

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE
Centre d'Etudes de Limeil
B.P. n° 27
94190 Villeneuve-Saint-Georges

INIS
CEA

- NOTE CEA -

n° 1945

4200641

BOMBARDEMENT DE CIBLES PAR LES FAISCEAUX D'IONS ENGENDRES
DANS L'EXPERIENCE FOCUS

Alain BERNARD, Alain COUDEVILLE, Jean-Pierre GARÇONNET,
Alain JOLAS, Jean de MASCUREAU et Christian NAZET

1e 9 novembre 1976

RESUME.

Dans une expérience Focus de type Mather on montre que plus de 80 % des neutrons sont créés par bombardement. On a fait fonctionner une installation avec des cibles variées placées à seulement 13 mm de l'anode. Dans le régime basse pression on met en évidence un faisceau de deutérons de grande énergie dont la durée d'émission a été mesurée en utilisant une cible en CD_2 .

On a montré dans des publications récentes [1,2] que les phénomènes principaux observés sur le plasma Focus, et probablement sur d'autres expériences comme les étincelles sous vide ("Vacuum-Spark") ou les fils explosés, sont dus à l'interaction d'un courant électrique avec un plasma quand les conditions sont remplies pour le développement de micro-instabilités. Celles-ci ont pour effet l'accélération de particules à des énergies élevées, et l'émission de rayonnements intenses d'X et de neutrons. Dans les installations de type Mather que nous étudions, les électrons créent le rayonnement X par Bremsstrahlung essentiellement sur l'anode et les deutérons interagissent avec le gaz froid pour créer une onde d'ionisation et produire la majeure partie de l'émission neutronique. La zone ionisée apparaît comme une bulle de plusieurs centimètres d'épaisseur d'après les mesures d'interférométrie, et on observe qu'elle émet plus de la moitié des neutrons. De plus, un modèle faisceau - cible [3,4] est en bon accord avec les spectres en énergie obtenus expérimentalement par la méthode du temps de vol. On avait déjà supposé [1] que la durée de l'émission neutronique d'une centaine de nanosecondes pouvait être supérieure à celle de l'impulsion de deutérons en raison du temps nécessaire à ceux-ci pour se propager à travers la bulle. Le premier but des expériences décrites dans cette note est de connaître la durée du faisceau de deutérons et de la comparer à celle du faisceau d'électrons. C'est une étude nécessaire si l'on veut comprendre le comportement du plasma, en raison du rôle essentiel joué par les faisceaux de particules rapides. Pour cela, nous avons utilisé une cible solide de polyéthylène deutéré dans laquelle le faisceau de deutérons perd son énergie sur une distance très courte et donc en un temps très bref, inférieur à une nanoseconde.

Les mesures ont été réalisées sur un canon coaxial de type Mather. L'énergie du banc est de 27 kJ à 40 kV. L'électrode intérieure a un diamètre de 50 mm et une longueur de 250 mm ; l'extrémité est une face pleine et plate. L'électrode extérieure est constituée de 20 barreaux parallèles, également espacés sur un diamètre de 100 mm.

.../...

Le courant est de 520 kA quand se produit la singularité électrique due à la valeur élevée de l'impédance du plasma (on la mesure par une ceinture de ROGOWSKI).

A 1,5 Torr (Fig 1a) la singularité est marquée, l'émission neutronique moyenne (mesurée à 90° de l'axe des électrodes par un compteur à activation d'argent) est de 3×10^9 et elle s'accompagne souvent d'une impulsion de rayons X très durs. Les impulsions de neutrons sont étudiées en temps, à l'aide d'un scintillateur plastique couplé à un photomultiplicateur rapide situé à 2 m de l'extrémité de l'anode et protégé par 5 mm de plomb dans toutes les directions et par 5 cm en vue directe. La largeur temporelle moyenne de l'impulsion neutronique (mesurée à mi-hauteur) est de 120 ns.

Quand on place une plaque métallique en acier inoxydable de 6 cm de diamètre à 13 mm de l'anode (Fig. 1,b) la singularité de la dérivée du courant conserve la même amplitude dans la majorité des décharges et nous en déduisons que le phénomène électrique n'est pas fondamentalement perturbé. L'émission neutronique tombe en moyenne à 5×10^8 neutrons par décharge et sa durée est inférieure à 60 nanosecondes.

Nous avons ensuite percé la plaque métallique d'un trou de 3 cm de diamètre (Fig.1,c) et nous retrouvons approximativement les résultats obtenus sans plaque en ce qui concerne le nombre de neutrons et la largeur d'impulsion. Cette expérience montre que le gaz de remplissage qui se trouve entre l'anode et le fond de la chambre à 300 mm et qui est balayé par l'onde d'ionisation constitue une cible gazeuse dans laquelle le faisceau de deutérons crée plus de 80 % des neutrons. Cette cible est épaisse pour la composante de la distribution des deutérons qui produit l'essentiel des neutrons. En effet, en déplaçant une plaque métallique devant l'anode, on montre que les neutrons sont produits en majeure partie dans les 55 premiers millimètres, alors que si la cible était mince la production de neutrons serait uniforme jusqu'au fond de la chambre, c'est-à-dire jusqu'à 300 mm.

.../...

Enfin, nous avons remplacé cette cible gazeuse par une cible solide en polyéthylène deutéré (CD_2) de 5 mm d'épaisseur et de 3 cm de diamètre, insérée dans la plaque métallique percée (Fig. 1,d). Le nombre de neutrons est environ 5 fois plus important que dans le cas b. Par ailleurs l'intensité neutronique (dN/dt) atteint une valeur maximale de 5×10^{16} neutrons. s^{-1} qui est environ deux fois plus élevée que celle des cas a ou c. La largeur temporelle est seulement de 30 ns. Avec une cible en CD_2 , compte-tenu de sa section efficace d'arrêt et de la densité des deutérons cible, le bombardement et les réactions nucléaires se produisent sur une épaisseur très faible et par suite instantanément ; il n'y a donc pas d'allongement artificiel de l'émission neutronique dû au temps de propagation des deutérons dans la cible. Nous avons vérifié à l'aide de deux détecteurs placés respectivement à 1 m et 3 m que la déformation de l'impulsion neutronique dN/dt par temps de vol était négligeable à 1 m et qu'il s'agissait bien de neutrons d'une énergie moyenne de 2,45 MeV créés par la réaction $D(d,n)He^3$. On peut donc considérer que la durée de l'émission neutronique représente la durée du faisceau de deutérons. Dans la plupart des décharges effectuées dans ces conditions, on a observé une impulsion de rayons X durs, qui s'est produite pendant l'impulsion neutronique mais avec une durée plus courte.

L'émission neutronique moyenne est de $2,5 \times 10^9$ neutrons avec la plaque de CD_2 et très voisine quand la cible est du deutérium gazeux. Evaluons maintenant les rendements neutroniques en cible épaisse d'un deutéron sur du deutérium ou sur du CD_2 .

Pour une cible neutre la perte d'énergie du deutéron rapide par unité de longueur est donnée par [5, 6] :

$$dE/dx = n \cdot \epsilon(E) \quad (1)$$

où n est le nombre de noyaux de deutérium par unité de volume dans la cible et ϵ la section efficace d'arrêt. L'émission neutronique par deutéron incident et unité de longueur est : $dY/dx = n \cdot \sigma(E)$ où $\sigma(E)$ est la section efficace de réaction nucléaire. Dans une cible épaisse, le deutéron perd toute son énergie E et l'émission est donc :

$$Y(E) = \int_0^E [\sigma(E)/\epsilon(E)] dE \quad (2)$$

.../...

Des références [5] et [6] on déduit que $\epsilon_{\text{CD}_2}(E) = 2,5 \epsilon_{\text{D}_2}(E)$ pour $50 \text{ keV} < E < 1 \text{ MeV}$, en supposant, comme on le fait généralement, que la section efficace d'arrêt ϵ_{CD_2} est la somme des sections efficaces du carbone et du deutérium (c'est d'ailleurs vérifié expérimentalement pour D_2O).

Quand la cible est ionisée, ainsi qu'on l'observe dans la bulle [1], la perte d'énergie par unité de longueur est essentiellement proportionnelle à la densité des électrons n_e (voir, par exemple, la réf. 7) et peut s'écrire en analogie avec l'équation (1) :

$$dE/dx = n_e \epsilon_e(E)$$

où ϵ_e est la section efficace d'arrêt des électrons. Ceci conduit à :

$$Y(E) = \int_0^E (n/n_e) [\sigma(E)/\epsilon_e(E)] dE$$

Pour le deutérium $n/n_e = 1$, alors que dans le cas du CD_2 $n/n_e < 0,5$, dès que la température de la cible atteint quelques eV.

On s'attendrait donc à ce que l'émission neutronique du CD_2 soit plus faible que celle du deutérium d'un facteur au moins égal à 2, que la cible soit neutre ou ionisée.

On peut attribuer l'émission neutronique élevée du CD_2 à des deutérons de très haute énergie ($E > 600 \text{ keV}$) qui créent peu de neutrons dans le gaz (celui-ci est alors une cible mince à ces énergies) et qui jouent au contraire un rôle prépondérant dans la cible épaisse de CD_2 . D'une façon similaire, il a fallu faire appel à une fonction de distribution des deutérons avec deux populations (d'énergie inférieure à 60 keV et supérieure à 300 keV) pour expliquer les spectres neutroniques dans une classe de décharges étudiée à Jülich [8]. D'autres laboratoires ont également observé des deutérons de grande énergie par plaques [9] et par activation [10].

.../...

Une autre série de mesures a été effectuée à 3 Torr qui est la pression optimale pour l'émission neutronique - 5×10^9 en moyenne - dans les cas (a) et (c). L'émission neutronique n'est pas modifiée quand une plaque métallique pleine est placée à 55 mm de l'anode, on a donc encore une cible épaisse. Ainsi, l'émission plus grande à 3 Torr qu'à 1,5 Torr ne dépend-elle que du faisceau de deutérons et pas de la cible. A partir des mesures antérieures sur les spectres neutroniques [1] il nous paraît très probable que l'énergie moyenne des deutérons est plus grande à 1,5 Torr. Cela signifie donc qu'un plus grand nombre de deutérons est accéléré à 3 Torr. Dans le cas b, l'émission de neutrons est réduite comme prévue (5×10^8) ; mais dans le cas d, il n'y a pas d'augmentation de l'émission par rapport au cas b, quand on met la plaque de CD_2 contrairement à ce qui a été observé à 1,5 Torr. Ce résultat demeure inexplicable car on s'attendrait à une augmentation de l'émission de 1 à 2×10^9 neutrons. Il semble donc que seule la queue de haute énergie, absente à 3 Torr, interagisse avec la cible solide.

xxxxxx

CONCLUSION.

On a obtenu expérimentalement une information temporelle sur le faisceau d'ions d'une expérience Focus et il est possible de faire également une analyse spatiale et angulaire avec des cibles appropriées. L'étude a montré que plus de 80 % des neutrons sont dus au bombardement de la bulle qui est une cible épaisse pour les deutérons de basse énergie qui prédominent à haute pression et une cible mince pour la queue de la fonction de distribution qui devient importante à basse pression.

Des échantillons accolés à la plaque de CD_2 pourraient être irradiés par des flux intenses de neutrons. Enfin, ces expériences montrent que les faisceaux d'ions engendrés dans le plasma sont utilisables facilement pour des études d'interaction avec des cibles.

REFERENCES.

- /1/ A. BERNARD, A. COUDEVILLE, A. JOLAS, J. LAUNSPACH and J. de MASCUREAU
Experimental studies of the plasma focus and evidence for nonthermal
processes
Phys. Fluids 18, 180 (1975).
- /2/ A. BERNARD, A. COUDEVILLE, J.P. GARCONNET, P. GENTA, A. JOLAS,
Y. LANDURE, C. NAZET, R. VEZIN,
Etude de l'émission neutronique et de la turbulence dans l'expérience
Focus avec une résolution temporelle de l'ordre de la nanoseconde.
In Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (International
Atomic Energy Agency, Vienna, 1975), Vol.III, p. 83.
- /3/ M.J. BERNSTEIN and G.G. COMISAR,
Neutron Energy and Flux Distributions from a Crossed-Field Accéléra-
tion Model of Plasma Focus and Z-Pinch Discharges.
Phys. Fluids, 15, 700 (1972).
- /4/ A. BERNARD, A. COUDEVILLE, J.P. GARCONNET, P. GENTA, A. JOLAS,
Y. LANDURE, J. de MASCUREAU, M. NAIL and R. VEZIN,
Microinstabilities connected with neutron emission and electromagnetic
radiation in the plasma Focus.
In Proceedings of the Seventh European Conference on Controlled Fusion
and Plasma Physics (Centre de Recherche en Physique des Plasmas, Lau-
sanne, Switzerland, 1975), Vol.I, p. 60.
- /5/ J.B. MARION and J.L. FOWLER
Fast Neutron Physics, Part I (Interscience Monographs and Texts in
Physics and Astronomy, 1960), Vol IV, pp. 677 - 720.
- /6/ H.K. REYNOLDS, D.N.F. DUNBAR, W.A. WENZEL and W. WHALING,
The stopping Cross Section of gases for Protons 30-600 keV.
Phys. Rev. 92, 742 (1953).

.../...

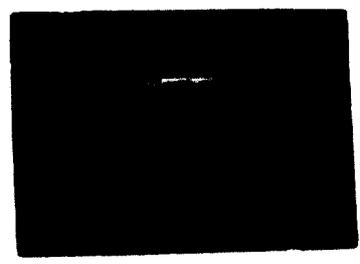
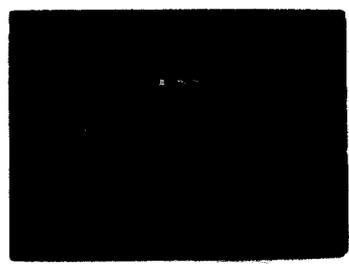
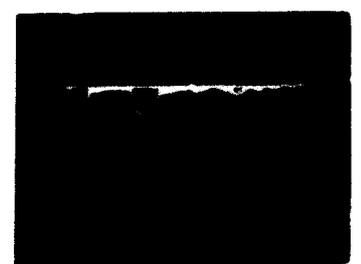
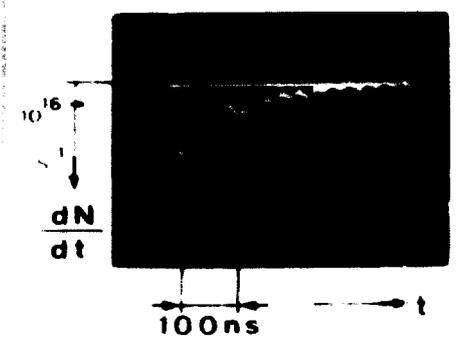
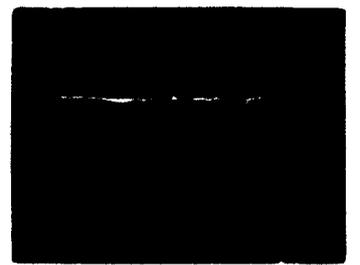
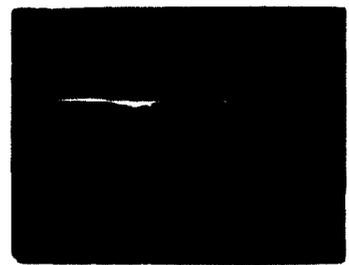
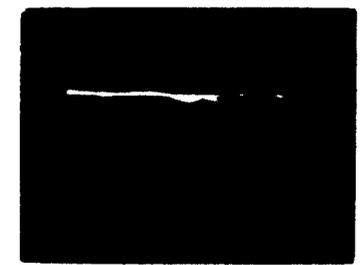
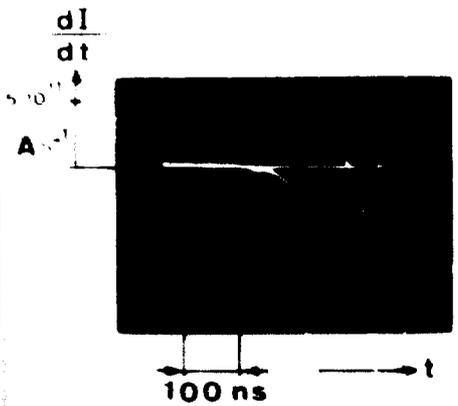
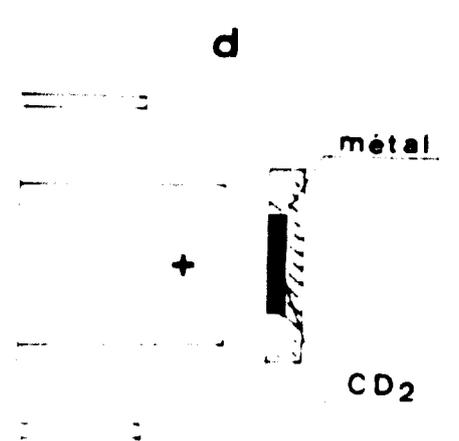
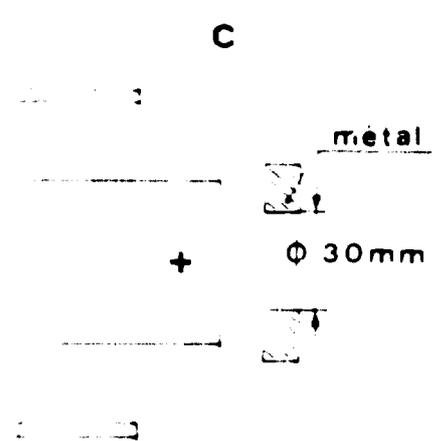
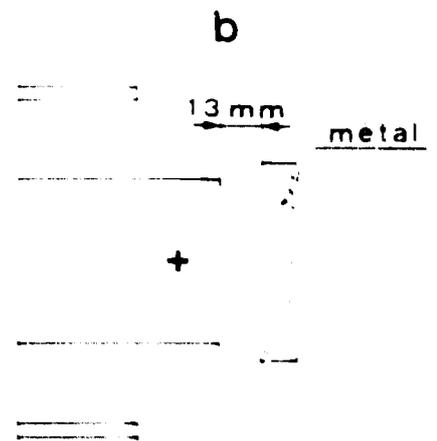
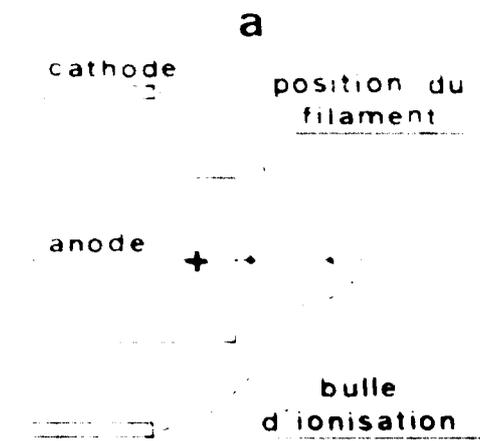
- /7/ L.A. ARTSIMOVICH
Controlled Thermonuclear Reactions(Gordon and Breach Science Publishers,
New-York, 1964), Vol.I, p. 44.
- /8/ H. CONRADS, P. CLOTH, M. DEMMELER and K. HECKER,
Velocity Distribution of Ions Producing Neutrons in a Plasma Focus.
Phys. Fluids 15, 209 (1972).
- /9/ I.F. BELYAEVA and N.V. FILIPPOV,
Location of fast deuterons in plasma Focus.
In Proceedings of the Sixth European Conference on Controlled Fusion
and Plasma Physics, Moscow, USSR (Joint Institute for Nuclear Research,
Moscow, USSR, 1973), Vol. II, p. 375
- /10/ R.L. GULLICKSON,
A measurement of the distribution of very energetic ions in the
plasma Focus device.
IEEE International Conference on Plasma Science, Ann Arbor, Michigan,
May 14-16 (1975).

LEGENDE DE LA FIGURE.

Fig.1 : Dérivée temporelle du courant (traces supérieures) et de l'impulsion de neutrons (traces inférieures) sans calage en temps entre les deux traces (en b, on voit aussi l'impulsion de rayons X durs).

L'émission neutronique moyenne est :

3×10^9 en (a) ; 5×10^8 en (b) ; 3×10^9 en (c) ; $2,5 \times 10^9$ en (d).



↑
rayons X