

METROLOGIA UNUI IMPULS LASER ULTRA-SCURT: CORELATOR DE ORDINUL 3

METROLOGIE D'UNE IMPULSION LASER ULTRA COURTE: CORRELATEUR DE 3EME ORDRE

Alexandre ADOLPHE, Fatima ALAHYANE, Patrick SANGOUARD, Cristian FLOREA

ESIEE ENGINEERING, UNIVERSITE PARIS EST

Rezumat. *Articolul prezintă metoda dezvoltată pentru generarea de armonici pe ținte solide în regim relativist și pentru măsurarea impulsurilor scurte și de foarte înaltă frecvență. Este descris instrumentul, care folosește o oglindă de plasmă, utilizat în cadrul metodei precum și rezultatele preliminare obținute.*

Cuvinte cheie: *CPA (Chirped Pulse Amplification = amplificarea cu derivă de frecvență), ASE (Amplified Spontaneous Emission = emisie spontană amplificată), Corelator de ordinul 3.*

Abstract. *The paper presents the method used to generate harmonics on solid +++ in relativist regime and to measure ultra-short impulses having very high frequency. The instrument, using a plasma mirror, used within the framework of the method is described. The preliminary results are presented as well.*

Mots clé: *CPA (Chirped Pulse Amplification = amplification à dérive de fréquence), ASE (Amplified Spontaneous Emission = émission spontanée amplifiée), Corrélateur de 3ème ordre.*

INTRODUCERE

Amplificarea cu derivă de frecvență (CPA) este o tehnică inventată de un grup mixt franco-american la sfârșitul secolului 20 [1]. Strickland și Mourou sunt cei care au propus această tehnică, precum și demonstrarea sa experimentală. În articolul lor, cei doi cercetători au pus în evidență faptul că un impuls emis de un laser Nd:YAG cu durată de 150 ps, putea fi extins într-o fibră până la 300 ps, apoi amplificat într-un amplificator regenerativ Nd:Sticlă. Compresia, realizată cu ajutorul unei perechi de rețele, permitea obținerea unui impuls de 1,5 ps cu o energie de 1 mJ.

CADRUL PROBLEMEI

Am utilizat laser-ul de femtosecunde aparținând LOA. Reprezentarea sa schematică este dată în figura 1.

Aspectul caracteristic al unui impuls ultra-scurt (femtosecunde), adică decelarea frontului, a maximumului și a sfârșitului acestuia, este dificil de înregistrat [2], [3].

În figura 2 se prezintă aspectul general al înregistrării unui astfel de impuls.

Măsurările caracteristicilor unui impuls sunt dificile din cauza existenței piedestalului.

Cauzele principale ale piedestalului sunt ASE și defectele intrinseci ale lanțului laser.

INTRODUCTION

L'amplification à dérive de fréquence (CPA) est une technique inventée par un groupe mixte franco-américain à la fin du 20ème siècle [1]. Strickland et Mourou ont proposé cette technique, ainsi que sa démonstration expérimentale. Dans leur article les deux chercheurs ont mis en évidence qu'une impulsion, issue d'un laser Nd :YAG de durée 150 ps, pouvait être étirée dans une fibre jusqu'à 300 ps, puis amplifiée dans un amplificateur régénératif Nd :Verre. La compression, réalisée par une paire de réseaux, permettait d'obtenir une impulsion de 1,5 ps avec une énergie de 1 mJ.

PRELIMINAIRE DU PROBLEME

Nous avons utilisé le laser femtosecondes du LOA. Dans la figure 1 on présente son schéma.

L'aspect caractéristique d'une impulsion ultra brève (femtosecondes), à savoir le front, le maximum et la fin sont difficilement enregistrable [2], [3].

Dans la figure 2 on présente l'aspect général de l'enregistrement d'une telle impulsion.

Les mesures des caractéristiques d'une impulsion sont rendues difficiles par l'existence du piédestal.

Les sources principales pour le piédestal sont l'ASE et les défauts intrinsèques de la chaîne laser.



Fig. 1. Schema laser-ului LOA care utilizează procedeul CPA:

1 – oscilator de femtosecunde: produce un impuls de un nJ cu o durată de ordinul a câteva zecimi de femtosecundă al cărui contrast este de ordinul 10^9 ; 2 – prelungitor: menține energia impulsului la nivel de un nJ dar durata devine de câteva sutimi de picosecundă; 3 – extractor: utilizează un obturator electro-optic ultrarapid care stabilește durata ASE; 4 – primul etaj de amplificare: crește energia impulsului la un mJ (câștig mare 10^6); aici se produce cea mai mare parte a ASE; contrast de ordinul 10^6 ; menține o durată de câteva sutimi de picosecundă; 5 – etaje de amplificare succesivă: cresc energia până la un J; durata impulsului rămâne de ordinul câtorva sutimi de picosecundă; 6 – compresor: reduce durata impulsului la câteva zecimi de femtosecundă; energia de ordinul unui J; contrast 10^6 ; introduce defectele de compresie.

Fig. 1. Schéma du laser LOA qui utilise le procédé CPA:

1 – oscillateur femtosecondes : produit une impulsion d'un nJ d'une durée de l'ordre de quelques dizaines de femtosecondes dont le contraste est de l'ordre de 10^9 ; 2 – étireur : laisse l'énergie de l'impulsion toujours d'un nJ mais la durée devient de quelques centaines de picosecondes; 3 – extracteur : utilise un obturateur électro-optique ultrarapide et qui fixe la durée de l'ASE; 4 – 1er étage amplificateur : augmente l'énergie de l'impulsion à un mJ (grand facteur de gain $<10^6$); c'est ici qu'on produit la majeure partie de l'ASE; contraste de l'ordre de 10^6 ; garde la durée de quelques centaines de picosecondes; 5 – étages amplificateurs successifs : augment l'énergie jusqu'à un J; la durée de l'impulsion reste de l'ordre de quelques centaines de picosecondes; 6 – compresseur : réduit la durée de l'impulsion à quelques dizaines de femtosecondes; l'énergie de l'ordre du J; contraste 10^6 ; introduit les défauts de compression

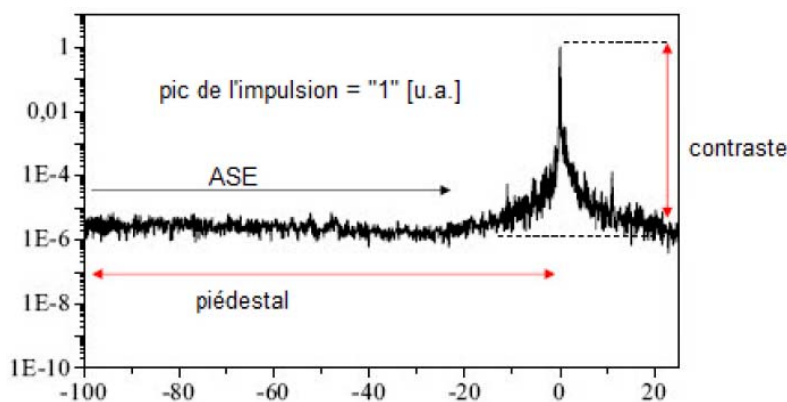


Fig. 2. Aspectul general al înregistrării unui impuls ultra-scurt.

Fig. 2. L'aspect général de l'enregistrement d'une impulsion ultra brève.

ASE corespunde unei emisii laser care se formează plecând de la zgomotul fotonilor în interiorul tuturor componentelor lanțului laser, care au capacitatea de a amplifica semnalul laser. ASE provine de la toate elementele care conțin un cristal laser, adică oscilatorul și amplificatoarele. Această emisie nu are nici o legătură cu impulsurile care sunt injectate în laser pentru a fi amplificate. Ca urmare, aceasta este generată pe toată durata pompajului laser. Această durată este de câteva nanosecunde în cazul amplificatoarelor clasice. ASE nu prezintă nici o relație de fază spectrală specifică în raport cu impulsurile. În consecință, ASE nu va fi comprimată temporal în compresor. Ea rămâne uniform distribuită în jurul impulsului principal.

Oscilatorul prezintă foarte puțină ASE: același mecanism care favorizează blocajul de mod în cavitate ca urmare a emisiei continue defavorizează dezvoltarea ASE. Contrastul a fost măsurat la ieșire în jur de 10^{-9} - 10^{-10} , astfel încât diferitele etaje de

L'ASE correspond à une émission laser qui se forme à partir du bruit de photons au sein de tous les composants de la chaîne laser ayant capacité d'amplifier le signal laser. L'ASE provient de tous les éléments contenant un cristal laser, à savoir l'oscillateur et les amplificateurs. Cette émission ne possède aucun lien avec les impulsions qui sont injectées dans le laser pour y être amplifiées. Par conséquent elle est générée pendant toute la durée du laser de pompe. Cette durée est de quelques nanosecondes dans le cas des amplificateurs classiques. L'ASE ne présente aucune relation de phase spectrale spécifique par rapport aux impulsions. Par conséquent l'ASE ne sera pas comprimée temporellement dans le compresseur. Elle reste uniformément répartie autour de l'impulsion principale.

L'oscillateur présente très peu d'ASE : le même mécanisme qui favorise le blocage de mode dans la cavité au dépend de l'émission continue défavorise le développement de l'ASE. Le contraste y a été mesuré en sortie aux environs de 10^{-9} – 10^{-10} , si bien

amplificare sunt cele care reprezintă principala sursă a ASE, și în special primul etaj. Deja, ASE corespunzătoare primului amplificator va fi amplificată de etajele următoare. Dar mai cu seamă, așa cum se vede din figura 1, câștigul la nivelul acestui etaj este foarte important ca mărime (tipic 10^6) raportat la câștigurile realizate în etajele următoare. ASE produsă aici domină semnalul piedestalului la ieșirea lanțului.

Nivelul de producere al ASE variază de la o emisie la alta (fenomen aleator). Se poate observa caracteristica respectivă în figura 2: se constată variații de amplitudine destul de mari în această zonă de contrast de nanosecundă. În această măsurare, valoarea contrastului de nanosecundă este de ordinul 10^{-6} ; aceasta este o valoare tipică pentru acest gen de instalație.

Durata acestei emisii poate fi parțial menținută sub control prin intermediul oblicității mecanismelor utilizate pentru izolarea unui singur impuls trimis spre etaje de amplificare.

Această funcție este realizată cu ajutorul celulelor Pockels (obturatoare electro-optice), al rapidității de declanșare a acestora, astfel încât precizia temporală a declanșării în raport cu impulsul (jitter) permite să se mențină sub control, cu o precizie mai mare sau mai mică, durata ASE.

Defectele intrinseci sunt destul de reproductibile de la o emisie la alta [4]. Acestea sunt legate fie de procesul de producere a impulsurilor, fie de defectele permanente ale instalației laser. Mai întâi, pot fi luate în considerare defectele de recompresie a impulsului. În cadrul principiului laserilor CPA, extensorul introduce o dispersie spectrală în scopul extinderii duratei impulsului. Pentru a obține la ieșire impulsurile cele mai scurte posibile, compresorul va trebui deci să compenseze această dispersie, ca și pe cea indusă de diferitele elemente ale lanțului de amplificare. S-a demonstrat că este imposibil să se realizeze o compensare perfectă și că aberațiile reziduale în faza spectrală se traduc printr-o structură complexă la scara de picosecundă. La fel se întâmplă și în cazul fenomenului de tăiere spectrală al rețelelor (datorită dimensiunii lor finite). În sfârșit, numeroase pre-impulsuri pot fi datorate reflexiilor parazite pe anumite elemente optice ale lanțului laser, sau contrastului imperfect al unor elemente optice utilizate pentru izolarea impulsurilor în scopul injectării acestora în etajele de amplificare (de exemplu combinații de Celule Pockels/polarizor), precum și cristalelor imperfect orientate.

que ce sont les différents étages d'amplification qui sont la principale source de l'ASE, et notamment le premier étage. Déjà, l'ASE du premier amplificateur sera amplifiée par les étages suivants. Mais surtout, comme indiqué sur la figure 1, le gain dans cet étage est très important en ordre de grandeur (typiquement 10^6) par rapport aux gains réalisés dans les étages suivants. L'ASE produite ici domine le signal du piédestal en sortie de chaîne.

Le niveau de production d'ASE varie tir à tir (phénomène aléatoire). On voit la caractéristique responsable sur la figure 2: on a des variations d'amplitude assez larges dans cette zone de contraste nanoseconde. Sur cette mesure, la valeur du contraste nanoseconde est de l'ordre 10^{-6} ; c'est une valeur typique de ce genre d'installation.

La durée de cette émission peut être en partie maîtrisée par le biais des mécanismes utilisés pour isoler une impulsion unique envoyée dans les étages amplificateurs.

Cette fonction est réalisée au moyen de cellules de Pockels (obturateurs électro-optiques), dont la rapidité de déclenchement, ainsi que la précision temporelle du déclenchement par rapport à l'impulsion (jitter) permettent de maîtriser plus ou moins précisément la durée de l'ASE.

Les défauts intrinsèques sont assez reproductibles tir à tir [4]. Ils sont liés soit au processus de production de l'impulsion, soit à des défauts permanents de l'installation laser. Tout d'abord, on peut considérer les défauts de recompression de l'impulsion. Dans le principe des lasers CPA, l'étireur introduit une dispersion spectrale afin d'allonger la durée de l'impulsion. Afin d'obtenir en sortie les impulsions les plus courtes possibles, le compresseur doit alors compenser cette dispersion, ainsi que celle induite par les différents éléments de la chaîne d'amplification. Il a été montré qu'il est impossible de réaliser une compensation parfaite, et que les aberrations résiduelles dans la phase spectrale se traduisent par une structure complexe à l'échelle picoseconde. Il en est également de même du phénomène de coupure spectrale des réseaux (en raison de leur taille finie). Enfin, de nombreuses pré-impulsions peuvent être dues à des réflexions parasites sur certaines optiques de la chaîne laser, ou au contraste imparfait de certains éléments optiques utilisés pour isoler les impulsions afin de les injecter dans les étages d'amplification (par exemple des combinaisons Cellules de Pockels/polariseur), ou encore à des cristaux imparfaitement orientés.

MOTIVAȚIA CORELATORULUI DE ORDINUL 3

Caracterizarea temporală a unui impuls de femtosecundă intens pe o plajă temporală importantă necesită accesul la nivelul semnalului impulsului ale cărui durate sunt de mai multe sute de picosecunde cu o bună rezoluție temporală pentru a rezolva de asemenea și structura componentei de femtosecundă.

Cu această măsură se dorește a avea acces la profilul impulsului real, adică de a fi în măsură de a distinge frontul anterior de partea posterioară a impulsului.

În aceste condiții, este necesar să fie introdus un proces nelinear în scopul utilizării impulsului de femtosecundă însuși ca instrument de caracterizare permițând obținerea rezoluției temporale dorite.

Acest proces nelinear trebuie în mod necesar să fie de ordin impar pentru a permite să se distingă între întârzierile pozitive și negative în raport cu pic-ul impulsului.

Aceste caracteristici se regăsesc în autocorela-toarele de ordinul 3.

Un semnal care să permită caracterizarea profilului temporal al impulsului se obține realizând într-un cristal nelinear suma frecvențelor dintre o replică a impulsului fundamental (cu frecvența ω) și o altă replică, a cărei frecvență a fost în prealabil dublată (2ω), prin trecerea printr-un alt cristal nelinear. Făcând să varieze întârzierea dintre cele două replici prin intermediul unei linii de întârziere capabilă să furnizeze o prelungire de câteva sute de picosecunde, semnalul obținut la 3ω este legat direct de nivelul semnalului impulsului fundamental. Dublarea frecvenței celei de-a doua replici fiind un fenomen nelinear, raportul între nivelul componentei sale de femtosecundă și emisia parazită care o înconjoară este puternic crescut. Ca urmare, generarea de armonică a 3-a prin suma de frecvențe din cristal nu este eficace decât pe durata componentei de femtosecundă a replicii la 2ω : această componentă nu interacționează decât cu o parte a impulsului inițial diferit în funcție de întârziere.

Generarea de armonică a 3-a este un proces nelinear de ordinul 3. O astfel de măsură furnizează profilul temporal real. Ea permite să se descrie impulsurile puternic asimetrice în raport cu pic-ul impulsului.

Reprezintă o mare dinamică pentru măsurare a face să varieze înalta tensiune aplicată detectorului de semnal la 3ω care este un fotomultiplicator. Se utilizează apoi un ansamblu de densități optice neutre perfect calibrate, pentru a putea conserva amplitudinea semnalului detectat pe plaja de funcționare a plăcii de achiziție.

MOTIVATION DU CORRELATEUR D'ORDRE 3

La caractérisation temporelle d'une impulsion femtoseconde intense sur une plage temporelle importante demande d'accéder au niveau de signal de l'impulsion dont les durées soient de plusieurs centaines de picosecondes avec une bonne résolution temporelle afin de résoudre également la structure de la composante femtoseconde.

Avec cette mesure on souhaite avoir accès au profil réel de l'impulsion, à savoir être capable de distinguer le front avant de la partie arrière de l'impulsion.

Dans ces conditions, il est nécessaire de faire intervenir un processus non-linéaire afin d'utiliser l'impulsion femtoseconde elle-même comme outil de caractérisation permettant d'obtenir la résolution temporelle exigée.

Ce processus nonlinéaire doit être nécessairement d'un ordre impair pour permettre de distinguer entre les délais positifs et négatifs par rapport au pic de l'impulsion.

Ces caractéristiques se retrouvent dans les autocorrélateurs du 3e ordre.

Un signal permettant de caractériser le profil temporel de l'impulsion est obtenu en réalisant dans un cristal non-linéaire la somme de fréquence entre une réplique de l'impulsion fondamentale (à la fréquence ω) et une autre réplique, préalablement doublée en fréquence (2ω), en passant dans un autre cristal non-linéaire. En faisant varier le délai entre les deux répliques au moyen d'une ligne à retard capable d'une extension de plusieurs centaines de picosecondes, le signal obtenu à 3ω est directement lié au niveau de signal de l'impulsion fondamentale. Le doublage en fréquence de la deuxième réplique étant un phénomène non-linéaire, le rapport entre le niveau de sa composante femtoseconde et de l'émission parasite qui l'entoure est fortement augmenté. Alors, la génération de 3e harmonique par somme de fréquence dans le cristal n'est efficace que pendant la durée de la composante femtoseconde de la réplique à 2ω : cette composante n'interagit qu'avec une partie de l'impulsion initiale différente en fonction du délai.

La génération de 3e harmonique est un processus non-linéaire du 3e ordre. Une telle mesure fournit le profil temporel réel. Elle permet de décrire des impulsions fortement dissymétriques par rapport au pic de l'impulsion.

Une grande dynamique pour la mesure est de faire varier la haute tension appliquée au détecteur du signal à 3ω qui est un photomultiplicateur. On utilise ensuite un ensemble de densités optiques neutres parfaitement calibrées, afin de pouvoir conserver l'amplitude du signal détecté sur la plage de fonctionnement de la carte d'acquisition.

ASPECTE TEORETICE ȘI PRACTICE

Originile distorsiunilor de fază spațiale. Originile aberațiilor de fazei spațiale într-un lanț laser sunt multiple [5]: imperfecțiunile calității suprafeței dispozitivelor optice utilizate, neomogenitățile materialelor amplificatoare, efectele neliniare care se produc în aceste medii de amplificare, aberațiile geometrice provenind din sistemele optice sau din alinierea defectuoasă, precum și efectele termice datorate pompatului amplificatoarelor.

În cazul unui laser a cărui putere este de ordinul 100 TW, aberațiile spațiale datorate efectelor termice în ultimul etaj de amplificare au fost aproape complet corectate prin răcirea cristalului de Ti:Sa până la 120 K [6]. La această temperatură, conductivitatea sa termică este crescută cu un factor considerabil ~100 și gradientul radial de temperatură devine aproape neglijabil. Filtraje spațiale plasate între etajele de amplificare permit de asemenea să se diminueze aberațiile fasciculului. În același timp, aberațiile de ordin puțin mai ridicat (astigmatismul, de exemplu) nu sunt suprimate de filtrajul spațial, așa cum este acesta utilizat, și un astfel de filtraj este dificil de implementat la nivele de energie importante (peste 50 - 100) mJ în regim de 5 picosecunde). În cadrul LOA această problemă a fost rezolvată pentru al doilea etaj de amplificare prin realizarea unor orificii de filtraj de formă conică funcționând în regim de incidență razantă și care suportă fluente de o sută de ori superioare celor suportate de orificiile de filtraj clasice (100 până la 1000) J.cm⁻² în loc de (10 până la 20) J.cm⁻²).

Cu toate aceste precauții, cel mai bun fascicul ce a fost posibil a fi obținut fără corecție activă prezenta un R.S. (Raportul lui Strehl) de 0,5.

Să reamintim definiția R.S.:

$$R.S. = \frac{\text{Intensitatea reală}}{\text{Intensitatea creste de la tache focale de referinta}}$$

Definiția clasică ia în considerare pentru fasciculul de referință o amplitudine și o fază plate pe toată pupila fasciculului. Din punct de vedere istoric, a fost utilizat pentru prima dată în astronomie pentru cuantificarea calității imaginilor degradate de turbulența atmosferică. În acest caz specific, distribuția de amplitudine în pupila instrumentelor (telescoape) este uniformă. Este în același timp mai adecvat, pentru sistemele laser CPA, să se utilizeze ca referință un profil spațial gaussian sau chiar însuși profilul spațial experimental [7].

Un astfel de rezultat, R.S. = 0,5 este remarcabil. În același timp, reproductibilitatea acestei calități pentru utilizatori fiind dificil de menținut, se face

ASPECT THEORIQUE ET PRATIQUES

Origines des distorsions de phase spatiale. Les origines des aberrations de la phase spatiale dans une chaîne laser sont multiples [5]: les imperfections des qualités de surface des optiques utilisées, les inhomogénéités des matériaux amplificateurs, les effets non linéaires se produisant dans ces milieux amplificateurs, les aberrations géométriques provenant de systèmes optiques ou de mauvais alignements, ainsi que les effets thermiques dus au pompage des amplificateurs.

Dans le cas d'un laser dont la puissance est de l'ordre de 100 TW, les aberrations spatiales dues aux effets thermiques dans le dernier étage d'amplification ont été presque totalement corrigées par le refroidissement du cristal de Ti:Sa jusqu'à 120 K [6]. A cette température, sa conductivité thermique est augmentée d'un facteur considérable ~ 100 et le gradient radial de température devient presque négligeable. Des filtres spatiaux placés entre les étages d'amplification permettent aussi de diminuer les aberrations du faisceau. Cependant, les aberrations d'ordre peu élevé (l'astigmatisme par exemple) ne sont pas supprimées par le filtrage spatial tel qu'il est utilisé et un tel filtrage est difficile à implémenter à des niveaux d'énergie importants (au-dessus de 50-100 mJ dans le régime picoseconde). Dans le cadre du LOA on a résolu ce problème pour le deuxième étage amplificateur par la réalisation de trous de filtrage de forme conique fonctionnant en incidence rasante et qui supportent des fluences cent fois supérieures à celles supportées par les trous de filtrage classiques (100 à 1000 J.cm⁻² au lieu de 10 à 20 J.cm⁻²).

Avec toutes ces précautions, le meilleur faisceau qu'il a été possible d'obtenir sans correction active présentait un R.S. (Rapport de Strehl) de 0,5.

Rappelons la définition du R.S.:

$$R.S. = \frac{\text{Intensité crête de la tache focale réelle}}{\text{Intensité crête de la tache focale de référence}}$$

La définition classique considère pour le faisceau de référence une amplitude et une phase plate sur toute la pupille du faisceau. Historiquement, le rapport de Strehl a été utilisé pour la première fois en astronomie pour quantifier la qualité des images dégradées par la turbulence atmosphérique. Dans ce cas bien précis, la distribution d'amplitude dans la pupille des instruments (télescopes) est uniforme. Il est cependant plus approprié, pour les systèmes laser CPA, d'utiliser comme référence un profil spatial gaussien ou encore le profil spatial expérimental lui-même [7].

Un tel résultat, R.S. = 0.5 est remarquable. Cependant, la reproductibilité de cette qualité pour les utilisateurs du laser étant difficile à maintenir,

simplită nevoia unor dispozitive optice active pentru corectarea aberațiilor reziduale. Apariția unui astigmatism dificil de controlat, variabil în funcție de constrângerile termo-mecanice din piesele de susținere a cristalului în ultimul amplificator, a necesitat implementarea unui sistem optic adaptativ în măsură a asigura păstrarea performanțelor.

COMENTARII METODOLOGICE

Literatura conține câteva rezultate remarcabile referitoare la măsurarea impulsurilor scurte și de foarte înaltă frecvență [8]

Înainte de a prezenta rezultatele noastre să facem câteva comentarii:

Semnalul este proporțional cu energia impulsurilor: $S = \int_0^T I(t) dt$. Se ajunge astfel la răspunsul impulsional al sistemului de detecție, la energia pe impuls și la rata de repetiție a laserului.

Cu o astfel de măsurare nu se ajunge niciodată la durata impulsului.

O măsură de corelare de ordinul I este reprezentată schematic în figura 4.

Este vorba de o autocorelație a câmpului sau o autocorelație de ordinul 1. Aceasta furnizează intensitatea spectrală dar nu oferă niciodată o informație asupra fazei spectrale.

le besoin d'une optique active pour corriger les aberrations résiduelles s'est fait sentir. L'apparition d'un astigmatisme difficile à maîtriser, variant selon les contraintes thermo-mécaniques dans les pièces de tenue du cristal dans le dernier amplificateur, nécessitait l'implémentation d'un système d'optique adaptative de façon à assurer la pérennité des performances.

COMMENTAIRES METHODOLOGIQUES

La littérature comporte quelques résultats remarquables au sujet des mesures des impulsions courtes et de très hautes fréquences [8].

Avant de présenter nos résultats faisons quelques commentaires :

Le signal est proportionnel à l'énergie de l'impulsion: $S = \int_0^T I(t) dt$. On accède ainsi à la réponse impulsionnelle du système de détection, à l'énergie par impulsion et au taux de répétition du laser.

Avec une telle mesure on n'accède jamais à la durée de l'impulsion.

Une mesure de corrélation de 1er ordre est représentée schématiquement dans la figure 4.

Il s'agit bien d'une autocorrélation du champ ou autocorrélation du 1ère ordre. Elle donne l'intensité spectrale mais elle ne donne jamais une information sur la phase spectrale.

$$S(\tau) = \int [E(t) + E(t - \tau)]^2 dt = \text{Constante} + 2 \int [E(t) + E(t - \tau)] dt$$

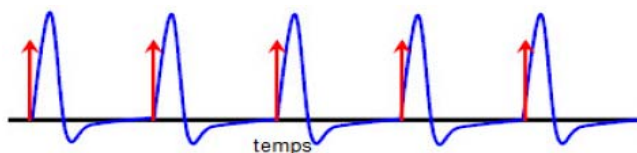


Fig. 3. Impuls înregistrat cu ajutorul unui foto-detector și al unui osciloscop rapid.

Fig. 3. Impulsion enregistrée à l'aide d'un photo détecteur et d'un oscilloscope rapide.

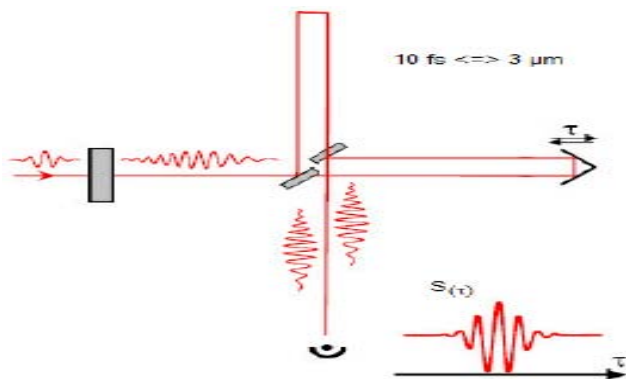


Fig. 4. Corelație de ordinul I.

Fig. 4. Corrélation de 1er ordre.

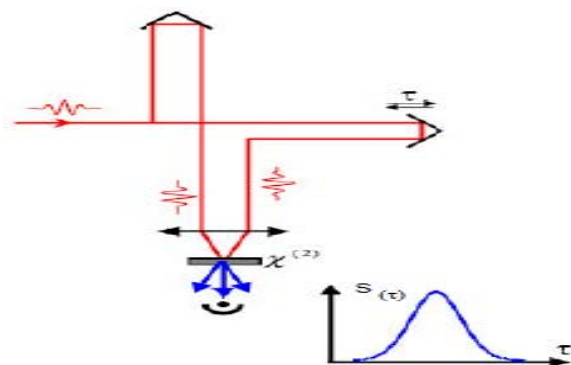


Fig. 5. Corelație de ordinul 2.

Fig. 5. Corrélation d'ordre 2.

Această autocorelație a câmpului conduce la:

$$|E(\omega)|^2$$

O corelație de ordinul 2 este reprezentată schematic în Figura 5.

În fond, este vorba de un semnal de autocorelație a intensității (pătratului amplitudinii câmpului):

$$S(\tau) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} |P^{(2)}(t)|^2 dt \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) \cdot I(t - \tau) dt$$

unde: $P^{(2)}(t) = X^{(2)}E(t) \cdot E(t - \tau)$.

Dacă se cunoaște forma impulsului se poate determina durata impulsului pornind de la lărgimea la semi-înălțime a funcției de autocorelație a intensității.

LASER-ul LOA utilizat în măsurile folosește mediile active de tip safir dopat cu Titan (Ti-Sa). Tranzițiile ionului de titan Ti^{3+} în matricea safirului Al_2O_3 sunt bine descrise de un sistem cu patru nivele (a se vedea figura 6). Literatura furnizează un studiu bun al relaxărilor non-radiative în Titan safir și în particular al relaxării vibraționale în banda $2E_gE_{3/2}$ care constituie nivelele înalte ale tranziției de pompaj și al tranziției laser. Timpul de viață pentru relaxarea vibrațională în această bandă se găsește la valoarea de 3,5 ps, aceasta fiind o limită maximă pentru această valoare. Pompajul este realizat între nivelele 0 și 3, ceea ce corespunde unei largi benzi de absorbție mergând de la 400 nm la 600 nm. În cazul nostru, se utilizează laserii în impulsuri Nd:YAG la 532 nm.

Relaxările între nivelele 3 și 2, precum și 1 și 0, au loc prin procese non-radiative foarte rapide pentru că sunt de origine vibrațională (pentru 132, a fost măsurată o valoare maximă de 3,5 ps [9]).

Tranziția laser are loc între nivelele 2 și 1, cu un timp de fluorescență al nivelului 2 egal cu 3,2 ps la temperatura ambiantă. Pentru mai multe detalii referitoare la timpii de viață în cristalele de tip granat dopate cu pământuri rare se pot consulta [10], [11].

Cette autocorrélation du champ conduit à:

$$|E(\omega)|^2$$

Une corrélation d'ordre 2 est représentée schématiquement dans la figure 5.

En effet il s'agit bien d'un signal d'autocorrélation de l'intensité (du carré de l'amplitude du champ):

$$S(\tau) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} |P^{(2)}(t)|^2 dt \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) \cdot I(t - \tau) dt$$

ou: $P^{(2)}(t) = X^{(2)}E(t) \cdot E(t - \tau)$.

Si on savait la forme de l'impulsion on pouvait déterminer la durée de l'impulsion à partir de la largeur à mi-hauteur de la fonction d'autocorrélation de l'intensité.

Le LASER du LOA utilisé dans nos mesures utilise les milieux actifs de type saphir dopé à Titane (Ti-Sa). Les transitions de l'ion titane Ti^{3+} dans la matrice de saphir Al_2O_3 sont bien décrites par un système à quatre niveaux (voire figure 6). La littérature donne une bonne étude des relaxations non radiatives dans le Titane saphir et plus particulièrement de la relaxation vibrationnelle dans la bande $2E_gE_{3/2}$ qui constitue les niveaux hauts de la transition de pompage et de la transition laser. Le temps de vie de relaxation vibrationnelle dans cette bande est trouvé à la valeur de 3,5 ps ce qui est une limite maximale pour cette valeur. Le pompage est réalisé entre les niveaux 0 et 3, ce qui correspond à une large bande d'absorption allant de 400 nm à 600 nm. Dans notre cas, des lasers impulsions Nd :YAG à 532 nm sont utilisés.

Les relaxations entre les niveaux 3 et 2 ainsi que 1 et 0 se font par des processus non radiatifs très rapides car d'origine vibrationnelle (pour 132 une valeur maximale de 3,5 ps a été mesurée [9]).

La transition laser a lieu entre les niveaux 2 et 1, avec un temps de fluorescence du niveau 2 égal à 3,2 ps à température ambiante. Pour plus de détails concernant les temps de vie dans les cristaux de type grenats dopés à terres rares on pouvait consulter [10], [11].

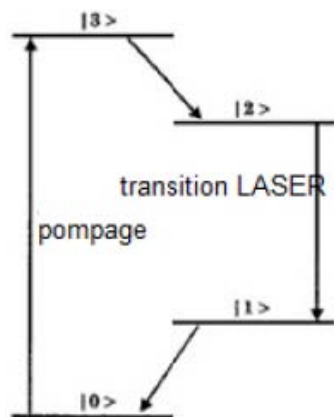


Fig. 6. Schema simplificată a nivelelor ionului de titan în matricea safirului.

Fig. 6. Schéma simplifiée des niveaux de l'ion titane dans la matrice de saphir.

Se poate considera că la orice moment numai nivelele 0 și 2 sunt populate. Tratamentul corespunde unui model de tranziție cu două nivele independente. Acest model se aplică în cazul tranziției între nivelele 1 și 2 dacă ecuațiile obținute sunt modificate pentru a ține cont de depopularea rapidă a nivelului 1.

MĂSURĂRI EXPERIMENTALE

Imaginea LASER-ului LOA este redată în figura 7.

Este vorba de un LASER CPA al cărui impuls final este de ordinul unui joule și a cărui durată este de ordinul a zece femtosecunde (~ 10 fs).

Schema corelatorului de ordin 3 este prezentată în figura 8.



Fig. 7. Imaginea LASER-ului LOA.

Fig. 7. L'image du LASER LOA.

On peut considérer qu'à tout instant seule les niveaux 0 et 2 sont peuplés. Le traitement correspond à un modèle de transition à deux niveaux indépendants. Ce modèle s'applique à la transition entre les niveaux 1 et 2 si les équations obtenues sont modifiées pour tenir compte du dépeuplement rapide du niveau 1.

MESURES EXPERIMENTALES

L'image du LASER LOA est rendue dans la figure 7.

Il s'agit bien d'un LASER CPA dont l'impulsion finale est de l'ordre d'un joule et la durée est de l'ordre d'une dizaine de femtosecondes (~ 10 fs).

Le schéma du corrélateur d'ordre 3 est présentée dans la figure 8.

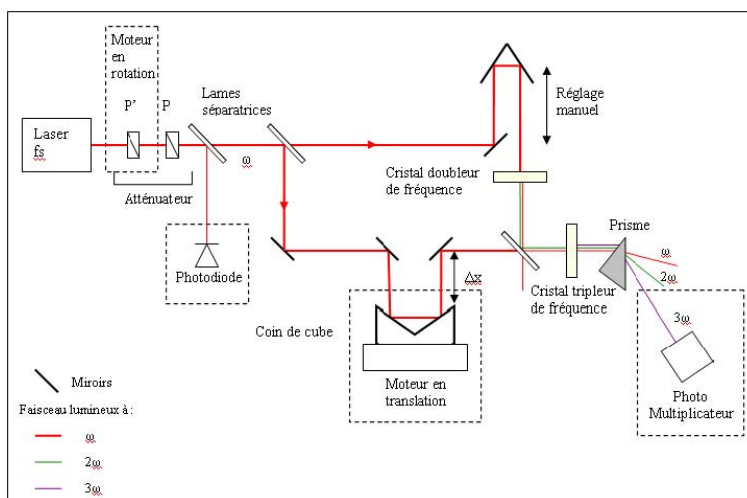


Fig. 8. Schema corelatorului de ordin 3.

Fig. 8. Le schéma du corrélateur d'ordre 3.

Mai întâi, semnalul trece printr-o primă lamelă semi-reflectantă. O mică parte a fasciculului este dirijată spre o fotodiodă care va servi drept referință pentru normalizarea semnalului la capătul montajului.

Fasciculul trece apoi printr-o a doua lamelă de separare, care îl separă în două raze luminoase coerente. Fiecare va urma un parcurs cu distanță optică diferită.

Primul urmărește un drum optic constant, reglabil manual pentru ca el corespunde unui decalaj $\Delta x = 0$. Acesta trece de asemenea printr-un cristal dublor de frecvență. Cristalul dublează frecvența razei la intrare, astfel încât o parte din raza de 800 nm (ω) trece la 400 nm (2ω) la ieșirea din cristal iar restul este transmis.

Al doilea fascicul trece printr-o linie de întârziere δx ce creează o întârziere temporală și deci un defazaj între cele două fascicule. Un motor de translație permite controlul acestei linii de întârziere.

Cele două fascicule sunt apoi trimise pe o lamelă semi-reflectantă specială. Aceasta posedă un coeficient de transmisie maxim și de reflexie minim pentru pulsația ω și un coeficient de transmisie minim și de reflexie maxim pentru pulsația 2ω . Scopul urmărit este de a păstra maximumul din semnalul de pulsație 2ω din primul fascicul. Cele două fascicule reunite astfel conduc la producerea de interferențe. Fasciculele trec apoi printr-un cristal triplor de frecvență, ceea ce creează un fascicul 3ω .

Se plasează în continuare o prismă (eventual mai multe prisme) la capătul montajului pentru separarea celor trei fascicule pentru a nu rămâne în fotomultiplicator decât semnalul impulsului 3ω .

Se plasează de asemenea un atenuator la intrarea în montaj deoarece atunci când cele două fascicule sunt în fază intensitatea la ieșirea din cristalul triplor de frecvență este la cub, ceea ce saturează fotomultiplicatorul.

Pentru a evita această problemă se plasează două polarizoare la intrarea în montaj. Primul este fix iar al doilea este pilotat de un motor de rotație. Prin intermediul acestuia se poate produce variația densității optice a fasciculului.

Auto-corelația unui laser constă în a face să varieze x punând în evidență, pentru fiecare distanță, tensiunile fotomultiplicatorului și fotodiodei (tensiune de referință).

Datele curbei de corelație sunt rapoartele între tensiunea fotomultiplicatorului și cubul tensiunii fotodiodei, adică tensiunea normalizată a fotomultiplicatorului.

Figura 9 prezintă montajul în ansamblu.

Tout d'abord, le signal passe dans une première lame semi-réfléchissante. Une petite partie du faisceau est dirigée vers une photo-diode qui servira de référence pour normaliser le signal en bout de montage.

Le faisceau passe ensuite dans une deuxième lame séparatrice, ce qui sépare le rayon en deux rayons lumineux cohérents. Chacun va suivre un chemin de distance optique différente.

Le premier suit un chemin optique constant, réglable manuellement pour qu'il corresponde à un décalage $\Delta x = 0$. Il passe également dans un cristal doubleur de fréquence. Ce cristal double la fréquence du rayon en entrée, ainsi une partie du rayon à 800 nm (ω) passe à 400 nm (2ω) en sortie du cristal et le reste est transmis.

Le second faisceau passe par une ligne à retard δx ce crée un retard temporel et donc un déphasage entre les deux faisceaux. Un moteur en translation permet de contrôler cette ligne à retard.

Les deux faisceaux sont ensuite envoyés sur une lame semi réfléchissante particulière. Elle possède un coefficient de transmission maximum et de réflexion minimum pour la pulsation ω et un coefficient de transmission minimum et de réflexion maximum pour la pulsation 2ω . Le but étant de garder le maximum de signal de pulsation 2ω du premier faisceau. Les deux faisceaux ainsi rejoint il se crée des interférences. Les faisceaux passe alors dans un cristal tripleur de fréquence, il se crée un faisceau 3ω .

On place ensuite un prisme (voir plusieurs prismes) au bout du montage pour séparé les trois faisceau et ne récupérer dans le photo-multiplificateur que le signal d'impulsion 3ω .

On place aussi un atténuateur en entrée de montage car lorsque les deux faisceaux sont en phase l'intensité en sortie du cristal tripleur de fréquence est au cube, ce qui sature le photomultiplicateur.

Pour éviter ce problème on place deux polariseurs au début du montage. Le premier est fixe et le second est piloté par un moteur en rotation. Grace à cela on peut faire varier la densité optique du faisceau.

L'auto-corrélation d'un laser consiste à faire varier x en relevant, pour chaque distance, les tensions du photomultiplicateur et de la photodiode (tension de référence).

Les données de la courbe de corrélation sont les rapports entre la tension du photomultiplicateur et le cube de la tension de la photodiode, c'est à dire la tension normalisée du photomultiplicateur.

La figure 9 représente l'ensemble du montage.

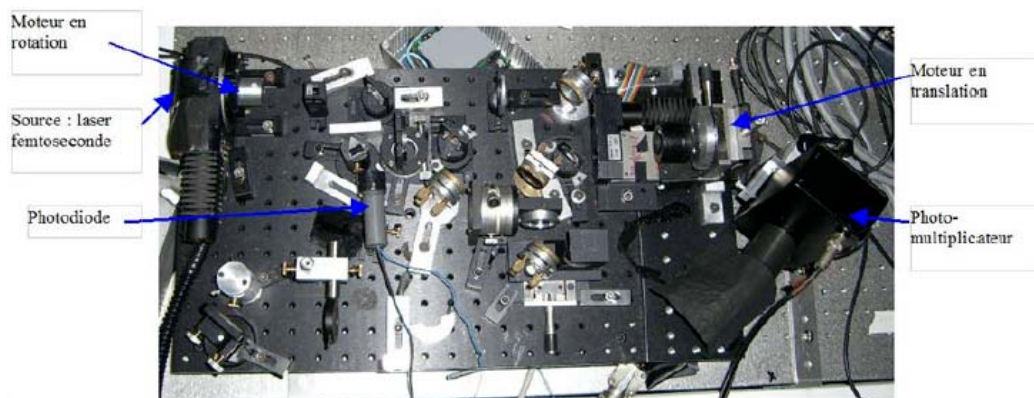


Fig. 9. Montaj în ansamblu.

Fig. 9. L'ensemble du montage.

La pornire, montajul este reglat pentru ca cele două fascicule laser să fie în fază temporală. Acestui reglaj îi corespunde o distanță « x » = 0.

Se crește « x » la maximum, apoi, pas cu pas, se diminuează « x ».

Fasciculele nu mai sunt deci în fază temporală, dar rămân spațial coerente.

Chiar înainte de trecere prin ultima lamelă semi-reflectantă, se pot reprezenta fasciculele, pentru fiecare valoare a lui x , în modul următor (a se vedea figura 10):

Drumul optic al primului fascicul este constant și este definit prin $f(t)$. Acest fascicul a traversat un cristal dublor, deci intensitatea sa (I_1) este la pătrat. Din contra, drumul celui de-al doilea depinde de Δx , este definit prin $f(t + \Delta\tau)$, iar intensitatea sa (I_2) este aceeași ca cea de la început, I . Din acest motiv, diferența de fază între cele două fascicule se diminuează, apoi crește din nou, în funcție de Δx .

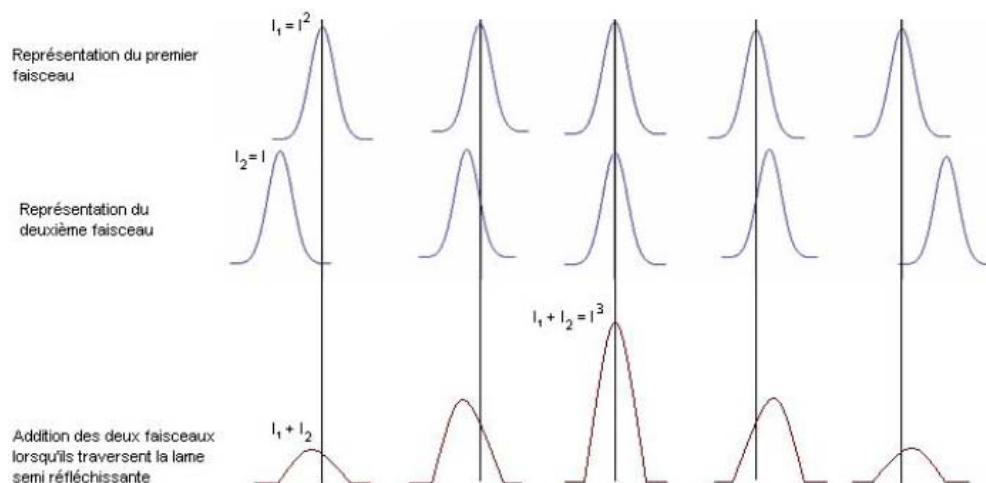
Au départ, le montage est réglé pour que les deux faisceaux lasers soient en phase temporelle. A ce réglage correspond une distance « x » = 0.

On augmente « x » au maximum, puis, pas à pas, on diminue « x ».

Les faisceaux ne sont donc plus en phase temporelle, mais reste cohérent spatialement.

Juste avant le passage dans la dernière lame semi-réfléchissante, on peut représenter les faisceaux, pour chaque valeur de x , de la manière suivante (voir la figure 10):

Le chemin optique du premier faisceau est constant, il est défini par $f(t)$. Ce faisceau a traversé un cristal doubleur, son intensité (I_1) est donc au carré. Par contre, le chemin du deuxième dépend de Δx , il est défini par $f(t + \Delta\tau)$, et son intensité (I_2) est la même que celle du départ, I . C'est pourquoi, la différence de phase entre les deux faisceaux diminue, puis réaugmente, en fonction de Δx .

Fig. 10. Reprezentarea fasciculelor, pentru fiecare valoare a lui x .Fig. 10. Représentation des faisceaux, pour chaque valeur de x .

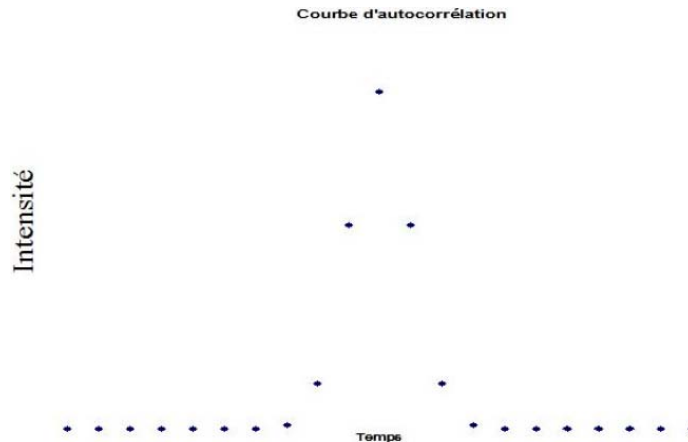


Fig. 11. Curba de autocorelație.

Fig. 11. Courbe d'autocorrélation.

Semnalul de ieșire, corespunzând corelației acestor fascicule, va evolua deci în modul prezentat în figura 11.

Mai jos, se poate vedea o curbă de autocorelație 3ω realizată la LOA (figura 12).

Cele două motoare care deplasează componentele sunt prezentate în figurile 13: a = motor de rotație și b = motor de translație.

Modulul BIM 2AX-BOCM (a se vedea figura 14), realizat de RSAI¹, permite pilotarea celor două motoare pas cu pas.

Cu ajutorul acestui modul, se pot deplasa motoarele cu mai puțin de un pas (1/2 pas, 1/4 pas, etc.), adică cu ceea ce se numește micro-pas. După cum s-a văzut mai înainte, se vor utiliza două motoare: unul de rotație, care va face să varieze densitatea, și unul de translație, care va face să varieze linia de întârziere.

Le signal de sortie, correspondant à la corrélation de ces faisceaux, va donc évoluer de la manière présentée dans la figure 11.

Ci-dessous, on peut voir une courbe d'autocorrélation 3ω réalisée au LOA (figure 12):

Les deux moteurs qui déplacent les composantes sont présentés dans la figure 13: a = moteur rotatif et b = moteur en translation.

Le module BIM 2AX-BOCM (voir fig. 14), réalisé par RSAI¹, permet de piloter deux moteurs pas à pas.

Avec ce module, on peut déplacer les moteurs de moins d'un pas (12 pas, 1/4 de pas, etc.), c'est ce qu'on appelle le micro pas. Comme on l'a vu précédemment, on utilisera deux moteurs : un en rotation, qui fera varier la densité, et un en translation, qui fera varier la ligne à retard.

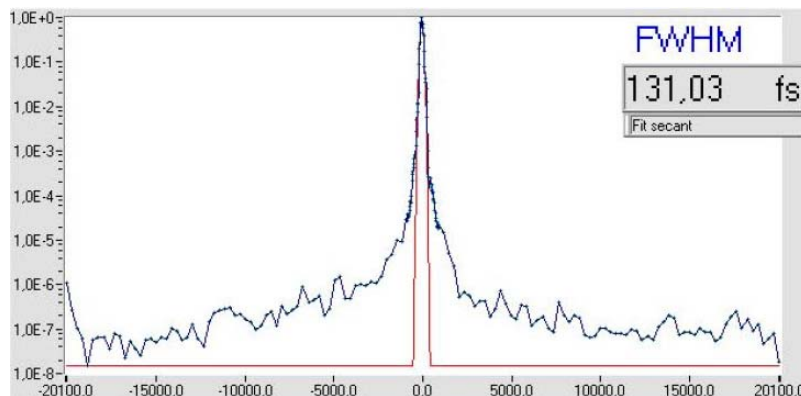
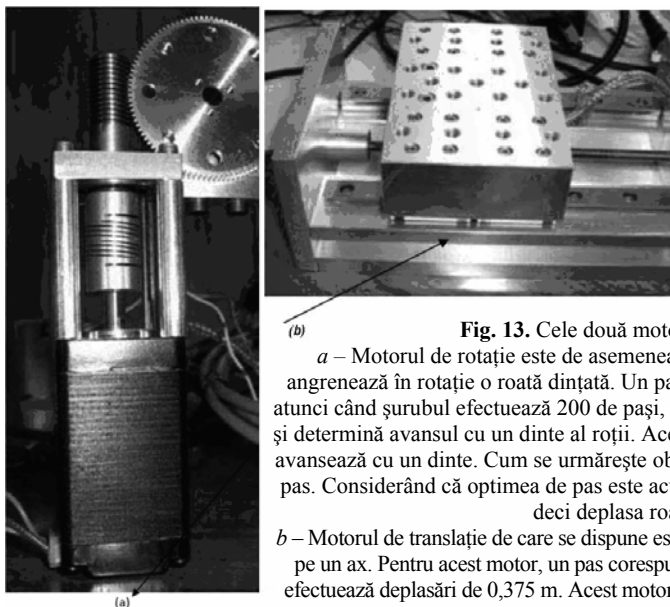


Fig. 12. Curba de autocorelație.

Fig. 12. Courbe d'autocorrélation.¹

¹ La société RSAI est spécialisée dans la fabrication de cartes électroniques, d'automates programmables industriels et de logiciels d'automatisme pour l'industrie; pour plus de détails voir le site: <http://www.rsautomation.com/>.

¹ Societatea RSAI este specializată în fabricarea de plăci electronice, de automate programabile industriale și de software de automatizare pentru industrie; pentru mai multe detalii, se poate consulta website-ul: <http://www.rsautomation.com/>.



(b)

Fig. 13. Cele două motoare care deplasează componentele.

a – Motorul de rotație este de asemenea un motor pas cu pas. Un șurub fără sfârșit permite angrena în rotație o roată dințată. Un pas al șurubului corespunde la $1,8^\circ$, ceea ce înseamnă că atunci când șurubul efectuează 200 de pași, acesta efectuează o rotație completă în jurul axei proprii și determină avansul cu un dinte al roții. Aceasta are 100 de dinți, deci se rotește cu $3,6^\circ$ atunci când avansează cu un dinte. Cum se urmărește obținerea unei precizii de grad, se operează cu optimea de pas. Considerând că optimea de pas este acum pasul nostru, șurubul are un pas de $0,225^\circ$. Se poate deci deplasa roata cu un pas de $0,001125^\circ$.

b – Motorul de translație de care se dispune este un motor pas cu pas 35F4N, care se deplasează orizontal pe un ax. Pentru acest motor, un pas corespunde la 3 m. Acesta se utilizează la optime de pas, deci se efectuează deplasări de 0,375 m. Acest motor posedă un opritor de sfârșit de cursă negativă (motorul se oprește atunci când îl atinge), precum și un codor (care furnizează poziția reală a motorului pe ax).

Fig. 13. Les deux moteurs qui déplacent les composantes.

a – Le moteur en rotation est aussi un moteur pas à pas. Une vis sans fin permet de faire tourner une roue dentelée. Un pas de la vis correspond à $1,8^\circ$, c'est-à-dire que lorsque la vis effectue 200 pas, elle fait un tour sur elle-même et permet d'avancer d'une dent sur la roue. Elle compte 100 dents, elle tourne donc de $3,6^\circ$ quand on passe d'une dent à une autre. Comme on veut être précis au degré, on travaille en huitième de pas. En considérant que le huitième de pas est maintenant notre pas, la vis a un pas de $0,225^\circ$. On peut donc déplacer la roue avec un pas de $0,001125^\circ$.

b – Le moteur en translation dont on dispose est un moteur pas à pas 35F4N, qui se déplace horizontalement sur un axe. Pour ce moteur, un pas correspond à 3m. On l'utilise en huitième de pas, on effectue donc des déplacements de 0,375m. Ce moteur possède une butée de fin de course négative (le moteur s'arrête lorsqu'il l'atteint), ainsi qu'un codeur (qui donne la position réelle du moteur sur l'axe).

**Fig. 14.** Modulul BIM 2AX-BOCM.**Fig. 14.** BIM 2AX-BOCM.

(a)



(b)

Fig. 15. Bloc de achiziție intrare / ieșire, ESBIM.**Fig. 15.** Boîtier d'acquisition entrée/sortie, ESBIM.

Totul este controlat cu ajutorul computerului. Ne trebuie deci un mijloc de a comanda diferitele module de control prin intermediul computerului. Aceasta se va realiza datorită unui "ESBIM": a se vedea figurile 15 (a) și (b).

ESBIM este un bloc de achiziție intrare / ieșire. La acesta se pot conecta până la trei module diferite. Nu vor fi utilizate decât două conexiuni.

Schema de comunicare între computer și ESBIM este prezentată în figura 16.

Tout est contrôlé par ordinateur. Il nous faut donc un moyen de commander les différents modules de contrôle via l'ordinateur. On le fera donc grâce à un "ESBIM": voir les figures 15 (a) et (b).

L'ESBIM est un boîtier d'acquisition entrée/sortie. On peut y connecter jusqu'à trois modules différents. On n'utilisera que deux emplacements.

Schéma de communication entre ordinateur et l'ESBIM est présentée dans la figure 16.

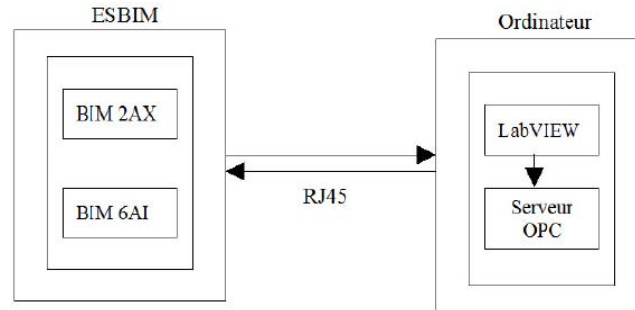


Fig. 16. Schema de comunicare între computer și ESBIM.

Fig. 16. Schéma de communication entre ordinateur et l'ESBIM.

CONCLUZII

Piedestalul care însoțește impulsurile de femto-secunde reprezintă unul din principalele obstacole pentru dezvoltarea de experimente în care se utilizează impulsurile emise de laserii cei mai intensi cu ținte solide.

În același timp, pe de o parte, diferitele modele necesită a fi încă dezvoltate, în special pentru a prezice eficacități de conversie realiste în comparație cu măsurările, iar pe de altă parte, sunt necesare noi explorări experimentale. Acestea vor fi facilitate de introducerea impulsurilor cu contrast temporal puternic.

Astfel, rezultatele foarte încurajatoare obținute cu un dispozitiv compact (care folosește ceea ce se numește o Oglindă de Plasmă) au motivat punerea la punct a unui auto-corelator de ordinul 3, care să permită un contrast temporal cu o foarte mare dinamică, de 10^7 la 1 ps și de 10^{10} la ≈ 100 ps.

Acest instrument va avea un rol primordial pentru a putea studia generarea de armonici pe ținte solide în regim relativist, și în mod special tranziția spre acest regim, care ar trebui să furnizeze numeroase elemente decisive pentru discuția asupra diferitelor modele teoretice. Explorarea interacțiunii în ținte solide în domeniul relativist în absența efectului piedestalului devine de asemenea posibilă de acum încolo. Se poate întrevădea realizarea de experimente de generare de protoni pe folii subțiri sau, mai general, studiul particulelor induse de laser și aplicațiile acestora în fizica materialelor.

Mulțumiri

Autorii adresează vii mulțumiri lui André Antonetti de la LOA care a urmărit îndeaproape stagiul lui Alexandre la LOA și care ne-a furnizat remarcile sale cu disponibilitatea și competența lui; cuvintele și provocările sale ne-au motivat în mare măsură în urmărirea demersurilor noastre.

CONCLUSIONS

Le piédestal qui accompagne les impulsions femtosecondes représente l'un des principaux obstacles dans le développement d'expériences utilisant les impulsions issues des lasers les plus intenses avec des cibles solides.

Cependant, d'une part les différents modèles ont encore besoin d'être développés, notamment pour prédire des efficacités de conversion réalistes en comparaison avec les mesures, et d'autre part de nouvelles explorations expérimentales sont nécessaires. Elle seront facilitées par l'avènement des impulsions à fort contraste temporel.

Ainsi, les résultats très encourageants obtenus avec un dispositif compact (utilisant ce qu'on appelle un Miroir Plasma ont motivé la mise en oeuvre d'un autocorrélateur du 3^e ordre permettant un contraste temporel à très grande dynamique, de 10^7 à 1 ps et de 10^{10} à ≈ 100 ps.

Cet outil sera primordial pour pouvoir étudier la génération d'harmonique sur cible solide dans le régime relativiste, et plus particulièrement la transition vers ce régime, qui devrait fournir de nombreux éléments décisifs dans la discussion entre les différents modèles théoriques. L'exploration de l'interaction de cibles solides dans le domaine relativiste sans effet du piédestal devient aussi possible désormais. On peut envisager de réaliser des expériences de génération de protons sur feuilles minces, ou plus généralement, l'étude des particules induites par laser, et leurs applications à la physique des matériaux.

Remerciements

Les auteurs remercient vivement André Antonetti du LOA qui a suivi de près le stage d'Alexandre au sein du LOA et qui nous a fait part de ses remarques avec sa disponibilité et avec sa compétence; ses propos et ses agissements ont motivé largement la suite de nos démarches.

BIBLIOGRAPHIE/ BIBLIOGRAFIE

- [1] Strickland D. and G. Mourou: *Compression of amplified chirped optical pulses*, Optics Communications, 56, pp 219 - 221, (1985).
- [2] Jullien, A., Albert, O., Burgy, F., Hamoniaux, G., Rousseau, J. P., Chambaret, J. P., Augé Rochereau, F., Chériaux, G., Etchepare, J., Minkovski, N., and Saltiel, S. M.: *10^{-10} temporal contrast for femtosecond ultra-intense lasers by cross-polarised wave generation*, Optics Letters, 30 (8) pp 920 - 922 (2005).
- [3] Jullien, A., Augé-Rochereau, F., Chériaux, G., Chambaret, J. P., d'Oliveira, P., Auguste, T., and Falcoz, F.: *High efficiency, simple setup for pulse cleaning at the millijoule level by nonlinear induced birefringence*, Optics Letters, 29 (18) pp 2184 - 2186 (2005).
- [4] V. Bagnoud and F. Salin, *Global optimisation of pulse compression in chirped pulse amplification*, IEEE Journal of selected topics in quantum electronics, 4 pp 445 - 448 (1998).
- [5] Smolorz S. et Wise F. *Time resolved non-linear refraction in femtosecond laser gain media*, Optics Letters, 23 (17), pp 1381 - 1383, (1998).
- [6] Ferré S., *Caractérisation expérimentale et simulation des effets thermiques d'une chaîne laser ultra-intense à base de saphir dopé au titane*, Thèse de doctorat de l'école Polytechnique (Chapitre II - 4) (2002).
- [7] Banc S., Chériaux G., Ferré S., Rousseau J.-P. and Chambaret J.-P., *Importance of spatial quality of intense femtosecond pulses*, Applied Physics B, 70, pp S181 - S187, (2000).
- [8] Udem T., Holzwarth R. and Hänsch, T.W., *Optical frequency metrology*, Nature 416, pp 233 - 240, (2002).
- [9] Gayen S. K., Wang W. B., Petricevic V., Yoo K. M. et Alfano R. R. *Picosecond excite and probe absorption measurement of the intra-2EgE3/2 state vibrational relaxation time in $Ti^{3+}:Al_2O_3$* , Applied Physics Letters, 50 (21), pp 1494 - 1496 ((1987).
- [10] Georgescu S., Lupei V., Petraru A., Hapenciuc C., Florea C., Naud C. Porte C., *Excited state absorption in low-concentrated Er:YAG crystals for pulsed and CW pumping*, Journal of Luminescence, 93, pp 281 - 293, (2001).
- [11] Georgescu S., Toma O., Florea C., Naud C., *ESA processes responsible for infrared pumped green and violet luminescence in low-concentrated Er:YAG*, Journal of Luminescence, 101, pp 87 - 99 (2003).

Revizia științifică a articolului:

Ion M. POPESCU, profesor universitar doctor,
Universitatea Politehnica București

Despre autori/L'auteurs:

Alexandre ADOLPHE, ESIEE Engineering
Université Paris Est, BP. 99;
Fatima ALAHYANE, LOA UMR 7639 al CNRS,
Laboratorul de cercetare comun al École
Polytechnique și al ENSTA din Palaiseau;
Patrick SANGOUARD, ESIEE Engineering
Université Paris Est, BP. 99;
Cristian FLOREA, Profesor titular la ESIEE
Engineering din Paris și Profesor Invitat al LOA
din Palaiseau și al INFLPR din București, e-mail:
cristian.florea@ensta.fr.