

# État de l'art et introduction aux lasers impulsionsnels

Ce chapitre présente les éléments historiques et théoriques des lasers impulsionsnels à fibre en proposant d'abord un état de l'art. Nous expliquerons par la suite les phénomènes physiques mis en jeu dans l'obtention d'impulsions, pour conclure par une présentation des différentes configurations possibles.

## 1.1 Historique et principe du blocage de modes

### 1.1.1 Travaux antérieurs sur le blocage de modes

Le premier laser à fibre a été développé par Snitzer [1, 2] en 1961 en utilisant une fibre optique dopée au Néodyme mais c'est seulement dans les années 80 que les lasers à fibre ont pris une part importante dans la recherche avec notamment la réalisation de la première fibre dopée aux ions terres rares [3].

Charles Kao est aussi l'un des pionniers dans le développement et l'utilisation de la fibre optique dans les télécommunications. Il a d'ailleurs obtenu le prix Nobel 2009 de physique pour « réalisations remarquables concernant la transmission de la lumière dans les fibres optiques pour la communication »<sup>1</sup>. Kao et ses collègues [4] ont montré la possibilité d'abaisser fortement l'atténuation des fibres optiques par l'utilisation de matériau purifié<sup>2</sup>. Kao a aussi été le premier à proposer que la fibre de verre pourrait être utilisée pour de longues distances de transfert d'informations.

Les premiers concepts du blocage de modes remontent à 1962 avec les travaux de Lamb [5] détaillant le blocage fréquentiel à 3 modes mais ce sont Gürs et Müller qui sont considérés

---

1. Le Prix Nobel de Physique en 2009, Fondation Nobel, 2009-10-06, [http://nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/2009/index.html](http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2009/index.html)

2. Ses conclusions suite à ses premiers travaux ont été confirmés par la suite : 1965 : 1000 dB/km ; 1969 : 200 dB/km ; 1970 : 17 dB/km ; 1972 : 4 dB/km ; 1974 : 1 dB/km ; 1978 : 0,2 dB/km

comme les pionniers du laser à blocage de modes [6]. Durant ces années, de nombreuses recherches théoriques sont menées et c'est DiDoménico qui en explique le principe le premier [7]. Il stipule que si plusieurs modes présentaient entre eux une relation de phase constante alors ils pouvaient se verrouiller entre eux et ainsi donner naissance au blocage de modes ; par transformée de Fourier inverse, un train d'impulsions pourrait ainsi être obtenu.

Parallèlement, Hargove, Fork et Pollak ont obtenu expérimentalement un train d'impulsions grâce à un laser He-Ne par modes bloqués en modulant en interne les pertes à l'aide d'un modulateur acousto-optique [8] tandis que Harris et Targ ont généré un blocage de modes actifs FM à l'aide d'un modulateur de phase [9]. Des travaux théoriques firent suite à cette expérience menés par Harris et Mc Duff [10]. Mc Clure étudia le potentiel du blocage de modes actifs en fonction de la position du modulateur dans la cavité et de la longueur de la cavité, ce qui lui permis d'observer en premier un blocage de modes à un nombre d'harmonique supérieur au mode fondamental [11] mais il sera étudié en détail par Hirano et Kimura [12] en 1968. Leurs travaux ont mis en valeur les trois méthodes les plus efficaces pour augmenter la fréquence de répétition d'un laser :

- diminuer la longueur de cavité
- bâtir une cavité couplée
- augmenter la fréquence de modulation à une fréquence multiple de la fréquence fondamentale de la cavité

En 1965, Mocker et Collins expérimentèrent le premier laser à blocage de modes passif grâce à un colorant saturable utilisé pour commuter un laser à rubis [13]. Ils observèrent que l'impulsion ainsi créée se séparait en impulsions courtes dont l'écart temporel était égal au temps de parcours dans la cavité. Cependant, ce blocage de modes était imprévisible et de nature transitoire. Il fallut attendre 1972 pour voir le premier train d'impulsions stable par blocage de modes passif créé par Ippen, Shank et Dienes [14].

Une découverte fondamentale est l'amplificateur à fibre dopée erbium par Mears [15] qui date de 1987 et c'est aussi à cette même période qu'apparaît le développement des lasers à fibres. Dans un premier temps, les recherches visent à améliorer le fonctionnement continu [16] avant d'inventer le fonctionnement Q-switch [17] puis enfin voir apparaître le premier laser à fibre à blocage de modes en 1986 [18] mais la durée des impulsions est longue et c'est en 1988 avec Duling [19] et Geister [20] que l'on passe au dessous de 100 ps. Progressivement, ce temps diminue [21, 22] et la première impulsion subpicoseconde est produite par Fermann et al. [23] grâce à une compression soliton des impulsions dans la cavité laser. Ober et al. détiennent le record actuel avec des impulsions de 32 femtosecondes [24], bien que Hofer et al. aient réalisé un laser ayant un spectre de plus de 50 nanomètres de large suggérant des impulsions pouvant approcher 20 femtosecondes [25].

### 1.1.2 La fibre dopée

Pour obtenir une fibre optique amplificatrice, c'est à dire permettant d'amplifier un signal d'entrée par un certain coefficient de gain, il faut ajouter un dopant lors de la fabrication de la préforme de la fibre de silice. On trouve principalement sept ions de terre rare utilisés comme dopants : le néodyme ( $Nd - 3^+$ ), l'erbium ( $Er_3^+$ ), l'ytterbium ( $Yb_3^+$ ), le thulium ( $Tm_3^+$ ), l'holmium ( $Ho_3^+$ ), le samarium ( $Sm_3^+$ ) et le praséodyme ( $Pr_3^+$ ). Cette gamme de dopants permet aux lasers à fibre de couvrir un large éventail de longueurs d'onde d'émission, comme l'indique la figure 1.1.

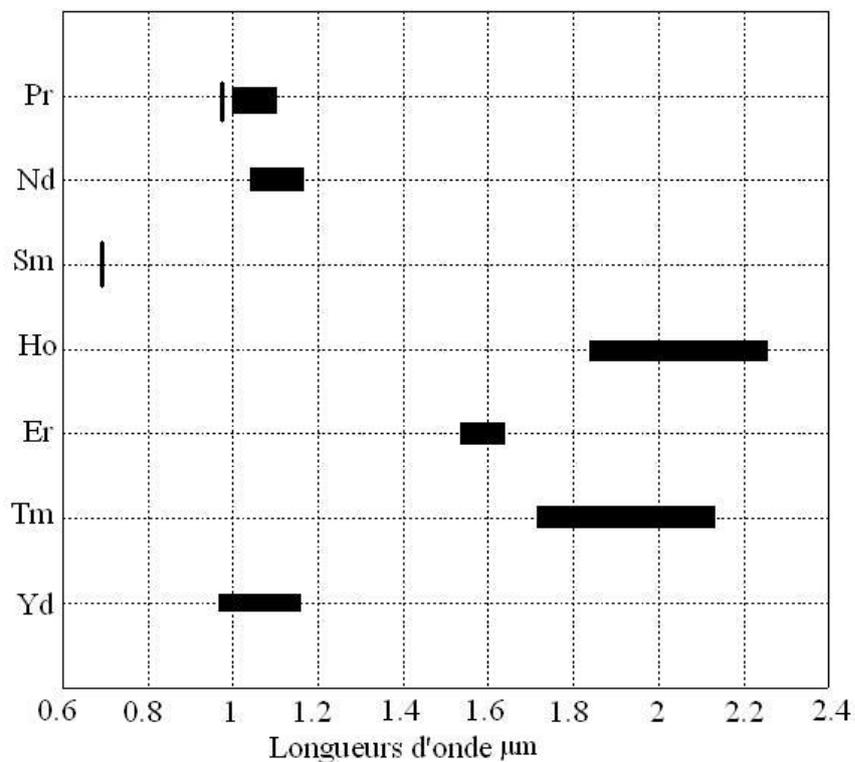


FIGURE 1.1 – Longueurs d'onde d'émission obtenues avec différents ions de terre rare

Pour décrire les propriétés spectroscopiques d'un atome, on utilise couramment un diagramme énergétique. Le diagramme d'énergie représente les différents états dans lesquels cet atome peut exister ainsi que les différents niveaux d'énergie auxquels ils correspondent. Un élément ne peut passer d'un état à un autre que si un photon lui apporte la quantité exacte d'énergie correspondant à la différence d'énergie entre les deux états schématisés par deux lignes. Si la quantité d'énergie est différente, le photon n'aura aucun effet sur l'élément.

L'ion erbium a été intensivement étudié en vue de son application comme milieu de gain

pour la réalisation de composants actifs utilisables dans le domaine des télécommunications optiques. En effet, sa bande spectrale se situe dans la région où les pertes sont minimales pour la fibre optique servant de lien dans la transmission d'information. On s'est aussi vite rendu compte de la possibilité de doper les fibres avec l'ion erbium. Les niveaux d'énergie des ions erbium dans un milieu amorphe présentent une structure de bandes. On représente sur la figure 1.2 les niveaux d'énergie de l'erbium ainsi que les transitions les plus importantes. La structure apparaît compliquée avec différentes transitions.

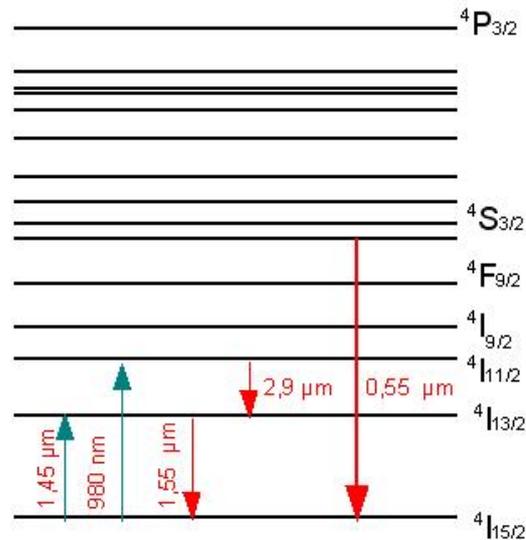


FIGURE 1.2 – Niveaux énergétiques de l'ion erbium.  
Les transitions énergétiques principales sont représentées.

L'ion erbium présente plusieurs bandes d'absorption mais les niveaux d'énergie correspondants n'ont pas toutes la même efficacité de rendement. La transition la plus efficace est celle qui relie le niveau  $4I_{13/2}$  au niveau  $4I_{15/2}$ . La bande spectrale d'émission correspondante à cette transition est centrée autour de 1550 nm, ce qui correspond précisément à la bande de faibles pertes de la silice qui constitue les liens optiques. Les longueurs d'onde de pompe couramment utilisées pour solliciter cette transition sont le 980 nm et le 1480 nm pour lesquelles nous avons à notre disposition des diodes lasers à semi-conducteurs délivrant plusieurs centaines de milliwatts.

### 1.1.3 Théorie du blocage de modes

L'un des points essentiels d'un laser à fibre évoluant en blocage de modes repose sur la mise en phase des modes longitudinaux du laser comme nous allons l'expliquer par la suite. Ceci entraîne alors une variation périodique de l'intensité en sortie du laser, stable dans le temps et de périodicité liée) la durée de parcours dans la cavité. 1

Une cavité laser se compose fondamentalement d'un milieu de gain entre 2 miroirs. Comme l'indique la figure 1.3, on retrouve deux configurations possibles de cavités résonnantes : la cavité linéaire ou la cavité en anneau. On définit par  $L_c$  la distance équivalente à 1 tour de cavité : soit la longueur de la cavité pour une cavité circulaire soit deux fois la longueur pour une cavité linéaire (un tour correspond à un aller-retour). En régime stationnaire, le champ électrique se répète à l'identique après chaque tour de cavité à un terme de phase près. Considérons un champ électrique, monochromatique, polarisé linéairement :

$$E(z, t) = \Re \left\{ E_0 e^{-j(\omega t - kz)} \right\} \quad (1-1)$$

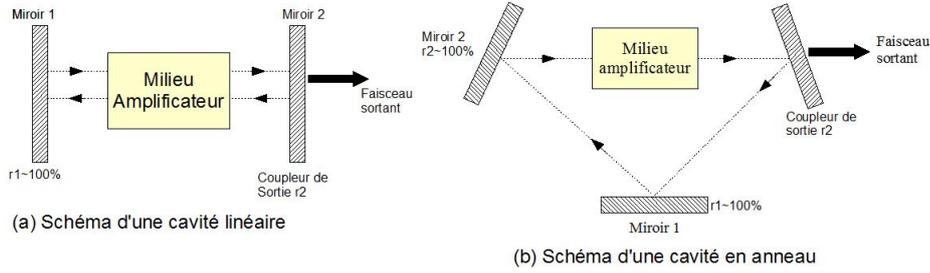


FIGURE 1.3 – Configurations possibles d'une cavité laser.

La constante de propagation dans un milieu d'indice  $n_g$  s'écrit :

$$k = \frac{\omega}{c} n_g \quad (1-2)$$

avec  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide et  $\omega$  la fréquence. Le déphasage accumulé pour un tour de cavité prend la forme :  $\Delta\Phi = \frac{\omega n_g L_c}{c}$ . Or, pour être en phase, il faut que  $\Delta\Phi = 2\pi$ . Celle-ci nous permet de déterminer la fréquence fondamentale de la cavité laser (aussi appelée intervalle spectral libre, ISL) définie par :

$$f_c = \frac{c}{n_g L_c} \quad (1-3)$$

Deux modes longitudinaux du laser sont espacés par  $f_c$ . Ceci n'est valable que si la dispersion n'est pas prise en compte, c'est-à-dire dans le cas où  $n_g$  est constant en fonction de  $\lambda$ .

Le champ électrique à la sortie d'un laser multimode fréquentiel est donné par :

$$E(z, t) = \Re \left[ \sum_m E_m e^{-j(\omega_m t - k_m z + \Phi_m)} \right] \quad (1-4)$$

avec  $\omega_m = \omega_0 + m\Delta\omega = \omega_0 + m2\pi f_c$ , la fréquence du mode  $m$  et  $k_m = \frac{\omega_m}{v_g}$  la constante de propagation pour le mode  $m$ .

Ces deux dernières expressions permettent de récrire l'équation 1-4 sous la forme :

$$E(z, t) = \Re \left( e^{-j\omega_0(t-z/v_g)} \sum_m E_m e^{-j(m\Delta\omega(t-z/v_g) + \Phi_m)} \right) \quad (1-5)$$

avec pour enveloppe lentement variable,

$$A\left(t - \frac{z}{v_g}\right) = \sum_m E_m e^{-j(m\Delta\omega(t-z/v_g) + \Phi_m)} \quad (1-6)$$

où  $e^{-j\omega_m(t-z/v_g)}$  est l'onde porteuse. L'enveloppe du train d'impulsions est une fonction périodique de période  $T_c$  telle que :

$$T_c = \frac{2\pi}{\Delta\omega} = \frac{L_c}{v_g} \quad (1-7)$$

Supposons maintenant M modes d'égale amplitude  $E_m = E_0$  et de même phase  $\Phi_m = 0$ , l'enveloppe est alors donnée par :

$$A(z, t) = E_0 \sum_{m=-(M-1)/2}^{(M-1)/2} e^{-jm\Delta\omega(t-z/v_g)} \quad (1-8)$$

que nous pouvons exprimer ainsi,

$$A(z, t) = E_0 \frac{\sin\left[\frac{M\Delta\omega t}{2}\left(t - \frac{z}{v_g}\right)\right]}{\sin\left[\frac{\Delta\omega t}{2}\left(t - \frac{z}{v_g}\right)\right]} \quad (1-9)$$

La puissance P du laser est proportionnelle à  $|A(z, t)|^2$ .

A  $z=0$ , nous obtenons,

$$P(t) = |E_0|^2 \frac{\sin^2\left[\frac{M\Delta\omega t}{2}\right]}{\sin^2\left[\frac{\Delta\omega t}{2}\right]} \quad (1-10)$$

L'allure de cette expression est donnée par la courbe rouge de la figure 1.4 dont nous pouvons tirer quelques caractéristiques :

- La période du train d'impulsion est égale à  $T_c = 1/F_c$
- La largeur à mi-hauteur des impulsions est donnée par  $T_0 = \frac{T}{M} = \frac{1}{MF_c}$
- Le pic d'intensité vaut  $M^2|E_0|^2$

Les équations précédentes sont valables dans le cas où il existe un mécanisme parvenant à imposer une relation de phase entre les modes longitudinaux. Dans le cas contraire, la phase  $\Phi_m$  est aléatoire et on obtient un signal du type de la courbe bleue de la figure 1.4 où la puissance fluctue aléatoirement.

On note ici que les lasers impulsions se caractérisent généralement par la largeur à mi-hauteur des impulsions, le « chirp » et la gigue temporelle. Nous développerons ces termes dans la partie sur les lasers semi-conducteurs.

## 1.2 Techniques de blocage de modes

On distingue deux catégories de blocage de modes : actif ou passif. La différence est l'élément déclenchant la mise en phase des modes, qui est pour le blocage de modes actif un

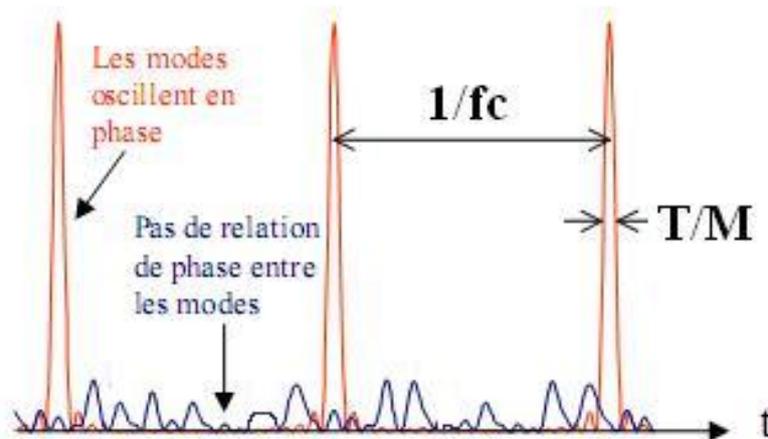


FIGURE 1.4 – Intensité d'un laser à mode bloqué en fonction du temps  
 Lorsqu'une relation de phase existe entre les modes, on obtient des impulsions (en rouge) sinon un signal aléatoire est observé (en bleu).  $T_c$  représente la périodicité du train et est égal à l'inverse de de l'ISL ( $f_c$ ). La largeur d'une impulsion est égale à  $T/M$ ,  $M$  étant le nombre de modes.

signal optique ou électrique, extérieur injecté dans la cavité. Pour le blocage de modes passif, cet élément est abstrait puisqu'il s'agit de l'effet induit par un composant intra-cavité. Ceci va être développé dans les parties suivantes.

### 1.2.1 Les lasers à blocage de modes actif

Le schéma d'une cavité typique est présenté sur la figure 1.5. Les différents éléments sont :

- Une diode laser de pompe.
- Un milieu de gain : une fibre dopée aux ions terres-rares.
- Un isolateur optique, assurant un fonctionnement unidirectionnel du laser.
- Un coupleur de sortie.
- Un contrôleur de polarisation (optionnel).
- Un modulateur électrooptique, acoustooptique, à électroabsorption, d'amplitude (AM) ou de phase (FM).
- Un dispositif d'ajustement de la longueur de cavité, c'est-à-dire une ligne à délai accordable.

La fréquence intrinsèque de la cavité est alors définie par

$$\frac{1}{\tau_{cav}} = \frac{c}{nL} \quad (1-11)$$

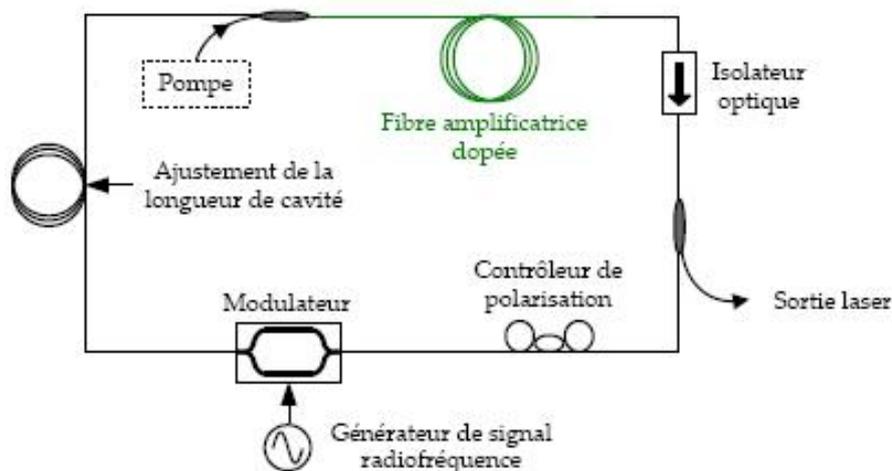


FIGURE 1.5 – Laser à blocage de modes actif

*La cavité d'un laser à blocage de modes actif contient un modulateur d'amplitude ou de phase dictant le taux de répétition du laser. Un ajustement continu de la longueur de cavité permet alors de faire varier le taux de répétition de façon continue*

où  $\tau_{cav}$  est le temps de vol de la cavité,  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide,  $n$  l'indice de groupe et  $L$  la longueur de la cavité en anneau ( $= 2L$  dans le cas d'une cavité linéaire). La fréquence de modulation sera alors soit égale à celle-ci (on parle de blocage de modes fondamental) ou égale à un multiple de celle-ci (on parle de blocage de modes harmonique).

La modulation crée une impulsion qui traverse à nouveau le modulateur à chaque tour de cavité ; elle devient plus courte jusqu'à atteindre un état stationnaire (Siegmann, chapitre 27 [26]). Deux effets se compensent pour donner une impulsion temporelle ayant une largeur temporelle fixée (stationnaire) :

1. L'effet dispersif du gain qui élargit l'impulsion.
2. L'effet de modulation qui rétrécit la largeur d'une impulsion.

Afin d'expliquer comment la synchronisation a lieu, il est bon de se mettre dans le domaine fréquentiel. La figure 1.6 montre comment l'impulsion passe au travers du modulateur à chaque tour de cavité. L'effet du modulateur est d'injecter de la puissance de chaque harmonique vers les deux modes de cavité voisins séparés de  $\pm fm = \pm \frac{1}{\tau_{cav}}$ . Les harmoniques ainsi créés permettent à leur tour une injection de puissance vers les harmoniques voisins, et ce, de proche en proche jusqu'à couvrir une large bande spectrale qui sera d'autant plus large que l'impulsion lumineuse est courte. Comme tous ces harmoniques sont interdépendants et produits par le même modulateur, on dit qu'ils sont bloqués par injection, ou injection locked. Ce phénomène permet d'expliquer la synchronisation modale ou « mode-locking » des modes lasers.

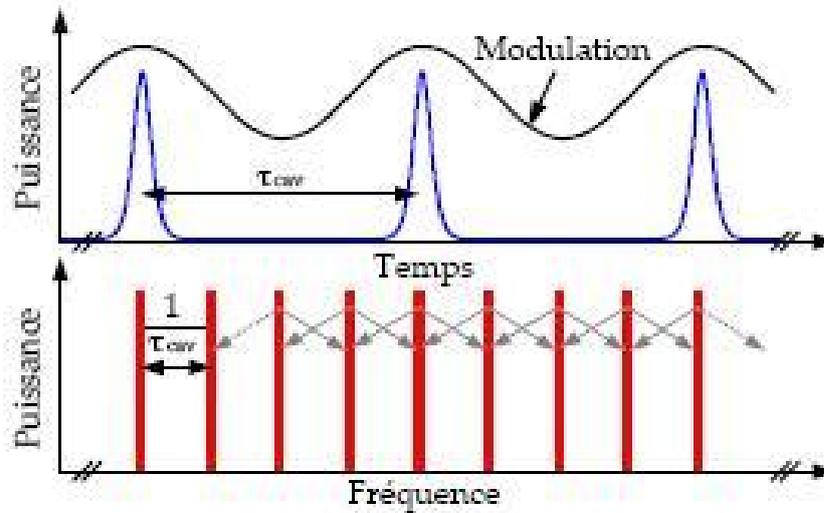


FIGURE 1.6 – Principe du mode-locked actif.

*La modulation périodique crée des impulsions. Dans le domaine fréquentiel, ceci se traduit par la création de bandes latérales appelées modes lasers qui s'injectent de l'énergie mutuellement, de proche en proche. Un mode laser, si il existe, se situe sur un mode de cavité. Les représentations temporelles et spectrales sont présentées en haut et en bas de la figure respectivement.*

Parmi les sources laser disponibles, celles utilisant le blocage de modes actif semblent être les plus prometteuses. En effet, elle permettent bien souvent d'obtenir des impulsions courtes (de l'ordre de la picoseconde) avec une puissance crête élevée (de l'ordre du milliwatt pour les télécommunications). De plus, le taux de répétition dépend de la fréquence du signal injecté. Ainsi, on aura facilement une source accordable en fréquence et en longueur d'onde également.

### 1.2.2 Les lasers à blocage de modes passif

Les lasers à fibre dopée terre rare présentent de grandes potentialités pour la génération et la manipulation d'impulsions courtes. La durée de vie dans les fibres dopées terre rare étant assez grande (de l'ordre de la ms), le gain ne réagit pas durant le temps d'un aller-retour dans la cavité ( $< 1 \mu s$ ). Un absorbant saturable très rapide est donc nécessaire pour établir un régime de verrouillage de modes avec des impulsions courtes comme le représente la figure 1.7.

Ce type de laser se présente sous différentes formes pour lesquelles on retrouve des éléments communs :

- Une diode laser de pompe.
- Un milieu de gain : une fibre dopée aux ions terres-rares ou un amplificateur optique à semiconducteur.

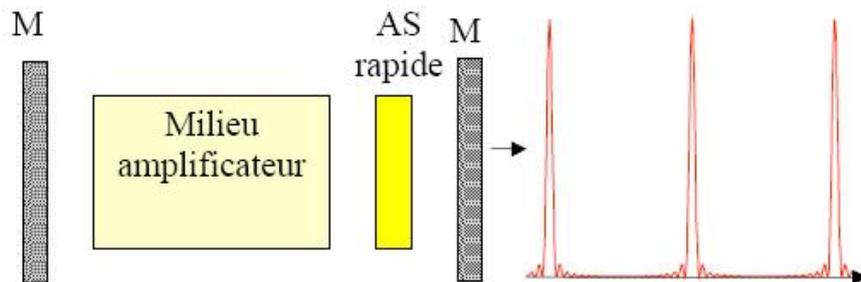


FIGURE 1.7 – Principe du mode-locked passif.

*L'élément fondamental est l'absorbant saturable permettant de générer des impulsions en sortie de cavité*

- Un coupleur de sortie.
- Un ou des contrôleur(s) de polarisation.
- Un absorbant saturable ou un groupe de composants jouant ce rôle.

L'élément principal est l'absorbant saturable mais comme on le verra par la suite, celui-ci peut être fictif et être remplacé par d'autres composants ayant le même rôle, c'est pourquoi on en explique le principe maintenant. Il s'agit d'un composant dont la transmission varie en fonction de la puissance comme le montre la figure 1.8. Il induit des pertes importantes sur un signal optique peu intense alors qu'il devient transparent pour des signaux plus intenses qu'une certaine intensité seuil  $I_s$ . En choisissant la valeur de  $I_s$  suffisamment élevée, de manière à ce que seule la puissance crête d'une impulsion brève puisse être au-dessus du seuil, il est possible de favoriser un fonctionnement en régime de blocage de modes plus efficace, car il minimise les pertes.

En pratique les pertes d'un absorbant saturable ne varient pas entre 0 et 100% et une profondeur de modulation nettement inférieure peut suffire à déclencher le régime à blocage de modes. De plus, la transition entre l'état transparent et l'état opaque n'est pas aussi marquée que sur la figure 1.8. Ainsi, à chaque tour de cavité, les fortes intensités, correspondant au pic d'une impulsion sont privilégiées tandis que les ailes de l'impulsion, se trouvant sous le seuil, seront absorbées (chapitre 28 [26]). Un absorbant au temps de réponse plus rapide permet de générer des impulsions plus brèves. Le régime mode-locked passif naît sur du bruit d'intensité. Un pic de bruit d'intensité suffisamment élevée pour saturer l'absorbant prendra progressivement le dessus sur le niveau de bruit moyen. Ce pic de bruit sera progressivement amplifié pour mener à une impulsion brève de largeur finie.

Plusieurs configurations que l'on regroupera en trois catégories sont connues pour fonctionner selon ce principe :

- Le laser basé sur la rotation non-linéaire de polarisation

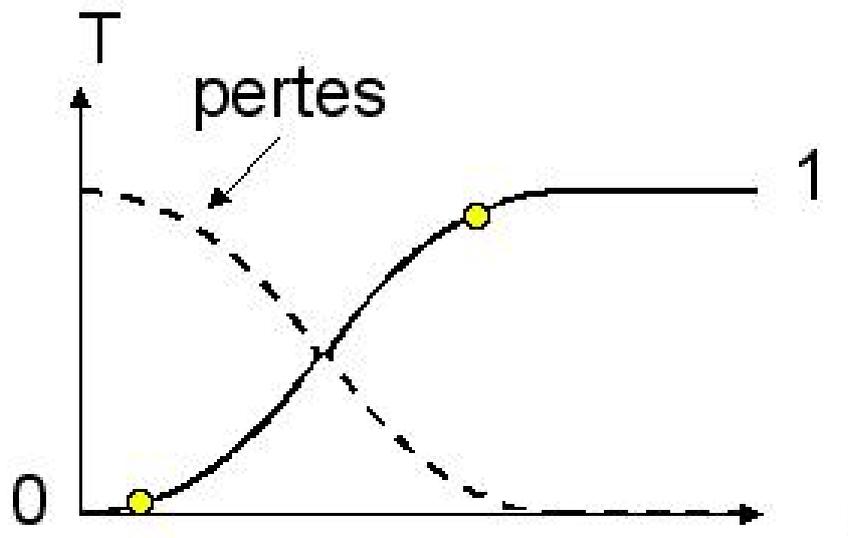


FIGURE 1.8 – Courbe de réponse non-linéaire d'un absorbant saturable  
*Un absorbant saturable idéal privilégie les fortes intensités en bloquant celles situées sous le seuil.*

- Le laser comportant un absorbant saturable
- Le laser à configuration NOLM

Chacune des sous-sections ci-dessous a pour but de présenter ces différentes configurations.

### 1.2.2.1 La rotation non-linéaire de polarisation

Le laser à rotation non-linéaire de polarisation tel qu'il est décrit ici fût inventé simultanément par Matsas et al. [27] et Tamura et al. [28] en 1992. Dans la littérature, ce laser est référé comme étant du type « nonlinear polarization rotation »(NPR), ou du type « additive pulse mode-locking »(APML). On doit attribuer l'essentiel des travaux subséquents sur ce laser à l'équipe Tamura, Haus, Ippen et Nelson, à Cambridge. Entre 1992 et 1995, des travaux de recherche de cette équipe, aussi bien expérimentaux que théoriques ont engendré plusieurs publications de référence [28, 29, 30, 31] . Un brevet est déposé en 1996 [32] et de tels lasers sont aujourd'hui disponibles commercialement.

Derrière ce terme se cache un mécanisme nécessitant un polariseur et deux contrôleurs de polarisation. L'absorbant saturable est donc fictif. Il est basé sur l'effet Kerr. La cavité comprend un isolateur dont son insensibilité à la polarisation est une condition indispensable au bon fonctionnement de la cavité. La figure 1.9 représente le schéma de fonctionnement. Après le polariseur, toutes les composantes de l'impulsion sont polarisées linéairement. Le contrôleur de polarisation est constitué de lames à retard de phase qui permettent de trans-

former l'état de polarisation linéaire en polarisation elliptique. L'état de polarisation évolue de façon non-linéaire au cours de sa propagation le long de la fibre optique à cause des effets combinés de l'auto modulation de phase et de la modulation de phase croisée, induites sur les deux composantes de la polarisation par effet Kerr. L'angle de rotation est proportionnel à l'intensité. Le sommet de l'impulsion subit donc une rotation plus importante que les ailes de l'impulsion. Avec une orientation adéquate de la polarisation à l'entrée du milieu Kerr, le sommet de l'impulsion passe par l'analyseur avec moins de pertes que les ailes et l'impulsion obtenue est par conséquent plus courte.

Le second contrôleur de polarisation placé après le milieu Kerr est utilisé pour compenser la biréfringence linéaire de la fibre et permet donc d'ajuster le déphasage linéaire des deux composantes de polarisation vis-à-vis de l'analyseur afin d'avoir les pertes minimales pour le centre de l'impulsion.

Ce dispositif agit donc comme un discriminateur de puissance qui favorise un mode de fonctionnement impulsionnel par rapport à un fonctionnement continu. Le temps de réponse de cet absorbant saturable effectif est celui de l'effet Kerr (fs). Il est donc plus rapide que les fluctuations d'intensité dues aux battements intermodaux du laser, ce qui permet d'initier une relation de phase entre les modes longitudinaux du laser et conduire ainsi à un régime de blocage de modes.

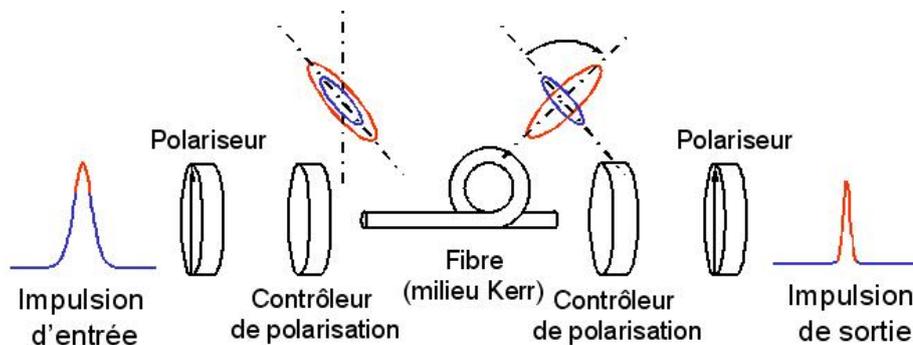


FIGURE 1.9 – Schéma de principe de la technique de verrouillage de modes par rotation non linéaire de polarisation

*Le milieu Kerr entraîne une rotation de l'ellipse de polarisation en fonction de l'intensité. L'ajout d'un second contrôleur de polarisation permet de rendre la polarisation linéaire et de l'aligner avec l'axe du polariseur pour les fortes intensités. Les effets de la dispersion ne sont pas représentés ici.*

On verra au chapitre 3 un exemple de cavité fonctionnant sur ce principe.

### 1.2.2.2 Le laser à absorbant saturable

Ce type de cavité est présenté sur la figure 1.10. C'est une cavité de type Fabry-Perot dont l'un des miroirs est un absorbant saturable. Son fonctionnement en a été présenté au début de cette partie, c'est pourquoi on ne s'y attardera par ici. L'absorbant saturable consiste en un empilement de multi-puits quantiques d'InGaAs/InAlAs à semi-conducteurs fabriqués par épitaxie. Cette technologie permet un contrôle très précis des paramètres du dispositif tels que la longueur de travail, l'énergie de saturation ainsi que la durée de recouvrement de l'absorption.

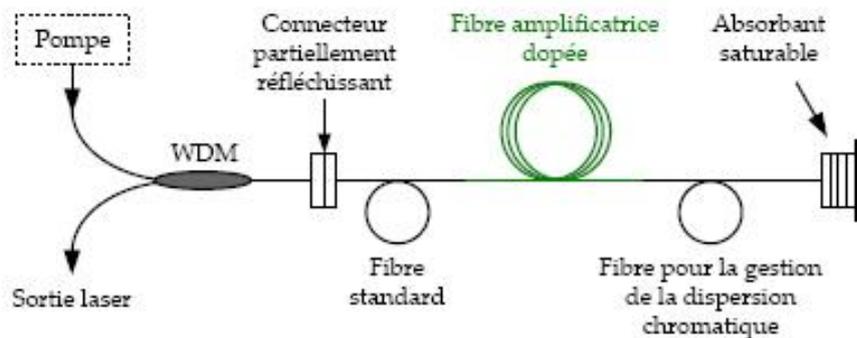


FIGURE 1.10 – Laser à absorbant saturable semiconducteur.

### 1.2.2.3 Le laser à configuration NOLM

Le laser à figure en huit ou « figure eight laser » fut inventé par Duling en 1991 [33]. La figure 1.11 donne le schéma de la cavité. Son nom s'explique par la présence des deux boucles dont l'une des deux est un miroir non-linéaire de type NOLM. Lorsque cette boucle de fibre inclut un segment de fibre amplificatrice, ce miroir est appelé NALM pour « nonlinear amplifying loop mirror ».

Étant donné que le NALM est construit de façon asymétrique, les deux impulsions se propageant en sens inverse l'une de l'autre (dans le sens propagatif et contrapropagatif) ne voient pas le même déphasage non-linéaire et peuvent arriver au niveau du coupleur en phase ou déphasé selon leur intensité. L'impulsion qui parcourt le NALM dans le sens inverse des aiguilles d'une montre est d'abord amplifiée avant de traverser le segment de fibre standard. Elle accumule donc un déphasage nonlinéaire important, par opposition à l'impulsion voyageant dans le sens des aiguilles d'une montre qui n'est amplifiée qu'en fin de parcours. En l'absence d'amplification et avec une symétrie parfaite, un signal serait intégralement réfléchi par la boucle de fibre vers le bras où se trouve le coupleur de sortie. Grâce à l'asymétrie et à la différence de phase non-linéaire accumulée, il est possible de totalement transmettre le signal, c'est-à-dire de le renvoyer vers la branche où se trouve l'isolateur optique.

En conclusion, sans le déphasage non-linéaire approprié, cette cavité ne pourra pas laser. En effet, l'isolateur optique bloque le signal. En revanche, s'il y a un déphasage non-linéaire entre l'onde propagative et l'onde contrapropagative, l'effet laser est obtenu. Comment obtenir le déphasage non-linéaire approprié ? Il faut atteindre un niveau de puissance suffisant. Exactement comme dans le cas d'un absorbant saturable, il existe une intensité seuil au-dessus de laquelle l'effet laser peut se produire. Cette fois encore, un régime de blocage de modes sera donc favorisé. Toujours par analogie avec l'absorbant saturable, le passage entre l'état transparent et opaque n'est pas instantané et une certaine compression de l'impulsion se produit. Notons que le déphasage non-linéaire est induit par effet Kerr dont le temps de réponse est quasi instantané dans la silice, c'est-à-dire de quelques femtosecondes.

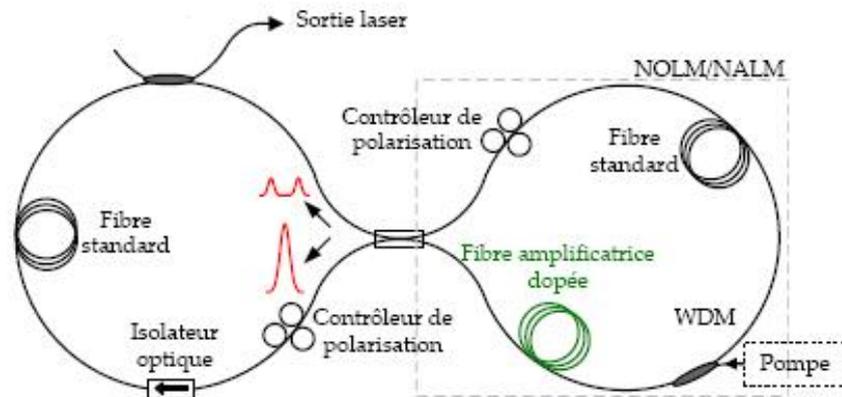


FIGURE 1.11 – Laser en figure en huit.

### 1.2.3 Autres techniques

#### La commutation à déclenchement de pertes (Q-switching)

Cette technique permet d'obtenir des impulsions ayant une puissance crête très élevée en modulant les pertes intracavité. Il n'est pas rare d'atteindre une puissance crête de l'ordre du kilowatt pour des impulsions nanosecondes.

La génération d'une impulsion Q-switch est représentée sur la figure 1.12 et peut être décrite comme suit : initialement, le milieu laser est « pompé » dans un état excité grâce à une source d'énergie extérieure et les pertes de la cavité résonnante sont donc maintenues à un niveau élevé. Alors l'effet laser ne peut pas se produire mais l'énergie générée par le mécanisme de pompage s'accumule dans le milieu de gain. En raison des pertes liées à l'émission spontanée et à d'autres processus, après un certain temps, l'énergie stockée va saturer, le milieu est dit à gain saturé.

L'atténuation est subitement annulée. Ce déclenchement peut se faire de manière passive à l'aide d'un absorbant saturable ou activement ; le commutateur est alors un atténuateur variable externe. Ce peut être un dispositif mécanique ou un modulateur (acousto-optique, une cellule de Pockels. . .).

Le processus d'amplification optique par émission stimulée peut commencer. En raison de la grande quantité d'énergie déjà stockée dans le milieu d'amplification, l'intensité de la lumière dans le résonateur laser augmente très rapidement ; ce qui entraîne que l'énergie stockée dans le milieu décroît elle aussi très rapidement. Le résultat final est la création d'une impulsion de forte énergie d'une durée pouvant varier de la nanoseconde à la microseconde suivant le milieu et le processus de déclenchement de pertes.

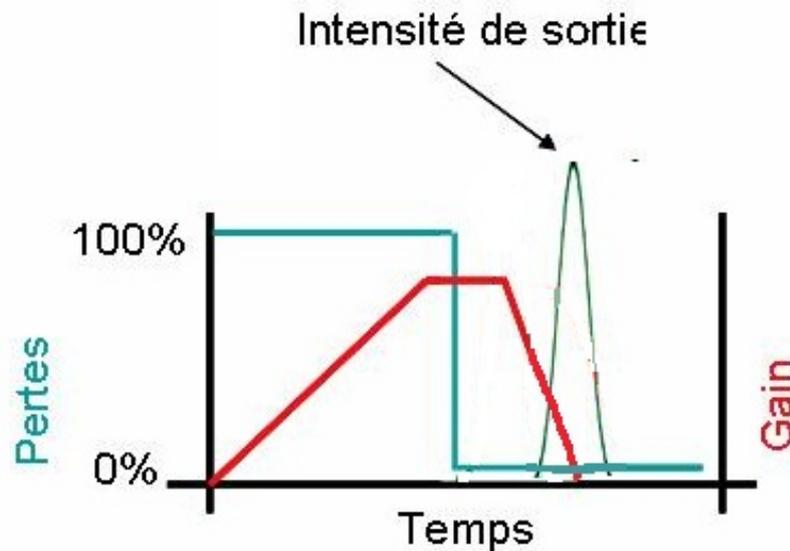


FIGURE 1.12 – Dynamique du fonctionnement Q-switch.

En répétant ce phénomène de manière périodique, on obtiendra alors un train d'impulsions fortement énergétiques. Le rôle de l'atténuateur peut être joué par différents composants tels qu'un miroir rotatif, un absorbant saturable ou un modulateur électro-optique.

Comme pour le blocage de modes, on distingue le cas actif pour lequel la réduction des pertes est déclenchée par un événement extérieur du cas passif où le commutateur est un absorbant saturable. de plus, dans le cas actif, on peut distinguer le cas de la modulation d'intensité ou de fréquence (on pourra se reporter à la thèse de Jean-Noël Maran [34] pour de plus amples informations sur le régime « modulation de fréquence » qu'il a introduit).

### Blocage de modes hybride

Cette technique combine le blocage de modes actif et passif puisque l'on applique un courant RF superposé à une polarisation continue à un laser monolithique présentant un milieu amplificateur et un absorbant saturable.

### Blocage de modes par collision d'impulsions

Dans cette technique, deux impulsions circulent en sens inverse dans la cavité et la configuration les oblige à se rencontrer dans la zone de l'absorbant saturable. Ce dernier réalise l'auto synchronisation des deux impulsions. Comparées au blocage de modes passif, les impulsions sont de meilleure qualité car l'absorbant saturable est contraint de saturer le plus vite possible [35].

#### 1.2.4 Utilisation des lasers impulsions

Le laser impulsional couvre de nombreux domaines d'utilisations. Si ses premières utilisations concernaient les télécommunications, il a aujourd'hui prouvé son efficacité dans le domaine médical ou industriel mais aussi le monde artistique. Voici une liste non exhaustive de quelques applications concernant d'autres domaines que le transport d'informations.

- Découpe laser.
- Ophtalmologie : les lasers ont pris une place importante dans ce domaine à la pointe de la technologie avec par exemple la chirurgie de la cornée réalisée avec un laser excimère impulsional.
- Traitement des matériaux : décapages des objets d'arts ou marquage.

## 1.3 Modélisation

### 1.3.1 Equation de propagation

La propagation des impulsions dans une fibre optique se modélise généralement par l'équation non-linéaire de Schrödinger (ENSL) valable pour des impulsions plus larges qu'une picoseconde. Elle est obtenue à l'aide des équations de Maxwell qui gouvernent la propagation d'ondes électromagnétiques dans un milieu et s'écrit sous la forme :

$$i \frac{\partial A(z, \tau)}{\partial z} + i \frac{\alpha}{2} A(z, \tau) - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(z, \tau)}{\partial \tau^2} + \gamma |U(z, \tau)|^2 A(z, \tau) = 0 \quad (1-12)$$

où  $A(z, \tau)$  est l'enveloppe lentement variable du champ électrique,  $z$  la distance de propagation,  $\alpha$  les pertes,  $\beta_2$  la dispersion chromatique,  $\tau$  le temps (défini dans un repère qui se propage à la même vitesse de groupe que l'impulsion) et  $\gamma$  le coefficient non-linéaire.

Cette équation ne s'applique pas à tout type d'impulsions et de fibres puisque seuls les effets dispersifs, non-linéaires et les pertes sont pris en compte. Il pourra être nécessaire

d'ajouter à cette équation des termes de dispersion ou de non-linéarité d'ordre supérieur caractérisant les effets Brillouin, Raman etc...

Cette équation apparaît le plus souvent sous forme normalisée et nous tiendrons compte des pertes et du gain laser introduit dans le cas de fibre dopée terre rare. Nous obtenons alors l'équation 1-13 de Ginzburg-Landau.

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2} \left[ \beta_2 + \frac{ig_0 T_2^2}{n_0} \right] \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} = \frac{1}{2} \left[ \frac{g_0}{n_0} - \alpha_f \right] A + i\gamma |A|^2 A \quad (1-13)$$

On retombe sur le cas de l' ENSL en l'absence de pertes de propagation et sans gain dont une solution bien connue est le soliton.

On utilise généralement les paramètres de normalisation suivants :

$$U = \frac{A}{P_0^1/2}, \tau = \frac{T}{T_0}, \xi = \frac{z}{L_D} \quad (1-14)$$

où  $P_0$  est la puissance crête,  $T_0$  est la largeur de l'impulsion en entrée et  $L_D$  est la longueur de dispersion définie par

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}. \quad (1-15)$$

### 1.3.2 Méthode de résolution

Nous obtenons donc une équation différentielle du deuxième ordre en temps et différentielle du premier ordre en distance. Cette équation ne possède pas de solution analytique, sauf dans le cas de la transmission soliton, lorsque les pertes sont négligées, où la méthode dite *inverse scattering method* peut être utilisée. Dans le cas général, des méthodes numériques doivent être utilisées. Parmi elles, la méthode *split-step Fourier* (SSF) est la plus utilisée en raison de sa simplicité et de son efficacité [36]. Nous allons expliquer le principe de cette méthode en utilisant la forme 1-12 de l' ENSL.

La méthode consiste à regarder l'ensemble de fibre comme plusieurs petits tronçons et d'appliquer alors successivement des opérateurs correspondants aux effets non-linéaires et à la dispersion. Pour cela, on écrit l'équation 1-12 sous la forme suivante :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A \quad (1-16)$$

où  $\hat{D}$  est l'opérateur différentiel symbolisant les effets de dispersion et  $\hat{N}$  est un opérateur non-linéaire qui gouverne les effets non-linéaires. Leurs formes respectives sont :

$$\hat{D} = -\frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2}{\partial T^2} + \frac{\alpha}{2} \quad (1-17)$$

$$\hat{N} = i\gamma |A|^2 \quad (1-18)$$

Si on considère une section  $h$  très petite, l'opérateur  $\hat{N}$  pourra être considéré comme constant et la solution de l'équation 1-16 s'écrit sous la forme :

$$A(z + h, \tau) \approx \exp[h(\hat{D} + \hat{N})]A(0, \tau) \approx \exp(\hat{D})\exp(\hat{N})A(z, \tau) \quad (1-19)$$

L'opérateur  $\hat{N}$  est un facteur multiplicatif dans le domaine du temps. L'opérateur  $\hat{D}$  contient un opérateur différentiel du deuxième ordre en temps. Pour palier à cette difficulté, on passe dans le domaine fréquentiel en utilisant la transformée de Fourier. L'opérateur  $\hat{D}$  devient donc une multiplication par le terme  $i\omega^2$ . Après avoir traité l'opérateur  $\hat{D}$  comme une simple multiplication, on repasse dans le domaine temporel en utilisant la transformée de Fourier inverse. Une représentation schématique de cette méthode est visible sur la figure 1.13.

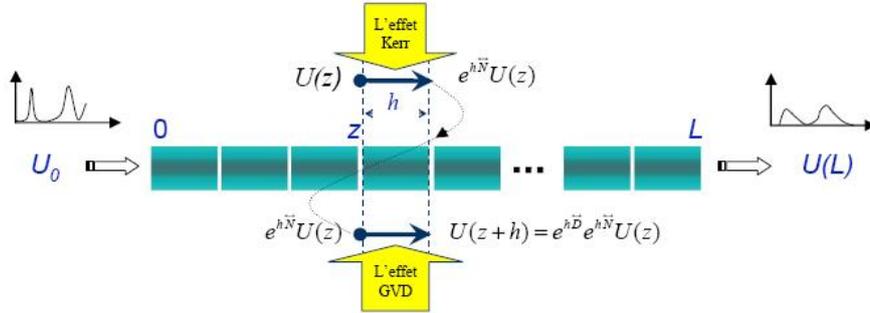


FIGURE 1.13 – Représentation schématique de la méthode split-step Fourier

Au final, la solution de l'équation 1-12 s'écrit donc sous la forme :

$$A(z + h, \tau) \approx F^{-1} \left[ \exp \left( -\frac{ih}{2} \beta_2 (i\omega)^2 \right) F \exp (ih\gamma |A|^2) A(z, \tau) \right] \quad (1-20)$$

où  $F$  représente la transformée de Fourier et  $F^{-1}$  la transformée de Fourier inverse.

Du point de vue de l'interprétation physique de la méthode SSF, celle-ci implique que l'effet Kerr et l'effet de la dispersion s'appliquent non pas de manière simultanée sur l'impulsion, mais l'un après l'autre.

## 1.4 Les lasers semi-conducteurs

Ces dernières années, les lasers ML à semi-conducteurs ont bénéficié d'un intérêt particulier. En effet, ils présentent de faibles dimensions ce qui permet donc d'atteindre des fréquences de répétition élevées. Le développement de ces structures a ainsi intéressé beaucoup de monde depuis le début des années 1970.

Nous allons commencer par rappeler les paramètres principaux de caractérisation des impulsions d'un laser avant de nous intéresser aux lasers à bâtonnets quantiques.

### 1.4.1 Caractérisation des impulsions

Des détails sur le calcul des paramètres définis ci-dessous sont donnés en annexe A.

#### 1.4.1.1 Largeur d'impulsions

On note  $g$  le gain du laser,  $l_s^a$  l'intensité de saturation et  $\alpha_0$  la constante de pertes de l'absorbant saturable.  $\Delta\omega_g$  représente la largeur du spectre de gain et  $A_0$  est l'enveloppe de l'impulsion à la position et à l'instant initial. On peut alors écrire que, dans un laser à semi-conducteurs (SC) à deux sections, la largeur à mi-hauteur d'une impulsion est définie par :

$$\Delta_{FWHM} = 1,76 \sqrt{\frac{2gl_s^a}{\alpha_0 \Delta\omega_g^2 |A_0|^2}} \quad (1-21)$$

#### 1.4.1.2 Le « chirp »

On emploie ce terme pour définir les faibles variations de fréquence provenant de l'instabilité du courant. Ces fluctuations provoquent des variations de la densité de porteurs et ainsi de la partie réelle de l'indice effectif. Une variation  $\Delta n_r$  de l'indice entraîne des variations  $\Delta\lambda$  de la longueur d'onde et  $\Delta\nu$  de la fréquence optique, définie par :

$$\Delta\nu = -\frac{c}{\lambda^2} \delta\lambda = -\frac{c}{\lambda} \frac{\Delta n_{eff}}{n_{eff}} \quad (1-22)$$

avec  $n_{eff}$  l'indice effectif du mode guidé.

Ce phénomène doit être pris en compte dans les systèmes de télécommunications puisqu'il entraîne une dégradation des performances. Ainsi, si on considère une impulsion de forme gaussienne avec une largeur à mi-hauteur noté  $\Delta\tau$ , en l'absence de chirp, la largeur de son spectre  $\Delta\nu$  peut être calculée selon la formule :

$$\Delta\nu \Delta\tau = \frac{2\ln 2}{\pi} \quad (1-23)$$

Cette impulsion est dite en limite de Fourier car son spectre optique se déduit par transformée de Fourier de son profil temporel. Mais, en cas de « chirp », la formule précédente n'est pas valable et la largeur du spectre sera plus grande. Il faut alors tenir compte du paramètre  $\alpha_H$  nommé facteur d'Henry, paramètre essentiel des lasers SC. L'équation 1-23 prend la forme suivante :

$$\Delta\nu \Delta\tau = \frac{2\ln 2}{\pi} \sqrt{1 + \alpha_H^2} \quad (1-24)$$

$\alpha_H$  traduit le couplage entre la phase et l'amplitude du champ optique et est défini par :

$$\alpha_H = \frac{-4\pi}{\lambda} \frac{\frac{\delta n}{\delta N}}{\frac{\delta G}{\delta N}} \quad (1-25)$$

avec  $N$  la densité de porteurs et  $G$  le gain du matériau.

### 1.4.1.3 La gigue temporelle

La gigue temporelle désigne la variation de la périodicité temporelle des impulsions et doit être la plus faible possible. Dans un laser SC, elle a pour principales origines l'émission spontanée, les fluctuations aléatoires du courant de polarisation, le bruit de phase et d'intensité et les instabilités thermiques. Elle s'exprime en fonction de la densité spectrale de bruit de phase  $S_\phi$  par :

$$\sigma = \frac{1}{2\pi f} \sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} S_\phi(f) df} \quad (1-26)$$

Or, la densité spectrale de bruit de phase  $S_\phi$  du laser est liée à la largeur de la raie électrique  $\Delta\nu$  donc pour réduire la gigue temporelle, il faut diminuer la largeur de la raie électrique.

## 1.4.2 Les lasers à boîtes et bâtonnets quantiques

### 1.4.2.1 Bref historique sur les lasers SC à blocage de modes

Au cours des dernières années, les modules SC employant des boîtes et bâtonnets quantiques (« Quantum Dots ou Quantum Dash ») ont suscité une grande attention en raison du potentiel offert par les 3 dimensions de la quantification en énergie. Ces lasers sont mis en avant pour leur valeur plus faible du courant de seuil et du chirp, un gain plus élevé et une meilleure stabilité thermique par rapport aux puits quantiques développés auparavant.

Les premiers lasers à boîtes quantiques « Quantum Dots » à blocage de modes datent de 2001 avec la publication de Huang et al. [37] proposant un résultat de blocage de modes dans un laser SC comportant deux sections. Les impulsions ainsi créées étaient fortement chirpées et sont larges (17 ps) pour un taux de répétition de 7,4 GHz. La vue de ces résultats entraînent plusieurs équipes à se pencher sur le sujet et c'est en 2004 que Thompson et al. [38] proposent un train d'impulsions en limite de Fourier. L'année suivante, Rafailov démontre expérimentalement la possibilité des lasers QD pour la création d'impulsions de quelques femto-secondes [39]. Ces 3 groupes de recherche utilisent un laser à deux sections émettant à 1,3  $\mu m$  dont la section active est de l'InGaAs/GaAs.

Si les dispositifs à base de InAs/GaAs sont arrivés à maturation en montrant des performances remarquables [40, 41, 42, 43], les bâtonnets quantiques basés sur InAs/InP sont

encore en plein développement. Ils sont pourtant plus intéressants puisqu'ils fonctionnent dans la fenêtre dite télécom de  $1,4 - 1,6 \mu m$  (vers  $1,3 \mu m$  pour l'InAs/GaAs) mais leur croissance est beaucoup plus délicate. On trouve une première publication au sujet de ces lasers à blocage de modes en 2005 [44] dans laquelle Martinez et al. démontrent la génération d'impulsions sub-picosecondes avec un laser utilisant ce composé.

L'utilisation des structures QDots offre l'avantage d'avoir un spectre de gain large, de faible gigue temporelle liée à la finesse des fréquences de battement.

#### 1.4.2.2 Matériau à bâtonnets quantiques

Les composants utilisés ont été fabriqués à Alcatel-Lucent Thalès 3 – 5 lab. Nous ne rentrerons pas dans les détails pour des raisons de confidentialités et parce que d'autre part nous nous plaçons en tant qu'utilisateurs de ces structures. Le laboratoire Foton dont Persyst a été (et est) associé à plusieurs projets de recherche exploitant ces structures (RNRT Rotor, ANR Persyst II, ANR Teldot). L'article suivant [45] résume l'avancé dans ce domaine et donne quelques caractéristiques du laser que nous avons utilisé pour les expériences présentées en deuxième partie. Nous pouvons citer aussi les thèses de Jérémie Renaudier [46] et Akram Akrouf [47].

Le composant utilisé a été obtenu par épitaxie de jets moléculaires. Sa structure est présentée sur la figure 1.14. Il s'agit d'une cavité Fabry-Perot d'1 mm de long dont la région active est composée de couches d'InAs avec des injecteurs d'InGaAsP.

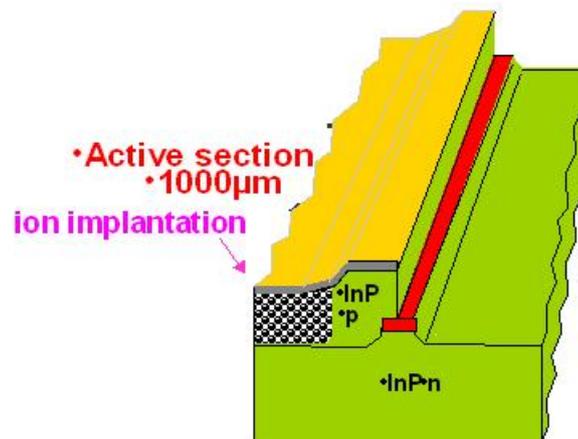


FIGURE 1.14 – Structure du laser à bâtonnets quantiques.

## 1.5 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les lasers à fibre impulsions. La première partie fait un état de l'art de l'avancé dans ce domaine puis nous avons alors abordé les procédés mis en oeuvre afin d'obtenir un fonctionnement impulsions en insistant sur les mécanismes du blocage de modes.

Nous avons ensuite présenté l'équation non-linéaire de Schrödinger traduisant les effets non-linéaires et dispersifs que subit la propagation d'une impulsion et nous avons proposé un procédé de résolution numérique.

Enfin, nous avons présenté rapidement les lasers à semi-conducteurs utilisés dans les expériences présentées dans la seconde partie de ce manuscrit.