

1. Congrès européen de cinéradiographie par photons
ou particules.
Paris, France - 19 - 21 Mai, 1981.
CEA - CONF 5734

RADIOGRAPHIE DANS LE DOMAINE X D'UN MICROBALLON

IMPLOSE PAR LASER

FR 8101549

J. LAUNSPACH, C. BAYER, D. BILLON, M. DECROISSETTE,

D. JURASZEK, D. MEYNIAL

Commissariat à l'Energie Atomique, Centre d'Etudes de Limeil,

B.P. n° 27, 94'90 Villeneuve-Saint-Georges, FRANCE

I - INTRODUCTION

Au Centre d'Etudes de Limeil du C.E.A. on utilise le laser OCTAL /1/ (Fig. 1) pour réaliser l'implosion de petites cibles contenant un mélange de D.T. et produire des réactions de fusion thermonucléaire.

C'est un laser à verre dopé au Néodyme ($\lambda = 1,06 \mu\text{m}$) comprenant huit chaînes amplificatrices plus une chaîne de diagnostic. La puissance totale disponible au niveau de la cible passe d'environ 1 TW pour une impulsion de 50 ps ($E_i = 50 \text{ J}$) à 500 GW pour 600 ps ($E_i = 300 \text{ J}$).

Les faisceaux sont focalisés sur la cible (Fig. 2) suivant les diagonales d'un cube avec des lentilles ouvertes à $f/1.5$ ($f = 180 \text{ mm}$).

Les cibles sont des microballons en verre avec des rayons R variant de 30 à 150 μm pour des épaisseurs ΔR allant de 0,6 à 3 μm . Ils sont remplis d'un mélange équimolaire de DT à des pressions allant de 1 à quelques dizaines de bars. De plus, ils peuvent être enrobés de paraxylène (C_8H_{10})_n sur des épaisseurs de 1 à quelques dizaines de μm .

Le dispositif expérimental où sont réalisés ces expériences se nomme Camélia (Fig. 3).

Il se compose essentiellement d'une chambre à vide sur laquelle sont fixés (Fig. 4) :

- les dispositifs de réglage des lentilles de focalisation ;
- le dispositif de mise en place des cibles ;
- un grand nombre de moyens de diagnostics qui permettent d'obtenir à chaque tir un maximum d'informations (Fig. 5).

L'objectif de ces expériences /2/ est d'étudier les mécanismes d'implosion par laser et de mesurer les caractéristiques de densité et de température qu'ils permettent d'atteindre.

Lorsque la densité de puissance ϕ_1 au niveau de la cible est inférieure à 10^{14} W/cm^2 , le rayonnement laser est essentiellement absorbé par bremsstrahlung inverse dans la zone sous critique ($n_e < 10^{21} \text{ e/cm}^3$) créée autour de la cible. L'énergie est ensuite transférée vers l'intérieur de la cible par conduction thermique électronique, l'échauffement et l'ablation de la périphérie de la cible génèrent alors un choc ou une succession de chocs centripètes qui compriment le DT.

Lorsque la densité de puissance ϕ_i est supérieure à 10^{15} W/cm² d'autres mécanismes d'absorption (telle que l'absorption résonnante) apparaissent et deviennent prépondérants. Ils donnent naissance à une population de particules rapides (ions et électrons), suprathermiques. Le préchauffage de la cible par les électrons suprathermiques donne lieu à un régime d'implosion particulier, appelé régime de "poussoir explosant". Ce régime est caractérisé par l'obtention d'un coeur chaud (T_{DT} de 1 à quelques keV) et relativement peu dense ($\rho_{DT} < 1$ g/cm³). Le $\int \rho dr$ total est de quelques 10^{-4} g/cm², ce qui permet d'observer facilement les diverses émissions du DT et en particulier l'émission dans le domaine X.

La compression peut être évaluée à partir des dimensions de coeur et de couronne déduites des photographies intégrées temporellement obtenues par exemple avec des chambres à sténopé (Fig. 6). Lorsque ces émissions sont enregistrées sur une caméra à balayage de fente par l'intermédiaire d'une fente de résolution spatiale on obtient en plus des informations sur les dimensions de coeur et de couronne, l'écart temporel de ces émissions et leur durée (Fig. 7).

Pour obtenir des compressions plus élevées, il faut réduire le préchauffage par les électrons suprathermiques et tendre vers un "régime d'ablation" ce qui nécessite des densités de puissance modérées et des $\int \rho dr$ plus élevés (enrobage de paraxylène). Dans ces conditions, les diverses émissions X de la cible sont affaiblies : d'une part l'émission de la couronne, par effet de Z, et d'autre part l'émission du coeur (DT + poussoir froid comprimé) à cause de l'absorption par les zones denses et froides qui entourent la zone émissive. L'évaluation de la compression doit donc se faire à l'aide d'autres techniques telles que l'activation neutronique [3/ ou la radiographie par rayons X [4/.

Au C.E.L., nous avons développé un dispositif de radiographie X relativement simple [5/ : il se compose d'une source X, de la cible à analyser, d'un ou deux sténopés et d'un détecteur qui est soit un simple film (Kodak Kodirex) si le diagnostic est fait sans résolution temporelle, soit une caméra X à balayage de fente [6/ dans le cas contraire. Ce dispositif peut être utilisé :

- sans la source X, comme diagnostic d'émission avec résolution spatio-temporelle ;
- pour étudier le préchauffage des cibles en radiographiant le poussoir au début de l'implosion (régime de poussoir explosant) ;
- comme diagnostic du coeur par radiographie du poussoir en fin d'implosion.

II - Radiographie d'un microballon implosé en régime de poussoir explosant

On a utilisé un dispositif de radiographie dans le domaine X pour étudier le préchauffage de microballons par les électrons suprathermiques créés lors d'irradiation à densité de puissance élevée (durée d'impulsion laser brève ≈ 50 ps) (Fig. 8).

Le dispositif expérimental comprend :

- une source de rayonnement X (a) obtenue en focalisant la neuvième chaîne (1 J ; 50 ps) du laser OCTAL avec une lentille ouverte à f/2 (f = 190 mm) sur une cible plane en laiton. Le plasma de 50 à 100 μ m de diamètre ainsi créé émet une brève impulsion (≈ 50 ps) de rayons X dans la bande spectrale de 1 à 1,5 keV ;

- une chambre noire à 2 sténopés (c) ($\approx 15 \mu\text{m}$ de diamètre) qui permet d'enregistrer simultanément sur un film Kodirex (e) trois images : en (s) celle de la source seule qui fournit l'intensité incidente ; en (p) celle des émissions propres (couronne et coeur) du microballon (b) irradié, dont les intensités constituent un bruit pour la mesure du signal transmis ; en (s + p) celle de la source à travers le microballon qui fournit l'intensité transmise après déduction du bruit dû aux émissions du microballon.

Pour optimiser la détection :

- l'axe est décentré pour minimiser l'influence de l'émission du coeur ;
- l'enregistrement est filtré par une feuille d'aluminium (d) (5 à $25 \mu\text{m}$ d'épaisseur) dont la discontinuité K d'absorption atténue fortement l'émission du microballon au-dessous de $h\nu = 1,56 \text{ keV}$.

Un exemple de cliché radiographique est également montré sur la figure 8. La transmission (E/E_0) , pour $h\nu = 1,3 \text{ keV}$ du microballon implosé est calculée à partir des luminations du film en (s + p) et (s) en tenant compte du bruit de fond mesuré en (p) et d'une éventuelle différence de surface des sténopés. Elle est ensuite rapportée au centre $(E/E_0)_c$ en utilisant le modèle géométrique simple d'une coquille uniformément absorbante.

Le but de l'expérience est de sonder la coquille une fois soumise au chauffage par électrons suprathermiques, mais avant qu'elle ne soit détendue de façon significative. L'instant d'analyse est réglé au moyen d'une ligne à retard optique insérée sur le faisceau laser de diagnostic. Il est mesuré à l'aide d'une caméra à balayage de fente sensible au rayonnement X, observant les émissions de la source (a) et du microballon (b) dans une direction différente de l'axe de radiographie \vec{ab} . Un exemple d'enregistrement, où l'écart $\Delta t = 45 \text{ ps}$ mesuré entre les émissions X de la source et de la couronne correspond à une avance $\Delta t = 8 \text{ ps}$ de l'impulsion d'analyse au niveau du microballon, est montré figure 9 ; la caméra y est schématisée par l'ensemble filtres-fente. Un écran occultant partiellement la source permet de dissocier sur le film son émission de celles du microballon (issues successivement du coeur et de la couronne).

La figure 10 montre la variation théorique de la transmission $(E/E_0)_c = \exp(-2\mu \Delta R)$, au centre du microballon de verre, en fonction de la température pour différents couples (densité ρ , épaisseur de paroi ΔR) tels que le produit $\rho \times \Delta R$ soit constant et égal à $2,5 \times 10^{-4} \text{ g/cm}^2$. μ est le coefficient d'absorption en m^{-1} pris à $\langle h\nu \rangle = 1,3 \text{ keV}$, énergie moyenne des photons de la source, qui tient compte des effets lié-libre, libre-libre et Compton et de l'émission stimulée. C'est l'augmentation importante de la transmission au-dessus de 10^6 K (par rapport à celle du verre froid) qui permet de mettre en évidence le préchauffage dans cette gamme de température. En outre, en dessous de 10^6 K , la transmission dépend peu de la densité (à $\rho \times \Delta R$ constant), ce qui rend moins critique l'instant d'analyse par rapport au début de l'explosion de la paroi. Il apparaît ainsi que la transmission du verre froid sert de référence pour étudier le préchauffage de la paroi ; sa mesure est effectuée en radiographiant le microballon non irradié.

Les valeurs expérimentales de la transmission $(E/E_0)_c$ sont portées sur la figure 11 en fonction de l'épaisseur de la paroi pour des cibles de $80 \mu\text{m}$ de diamètre. Les points noirs représentent les transmissions au travers de microballons irradiés. Les mesures similaires sont rassemblées dans des rectangles : les cas (a), (b), (c) correspondent à un éclairage sur cible de $2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ tandis que le cas (d) correspond à $5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$. La dimension verticale est prise égale à la dispersion expérimentale du cas (a) ; la dimension horizontale est égale à l'incertitude sur l'épaisseur ΔR .

Les points blancs correspondent à la transmission du verre froid, en bon accord avec la courbe théorique ($e^{-2\mu\Delta R}$)

Des transmissions notablement plus importantes que celles du verre froid ne sont observées que pour les épaisseurs les plus faibles ($\Delta R = 0,7 \mu\text{m}$) et l'éclairement le plus élevé ($2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$). Plus précisément, les conditions correspondant aux mesures (b), (c) et (d) n'ont pas permis d'atteindre un niveau de chauffage par les électrons suprathermiques supérieur en moyenne à $2 \cdot 10^6 \text{ K}$, ce qui traduit en fait un gradient de température global important (à partir de la zone d'absorption des photons laser). La situation (a) réalise au contraire un dépôt moyen élevé (température $> 2 \cdot 10^6 \text{ K}$) et plus homogène. C'est d'ailleurs dans ces conditions que l'émission neutronique est la plus élevée ($5 \cdot 10^6$) traduisant un fonctionnement conforme aux prévisions théoriques du "poussoir explosant". Ainsi, pour un éclairement donné, la mesure de la transmission dans le domaine X permet de déterminer l'épaisseur de paroi maximale pour que l'implosion d'un microballon par laser se fasse selon le régime dit de "poussoir explosant".

III - RADIOGRAPHIE AVEC RESOLUTION TEMPORELLE

Pour réduire le préchauffage, il faut augmenter le rapport $\frac{\Delta R}{\lambda_e}$ entre l'épaisseur de la cible et le libre parcours des électrons suprathermiques ; ceci peut être réalisé soit en augmentant ΔR (on peut par exemple enrober les cibles d'une épaisseur de paraxylène), soit en augmentant le diamètre des cibles ce qui diminue la densité de puissance $\phi_i = \frac{P}{S}$ et par suite λ_e (l'énergie moyenne des électrons suprathermiques est une fonction croissante de ϕ_i /7/). Dans les deux cas, on est conduit à augmenter la durée d'impulsion laser pour que la poussée s'exerce efficacement pendant toute la phase de compression de la cible. Pour suivre l'évolution de l'implosion et déterminer les caractéristiques de la cible implorée on peut utiliser la radiographie par rayonnement X avec résolution temporelle (Fig. 12) ; on remplace le film par une caméra à balayage de fente sensible au rayonnement X. Deux difficultés apparaissent pour réaliser ce diagnostic :

- l'alignement de la source, du microballon, des sténopés et de la fente de la caméra. On réalise dans un premier temps, l'alignement du microballon, des sténopés et de la fente de la caméra en déplaçant les sténopés ; puis on remplace la caméra par un film situé dans le plan de la fente. On détermine ensuite la position relative des images de la source et d'un microballon, on déplace enfin la lentille de focalisation de la chaîne laser de diagnostic pour superposer l'image de source et l'image de microballon formées par un des deux sténopés. L'optimisation de la source en dimension et en intensité est obtenue par réglage de la focalisation et de l'angle d'incidence α .

- la deuxième difficulté est l'adaptation du spectre de la source aux caractéristiques ($\rho, T, \Delta R$) de la cible que l'on veut sonder /8/. Dans les exemples que nous montrerons ci-après le matériau de la source est du molybdène qui fournit une émission X dans une bande spectrale d'environ 600 eV de largeur autour de $h\nu = 2.6 \text{ keV}$.

Les possibilités d'utilisation de ce dispositif sont triples :

1) on peut évaluer la compression en mesurant le diamètre minimum $2R$ de l'interface poussoir-DT de la même manière qu'on évalue la compression à partir de l'image intégrale de l'émission du coeur enregistrée avec une chambre à sténopé

$$C = \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 \quad (R_0 \text{ est le rayon initial de l'interface}).$$

Ceci suppose évidemment que l'implosion est parfaitement sphérique et qu'il n'y a pas de fuite de DT.

Cette méthode nécessite :

- l'utilisation d'un seul sténopé ;
- une source étendue avec un spectre suffisamment dur pour suivre l'évolution de l'interface ;
- une bonne résolution spatiale (1 à quelques μm) puisque $\frac{\Delta C}{C} = 3 \frac{\Delta R}{R}$;
- un alignement précis pour éviter une surestimation de la compression en mesurant une corde au lieu du diamètre de l'interface ;

2) on peut évaluer le $\int pdr$ du poussoir en mesurant la transmission du microballon. On peut ensuite en déduire la densité du DT à l'aide d'un modèle ou de simulations numériques.

Cette méthode nécessite :

- deux sténopés pour mesurer simultanément l'intensité incidente (image de la source seule), l'intensité transmise augmentée de l'émission propre du microballon (images superposées de la source et du microballon) et l'intensité du bruit de fond (image du microballon seul).

- Comparée à la première méthode (mesure du diamètre de l'interface), la mesure de transmission au centre est moins contraignante quant à la résolution spatiale, la précision d'alignement, l'étendue et la dureté spectrale de la source et par la suite elle nécessite moins de puissance pour la chaîne de diagnostic.

- En revanche, elle impose l'étalonnage précis de la chaîne de détection : transmission des deux sténopés, réponse spectrale et dynamique de la caméra et du système d'amplification, courbe de réponse du film (Kodak 2485).

3) Avec le même dispositif radiographique on peut évidemment suivre l'évolution temporelle de l'émission de la cible aussi bien que son absorption et obtenir ainsi des informations complémentaires très utiles pour la compréhension des mécanismes d'implosion ou pour le recalage des simulations numériques.

Des résultats typiques sont présentés sur les figures 13, 14 et 15.

La figure 13 illustre 2) : la source X a été retardée de 500 ps par rapport à l'impulsion laser pour suivre l'implosion jusqu'à la compression maximale qui se produit nettement après le maximum de puissance pour des cibles dont le diamètre est supérieur à 100 μm . Sur la voie de mesure où sont superposées les images de la source et du microballon ($2R = 196 \mu\text{m}$, $\Delta R = 2,4 \mu\text{m}$) on observe d'abord une émission de couronne dont le maximum se situe sur un diamètre approximativement égal au diamètre initial, puis la phase de compression. Pour cette cible relativement épaisse, on ne peut suivre l'évolution temporelle de la transmission au centre qu'au début de la compression car le spectre d'émission de la source n'est pas suffisamment dur. On peut suivre l'évolution complète de l'implosion d'une cible ($2R = 119 \mu\text{m}$, $\Delta R = 1 \mu\text{m}$) enrobé de 5,5 μm de paraxylène sur la figure 14 qui est un montage obtenu à partir de trois implosions identiques, la source de rayons X étant successivement retardées de 500 et 1000 ps. Cette évolution temporelle obtenue avec un seul sténopé est une illustration de 1) ; le maximum de compression apparaît vers $t = 750 \text{ ps}$ et est évalué à $C = 280$ ($\rho = 1,4 \text{ g/cm}^2$).

Enfin, la figure 15 illustre 3) : les implosions de deux microballoons de diamètre voisins mais d'épaisseur différente (0,8 μm de verre pour le premier et 0,8 μm de verre plus 2,9 μm de paraxylène pour le second) sont enregistrées dans les mêmes conditions.

Pour la cible nue, on observe successivement l'émission de couronne, l'émission de coeur, puis l'absorption de la source par les zones denses tandis que pour la cible enrobée, seule cette dernière phase fournit des informations, par exemple l'instant de compression maximale (= 1200 ps).

IV - CONCLUSION

Le dépouillement des clichés obtenus par radiographie X fournit des informations sur les dimensions de coeur, sur les instants de compression et sur les valeurs de transmissions ; ces grandeurs permettent ensuite de valider des modèles physiques ou de recalculer des simulations numériques à partir desquelles on peut alors obtenir les valeurs de densité et de température atteintes dans le DT.

Par exemple, pour la cible enrobée de 5,5 μm de C_8H_{10} , les simulations numériques indiquent une densité finale du DT de l'ordre de 2 g/cm^3 soit 10 fois la densité du DT liquide (0,2 g/cm^3) en accord avec l'évaluation expérimentale.

V - REFERENCES

- /1/ Octal, a new neodymium glass laser built in the "Centre d'Etudes de Limeil" for laser fusion experiments
M. ANDRE, J.C. COURTEILLE, J.Y. LE GALL, P. ROVATI,
presented at 4th European Electro-Optics Conference, UTRECHT, 10-13 oct. 78
- /2/ Expériences d'interaction et d'implosion à Limeil
A. BEKIARIAN, M. DECROISSETTE,
Entropie, n° 89-90 (1979).
- /3/ Exploding-pusher-tamper areal density measurement by neutron activation
E.M. CAMPBELL, W.M. PLOEGER, P.H. LEE, S.M. LANE
Appl. Phys. Lett. 36 (12) 15 juin 1980.
- /4/ Study of ablatively imploded spherical shells,
M.H. KEY, P.T. RUMSBY, R.G. EVANS, C.L.S. LEWIS, J.M. WARD, R.L. COOKE
Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 1801.
- /5/ A study of exploding pusher laser induced implosions using X-ray backlighting,
J. LAUNSPACH, C. BAYER, D. BILLON, J.L. ROCCHICCIOLI, M. DECROISSETTE
Nuclear Fusion, 21, 1 (1981) p. 100.
- /6/ High speed photography devices for laser matter interaction diagnostics,
B. BOUTRY, C. CAVAILLER, N. FLEUROT, R. SAUNEUF,
presented at 14th European Conference on Laser interaction with matter
Palaiseau, Septembre 1980.
- /7/ L.L.L. Laser program annual report
P.E. COYLE, UCRL 50021-76 (juin 1977).

/8/ Compressions measurements in laser driven implosion experiments,
 D.T. ATWOOD, N.M. CEGLIO, E.M. CAMPBELL, J.T. LARSEN, D.M. MATTHEWS,
 S.L. LANE,
 presented at Vth workshop on laser interaction with matter, Rochester
 nov. 79.

LEGENDES DES FIGURES

- Fig. 1 : Vue générale du laser OCTAL.
- Fig. 2 : Schéma d'irradiation OCTAL - CAMELIA.
- Fig. 3 : Vue générale de la salle d'expérience CAMELIA.
- Fig. 4 : Vue de l'intérieur de la chambre à vide : on distingue les optiques de focalisation, le porte cibles, et plusieurs moyens de diagnostics tels que calorimètres, collecteurs d'ions, chambres à sténopé...
- Fig. 5 : Dispositif expérimental CAMELIA. Schéma d'implantation des principaux moyens de diagnostic.
- Fig. 6 : Mesure de la compression à partir d'un enregistrement de l'émission X d'une cible à l'aide d'une chambre à sténopé.
- Fig. 7 : Enregistrement de l'émission X avec résolution spatio-temporelle à l'aide d'une caméra à balayage de fente.
- Fig. 8 : Dispositif de radiographie X sans résolution temporelle.
- Fig. 9 : Schéma de dispositif de contrôle de l'instant d'analyse.
- Fig. 10 : Variation théorique de la transmission à 1,3 keV de la paroi du microballon, en fonction de la température.
- Fig. 11 : Valeurs expérimentales de la transmission à 1,3 keV de la paroi du microballon, en fonction de l'épaisseur et pour deux éclairagements : $2 \cdot 10^{15}$ W/cm² (cas a,b,c) - $5 \cdot 10^{14}$ W/cm² (d).
- Fig. 12 : Dispositif de radiographie X avec résolution temporelle.
- Fig. 13 : Etude de l'implosion d'un microballon par radiographie X résolue temporellement : les images sont formées par deux sténopés ; la source X est décalée de 500 ps par rapport à l'impulsion laser ; la compression maximum apparaît après la fin de l'impulsion laser.
- Fig. 14 : Radiographie X d'un microballon enrobé de paraxylène implosant en régime ablatif.
- Fig. 15 : Implosion de deux microballons de même diamètre, dont l'un est enrobé de C₆H₁₀ : les émissions de couronne (effet du Z) et de coeur (effet de ØR et de T) disparaissant, seule la radiographie permet d'étudier la compression.

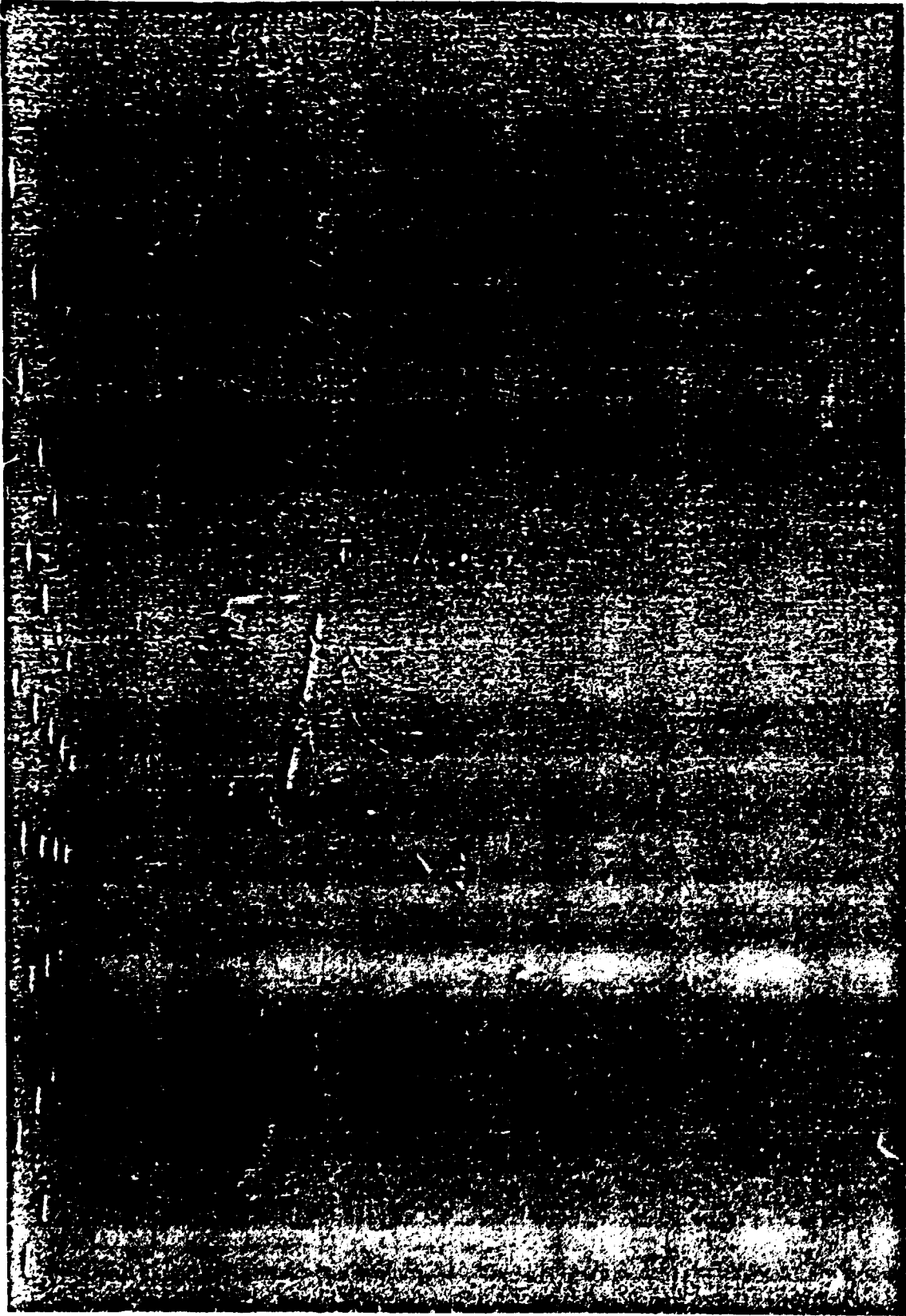


Figure 1

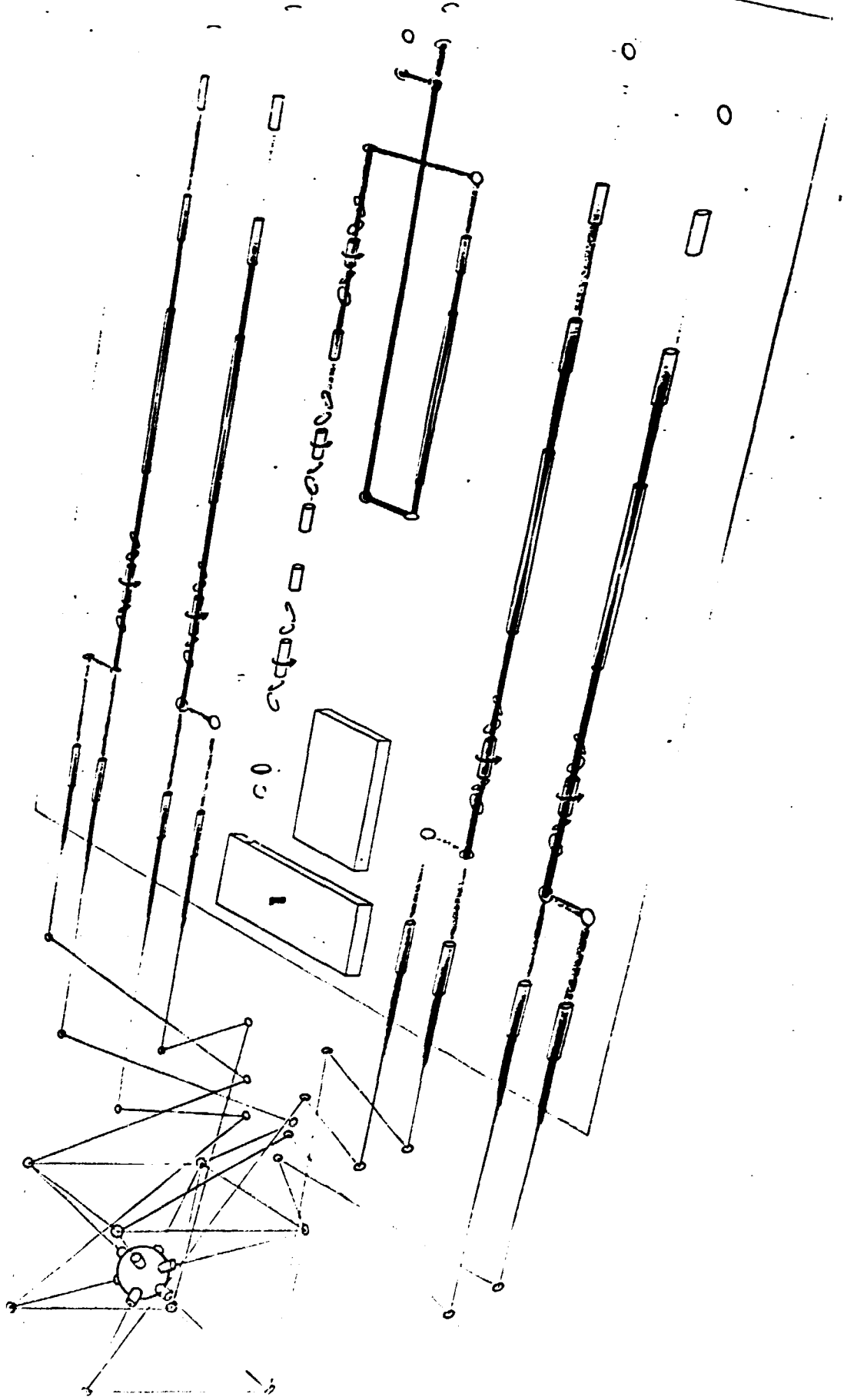
OCTAL- CAMELIA

1 générateur d'impulsions

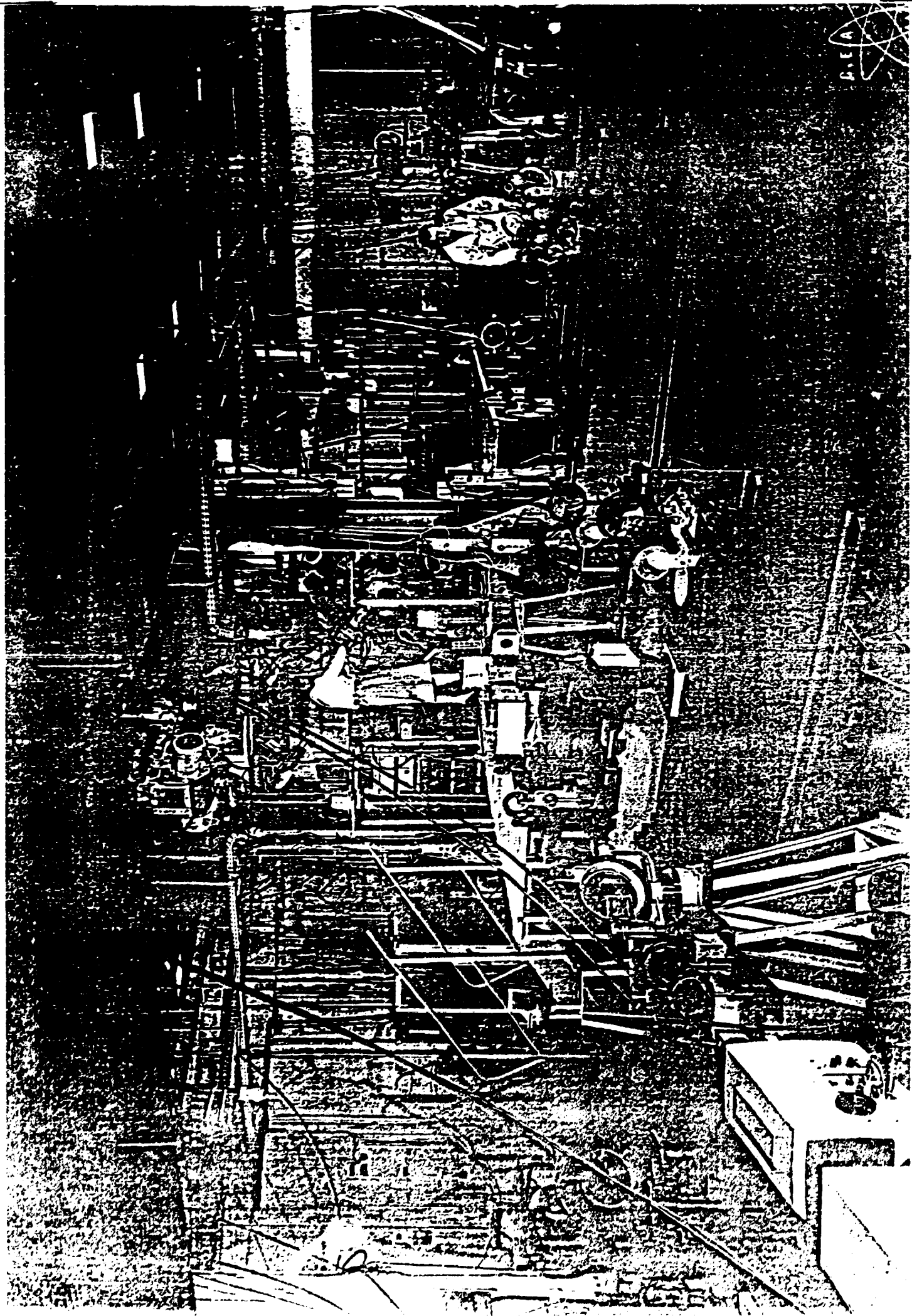
1 amplificateur

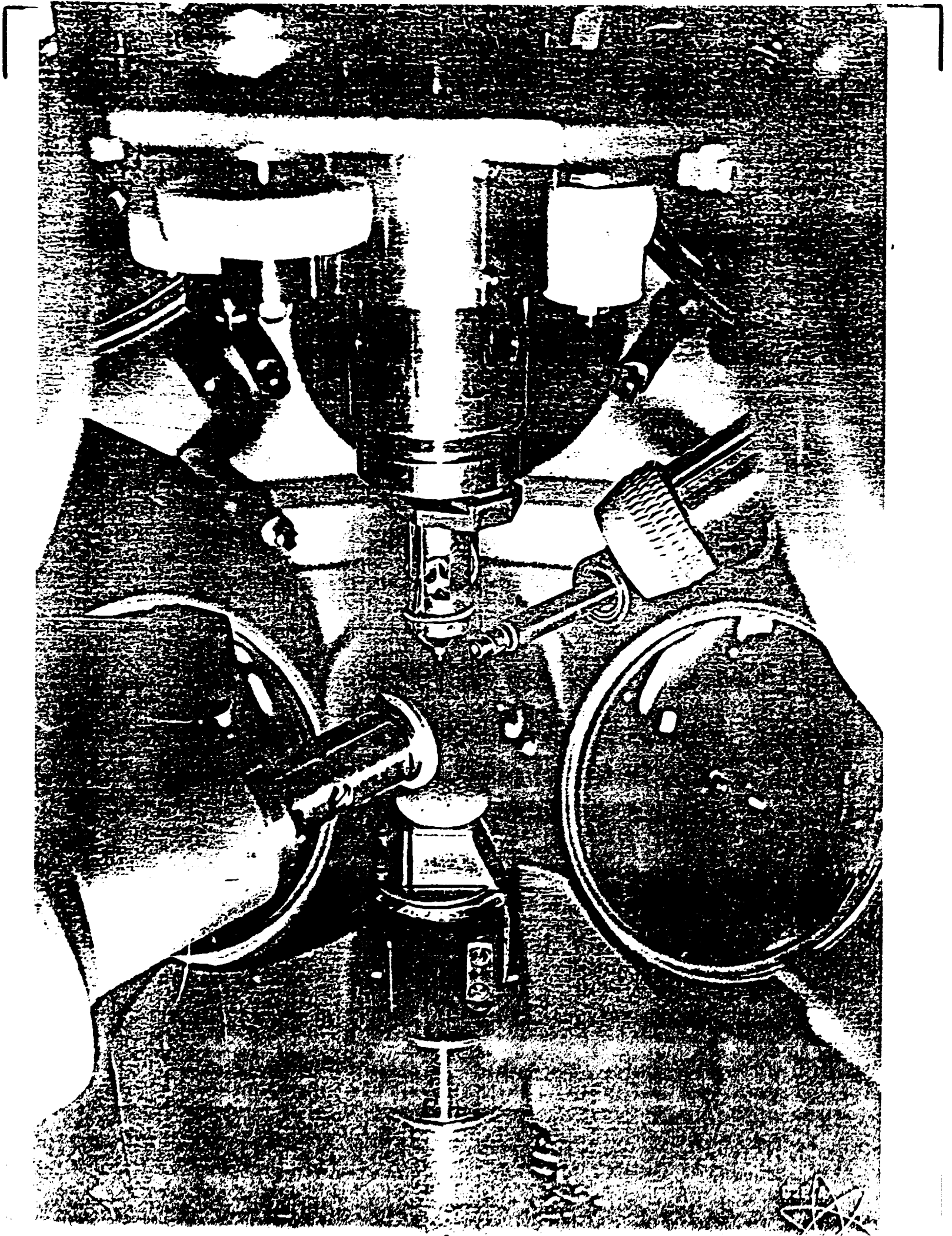
1 système anti-retour

1 filtrage spatial



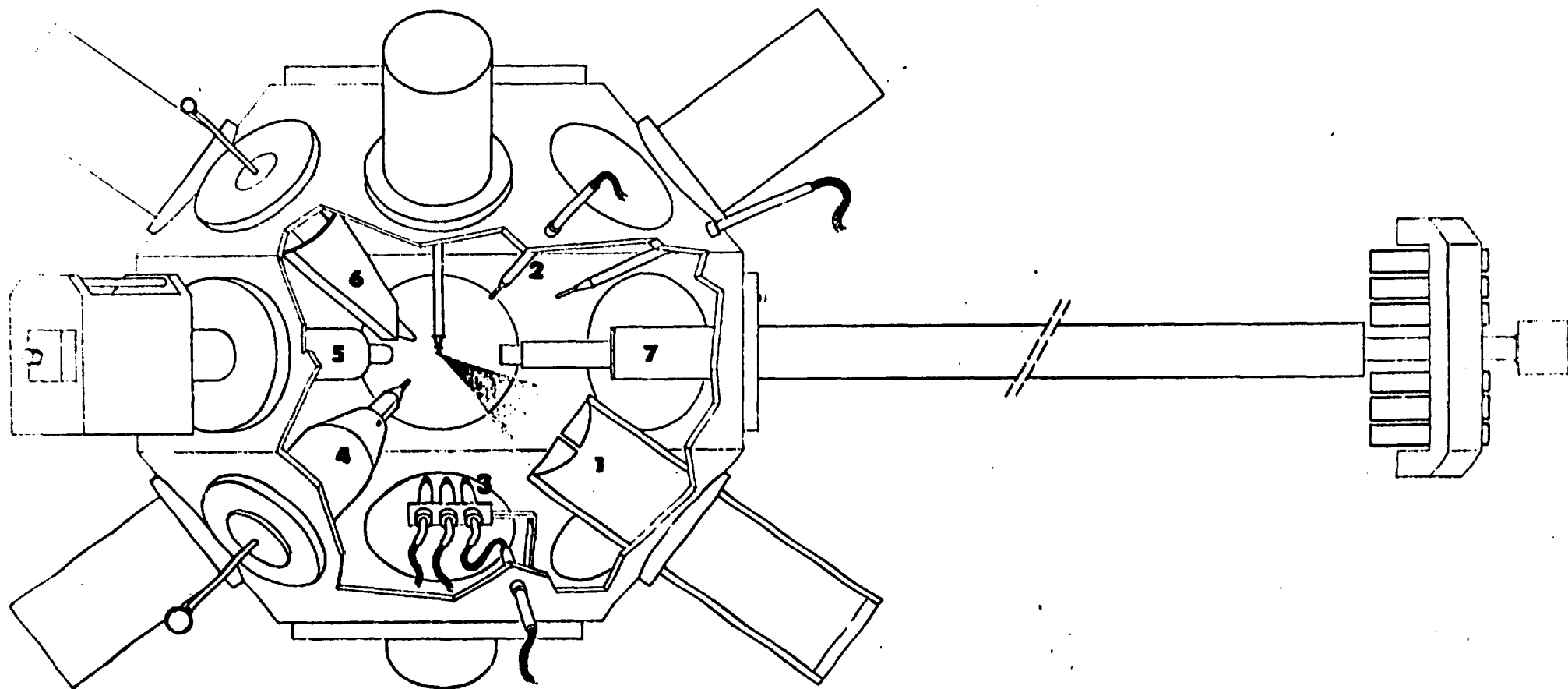
P. 14





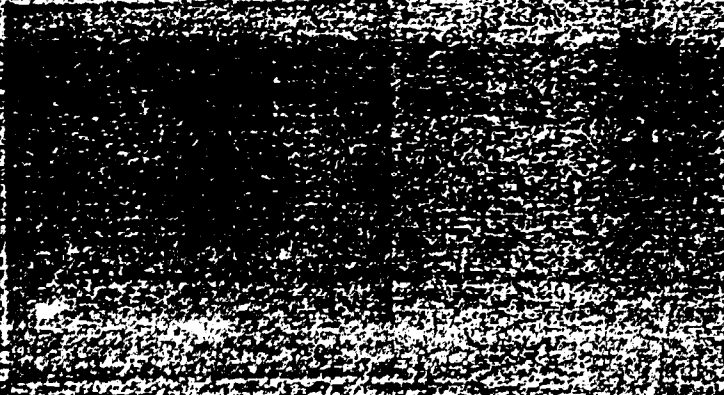
CAMELIA

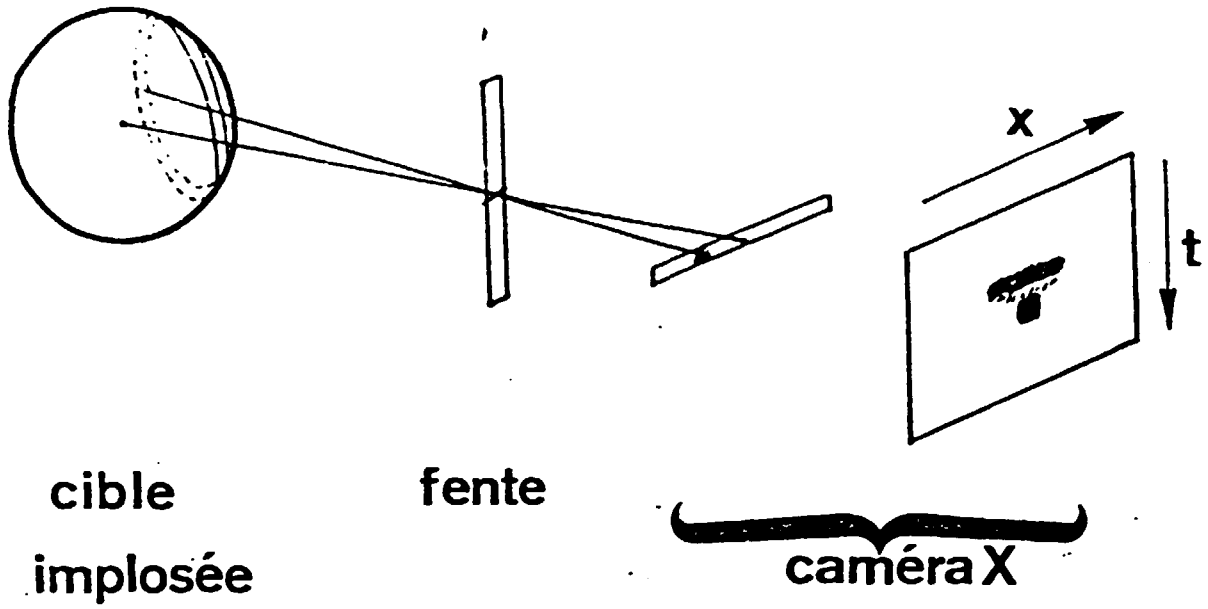
- 1 lentille de focalisation
- 2 calorimètre
- 3 collecteur de charge
- 4 chambre à sténopé
- 5 caméra x
- 6 spectromètre x
- 7 détecteur α



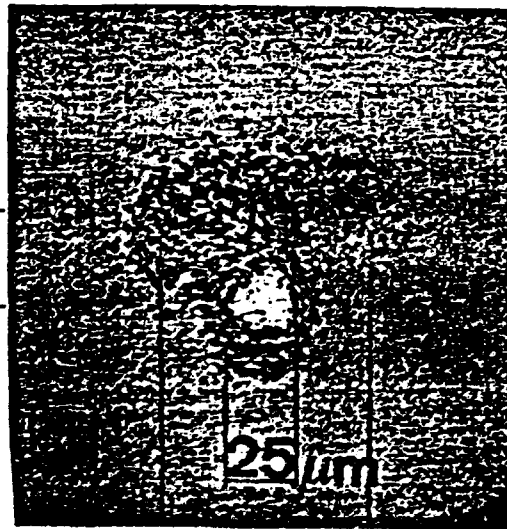
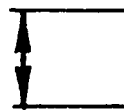
CAMERA LENS PINHOLE IMAGING

APR 1988
MAY 1988
JUN 1988
JUL 1988
AUG 1988
SEP 1988
OCT 1988
NOV 1988
DEC 1988



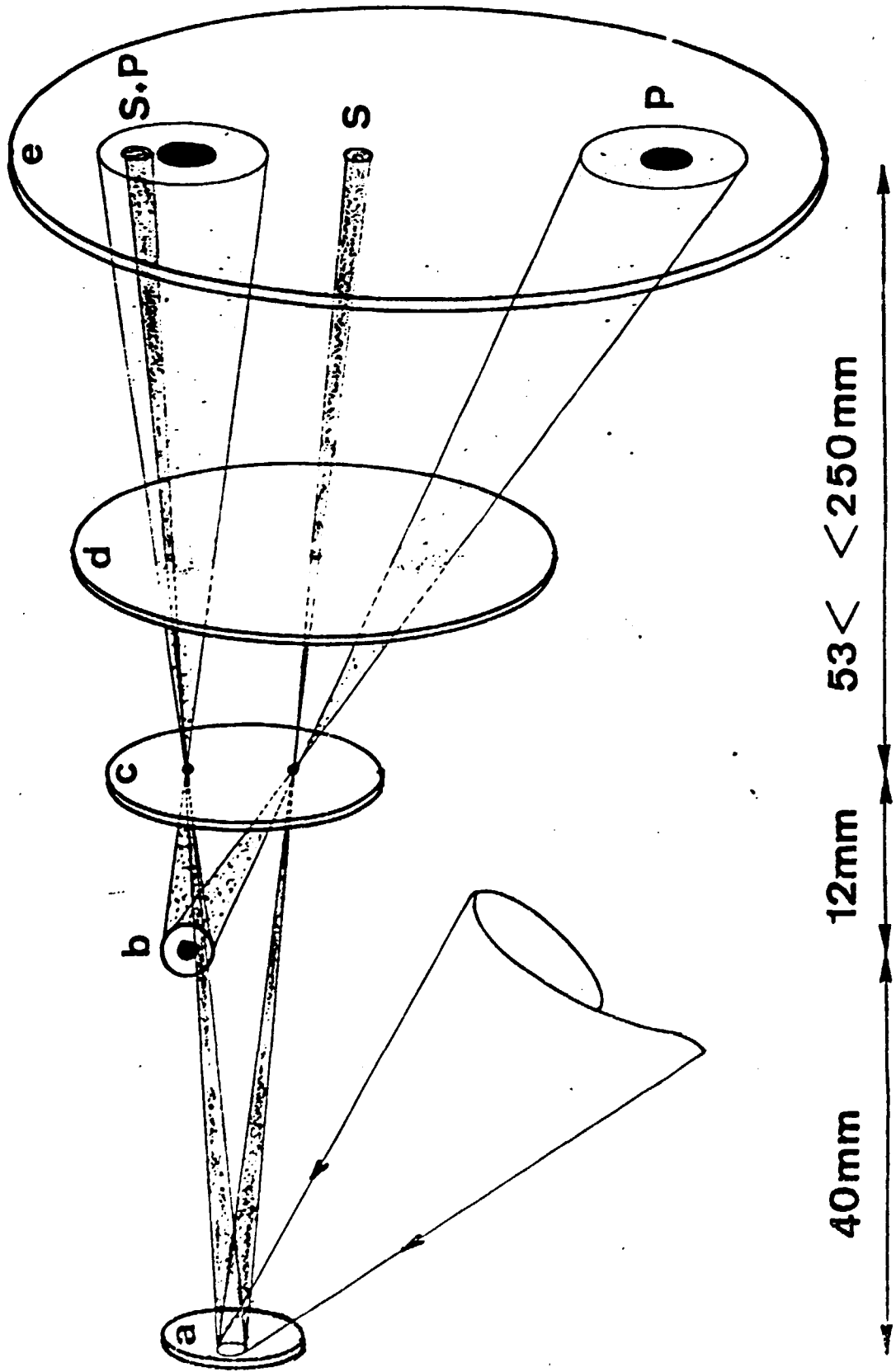
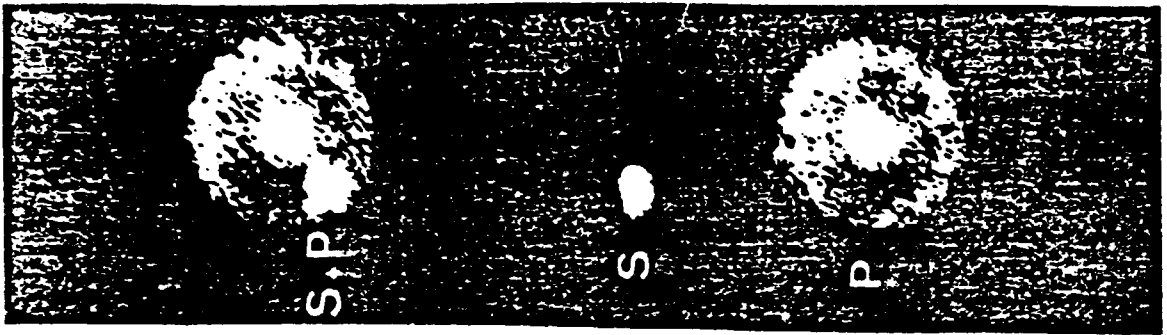


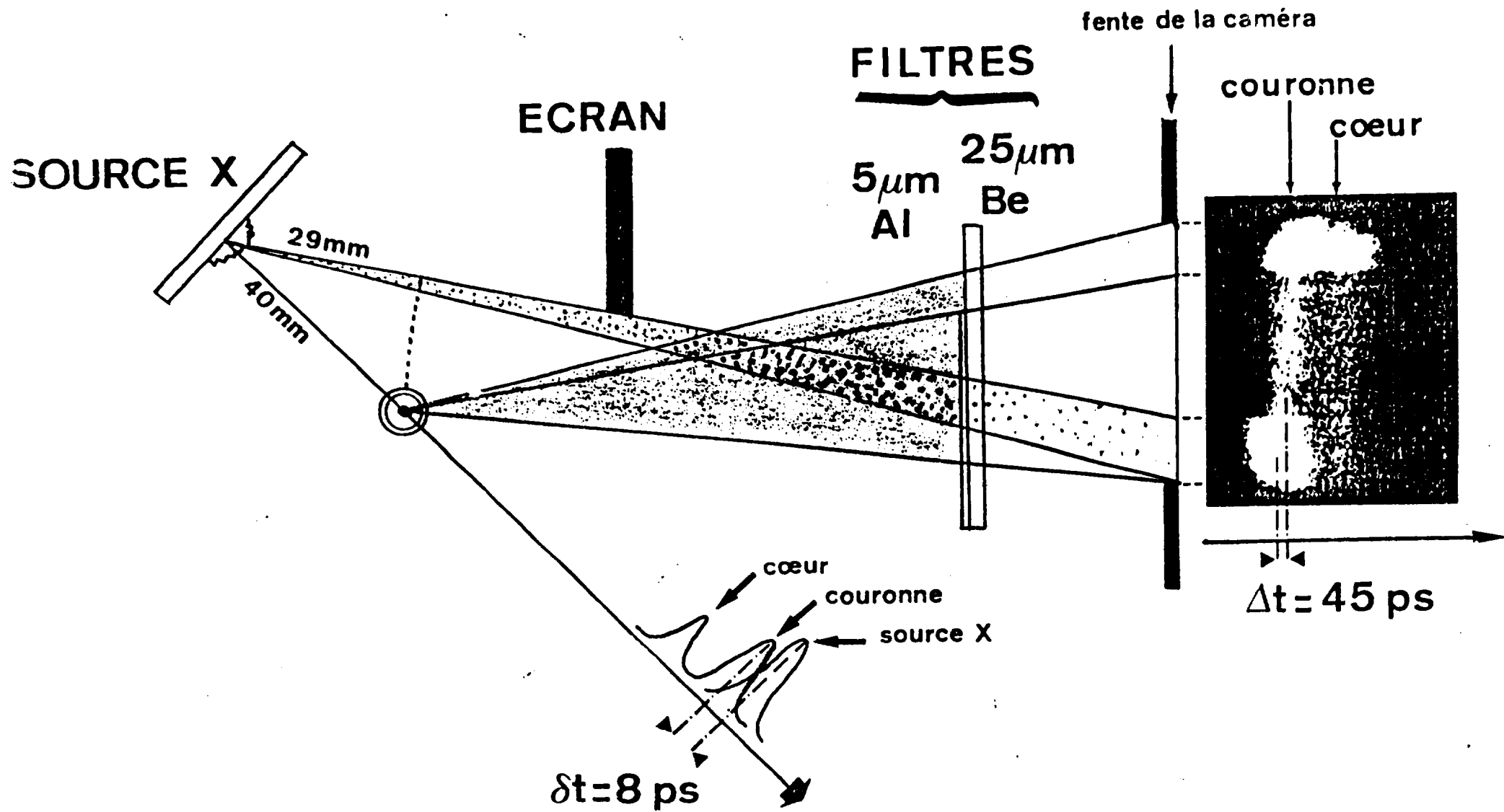
τ^*
100 ps



80 μm

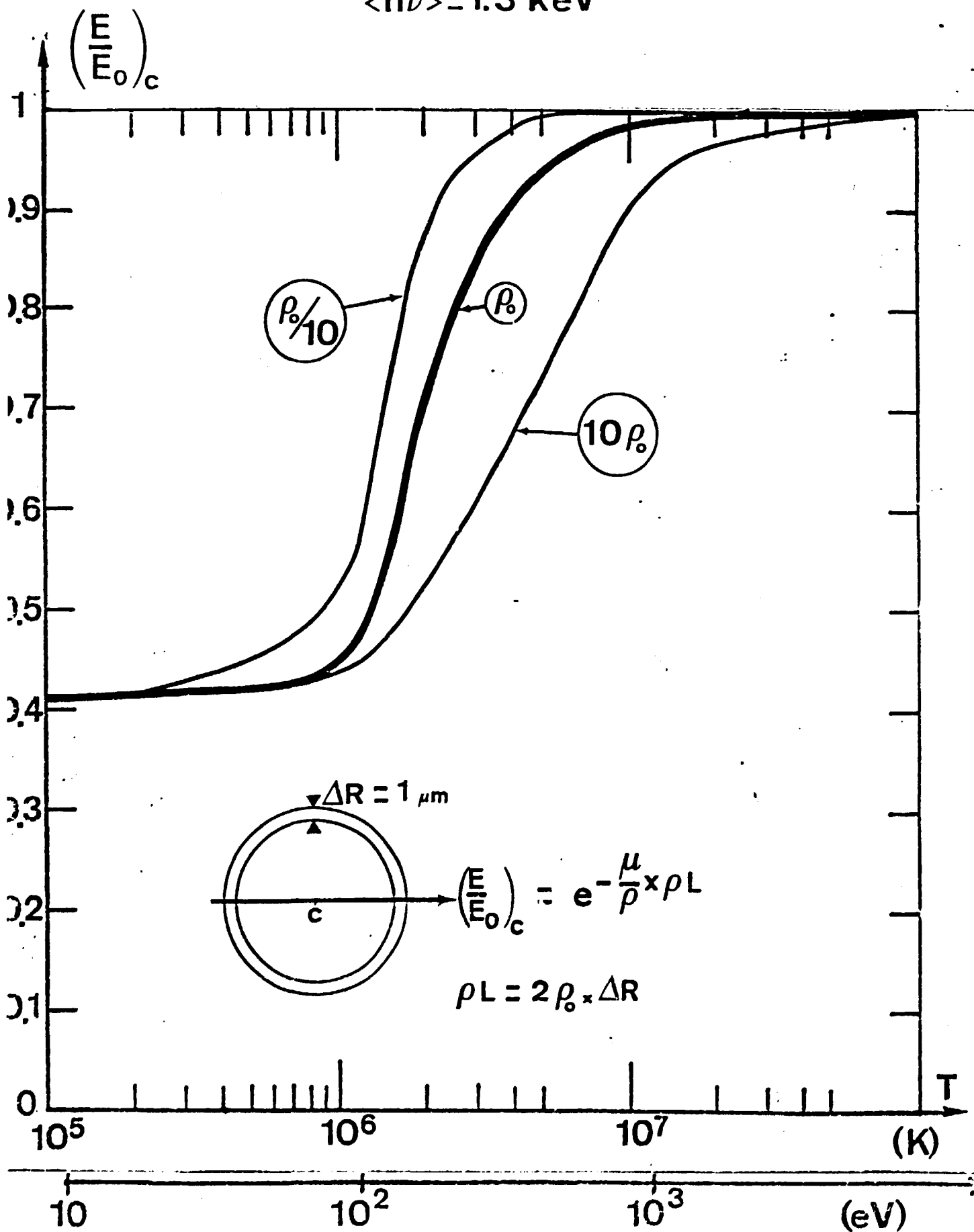
Enregistrement du temps de vol de la paroi
à la camera à fente X

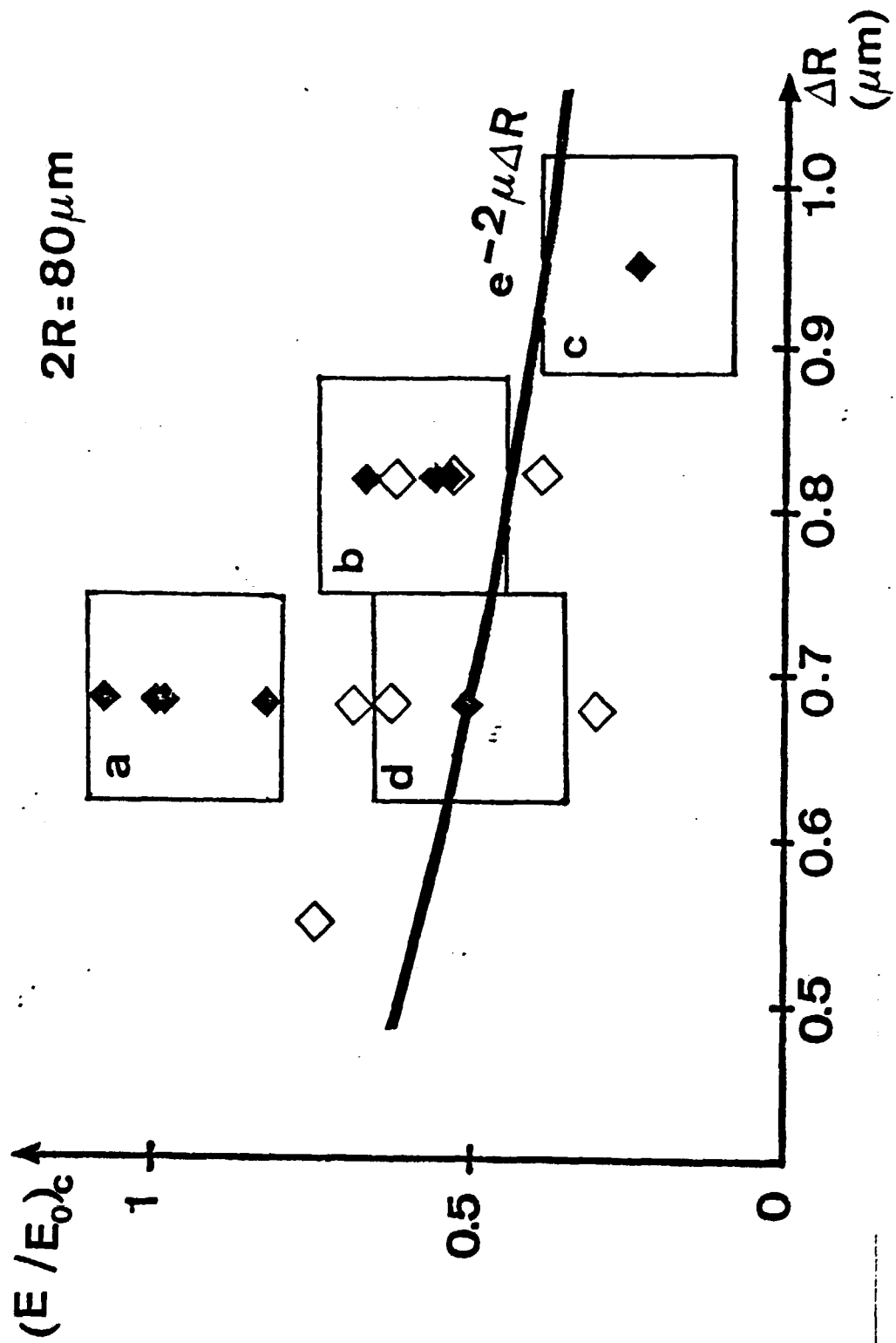




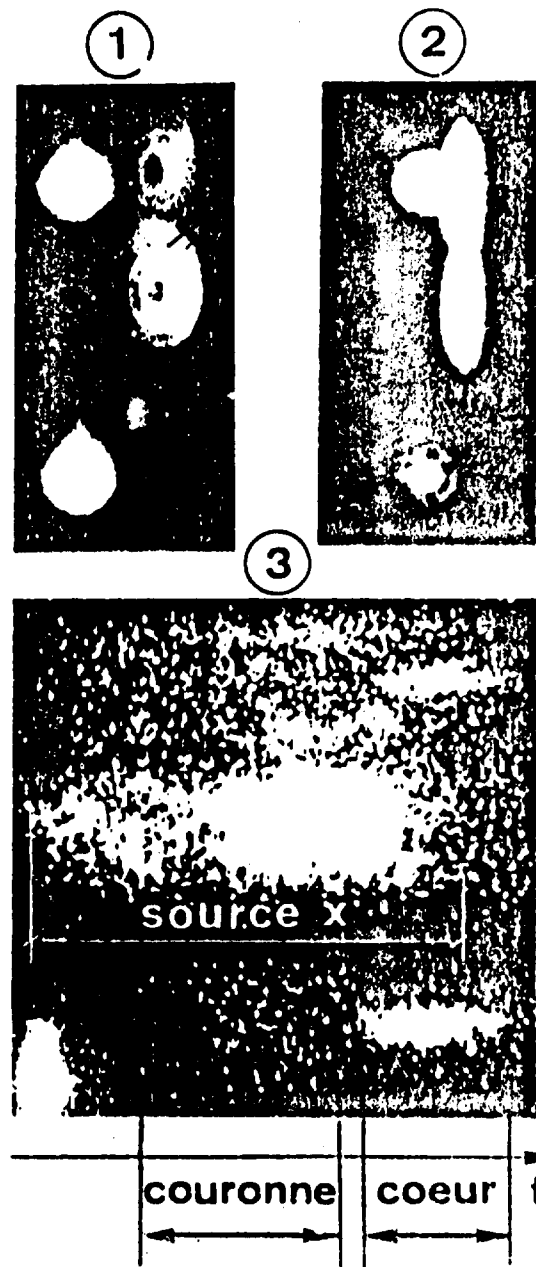
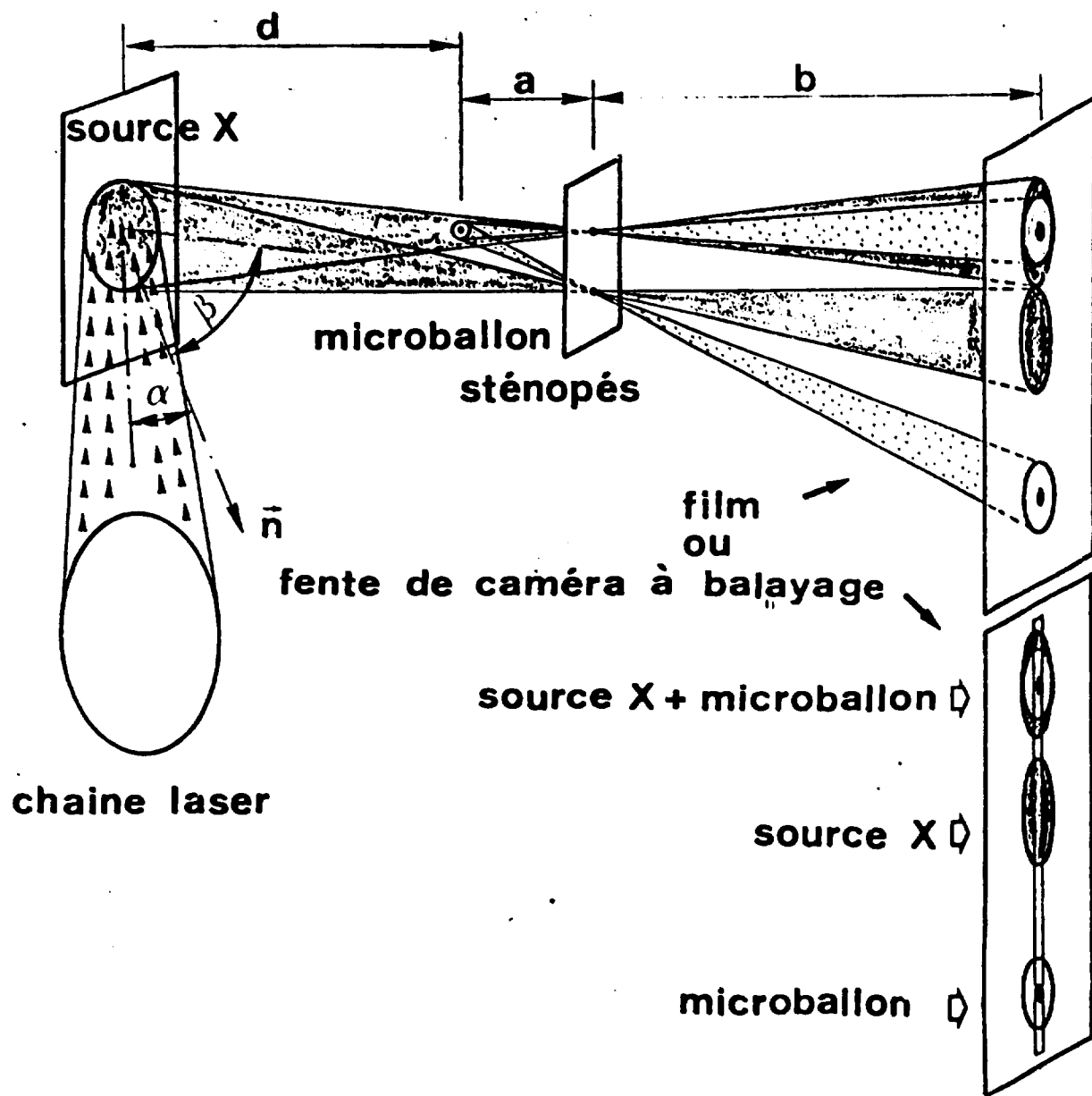
$$\rho_0 = 2.5 \text{ g/cm}^3$$

$$\langle h\nu \rangle = 1.3 \text{ keV}$$



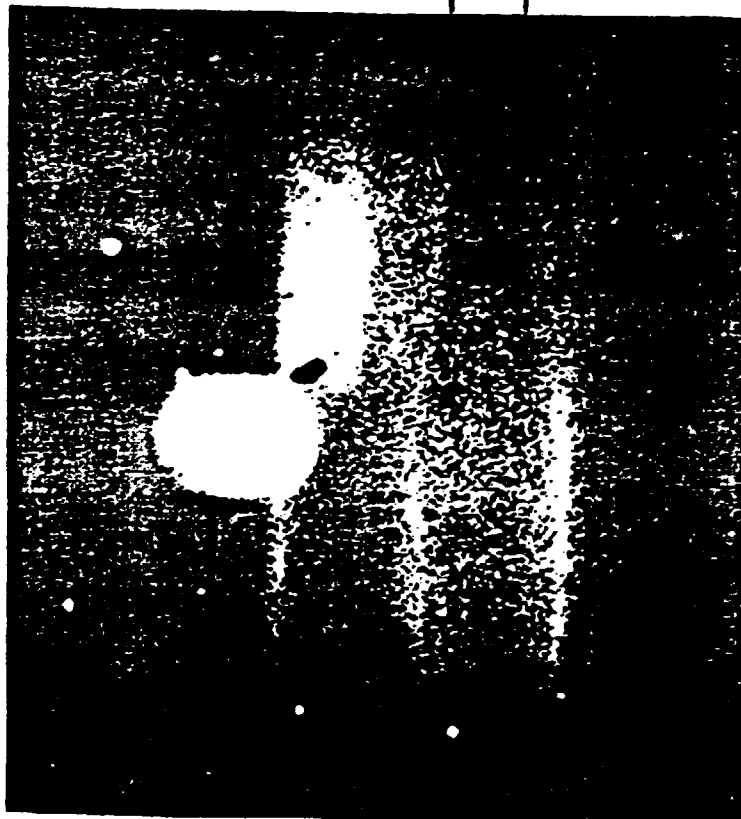
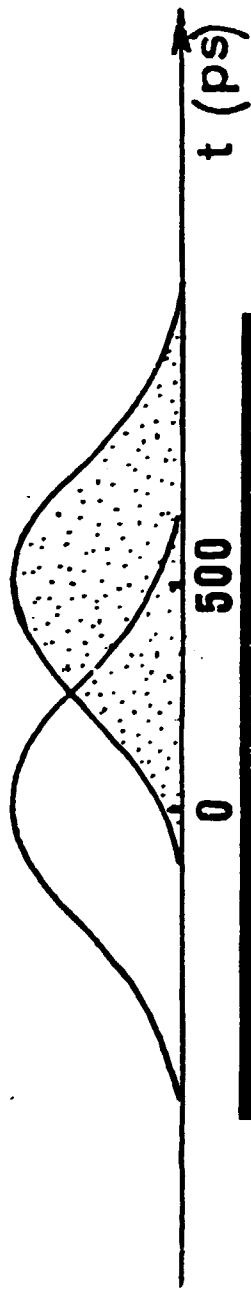


Aug 11

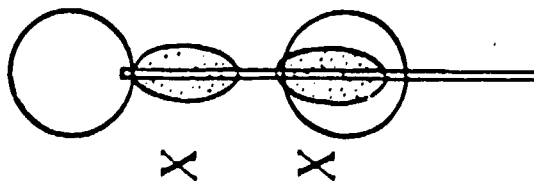


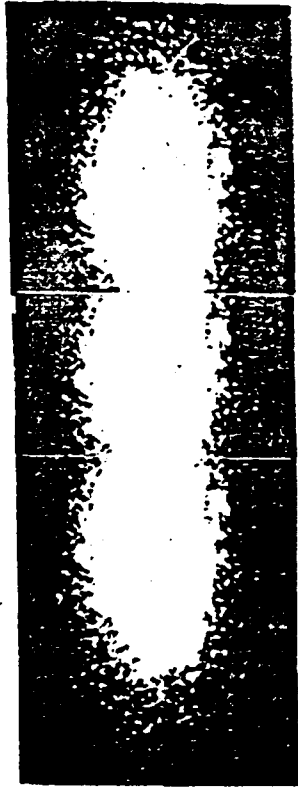
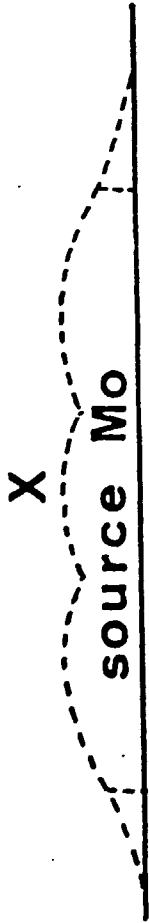


Laser X
600ps Mo ~ 2.6 keV



$2R = 196 \mu\text{m}$
 $\Delta R = 2.4 \mu\text{m}$
 $p = 0.6 \text{ b}$

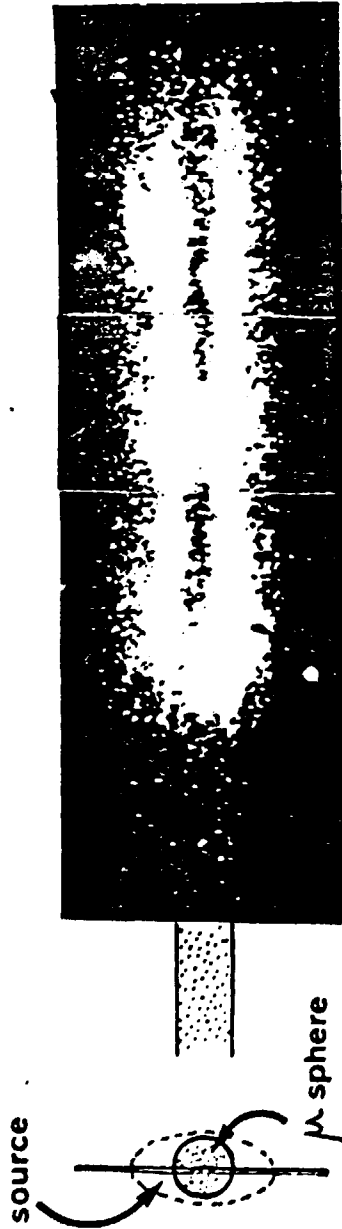




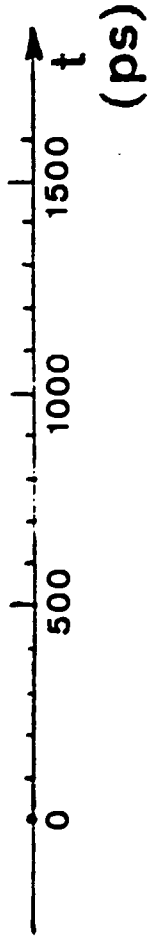
$\Delta t = 600 \text{ ps}$



$2R = 119 \mu\text{m}$
 $\Delta R = 1 \mu\text{m}$
 $\Delta R C_8H_{10} = 5.5 \mu\text{m}$

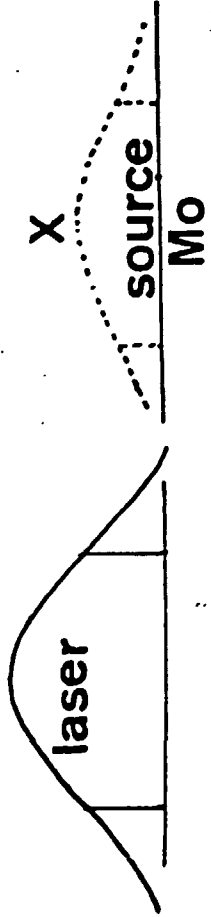


$E_a/M = 0.169 \text{ J/ng}$



2512020880

2514490880

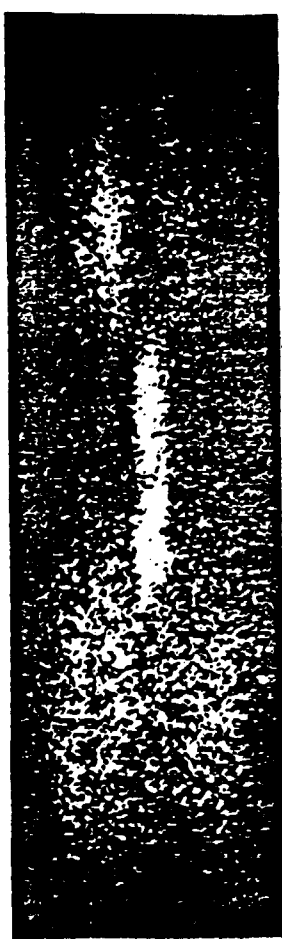


$2R = 343 \mu\text{m}$
 $\Delta R = 0.8 \mu\text{m}$

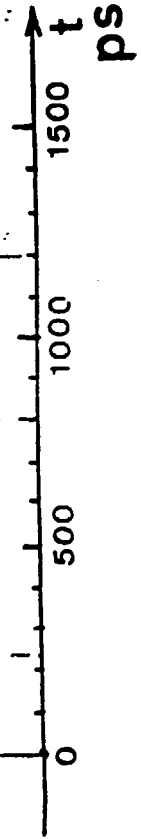
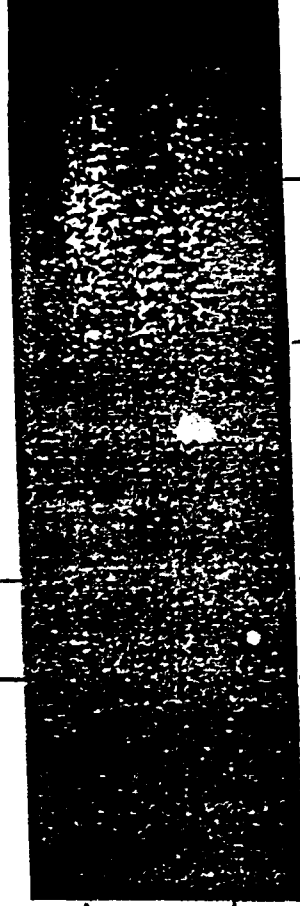
$E_a/M = 0.181 \text{ J/ng}$

$2R = 324 \mu\text{m}$
 $\Delta R = 0.8 \mu\text{m}$
 $\Delta R_{C_8H_{10}} = 2.9 \mu\text{m}$

$E_a/M = 0.067 \text{ J/ng}$



$\Delta t = 600 \text{ ps}$



1216410880

2115020380