

PRESENTATION PAR POSTER

IMAGERIE NEUTRONIQUE PAR ZONE DE PÉNOMBRE

T.Lê, O.Delage, J-P. Garçonnet

Commissariat à l'Energie Atomique, Centre d'Etudes de Limeil-Valenton
94195 Villeneuve Saint Georges Cedex, France

H.Arsenault

Laboratoire de Recherche en Optique et Laser, Université Laval
Ste-Foy, Québec, Canada G1K7P4

Résumé

Nous présentons le concept d'imagerie pénombre utilisé, la description du système de détection enregistrement et les résultats obtenus. Nous posons en conclusion les questions auxquelles il est nécessaire de répondre pour résoudre une source avec une résolution spatiale de $10\mu\text{m}$.

1. IMAGERIE NEUTRONIQUE DE PÉNOMBRE AVEC LE LASER PHÉBUS

Dans les expériences de fusion par confinement inertiel, l'émission neutronique caractérise le rendement de la cible. Les cibles remplies de deutérium-tritium sont implosées par les 2 faisceaux du laser Phébus. En 1992, grâce à une technique d'imagerie pénombre, les

premières images de la zone émissive des neutrons ont été obtenues au Centre d'Etudes de Limeil-Valenton. En 1994, l'amélioration de la sensibilité du dispositif de détection et d'enregistrement et la mise au point de méthodes particulières de traitement d'image ont permis de mesurer les dimensions de la source avec une résolution spatiale globale de l'ordre de $100\mu\text{m}$ à des émissions aussi petites que 2.10^8 neutrons dans les 4π .



1.1. Concept d'imagerie pénombre

Une imagerie classique par sténopé ne peut être utilisée car le libre parcours moyen des neutrons de 14 MeV nécessite de réaliser le sténopé dans un matériau lourd et épais, ce qui est technologiquement impossible pour les résolutions spatiales souhaitées. Nous avons donc développé une méthode[1] qui utilise un diaphragme dont le diamètre est plus grand que la taille de la source. L'image obtenue est composée d'une zone de pleine lumière frangée par une zone de pénombre dans laquelle l'information sur la répartition spatiale de la source est convoluée avec la fonction de transfert du diaphragme. La forme biconique symétrique a été choisie en raison de la forme abrupte de sa réponse impulsionnelle.

1.2 Le système de détection et d'enregistrement

Le détecteur est un convertisseur neutron photons qui se présente sous la forme d'une mosaïque de 8000 fibres scintillantes (ou bâtonnets) de 1,5 mm de côté et de 100 mm de long. Chaque bâtonnet est isolé de ses voisins afin d'éliminer tout effet de diaphonie en lumière. L'efficacité de détection ϵ_d de chaque bâtonnet est de 27% pour des neutrons de 14 MeV (résultats d'expérience et de simulation Monte-Carlo).

La limite expérimentale du détecteur est donnée par le nombre de neutrons N_i détectés par bâtonnet situé dans la zone de pénombre[2]:

$$N_i = \epsilon_d \frac{1-\tau}{8\pi} \frac{\Delta d^2}{L_0^2 G(G+1)} N_n \quad (1)$$

- τ contraste du diaphragme dépendant de la nature et de l'épaisseur du matériau,
- L_0 distance d'approche du diaphragme à la cible mesurée par rapport au milieu du diaphragme,
- G grandissement du système d'imagerie
- N_n nombre de neutrons émis dans les 4 par la source.

Les photons, créés par les neutrons interagissant à l'intérieur de chaque bâtonnet, sont collectés à l'aide d'un réducteur à fibres optiques de grand diamètre puis amplifiés par un intensificateur à galettes de micro-canaux. L'efficacité de collection ϵ_c mesurée en sortie de chaque bâtonnet est de 5,1% lorsqu'on place un réflecteur à l'entrée des bâtonnets.

L'image est ensuite numérisée à l'aide une caméra CCD.

La sensibilité du système de détection enregistrement[2] est caractérisée par le nombre de photo-électrons émis par la photocathode de l'intensificateur pour un neutron détecté. Elle est donnée par la formule:

$$S_e = \epsilon_d N_n \epsilon_c T q_k \quad (2)$$

dans laquelle

N_V est le nombre de photons créés par un neutron interagissant, -
 T est le facteur de transmission du réducteur à fibre et de la fenêtre d'entrée de l'intensificateur
 q_k est le rendement de la photocathode.

1.3 Résolution spatiale obtenue dans l'image reconstruite

La résolution géométrique Δs_g , déduite de l'application du théorème de Nyquist, ne dépend que de la taille de l'élément scintillant et du grandissement G . En fait, la résolution spatiale Δs obtenue est supérieure à cette résolution. Elle dépend du rapport signal sur bruit (RSB) et du nombre d'événements détectés N_i par bâtonnet situé dans la zone pénombre. Elle est en outre dégradée par les méthodes de reconstruction utilisées.

Le rapport signal sur bruit^[2] RSB est donné par l'équation:

$$RSB = \frac{1 - \tau}{2\sqrt{1 + \tau}} \sqrt{\varepsilon N_n} \frac{\sqrt{R_c \Delta s}}{L_0 N_p} \quad (3)$$

R_c rayon du milieu du diaphragme,
 D_s diamètre de la source,

Des équations (1) et (3), nous obtenons l'expression de la résolution spatiale :

$$\Delta s = \left[\frac{1 + \tau}{2\pi(1 - \tau)} \Delta s_g^2 \frac{D_s^4}{R_c} \frac{RSB^2}{N_i} \right]^{1/5} \quad (4)$$

Il apparaît que la quantité d'information (nombre d'événements détectés) recueillie au niveau de l'image brute conditionne fortement la valeur de la résolution spatiale lorsque le RSB est suffisamment grand.

1.4. Reconstruction de la source

Avant d'être déconvoluée par la fonction de transfert du diaphragme, l'image brute doit être corrigée des effets instrumentaux du système de détection-enregistrement. En particulier:

- 1) des distorsions géométriques et des différences de transmission lumineuse (assimilable à un "vignettage") provoquées par l'intensificateur de lumière et les réducteurs à fibres optiques,
- 2) des distorsions géométriques dues à la répartition non uniforme des bâtonnets détecteurs,
- 3) l'absence d'information entre les bâtonnets (effet de "grille"),
- 4) du piédestal causé par les neutrons passant à travers le matériau constituant le diaphragme (contraste).

Pour obtenir les coefficients pour la correction des déformations géométriques sont obtenus en éclairant une plaque



opaque percée de trous régulièrement espacés. La méthode ensuite utilisée est dérivée des méthodes de "Warping".

ceux pour la correction des différences de transmission lumineuse sont obtenus à l'aide d'images neutroniques réalisées avec des tirs effectués sans diaphragme.

L'effet de "grille" est corrigé à l'aide d'une technique de débruitage non linéaire[6]. En supposant que l'image obtenue est la somme de l'image à obtenir et d'un bruit de moyenne nulle et de variance connue ($u_0 = u + n$), on cherche à minimiser la fonctionnelle suivante :

$$L(u) = \int_{\Omega} \left[\frac{\partial u}{\partial x}^2 + \frac{\partial u}{\partial y}^2 \right]^{1/2} dx dy \quad (5)$$

La valeur du piédestal est obtenue en étudiant la variation des événements détectés sur des couronnes concentriques de même surface.

Pour la reconstruction de l'image, deux méthodes ont été utilisées. La première est une version améliorée du filtre de Nugent prenant en compte les conditions géométriques particulières de l'imagerie pénombre[3,4,5]. La seconde est un filtre de Wiener associé à une transformation homomorphique prenant en compte la nature fluctuante de l'image[9].

Pour le filtre de Wiener, nous faisons l'hypothèse que le nombre de neutrons émis par chaque élément de la source est en moyenne identique et que la statistique

de détection suit une loi de Poisson. Le signal mesuré r peut alors s'écrire[9]:

$$r = s + K\sqrt{sn} \quad (6)$$

s signal non dégradé

n signal indépendant aléatoire de variance unité

Une transformation en racine carrée permet, en supposant que le rapport signal sur bruit est suffisamment grand, de ramener l'étude au signal:

$$\sqrt{r} = \sqrt{s} + K\frac{n}{2} \quad (7)$$

Sans cette transformation homomorphique, le Filtre de Wiener qui est un filtre linéaire passe-bas donne des résultats moins bons que le filtre de Nugent, car il ne tient pas compte de la nature du bruit dépendant du signal. La transformation en racine carrée permet de rendre ce bruit indépendant du signal et donne alors de meilleurs résultats que le Filtre de Nugent.

1.5. Résultats obtenus

Les résultats obtenus en 1994 sur des tirs délivrant de quelques 10^8 à quelques 10^9 neutrons dans les 4π ont montré les limites du Filtre de Nugent qui restitue une image plutôt lissée de la zone émissive des neutrons tandis que le Filtre de Wiener homomorphique restitue mieux les contours.

2. DÉVELOPPEMENT FUTUR DE L'IMAGERIE NEUTRONIQUE

Dans le cadre d'une installation future de grande puissance une résolution spatiale de l'ordre $10\ \mu\text{m}$ à l'intérieur de la source est souhaitée pour caractériser le milieu fusible et seule une technologie d'imagerie pénombre peut être envisagée. Les questions qui se posent sont :

1) Quelle est la quantité d'information nécessaire pour garantir une résolution spatiale de $10\ \mu\text{m}$ et quelles devront être les caractéristiques du système de détection enregistrement et la forme de l'ouverture pour obtenir cette quantité d'information ?

2) Quelles techniques de reconstruction nous permettraient de conserver une telle résolution spatiale ?

En outre afin d'obtenir des images de source relativement petites avec un rapport signal sur bruit (RSB) acceptable, la distance cible ouverture L_0 doit être petite. La détermination de L_0 dépend de la forme de l'ouverture et l'on sait que les difficultés numériques sont grandement simplifiées lorsque le grandissement de tout élément se trouvant dans le champ est constant.

3. CONCLUSION

L'amélioration de la sensibilité du système de détection-enregistrement et l'utilisation d'une transformation géométrique nous

ont permis de mesurer les dimensions de la source avec une dégradation acceptable de la résolution géométrique. Dans le futur, il faut obtenir une résolution globale de l'ordre de $10\ \mu\text{m}$.

Les techniques de reconstruction devront prendre en compte le fait que le rapport signal sur bruit n'est pas constant sur toute l'image et discriminer les fluctuations de l'objet de celles de l'image.

RÉFÉRENCES

- [1] J.-P. Garçonnet, O. Delage, D. Schirmann, A. Bertin, G. Grenier, B. Guilpart, A. Rouyer, "Neutron penumbral imaging of inertial confinement fusion targets", *Laser and particles beams*, Vol.12 n°3, pp 563-571, Mars 1994.
- [2] O. Delage, J.-P. Garçonnet, D. Schirmann, A. Rouyer, "Neutron penumbral imaging of inertial confinement fusion targets at Phebus", *Review Scientific Instrument*, Vol.66 n°2, pp 1205-1209, Février 1995.
- [3] K.A. Nugent, B. Luther-Davies, *Applied Optics* Vol.25, 1008, 1986.
- [4] D. Ress, R.A. Lerche, R.J. Ellis, S.M. Lane, K.A. Nugent, "", *Review Scientific Instrument*, Vol.59 p 1694, 1988.
- [5] D. Ress, "Design of thick apertures for high-resolution neutron



- penumbral imaging", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol.37 n°2, Part I, pp 155-160, Avril 1990.
- [6] L.I.Rudin, S.Osher, E.Fatemi, "Nonlinear total variation based noise removal algorithms", Physica D, Vol.60 n°1-4, pp 259-268, Novembre 1992.
- [7] H.Arsenault, M.Denis, "Image processing in signal-dependent noise", Can.J.Phys, Vol.61, pp 309-317, 1983.
- [8] H.Arsenault, M.Denis, "Integral expression for transforming signal-dependent noise into signal-independent noise", Optics Letters, Vol.6 n°5, pp 210-212.
- [9] O.Delage, J-P.Garçonnet, T.Lê, H.Arsenault, "Image processing in penumbral imaging", à paraître dans Applied Optics Septembre 1995.