

ETUDE EXPLORATOIRE POUR LA REALISATION
D'UN AUTOCORRELATEUR POUR LE LASER U.V.
PICOSECONDES DU LABORATOIRE DE PHOTO-EMISSION

P. Joly

Résumé

Ce rapport présente les résultats des recherches préliminaires effectuées pour définir la technologie qui sera utilisée pour effectuer les mesures temporelles par autocorrélation sur les impulsions du laser picoseconde du laboratoire de photo-émission.

Après le rappel des besoins actuels en matière de mesures temporelles au laboratoire de photo-émission et un court exposé sur la mesure par autocorrélation, les diverses technologies envisageables sont présentées (quelques points sont complétés par des calculs). Le choix est l'auto-corrélation par ionisation à deux photons du monoxyde d'azote. On trouvera, pour finir, les premières étapes envisagées en vue de la réalisation de l'équipement et une liste de références bibliographiques.

Table des matières

1. Cadre et but de l'étude	1
2. Spécifications des besoins	1
3. Mesures temporelles directes ou par autocorrélation ?	1
3.1. Visualisation directe de la forme d'impulsion	1
3.2. Principe des mesures indirectes par autocorrélation	2
4. Moyens technologiques pour la mesure par autocorrélation	3
4.1. Réalisation de la paire d'impulsions décalées temporellement	3
4.2. Mesure par auto-diffraction	3
4.3. Mesure par une paire de détecteurs électriques	3
4.4. Mesures par détecteur non-linéaire d'ordre deux	4
4.4.1. Méthodes à faisceaux superposés	4
4.4.2. Méthodes mono-coups	5
5. Projet pour le laboratoire	6
Annexe : Calcul du facteur de contraste pour un détecteur d'ordre 2	7
Bibliographie	8

1. Cadre et but de l'étude

Au laboratoire de photo-émission, les impulsions laser sont utilisées pour caractériser des photocathodes de canon à électrons: la mesure principale est celle de leur efficacité quantique à forte charge. Cette mesure se déduit du rapport entre la charge générée (quelques nC) et celle de l'énergie par impulsion. Actuellement, l'équipement nécessaire, comprenant un laser U.V. nanoseconde, un canon et une ligne de mesure pour les électrons, est tout à fait opérationnel.

Néanmoins les expériences au CTF requièrent des photocathodes qui, en plus d'avoir une bonne efficacité quantique, ne doivent émettre que pendant la durée de l'impulsion laser afin d'avoir des paquets d'électrons suffisamment courts (quelques ps). Cette caractéristique n'est malheureusement pas remplie par tous les matériaux photo-émissoifs. C'est pourquoi le laboratoire de photo-émission sera prochainement équipé d'un laser U.V. picoseconde.

L'objectif final est de pouvoir comparer la durée du paquet d'électrons à celle de l'impulsion laser qui l'a extrait. Ces mesures dans le domaine des picosecondes posent de nombreux problèmes technologiques et il a été décidé de commencer par une "simple" mesure de la durée des impulsions laser.

La mesure de la durée de l'impulsion laser (largeur à mi-hauteur) a par elle-même un grand intérêt, car elle permet d'estimer la densité de puissance déposée sur la photocathode connaissant l'énergie par impulsion et la taille de la tache. Ce sera aussi un moyen de contrôle du bon fonctionnement du laser.

2. Spécifications des besoins

Les spécifications du laser, pour lequel l'équipement de mesure doit être conçu, sont les suivantes:

- Longueur d'onde fondamentale : 1047 nm
- Durée : 25 ps
- Energie : 5 mJ
- Fréquence des tirs : 10 Hz
- Stabilité : 10% rms
- Energie aux longueurs d'ondes harmoniques
- Harmonique 2 (524 nm) : > 1 mJ
- Harmonique 3 (349 nm) : > 1 mJ
- Harmonique 4 (262 nm) : 0,8 mJ
- Harmonique 5 (209 nm) : 0,1 mJ
- stabilité : 18% rms.

La durée des impulsions n'est pas donnée pour les harmoniques mais, si les cristaux ont une bande passante suffisante et que les impulsions ont une forme approximativement gaussienne, on peut s'attendre à une réduction de la durée d'un facteur égal à la racine carrée de l'ordre de l'harmonique. Ceci nous donnerait une durée d'impulsion de 12,5 ps à 209 nm.

D'après les dernières informations données par le fournisseur, l'hypothèse d'une forme temporelle gaussienne à la longueur d'onde fondamentale n'est pas valable. L'utilisation d'un absorbant saturable dans la cavité laser devrait donner une forme dissymétrique composée d'un front de montée raide suivi d'une décroissance plus lente. De plus des effets de saturation dans la génération des harmoniques peut limiter la puissance crête et donc donner des durées d'impulsions à mi-hauteur supérieures à celles prévues par le calcul ci-dessus.

On peut donc s'attendre à des impulsions d'une durée variant de 10 à 20 ps.

Un autre effet de l'absorbant saturable est qu'au fur et à mesure que le colorant vieillit (durée de vie prévue: 3 semaines) ses propriétés se modifient et l'on pourra s'attendre à une variation de la forme et de la durée des impulsions.

La non-linéarité des processus de génération des harmoniques, en plus de réduire la durée des impulsions, doit avoir aussi l'effet bénéfique de réduire l'importance de possible impulsions satellites. Cette amélioration de la qualité des impulsions sera limitée par le fait que des réflexions multiples dans les cristaux et les séparateurs de longueurs d'ondes viendront peut être les dégrader.

La contre partie de la non-linéarité est une baisse de la stabilité par rapport au fondamental, mais celle-ci est garantie à 18% pour l'harmonique 5.

Ces spécifications montrent la nécessité des mesures temporelles, car la durée des impulsions n'est pas une constante du laser, et fixent leur gamme à une centaine de picosecondes avec une résolution de l'ordre de la picoseconde.

3. Mesures temporelles directes ou par autocorrélation ?

La mesure de la durée et de la forme des impulsions laser peut se faire soit directement, lorsqu'on peut avoir une chaîne de mesure suffisamment rapide, soit de manière indirecte par méthode dite d'autocorrélation.

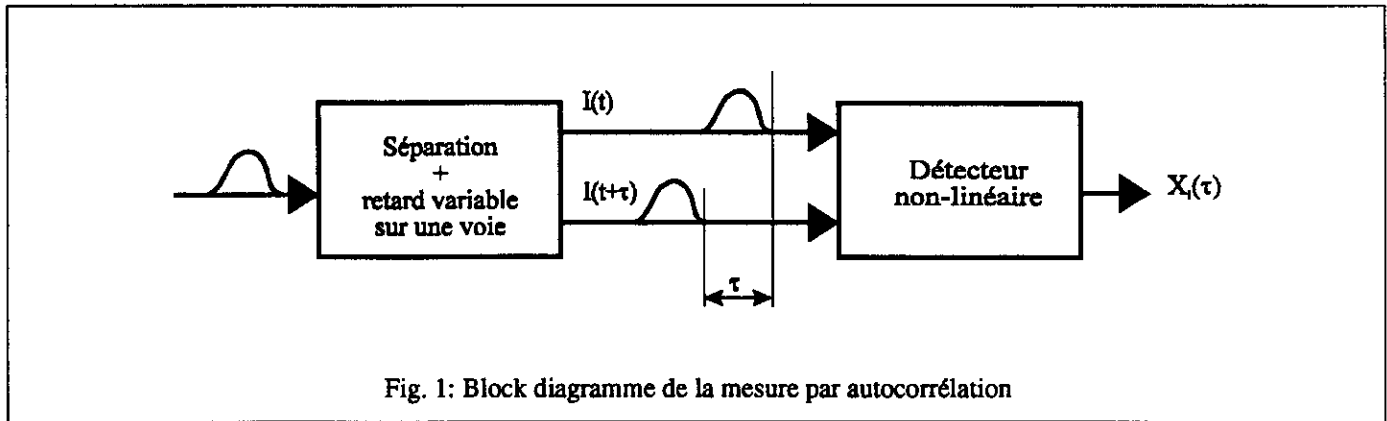
3.1. Visualisation directe de la forme d'impulsion

Un détecteur rapide donne un signal $s_f(t)$ qui peut être directement visualisé. Si la chaîne de mesure est linéaire, $s_f(t)$ est la convolution de l'intensité instantanée du faisceau, $I(t)$, par la réponse impulsionnelle de la chaîne, $R(t)$:

$$s_f(t) = I(t) * R(t) = \int_{t'} I(t') \cdot R(t-t') \cdot dt'$$

Si $R(t)$ a une durée négligeable devant celle de $I(t)$, $s_f(t)$ est très proche de $I(t)$.

Les temps de réponse des détecteurs électroniques les plus rapides est de l'ordre de la durée de l'impulsion à



mesurer. Un traitement du signal par déconvolution permettrait tout de même de retrouver en partie $I(t)$, mais cette opération a des limites et surtout demande la connaissance de $R(t)$. Or, pour mesurer $R(t)$, il faut disposer d'un signal de durée négligeable devant celle de $R(t)$. Comme cette dernière doit être plus courte que celles des impulsions à mesurer, il faudrait un signal dans le domaine des femtosecondes. Mais des impulsions laser de cette durée ne sont pas actuellement disponibles au CERN.

Les caméras à balayage de fente ont elles un temps de réponse suffisamment court. Malheureusement, leur coût interdit d'envisager un tel investissement.

Etant données la précision voulue et le fait que l'on ne disposerait pas facilement d'impulsions sub-picosecondes

pour faire la mesure de $R(t)$, la mesure directe ne sera pas possible.

3.2. Principe des mesures indirectes par autocorrélation

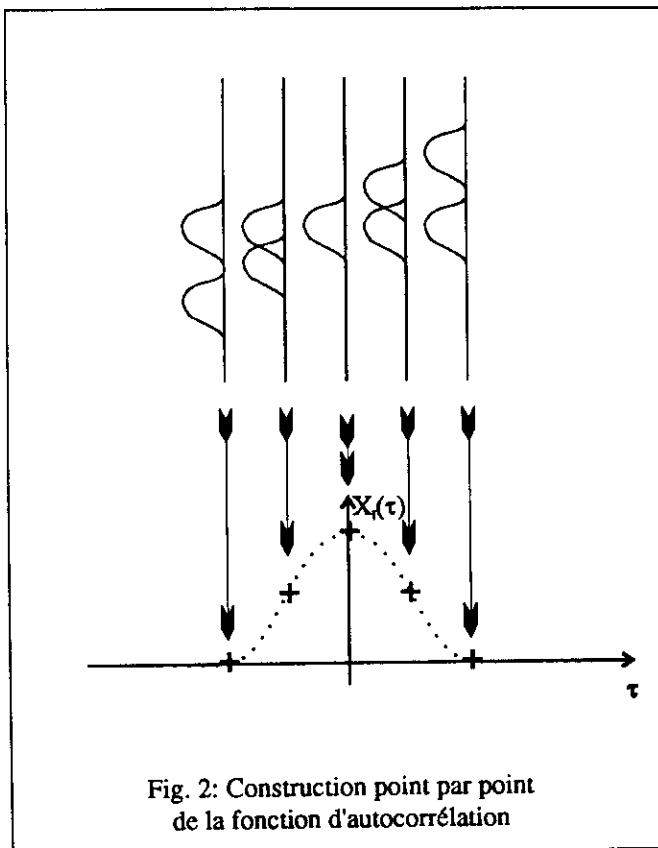
Lorsqu'on ne dispose pas de chaînes de mesures assez rapides, on fait la mesure de durée en utilisant une paire d'impulsions constituée de $I(t)$, l'impulsion à caractériser, et de $I(t+\tau)$, une copie de celle-ci décalée dans le temps (cf. fig. 1). C'est ce décalage τ que l'on fera varier et qui permettra la mesure. Pour chaque valeur de τ , le détecteur utilisé ne donne qu'un nombre, $X_I(\tau)$, dont la valeur doit indiquer si les deux impulsions sont arrivées ensemble. Ceci est le cas dès que le détecteur n'est pas linéaire et intègre sur un temps suffisamment long. Comme a priori on ne peut faire qu'une paire, donc qu'une valeur de τ , par impulsion délivrée par le laser, on utilisera un grand nombre d'impulsions pour faire la mesure. Chaque impulsion servira à faire une paire ayant un décalage différent et la fonction $X_I(\tau)$ sera tracée point par point (cf. fig. 2). Pour que la mesure ait un sens, il faut donc que les impulsions soient toutes les mêmes.

$X_I(\tau)$ mesure le taux de recouvrement de la paire d'impulsions. Cette fonction est maximum pour $\tau = 0$ et décroît symétriquement pour atteindre un minimum lorsque les impulsions sont séparées d'un temps supérieur à leur durée totale et qu'elles ne se recouvrent donc plus. La symétrie de la fonction provient du fait que le détecteur confond les cas τ et $-\tau$.

La fonction que l'on cherchera à réaliser est l'autocorrélation définie mathématiquement par:

$$X_I(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) \cdot I(t+\tau) \cdot dt$$

Pour une forme d'impulsion donnée, la durée de l'impulsion à mi-hauteur est simplement proportionnelle à la largeur à mi-hauteur de $X_I(\tau)$. Plus l'impulsion est courte, plus la fonction sera étroite et ceci sans limite de bande passante. C'est d'ailleurs par cette méthode que sont



mesurés les signaux les plus rapides possibles que sont les impulsions laser de quelques femtosecondes.

On trouvera une étude sur la mesure de la durée des impulsions à partir de leur fonction d'autocorrélation dans un autre rapport [0].

4. Moyens technologiques pour la mesure par autocorrélation

4.1. Réalisation de la paire d'impulsions décalées temporellement

Pour avoir la paire d'impulsion désirée, il faut dédoubler l'impulsion à mesurer et faire parcourir à chaque impulsion un chemin optique différent d'une longueur correspondante au décalage temporel voulu.

Le dédoublement de l'impulsion se fait facilement en utilisant une lame séparatrice ou un cube séparateur. Elle peut se faire de manière égale (50%, 50%) ou non. L'incidence d'un possible facteur entre les deux, qui peut être imposé par les composants, sera étudiée plus loin.

Le temps que met la lumière pour parcourir un chemin donné est:

$$t = \frac{\int_{\text{Chemin}} n(l) dl}{c},$$

où c est la vitesse de la lumière.

On peut faire varier aussi bien la longueur totale parcourue par le faisceau ou les longueurs de parcours dans des milieux d'indices différents. La seconde solution [1-3] est surtout utilisée pour effectuer des variations rapides de τ en utilisant par exemple des lames tournantes. Plus simplement, le réglage du décalage temporel entre les impulsions est couramment contrôlé par une ligne à retard variable dont le schéma est donné figure 3. La translation d'une paire de miroirs d'une distance x introduit un retard $\tau = 2x/c$. Un retard d'une picoseconde correspond ainsi à un déplacement de 0,15 mm, et celui correspondant à 100 ps est de 15 mm.

Cette solution ne permet pas des variations très rapides de τ , mais est parfaitement linéaire et sera facilement réalisée par une platine de translation informatisée.

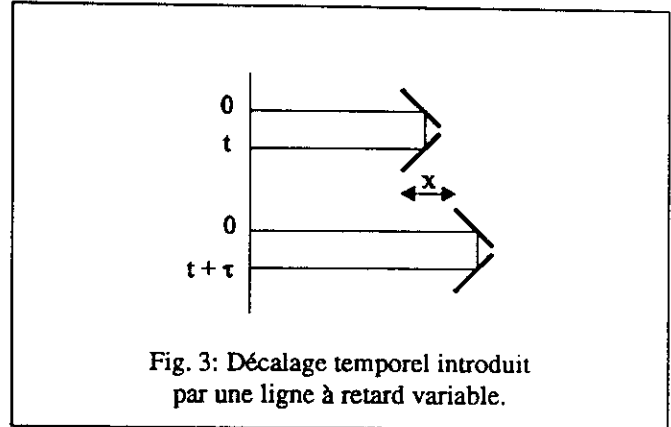


Fig. 3: Décalage temporel introduit par une ligne à retard variable.

4.2. Mesure par auto-diffraction

Dans cette méthode [4], on fait se croiser les faisceaux portant chacun une composante de la paire d'impulsions décrite précédemment (cf. fig 4). Dans l'espace où a lieu le croisement, les impulsions interfèrent et des franges se forment pendant le temps où les impulsions sont présentes toutes les deux. Si on y place un milieu absorbant, cette répartition lumineuse peut induire un réseau thermique ou de différence de population. C'est ce réseau qui peut alors diffracter l'une des impulsions qui est à sa propre origine, d'où le terme d'auto-diffraction.

L'énergie lumineuse totale auto-diffractée détecte alors bien le recouvrement des impulsions de la paire car le réseau, qui ne se forme que pendant le temps où les deux impulsions sont présentes, sera d'autant plus efficace que les deux impulsions sont peu décalées. Malheureusement, la netteté de la figure d'interférence est très sensible à la cohérence interne de l'impulsion à mesurer, ce qui en fait d'ailleurs une très bonne méthode de mesure de cette cohérence. Comme seule sa durée nous intéresse ce principe, qui pourtant devrait être applicable dans le domaine ultraviolet, ne répond pas à notre besoin.

4.3. Mesure par une paire de détecteurs électriques

Un développement de la méthode présentée ci-après a déjà été utilisée au CERN pour la mesure de la durée des paquets de particules dans le LEP en utilisant le

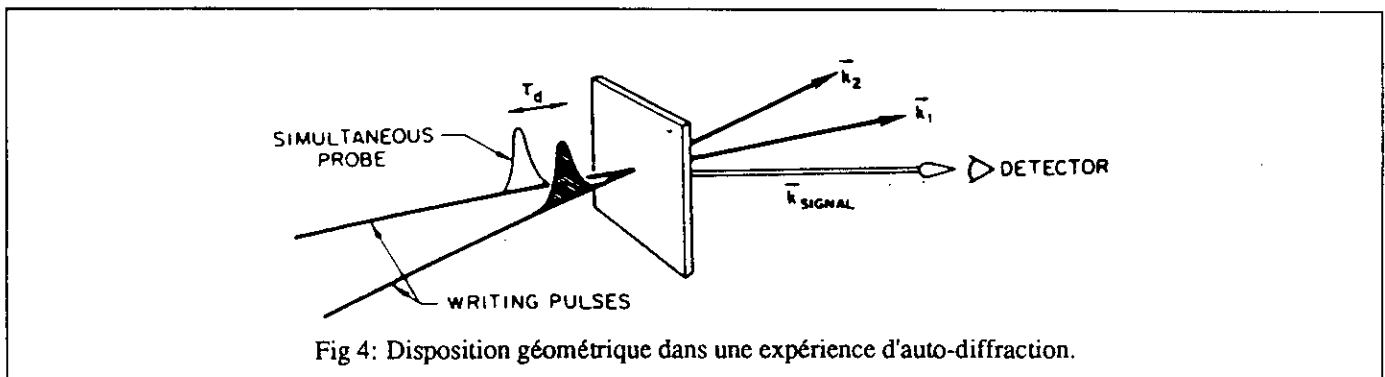


Fig 4: Disposition géométrique dans une expérience d'auto-diffraction.

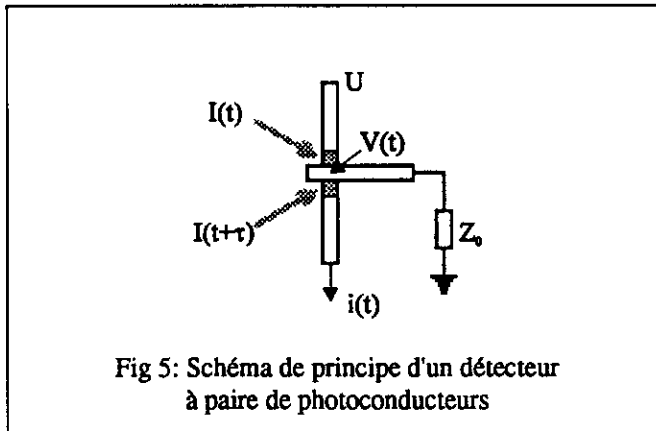


Fig 5: Schéma de principe d'un détecteur à paire de photoconducteurs

rayonnement X synchrotron [5,6].

Une manière de réaliser un signal proche de $X_1(\tau)$ à partir de la paire d'impulsions est d'en faire tomber chaque partie sur un photo-conducteur rapide, le premier fixant la tension de polarisation du second (cf. fig 5).

Soit R_1 la réponse impulsionnelle du premier photoconducteur. La charge Z_0 est telle que la tension $V(t)$ de polarisation du second photo-conducteur est indépendante de l'état de ce dernier et est le résultat de la convolution de $I(t)$ par $R_1(t)$:

$$V(t) \propto \int_{t'} I(t') \cdot R_1(t-t') \cdot dt'$$

L'intensité traversant le second photo-conducteur, de réponse impulsionnelle R_2 est:

$$\begin{aligned} i(t) &\propto \int_{t''} V(t'') \cdot I(t''+\tau) \cdot R_2(t-t'') \cdot dt'' \\ &= \int_{t'} \int_{t''} I(t') \cdot R_1(t''-t') \cdot I(t''+\tau) \cdot R_2(t-t'') \cdot dt' dt'' \end{aligned}$$

La quantité qui sera effectivement mesurée est la charge totale $Q(t)$.

$$Q(\tau) = \int i(t)$$

$$\propto \int_{t'} \int_{t''} \int I(t') \cdot I(t''+\tau) \cdot R_1(t''-t') \cdot R_2(t-t'') \cdot dt \cdot dt' \cdot dt''$$

La partie de l'intégrale portant sur t , $\int R_2(t-t'') \cdot dt$, peut être supprimée car elle ne dépend pas de t'' et qu'elle peut donc sortir comme un facteur multiplicatif qui sera ignoré par la suite. On a donc:

$$Q(\tau) \propto \int_{t'} \int I(t') \cdot I(t''+\tau) \cdot R_1(t''-t') \cdot dt' \cdot dt''$$

En effectuant le changement de variable de t'' en $v = t''-t'+\tau$, on fait apparaître $Q(\tau)$ comme le produit de convolution de $X_1(\tau)$ par la réponse impulsionnelle du premier photo-conducteur:

$$\begin{aligned} Q(\tau) &\propto \int_{v} \left[\int_{t'} I(t') \cdot I(t'+v) \cdot dt' \right] \cdot R_1(v-\tau) \cdot dv \\ &= \int X_1(v) \cdot R_1(v-\tau) \cdot dv \end{aligned}$$

On retombe sur un problème de déconvolution d'une réponse impulsionnelle.

De plus, la durée de cette réponse dans le détecteur qui serait disponible est de 18 ps. Ceci est bien trop lent pour les mesures sur le laser picosecondes. Un dispositif utilisant des photoconducteurs plus rapides ayant une réponse impulsionnelle d'une durée proche de la picoseconde [7-11] serait réalisable, mais ceci demanderait un travail de développement qui est trop important pour espérer réaliser un appareil opérationnel dans un délai de quelques mois.

4.4. Mesures par détecteur non-linéaire d'ordre deux

Dans ces méthodes le détecteur reçoit ensemble les deux impulsions de la paire. De nouveau, il faut prendre en compte le fait que, comme les impulsions sont cohérentes, ce que voit le détecteur est la figure d'interférence des deux composantes de la paire. Dans le calcul de la réponse, ce n'est pas la somme des intensités qui doit être faite, mais celle des amplitudes optiques (quantités proportionnelles au champ électrique).

Le phénomène de mesure utilisé doit être non-linéaire. Une non-linéarité d'ordre deux est suffisante et la plus simple en ce qui concerne l'interprétation des résultats. Le phénomène couramment employé de l'infrarouge au proche ultraviolet [12] est la génération de second harmonique dans un cristal non-linéaire. On mesure alors l'intensité de la lumière générée à la longueur d'onde moitié. Dans notre cas, cette méthode n'est malheureusement pas possible faute de cristaux non-linéaires transparents aux seconds harmoniques des longueurs d'ondes 262 et 209 nm, qui sont à 131 et 104 nm.

Pour ce domaine ultraviolet le phénomène couramment utilisé est l'ionisation multiphotonique [15-19,21-23]. Aux 4^{ème} et 5^{ème} harmoniques le monoxyde d'azote, NO, s'ionise dans un processus à deux photons. C'est alors la charge créée aux cours de l'ionisation qui est mesurée, ce qui est directement un signal électrique. Des précisions sur l'ionisation à deux photons de NO seront données plus loin dans la description du projet.

4.4.1. Méthodes à faisceaux superposés

La disposition la plus simple est celle où les faisceaux portant les deux impulsions de la paire sont recombinaés pour ne former qu'un seul faisceau qui tombe sur le détecteur.

Si les deux impulsions de la paire ont la même polarisation, ce sont leurs champs électromagnétiques, et

non leurs intensités, qui s'additionnent [13,14]. Soit $A(t)$ une fonction proportionnelle au champ électrique pour l'impulsion non décalée. Choisissons comme modélisation, $A(t) = a(t) \cos(\omega t + \varphi(t))$, où $a(t)$ est l'amplitude optique telle que $I(t) = a(t)^2$, ω est la pulsation correspondant à la longueur d'onde moyenne du laser, et $\varphi(t)$ une correction pour prendre en compte les variations de phase. Les fonctions $a(t)$ et $\varphi(t)$ varient lentement par rapport à ωt .

La fonction pour l'impulsion décalée est $\alpha A(t+\tau)$, où le facteur α est introduit pour pouvoir mettre en évidence l'effet d'une dissymétrie possible dans la paire.

Un phénomène linéaire (à un photon) mesure le carré du champ électromagnétique optique, donc un phénomène à deux photons en mesure la puissance quatrième. La quantité qui sera mesurée par un détecteur qui intégrera sur un temps long devant celui de l'impulsion est:

$$X(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} [A(t) + \alpha A(t+\tau)]^2 dt$$

En développant cette expression et en tenant compte de l'effet, pour une fois bénéfique, des imperfections de l'optique il vient (cf. annexe):

$$X(\tau) = 3/8 (1 + \alpha^4) \left[\int_{-\infty}^{+\infty} I^2(t) dt + \frac{4\alpha^2}{1 + \alpha^4} X_I(\tau) \right]$$

Dans cette formule, la fonction $X_I(\tau)$ cherchée apparaît avec un facteur de contraste $\frac{4\alpha^2}{1 + \alpha^4}$ par rapport au fond continu $\int_{-\infty}^{+\infty} I^2(t) dt$. Celui-ci n'est qu'une constante à retrancher. On a un contraste maximum de 2 pour $\alpha = 1$, ce qui correspond à une paire symétrique.

Ces variations théoriques du facteur de contraste, dont la courbe est donnée figure 6, seront à vérifier expérimentalement.

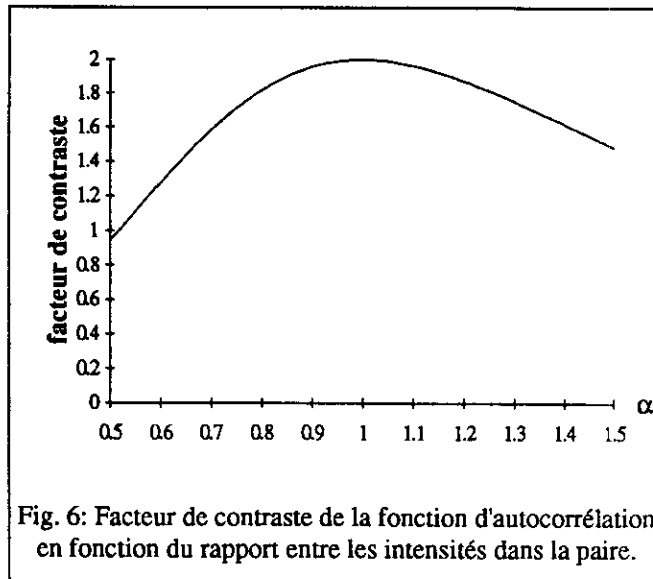


Fig. 6: Facteur de contraste de la fonction d'autocorrélation en fonction du rapport entre les intensités dans la paire.

4.4.2. Méthodes mono-coups

Il est possible, en étalant transversalement les faisceaux et, soit en les croisant, soit en introduisant un décalage τ variable avec la position dans le faisceau, de faire la mesure d'autocorrélation en un coup [17-20]. On réalise alors une autocorrélation avec des τ différents sur des parties différentes du faisceau. Ceci suppose toujours que le profil transversal de celui-ci ait un large plateau. C'est cette seule partie qui sera alors utilisée lors de la mesure. Il faut alors une puissance optique bien plus importante. De plus, le détecteur, qui doit avoir plusieurs canaux, est nettement complexifié, ce qui rend la mise en oeuvre de telles méthodes bien plus difficile.

5. Projet pour le laboratoire

Parmi les différentes possibilités envisagées et décrites ci-dessus, un autocorrélateur à faisceau recombinaison utilisant l'ionisation biphotonique de NO est la solution la mieux adaptée. Elle est très proche de l'expérience réalisée par N. Morita et Y. Tajima dont les résultats ont été publiés en 1982 [15] et dont le schéma est donné figure 7.

Le laser utilisé délivrait un train d'une quinzaine d'impulsions raisonnablement gaussiennes et d'une durée de 33 ps dans la longueur d'onde fondamentale du Nd:YAG. Ceci correspondait à 16 ps dans la quatrième harmonique, ce qui était vérifié par la mesure d'autocorrélation.

La cellule à gaz utilisée avait, pour électrodes, deux disques de 10 mm de diamètre se faisant face et séparés de 5 mm. Pour plusieurs pressions en monoxyde d'azote, la charge collectée a été comparée à l'énergie du train d'impulsions sur plus d'une décade. Les ordres du processus d'ionisation ainsi mesurés sont les suivants:

Pression (Torr)	Ordre mesuré
0.1	2.1
0.66	2.0
3.0	1.8
6.5	1.2

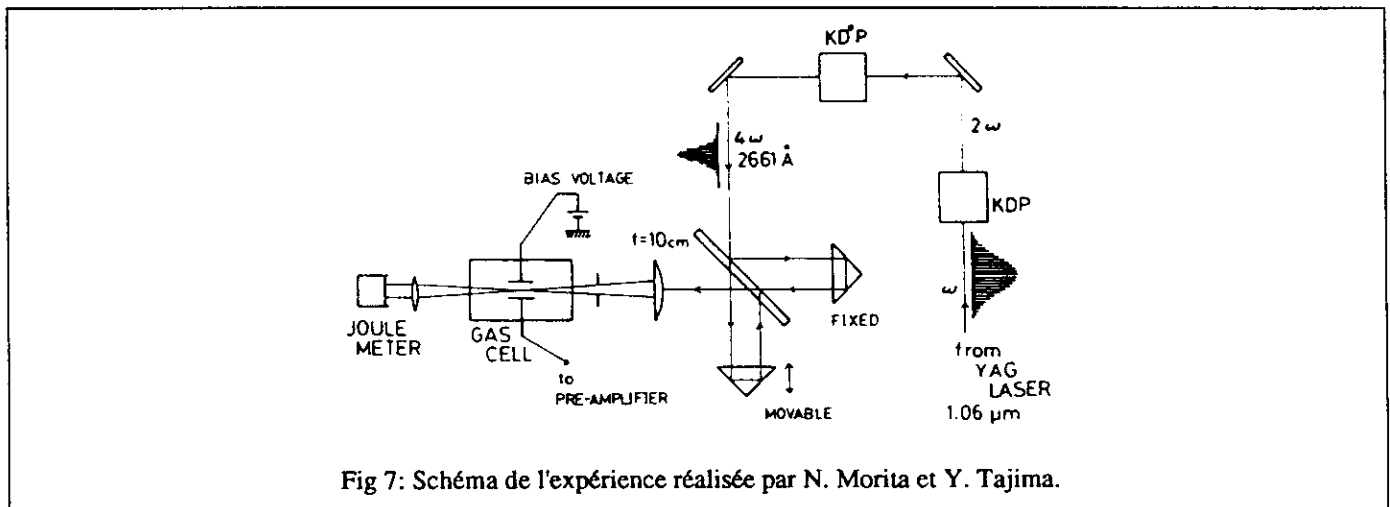
La fonction d'autocorrélation des impulsions a été tracée point par point, avec la cellule à 0.1 Torr et une

énergie par train de 30 μJ (ce qui correspond à environ 4 μJ dans les impulsions les plus grandes).

Cette énergie par impulsion est bien inférieure à celle que devrait délivrer le laser picoseconde en construction. On devrait donc pouvoir faire la mesure sur une petite fraction de l'énergie qui pourra être prélevée le long du chemin optique.

Une première cellule expérimentale équipée d'une jauge de mesure de pression sera construite à partir d'éléments pour le vide qui sont standard dans les magasins du CERN. Celle-ci sera donc métallique, ce qui n'est pas idéal par rapport à une ampoule scellée en verre, car le monoxyde d'azote, après oxydation en dioxyde, réagit avec l'eau pour donner de l'acide nitrique qui attaquera la chambre à la longue. A part ce point, cette solution a l'avantage d'être facilement réalisable et permettra d'optimiser la pression du gaz ainsi que la forme des électrodes.

Dès que le laser sera opérationnel et que la cellule ainsi que son système de remplissage seront au point, des mesures de l'ordre du processus pourront être faites par comparaison du signal de mesure de la charge collectée à celui de l'énergie par impulsion. Elles auront pour but de trouver la pression maximum pour laquelle l'effet reste d'ordre deux. En effet, on a intérêt à augmenter la densité de molécules pour en avoir un maximum d'ionisées, et donc accroître la sensibilité de la mesure.



Annexe : Calcul du facteur de contraste pour un détecteur d'ordre 2

Comme définie au paragraphe 4.4.1, la quantité qui sera mesurée par un détecteur non-linéaire d'ordre deux qui intégrera sur un temps long devant celui de l'impulsion est:

$$\begin{aligned} X(\tau) &= \int_{-\infty}^{+\infty} [A(t) + \alpha A(t+\tau)]^4 dt \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \{ A(t)^4 + \alpha^4 A(t+\tau)^4 + 4 [\alpha A(t)^3 A(t+\tau) + \alpha^3 A(t) A(t+\tau)^3] + 6 \alpha^2 A(t)^2 A(t+\tau)^2 \} dt \end{aligned}$$

Les termes se développent de la façon suivante:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} A(t)^4 dt &= \int_{-\infty}^{+\infty} a^4(t) \cos^4(\omega t + \varphi(t)) dt \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} a^4(t) \{ 1/8 \cos 4(\omega t + \varphi(t)) + 1/2 \cos 2(\omega t + \varphi(t)) + 3/8 \} dt \\ &= 3/8 \int_{-\infty}^{+\infty} a^4(t) dt \end{aligned}$$

De même:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} A(t+\tau)^4 dt = 3/8 \int_{-\infty}^{+\infty} a^4(t+\tau) dt = 3/8 \int_{-\infty}^{+\infty} a^4(t) dt.$$

En utilisant la notation $\varphi(t+\tau) = \varphi(t) + \Delta\varphi(\tau)$, le terme suivant est:

$$\begin{aligned} &\int_{-\infty}^{+\infty} A(t)^3 A(t+\tau) dt \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} 1/8 a^3(t) a(t+\tau) \{ \cos[\omega(4t+\tau)+4\varphi(t)+\Delta\varphi(\tau)] + \cos[\omega(2t-\tau)+2\varphi(t)-\Delta\varphi(\tau)] \\ &\quad + 3 \cos[\omega(2t+\tau)+2\varphi(t)+\Delta\varphi(\tau)] + 3 \cos[\omega\tau+\Delta\varphi(\tau)] \} dt \\ &= 3/8 \int_{-\infty}^{+\infty} a^3(t) a(t+\tau) \cos[\omega\tau+\Delta\varphi(\tau)] dt \end{aligned}$$

De manière similaire,

$$\begin{aligned} &\int_{-\infty}^{+\infty} A(t) A(t+\tau)^3 dt \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} 1/8 a^3(t) a(t+\tau) \{ \cos[\omega(4t+3\tau)+4\varphi(t)+3\Delta\varphi(\tau)] + \cos[\omega(2t+3\tau)+2\varphi(t)+3\Delta\varphi(\tau)] \\ &\quad + 3 \cos[\omega(2t+\tau)+2\varphi(t)+\Delta\varphi(\tau)] + 3 \cos[\omega\tau+\Delta\varphi(\tau)] \} dt \\ &= 3/8 \int_{-\infty}^{+\infty} a(t) a^3(t+\tau) \cos[\omega\tau+\Delta\varphi(\tau)] dt. \end{aligned}$$

Enfin,

$$\begin{aligned} &\int_{-\infty}^{+\infty} A(t)^2 A(t+\tau)^2 dt \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} 1/8 a^2(t) a^2(t+\tau) \{ \cos[\omega(4t+2\tau)+4\varphi(t)+2\Delta\varphi(\tau)] + \cos[2\omega\tau+2\Delta\varphi(\tau)] \\ &\quad + 2 \cos[2\omega t+2\Delta\varphi(t)] + 2 \cos[\omega(2t+2\tau)+2\varphi(t)+2\Delta\varphi(\tau)] + 2 \} dt \\ &= 1/8 \int_{-\infty}^{+\infty} a^2(t) a^2(t+\tau) \{ \cos[2\omega\tau+2\Delta\varphi(\tau)] + 2 \} dt \end{aligned}$$

L'ensemble donne:

$$\begin{aligned}
 X(\tau) &= 3/8 (1+\alpha^4) \int_{-\infty}^{+\infty} a^4(t) dt \\
 &+ 4 \left\{ 3/8 \alpha \int_{-\infty}^{+\infty} a^3(t) a(t+\tau) \cos[\omega\tau+\Delta\phi(\tau)] dt + 3/8 \alpha^3 \int_{-\infty}^{+\infty} a(t) a^3(t+\tau) \cos[\omega\tau+\Delta\phi(\tau)] dt \right\} \\
 &+ 6/8 \alpha^2 \int_{-\infty}^{+\infty} a^2(t) a^2(t+\tau) \{ \cos[2\omega\tau+2\Delta\phi(\tau)] + 2 \} dt \\
 &= 3/8 (1+\alpha^4) \int_{-\infty}^{+\infty} a^4(t) dt + 3/2 \alpha^2 \int_{-\infty}^{+\infty} a^2(t) a^2(t+\tau) dt \\
 &+ 3/2 \alpha \int_{-\infty}^{+\infty} a^3(t) a(t+\tau) \cos[\omega\tau+\Delta\phi(\tau)] dt + 3/2 \alpha^3 \int_{-\infty}^{+\infty} a(t) a^3(t+\tau) \cos[\omega\tau+\Delta\phi(\tau)] dt \\
 &+ 3/2 \alpha^2 \int_{-\infty}^{+\infty} a^2(t) a^2(t+\tau) \cos 2[\omega\tau+\Delta\phi(\tau)] dt
 \end{aligned}$$

Les trois derniers termes sont des termes d'interférence qui ne nous intéressent pas, mais qui ne seront effectivement mesurés que si $[\omega\tau+\Delta\phi(\tau)]$ est constant sur tout le détecteur. Ceci n'est heureusement pas réalisé dès qu'il y a une légère déformation des fronts d'ondes, à l'échelle de la longueur d'onde, ce qui est très facilement le cas dans l'ultraviolet. Ces termes seront donc moyennés à zéro à cause des défauts des composants et par tout désalignement.

En prenant en compte cette remarque, le résultat peut s'exprimer en fonction de l'intensité $I(t)$:

$$X(\tau) = 3/8 (1 + \alpha^4) \left[\int_{-\infty}^{+\infty} I^2(t) dt + \frac{4\alpha^2}{1+\alpha^4} \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) I(t+\tau) dt \right]$$

En utilisant la notation $X_I(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) I(t+\tau) dt$, il vient:

$$X(\tau) = 3/8 (1 + \alpha^4) \left[\int_{-\infty}^{+\infty} I^2(t) dt + \frac{4\alpha^2}{1+\alpha^4} X_I(\tau) \right].$$

Bibliographie

0. Pulse Duration Measurement (FWHM) by Auto-correlation, P. Joly, CERN/PS/LP/Note 93-28 (Tech.) (1993)

La suite de la bibliographie indique une partie des articles lus dans le cadre de la recherche. Certaines références sont accompagnées de quelques précisions sur le contenu des articles ou quelques commentaires indiquant l'intérêt qu'ils présentent.

Lignes à retard rapides

1. Rapid scanning autocorrelator for measurements of picosecond laser pulses, H. Harde and H. Burggraf, *Optics Communications*, **38** (3), 211-215 (1981).
2. Real time monitoring of CW mode-locked dye laser pulses using rapid-scanning autocorrelator, D. Welford and B.C. Johnson, *Optics Communications*, **45** (2), 101-104 (1983).
3. A rapid-scanning autocorrelator scheme for continuous monitoring of picosecond laser pulses, Z.A. Yasa and N.M. Amer, *Optics Communications*, **36** (5), 406-408 (1980).

Autodiffraction

4. Self-diffraction: a new method for characterization of ultrashort laser pulses, W. L. Nighan *et al*, *Optics Communications*, **69** (3,4), 339-344 (1989).

Photoconducteurs rapides

5. Time autocorrelation of short ($s = 40$ ps), single-shot, intense X-ray pulses, E. Rossa, CERN/LEP-BI/87-43 (1987)
6. X-ray monitors to measure bunch length and vertical profile at LEP, E. Rossa *et al.*, CERN/SL/90-23 (BI) (1990).
7. Measurement of picosecond ultraviolet laser pulse-widths using an electrical autocorrelator, J. Bokor, P. H. Bucksbaum, and D. H. Auston, *Applied Physics Letters*, **42** (4), 342-344 (1983).
8. Subpicosecond photoconductive dipole antennas, P. R. Smith *et al*, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **14** (2), 255-260 (1988)

9. Efficient generation of 480 fs electrical pulses on transmission lines by photoconductive switching in metalorganic chemical vapor deposited CdTe, M. C. Nuss *et al.*, Applied Physics Letters, **54** (1), 57-59 (1989).
10. Optically induced femtosecond electromagnetic pulses from GaSb/AlSb strained superlattices, X.-C. Zhang *et al.*, Applied Physics Letters, **57** (8), 753-755 (1990).
11. 1.4 ps rise-time high-voltage photoconductive switching, T. Motet *et al.*, Applied Physics Letters, **59** (12), 1455-1457 (1991).

Génération de second harmonique dans l'ultraviolet

12. Near-surface second harmonic generation for autocorrelation measurement in the uv, E. S. Kintzer and C. Rempel, Applied Physics B, **42**, 91-95 (1987).
Cet article décrit une mesure d'autocorrélation par génération de second harmonique pour des longueurs d'ondes jusqu'à 300 nm, ce qui peut être considéré comme un record. Le quartz n'est en effet plus transparent au delà de 150 nm, qui est la longueur d'onde générée, et pour laquelle le chemin optique doit être placé sous vide.

Théorie de l'autocorrélation

Ces articles donnent des éléments pour le calcul des termes d'interférence et du facteur de contraste dans les mesures d'autocorrélation.

13. CW autocorrelation measurements of picosecond laser pulses, K. L. Sala *et al.*, IEEE Journal of Quantum Electronics, **16** (9), 990-996 (1980).
14. An intensity/phase autocorrelator for the use of ultrashort optical pulse measurements, T. Kurobori, Y. CHO, and Y. Matsuo, Optics Communications, **40** (2), 156-160 (1981).

Autocorrélation par ionisation multiphotonique

15. A nonlinear correlation method using multiphoton ionization for the measurement of UV ultrashort pulses, N. Morita and T. Yajima, Applied Physics B, **28**, 25-29 (1982).
Cet article est celui dans lequel le dispositif expérimental est décrit le plus en détail et dont les résultats sont à la base du projet pour le laboratoire.

16. Ultraviolet laser, short pulse-width measurement by multiphoton ionization autocorrelation, D. M. Rayner, P. A. Hackett, and C. Willis, Rev. Sci. Instrum., **53** (4), 537-538 (1982).

Description rapide d'une expérience d'autocorrélation sur un laser à 337 nm, délivrant des impulsions de 500 ps et de 60 μJ. Le détecteur utilise l'ionisation du triéthylamine dans un processus à 3 photons.

17. Ultraviolet and visible single-shot autorrelator based on multiphoton ionization, O. L. Bourne and A. J. Alcock, Rev. Sci. Instrum., **57** (12), 2979-2982 (1986).
Autocorrélateur en un coup par faisceaux se propageant en sens inverse. La résolution n'est que de 25 ps.

18. A single-shot autocorrelator for the ultraviolet with a variable time window, S. Szatmari, F.P. Schäfer, J. Jethwa, Rev. Sci. Instrum., **61** (3), 998-1003 (1990).
*Cet article décrit un autocorrélateur monocoup pour un laser 450 fs ayant une énergie par impulsion de 3 mJ à 248 nm. Le détecteur utilise du NO à 100 Torr. Cette différence de pression avec l'expérience de Morita est sûrement due au changement de longueur d'onde.
L'introduction donne des références d'utilisation du monoxyde d'azote pour des mesures d'autocorrélation sur des faisceaux à 193, 248 et 276 nm.*

19. A single-shot autocorrelator for UV femtosecond pulses, P. Simon, H. Gerhardt, and S Szatmari, Meas. Sci. Technol., **1**, 637-639 (1990).

20. Single-shot autocorrelator for KrF subpicosecond pulses based on two-photon fluorescence of cadmium vapor at $\lambda = 508$ nm, A. Tünnermann *et al.*, Optics letters, **16** (6), 402-404 (1991).

Ionisation multiphotonique

Les articles suivants sont intéressants car ils donnent des arguments sur les conditions de pression pour avoir ionisation multiphotonique sans autres phénomènes tels que l'avalanche.

21. Multiphoton ionization of Na atoms in third-harmonic generation by a mode-locked Nd:YAG laser, K. Miyazaki and H. Kashiwagi, Physical Review A, **18** (2), 635-643 (1978)
22. Multiphoton ionization of Hg and Xe, S. L. Chin, N. R. Isenor, and M. Young, Physical Review, **188** (1), 7-8 (1969).
23. Multiphoton ionization of rare gases at 1.06 μ and .53 μ, P. Agostini *et al.*, IEEE Journal of Quantum Electronics, **6** (12), 782-788 (1970).

4

4