 > 0$), on parle de dispersion normale (en référence au comportement de la lumière visible dispersée par un prisme de verre par exemple) : les composantes spectrales rouges de l'impulsion voyagent alors plus vite que les bleues ;
- lorsque $D > 0$ (ou encore $\beta_2 < 0$), on parle de dispersion anormale et le comportement est opposé : les composantes spectrales bleues de l'impulsion voyagent plus vite que les rouges.

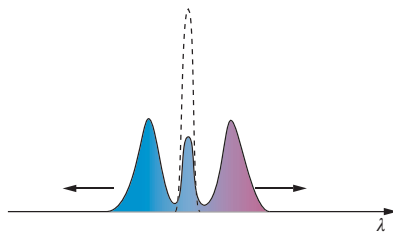
La figure 1a représente schématiquement le comportement temporel des impulsions lumineuses dans ces deux régimes. Notons que dans les fibres usuelles, il existe alors une longueur d'onde λ_0 pour laquelle la dispersion chromatique de vitesse de groupe s'annule. Celle-ci est appelée longueur d'onde de dispersion nulle, et vaut environ 1 310 nm dans le cas de la fibre de télécom standard présentée sur la figure 1a.

2.2 Non-linéarité

Dans ce paragraphe, nous allons introduire brièvement la notion de non-linéarité dans les fibres optiques. Les lecteurs désireux approfondir l'étude de ces phénomènes pourront se



a) courbe de dispersion chromatique d'une fibre de télécommunication standard (type SMF28) et illustration des phénomènes de dispersion normale et anormale



b) illustration de l'élargissement spectral par effet Kerr

Figure 1 – Dispersion chromatique de vitesse de groupe

tourner vers la littérature spécialisée, très conséquente dans ce domaine (voir la référence [6] par exemple).

Le développement des lasers dans les années 1960 [1] a permis la génération d'ondes lumineuses de très fortes puissances crêtes, jamais atteintes auparavant. En effet, l'amplitude du champ électrique associé aux ondes émises par les lasers approche celle des champs liant les électrons aux noyaux des atomes ou molécules (de l'ordre de 10^8 à 10^9 V/m). Dans ce cas, les principes de l'optique linéaire ne sont plus valables et des effets dits « non linéaires » apparaissent.

Ces effets non linéaires sont définis à partir de la polarisation p du matériau, comportant la réponse linéaire p_L du matériau à un champ électromagnétique faible et la réponse non linéaire p_{NL} , qui est liée à l'application d'un champ électromagnétique intense d'amplitude E . Ces deux composantes sont liées au champ électrique présent dans le milieu par la relation suivante :

$$p = p_L + p_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(1)} E + \epsilon_0 \chi^{(2)} E^2 + \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3 \quad (3)$$

avec ϵ_0 permittivité diélectrique du vide,

$\chi^{(i)}$ susceptibilité du i^{e} ordre.

Notons que dans les fibres optiques, le deuxième ordre est négligé en raison de la centro-symétrie de la silice constitutive. Le premier terme responsable des effets non linéaires est donc le terme d'ordre trois.

La présence du terme non linéaire du troisième ordre se traduit par une modification du spectre de l'impulsion lumineuse au cours de sa propagation, c'est-à-dire par l'apparition de nouvelles fréquences. Pour certaines applications, ces effets peuvent être considérés comme des inconvénients puisqu'ils induisent une déformation de l'impulsion. Par contre, on peut en tirer profit pour, par exemple, réaliser des sources de lumière blanche (les sources supercontinuum) ou des amplificateurs large bande pour les télécommunications (amplificateurs Raman).

2.2.1 Effet Kerr

Comme nous venons de le voir, la présence d'un champ intense peut modifier les propriétés du matériau. Ainsi, l'indice de réfraction d'un milieu transparent dépend de l'intensité du champ optique qui se propage dans celui-ci. Ce principe est connu sous le nom d'effet Kerr optique. Ce dernier est souvent considéré comme instantané et provient de la déformation (par le champ optique), de la répartition des charges électroniques des molécules de silice. L'indice de réfraction s'écrit sous la forme :

$$n(\omega, I) = n(\omega) + n_2 I \quad (4)$$

avec $n(\omega)$ indice de réfraction linéaire du matériau,

I intensité du champ optique,

n_2 indice de réfraction non linéaire.

Cette modification d'indice entraîne un déphasage non linéaire sur l'onde optique se propageant. Ce déphasage non linéaire φ_{NL} s'écrit :

$$\varphi_{NL} = \frac{2\pi n_2}{\lambda} LI = \gamma PL \quad (5)$$

avec $P = A_{eff} I$ et $\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}}$.

avec A_{eff} aire effective du mode guidé,

γ coefficient non linéaire de la fibre.

Comme l'illustre la figure 1b, on peut montrer que le déphasage non linéaire induit l'apparition de nouvelles fréquences au sein de l'impulsion lumineuse. De plus, ce processus non linéaire se traduit par un décalage des composantes spectrales rouges vers le front de l'impulsion et des composantes spectrales bleues vers la queue de l'impulsion, phénomène opposé aux effets de dispersion en régime de dispersion anormale ($D > 0$, ou $\beta_2 < 0$).

2.2.2 Solitons optiques

Un soliton optique est une impulsion lumineuse subissant les effets antagonistes de la dispersion chromatique anormale et de l'effet Kerr. En effet, en régime de dispersion anormale, les composantes spectrales bleues de l'impulsion voyagent plus vite que les rouges, alors que l'effet Kerr induit le phénomène inverse. On parle alors de *soliton* lorsque ces deux effets se compensent parfaitement. Ce phénomène se retrouve dans plusieurs domaines de la physique, comme l'optique, la physique des plasmas ou l'hydrodynamique. Mathématiquement,

quement, les solitons sont définis par les deux expressions suivantes :

$$A(0, t) = N \operatorname{sech} \left(\frac{t}{T_0} \right) \quad (6)$$

avec :

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_c T_0^2}{|\beta_2|} \quad (7)$$

avec A amplitude du soliton qui dépend du temps t ,
 sech sécante hyperbolique,
 T_0 durée de l'impulsion (calculée à $1/e$),
 P_c puissance crête de l'impulsion.

$L_D = T_0^2 / |\beta_2|$ et $L_{NL} = 1 / \gamma P_c$ sont respectivement les longueurs de dispersion et non linéaire. Lorsque ces deux longueurs sont égales, N vaut 1 et nous parlons de soliton d'ordre 1, communément appelé soliton fondamental.

Le soliton fondamental est une impulsion ne subissant aucune déformation temporelle ou spectrale au cours de sa propagation. Ainsi, dans le cas d'une fibre optique « parfaite », c'est-à-dire lorsque la dispersion chromatique reste constante sur tout le spectre, et en ne considérant que l'effet Kerr, le soliton voit sa forme temporelle inchangée car physiquement le déphasage linéaire induit par la dispersion chromatique anormale ($\beta_2 < 0$) est compensé à tout moment par le déphasage non linéaire induit par l'effet Kerr optique. Lorsque N est supérieur à 1,5 nous parlerons de soliton d'ordre supérieur qui, lui, subit des déformations lors de sa propagation.

Nous verrons dans la suite que la propagation de solitons joue un rôle primordial dans le phénomène de génération de supercontinuum.

2.3 Fibres microstructurées

Comme nous venons de le voir, les effets linéaires et non linéaires dépendent principalement des propriétés de la fibre optique en question. Jusqu'au milieu des années 1990, bien que la plupart des mécanismes non linéaires existant dans les fibres optiques aient été identifiés, les expériences étaient cependant limitées par les propriétés des fibres optiques standards associées aux lasers disponibles. L'invention en 1996 des fibres optiques microstructurées [4] a ainsi permis une renaissance de l'étude des effets non linéaires dans les fibres optiques. Comme le montre la figure 2a, ces fibres sont constituées dans leur forme la plus simple d'un arrangement périodique de trous d'air (représentés en noir) dans une matrice de silice pure (en gris). Le cœur de la fibre est constitué par une lacune de trou d'air au centre de l'arrangement. Le lecteur pourra consulter l'article [7] pour de plus amples informations au sujet de ces fibres.

L'un des principaux attraits de ce type de fibres réside dans la possibilité de contrôler leurs propriétés linéaires et non linéaires par un ajustement de la géométrie de la microstructure entourant le cœur. De plus, cette technologie permet d'atteindre des caractéristiques de guidage inédites, telles que la présence d'une longueur d'onde de dispersion nulle aux alentours de 1 μm ou moins (longueur d'onde d'émission de nombreux lasers usuels) ou des coefficients non linéaires beaucoup plus importants que dans les fibres de télécommunication standard. La figure 2b illustre ces propriétés à travers un exemple simple de géométrie, dans laquelle l'espacement entre les trous d'air, Λ , est fixé à 3 μm , et le diamètre

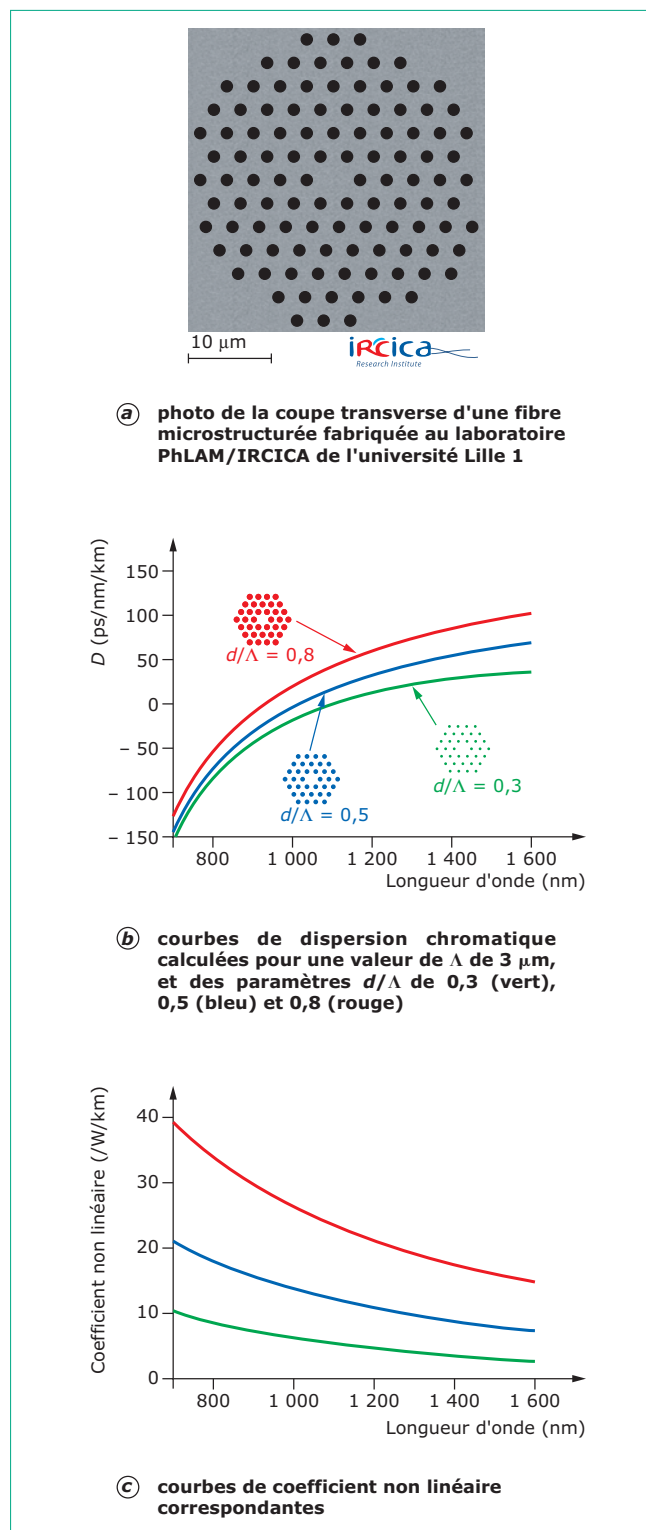


Figure 2 - Fibre microstructurée

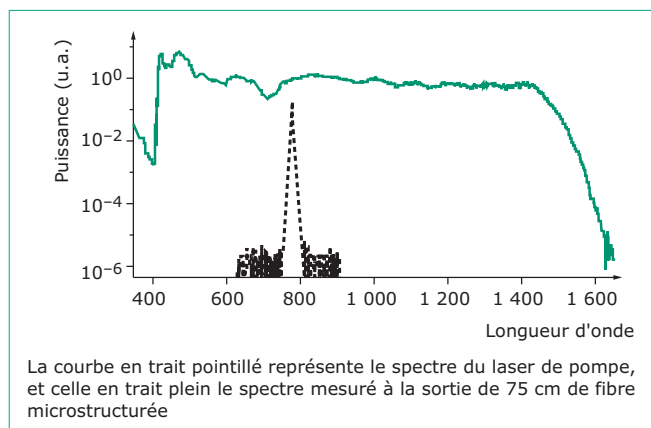


Figure 3 – Démonstration de génération de supercontinuum dans une fibre microstructurée (d'après [5])

des trous d varie. On voit alors que, lorsque le rapport d/λ augmente de 0,3 à 0,8, la longueur d'onde de dispersion nulle se décale de 170 nm vers les courtes longueurs d'onde (elle passe de 1 100 nm à 930 nm environ), et le coefficient non linéaire γ augmente d'un facteur cinq à 1 064 nm.

2.4 Utilisation des fibres microstructurées pour la génération de supercontinuum

Le degré de liberté apporté par les fibres microstructurées quant au contrôle de leurs propriétés optiques a permis en 2000 la démonstration expérimentale d'un élargissement spectral de 400 à 1 600 nm [5], comme le montre la figure 3. La courbe en pointillés représente le spectre du laser femtoseconde injecté dans la fibre microstructurée, et la courbe en trait plein représente le spectre à la sortie de 75 cm de fibre. Ce spectre couvrant plus d'une octave est appelé *supercontinuum*. La publication de ces résultats a immédiatement suscité un intérêt important au sein de la communauté scientifique spécialisée dans l'étude des effets non linéaires dans les fibres optiques. En effet, en plus des études fondamentales qu'ils ont suscitées, nous verrons que ces sources de lumière concernent un grand nombre d'applications.

3. Physique de la formation d'un supercontinuum

Les mécanismes physiques responsables des élargissements spectraux observés dans les supercontinua dépendent de la durée des lasers de pompe utilisés. En effet, nous allons voir que nous pouvons distinguer deux principaux régimes de pompage : les supercontinua générés avec des impulsions de quelques dizaines de femtosecondes et ceux générés à partir d'impulsions d'au moins quelques centaines de femtosecondes. On parle alors d'impulsions courtes et d'impulsions quasi-continues respectivement. Dans les deux cas, on aboutit à un train d'impulsions solitoniques qui va se décaler vers les hautes longueurs d'onde par le biais de la *diffusion Raman stimulée*, et émettre de l'énergie vers les basses en générant des ondes dites *ondes dispersives piégées*.

Dans un premier paragraphe nous nous focaliserons sur les mécanismes responsables de la formation d'un train

d'impulsions solitoniques à partir d'impulsions pompes quasiment continues, puis ensuite à partir d'impulsions de pompe courtes. Les mécanismes responsables des élargissements côtés basses (*ondes dispersives piégées*) et hautes longueurs d'onde (*effet Raman*) seront ensuite brièvement décrits.

3.1 Génération d'un train d'impulsions solitoniques

3.1.1 Avec un laser de pompe quasiment continu

En général, on parle d'impulsions longues lorsque leur durée est supérieure à quelques centaines de femtosecondes. Lorsque l'on injecte une impulsion lumineuse quasiment continue en zone de dispersion anormale d'une fibre optique, on peut notamment observer le processus d'instabilité modulationnelle. Ce phénomène physique traduit simplement le fait qu'une petite perturbation déstabilise l'onde pompe puissante qui va l'amplifier et lui céder de l'énergie au cours de la propagation. Les échanges d'énergie de la pompe vers la perturbation sont d'autant plus importants que ces ondes voyagent en phase, en d'autres termes que les déphasages subits par ces ondes, soit induit par la dispersion chromatique, soit par la non linéarité, se compensent. On montre qu'on obtient une compensation parfaite lorsque [6] :

$$\Delta\omega^2\beta_2 + 2\gamma P = 0 \quad (8)$$

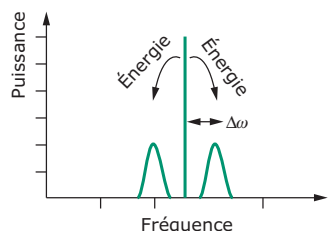
avec $\Delta\omega$ écart spectral entre l'impulsion pompe et la petite perturbation.

Il est important de souligner qu'il n'est pas nécessaire d'ajouter de perturbation à l'onde de pompe.

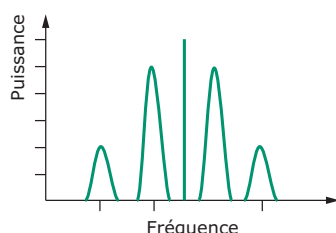
Ce processus est initié à partir du bruit de photons que nous supposons dans une première approximation équiréparti sur toutes les fréquences. Par conséquent, les composantes de bruit qui vérifient la relation (8) seront amplifiées au cours de leur propagation. La figure 4 représente schématiquement les évolutions spectrales et temporelles de ce mécanisme. On constate que deux bandes de fréquence situées de part et d'autre de la pompe sont amplifiées (figure 4a). Cela se traduit par une modulation quasiment sinusoïdale autour de la pompe dans le domaine temporel (figure 4c). En se propageant encore plus loin dans la fibre optique, les deux bandes d'instabilités deviennent tellement puissantes qu'en battant avec la pompe des harmoniques sont générées (figure 4b). Dans le domaine temporel, on voit alors apparaître un train d'impulsions dont la période est fixée par la relation (8) et dont l'allure temporelle est très proche de celle d'un soliton fondamental. En réalité, ces impulsions possèdent des propriétés voisines mais différentes puisque nous rappelons que le phénomène démarre de conditions initiales bruitées.

3.1.2 Avec une pompe de courte durée

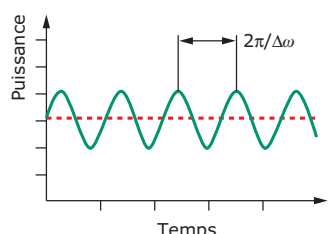
En général, on parle de courte durée dans le cas d'impulsions de quelques dizaines de femtosecondes. Lorsque la durée de la pompe est très courte, elle possède une largeur spectrale importante. Si cette largeur est comparable à celle du spectre d'instabilité modulationnelle ($\Delta f_{\text{pulse}} = \Delta\omega/2\pi$), le nombre de périodes du train d'impulsions solitoniques est comparable avec la durée de l'impulsion de pompe. On ne peut donc observer l'amplification d'une perturbation comme dans le cas du processus d'instabilité modulationnelle. L'impulsion pompe instable sous les effets combinés de la dispersion et de la non linéarité, « explose » et se scinde en plusieurs impulsions stables dont l'allure est proche de celle d'un



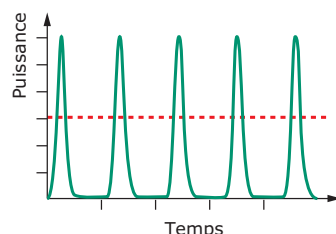
(a)



(b)



(c)



(d)

- (a) et (b) dans le domaine spectral
- (c) et (d) dans le domaine temporel
- (a) et (c) au début de l'émergence des instabilités
- (b) et (d) une fois le phénomène bien établi

Figure 4 – Schémas illustrant le processus d'instabilité modulationnelle

soliton fondamental. On parle alors de fission en N solitons qui sont légèrement différents les uns des autres. On peut montrer que le nombre de solitons est donné par la valeur de N [défini par l'équation (7)].

3.2 Élargissement du spectre du train de solitons côté basses et hautes longueurs d'onde

Afin de simplifier les explications relatives à cette deuxième étape, nous allons nous focaliser sur la propagation d'un seul soliton fondamental. Le raisonnement pouvant être appliqué à chacun des trains de solitons que nous venons de définir.

Afin de faciliter les explications, nous allons traiter séparément ces deux contributions mais en réalité les deux phénomènes se déroulent conjointement.

3.2.1 Impact de la diffusion Raman stimulée sur la propagation d'un soliton fondamental : décalage vers le rouge

La diffusion Raman stimulée est un effet non linéaire non instantané faisant intervenir des phonons optiques lors de l'interaction du champ électrique d'un faisceau lumineux avec les molécules constitutives du matériau. Les résonances qui résultent de ces interactions se traduisent par la présence de gain et de pertes. Dans le cas de la silice, il engendre un gain côté basses fréquences (hautes longueurs d'onde) et des pertes côté hautes fréquences (basses longueurs d'onde), avec un maximum situé à +13,2 THz. Toute impulsion lumineuse va donc subir simultanément un gain côté hautes longueurs d'onde et des pertes de l'autre côté. Le soliton, pour conserver sa stabilité, en d'autres termes conserver sa structure et ne pas « exploser », va se décaler vers les hautes longueurs d'onde. Notons que le décalage spectral sera d'autant plus important que le soliton est puissant.

3.2.2 Impact des ordres de dispersion supérieurs sur la propagation d'un soliton fondamental : génération d'ondes dispersives vers le bleu

Nous rappelons que le soliton fondamental est une solution stable de l'équation de Schrödinger non linéaire et que tous les autres termes peuvent être assimilés à des perturbations.

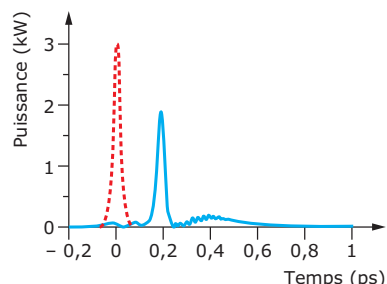
Par conséquent, dans une fibre typique dont la courbe de dispersion est comparable à une de celles représentées sur la figure 2, le soliton sera continuellement déstabilisé au cours de sa propagation. Dans cet exemple, nous nous limiterons à l'impact de la pente de la dispersion (β_3) uniquement qui est la configuration la plus répandue. Ainsi, le soliton va perdre de l'énergie qu'il va céder à des ondes possédant la même constante de propagation. On appelle ces ondes les ondes dispersives, car elles ne subissent aucun effet non linéaire en raison de leur faible puissance crête. On peut ainsi voir sur la figure 5a que ces ondes dispersives sont générées en avant du pied du soliton dans le domaine temporel (c'est-à-dire qu'elles sont en retard) et qu'elles se trouvent côté basses longueurs d'onde dans le domaine spectral (figure 5b). Au premier ordre, leur position spectrale par rapport à celle du soliton s'exprime de la façon suivante [6] :

$$\Delta\omega_{DW} = -3 \frac{\beta_2(\omega_S)}{\beta_3(\omega_S)} + \frac{\gamma P_S \beta_3(\omega_S)}{3\beta_2^2(\omega_S)} \quad (9)$$

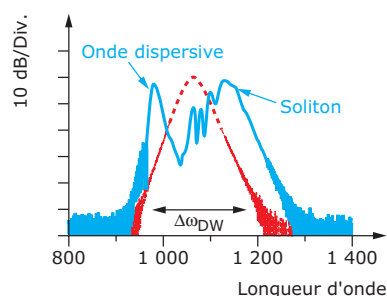
avec P_S la puissance crête du soliton et $\beta_{2,3}$ les valeurs respectives de la dispersion et de la pente de la dispersion de la vitesse de groupe exprimées à la fréquence du soliton (ω_S).

3.2.3 Effets combinés des ordres de dispersion supérieurs et de la diffusion Raman stimulée

Concernant la dynamique que l'on observe généralement, dès le début de la fibre optique, une onde dispersive est générée simultanément au train de solitons. Ces ondes ne se



(a) évolution temporelle



(b) évolution spectrale

En **trait plein bleu**, caractéristiques après 1 m de propagation
En **pointillés rouges**, conditions initiales correspondant à une sécante hyperbolique de 3 kW et de 20 fs de largeur temporelle
Paramètres : $\beta_2 = -7 \cdot 10^{-29} \text{ s}^2/\text{m}$, $\beta_3 = 0,5 \cdot 10^{-40} \text{ s}^3/\text{m}$,
 $\gamma = 7/\text{W}/\text{km}$, $L = 1 \text{ m}$

Figure 5 – Simulations numériques. Évolution des caractéristiques temporelles et spectrales du soliton

propagant pas à la même vitesse que les solitons car elles ne sont pas situées à la même fréquence. Les solitons sont plus rapides que les ondes dispersives et rapidement ils sont complètement séparés temporellement. À partir d'une certaine longueur de fibre, l'effet Raman a pour effet de décaler le soliton vers les hautes longueurs d'onde, c'est-à-dire de décélérer le soliton. Par conséquent, le soliton et les ondes dispersives peuvent à nouveau se voir temporellement et ainsi interagir. Par des effets non linéaires plus complexes (la modulation de phase croisée [6]), le soliton piège l'onde dispersive et la force à voyager à la même vitesse que lui. Ce comportement est illustré sur la figure 6 sur laquelle on voit qu'au fur et à mesure que le soliton se décale vers le rouge, l'onde dispersive piégée se décale vers le bleu pour voyager à la même vitesse de groupe.

Il est important de noter qu'au cours de son décalage spectral, le soliton émet continuellement de l'énergie vers des ondes dispersives. Cependant, comme le spectre du soliton s'affine et devient donc de moins en moins sensible aux perturbations induites par les ordres de dispersion supérieurs, la quantité d'énergie cédée vers les ondes dispersives diminue lorsque la dispersion augmente [8].

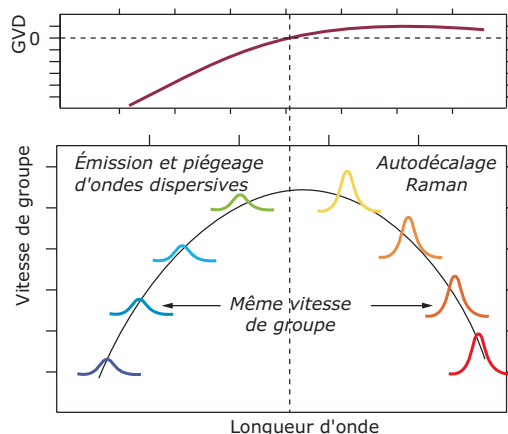


Figure 6 – Schéma illustrant les mécanismes d'autodécalage Raman du soliton vers les hautes longueurs d'onde et de piégeage des ondes dispersives côté basse longueur d'onde

On peut ainsi résumer simplement la formation des supercontinua par ces deux effets, la *diffusion Raman stimulée* qui est responsable de l'élargissement côté hautes longueurs d'onde et le *piégeage des ondes dispersives* de l'élargissement côté basses longueurs d'onde. Ces effets s'appliquent à chacune des impulsions constituant le train de solitons générés soit par instabilité modulationnelle (§ 3.1.1) soit par fission de solitons (§ 3.1.2). Quel que soit leur mécanisme d'origine, c'est-à-dire la durée de la pompe utilisée, ces impulsions possèdent des caractéristiques spectro-temporelles comparables mais légèrement différentes. Par conséquent, elles ne vont pas subir au même moment le même décalage Raman et ne vont pas émettre des ondes dispersives identiques. En conséquence de quoi, un supercontinuum est constitué de solitons plus ou moins décalés vers les hautes longueurs d'onde et de leurs ondes dispersives piégées respectives, elles aussi plus ou moins décalées vers les basses longueurs d'onde. Cette dynamique riche donne lieu à de complexes interactions entre toutes ces ondes et notamment à la collision de solitons qui sont responsables des problèmes de stabilité temporelle des supercontinua.

4. Mise au point et caractéristiques des sources supercontinuum

Les expériences de génération de supercontinuum en régime femtoseconde ont conduit à la levée de verrous scientifiques importants, comme l'atteste le prix Nobel décerné à T. W. Hänsch en 2005 pour ses travaux sur la métrologie optique. Cependant, ce type de lasers femtoseconde est relativement coûteux et encombrant, donc inadapté au développement commercial d'une source supercontinuum. En 2001, la publication de résultats reportant la génération d'un supercontinuum visible à partir d'un laser nanoseconde compact et bon marché [9] a ainsi laissé entrevoir la possibilité d'en fabriquer des produits commerciaux potentiellement utilisables en milieu bio-médical par exemple. Suite à la publication de ces résultats, une grande partie de la communauté scientifique s'est alors focalisée sur la génération de supercontinuum en régime de pompage dit « d'impulsions

longues », c'est-à-dire dont la durée est supérieure typiquement à quelques dizaines de picosecondes. Dans cette partie, nous nous focaliserons ainsi sur les résultats obtenus avec des lasers de pompe nanoseconde ou continus, dont la longueur d'onde d'émission est située à ou autour de 1 064 nm.

4.1 Sources supercontinuum nanosecondes

Le développement simultané des techniques de fabrication des fibres microstructurées et des microlasers nanoseconde à 1 μm a largement contribué au développement des sources supercontinuum dans les années 2000. D'une part, il est en effet possible de fabriquer des fibres microstructurées « infiniment monomodes » (c'est-à-dire qu'elles ne guident que le mode fondamental, quelle que soit la longueur d'onde), possédant à la fois une longueur d'onde de dispersion nulle ajustable autour de 1 064 nm et un coefficient non linéaire relativement élevé (de l'ordre de 10/W/km) à cette longueur d'onde [10]. D'autre part, les microlasers Nd:YAG Q-déclenchés permettent d'obtenir des impulsions subnanoseconde caractérisées par une puissance crête de l'ordre de plusieurs kilowatts, pour un coût relativement bas (de l'ordre de 5 k€), et une compacité réduite, la tête laser ne mesurant que 10 \times 3 \times 2 cm. En même temps que ces développements technologiques novateurs, les chercheurs commencent à identifier clairement les mécanismes de formation de supercontinuum, notamment à l'aide d'outils de simulation numérique perfectionnés.

Dès 2004, l'association de ces deux technologies avec la connaissance de la physique non linéaire dans les fibres optiques a ainsi permis l'obtention de sources supercontinuum alliant compacité, efficacité et coût relativement faible [10]. Une telle source est simplement constituée d'un microlaser, d'un objectif de microscope monté sur une platine de micropositionnement servant à l'injection du faisceau laser dans la fibre, et d'une fibre microstructurée. La figure 7 montre le spectre obtenu en injectant les impulsions issues d'un microlaser tel que celui décrit précédemment dans une fibre microstructurée « infiniment monomode » d'une longueur de 10 m, avec une longueur d'onde de dispersion nulle d'environ 1 050 nm. La lumière de sortie de fibre possède une étendue spectrale très importante, couvrant en partie les régions visible (à partir de 500 nm) et proche infrarouge (jusqu'à plus de 1 750 nm). La puissance moyenne en sortie de fibre est de l'ordre de 20 mW, et la densité spectrale de puissance vaut environ -20 dBm/nm autour de 600 nm. Cependant, la génération des longueurs d'onde visibles les plus courtes (principalement inférieures à 500 nm, c'est-à-dire pour les couleurs cyan, bleues et violettes) n'est généralement pas observée dans ce type de configurations, comme le montrent le spectre de la figure 7 et l'allure jaune du faisceau de sortie représenté en encart. Or, comme nous le verrons plus loin, un grand nombre d'applications, notamment en imagerie, requiert la présence de ces couleurs dans le spectre.

4.2 Optimisation des propriétés spectrales : extension vers l'ultraviolet

Afin de pallier à cet inconvénient majeur, les chercheurs ont alors imaginé dès 2004 des solutions permettant d'étendre les spectres des sources supercontinuum vers le bleu, voire l'ultraviolet. Les microlasers Nd:YAG nanoseconde à 1 064 nm étant particulièrement bien adaptés aux contraintes expérimentales, les recherches ont principalement porté sur l'amélioration des propriétés linéaires et non linéaires des fibres microstructurées utilisées pour ces expériences. L'une des

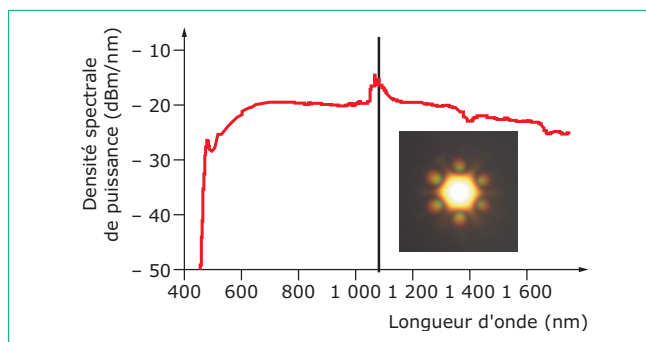


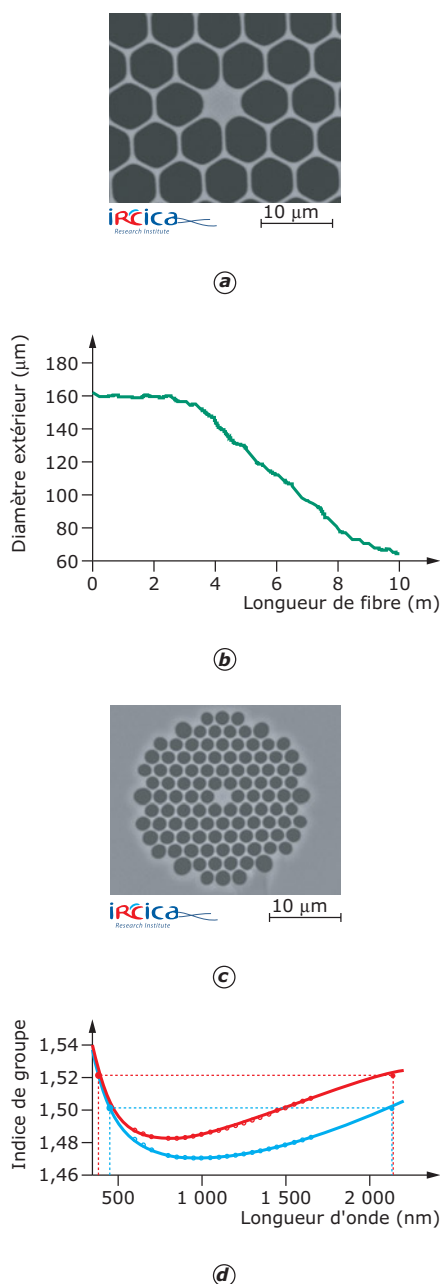
Figure 7 – Spectre du microlaser à 1 064 nm injecté dans la fibre (en noir) et spectre mesuré en sortie de fibre (en rouge) (source : Lab. PhLAM/IRCICA univ. Lille 1)

solutions les plus simples et efficaces pour élargir le spectre vers les courtes longueurs d'onde a été démontrée par des chercheurs de l'université de Bath et de l'Imperial College London, au Royaume-Uni en 2006. Elle consiste à utiliser une fibre microstructurée dont les caractéristiques linéaires et non linéaires évoluent en fonction de sa longueur [11]. Une telle fibre sera dénommée « fibre effilée » dans la suite, en référence à la diminution longitudinale de son diamètre extérieur. Ces fibres effilées ont été conçues de telle sorte que :

- les propriétés de dispersion de l'entrée de fibre sont optimisées pour initier efficacement la génération de supercontinuum par le processus d'instabilité de modulation. La longueur d'onde de dispersion nulle est alors proche de la longueur d'onde de pompe, mais légèrement inférieure à celle-ci ;
- les propriétés de dispersion de la sortie de fibre sont optimisées pour exalter la génération de longueurs d'onde courtes. Ainsi, la courbe d'indice de groupe en sortie de fibre impose que les ondes dispersives piégées soient localisées à des longueurs d'onde ultraviolettes. Cette condition se traduit par une diminution progressive de la longueur d'onde de dispersion nulle.

Ces effets combinés peuvent être obtenus par une diminution lente du diamètre de fibre, induisant une modification lente des propriétés de dispersion en fonction de la longueur, comme le montre la figure 8b. Cette figure montre les photos MEB des faces d'entrée (a) et de sortie (c) de la fibre, ainsi que l'évolution longitudinale de son diamètre extérieur (b). La figure 8d montre les courbes d'indice de groupe calculées et mesurées à l'entrée de fibre (en bleu) et à la sortie (en rouge). On voit alors que pour un soliton localisé à 2,2 μm , l'onde dispersive piégée (par le phénomène expliqué § 3.2.3) se trouve progressivement décalée vers le bleu, pour atteindre 380 nm à la sortie, contre 450 nm si la fibre n'était pas effilée.

L'injection d'un microlaser Nd:YAG nanoseconde à 1 064 nm dans cette fibre permet d'obtenir le spectre représenté sur la figure 9. Son allure dans l'infrarouge est semblable à celui de la figure 7, obtenu avec une fibre microstructurée uniforme, mais la génération de longueurs d'onde bleues et ultraviolettes est exaltée grâce à la mise en œuvre d'une fibre microstructurée effilée. Les longueurs d'onde les plus courtes générées sont localisées à 350 nm, et le supercontinuum couvre maintenant la totalité du spectre visible, ainsi que le proche ultraviolet. Le faisceau de sortie représenté en encart présente alors un aspect parfaitement blanc attestant de l'efficacité de ce processus. En utilisant des filtres passe-bande, il est alors possible d'obtenir un faisceau monomode sur toute la



- (a) (c) photo MEB face d'entrée (a) et de sortie (c) de la fibre effilée
 (b) évolution longitudinale de son diamètre extérieur
 (d) courbes d'indice de groupe calculées (traits) pleins et mesurées (cercles) à l'entrée de fibre (en bleu) et à la sortie (en rouge)

Figure 8 – Propriétés des fibres permettant une extension spectrale vers le bleu (source : Lab. PhLAM/IRCICA, univ. Lille 1)

gamme spectrale du visible, comme le montrent les photos des modes de sortie filtrés entre 400 et 600 nm. Cette source est ainsi particulièrement bien adaptée aux techniques d'imagerie de fluorescence par exemple, dans lesquelles de nombreux fluorophores utiles absorbent les longueurs d'onde ultraviolettes et visibles. Nous verrons un exemple d'application dans le paragraphe suivant.

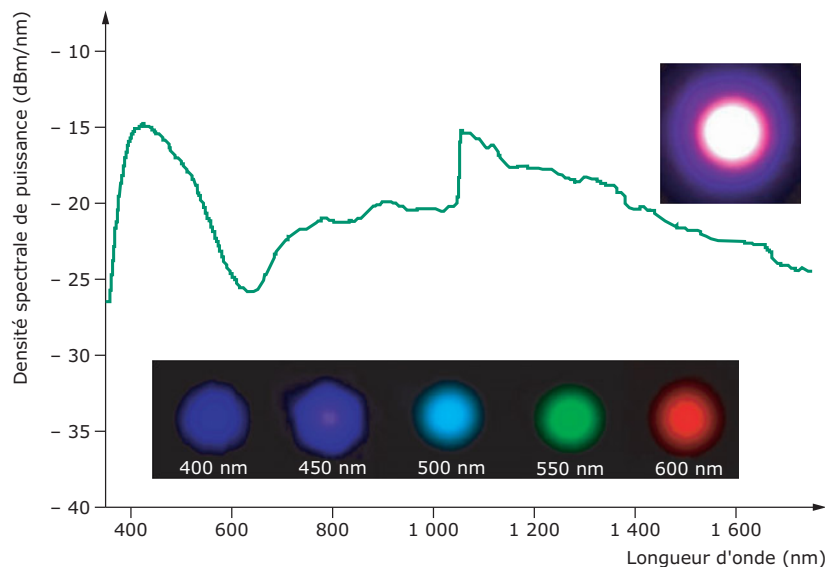
La puissance moyenne totale de sortie de cette source est de l'ordre de 20 mW, ce qui correspond à une densité spectrale de puissance de quelques dizaines de $\mu\text{W}/\text{nm}$ dans la région visible du spectre. Or, pour certaines applications de photoblanchiment notamment, il est nécessaire de disposer de densités de puissance beaucoup plus importantes.

4.3 Sources supercontinuum continues : toujours plus de puissance

Comme nous venons de le voir, il est courant de nos jours de réaliser des sources supercontinuum de largeurs spectrales supérieures à deux octaves à l'aide de lasers de pompe délivrant des impulsions de forte puissance crête (plusieurs kilowatts) en régime femtoseconde (laser Saphir-Titane) ou nanoseconde (microlasers Nd:YAG). Les longueurs typiques de fibres varient alors de moins d'un mètre à la dizaine de mètres. Cependant, en raison de la faible puissance moyenne de ces lasers (typiquement quelques dizaines de milliwatts), la densité spectrale de puissance du supercontinuum généré reste faible. Une approche alternative consiste à utiliser des lasers de pompe émettant en régime continu (CW : *Continuous Wave*) dont on cherche à compenser les plus faibles puissances crêtes (associées aux impulsions apparaissant à cause du processus d'instabilité modulationnelle, § 3.1.1) par une augmentation de la longueur sur laquelle se produisent les effets non linéaires. Les longueurs typiques des fibres sont alors de l'ordre de la centaine de mètres pour des puissances moyennes de pompe de plusieurs dizaines de watts.

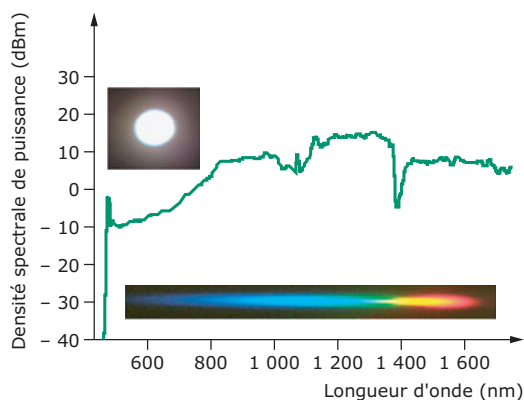
Cette approche basée sur un pompage continu possède de nombreux avantages. Tout d'abord, elle permet d'obtenir des densités spectrales de puissance plus importantes (la puissance moyenne des pompes continues étant couramment bien supérieure à celles des sources impulsionnelles, quelques 10 W contre quelques 100 mW) et un spectre émis plus lisse. De plus, les supercontinua générés par de telles sources possèdent des longueurs de cohérence extrêmement faibles (de l'ordre de quelques micromètres) et sont donc particulièrement adaptés pour les mesures interférométriques à faible cohérence, telles que la tomographie à cohérence optique à haute résolution.

Ainsi, dès 2003, A. V. Avdokhin *et al.* obtiennent, en couplant 8,7 W d'un laser Yb fibré dans 100 m de fibre microstructurée, une source supercontinuum infrarouge dont la densité spectrale de puissance atteint 12 mW/nm dans la gamme 1 065-1 375 nm [12]. Toutefois, l'élargissement spectral étant alors principalement dû à l'effet Raman, seules les longueurs d'onde supérieures à la pompe (bien souvent autour de 1 μm) étaient alors générées significativement. Ce n'est que très récemment, en 2008, que des extensions vers les courtes longueurs d'onde (dûes à des effets associés à des ondes dispersives piégées [13] [14]) ont pu être générées en régime de pompage CW mais les puissances de pompes requises pour atteindre efficacement le domaine visible dépassaient alors la centaine de watts [15], et nécessitaient l'emploi de lasers CW industriels, peu compacts et particulièrement dangereux à utiliser pour des personnes non initiées. De plus, les meilleurs résultats publiés en 2008 permettaient une



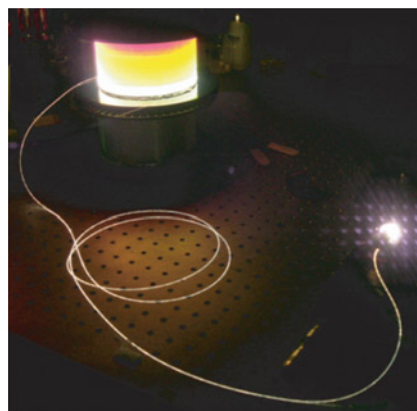
Encart haut : photo du faisceau de sortie de la fibre.
Encart bas : photo du faisceau de sortie de la fibre après une série de filtres basse-bande de 10 nm à mi-hauteur.

Figure 9 – Spectre obtenu en sortie d’une fibre microstructurée effilée d’une longueur de 10 m pompée par un microlaser Nd:YAG nanoseconde à 1 064 m (source : Lab. PhLAM/IRCICA, univ. Lille 1)



Encart haut : photo du faisceau de sortie
Encart bas : photo du faisceau de sortie dispersé par un prisme

(a) spectre mesuré en sortie d’une fibre effilée fortement dopée Ge



(b) photo de l’expérience correspondante

Figure 10 – Première démonstration expérimentale de génération de supercontinuum à la fois blanc et continu temporellement (source : Lab. PhLAM/IRCICA, univ. Lille 1)

extension jusqu’au domaine rouge, les longueurs d’onde plus courtes faisant toujours défaut.

Afin d’améliorer ces résultats, les chercheurs du laboratoire PhLAM/IRCICA de l’université Lille 1 ont cherché à optimiser les fibres microstructurées employées afin (i) de permettre

une extension du supercontinuum vers le bleu, et (ii) d’obtenir cet effet pour une puissance de pompe raisonnablement faible, c’est-à-dire à l’aide de lasers CW fibrés compacts, peu coûteux et faciles d’utilisation. Tout d’abord, ils ont fortement dopé le cœur de la fibre microstructurée à l’aide d’oxyde de germanium, composé bien connu pour exalter les réponses

Kerr et Raman du matériau. Ainsi, la fibre utilisée pouvait présenter un coefficient non linéaire important (de l'ordre de 40/W/km), tout en possédant des propriétés de dispersion optimisée pour la génération de supercontinuum par un ajustement de la géométrie de la microstructure [16]. En plus, ils ont utilisé le concept de fibre effilée introduit précédemment, qui a fait ses preuves en termes d'efficacité de génération de longueurs d'onde courtes. Afin d'ajuster la variation longitudinale de diamètre de la fibre à la dynamique non linéaire plus lente propre au régime CW, la fibre est caractérisée par une section uniforme de 50 μm suivie d'une décroissance linéaire du diamètre extérieur de 135 à 85 μm sur une longueur de 130 m.

La figure 10a montre le spectre obtenu à la sortie de cette fibre en injectant un laser Yb fibré CW à 1 070 nm. Pour une puissance injectée de seulement 45 W, le spectre s'étend de la partie bleue du visible (470 nm) jusqu'à l'infrarouge proche (plus de 1 750 nm). Ainsi, la décroissance de la longueur d'onde de dispersion nulle pousse l'accord de vitesse de groupe entre ondes solitoniques et dispersives à se produire pour de plus courtes longueurs d'onde comme explicité précédemment. La photo de la figure 10b montre l'expérience correspondante, sur laquelle on voit l'apparition progressive de lumière visible le long de la partie décroissante de la fibre. Ainsi, le rouge est généré au début de la fibre, puis apparaissent les couleurs orange, jaune pour finalement donner de la lumière blanche en sortie de fibre. Le faisceau de sortie présente ainsi un aspect blanc, comme le montre l'encart de la figure 10a, et sa dispersion par un prisme montre la génération de longueurs d'onde sur toute la partie visible. La puissance moyenne totale de sortie est de 10 W. La densité spectrale de puissance dans la partie visible est alors supérieure à -10 dBm/nm, soit quasiment un ordre de grandeur de plus que dans le cas des pompes impulsives présentés précédemment.

5. Applications des sources supercontinuum

■ Exemple en imagerie de fluorescence

Comme nous l'avons évoqué précédemment, les propriétés spectrales des sources supercontinuum les rendent particulièrement intéressantes pour l'imagerie de fluorescence. En effet, de nombreux marqueurs fluorescents utilisés en biologie, biochimie ou biophysique absorbent la lumière visible, pour fluorescer à des longueurs d'onde légèrement plus élevées. En général, les dispositifs d'imagerie de fluorescence possèdent plusieurs lasers visibles adaptés aux bandes d'absorption des fluorophores utiles. L'utilisation de n marqueurs différents nécessite donc l'emploi de n lasers différents. Le principal intérêt des sources supercontinuum réside dans le fait qu'une seule de ces sources permet de remplacer à elle seule les n lasers requis pour l'expérience d'imagerie. Elles permettent donc un gain financier important, mais aussi une amélioration significative en termes de versatilité puisque l'alignement de la source dans le microscope n'a pas à être modifié à chaque changement de fluorophore.

La figure 11 illustre l'intérêt de la source supercontinuum présentée dans le paragraphe 4.2 pour l'imagerie de fluorescence. La courbe (a) montre la partie visible du spectre de la source supercontinuum, sur lequel les longueurs d'onde λ_1 , λ_2 et λ_3 représentent les longueurs d'onde centrales d'absorption de trois fluorophores utilisés dans l'expérience. *Dans le cas présent, il s'agit d'imager une cellule à trois composantes biologiques distinctes au sein de cellules cancéreuses humaines*

de HeLa. Ainsi, le DAPI, qui absorbe dans l'ultraviolet et fluoresce autour de 450 nm, est utilisé pour marquer les noyaux cellulaires ; la GFP, dont les pics d'excitation et d'émission sont localisés respectivement autour de 485 et 510 nm, permet de marquer les protéines Rab6 ; et la PHDR1, qui absorbe autour de 550 nm et émet vers 580 nm, sert à marquer le cytosquelette cellulaire. Les figures 11b, c et d montrent les images obtenues successivement par ces trois fluorophores. Les couleurs bleue, verte et rouge correspondent au signal de fluorescence émis par les marqueurs lorsqu'ils sont excités respectivement aux trois longueurs d'onde λ_1 , λ_2 et λ_3 , à l'aide de systèmes de filtres adaptés. La figure 11e représente l'image totale reconstruite à partir des trois clichés précédents, et illustre ainsi la possibilité de réaliser simplement des expériences d'imagerie de fluorescence (en champ large, dans notre cas), à l'aide d'une source supercontinuum simple et bas coût. Ces expériences ont été réalisées au sein d'une collaboration entre le laboratoire PhLAM/IRCICA de l'université Lille 1 et l'Institut Pasteur de Paris.

■ Autres applications

Les sources supercontinuum sont potentiellement intéressantes pour de nombreuses applications telles que l'imagerie de fluorescence, comme nous venons de le voir dans cet exemple, mais aussi la cytométrie en flux, la tomographie à cohérence optique, ou encore la métrologie. En raison de ce marché potentiellement vaste, des sociétés se sont lancées dans le développement et la commercialisation de sources supercontinuum dès le début des années 2000 (voir Annuaire en [Doc. IN 122]).

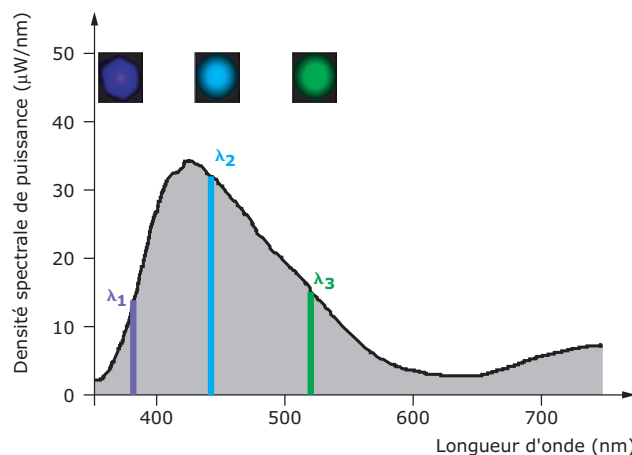
6. Caractéristiques principales des sources supercontinuum actuelles

Le tableau 1 récapitule les principales caractéristiques typiques des sources supercontinuum construites à partir de lasers de pompe opérant dans différents régimes. Il est à noter que ce tableau ne présente que des règles générales résultant du pompage de fibres microstructurées à l'aide de lasers les plus couramment rencontrés. Les supercontinua obtenus dans des fibres particulières (par exemple possédant deux longueurs d'onde de dispersion nulle) ou à partir de lasers de pompe moins courants posséderont des caractéristiques différentes de celles présentées dans ce tableau.

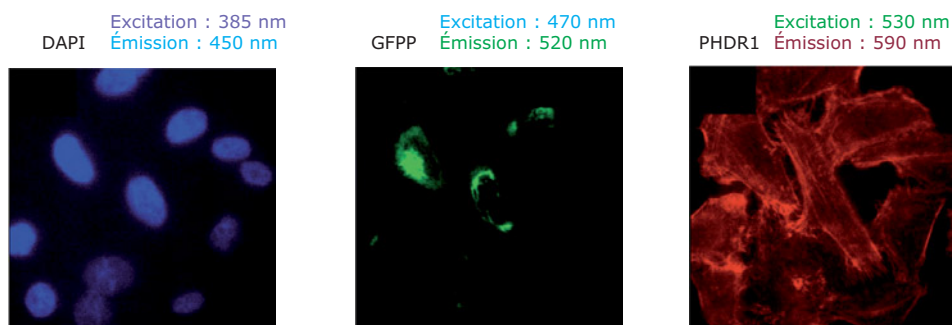
7. Perspectives

■ Étendue spectrale

À l'heure actuelle, les mécanismes responsables de la formation des supercontinua sont bien identifiés. Il est donc relativement facile de contrôler l'étendue spectrale de ces sources de l'ultraviolet proche (350 nm environ) à l'infrarouge (2 400 nm). Ces limites sont en fait fixées par les pertes que possède la silice au-delà de cette zone. Pour étendre cette zone ou générer des supercontinua dans d'autres gammes spectrales, il est impératif d'utiliser d'autres matériaux. De récents travaux ont d'ailleurs montré que des supercontinua infrarouges (1 μm à 4,2 μm) pouvaient être générés dans des fibres fluorozirconates [17].



(a) partie visible du spectre de la source supercontinuum. Les longueurs d'onde λ_1 , λ_2 et λ_3 représentent les longueurs d'onde centrales d'absorption de trois fluorophores utilisés dans l'expérience, et les photos représentent le faisceau de la source filtré à ces longueurs d'onde

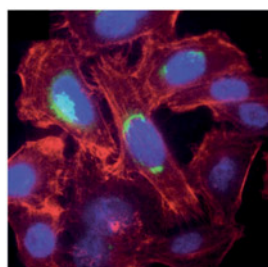


(b) Noyaux cellulaires

(c) Protéines Rab6

(d) Cytosquelette

(b)(c)(d) images obtenues à partir du signal de fluorescence émis par trois marqueurs distincts



(e) image totale reconstruite de cellules cancéreuses humaines HeLa

Figure 11 – Application d'une source continuum à l'imagerie de cellules biologiques (source : Lab. PhLAM/IRCICA, univ. Lille 1 et Institut Pasteur, Paris)

Tableau 1 – Récapitulatif des caractéristiques des sources supercontinuum obtenues dans différents régimes de pompage

Régime de pompage	Laser de pompe typique	Longueur de fibre typique	Propriétés spectrales (étendue, planéité, etc.)	Format tout-fibre	Encombrement	Densité spectrale de puissance	Prix total
Femtoseconde	Laser Ti:Sa	1 m	☹	Non	☹	~ 10-100 $\mu\text{W}/\text{nm}$	☹ (1)
Picoseconde	Laser Yb fibré + MOPA	10 m	☺	Oui	☺	~ mW/nm	☺
Nanoseconde	Microlaser Nd:YAG	20 m	☺	Oui	☺	~ 10-100 $\mu\text{W}/\text{nm}$	☺
Continu	Laser Yb fibré	100 m	☺	Oui	☺	~ 10 mW/nm	☺ (1)

(1) Non disponibles commercialement à l'heure actuelle.

■ Stabilité

L'un des problèmes majeurs des sources supercontinuum se situe dans l'évolution de leurs caractéristiques spectro-temporelles d'une impulsion à l'autre. En effet, il a récemment été démontré que la dynamique complexe conduisant à la formation des supercontinua pouvait engendrer des impulsions extrêmement rares (< 0,01 %) et puissantes. Ces événements sont qualifiés d'ondes scélérates en comparaison avec les vagues scélérates qui sont générées dans l'océan [18]. De nombreuses études sont en cours de réalisation pour comprendre leur formation et bien sûr la contrôler pour obtenir des sources supercontinuum ultrastables temporellement et spectralement.

■ Compacité et coût

D'un point de vue commercial, l'objectif est de réaliser une source ultrastable, la plus étendue possible délivrant une forte densité de puissance et ce à partir d'une pompe la moins coûteuse possible. Le graal consisterait sans doute à réaliser une source supercontinuum à partir de matériaux semi-conducteurs pour la source (diode laser) et le guide d'onde. Des travaux sont en cours actuellement mais bien que les premiers résultats soient encourageants, leurs performances restent bien en deçà de celles obtenues à l'aide de lasers injectés dans des fibres microstructurées. Les prototypes commerciaux ne devraient pas voir le jour avant plusieurs années.

Sources supercontinuum à fibre optique

La révolution du laser blanc

par **Alexandre KUDLINSKI**

Maître de conférences

Université Lille 1, laboratoire PhLAM

et **Arnaud MUSSOT**

Maître de conférences

Université Lille 1, laboratoire PhLAM

Sources bibliographiques

- [1] MAIMAN (T.H.). – *Stimulated optical radiation in ruby*. Nature, 187, p. 493-494 (1960).
- [2] ALFANO (R.R.). – *The supercontinuum laser source*. Springer, New York (1989).
- [3] GERSTEN (J.), ALFANO (R.) et BELIC (M.). – *Combined stimulated Raman scattering and continuum self-phase modulations*. Phys. Rev., A, 21, p. 1222 (1980).
- [4] KNIGHT (J.C.), BIRKS (T.A.), RUSSELL (P.St.J.) et ATKIN (D.M.). – *All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding*. Opt. Lett., 21, p. 1547-1549 (1996).
- [5] RANKA (J.K.), WINDELER (R.S.) et STENTZ (A.J.). – *Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm*. Opt. Lett., 25, p. 25-27 (2000).
- [6] AGRAWAL (G.P.). – *Nonlinear fiber optics*. 4th ed., Academic (2007).
- [7] AUGUSTE (J.-L.), BLONDY (J.-M.) et ROY (P.). – *La fibre optique microstructurée air-silice*. Techniques de l'Ingénieur.
- [8] DUDLEY (J.M.), GENTY (G.) et COEN (S.). – *Supercontinuum generation in photonic crystal fiber*. Rev. Mod. Phys., 78, p. 1135-1184 (2006).
- [9] PROVINO (L.), DUDLEY (J.M.), MAILLOTTE (H.), GROSSARD (N.), WINDELER (R.S.) et EGGLETON (B.J.). – *Compact broadband continuum source based on microchip laser pumped microstructured fibre*. Electron. Lett., 37, p. 558-560 (2001).
- [10] WADSWORTH (W.), JOLY (N.), KNIGHT (J.), BIRKS (T.), BIANCALANA (F.) et RUSSELL (P.). – *Supercontinuum and four-wave mixing with Q-switched pulses in endlessly single-mode photonic crystal fibres*. Opt. Express, 12, p. 299-309 (2004).
- [11] KUDLINSKI (A.), GEORGE (A.K.), KNIGHT (J.C.), TRAVERS (J.C.), RULKOV (A.B.), POPOV (S.V.) et TAYLOR (J.R.). – *Zero-dispersion wavelength decreasing photonic crystal fibers for ultraviolet-extended supercontinuum generation*. Opt. Express, 14, p. 5715-5722 (2006).
- [12] AVDOKHIN (A.V.), POPOV (S.V.) et TAYLOR (J.R.). – *Continuous-wave, high-power, Raman continuum generation in holey fibers*. Opt. Lett., 28, p. 1353-1355 (2003).
- [13] CUMBERLAND (B.A.), TRAVERS (J.C.), POPOV (S.V.) et TAYLOR (J.R.). – *Toward visible cw-pumped supercontinua*. Opt. Lett., 33, p. 2122-2124 (2008).
- [14] KUDLINSKI (A.) et MUSSOT (A.). – *Visible cw-pumped supercontinuum*. Opt. Lett., 33, p. 2407-2409 (2008).
- [15] TRAVERS (J.C.), RULKOV (A.B.), CUMBERLAND (B.A.), POPOV (S.V.) et TAYLOR (J.R.). – *Visible supercontinuum generation in photonic crystal fibers with a 400 W continuous wave fiber laser*. Opt. Express, 16, p. 14435-14447 (2008).
- [16] KUDLINSKI (A.), BOUWMANS (G.), VAN-VINCQ (O.), QUIQUEMPOIS (Y.), LE ROUGE (A.), BIGOT (L.), MÉLIN (G.) et MUSSOT (A.). – *White-light cw-pumped supercontinuum generation in highly GeO₂-doped-core photonic crystal fibers*. Opt. Lett., 34, p. 3631-3633 (2009).
- [17] DUCROS (N.), LABRUYÈRE (A.), FÉVRIER (S.), MORIN (F.), DRUON (F.), HANNA (M.) et GEORGES (P.). – *Mid-IR supercontinuum in a fluorozirconate fiber pumped by a femtosecond CPA system at 1,6 μm*. In Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America), paper CPDB7 (2010).
- [18] SOLLI (D.R.), ROPERS (C.), KOONATH (P.) et JALALI (B.). – *Optical Rogue Waves*. Nature, 450, p. 1054-1058 (2007).

À lire également dans nos bases

AUGUSTE (J.-L.), BLONDY (J.-M.) et ROY (P.). – *La fibre optique microstructurée air-silice*. [RE 43] (2005).

Annuaire

Constructeurs

À l'heure actuelle, le marché est principalement occupé par quatre constructeurs, qui sont :

• **NKT Photonics** www.nktphotonics.com, qui provient de la fusion en 2009 des sociétés danoises Crystal Fiber (spécialisée dans la production de fibres microstructurées) et Koheras (spécialisée dans la mise au point de lasers fins à faible bruit). Cette société propose une large

SOURCES SUPERCONTINUUM À FIBRE OPTIQUE

gamme de source supercontinuum de forte puissance (jusqu'à plusieurs watts).

- **Fianium** www.fianium.com, qui est une société anglaise basée à Southampton et fondée en 2003, dont les activités concernent la commercialisation de lasers ultrarapides et lasers à fibre. Cette société propose également une large gamme de source supercontinuum de forte puissance (jusqu'à plusieurs watts).
- **Leukos** www.leukos-systems.com, qui est une société française basée à Limoges et fondée en 2005. Elle commercialise une gamme de sources supercontinuum de puissance intermédiaire (de l'ordre de la centaine de milliwatts).

- **Toptica** www.toptica.com, qui est une société allemande fondée en 1995, spécialisée dans la conception de diodes lasers et lasers à fibre. Elle commercialise une source supercontinuum visible de faible puissance (de l'ordre de quelques milliwatts).

Bien qu'à l'heure actuelle, le marché soit principalement composé d'utilisateurs du milieu de recherche académique, il est à noter que plusieurs des leaders mondiaux dans le domaine de la microscopie offrent des systèmes d'imagerie incluant une source supercontinuum. C'est le cas par exemple de la société Leica, qui propose des systèmes utilisant une source NKT Photonics.

GAGNEZ DU TEMPS ET SÉCURISEZ VOS PROJETS EN UTILISANT UNE SOURCE ACTUALISÉE ET FIABLE

Techniques de l'Ingénieur propose la plus importante collection documentaire technique et scientifique en français !

Grâce à vos droits d'accès, retrouvez l'ensemble des **articles et fiches pratiques de votre offre**, **leurs compléments et mises à jour**, et bénéficiez des **services inclus**.



RÉDIGÉE ET VALIDÉE
PAR DES EXPERTS



MISE À JOUR
PERMANENTE



100 % COMPATIBLE
SUR TOUS SUPPORTS
NUMÉRIQUES



SERVICES INCLUS
DANS CHAQUE OFFRE

- + de 350 000 utilisateurs
- + de 10 000 articles de référence
- + de 80 offres
- 15 domaines d'expertise

- ☐ Automatique - Robotique
- ☐ Biomédical - Pharma
- ☐ Construction et travaux publics
- ☐ Électronique - Photonique
- ☐ Énergies
- ☐ Environnement - Sécurité
- ☐ Génie industriel
- ☐ Ingénierie des transports
- ☐ Innovation
- ☐ Matériaux
- ☐ Mécanique
- ☐ Mesures - Analyses
- ☐ Procédés chimie - Bio - Agro
- ☐ Sciences fondamentales
- ☐ Technologies de l'information

**Pour des offres toujours plus adaptées à votre métier,
découvrez les offres dédiées à votre secteur d'activité**

Depuis plus de 70 ans, Techniques de l'Ingénieur est la source d'informations de référence des bureaux d'études, de la R&D et de l'innovation.

www.techniques-ingenieur.fr

CONTACT : Tél. : + 33 (0)1 53 35 20 20 - Fax : +33 (0)1 53 26 79 18 - E-mail : infos.clients@teching.com

LES AVANTAGES ET SERVICES compris dans les offres Techniques de l'Ingénieur

ACCÈS



Accès illimité aux articles en HTML

Enrichis et mis à jour pendant toute la durée de la souscription



Téléchargement des articles au format PDF

Pour un usage en toute liberté



Consultation sur tous les supports numériques

Des contenus optimisés pour ordinateurs, tablettes et mobiles

SERVICES ET OUTILS PRATIQUES



Questions aux experts*

Les meilleurs experts techniques et scientifiques vous répondent



Articles Découverte

La possibilité de consulter des articles en dehors de votre offre



Dictionnaire technique multilingue

45 000 termes en français, anglais, espagnol et allemand



Archives

Technologies anciennes et versions antérieures des articles



Impression à la demande

Commandez les éditions papier de vos ressources documentaires



Alertes actualisations

Recevez par email toutes les nouveautés de vos ressources documentaires

*Questions aux experts est un service réservé aux entreprises, non proposé dans les offres écoles, universités ou pour tout autre organisme de formation.

ILS NOUS FONT CONFIANCE



www.techniques-ingenieur.fr

CONTACT : Tél. : + 33 (0)1 53 35 20 20 - Fax : +33 (0)1 53 26 79 18 - E-mail : infos.clients@teching.com