

## Imagerie médicale avec des sources X créées par laser

F. Dorchies, L.M. Chen<sup>1</sup>, Z. Ichalalene<sup>1</sup>, Z. Jiang<sup>1</sup>, J.C. Kieffer<sup>1</sup>,  
C.C. Chamberlain<sup>2</sup> et A. Krol<sup>2</sup>

*CELIA, UMR 5107 du CNRS, Université de Bordeaux I, 33405 Talence, France*

<sup>1</sup> *INRS, Énergie et Matériaux, Varennes, Québec, Canada*

<sup>2</sup> *SUNY, Upstate Medical University, Syracuse, NY, U.S.A.*

**Résumé.** L'interaction d'une impulsion laser femtoseconde avec une cible solide peut induire une émission intense de rayonnement X dans la gamme de quelques dizaines de keV. Ce type de source présente potentiellement plusieurs avantages sur les installations X conventionnelles en termes de performances (taille de la source, gamme de longueur d'onde accessible) et de coût. Ce papier réunit les différents résultats obtenus dans le cadre du projet d'imagerie médicale de l'INRS à Varennes, Québec, Canada. Ces travaux concernent d'une part l'étude quantitative de la source de rayons X-durs: intensité, spectre et taille de la source. D'autre part, des expériences de faisabilité ont montré la pertinence de leur application à l'imagerie médicale, notamment dans le domaine de l'imagerie à grande résolution spatiale (mammographie) et dans celui de l'imagerie par soustraction d'images à deux longueurs d'onde (angiographie cardiaque). La principale limitation de ces expériences était la puissance moyenne de la source bridée par la faible cadence de l'installation laser. Les lois d'échelle déduites des expériences présentées laissent présager la poursuite de ces travaux dans des conditions cliniques réalistes avec le développement actuel de chaîne laser de hautes cadences (100 Hz – 1 kHz).

### 1. INTRODUCTION

Depuis plusieurs années, l'interaction d'une impulsion laser intense et sub-picoseconde avec une cible solide est proposée comme nouvelle technologie de source de rayonnement X dur. Schématiquement, l'impulsion laser focalisée sur la cible crée tout d'abord un plasma. A la frontière de ce plasma, plusieurs phénomènes non-linéaires sensibles à l'intensité laser [1] peuvent conduire à la génération d'électrons rapides dits "supra-thermiques". Une fraction de ces électrons très énergétiques ( $> 10$  keV) pénètre dans la cible solide, induisant l'émission d'un rayonnement X. La partie énergétique du spectre de cette émission (X durs de 10 à 100 keV) se présente sous la forme de raies caractéristiques dépendant du Z de la cible ( $K_{\alpha}$ ,  $K_{\beta}$ , ...) et d'un fond continu (bremsstrahlung ou rayonnement de freinage) [2].

L'étude du rayonnement X dur obtenu lors d'une interaction laser-plasma a fait l'objet de nombreuses études dans plusieurs laboratoires. Les premières expériences ont été réalisées avec de très grosses installations laser de puissance délivrant des impulsions laser relativement longues (nanoseconde) dans le domaine de l'infra-rouge [2-9]. Le développement de ces sources X pour l'imagerie médicale a été proposé très tôt [10]. Il fut néanmoins limité par plusieurs problèmes. D'une part, le coût très élevé des installations laser ainsi que leur faible cadence (plusieurs minutes entre chaque tir) ne permettait pas d'envisager une utilisation réaliste. D'autre part, du fait de mécanismes complexes sur cette échelle de temps nanoseconde, la taille de la source X était beaucoup plus grande que celle de la tache focale laser [8, 11-13] réduisant l'intérêt de cette source sur les autres sources X plus conventionnelles. La technique d'amplification à dérive de fréquence [14] a permis le développement récent d'une nouvelle génération de lasers de puissance. Ces lasers délivrent des impulsions sub-picoseconde et de grande intensité ( $> 10^{17}$  W.cm<sup>-2</sup>). Beaucoup plus compacts et pouvant travailler avec des cadences plus élevées (jusqu'au kHz), ils ont relancé l'intérêt porté à la génération d'électrons supra-thermiques (pour leur potentielle utilisation à l'allumage rapide de cibles pour la fusion contrôlée [15]) et à la production de rayons X durs qui en découle. La première application des sources X créées par laser pour la radiologie a été reportée par Herrlin et al. [16].

Par la suite, le même groupe a obtenu des radiographies d'échantillons biologiques [17, 18]. Barty et al. [19, 20] et le groupe de Lund [17] ont démontré que l'extrême brièveté de ces sources X pouvait contribuer à améliorer le contraste de l'imagerie.

Dans ce papier, l'ensemble des travaux réalisés à l'INRS est résumé [21]. Les études quantitatives de la source de rayons X durs créée par laser sont présentées. Des lois d'échelle sont obtenues en fonction du numéro atomique de la cible et de l'intensité laser d'irradiation [22]. Des expériences ont été réalisées avec des échantillons biologiques démontrant le potentiel de ces sources X pour la mammographie et l'angiographie coronarienne [23, 24].

## 2. ETUDE DE LA SOURCE DE RAYONS X DURS

Cette partie est consacrée à la description du dispositif expérimental ainsi qu'à l'étude de la source de rayons X durs: caractérisation de sa taille, de son spectre, comportement avec le Z de la cible et l'intensité laser.

### 2.1 Physique de la source

Lors de l'interaction de l'impulsion laser avec la cible, un plasma extrêmement chaud (qqes 100 eV) est produit sur une épaisseur de l'ordre de 1000 Å. Ce plasma est le siège d'un rayonnement X dit "thermique" dont l'énergie ne dépasse pas quelques keV. A la frontière de ce plasma, plusieurs mécanismes sensibles à l'amplitude du champ électrique laser peuvent contribuer à la génération d'une importante population d'électrons supra-thermiques [1]. Par définition, leur énergie est plus élevée que la température du plasma. Une partie de ces électrons pénètre en profondeur dans la cible (jusqu'à plus de 10 µm suivant leur énergie et le Z de la cible) et interagit principalement avec la cible froide en arrière du plasma. L'émission X de haute énergie est le résultat de cette interaction électron-cible. Pour cette raison, les mécanismes physiques impliqués dans la production des X sont les mêmes que dans les tubes à électrons: le bremsstrahlung (rayonnement X de spectre continu émis par un électron dévié par un noyau atomique) et la création de lacunes dans les couches internes de l'atome suivi par une désexcitation radiative (raies caractéristiques du Z de la cible:  $K_{\alpha}$ , ...). Cependant, les électrons étant créés dans une zone très petite (tache focale laser), pendant un temps très court (durée laser sub-picoseconde) et en très grand nombre, on attend de la source X créée par laser une toute autre qualité en termes de durée, taille et brillance.

La distribution des électrons supra-thermiques qui pénètrent dans la cible est difficile à déterminer expérimentalement. Elle est généralement supposée être de type Maxwellienne. Deux paramètres suffisent alors à la décrire: sa température  $T_{hot}$  et son nombre total d'électrons. On lui préfère un paramètre équivalent noté  $\eta$  qui est le ratio de l'énergie contenue dans les électrons supra-thermiques par rapport à l'énergie de l'impulsion laser. A partir des deux paramètres  $T_{hot}$  et  $\eta$ , l'émission X se déduit directement à l'aide de lois semi-empiriques [25]. L'optimisation de la source X est donc essentiellement liée à notre habilité à maîtriser la génération des électrons supra-thermiques lors de l'interaction. C'est pourquoi, dans un premier temps et en utilisant ces mêmes lois semi-empiriques [25], la mesure des X durs a été utilisée pour déduire les valeurs de la température  $T_{hot}$  et du taux de conversion  $\eta$ , puis leur comportement en fonction des différents paramètres de l'expérience. Les paramètres dont l'influence a été étudiée sont essentiellement: la nature de la cible (i.e. son numéro atomique Z) et l'amplitude maximale du champ électrique laser. Cette dernière étant proportionnelle au produit de la racine carrée de l'intensité laser  $I$  par la longueur d'onde laser  $\lambda$ , nous avons choisi de présenter les résultats en fonction de  $I\lambda^2$ .

### 2.2 Dispositif expérimental

Les expériences présentées dans ce papier ont été réalisées sur l'installation laser Table Top Terawatt de l'INRS. Basée sur une chaîne amplificatrice Nd:verre, elle délivrait, toutes les 45 secondes, une impulsion laser de longueur d'onde centrale 1.053 µm et contenant 1 J dans une durée de 550 fs. Un effort particulier a été réalisé de façon à maintenir le meilleur contraste temporel possible entre le pic principal de l'impulsion laser et un éventuel pied. Ceci dans le but de garantir au mieux l'interaction avec une cible solide plutôt qu'avec un plasma préformé. Le contraste mesuré autour de  $10^3:1$  est estimé de l'ordre de  $10^9:1$  après le doublage en fréquence de l'impulsion. Chaque impulsion contient alors 400 mJ dans 400 fs. Le faisceau est par la suite focalisé à 45° d'incidence sur la cible, et en polarisation P. Cette géométrie a été choisie pour

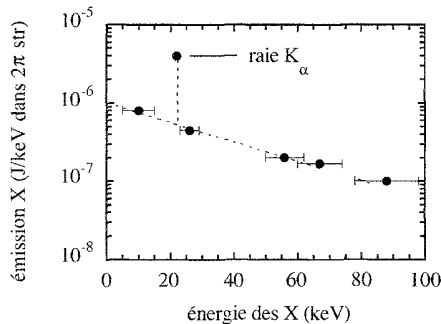
optimiser la production des électrons supra-thermiques [26]. 50 % de l'énergie laser est focalisée dans une tache de 3  $\mu\text{m}$  de rayon, conduisant à une intensité laser maximale de l'ordre de quelques  $10^{18}\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ .

L'émission des rayons X durs a été déterminée à l'aide de détecteurs constitués de scintillateurs et de photomultiplicateurs pointés vers la zone d'interaction laser-cible. Des aimants permanents ont été placés devant chacun de ces détecteurs pour s'affranchir de toute contribution de particules chargées au signal enregistré. Un ensemble de paires de filtres de Ross [22] a été utilisé pour obtenir une résolution spectrale de quelques keV dans la gamme spectrale de 10 à 100 keV.

### 2.3 Etude quantitative des spectres X

Les spectres de rayons X durs sont essentiellement constitués d'une raie très intense ( $K_{\alpha}$ ) sur un fond continu (bremsstrahlung). Un spectre obtenu avec une cible d'argent est représenté sur la figure 1. La cible était irradiée à  $I\lambda^2 = 10^{18}\text{W}\cdot\mu\text{m}^2\cdot\text{cm}^{-2}$ . L'énergie  $E_K$  des photons de la raie  $K_{\alpha}$  est caractéristique du  $Z$  de la cible. L'émission continue chute exponentiellement avec l'énergie  $E$  des photons. De ce fait sa composante "haute énergie" ( $E > E_K$ ) reste relativement faible par rapport à la raie  $K_{\alpha}$ . L'utilisation d'un filtre de même matériau que celui de la cible permet de couper une grande partie de la composante "basse énergie" de l'émission continue ( $E < E_K$ ) tout en laissant passer les photons de la raie  $K_{\alpha}$ . Le contraste  $K_{\alpha}$  / fond continu est ainsi significativement augmenté et conduit à une source quasi-monochromatique dans les X durs dont la longueur d'onde est ajustable par le choix du  $Z$  de la cible irradiée.

La pente et la hauteur de la composante continue permettent de déduire les deux paramètres  $T_{\text{hot}}$  et  $\eta$  de la distribution des électrons supra-thermiques responsables de l'émission X [25]. Pour chacun des spectres mesurés, nous avons vérifié que les valeurs déduites de ces paramètres étaient compatibles avec l'intensité observée du rayonnement  $K_{\alpha}$ . A partir du spectre représenté sur la figure 1, les valeurs déduites pour les électrons sont  $T_{\text{hot}} = 35$  keV et  $\eta = 10$  %.

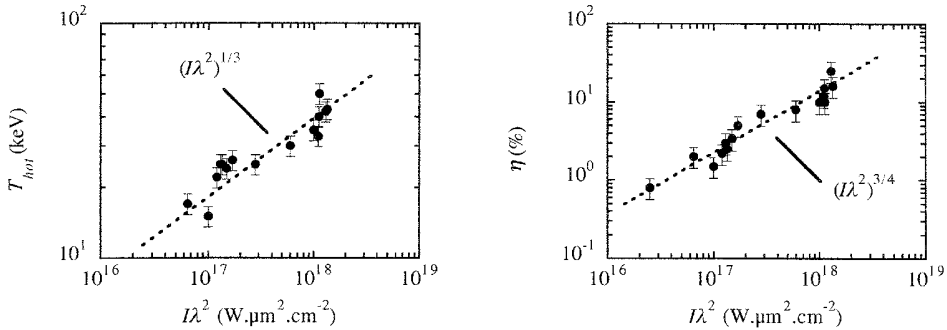


**Figure 1.** Spectre des rayons X durs obtenus lors de l'irradiation d'une cible d'argent ( $Z = 47$ ) par une impulsion laser de  $I\lambda^2 = 10^{18}\text{W}\cdot\mu\text{m}^2\cdot\text{cm}^{-2}$ . Le point mesuré correspondant à la raie  $K_{\alpha}$  (22 keV) est rapporté sur 1 keV de largeur spectrale.

Plusieurs cibles ont été irradiées avec la même intensité laser. Aucune dépendance significative des valeurs déduites de  $T_{\text{hot}}$  et  $\eta$  n'a été observée en fonction du numéro atomique de la cible entre  $Z = 13$  (aluminium) et  $Z = 73$  (tantale). Ceci est en accord avec une production d'électrons supra-thermiques liée seulement à des mécanismes de l'interaction entre l'impulsion laser et le plasma créé sur la surface de la cible.

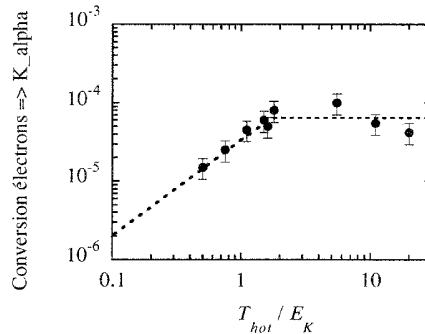
### 2.4 Lois d'échelle obtenues

La distribution des électrons supra-thermiques a été étudiée en fonction du produit  $I\lambda^2$  laser. L'intensité laser  $I$  a pour cela été modifiée à durée laser constante. Les résultats sont regroupés sur la figure 2.



**Figure 2.** Etude de la distribution des électrons supra-thermiques en fonction du produit  $I\lambda^2$  de l'impulsion laser. Gauche: température de la distribution  $T_{hot}$ . Droite: taux de conversion  $\eta$  de l'énergie laser dans les électrons supra-thermiques.

La température des électrons supra-thermiques varie proportionnellement à la puissance  $1/3$  de  $I\lambda^2$ . Le taux de conversion de l'énergie laser dans les électrons varie lui comme la puissance  $3/4$  de  $I\lambda^2$ . A partir de ces deux lois d'échelles, il est possible d'estimer la quantité de rayons X produits dans la raie  $K_\alpha$  dans toutes les configurations expérimentales de cible et d'intensité laser.



**Figure 3.** Taux de conversion de l'énergie des électrons supra-thermiques dans le rayonnement  $K_\alpha$  en fonction de la température  $T_{hot}$  des électrons.

Le rendement de la source X  $K_\alpha$  est le produit du taux de conversion de l'énergie laser dans les électrons (i.e.  $\eta$ ) par le taux de conversion  $\eta_K$  de l'énergie des électrons dans le rayonnement  $K_\alpha$ . Ce taux  $\eta_K$  dépend du rapport de la température  $T_{hot}$  des électrons sur l'énergie  $E_K$  des photons  $K_\alpha$ . Cette dépendance peut se déduire des lois semi-empiriques de la référence [25]. Elle est représentée sur la figure 3 à partir des points expérimentaux. La tendance générale est la suivante. Pour que les électrons chauds puissent "allumer" la raie  $K_\alpha$  efficacement, il est nécessaire que leur température soit au moins de l'ordre de  $2E_K$ . Au-delà l'efficacité de conversion sature.

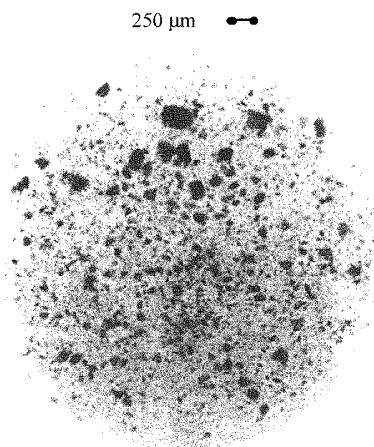
## 2.5 Taille de la source X

La taille de la source  $K_\alpha$  a été déterminée expérimentalement à l'aide de la technique du bord de couteau. Une lame de couteau est placée entre la source X et un détecteur film. Si la source était ponctuelle, l'ombre de la lame portée sur le film aurait un bord raide. Dans le cas d'une source étendue, le bord de l'ombre s'étale sur une largeur directement proportionnelle à la taille de la source X. Avec un tir laser, la taille déduite est de l'ordre de  $12 \mu\text{m}$  à mi-hauteur. Cette dimension est à comparer au diamètre à mi-hauteur de  $6 \mu\text{m}$  de la tache focale laser. Après une accumulation de plusieurs tirs, la taille mesurée devient de l'ordre de  $30 \mu\text{m}$ , trahissant un défaut de pointage laser tir à tir.

### 3. APPLICATIONS A L'IMAGERIE MEDICALE

#### 3.1 Mammographie à très fort grandissement

L'objectif général de la mammographie est d'obtenir une radiographie X du sein afin de détecter une éventuelle tumeur. La longueur d'onde X utilisée doit être ajustée en fonction de l'épaisseur du sein radiographié, de façon à optimiser le rapport du signal sur la dose reçue. A titre d'exemple, pour 4 cm de sein (resp. 8 cm), l'énergie X optimale est de l'ordre de 20 keV (resp. 25 keV). L'installation classique utilisée en milieu hospitalier est constituée d'un tube à électrons et d'une plaque comprimant le sein sur une autre plaque contenant un détecteur film. La géométrie de ce système impose un grandissement de l'image de l'ordre de 1. La détection précoce d'une tumeur ou la détermination précoce de sa nature maligne demande un plus fort grandissement. Cependant, ce dernier ne peut s'obtenir qu'au détriment de la résolution spatiale. La très petite taille des sources X créées par laser (de l'ordre de 30  $\mu\text{m}$  à comparer à plusieurs centaines de  $\mu\text{m}$  pour un tube à électrons) permet d'envisager une mammographie à très fort grandissement en conservant une résolution spatiale suffisante.



**Figure 4.** Radiographie X d'un échantillon mammographique (micro-calcifications) effectuée avec 200 tirs laser à  $I\lambda^2 = 10^{18} \text{W} \cdot \mu\text{m}^2 \cdot \text{cm}^{-2}$ . La source X était obtenue avec une cible de Molybdène ( $K_{\alpha} = 17 \text{ keV}$ ) et un filtre de Molybdène.

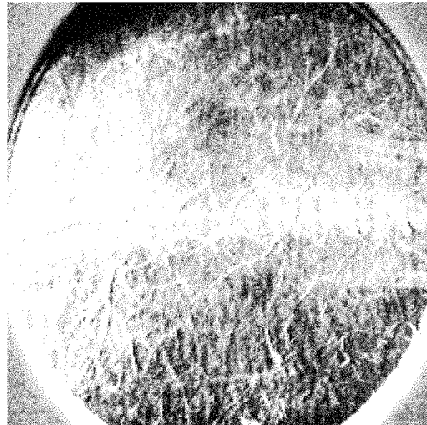
Une source X a été développée en utilisant une cible et un filtre de molybdène dans une gamme de longueur d'onde pertinente pour la mammographie ( $K_{\alpha} = 17 \text{ keV}$ ). Des images de grilles de référence ont été obtenues à la fois avec cette source et avec un tube à électrons. L'étude du contraste mesuré en fonction de la période spatiale des grilles montre que cette source X créée par laser apporte un gain d'un ordre de grandeur sur la résolution spatiale [23]. La radiographie X d'un échantillon mammographique est représentée sur la figure 4 et illustre ce résultat. Des micro-calcifications de 50 à 100  $\mu\text{m}$  de taille, indécélables avec un tube à électrons, sont résolues avec cette source X.

#### 3.2 Angiographie par soustraction d'images à deux couleurs

D'autres avantages des sources X créées par laser peuvent être exploités dans le domaine de l'imagerie médicale. L'éventail des longueurs d'onde X accessibles avec les tubes à électrons est limité par les qualités requises pour l'anode sur laquelle les électrons impactent et produisent le rayonnement  $K_{\alpha}$ . Cette anode doit en effet à la fois être bonne conductrice de l'électricité et de la chaleur. La source X créée par laser peut en revanche être réalisée avec tous les matériaux solides du tableau périodique des éléments, offrant ainsi un très large éventail de longueur d'onde.

L'angiographie est la radiographie des vaisseaux sanguins. Le sang contenu dans ces vaisseaux n'offre naturellement aucun contraste avec les tissus voisins. Les constituants de bases sont les mêmes (essentiellement C, N, O et H) et de densité du même ordre. Ils induisent une absorption très similaire dans le domaine des X. Le contraste est obtenu par l'injection d'un agent de contraste de Z élevé (iode) dans les

vaisseaux sanguins. Une technique de soustraction d'images à deux couleurs a été développée de façon à minimiser les doses d'iode injectées tout en gardant un contraste convenable. Deux images sont réalisées à deux énergies de part et d'autre du flanc K de l'iode. La différence d'absorption des tissus entre ces deux énergies X est négligeable alors que l'iode entraîne un contraste significatif. Cette technique a fait l'objet de nombreux travaux réalisés depuis déjà quelques dizaines d'années [27] sur des synchrotrons. Cette source X très performante mais peu adaptée aux conditions cliniques était en effet la seule capable de fournir des X d'énergie suffisamment proches du flanc K de l'iode.



**Figure 5.** Radiographie X du système sanguin d'un rat, effectuée avec 200 tirs laser à  $I\lambda^2 = 10^{18} \text{W} \cdot \mu\text{m}^2 \cdot \text{cm}^{-2}$  et obtenue par soustraction de deux images réalisées avec une cible de Lanthane et une cible de Barium ( $K_{\alpha}$  La = 33.4 keV et  $K_{\alpha}$  Ba = 32.2 keV de part et d'autre du flanc K de l'iode = 33.2 keV).

Une démonstration de faisabilité a été réalisée avec des sources X créées par laser. Deux cibles ont été irradiées à  $I\lambda^2 = 10^{18} \text{W} \cdot \mu\text{m}^2 \cdot \text{cm}^{-2}$ : lanthane et barium dont les raies  $K_{\alpha}$  (resp. 33.4 et 32.2 keV) se situent très proches et de part et d'autre du flanc K de l'iode (33.2 keV). L'image d'un rat préparé par une injection d'iode a été effectuée avec chacune de ces sources. Après soustraction de ces deux images, le système sanguin est résolu comme le montre la figure 5. La taille de la source permet en outre d'obtenir une résolution spatiale fine des vaisseaux.

Par la suite, une étude expérimentale et théorique du contraste en fonction de la quantité d'iode injectée a été réalisée [24]. Elle n'est pas présentée dans ce papier.

#### 4. CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Plusieurs expériences ont été réalisées dans le but d'étudier la source de rayons X durs obtenue lors de l'irradiation d'une cible solide par une impulsion laser sub-picoseconde (400 fs) et intense (jusqu'à  $I\lambda^2 = 10^{18} \text{W} \cdot \mu\text{m}^2 \cdot \text{cm}^{-2}$ ). Les rayons X sont le fruit de l'interaction d'une population d'électrons supra-thermiques avec la cible. La source est constituée d'un rayonnement mono-chromatique intense (raie  $K_{\alpha}$ ) sur un fond continu (bremsstrahlung). Les électrons supra-thermiques sont produits lors de l'interaction de l'impulsion laser avec le plasma créé en surface de la cible. Relativement indépendants du Z de la cible irradiée, le nombre et l'énergie moyenne de ces électrons augmentent avec l'intensité laser. Des lois d'échelle en puissance de l'intensité ont été déduites des expériences. La longueur d'onde est ajustable avec le matériau de la cible. La taille de la source est de quelques dizaines de  $\mu\text{m}$  après une accumulation de plusieurs centaines de tirs.

Plusieurs expériences ont été par la suite réalisées pour démontrer la pertinence de ce nouveau type de source de rayons X durs, au regard des autres sources plus conventionnelles telles que les tubes à électrons et les synchrotrons. La très petite taille de la source (un ordre de grandeur en dessous des tubes à électrons) a permis de réaliser des images d'échantillons mammographiques à très fort grandissement en conservant une résolution spatiale suffisante pour résoudre des micro-calcifications de 50 à 100  $\mu\text{m}$  de taille. Dans le principe, ce résultat permet d'envisager une détection plus précoce du cancer du sein. D'autre part, la grande flexibilité des longueurs d'onde accessibles a été exploitée pour visualiser le système sanguin d'un

échantillon biologique (rat). La technique utilisée de soustraction d'images à deux couleurs était jusqu'ici réservée aux sources synchrotrons, très performantes mais très peu adapté à une utilisation clinique réaliste.

Ces démonstrations de principe ont été réalisées avec une installation laser délivrant une impulsion toutes les 45 secondes. Du fait de cette faible cadence, près de deux heures ont été nécessaires pour chaque image. Pour atteindre un temps d'exposition réaliste pour un développement clinique (inférieur à quelques secondes), il est nécessaire d'utiliser une installation laser de plus haute cadence. Ce type d'installation existe désormais avec des intensités laser supérieures à  $10^{17}$  W.cm<sup>-2</sup> et des cadences pouvant atteindre le kHz. Les limites technologiques actuelles des installations laser de haute cadence et les lois d'échelle obtenues lors de l'étude présentée dans ce papier permettent de désigner les caractéristiques optimales du laser requis. Le développement des sources de rayons X durs créées par laser pour l'imagerie médicale se poursuit à l'INRS avec un laser 10 Hz (60 fs, 600 mJ) et au CELIA avec un laser 100 Hz (30 fs, 300 mJ en cours de développement).

## Remerciements

Ces travaux ont reçu le support financier du NIH/NIHLBI (R01 HL52643-01A2), du NSERC du Canada et du Ministère de l'éducation du Québec. Les auteurs remercient F. Poitras et C. Sirois pour leur soutien technique.

## Références

- [1] W.L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions* (Frontiers in Physics Lecture Note, series 15679, Addison-Wesley Publishing company, 1988).
- [2] J.F. Kephart, R.P. Godwin, G.H. McCall, *Appl. Phys. Lett.* **25** 2 (1974) 108.
- [3] B.H. Ripin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **34** (1975) 1313-1316.
- [4] D.V. Giovanielli, J.F. Kephart, A.H. Williams, *J. Appl. Phys.* **47** (1976) 2907-2910.
- [5] H. Pépin *et al.*, *J. Appl. Phys.* **50** (1979) 6784.
- [6] G.D. Enright, M.C. Richardson, N.H. Burnett, *J. Appl. Phys.* **50** (1979) 3909-3914.
- [7] W. Friedhorsky *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **47** (1981) 1661-1664.
- [8] J.C. Kieffer *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **50** (1983) 1054.
- [9] G.D. Enright, N.H. Burnett, *Phys. Rev. A* **32** (1985) 3578.
- [10] P.J. Mallozi *et al.*, *J. Appl. Phys.* **45** (1974) 1891.
- [11] R. Decoste, J.C. Kieffer, H. Pépin, *Phys. Rev. Lett.* **47** (1981) 35.
- [12] D.W. Forslund, J.V. Brackbill, *Phys. Rev. Lett.* **48** (1982) 1614.
- [13] J.C. Kieffer, H. Pépin, F. Amiranoff, *Appl. Phys. Lett.* **44** (1984) 494.
- [14] D. Strickland, G. Mourou, *Optics Comm.* **56** (1985) 219.
- [15] M. Tabak *et al.*, *Phys. Plasmas* **1** 5 (1994) 1626.
- [16] K. Herlinn *et al.*, *Radiology* **189** (1993) 65.
- [17] C. Tillman *et al.*, *Appl. Phys. B* **61** (1995) 333.
- [18] C. Tillman *et al.*, *JOSA B* **134** (1996) 209.
- [19] C.L. Gordon *et al.*, *Opt. Lett.* **20** 9 (1995) 1056.
- [20] C.P.J. Barty *et al.*, *SPIE proceedings* **2523** (1995) 286.
- [21] A. Krol *et al.*, *Med. Phys.* **24** 5 (1997).
- [22] J. Yu *et al.*, *Phys. Plasmas* **6** 4 (1999) 1318.
- [23] J. Yu *et al.*, *IEEE J. of selected topics in Qu. Electr.* **5** (1999) 911.
- [24] Z. Ichalalene *et al.*, *IEEE J. of selected topics in Qu. Electr.* ? (19??) ???.
- [25] G. McCall, *J. Phys. D* **15** (1982) 823.
- [26] S. Bastiani *et al.*, *Phys. Rev. E* **60** (1999) 3439.
- [27] E.R. Rubenstein *et al.*, *SPIE proceedings* **314** (1981) 42.