

Analyse et perspectives

Ce chapitre expose l'ensemble des résultats que j'ai obtenu pendant ma thèse sur l'étude de la compression d'impulsions avec la technique de la fibre creuse. La problématique principale de mon travail fut l'optimisation de la compression d'impulsions multi-mJ. Durant ma première année de thèse, le laser de la Salle Noire fournissait des impulsions de 25 fs et 2.1 mJ , son énergie fut ensuite augmentée à 3 mJ durant ma deuxième année de thèse. J'ai ainsi participé à l'optimisation de la compression dans ces deux conditions expérimentales différentes. Face à la multitude de paramètres expérimentaux disponibles, l'étude théorique de la propagation fut nécessaire pour améliorer notre compréhension et expliquer les résultats expérimentaux. Cela a motivé le développement du code de simulation présenté précédemment (section 2.4).

Le schéma de l'expérience est dessiné sur la Fig. 3.1. Les impulsions de 25 fs sont focalisées à l'entrée d'une fibre creuse située à l'intérieur d'un tube rempli d'un gaz rare (Néon ou Hélium), dont la pression peut être finement ajustée. La fibre fait de 1 m de long et a un diamètre de $250\mu\text{m}$. En sortie, le faisceau est collimaté et réfléchi sur des miroirs chirpés large bande (voir paragraphe 2.5) qui remettent en phase les nouvelles fréquences, la translation de deux wedges (coins de verre) permet d'ajuster finement la remise en phase pour obtenir une impulsion optimalement comprimée. Les impulsions sont caractérisées dans un FROG (décrit précédemment au paragraphe 2.6) et leur CEP est mesurée dans un montage f-2f [22]. La polarisation du laser peut être modifiée (de linéaire à circulaire) en utilisant une lame quart d'onde ($\lambda/4$) avant la fibre. Dans ce cas, une lame quart d'onde large bande est utilisée après la fibre retourner en polarisation linéaire. Malgré l'utilisation de deux lames quart d'onde, l'état de polarisation du laser est suffisamment bon (dépolariation de quelques pourcents) pour ensuite effectuer des expériences de génération d'harmoniques d'ordre élevé (HHG).

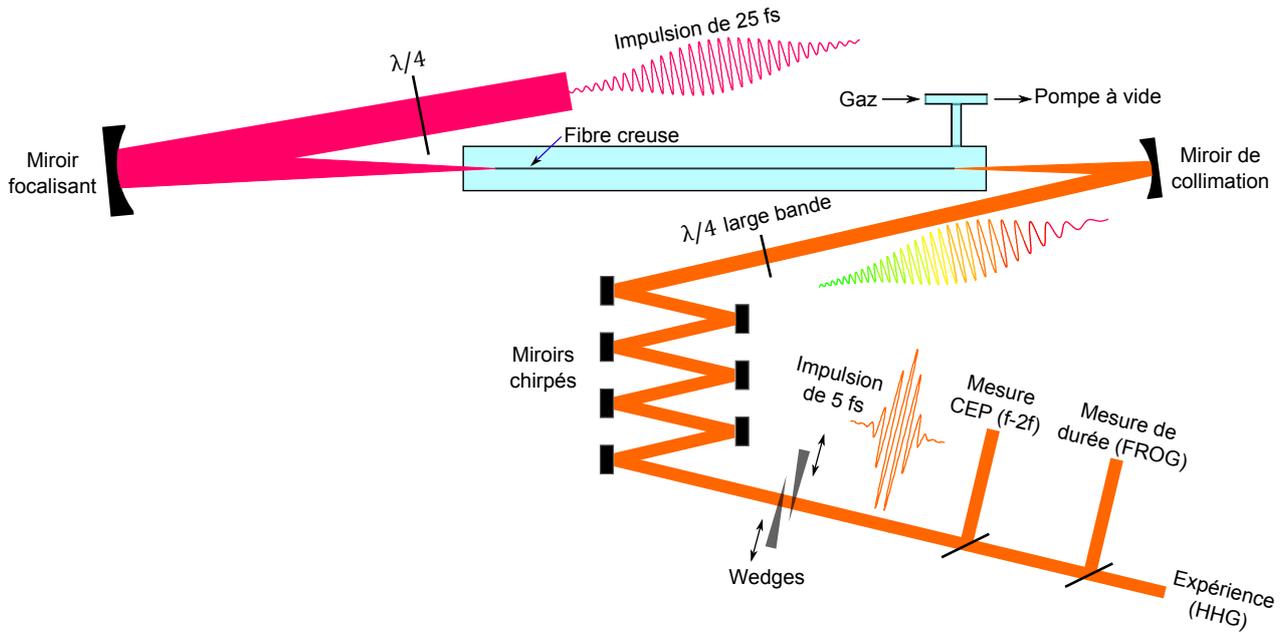


FIGURE 3.1 – Schéma de l'expérience de compression d'impulsion dans une fibre creuse.

Nous avons tout d'abord constaté expérimentalement une nette amélioration de la compression en propageant les impulsions en polarisation circulaire (CP) plutôt qu'en polarisation linéaire (LP) [32] – la polarisation naturelle d'un laser. La comparaison théorique et expérimentale des résultats en CP et en LP constitue la première section de ce chapitre (3.1). Dans la seconde partie (3.2), j'explique la dynamique de propagation dans la fibre creuse à partir de résultats de simulation puis je fournis les conditions optimales de compression pour différentes énergies multi-mJ.

3.1 Influence de l'état de polarisation du laser

Pour comprimer efficacement une impulsion multi-mJ, on cherche à éviter une ionisation trop forte du gaz tout en conservant un élargissement spectral suffisant. La pression de gaz est le premier paramètre expérimental qu'on modifie pour obtenir un spectre assez large, l'indice non linéaire du gaz n_2 augmentant linéairement avec la pression. En présence d'ionisation, une pression plus forte augmente aussi la densité électronique du plasma. A faible intensité, l'amplitude des effets non-linéaires varie linéairement avec la pression. A haute intensité, les effets spatiaux doivent être pris en compte et le comportement n'est plus linéaire avec la pression. On peut alors retourner dans un régime linéaire en pression en changeant un autre paramètre. Nous étudions ici l'impact de la polarisation du laser sur la compression. Nous allons ainsi effectuer une comparaison expérimentale et théorique de la propagation d'impulsions de 2.1 mJ polari-

sées linéairement (LP) et circulairement (CP) dans une fibre creuse en étudiant l'élargissement spectral (3.1.1), la stabilité spectrale (3.1.2) et l'efficacité de compression (3.1.3).

Le passage en polarisation circulaire diminue l'indice n_2 de 33% et réduit le taux d'ionisation. La Fig. 3.2 montre le taux d'ionisation du néon en LP et CP sur la gamme d'intensité $10^{14} - 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$. En particulier, le taux d'ionisation est réduit de deux ordres de grandeur pour une intensité de $5 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$, ce qui correspond à l'intensité en entrée de la fibre.

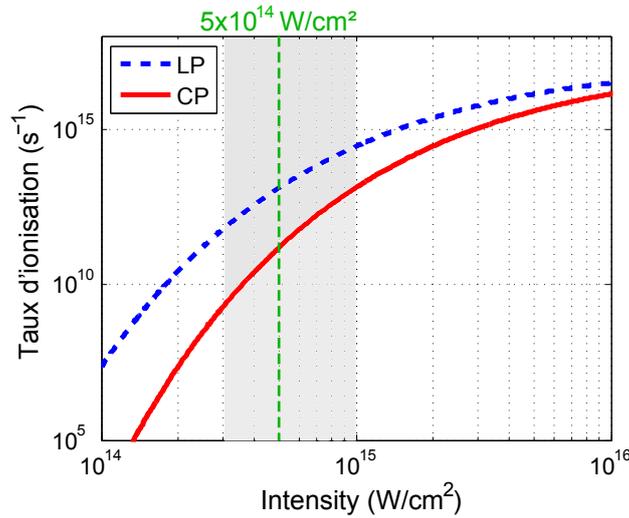


FIGURE 3.2 – Taux d'ionisation du Néon en polarisation linéaire (pointillés) et circulaire (trait plein) en fonction de l'intensité. La zone grisée représente la gamme d'intensité atteinte dans la fibre creuse.

3.1.1 Élargissement spectral

La Fig. 3.3 montre les spectres expérimentaux et théoriques obtenus après propagation dans la fibre creuse à différentes pressions de gaz en LP et CP. Premièrement, on observe que l'élargissement spectral augmente avec la pression de manière linéaire : en CP on a 220 nm à mi-hauteur avec une pression de 1 bar et 300 nm à 1.4 bar. La pression étant un paramètre facilement ajustable, cela montre la souplesse expérimentale de la compression dans une fibre creuse. Deuxièmement, on obtient le même élargissement spectral pour les deux polarisations en utilisant une pression supérieure en polarisation circulaire (de 200 mbar en expérience et de 400 mbar en théorie). Ainsi il suffit d'augmenter légèrement la pression de gaz pour compenser la diminution de l'effet Kerr et obtenir des élargissements spectraux comparables. Troisièmement, on remarque que la partie rouge du spectre ($\lambda > 800 \text{ nm}$) est plus intense en CP qu'en LP, on voit apparaître l'effet du décalage plasma vers le bleu en polarisation linéaire ce qui témoigne de la présence d'ionisation. Le passage en polarisation circulaire permet ainsi de diminuer

l'ionisation tout en conservant un élargissement spectral équivalent. Nous allons voir dans les paragraphes suivants l'importance de minimiser l'ionisation.

D'autre part, les résultats de la Fig. 3.3 valident le code de simulation. En effet, mise à part les oscillations rapides autour de la longueur d'onde centrale des spectres expérimentaux, le modèle numérique reproduit de manière satisfaisante les mesures expérimentales.

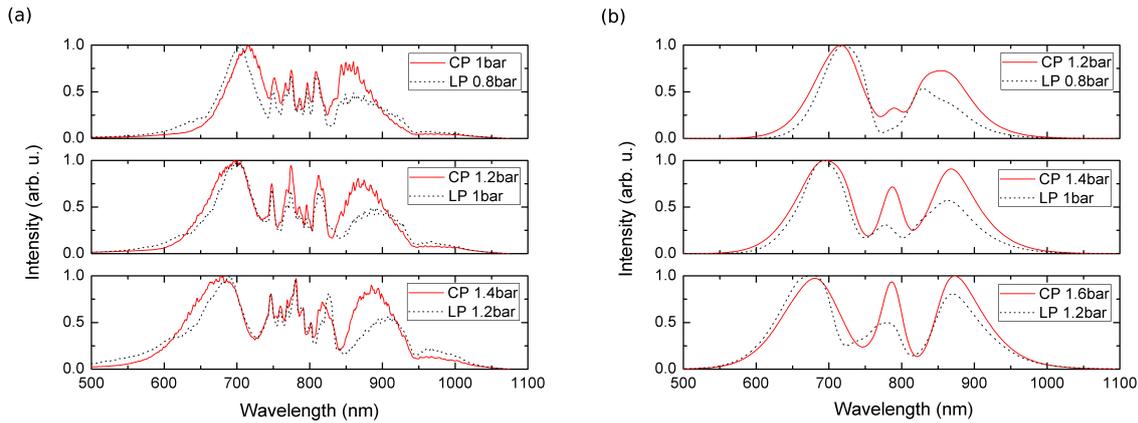


FIGURE 3.3 – Comparaison des spectres en sortie de fibre en polarisation circulaire (CP) et linéaire (LP) pour différentes pressions de gaz. (a) Mesures expérimentales ; (b) Simulations.

3.1.2 Stabilité spectrale

Pour une énergie et une polarisation données, on observe expérimentalement l'apparition d'instabilités quand on augmente la pression : le spectre s'élargit mais cet élargissement varie au cours du temps. Nous avons mesuré cette instabilité en effectuant 1000 mesures de spectre sur une durée de 10 s, puis nous la quantifions en calculant la valeur moyenne RMS du spectre. Les résultats sont représentés sur la Fig. 3.4(a), la valeur à vide correspond à l'instabilité spectrale du laser (3%) – à ne pas confondre avec l'instabilité en intensité qui est moindre (1.5%). Les largeurs spectrales des spectres en sortie de fibre dans chaque condition sont aussi indiqués sur cette figure. Dans l'optique de l'utilisation des impulsions comprimées dans des expériences au kHz , on définit une instabilité inférieure à 5% comme condition de compression acceptable. La valeur moyenne RMS dépasse les 5% à partir de 1 bar en LP et 1.6 bar en CP. La pression maximale acceptable est ainsi 0.9 bar en LP et 1.5 bar en CP, on peut donc avoir recours à des pressions plus hautes en CP qu'en LP. De plus, la stabilité en CP reste très proche de celle du laser pour des pressions inférieures à 1.5 bar.

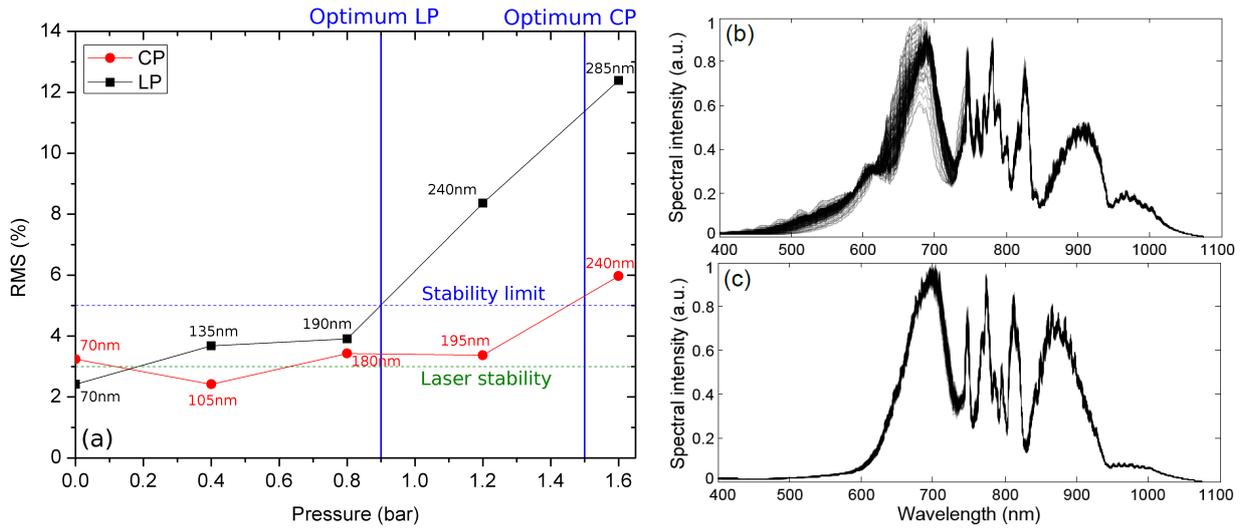


FIGURE 3.4 – (a) Stabilité et largeur spectrale en sortie de fibre en fonction de la pression en LP et CP, calculée à partir d’une mesure de 1000 spectres sur 10 s. La valeur RMS correspond à la moyenne de l’écart type σ_I à chaque longueur d’onde $\langle RMS \rangle = \frac{\int_{\lambda} \sigma_I(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda} I(\lambda) d\lambda}$. (b,c) Superposition des spectres mesurés toutes les 5 ms sur 10 s avec 1.2 bar de pression de néon en LP (b) et en CP (c).

Sur les Fig. 3.4(b), on observe que cette instabilité se situe principalement dans la partie bleue du spectre, c’est donc le décalage plasma vers le bleu qui varie en intensité (l’effet Kerr agit symétriquement sur le spectre). Cela indique que l’instabilité provient de l’ionisation du gaz. Comme le taux d’ionisation varie très non-linéairement avec l’intensité, il est très sensible aux instabilités initiales. Ainsi en présence d’ionisation, une faible variation de l’énergie couplée dans la fibre (variation d’énergie et/ou de pointé du laser) induit un changement notable dans le spectre en sortie de fibre. Evidemment, quand on augmente l’énergie de l’impulsion en entrée, cette instabilité apparaît à des pressions plus basses. Cela constitue une des principales limitations de la technique de compression dans une fibre creuse.

L’utilisation de la polarisation circulaire permet d’avoir une propagation stable à plus haute pression, mais comme la pression doit être augmentée en CP pour conserver l’élargissement spectral (cf largeurs spectrales de la Fig. 3.4(a)), le gain en stabilité entre LP et CP n’est pas conséquent. En revanche, nous allons voir que la réduction d’ionisation en CP améliore significativement l’efficacité de compression.

3.1.3 Efficacité de compression

L’efficacité de compression prend en compte l’énergie contenue dans l’impulsion comprimée et sa qualité temporelle. En effet, la forme du spectre et surtout la phase spectrale vont dé-

terminer la durée mais aussi la forme temporelle de l'impulsion après les miroirs chirpés. Dans certains cas l'impulsion va être suivie et/ou précédée d'une impulsion plus faible, l'énergie comprise dans ces impulsions satellites est considérée comme perdue.

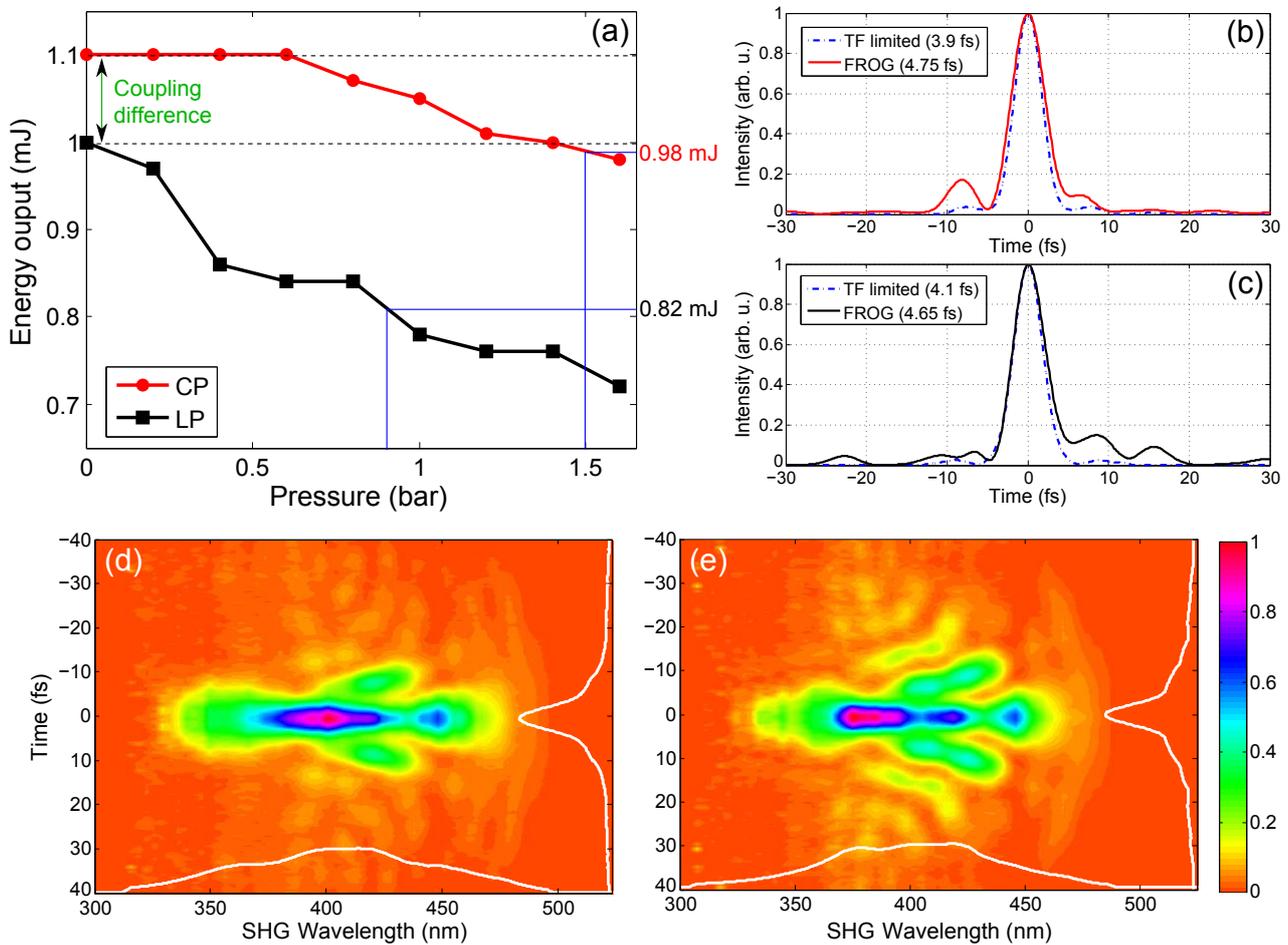


FIGURE 3.5 – (a) Energie mesurée en sortie de fibre en fonction de la pression en polarisation linéaire (LP) et circulaire (CP). Les lignes en pointillés indiquent l'énergie en sortie sous vide. Les traits pleins montrent la pression optimale et l'énergie correspondante pour chaque polarisation. (b,c) Mesures du profil temporel (trait plein) dans les conditions optimales : $P = 1.5\text{bar}$ en CP (b) et $P = 0.9\text{bar}$ en LP (c), les traits en pointillés indiquent le meilleur profil possible (limité par transformée de Fourier) calculé à partir de leur spectre respectif. Ces profils sont obtenus à partir des mesures FROG (d) en CP et (e) en LP.

La mesure de l'énergie en sortie de fibre en fonction de la pression de néon est représentée sur la Fig. 3.5 (a), l'énergie en entrée de fibre est de 2.1 mJ . Pour les deux polarisations, l'énergie en sortie diminue avec la pression de gaz. Cependant, la décroissance est beaucoup plus rapide en polarisation linéaire, en particulier pour des pressions supérieures à 1 bar , la différence en énergie dépasse les 25%. On remarque que sous vide, il y a déjà une différence en énergie de

sortie entre LP et CP qui provient des effets non-linéaires dans l'air et dans la fenêtre d'entrée, qui modifient la tâche focale en entrée de fibre.

D'autre part, si on regarde la qualité temporelle des impulsions pour les deux polarisations dans les conditions optimales (Fig. 3.5 (b) et (c)), on voit que l'impulsion en CP est plus proche de la transformée de Fourier de son spectre que l'impulsion en LP. Cela signifie qu'à largeur spectrale équivalente, l'impulsion en LP possède de la phase spectrale d'ordre supérieur qui n'est pas compensée. En regardant directement les spectrogrammes FROG de ces impulsions (Fig. 3.5 (d) et (e)), on retrouve qu'en LP, la partie infrarouge de l'impulsion n'est pas comprimée et va créer un piedestal de durée proche de l'impulsion initiale, ce qui est caractéristique de la présence d'ionisation (voir section 2.6). Il en résulte une perte d'énergie dans des pré/post impulsions. On quantifie cette perte d'énergie en comparant la puissance crête de l'impulsion mesurée avec la puissance crête obtenue pour une impulsion parfaite (gaussienne) de même durée :

$$T = \frac{\int_t e^{-t^2/\sigma^2}}{\int_t I(t)} \quad (3.1)$$

Où $\sigma = \tau/2\sqrt{\ln(2)}$, τ est la largeur à mi-hauteur et $I(t)$ est l'intensité normalisée ($I_{max} = 1$) de l'impulsion mesurée. On trouve alors une qualité temporelle $T = 0.75$ en CP et $T = 0.69$ en LP.

Dans les conditions optimales, nous avons mesuré des énergies transmises de 1 mJ en CP et 0.8 mJ en LP. Si on ajoute la différence en puissance crête, on voit que l'utilisation de la polarisation circulaire correspond à une amélioration de plus de 30% de l'efficacité de compression. Ajouter deux lames quart d'onde avant et après la fibre est ainsi un moyen très simple pour obtenir une meilleure compression. Pour comprendre l'origine de ces différences importantes en terme d'efficacité, nous allons regarder les résultats de simulations et identifier les différents processus.

A partir de simulations à différentes pressions, on obtient la variation d'énergie en sortie de fibre et le détail des différentes pertes d'énergie. Les résultats sont présentés sur la Fig. 3.6. On remarque que l'efficacité de transmission est plus grande dans les simulations que dans l'expérience, cela provient des défauts de la fibre et des pertes sur la fenêtre de sortie qui ne sont pas pris en compte dans le code. En revanche, on a observé expérimentalement une différence d'énergie couplée en CP et LP (voir Fig. 3.5), pour reproduire cet effet numériquement, on considère que 90% de l'énergie entre effectivement dans la fibre en CP et 85% en LP. D'autre part, sur la Fig. 3.6, le poids des différentes pertes de propagation sont mis en valeur :

1. Les pertes intrinsèques dues à la propagation du mode fondamental d'une fibre creuse ($\alpha^{(1)}$).
2. Les pertes d'ionisation (énergie requise pour ioniser le gaz).
3. Les pertes d'ordre supérieur qui contiennent les pertes intrinsèques de propagation des modes d'ordre supérieur ($\alpha^{(m)}$, $m > 1$) et l'énergie restante dans ces modes à la fin de la fibre. Les modes ayant en effet un profil spatial différent, il ne vont pas se propager de la même manière et seule l'énergie comprise dans le fondamental est effectivement récupérée et collimatée après la fibre. Ces pertes témoignent de la présence d'effets spatiaux non-linéaires (auto-focalisation et défocalisation plasma) qui couplent de l'énergie dans les modes d'ordre supérieur.

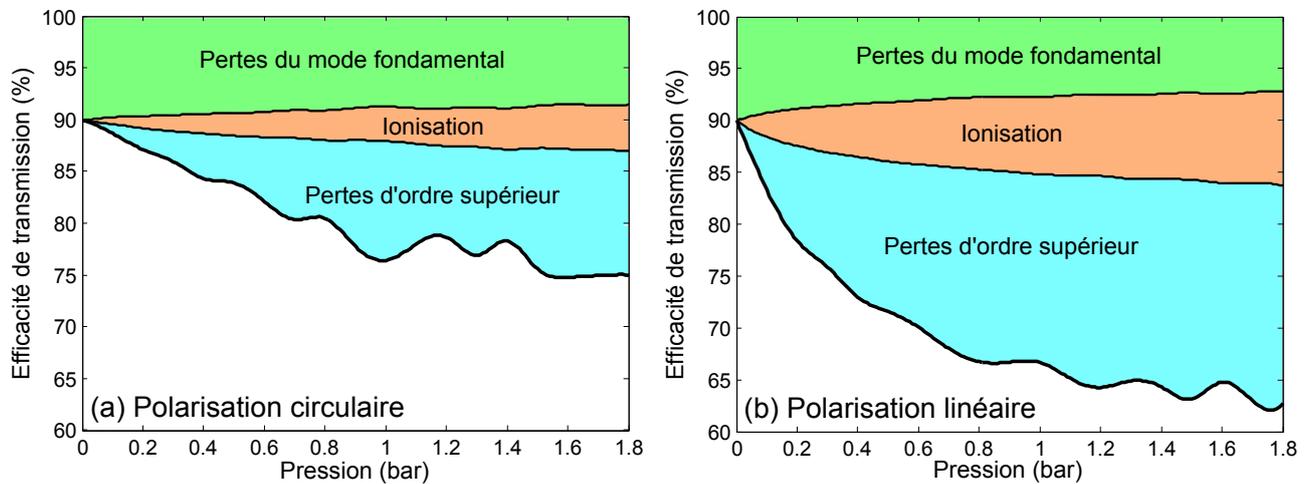


FIGURE 3.6 – Efficacité de transmission de la fibre creuse en fonction de la pression de gaz (trait épais) en CP (a) et en LP (b). Les contributions des différentes pertes sont détaillées par les aires colorées.

A haute pression, on observe l'apparition des pertes non-linéaires (d'ionisation et d'ordre supérieur). En polarisation circulaire, l'ionisation et les effets spatiaux sont réduits ce qui permet d'augmenter la pression tout en modérant les pertes de propagation. Ce résultat confirme les observations expérimentales du paragraphe précédent et met en valeur l'importance des pertes dues aux effets spatiaux. On voit de plus que ces pertes d'ordre supérieur ne diminuent pas de manière monotone (oscillations) quand on augmente la pression, il apparaît plus avantageux d'accroître un petit peu la pression dans certaines conditions. Ces oscillations sont peu visibles dans les mesures expérimentales. Elles proviennent de l'échange d'énergie entre le mode fondamental de la fibre et le second mode. Pour comprendre ce phénomène il faut regarder la dynamique de propagation le long de la fibre (chapitre suivant).

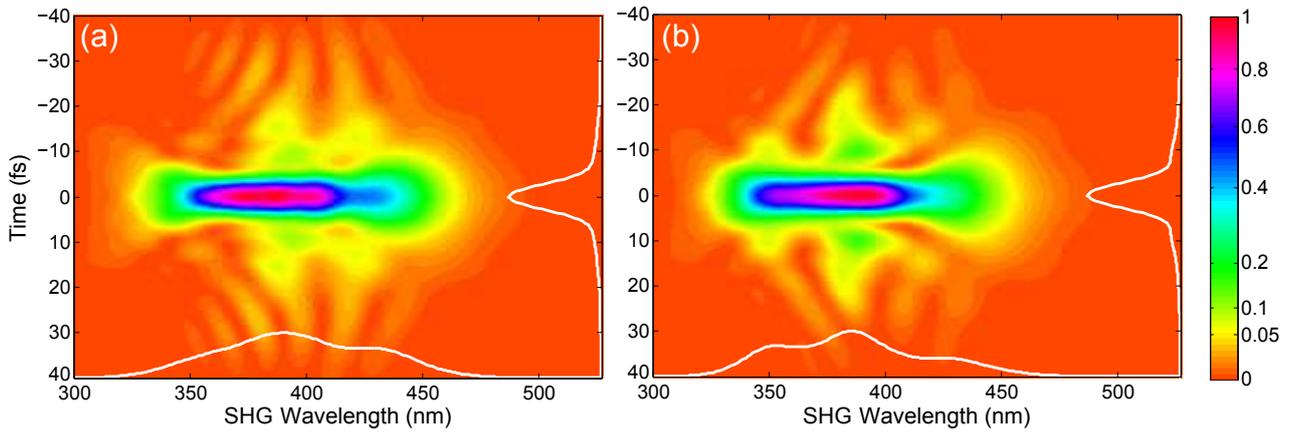


FIGURE 3.7 – Spectrogrammes FROG d’impulsions de 5 fs obtenus par simulation à partir d’impulsions de 25 fs 2.1 mJ après propagation dans la fibre creuse et compensation de la dispersion. (a) en polarisation circulaire dans 1.5 bar de néon, (b) en polarisation linéaire dans 1 bar de néon. Pour mettre en valeur les singularités, l’échelle de couleur choisie est non-linéaire.

Si on regarde les spectrogrammes FROG des impulsions dans les conditions optimales (Fig. 3.7), on retrouve les caractéristiques observées expérimentalement pour chaque polarisation : une partie du spectre n’est pas bien comprimée en LP ce qui conduit à la présence de pré/post impulsions.

En conclusion, l’utilisation d’impulsion polarisées circulairement permet une meilleure efficacité de compression des impulsions multi-mJ dans une fibre creuse. Par une analyse numérique, nous avons vu que cette amélioration de la compression provient de la diminution du taux d’ionisation, d’une part la qualité temporelle après les miroirs chirpés est augmentée, d’autre part les pertes de propagation non-linéaires sont diminuées, notamment celles qui proviennent des effets spatiaux non-linéaires.

3.2 Dynamique de propagation

La description complète de la propagation d’une impulsion à haute énergie dans une fibre creuse requiert l’étude de l’évolution spatio-temporelle de l’impulsion le long de la fibre. Dans le chapitre précédent, nous nous sommes restreints à l’analyse de l’impulsion en sortie de fibre. Cela nous a permis tout de même de constater le poids des différents effets non-linéaires. Pour comprendre la dynamique de ces effets, nous allons désormais utiliser les simulations pour explorer l’évolution longitudinale de l’impulsion. Cette étude a tout d’abord été motivée par l’observation d’oscillations périodiques d’intensité lumineuse le long de la fibre au cours des expériences (3.2.1). Les simulations ont ensuite mis en valeur les échanges non-linéaires

d'énergie (3.2.2) et un équilibre possible des effets spatiaux (3.2.3). Enfin, la compréhension de la dynamique de propagation et la fiabilité du code permet une optimisation de la compression pour différentes énergies multi-mJ (3.2.4). L'ensemble de ces résultats fait l'objet de l'article [33] inclus dans l'annexe D.

3.2.1 Oscillation périodique de l'intensité lors de la propagation

En observant directement la fibre creuse, on constate l'émission isotrope de lumière rouge-orange le long de celle-ci. Dans certaines conditions, l'intensité de cette émission varie périodiquement le long de la fibre : la Fig. 3.8(a) montre une photographie de la fibre creuse lors de la compression d'impulsions multi-mJ en CP dans du néon. Comme cette émission provient principalement de la recombinaison des électrons ionisés, une mesure de l'intensité lumineuse de la fibre permet d'avoir accès au degré d'ionisation (relatif) le long de la fibre. De plus, l'ionisation étant directement liée à l'intensité laser, la variation d'intensité lumineuse reproduit la variation d'intensité laser dans la fibre. Le lien entre l'intensité laser et l'intensité lumineuse n'est bien entendu pas linéaire, en revanche on peut affirmer qu'elles ont les mêmes extrema. En étudiant la variation de la position de ces extrema en fonction des conditions de propagation, nous pouvons accéder expérimentalement à la dynamique de la propagation.

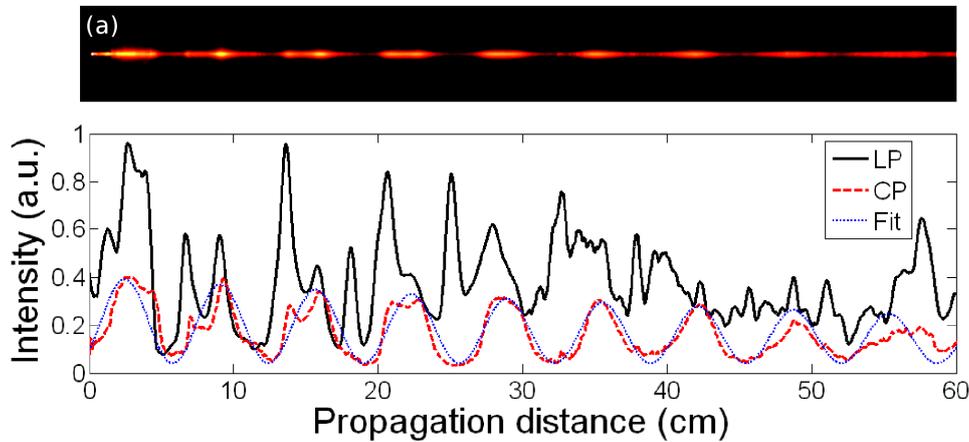


FIGURE 3.8 – (a) Photographie de la fibre creuse dans le cas de la compression d'une impulsion de $25 fs$, $2.1 mJ$ dans $1 bar$ de néon en CP. (b) Profil d'intensité lumineuse le long de la fibre en LP (trait plein noir) et CP (tirets rouges). Les pointillés bleus représentent une oscillation sinusoïdale de période $6.6 cm$ dont l'amplitude décroît exponentiellement.

Ces oscillations proviennent du désaccord de phase entre les modes A_{01} et A_{02} qui induit une interférence longitudinale entre les deux champs (voir paragraphe 2.3.1). Cet effet est prédit dans [34, 35], théoriquement la période d'oscillation est $2\pi/\Delta\beta = 6.25 cm$ et dépend du diamètre

de la fibre. En l'absence d'effets non-linéaires, ces deux modes se propagent indépendamment, sans échange d'énergie. L'énergie présente dans le second mode provient dans ce cas du couplage imparfait de l'énergie en entrée de fibre : on choisit le diamètre de la tâche focale pour coupler le maximum d'énergie dans le mode fondamental, mais les défauts de la tâche et/ou de la fibre empêche un couplage parfait. Il y a ainsi toujours un peu d'énergie couplée dans les modes d'ordre supérieur et notamment dans A_{02} . C'est pour cette raison que même à très faible pression, ce mode contient de l'énergie et interfère avec le mode fondamental.

En présence de gaz, comme le taux d'ionisation dépend du champ électrique total vu par les électrons, l'ionisation va faire apparaître cette interférence. Nous avons mesuré cette oscillation en CP et LP à partir de photographies de la fibre creuse (Fig. 3.8 (b)). En polarisation circulaire, les oscillations sont proches d'une sinusoïde décroissante de période 6.6 cm (pointillés bleus), elles correspondent bien au désaccord de phase entre les deux premiers modes. En polarisation linéaire, la propagation est bien plus chaotique : l'énergie est couplée dans des modes spatiaux d'ordre supérieur par auto-focalisation et défocalisation plasma. Les échanges d'énergie ne sont plus uniquement rythmés par le désaccord de phase entre les modes spatiaux. Cette variation d'intensité lumineuse irrégulière en LP témoigne de la présence d'effets spatiaux non négligeables qui couplent de l'énergie dans les modes d'ordre supérieur. Elle est logiquement associée à une propagation moins efficace comme nous avons observé dans le chapitre précédent.

A haute énergie, la dynamique de propagation est bien plus complexe qu'un simple échange d'énergie entre les modes. Les effets spatiaux modifient localement l'indice optique : les vitesses de phase et de groupe varient temporellement et radialement. Nous allons voir d'une part que cela conduit à un ralentissement de la propagation des modes d'ordre supérieur, et d'autre part, que l'auto-focalisation et la défocalisation plasma ne se recouvrent pas temporellement : ces deux effets ne se compensent pas de manière triviale. Ces deux phénomènes internes à la propagation influencent la stabilité et l'efficacité de la transmission. Nous les étudions dans les prochains paragraphes en regardant l'évolution de l'enveloppe spatio-temporelle de l'impulsion le long de la fibre.

3.2.2 Echanges non-linéaires d'énergie

Le code de simulation propage le champ d'enveloppe $A(r, \tau)$ dans la direction longitudinale z avec l'hypothèse de symétrie cylindrique. La valeur maximum de $|A(r, \tau)|^2$ est l'intensité pic de l'impulsion. La représentation graphique de $A(r, \tau)$ donne un aperçu complet de la répartition spatio-temporelle d'énergie dans la fibre. A partir de simulations dans les conditions similaires

à celles de la Fig. 3.8 – 1 bar de néon, impulsions de 2.1 mJ , 25 fs – on obtient l'évolution de l'intensité pic et du profil spatio-temporel illustrés sur la Fig. 3.9 en CP et LP. Les simulations ont été effectuées en prenant en compte les 5 premiers modes spatiaux et en injectant 0.25% d'énergie dans le mode 2.

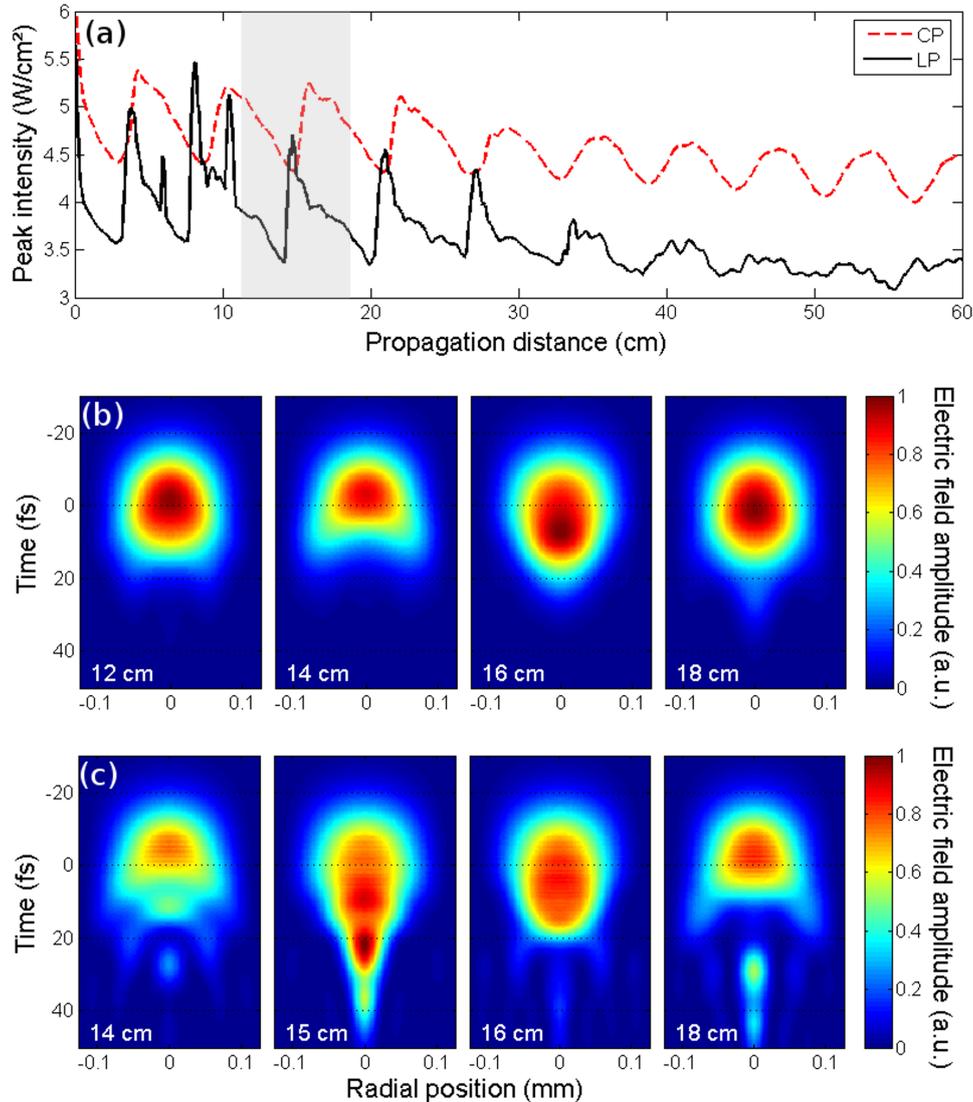


FIGURE 3.9 – Résultats de simulation de la propagation d'impulsions de 2.1 mJ , 25 fs dans une fibre creuse de 1 m remplie avec 1 bar de néon. (a) Comparaison de l'évolution longitudinale de l'intensité pic de l'impulsion en CP (tirets rouges) et LP (ligne noire). (b,c) Profils spatio-temporels à différentes positions (zone grisée dans (a)) au sein d'un cycle d'échange d'énergie en CP (b) et LP (c).

Ces résultats de simulation montrent tout d'abord que le passage en CP permet une propagation à plus haute intensité. Le modèle confirme les tendances expérimentales de la Fig. 3.8 : en CP, on observe des oscillations régulières de l'intensité pic dues à l'échange d'énergie

entre les modes 1 et 2. En LP, l'intensité pic oscille plus fortement et plus rapidement : les échanges d'énergie entre les modes proviennent de l'ensemble des effets non linéaires. Cette dynamique de propagation peut être expliquée en considérant les désaccords de phase et de vitesse de groupe entre les deux premiers modes qui sont couplés par les deux non-linéarités spatiales, l'auto-focalisation (SF) et la défocalisation plasma (PD). Fig. 3.9(b,c) montre l'évolution spatio-temporelle de l'amplitude du champ électrique sur un cycle complet d'échange d'énergie pour les deux polarisations. En CP, au début du cycle ($z = 12 \text{ cm}$), le SF couple de l'énergie dans le mode 2. Après une certaine distance de propagation ($z = 14 \text{ cm}$), les deux modes interfèrent destructivement à cause de leur désaccord de phase et l'intensité globale est réduite. Cette différence de phase induit enfin un retour de l'énergie dans le mode 1 ($z = 16$ à 18 cm). Sur l'ensemble du cycle en CP, l'évolution du profil spatio-temporel est relativement faible. En LP, au début du cycle ($z = 14 \text{ cm}$), SF transfère aussi l'énergie dans le mode 2 mais comme l'effet Kerr est plus fort qu'en CP, l'intensité atteint une valeur pour laquelle l'ionisation est prépondérante ($z = 15 \text{ cm}$), le PD ramène alors l'énergie dans le mode 1 (16 cm). C'est donc la succession SF/PD sur une distance très courte qui fait apparaître ces variations rapides d'intensité en LP. L'intensité est alors réduite, le SF reprend le pas sur le PD, cependant le désaccord de phase accumulé entre les deux modes implique que le SF ramène l'énergie dans le mode 1 ($z = 18 \text{ cm}$). Sur l'ensemble du cycle en LP, l'évolution est rapide et chahutée. Comme en CP, on observe les caractéristiques de l'effet Kerr mais de manière plus marquée. Mais la propagation en LP diffère car il reste de l'énergie dans les modes d'ordre supérieur à l'arrière de l'impulsion. Ceux-ci sont en effet plus peuplés par les effets non-linéaires. Ils se situent à l'arrière de l'impulsion car ils se propagent plus lentement et l'ionisation y amplifie cette différence en ralentissant la propagation (Plasma slowing).

Cette dynamique explique pourquoi la qualité de la compression est fortement diminuée en LP. Premièrement l'effet Kerr accru transfère plus d'énergie dans les modes d'ordre supérieur qui se propagent avec plus de pertes (voir Fig. 3.6). Deuxièmement, une partie de l'énergie est perdue à l'arrière de l'impulsion dans les modes d'ordre supérieur. Troisièmement, les pertes d'ionisation sont plus grandes pour deux raisons : la différence intrinsèque du taux d'ionisation en LP et l'intensité accrue par SF, la phase spectrale a alors une composante plus difficilement comprimable ce qui réduit la qualité temporelle des impulsions, comme observé expérimentalement (paragraphe 3.1.3). Enfin, la dynamique de propagation en LP est très sensible aux variations d'intensité car on assiste à une prépondérance d'effets très non-linéaires, cela explique les mesures de stabilité spectrales du paragraphe 3.1.2.

La dynamique de propagation permet ainsi d'expliquer les différentes pertes de propagation

de la Fig. 3.6 et confirme l'importance de minimiser les effets non-linéaires spatiaux. Pour aller plus loin dans ce sens, nous allons étudier l'éventualité d'un équilibre entre la focalisation par effet Kerr et la défocalisation plasma. Nous considérons le cas le plus stable pour une compression à haute énergie : CP.

3.2.3 Equilibre entre focalisation et défocalisation en polarisation circulaire

Intuitivement, dans certaines conditions, l'auto-focalisation et la défocalisation devraient se compenser. Dans de telles conditions, les effets d'ordre supérieur sont réduits, ce qui permet une propagation plus stable et efficace. Nous allons étudier dans ce paragraphe les conditions requises pour l'apparition d'un tel équilibre dans la fibre creuse en polarisation circulaire.

Avant tout, il est important de se souvenir que la défocalisation dans une fibre couple de l'énergie dans les modes d'ordre supérieurs, ce qui revient en réalité à une focalisation de l'énergie. Cependant, la défocalisation plasma diffère de l'auto-focalisation car l'énergie est couplée avec une phase opposée. Ainsi, ces deux effets interfèrent destructivement, les effets simultanés de l'auto-focalisation et défocalisation diminuent la concentration en énergie. Malheureusement, ces deux effets n'ont pas la même localisation spatio-temporelle : le premier se produit symétriquement autour du centre de l'impulsion (réponse instantanée de l'effet Kerr) alors que le second apparaît principalement à l'arrière de l'impulsion (accumulation de l'ionisation). Ce phénomène est bien visible quand on regarde la variation spatio-temporelle de l'indice optique. La Fig. 3.10 illustre cette variation d'indice optique dans le cas d'une simulation où l'ionisation et l'effet Kerr induisent des variations d'indice d'amplitude comparable.

On retrouve les deux formes caractéristiques présentées dans le chapitre précédent : cercles concentriques pour l'effet Kerr, vallée profonde pour l'ionisation.

On constate alors que les deux effets spatiaux se recouvrent à l'arrière de l'impulsion, si leur amplitude est comparable, ils vont se compenser localement. La variation d'indice dû à l'effet Kerr et l'ionisation est calculée en utilisant les équations 3.2 et 3.3.

$$\Delta n_{SPM}(t) = n_2 I(t), \quad n_2 = n_{2(P=1bar)} P \quad (3.2)$$

$$\Delta n_{Ion}(t) = -\frac{N_e(t)}{2N_c}, \quad N_e(t) = r(t)N_0, \quad N_0 = \frac{P}{k_b T} \quad (3.3)$$

où $r(t)$ est le taux d'ionisation intégré en temps de 0 à t .

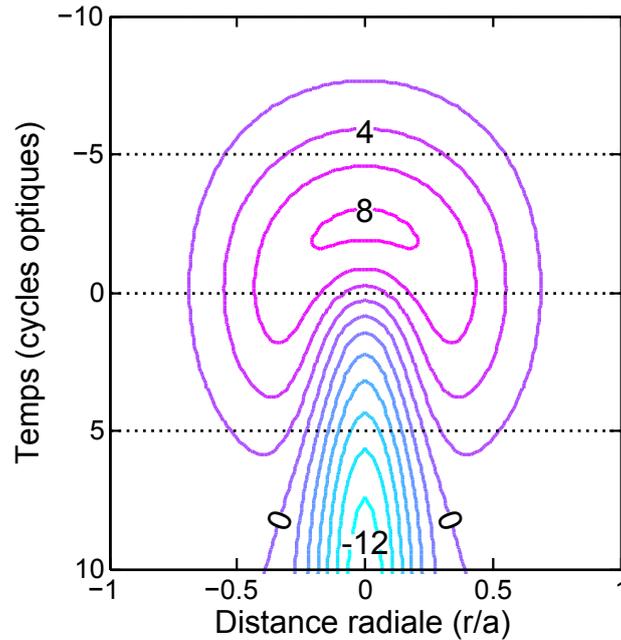


FIGURE 3.10 – Exemple de variation spatio-temporelle d'indice optique à l'intérieur de la fibre creuse due à l'effet Kerr et l'ionisation (lignes de niveau par pas de $2 \times 10^{-6} n_0$).

Un équilibre se produit quand ces deux variations sont opposées. Comme elles augmentent linéairement avec la pression, l'apparition d'un équilibre ne dépend pas de la pression mais plutôt de l'intensité. Ainsi, trois régimes différents peuvent être identifiés, ils sont illustrés sur la Fig. 3.11 sur laquelle est représentée l'intensité et la phase du second mode spatial de la fibre, calculés après 3 cm de propagation dans 1 bar de néon pour une impulsion polarisée circulairement. A faible intensité (1.5 mJ), le deuxième mode est alimenté uniquement par l'auto-focalisation (Fig. 3.11(a)), la forme temporelle du deuxième mode est la même que le fondamental, sa phase temporelle est constante (0 rad). A haute intensité (2.5 mJ), la défocalisation est prédominante (Fig. 3.11(c)), l'énergie couplée dans le deuxième mode par le gaz ionisé est principalement située à l'arrière de l'impulsion, la phase temporelle est constante ($-\pi\text{ rad}$). Enfin, on observe un équilibre des effets spatiaux pour une intensité intermédiaire (2.1 mJ , Fig. 3.11(b)), la forme temporelle du second mode est la somme cohérente des deux régimes précédents. L'interférence destructive crée un trou au niveau du centre de l'impulsion ($t = 0$). Cela est confirmé par le saut de π de la phase temporelle de $t = -10\text{ fs}$ à $t = 20\text{ fs}$. L'énergie totale couplée dans le second mode est plus faible que si l'on considère le SF et le PD séparément. Il est important de noter que l'énergie de l'impulsion diminuant le long de la propagation, l'équilibre des effets spatiaux ne peut pas avoir lieu tout au long de la propagation. Les conditions optimales correspondent a priori à un passage par les trois régimes : régime d'ionisation en début de fibre puis équilibre

et enfin régime Kerr.

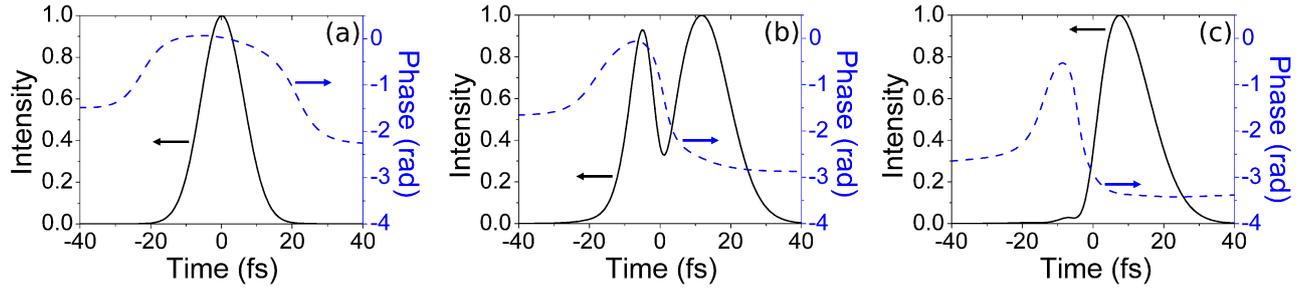


FIGURE 3.11 – Profil d'intensité et phase temporelle du mode A_{02} après 3 cm de propagation dans une fibre creuse pour différentes énergies d'impulsion en entrée de fibre : (a) 1.5 mJ, (b) 2.1 mJ et (c) 2.5 mJ.

Ainsi, en regardant uniquement le mode A_{02} , on constate que les deux effets spatiaux peuvent s'annuler localement et conduire à une diminution de l'énergie couplée dans les modes d'ordre supérieur. Dans le cas de la compression d'impulsions multi-mJ, il paraît alors avantageux de chercher de telles conditions qui permettent de tirer profit de l'ionisation. Selon l'énergie d'impulsion à comprimer, il faut ajuster les conditions expérimentales pour se propager dans le régime d'équilibre. Le paragraphe suivant présente les conditions optimales théoriques pour différentes énergies multi-mJ.

3.2.4 Perspectives : compression d'impulsions multi-millijoule

L'utilisation de la technique de compression dans une fibre creuse requiert l'optimisation de nombreux paramètres. Nous avons étudié jusqu'ici l'influence de la pression de gaz et de l'énergie. Pour une énergie d'impulsion donnée, la pression de gaz est déterminée par l'élargissement spectral recherché. Nous avons vu l'avantage de passer en polarisation circulaire, mais ce n'est pas suffisant pour des énergies supérieures à 2 mJ. Nous utilisons ici d'autres paramètres jusqu'alors inchangés : diamètre et longueur de la fibre, type de gaz et chirp de l'impulsion. Un plus grand diamètre de fibre diminue l'intensité, une fibre plus longue augmente la durée d'interaction, un changement de gaz permet de diminuer les effets non-linéaires (voir Table 2.1) et enfin, le chirp de l'impulsion diminue l'intensité.

Le modèle de simulation permet d'optimiser chacun de ces paramètres pour atteindre un facteur de compression donné dans les meilleures conditions possibles (énergie, qualité temporelle, stabilité). On va considérer ici le cas particulier de la compression de 25 fs à 5 fs dans les mêmes conditions que dans les expériences [32, 36]. Les critères pour l'optimisation de la compression sont l'efficacité de transmission η et la qualité temporelle T (définie paragraphe

3.1.3), le cas optimal étant celui qui minimise les pertes de puissance $P = 1 - \eta \times T$. On procède à l'analyse pour des impulsions en entrée de 1 mJ à 6.5 mJ . L'augmentation de l'énergie doit être associée à un changement de conditions expérimentales afin de minimiser les effets spatiaux et l'ionisation. On définit alors six conditions différentes (A–F) décrites dans le tableau 3.1 en jouant sur l'ensemble des paramètres disponibles. Le code est ensuite utilisé pour trouver la pression de gaz nécessaire et suffisante pour obtenir une impulsion comprimée de $5 \pm 0.05 \text{ fs}$ pour différentes énergies dans chacune des conditions A–F. Pour calculer la durée de l'impulsion comprimée, on applique la phase spectrale non-linéaire quadratique négative appropriée. Cela simule ainsi la compensation de cette phase par des miroirs chirpés. Cette méthode est plus réaliste que l'utilisation de la durée d'impulsion obtenue par la transformée de Fourier du spectre avec une phase spectrale nulle. Les ordres supérieurs de la phase spectrale ne sont en effet pas bien compensés par les miroirs chirpés (voir paragraphe 2.5).

Cas	Longueur	Diamètre	Gaz	Polar.	ξ_{opt}	E_{opt}
A	1 m	250 μm	Ne	LP	Non	1 – 1.5 mJ
B	1 m	250 μm	Ne	CP	Non	1.5 – 2 mJ
C	1 m	250 μm	Ne	CP	0.45 – 1.1	2 – 2.5 mJ
D	1 m	250 μm	He	CP	Non	2.5 – 3 mJ
E	1 m	250 μm	He	CP	0.45 – 0.9	3 – 3.5 mJ
F	1.5 m	300 μm	He	CP	0 – 0.9	3.5 – 5 mJ

TABLE 3.1 – Conditions de simulation de la Fig. 3.12 : longueur et diamètre de la fibre, polarisation (Pol.) et chirp (ξ_{opt}) de l'impulsion laser, gamme d'énergie optimale (E_{opt}). Les gammes de chirp indiqués correspondent aux chirps utilisés dans la gamme optimale d'énergie.

La Fig. 3.12 montre les pertes de puissance en fonction de l'énergie d'impulsion dans les différentes conditions du tableau 3.1, la pression requise est indiquée en échelle de couleur. On observe que dans les conditions où l'impulsion est comprimée en entrée de fibre (pas de chirp optimal ξ_{opt} : A, B et D), la pression doit être diminuée quand on augmente l'énergie. En revanche, quand une valeur optimale de chirp est appliquée (C, E et F), la pression requise est plus grande à haute énergie, cela provient de la nécessité d'augmenter le chirp quand on augmente l'énergie. Il est intéressant de noter que quelles que soient les conditions, les courbes de la figure 3.12 ont la même forme et présentent un minimum en fonction de l'énergie (dans la gamme E_{opt} du tableau 3.1). Ces minima correspondent aux conditions optimales d'utilisation de la fibre creuse. Non seulement les pertes de propagation et de compression sont minimisées,

mais encore, la stabilité de la propagation est maximisée, car dans ces conditions on a un minimum d'effets spatiaux.

Expérimentalement à 2 mJ , nous avons observé ces améliorations en qualité de compression en changeant la polarisation (de A à B) puis en allongeant l'impulsion (chirp positif de B à C), le cas C était notre configuration optimale à 2 mJ [32]. A 3 mJ , nous avons d'abord utilisé un gaz à seuil d'ionisation plus haut et effet Kerr plus faible, avec une impulsion comprimée (passage du néon à l'hélium de C à D), puis nous avons allongé l'impulsion (de D à E), le cas E étant notre configuration optimale à 3 mJ [36].

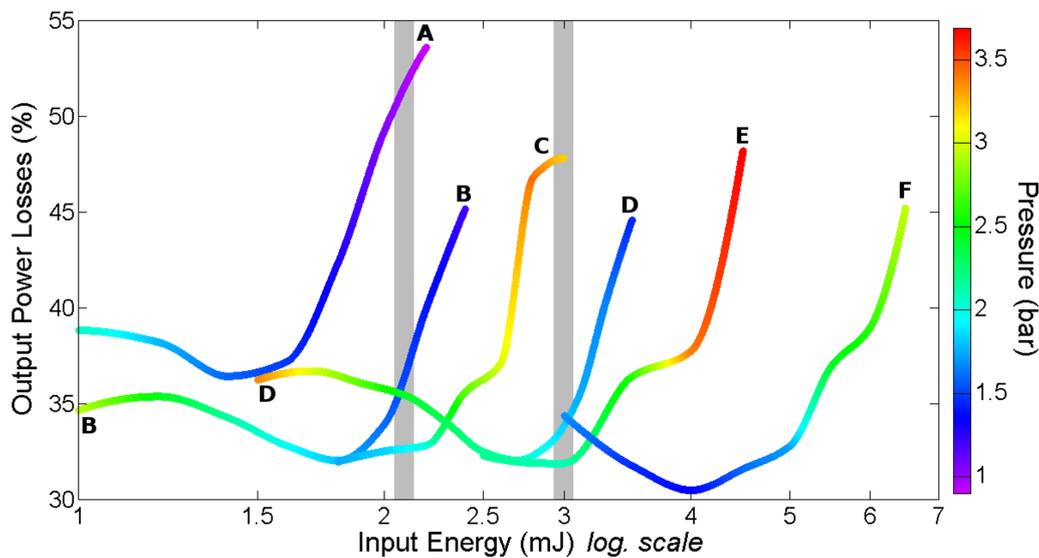


FIGURE 3.12 – Evolutions des pertes de puissance pic lors de la compression d'impulsions de 25 fs sur la gamme $1\text{--}6.5\text{ mJ}$ dans les différentes conditions expérimentales A–F du tableau 3.1. La pression utilisée par le code pour obtenir une impulsion comprimée de 5 fs est indiquée par l'échelle de couleur. Les zones grisées correspondent aux énergies disponibles expérimentalement en Salle Noire [32, 36].

Le chirp apparaît comme le paramètre idéal pour diminuer l'intensité en entrée de fibre et ainsi obtenir une propagation plus efficace, cela est confirmé par la comparaison de l'énergie en sortie de fibre dans les cas D et E illustrée sur la Fig. 3.13(a). En revanche, on voit sur la Fig. 3.13(b) que l'utilisation d'une impulsion chirpée en entrée de fibre diminue la qualité temporelle. Cette perte d'énergie dans des pré/post impulsions est tout de même compensée par le gain en transmission, comme on le voit sur la Fig. 3.12. Cependant, si la qualité temporelle est un critère prépondérant, il faut éviter de chirper l'impulsion en entrée.

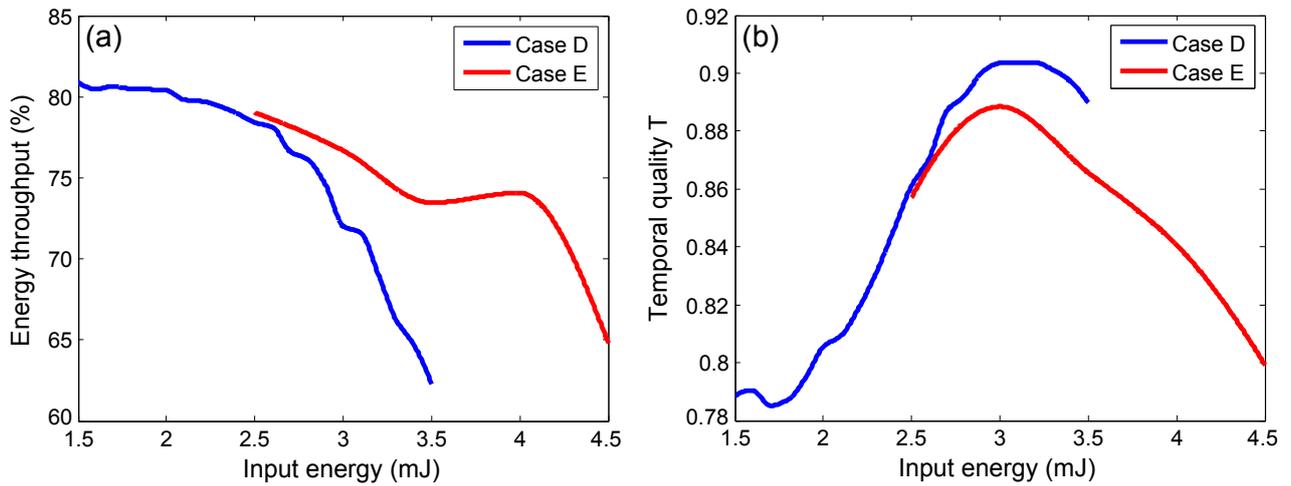


FIGURE 3.13 – (a) Energie transmise et (b) qualité temporelle T des impulsions comprimées dans les conditions D (pas de chirp) et E (chirp optimal) sur la gamme $1.5 - 4.5 mJ$.

Le modèle est aussi utilisé pour étudier la compression dans la fibre creuse à plus haute énergie. Dans le cas E, on a utilisé toutes les méthodes disponibles pour propager une impulsion à haute énergie dans une fibre standard ($1 m$ de long et $250 \mu m$ de diamètre) : utilisation de l'Hélium, le gaz rare avec le plus haut seuil d'ionisation, diminution des effets non-linéaires en passant en polarisation circulaire et en allongeant temporellement l'impulsion. L'énergie optimale dans ces conditions se situe aux alentours de $3 mJ$ et on peut s'attendre à des résultats acceptables jusqu'à $4 mJ$. Au-delà de $4 mJ$, il est toujours possible d'utiliser une fibre standard mais avec un très faible rendement [37]. Si on veut éviter l'utilisation d'un gradient de pression, dispositif beaucoup plus lourd à mettre en place expérimentalement, on peut effectuer la compression dans une fibre plus grosse et plus longue (cas F). Dans ce cas, on étudie l'effet de l'utilisation d'une fibre de $300 \mu m$ au lieu de $250 \mu m$. On ne peut pas augmenter beaucoup plus le diamètre car la période d'échange d'énergie entre les deux premiers modes de la fibre augmente aussi. Pour une longueur de fibre donnée, le nombre de cycles diminue si on utilise un coeur plus gros. Avec moins de cycles, l'énergie va s'accumuler plus longtemps dans le mode A_{02} avant de retourner dans A_{01} , cela va augmenter irrémédiablement les pertes d'ordres supérieurs. Cette perte d'énergie peut être diminuée en utilisant une fibre plus longue, car on peut alors diminuer la pression et ainsi réduire l'énergie couplée dans les modes d'ordre supérieur. C'est pour cette raison qu'on a associé un plus gros diamètre ($300 \mu m$) à une fibre plus longue ($1.5 m$) dans le cas F. Il est optimal pour comprimer des impulsions de $4 mJ$ mais on peut raisonnablement monter jusqu'à $6 mJ$. On obtiendrait alors des impulsions de $5 fs$ de plus de $3 mJ$ assez stables en énergie, avec un montage compact.

En dehors de la gamme optimale d'énergie, la qualité de compression est diminuée symétriquement car on s'éloigne de l'équilibre entre les effets spatiaux. Cet effet est illustré sur la Fig. 3.14 qui montre la forme de l'élargissement spectral simulé pour différentes énergies autour de l'optimum 4 mJ dans le cas F. Quand l'énergie est trop faible (3 mJ), les pertes en énergies sont relativement faibles mais la forte pression de gaz requise pour obtenir un élargissement spectral suffisant augmente les non-linéarités Kerr. Dans ce cas, l'auto-raïdissement est conséquent et implique un élargissement spectral asymétrique, la qualité temporelle est alors diminuée. A l'optimum (4 mJ), le décalage plasma vers le bleu compense l'asymétrie, la compression est alors de meilleure qualité. On voit qu'un bon équilibre entre ionisation et effet Kerr permet non seulement de diminuer les effets spatiaux, mais encore d'obtenir un élargissement symétrique. Quand l'énergie est trop haute (6 mJ), les pertes et les instabilités augmentent à cause de l'ionisation qui est cependant limitée par le chirp de l'impulsion. On reconnaît la forme spectrale due à la SPM d'une impulsion chirpée, qui indique qu'on ne peut pas chirper indéfiniment une impulsion pour réduire l'intensité dans la fibre car cela conduit à une mauvaise qualité temporelle. En effet, si le spectre présente de nombreuses modulations et un fort écart-type, l'impulsion comprimée possède des ailes qui contiennent une quantité non-négligeable d'énergie.

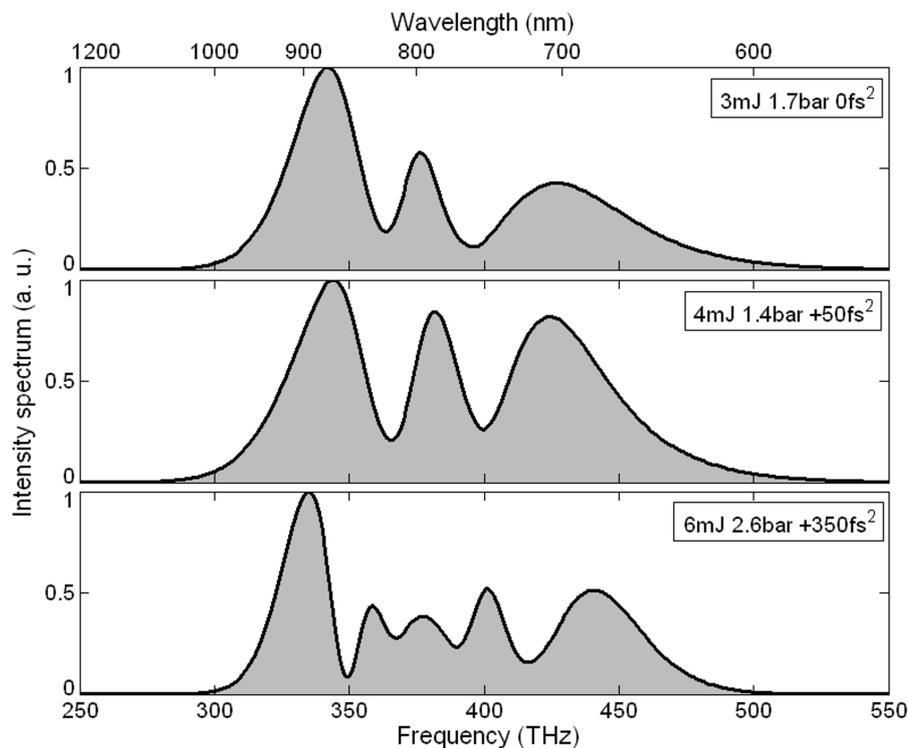


FIGURE 3.14 – Spectres en sortie de fibre après propagation dans les conditions F à trois énergies différentes. La pression et le chirp utilisés pour obtenir la compression optimale à 5 fs sont indiqués.

Nous avons ainsi vu que la technique de compression d'impulsions par propagation non-linéaire dans une fibre creuse peut être utilisée pour des impulsions multi-mJ. En utilisant le code de simulation, nous avons défini les conditions expérimentales adaptées aux différentes gammes d'énergie afin d'obtenir un élargissement spectral suffisant, en minimisant les pertes de propagation et maximisant la qualité temporelle, tout en conservant un système compact.

