

Modélisation et propriétés des harmoniques CWE

Pour étudier de manière simplifiée les émissions CWE, j'ai développé un modèle de simulation à une dimension qui calcule les trajectoires des électrons de Brunel et en déduit les temps d'émission des impulsions attosecondes. D'une part, les résultats du modèle nous ont permis de prédire et d'interpréter les résultats expérimentaux en impulsion courte (5 fs) et impulsion longue (25 fs). Cette étude fait l'objet du chapitre 6. D'autre part, le modèle quantifie précisément les caractéristiques intrinsèques de l'émission CWE, notamment la dépendance du délai d'émission aux paramètres de l'interaction et les conséquences spectrales associées. Dans ce chapitre, nous allons voir le détail de la méthode de modélisation puis nous allons utiliser le modèle pour décrire les propriétés temporelles et spatiales de l'émission CWE.

5.1 Modélisation

Le modèle se décompose en trois étapes distinctes : premièrement, le calcul des trajectoires des électrons de Brunel, deuxièmement, la détermination du temps d'excitation du plasma et troisièmement, la construction du champ attoseconde émis.

5.1.1 Calcul des trajectoires

Le calcul des trajectoires se base sur le modèle de Brunel [17], qui est modifié pour prendre en compte les caractéristiques laser (enveloppe, chirp et CEP) et le caractère relativiste du mouvement des électrons.

Modèle de Brunel

Le modèle de Brunel [17] fournit les équations à une dimension du mouvement des électrons à la surface d'un plasma dense sans gradient de densité (gradient infiniment raide) sous l'effet d'un champ électrique oscillant. Dans l'espace $x \geq 0$, on considère un plasma homogène dont la résistivité est supposée nulle : il constitue une réserve infinie d'électrons et le champ électrique au sein du plasma est nul. Dans l'espace $x \leq 0$, on définit un champ électrique extérieur uniforme (champ laser) dont la direction est sur l'axe des x : $E_L = E_0 \sin \omega t$. Le laser est en incidence oblique (angle d'incidence θ) en polarisation p, le champ à la surface est la somme des champs incident E_i et réfléchi E_r projetés sur la normale : $E_L = 2 \sin \theta |E_i|$ car $|E_i| = |E_r|$. Pour $0 < t < \pi/\omega$, le champ électrique extérieur tire des électrons vers le vide. Ceux-ci écrantent le champ laser au niveau de la surface du plasma en créant une charge d'espace : un champ électrostatique $E_S(x, t)$ apparaît entre le plasma chargé positivement et les électrons de Brunel situés dans le vide. Le champ vu par l'électron i à la position x_i au temps t est alors :

$$E^{(i)}(t) = E_L(t) + E_S(x_i, t) \quad (5.1)$$

Comme on considère que le plasma est un conducteur parfait, le champ doit être nul à sa surface : la densité d'électrons arrachés par le laser est telle que le champ électrostatique annule le champ laser au niveau de la surface du plasma. On a ainsi pour l'électron i :

$$E_L(t) + E_S(0, t) = 0, \text{ soit } E_S(0, t) = -E_L(t) \quad (5.2)$$

L'évolution du champ électrique et des électrons de Brunel est schématisé sur la Fig. 5.1. Au fur et à mesure que le champ laser augmente, d'autres électrons sont arrachés et les premiers électrons sont accélérés dans le vide. En faisant l'hypothèse que les électrons ne se doublent pas dans le vide, le champ électrostatique ne varie pas au cours du temps : $E_S(x_i, t) = -E_L(t_i)$, où t_i est le temps auquel l'électron i est arraché du plasma ("temps de naissance"). Il est maximal à la surface du plasma et décroît vers le vide. Ensuite, quand le champ laser décroît, les derniers électrons arrachés sont attirés par le plasma alors que les premiers électrons sont toujours accélérés par le laser. Enfin, le champ laser s'inverse et tous les électrons sont accélérés vers le plasma.

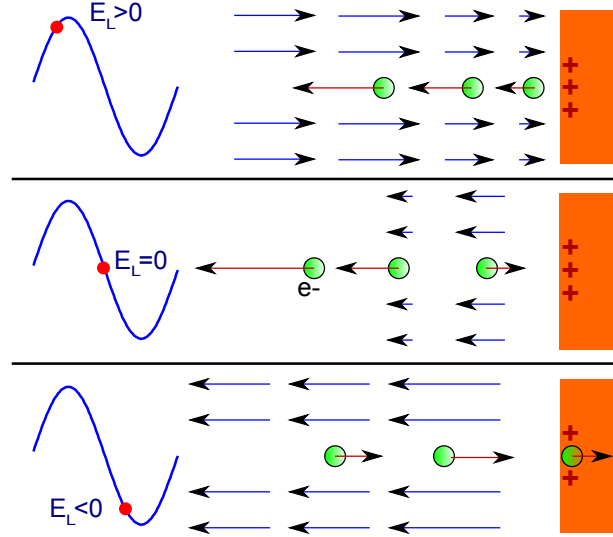


FIGURE 5.1 – Schéma du mouvement électrons de Brunel (en vert), de leur vitesse (flèches rouges) et du champ électrique E dans le vide (flèches bleues) pour un champ laser E_L positif, nul et négatif. Le plasma (en orange) est chargé positivement. Quand le champ est nul, il ne reste que le champ électrostatique qui décroît vers le vide.

A partir de l'intégration de l'équation du mouvement $dv_i/dt = -eE(x_i)/m_e$ (cas non relativiste) on obtient la vitesse et la position de chaque électron i :

$$v_i = v_{osc} (\cos \omega t - \cos \omega t_i) + \omega v_{osc} (t - t_i) \sin \omega t_i, \quad (5.3)$$

$$x_i = \frac{v_{osc}}{\omega} (\sin \omega t - \sin \omega t_i) - v_{osc} (t - t_i) \cos \omega t_i + \frac{1}{2} \omega v_{osc} (t - t_i)^2 \sin \omega t_i \quad (5.4)$$

où $v_{osc} = eE_0/m_e\omega$ est la vitesse maximale d'oscillation d'un électron sous l'effet du seul champ laser. Ces équations sont valables uniquement dans le vide ($x \leq 0$) : dès que l'électron pénètre dans le plasma, il ne subit plus d'accélération car le champ électrique est nul, sa vitesse est constante.

Dans le cadre de l'étude de l'émission CWE par des impulsions laser ultracourtes (quelques cycles optiques) à des intensité a_0 proches de 1, on doit prendre en compte d'une part l'évolution du champ électrique d'un cycle à l'autre (enveloppe, chirp et CEP) et d'autre part la relativité restreinte.

Equations relativistes

On ajoute la relativité à partir de l'équation relativiste du mouvement qui s'écrit $\partial p_i / \partial t = -eE(x_i)$ avec $p_i = \gamma m_e v_i^{rel}$. On a alors :

$$p_i/m_e = v_{osc} (\cos \omega t - \cos \omega t_i) + \omega v_{osc} (t - t_i) \sin \omega t_i, \quad (5.5)$$

$$v_i^{rel} = \frac{p_i/m_e}{\sqrt{1 + \left(\frac{p_i}{m_e c}\right)^2}} \quad (5.6)$$

On ne peut plus résoudre analytiquement l'équation du mouvement, il faut intégrer numériquement la vitesse v_i^{rel} pour obtenir la position x_i^{rel} . Le résultat de la simulation pour des électrons arrachés à différents instants est présenté sur la Fig. 5.2 (a) et (b). Pour calculer les trajectoires dans le plasma, on considère que les électrons conservent leur vitesse de retour $v_{ri} = v_i(x_i = 0)$. Les Fig. 5.2 (c) et (d) montrent le temps de retour $t_{ri} = t(x_i = 0)$ et la vitesse de retour dans le plasma en fonction du temps de départ du plasma. On voit que les premiers électrons arrachés ($t_i < 0.04 T_0$) ne reviennent pas dans le plasma sur l'échelle de temps considérée ($2T_0$). Pour $t_i > 0.07 T_0$, les électrons arrachés le plus tôt reviennent le plus tard et le plus vite. Les trajectoires électroniques vont donc se croiser à l'intérieur du plasma.

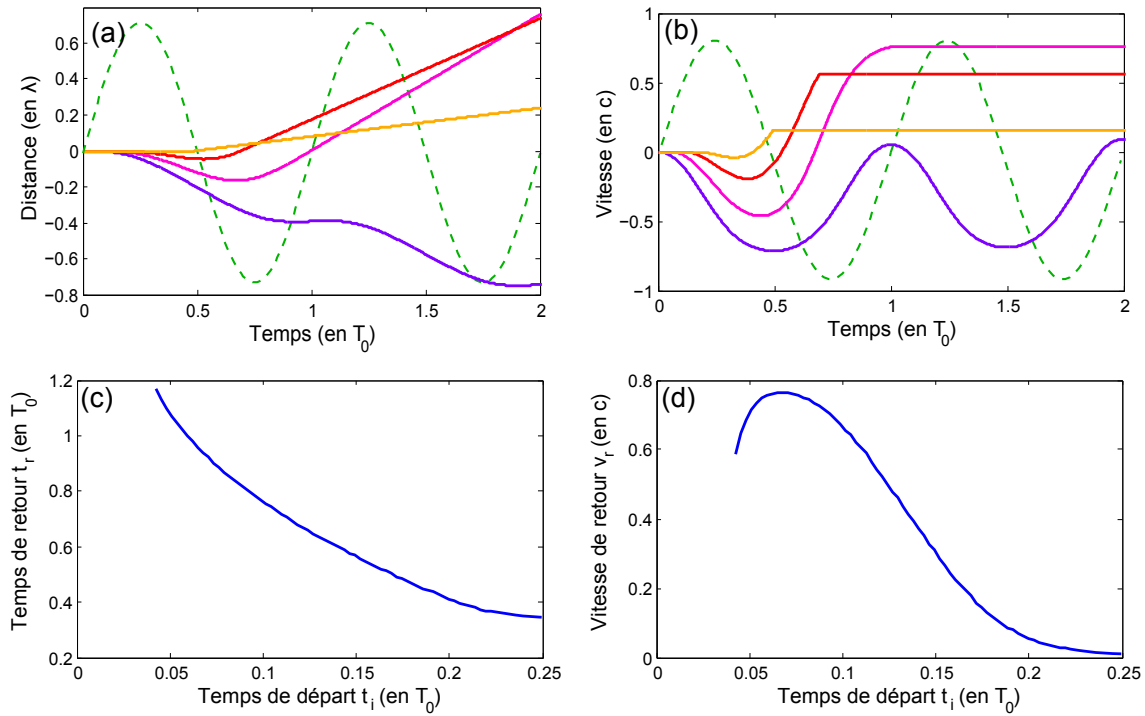


FIGURE 5.2 – Résultats de simulation en considérant les électrons arrachés pendant le premier cycle optique, l'amplitude du champ électrique est $a_0 = 0.4$. Evolution temporelle de la position x_i (a) et la vitesse v_i (b) de quatre électrons arrachés du plasma à des temps différents, le champ électrique du laser est représenté en pointillés. Temps de retour (c) et vitesse de retour (d) dans le plasma en fonction du temps de départ du plasma.

Modèle avec impulsion laser

Le champ électrique d'une impulsion courte s'écrit $E = E_0 A(t) \sin \omega t$ où $A(t) = e^{-t^2/2\tau^2}$ pour une enveloppe gaussienne. Pour simplifier les équations, on fait l'approximation $|\partial A(t)/\partial t| \ll \omega/\pi A(t)$ (l'enveloppe varie peu à l'échelle du demi cycle optique, durée caractéristique de la dynamique des électrons de Brunel dans le vide), l'équation 5.5 devient alors :

$$p_i/m_e = v_{osc} \left(e^{-t^2/2\tau^2} \cos \omega t - e^{-t_i^2/2\tau^2} \cos \omega t_i \right) + \omega v_{osc} e^{-t_i^2/2\tau^2} (t - t_i) \sin \omega t_i \quad (5.7)$$

La prise en compte de la CEP et du chirp s'effectue en remplaçant le temps ωt par $\omega t + \phi + \alpha t^2/2$, où ϕ est la CEP et α la phase quadratique temporelle due au chirp. Ce simple changement de variable est justifié si la variation de fréquence est négligeable à l'échelle du cycle optique : $\alpha T \ll \omega$. D'autre part, dans le cas d'une impulsion chirpée il faut prendre en compte l'augmentation de la durée d'impulsion et la diminution de son intensité (voir partie I paragraphe 1.2).

La résolution numérique de la trajectoire des électrons de Brunel à partir des équations 5.7 et 5.6 pour une impulsion de 2 cycles optiques à mi-hauteur est illustrée sur la Fig. 5.3. Les électrons de Brunel effectuent une plus grande excursion dans le vide et ont une plus grande vitesse de retour pour les cycles optiques les plus intenses.

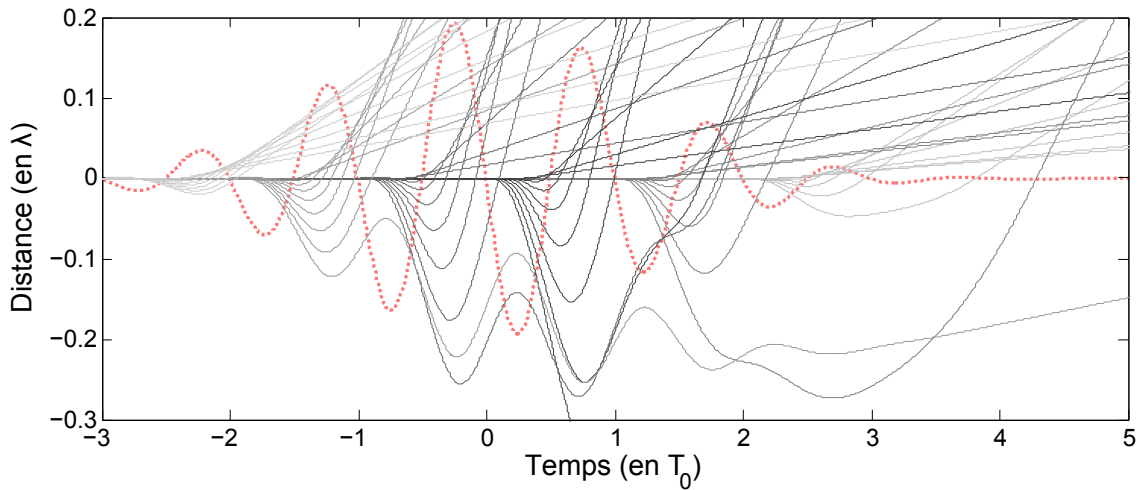


FIGURE 5.3 – Trajectoires des électrons de Brunel sous l'effet d'une impulsion de 2 cycles optiques à mi-hauteur, avec une CEP de $-\pi/2$ (impulsion "sinus") et une intensité $a_0 = 0.4$, la force $-eE(t)$ est en pointillés rouges. Seuls les électrons arrachés par les 6 principaux cycles optiques sont représentés. Les trajectoires des électrons issus du même cycle optique sont de la même couleur.

5.1.2 Croisement des trajectoires et pics de densité électroniques

Si on regarde désormais un grand nombre de trajectoires d'électrons de Brunel calculés avec le modèle pour différents temps de départ (Fig. 5.4 (a)) on observe une caustique dans le plasma sur laquelle tangentent toutes les trajectoires électroniques. Sur cette figure sont représentés les électrons qui se croisent à une profondeur comprise entre 0 et $\lambda/10$ dans le plasma, cela correspond à des temps de naissance compris entre $t = T_0/8$ ($E = \sqrt{2} E_0$) à $t = T_0/4$ ($E = E_0$) pour une intensité de $a_0 = 0.4$. Les électrons se croisent ainsi massivement à l'intérieur du plasma : un pic de densité électronique se déplace suivant la caustique. La Fig. 5.4 (b) montre les temps de passage des électrons en fonction de leur temps de départ à une profondeur donnée ($\lambda/50$) dans le plasma. Dans ce cas, tous les électrons sont représentés. On retrouve que les premiers électrons arrachés ($t_i < 0.04 T_0$) ne retournent pas dans le plasma. Au voisinage du minimum de la courbe des temps de passage, les électrons atteignent la profondeur $\lambda/50$ à des temps très proches, ils sont donc concentrés dans le temps : c'est le pic de densité électronique. Ce pic est d'autant plus grand que la dérivée seconde de cette courbe $\partial t_p / \partial t_i$ est faible. Le temps d'excitation des oscillations plasma correspond donc au minimum de la courbe Fig. 5.4 (b).

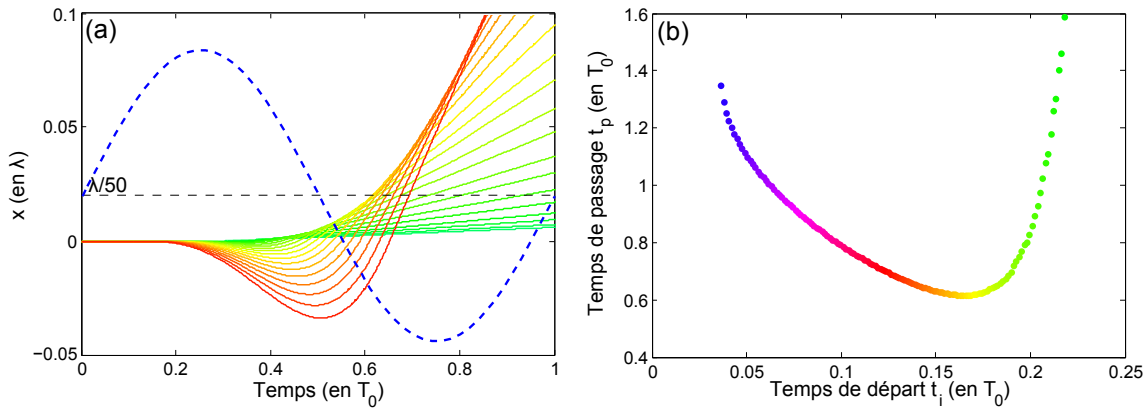


FIGURE 5.4 – (a) Trajectoires des électrons de Brunel arrachés du plasma entre $t = T_0/8$ et $t = T_0/4$, le plasma est situé dans les $x > 0$, le champ électrique du laser est représenté en pointillés. (b) Temps de passage des électrons de Brunel à la profondeur $\lambda/50$ dans le plasma en fonction de leur temps de départ. Entre ces deux figures, les couleurs identiques représentent les mêmes électrons.

A partir des courbes de temps de passage à différentes profondeurs dans le plasma, on obtient le temps d'excitation $\tau(\omega)$ pour différentes fréquences d'oscillation plasma et donc différentes fréquences d'émission CWE. La relation entre la profondeur et la fréquence d'oscillation est

donnée par la longueur de gradient de densité du plasma (voir Fig. 5.5). La fréquence $n\omega_0$ est émise à la profondeur $x = 2\delta \ln n$, par exemple l'harmonique 10 est émise à la profondeur $x = 0.046 \lambda$ pour $\delta = \lambda/100$ et $x = 0.077 \lambda$ pour $\delta = \lambda/60$.

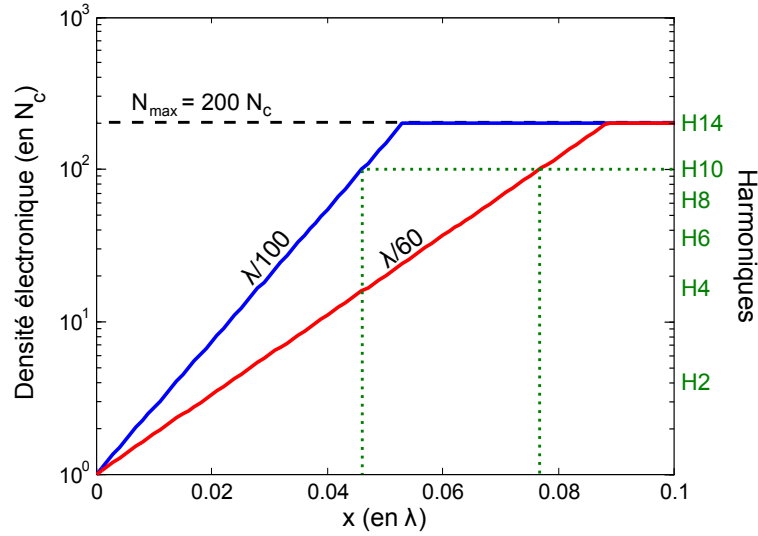


FIGURE 5.5 – Profil de densité plasma pour deux longueurs de gradient différentes ($N(x) = N_c e^{x/\delta}$ avec $\delta = \lambda/100$ en bleu et $\delta = \lambda/60$ en rouge) avec $N_{max} = 200 N_c$. Les fréquences harmoniques sont indiquées sur l'échelle de droite.

5.1.3 Construction du champ émis

Le modèle calcule pour chaque cycle optique n les temps d'excitation $\tau_n(\omega)$. Pour obtenir le champ CWE, on néglige le délai entre le déclenchement des oscillations plasma et l'émission CWE. Ce délai est en effet très faible et il varie peu en fonction de l'intensité. Le champ CWE s'écrit alors comme la somme des émissions de chaque cycle optique n :

$$E(\omega) = \sum_n a_n A_n(\omega) e^{i\omega(nT_0 + \tau_e(n, \omega))} \quad (5.8)$$

où a_n est l'efficacité de génération et $A_n(\omega)$ est l'enveloppe spectrale de l'émission du cycle optique n . Le modèle ne fournit pas ces deux paramètres mais on peut faire les approximations suivantes :

1. L'efficacité de génération est une puissance b de l'enveloppe laser :

$$a_n = e^{-bn^2/2\tau^2} \quad (5.9)$$

ce qui paraît naturel pour un effet non-linéaire.

2. L'enveloppe spectrale ne varie pas d'un cycle optique à l'autre :

$$A_n(\omega) = A(\omega) \quad (5.10)$$

cette approximation est vraie si l'enveloppe spectrale globale des CWE ne dépend pas de l'intensité et si le gradient n'évolue pas au cours de l'interaction. Si on se restreint à l'étude des modulations spectrales et non pas de l'enveloppe spectrale, on peut choisir arbitrairement $A(\omega) \approx 1$.

La Fig. 5.6 (a) montre un spectre CWE obtenu avec le modèle. En effectuant la transformée de Fourier de $E(\omega)$, on accède au train d'impulsion attoseconde $E(t)$ dont l'enveloppe du champ $|E(t)|$ est représentée en rouge sur la Fig. 5.6 (b). La non-linéarité b ayant été choisie arbitrairement, on ne peut tirer aucune conclusion sur la forme globale du train. Cependant, le modèle fournit les temps $\tau_e(n, \omega)$, on peut donc s'en servir pour étudier les écarts temporels entre les impulsions (dépendance en n) et le chirp de chaque impulsion (dépendance en ω). Une étude des temps d'émission permet notamment d'expliquer pourquoi les largeurs spectrales des harmoniques augmentent avec la fréquence dans la Fig. 5.6 (a).

5.2 Caractéristiques des CWE

Les électrons de Brunel doivent parcourir une distance conséquente dans le vide puis dans le plasma avant de déclencher les oscillations plasma. Entre leur départ du plasma et l'excitation des oscillations plasma, il s'est en effet écoulé un temps de l'ordre du cycle optique. Une variation de la distance à parcourir ou de la vitesse des électrons va donc induire une variation du temps d'émission des CWE. Ainsi, les différentes fréquences étant émises à différentes profondeurs, les impulsions attosecondes présentent une dérive de fréquence (chirp attoseconde). De plus, l'amplitude du champ électrique varie au cours du temps et au sein de la tache focale, le temps d'émission CWE dépend alors du cycle optique considéré (chirp femtoseconde) et de la position sur la tache focale (courbure des fronts d'onde harmonique).

5.2.1 Dérive de fréquence attoseconde

Le chirp attoseconde est le nom donné à la dérive de fréquence de chaque impulsion attoseconde, il se traduit temporellement par une variation de la fréquence d'oscillation du champ et spectralement par une phase relative entre les harmoniques non linéaire. Le chirp attoseconde est mis en valeur sur la Fig. 5.6(a) par la courbe en pointillés. Pour l'étudier, on se restreint

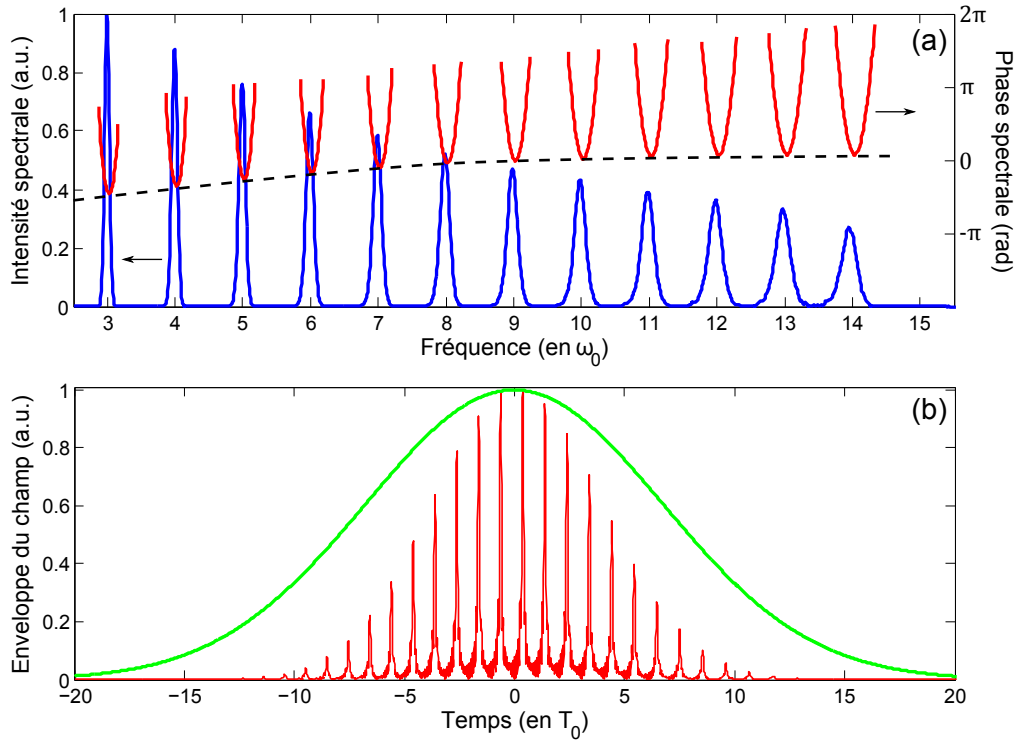


FIGURE 5.6 – (a) Spectre CWE (en bleu) et phase spectrale (en rouge) calculés par le modèle à une dimension pour une impulsion gaussienne de 11 cycles optiques, une intensité $a_0 = 0.4$, une longueur de gradient $\delta = \lambda/100$, une densité maximale $N_{max} = 200 N_c$ et une non-linéarité $b = 3$. (b) Enveloppe du champ CWE dans les mêmes conditions (en rouge) et enveloppe du champ laser (en vert).

ici à l'émission d'une seule impulsion CWE. A partir du modèle, on regarde les temps de croisement des trajectoires électroniques en fonction de la profondeur dans le plasma à différentes intensités (Fig. 5.7(a)). On retrouve la caustique de la Fig. 5.4(a) : le temps d'excitation varie en fonction de la profondeur de manière non-linéaire car les électrons impliqués dans les croisements sont de plus en plus rapides en profondeur. A intensité plus faible, cet effet est accentué car les électrons sont globalement plus lents. La courbe des temps d'émission en fonction de la fréquence (Fig. 5.4(b)) est un peu différente car la fréquence ne varie pas linéairement avec la profondeur. Cela a pour conséquence de diminuer l'effet de retard pour les fréquences les plus hautes car elles sont émises dans des couches plus proches les unes des autres. Enfin, la longueur de gradient définit la distribution de fréquences dans la zone d'émission, ainsi, un gradient plus long augmente le chirp attoseconde.

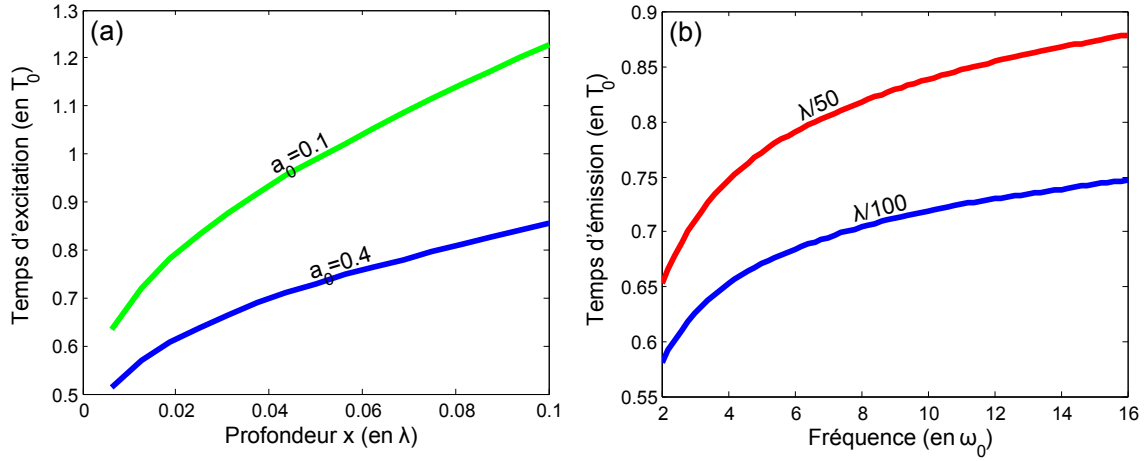


FIGURE 5.7 – (a) Temps d'excitation du plasma en fonction de la profondeur pour deux intensités différentes, $a_0 = 0.1$ (en vert) et $a_0 = 0.4$ (en bleu). (b) Temps d'émission CWE en fonction de la fréquence pour une intensité $a_0 = 0.4$ et deux gradients différents, $\delta = \lambda/50$ (en rouge) et $\delta = \lambda/100$ (en bleu).

Dans le paragraphe 4.4.3 sur les simulations PIC de CWE, nous avons vu que la durée des impulsions attosecondes varie avec l'intensité. Comme le chirp attoseconde des CWE est réduit à plus forte intensité, les impulsions émises sont plus courtes (plus proches de la limite de Fourier). On ne peut pas utiliser le modèle pour prédire les durées d'impulsions car il ne fournit pas les efficacités spectrales. Cependant, les résultats du modèle permettent de prédire que pour obtenir des impulsions CWE courtes, il faut un gradient court et une forte intensité.

5.2.2 Chirp femtoseconde

Le chirp femtoseconde définit l'"irrégularité" (écart à la périodicité) du train attoseconde par rapport à la périodicité de l'impulsion laser. Si le temps d'émission est le même pour toutes les impulsions attosecondes, celles-ci sont régulièrement espacées dans le train (Fig. 5.8(a)). Dans le cas des CWE, la variation de l'amplitude du champ laser d'un cycle optique à l'autre induit un temps d'émission qui dépend du temps, les impulsions ne sont plus régulièrement espacées : le train CWE possède un chirp femtoseconde intrinsèque (Fig. 5.8(c)). Le chirp femtoseconde induit un élargissement des harmoniques dans le spectre CWE (Fig. 5.8(d)) car les impulsions successives en première partie de train sont espacées de $\Delta t < T_0$ et en deuxième partie de train de $\Delta t > T_0$. Dans le domaine spectral, cela induit respectivement une génération d'harmoniques $n(1 + \epsilon)\omega_0$ et $n(1 - \epsilon)\omega_0$. Cet élargissement est donc d'autant plus grand que l'harmonique considérée est grande. Cet effet est bien visible sur la Fig. 5.8(d).

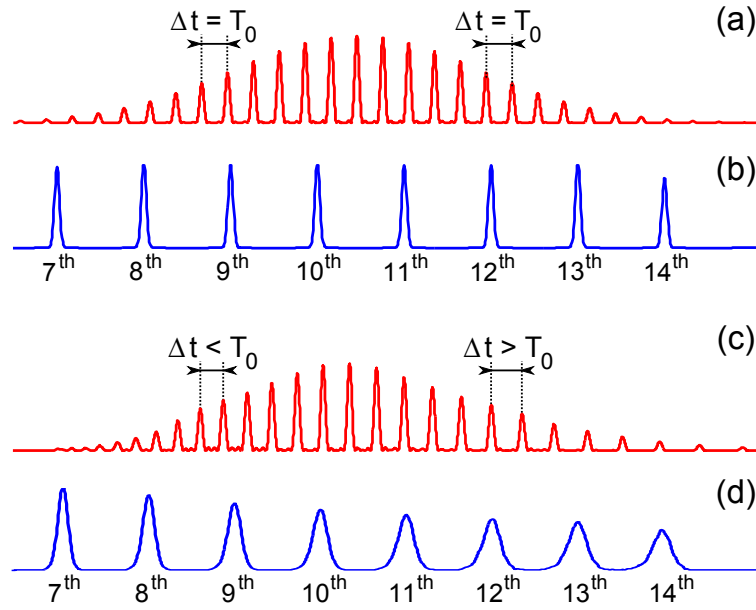


FIGURE 5.8 – Trains d'impulsions régulier (a) et irrégulier (c) et leur spectre harmonique respectif (b) et (d). T_0 est la période laser, sur la figure (c), le chirp femtoseconde est amplifié pour plus de visibilité.

Le chirp femtoseconde est représenté graphiquement par la variation du temps d'émission $\tau_e(n)$ au sein du cycle optique n (Fig. 5.9). Cette courbe en U témoigne de l'écart à la périodicité du train d'impulsions attosecondes, dans le cas d'un train régulier, cette courbe serait plate. Cette propriété est caractéristique de l'émission d'un train CWE [30], on la retrouve dans la phase spectrale de chacune des harmoniques (Fig. 5.6(a)), on dit que les harmoniques sont chirpés. Cette figure renforce le modèle car le chirp femtoseconde calculé par le modèle est pratiquement identique à celui fourni par la simulation PIC. Pour obtenir les temps d'émission dans les simulations PIC, on filtre un groupe d'harmoniques autour de la fréquence qui nous intéresse (ici $8\omega_0$) et on mesure la position temporelle des maxima des impulsions du train. On récupère alors la fonction $\tau'_e(n) = nT_0 + \tau_e(n)$, il suffit de retrancher nT_0 pour obtenir la courbe en U.

Le chirp femtoseconde varie naturellement en fonction des paramètres de l'interaction. En effet, une intensité plus forte ou un gradient plus court réduit le délai d'émission et par la même occasion la différence de temps d'émission entre deux impulsions successives (le chirp femtoseconde). Cette variation pour une intensité plus faible ($a_0 = 0.2$) est illustrée sur la Fig. 5.10(a) et pour un gradient plus long ($\delta = \lambda/50$) sur la Fig. 5.10(b), la courbe en pointillés est la référence ($a_0 = 0.4$ et $\delta = \lambda/100$). Dans les deux cas, la courbe en U est plus prononcée donc le chirp femtoseconde est plus grand.

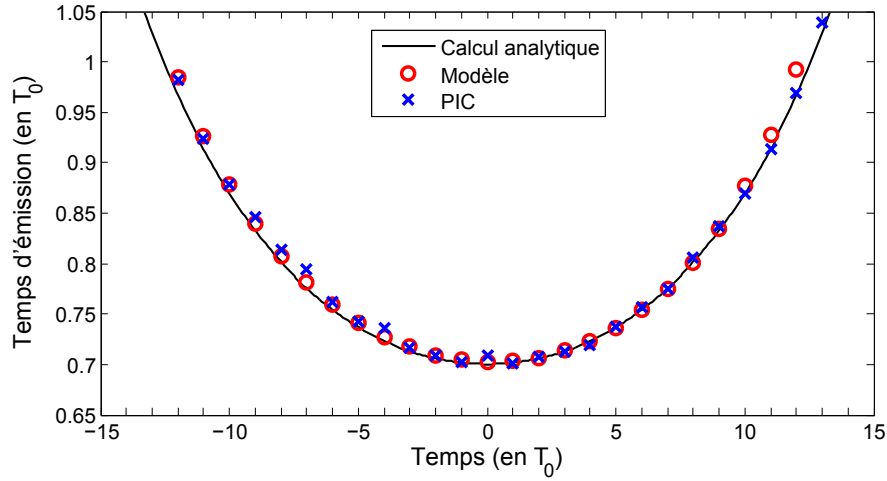


FIGURE 5.9 – Temps d'émission des impulsions CWE à la fréquence $8\omega_0$ en fonction du cycle optique, pour une impulsion gaussienne de 11 cycles optiques, une intensité $a_0 = 0.4$ et une longueur de gradient $\delta = \lambda/100$. Le résultat de la simulation PIC (croix bleues) est comparé aux prédictions du modèle (cercles rouges). La courbe noire représente le résultat du calcul analytique.

A partir de la résolution analytique des équations qui fournissent les temps d'émission (voir annexe C), j'ai trouvé, en effectuant des approximations, que ces courbes en U peuvent être calculées à partir de l'expression suivante :

$$\tau_e \approx 0.317 + 1.5 \sqrt[3]{\frac{2dc}{9.52\lambda_0 v_{osc}}} \quad (5.11)$$

où τ_e est exprimé en T_0 , d est la profondeur à laquelle la fréquence considérée est émise, $v_{osc} = eE/m\omega$, où E est l'amplitude du champ électrique au cycle optique considéré. Pour une impulsion gaussienne d'intensité a_0 et de durée τ , cette équation s'écrit en fonction du cycle optique n :

$$\tau_e(n) \approx 0.317 + C_n e^{n^2/6\tau^2}, \text{ où } C_n = 1.5 \sqrt[3]{\frac{\sqrt{2}d}{9.52\lambda_0 a_0}} \quad (5.12)$$

Les courbes intitulées "calcul analytique" présentées précédemment sont obtenues à partir de cette équation. L'équation 5.12 prouve que τ_e dépend de l'intensité (a_0) et du gradient (car $d(\omega) = 2\delta \ln \frac{\omega}{\omega_0}$) mais aussi de la fréquence considérée (chirp attoseconde de la forme $\sqrt[3]{\ln \omega}$) et de la durée d'impulsion. La variation de τ_e en fonction du cycle optique n (chirp femtoseconde) augmente avec la fréquence et diminue pour une durée d'impulsion plus grande. Nous verrons notamment dans le chapitre suivant que pour des impulsions très courtes (2 cycles optiques à mi-hauteur), le chirp femtoseconde est tel que les modulations spectrales ne correspondent plus

à des fréquences harmoniques. Nous verrons d'autre part que la sensibilité du chirp femtoseconde au gradient de densité plasma permet de mesurer la longueur de ce gradient à partir du spectre CWE.

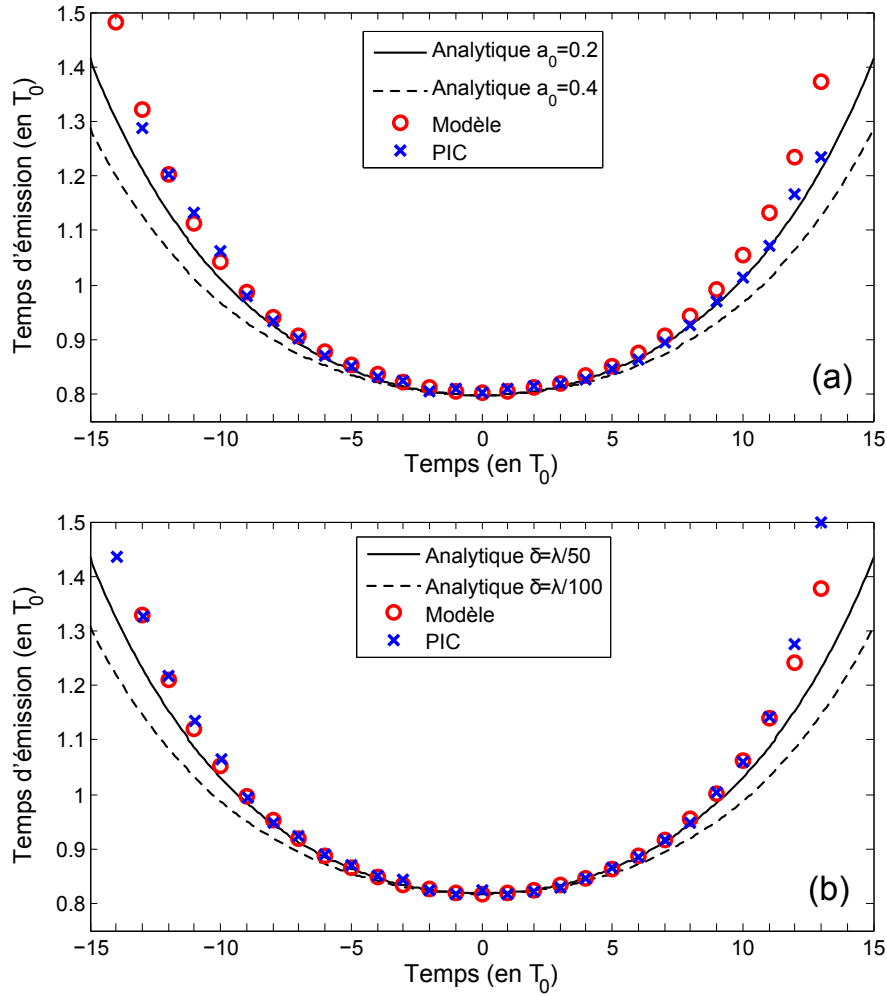


FIGURE 5.10 – Temps d'émission des impulsions CWE à la fréquence $8\omega_0$ en fonction du cycle optique, pour une impulsion gaussienne de 11 cycles optiques. (a) $a_0 = 0.2$ et $\delta = \lambda/100$, (b) $a_0 = 0.4$ et $\delta = \lambda/50$. Les résultats des simulations PIC (croix bleues) sont comparés aux prédictions du modèle (cercles rouges). Les courbes en U coïncident avec le calcul analytique dans les mêmes conditions (courbe noire), la courbe en pointillés correspond au calcul analytique dans les conditions de la Fig. 5.9 translaté verticalement pour pouvoir comparer les U (une intensité plus faible ou un gradient plus long augmente le temps d'émission moyen).

5.2.3 Courbure de front d'onde et divergence

Quand on focalise le faisceau laser pour effectuer l'interaction laser plasma, l'intensité varie en fonction de la position dans la tache focale. Ainsi le délai d'émission CWE varie spatialement : les impulsions CWE possèdent une phase spatiale qui dépend de l'enveloppe spatiale du faisceau

laser, de la même manière que le chirp femtoseconde dépend de l'enveloppe temporelle de l'impulsion. Les fronts d'ondes des CWE sont courbés ce qui modifie la divergence du faisceau harmonique.

Les Fig. 5.11(a,c) montrent la dépendance spatio-temporelle d'un train d'impulsions CWE sans et avec prise en compte de la phase spatiale : les fronts d'intensité sont plans dans le premier cas et courbés dans le deuxième. On remarque que la courbure des fronts d'intensité a la même forme que les courbes en U présentées précédemment. Ce résultat du modèle est similaire à celui de la Fig. 4.21 obtenu par les simulations PIC. A la différence des simulations PIC, le modèle possède une seule dimension spatiale. Pour obtenir les résultats présentés ici, j'ai accolé les résultats du modèle à différentes intensités en choisissant une distribution gaussienne pour l'enveloppe spatiale, ce qui correspond à fabriquer un résultat en 2D à partir de plusieurs simulations 1D indépendantes. On peut ainsi conclure qu'au premier ordre, la génération de CWE en un point de l'espace est indépendante de son voisinage.

En effectuant une transformée de Fourier à deux dimensions de ces trains (Fig. 5.11(b,d)) et en la représentant dans le domaine $(k_x/\omega, \omega)$, on obtient la dépendance spectrale de la divergence du faisceau ($\theta \propto \Delta k_x/\omega$). Dans le cas des fronts plans, la divergence décroît avec l'ordre harmonique, ce qui correspond à la limite de diffraction pour une taille de source constante a ($\theta \propto 1/a\omega$). Dans le cas des fronts courbés, la divergence varie peu en fonction de l'ordre harmonique. On retrouve le même phénomène que pour le chirp femtoseconde : plus la fréquence est élevée, plus elle est sensible à un changement de phase et donc plus sa divergence est augmentée. On peut montrer à partir de la théorie des faisceaux gaussiens que la divergence d'une harmonique à la fréquence λ possédant une phase spatiale quadratique $\phi(x) = x^2/2R_c$ s'écrit :

$$\theta = \theta_0 \sqrt{1 + \frac{z_R^2}{R_c^2}} \quad (5.13)$$

où $\theta_0 = \lambda/\pi w_0$ (w_0 est le "waist" du faisceau), $z_R = \pi w_0^2/\lambda$ est la longueur de Rayleigh et R_c le rayon de courbure de la phase spatiale. Pour une phase spatiale très courbée ($R_c \ll z_R$), la divergence ne dépend plus de la fréquence : $\theta \approx w_0/R_c$. Cela explique le résultat de la Fig. 5.11(d).

La courbure de la phase spatiale a les mêmes dépendances vis-à-vis des paramètres laser et plasma que le chirp temporel : plus l'intensité est faible, le gradient long ou la fréquence haute, plus le délai d'émission varie spatialement et plus la divergence est grande.

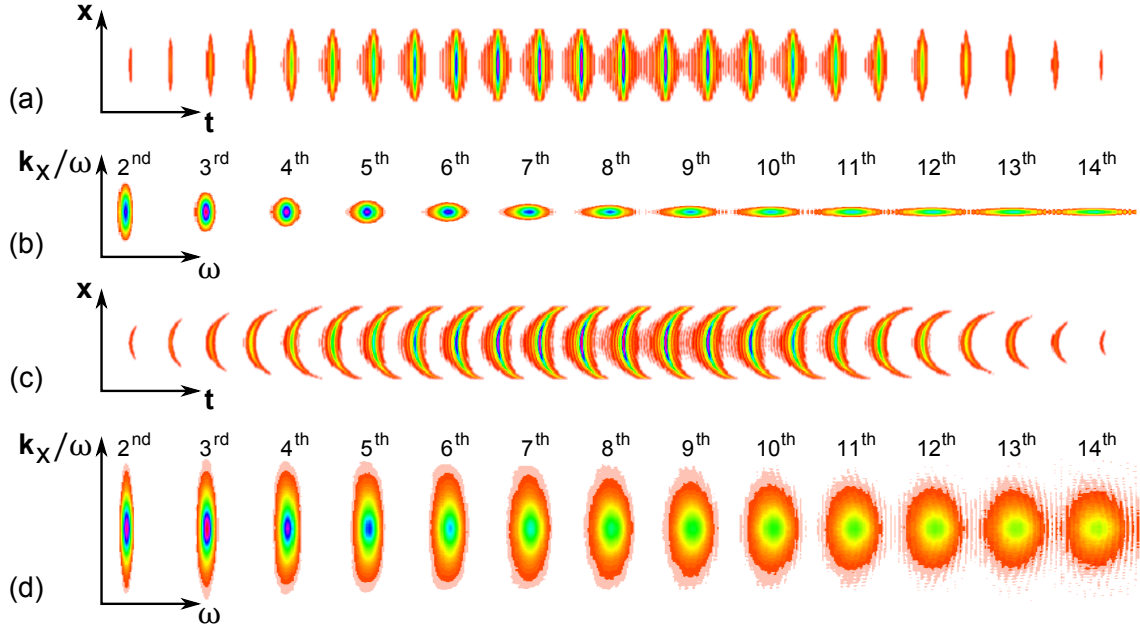


FIGURE 5.11 – Représentation à deux dimensions de trains d'impulsions attosecondes, (a,c) dans le domaine spatio-temporel $|E(x, t)|$ et (b,d) dans le domaine de Fourier associé $|E(k_x, \omega)|$. Ces figures sont obtenues à partir du modèle d'émission CWE, sans prise en compte de la phase spatiale (a,b) et avec prise en compte de la phase spatiale (c,d).

Nous avons vu dans ce chapitre que le temps de croisement des électrons de Brunel peut être calculé à l'aide d'un modèle semi-analytique qui fournit les trajectoires des électrons de Brunel. Dans le cas d'impulsions "longues" (> 10 cycles optiques à mi-hauteur), on a pu trouver une expression analytique de ces temps de croisement en fonction des paramètres laser et du gradient de densité plasma. En associant temps de croisement et temps d'émission, nous avons pu étudier la dépendance du délai d'émission en fonction de la fréquence (chirp attoseconde) et de l'intensité (chirp femtoseconde et phase spatiale). Le modèle permet ainsi de prédire les caractéristiques temporelles des trains d'impulsions CWE. Dans le chapitre suivant, nous allons utiliser le modèle et l'expression analytique des temps d'émission pour analyser les mesures expérimentales de spectres CWE en impulsions "longues" et impulsions "courtes" (2 cycles optiques à mi-hauteur), réalisées avec le laser de la Salle Noire du LOA.

