

FR 830 2630

CEA-R-5171

CEA-R-5171

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

A.14

**ETUDE ET UTILISATION
DES FAISCEAUX D'IONS ENGENDRES
DANS L'EXPERIENCE FOCUS**

par

*A. BERNARD, J.P. GARCONNET, A. JOLAS,
J.P. LE BRETON, J. DE MASCUREAU*

Centre d'Etudes de Limeil

Rapport CEA-R-5171

1982

SERVICE DE DOCUMENTATION

C.E.N.-SACLAY 91191 GIF-sur-YVETTE Cedex FRANCE

PLAN DE CLASSIFICATION DES RAPPORTS ET BIBLIOGRAPHIES CEA

(Classification du système international de documentation nucléaire SIDON/INIS)

A 11	Physique théorique	C 30	Utilisation des traceurs dans les sciences de la vie
A 12	Physique atomique et moléculaire	C 40	Sciences de la vie : autres études
A 13	Physique de l'état condensé	C 50	Radioprotection et environnement
A 14	Physique des plasmas et réactions thermonucléaires		
A 15	Astrophysique, cosmologie et rayonnements cosmiques	D 10	Isotopes et sources de rayonnements
A 16	Conversion directe d'énergie	D 20	Applications des isotopes et des rayonnements
A 17	Physique des basses températures		
A 20	Physique des hautes énergies	E 11	Thermodynamique et mécanique des fluides
A 30	Physique neutronique et physique nucléaire	E 12	Cryogénie
		E 13	Installations pilotes et laboratoires
B 11	Analyse chimique et isotopique	E 14	Explosions nucléaires
B 12	Chimie minérale, chimie organique et physico-chimie	E 15	Installations pour manipulation de matériaux radioactifs
B 13	Radiochimie et chimie nucléaire	E 16	Accélérateurs
B 14	Chimie sous rayonnement	E 17	Essais des matériaux
B 15	Corrosion	E 20	Réacteurs nucléaires (en général)
B 16	Traitement du combustible	E 30	Réacteurs nucléaires (types)
B 21	Métaux et alliages (production et fabrication)	E 40	Instrumentation
B 22	Métaux et alliages (structure et propriétés physiques)	E 50	Effluents et déchets radioactifs
B 23	Céramiques et ciments		
B 24	Matières plastiques et autres matériaux	F 10	Economie
B 25	Effets des rayonnements sur les propriétés physiques des matériaux	F 20	Législation nucléaire
B 30	Sciences de la terre	F 30	Documentation nucléaire
		F 40	Sauvegarde et contrôle
C 10	Action de l'irradiation externe en biologie	F 50	Méthodes mathématiques et codes de calcul
C 20	Action des radioisotopes et leur cinétique	F 60	Divers

Rapport CEA-R-5171

Cote-matière de ce rapport : A.14

DESCRIPTION-MATIERE (mots clefs extraits du thesaurus SIDON/INIS)

en français

PLASMA FOCUS
FAISCEAUX DE DEUTERONS
TRANSFERT D'ENERGIE
MESURE DE LA TEMPERATURE
DEUTERIUMS DE LITHIUM
POLYETHYLENES
COMPOSES DE DEUTERIUM
ALUMINIUM
CODES R
EMISSION DE NEUTRONS

en anglais

PLASMA FOCUS
DEUTERON BEAMS
ENERGY TRANSFER
TEMPERATURE MEASUREMENT
LITHIUM DEUTERIDES
POLYETHYLENES
DEUTERIUM COMPOUNDS
ALUMINIUM
R CODES
NEUTRON EMISSION

- Rapport CEA-R-5171 -

Centre d'Etudes de Limeil

ETUDE ET UTILISATION DES FAISCEAUX D'IONS
ENGENDRES DANS L'EXPERIENCE FOCUS

par

A. BERNARD, J.P. GARCONNET, A. JOLAS,
J.P. LE BRETON, J. DE MASCUREAU

- Juin 1982 -

CEA-R-5171 - A. BERNARD - J.P. GARCONNET - A. JOLAS - J.P. LE BRETON - J. de MASCUREAU.

ETUDE ET UTILISATION DES FAISCEAUX D'IONS ENGENDRES DANS L'EXPERIENCE FOCUS.

Sommaire. - On étudie les faisceaux d'ions fais par une décharge électrique focalisante. L'utilisation de cibles de CD_2 et de DLI permet de mettre en évidence ces faisceaux et de mesurer leurs caractéristiques. On utilise également des cibles d'aluminium et on développe des moyens de diagnostic pour mesurer la température de rayonnement et la vitesse d'expansion de la matière. La confrontation des résultats expérimentaux avec le code de calcul numérique permet une détermination des dépôts d'énergie réalisés. Avec l'installation Actime 200 kJ on détermine des dépôts de 2 à 3 MJ/g dans l'aluminium sur une surface de 1 cm. On donne les premiers résultats obtenus avec une installation munie d'une injection de gaz par vanne rapide.

1982

45 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France.

CEA-R-5171 - A. BERNARD - J.P. GARCONNET - A. JOLAS - J.P. LE BRETON - J. de MASCUREAU.

STUDY AND UTILIZATION OF ION BEAMS CREATED IN THE FOCUS EXPERIMENT.

Summary. - Ion beams created in a plasma focus electrical discharge are evidenced and measured from interaction with CD_2 and DLI targets. Aluminum targets are also used with observation of the radiation temperature and material expansion velocity. Comparison between experimental measurements and numerical computations allows to determine energy deposition in the aluminum foil as well as beams values. With the 200 kJ Actime facility 2 to 3 MJ/g deposition is obtained in aluminum on approximately one square centimeter. A fast valve gas injection has been developed on another facility and preliminary results are given.

1982

45 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France.

PLAN

I - INTRODUCTION

II - INTERACTION DES FAISCEAUX D'IONS AVEC DES CIBLES DE CD_2 OU DLi

II.1. Caractéristiques de la machine à plasma

II.2. Cibles de CD_2 - Détermination des caractéristiques du faisceau de deutérons

a-Principe

b-Expérience

II.3. Cibles de DLi

a-Principe de la mesure

b-Expérience

III - DEPOT D'ENERGIE DANS UNE CIBLE METALLIQUE

III.1. Surface émissive

III.2. Mesure de la température

a-Montage

b-Fonction de transfert

III.3. Résultats - Utilisation du code hydrodynamique FCI

IV - AMELIORATIONS ET PERSPECTIVES

IV.1. *Augmentation du courant*

IV.2. Pression initiale

IV.3. Conditions aux limites

V - CONCLUSION

VI - REMERCIEMENTS

REFERENCES

I - INTRODUCTION

Les plasmas créés par des décharges électriques intenses et focalisantes (Z -pinch) sont connus pour être le siège d'émissions exceptionnelles de rayons X et de neutrons lorsque le gaz initial est du deutérium.

Les études menées depuis plusieurs années au Centre d'Etudes de Limeil ont montré que dans le cas des décharges Focus utilisant la géométrie du type Mather, les émissions de rayons X et de neutrons sont dues essentiellement à des faisceaux intenses d'électrons et de deutérons qui bombardent respectivement l'anode métallique et une cathode virtuelle de plasma. Les faisceaux de particules apparaissent au sein du plasma à l'issue d'une phase d'implosion résistive pendant laquelle des instabilités microscopiques se développent. Ces instabilités microscopiques résultent de l'interaction plasma-courant et de la vitesse de dérive importante (de l'ordre de grandeur des vitesses d'agitation thermique) qui s'établit. Les instabilités microscopiques qui ont été mises en évidence par diffusion de la lumière laser entraînent des coefficients de transport anormaux, et en particulier, une résistance anormale du plasma. Il s'ensuit qu'aux bornes de la colonne de plasma, il s'établit une différence de potentiel de l'ordre de 100 à 500 kV d'autant plus élevée que le courant est important, alors que la tension de charge du banc de condensateurs n'est que de 40 kV. Cette phase résistive est interrompue par la naissance de faisceaux intenses qui pendant une brève période de 20 à 50 ns conduisent une part importante du courant électrique délivré par le générateur. Les mesures effectuées montrent qu'une grande partie de l'énergie magnétique du circuit (10%) peut être transférée aux faisceaux de particules avec une puissance importante /1/.

A ce jour, la physique de l'interaction turbulente d'un courant électrique et d'un plasma n'est pas encore bien comprise ; néanmoins, il

est intéressant de remarquer que ce phénomène a maintenant été observé et maîtrisé sur des générateurs d'énergies très différentes et que des lois d'échelle ont pu être dégagées.

Compte tenu de ces faits, plusieurs laboratoires se sont tournés vers l'étude et l'utilisation des faisceaux de particules émis par les expériences Focus.

A l'Institut Lebedev, une expérience est étudiée pour faire interagir les faisceaux d'électrons avec un plasma créé par laser /2/. Au Lawrence Livermore National Laboratory des études sont menées pour implorer des microballons remplis de Deutérium-Tritium par les faisceaux de particules émis par le plasma /3/.

A Limeil, nos études ont d'abord porté sur l'optimisation des faisceaux d'électrons afin de réaliser une source de rayonnement X intense et utilisable pour des expériences d'irradiation /4/.

Puis, dans le cadre des expériences de confinement inertiel, nous avons fait porter nos efforts sur la détermination précise des caractéristiques des faisceaux d'ions et sur leur utilisation.

On pense en effet que les ions légers (protons, deutérons, ...) présentent plusieurs avantages par rapport aux électrons et aux lasers :

1) ils déposent leur énergie suivant des processus classiques connus et sur de très faibles distances d'arrêt ;

2) ils ne produisent pas de rayonnement "bremsstrahlung" et d'électrons suprathermiques ;

3) il est très facile de neutraliser électriquement des faisceaux d'ions par des électrons de faible énergie.

En ce qui concerne les expériences de type Focus d'autres aspects spécifiques méritent d'être soulignés :

4) le rendement de production est très important et les caractéristiques obtenues avec l'installation 340 kJ de Limeil soutiennent la comparaison avec les générateurs les plus puissants du N.R.L. /5/ ;

5) l'accessibilité aux faisceaux d'ions s'avère plus facile que celle des faisceaux d'électrons compte tenu de la géométrie et de la polarité électrique de l'expérience.

Dans ce rapport nous montrons comment les études conduites sur l'installation Actime 200 kJ, avec des cibles de CD_2 ou de DLi , (paragraphe II) nous ont permis de déterminer les caractéristiques du faisceau d'ions qui bombarde la cible. Puis nous présentons la mesure de la température atteinte par des cibles métalliques bombardées par les deutérons (paragraphe III). L'utilisation d'un code numérique nous permet de calculer les dépôts d'énergie réalisés. Enfin nous indiquons les améliorations envisagées et les perspectives qu'offre ce genre d'expériences (paragraphe IV).

II - INTERACTION DES FAISCEAUX D'IONS AVEC DES CIBLES DE CD_2 OU DE DLi

II.1. Caractéristiques de la machine à plasma

La machine à plasma est un canon coaxial "Focus" de type MATHER. Il est couplé à un banc de condensateurs de 200 kJ d'énergie à 40 kV, qui délivre un courant maximal de 1,6 MA d'intensité pour une pression de remplissage de 1 torr. Cette pression est choisie car on observe alors une résistance élevée du plasma et une émission intense des faisceaux d'électrons et d'ions.

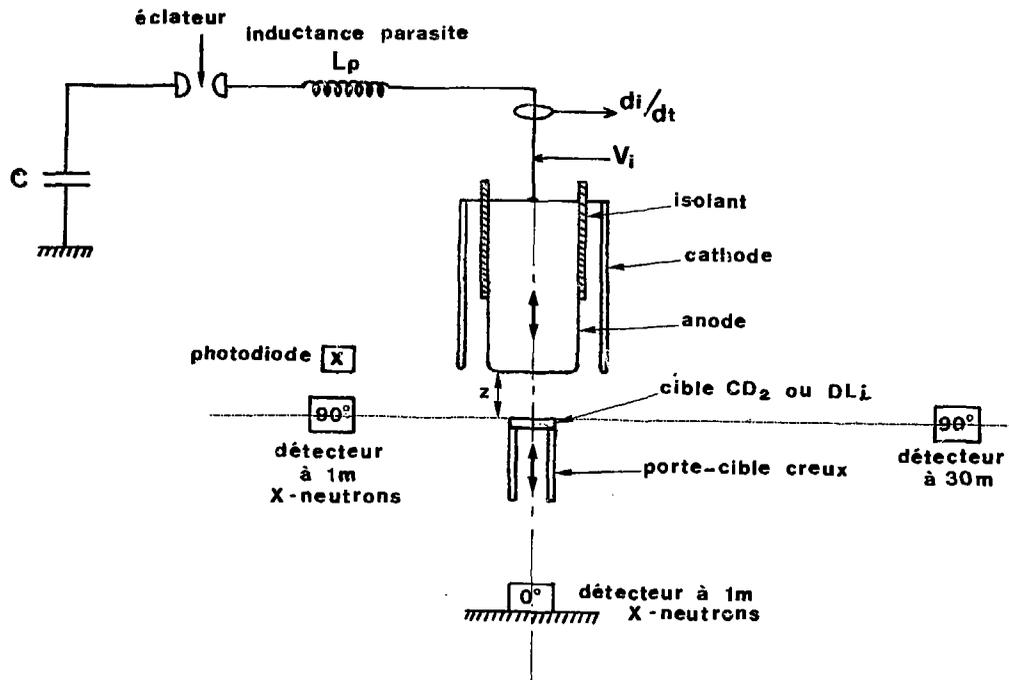


Fig.1 Montage expérimental des cibles CD_2 et DLi

Les électrodes sont en acier inoxydable : l'anode, électrode intérieure, a un diamètre de 233 mm et la cathode, de géométrie "cage d'écureuil", est constituée de 16 barreaux également espacés de 20 mm de diamètre. L'espace interélectrodes est de 40 mm. La longueur du canon est de 450 mm et l'isolant, de 200 mm de longueur, qui sépare les deux électrodes, est en pyrex (fig. 1).

Pour mettre en évidence les faisceaux d'ions on utilise des cibles de polyéthylène deutéré (CD_2) ou des cibles de deutérure de lithium (DLi) suivant une technique déjà utilisée dans le laboratoire /6/.

II.2. Cibles de CD_2 - Détermination des caractéristiques du faisceau de deutérons

a-Principe

Pour un modèle faisceau-cible, si on considère un courant de deutérons mono-énergétiques constant dans le temps, le flux de neutrons sur cible épaisse se calcule à partir de l'expression : /7/

$$Y(\psi, E_d) = \int_0^{E_d} \frac{\sigma_{DD}(E, \psi)}{\epsilon(E)} dE$$

dans laquelle

- $Y(\psi, E_d)$ est le nombre de neutrons par deutéron d'énergie E_d dans la direction ψ .
- $\sigma_{DD}(E, \psi)$ la section efficace de la réaction nucléaire $D(d, n)^3He$
- $\epsilon(E)$ le pouvoir d'arrêt de la cible.

La figure 2 représente $Y(\psi, E_d)$, pour des cibles de CD_2 , à 0° et à 90° .

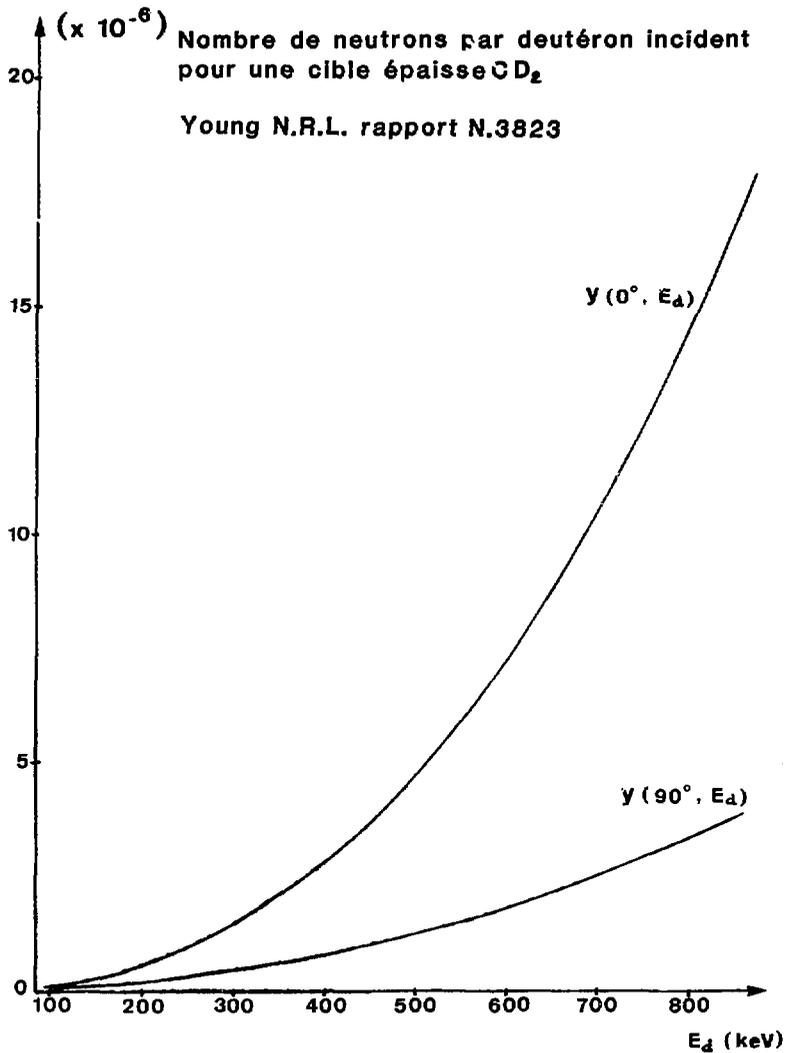


Fig. 2 Rendement neutronique $Y(\psi, E_d)$ pour des cibles CD₂

L'énergie des deutérons peut être déterminée à partir :

- soit de l'anisotropie $\phi_{0^\circ} / \phi_{90^\circ}$ de l'émission neutronique (fig. 3) ;
- soit de la mesure de l'énergie moyenne des neutrons émis dans les directions 0° et 90° (fig. 4).

Connaissant l'énergie des deutérons E_d et le nombre de neutrons émis par la cible, on calcule le nombre de deutérons du faisceau. La durée du faisceau nous permet de déterminer par suite le courant de deutérons. La puissance maximum par unité de surface est déterminée expérimentalement en faisant varier le diamètre des cibles.

b-Expérience

Les cibles sont centrées sur l'axe du canon à une cote variable devant l'anode. Ce sont les électrodes mobiles qui permettent de faire varier la distance anode-cible (fig. 1). Les principaux diagnostics utilisés sont :

- une photodiode rapide munie d'un scintillateur plastique Ne 111 pour détecter le rayonnement X ;

- deux photomultiplicateurs, associés chacun à un scintillateur plastique Ne 111, placés à 0° et 90° pour résoudre temporellement l'émission neutronique ($\frac{dN}{dt}$). La distance détecteur-cible est de 1 m. C'est la distance maximum permise dans la direction 0° par l'implantation de la machine.

Tous les signaux électriques sont enregistrés, sur des oscillographes, avec une chronométrie d'une précision de l'ordre de 1 ns. Les signaux de neutrons sont étalonnés par rapport à des détecteurs à activation d'argent et à activation d'indium. Dans une décharge normale les réactions nucléaires se font dans la cible gazeuse constituée par le gaz et le plasma

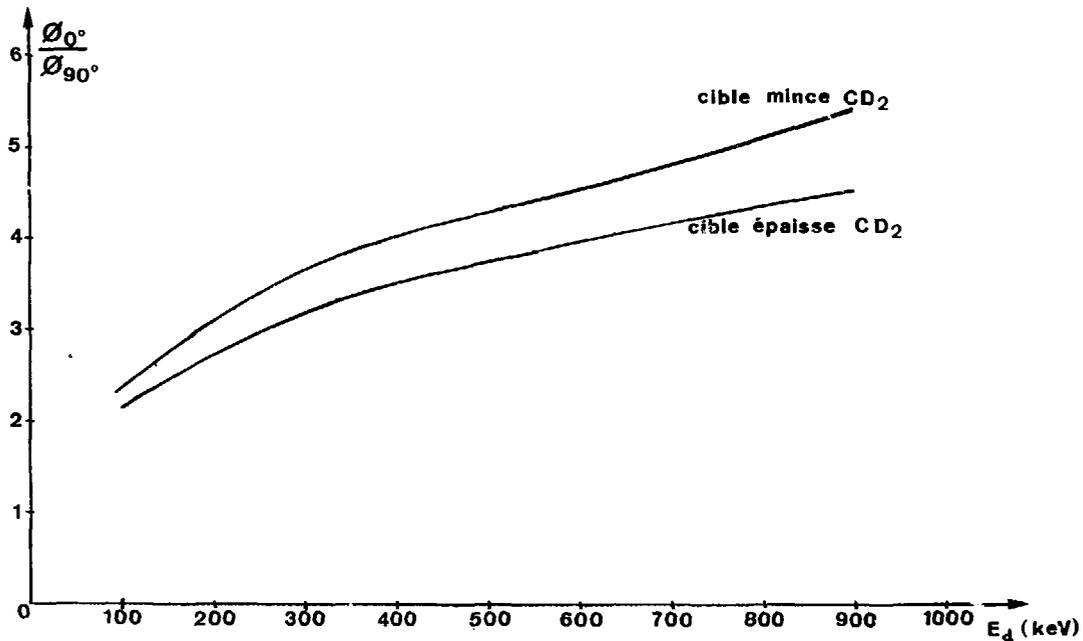


Fig.3 Anisotropie de la réaction $D(d,n)^3H_e$ Young N.R.L. rapport N.3823

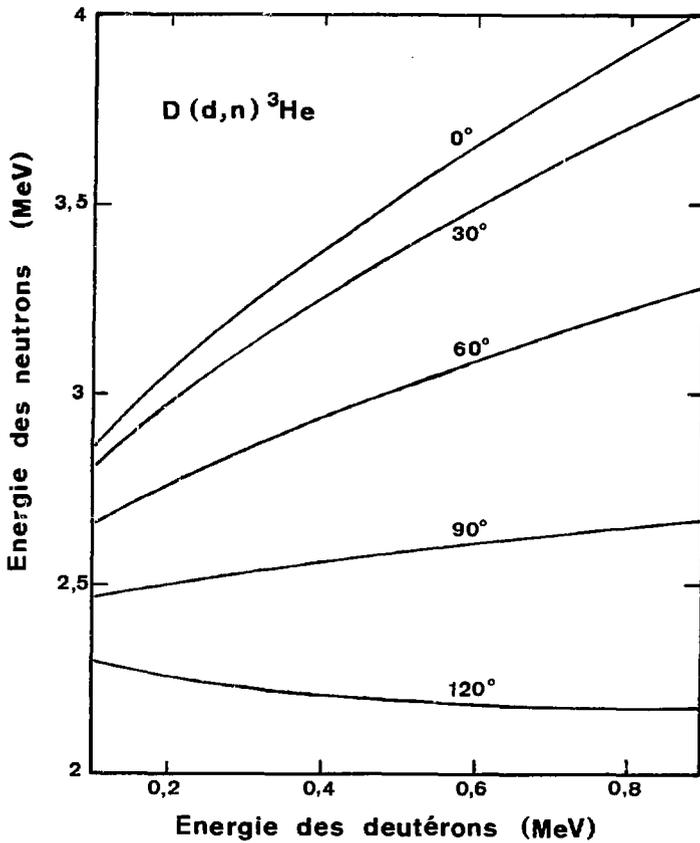


Fig.4 Energie des neutrons en fonction de leur angle d'émission et de l'énergie des deutérons

Young N.R.L. rapport N.3823

Le flux de neutrons est en moyenne de 5.10^{10} dans 4π stéradians pour une pression de 1 T et l'anisotropie correspondante est de l'ordre de 2,2. Lorsque l'on place une cible solide, on supprime une partie de la cible gazeuse. Pour évaluer le nombre de neutrons produit dans l'espace compris entre l'anode et la cible, nous avons utilisé des pastilles neutres de polyéthylène (CH_2) de géométrie identique à celles de CD_2 . On constate en moyenne une diminution du nombre total émis de 40 % pour la position $z = 50$ mm et de 60 % pour la position $z = 25$ mm. Le pouvoir d'arrêt du CO_2 à la densité du solide est beaucoup plus important que celui du gaz et par suite le ralentissement se fait rapidement sur de courtes distances (fig. 5). L'émission neutronique correspondante se distingue donc par les caractéristiques suivantes :

- un plus grand nombre de neutrons (jusqu'à 4 fois plus important qu'avec une cible de CH_2) ;
- des largeurs à mi-hauteur de $\frac{dN}{dE}$ plus faibles ;
- des valeurs maximums de $\frac{dN}{dE}$ plus importantes ($8.10^{18} s^{-1}$ au lieu de $6.10^{17} s^{-1}$) ;
- des anisotropies plus fortes comprises entre 2,9 et 5,5 ;
- un décalage temporel entre les impulsions à 0° et à 90° .

L'interaction du faisceau de deutérons avec la cible de CO_2 est mesurable entre $z = 20$ mm et $z = 100$ mm. A moins de 20 mm la cible perturbe la naissance du faisceau. A $z > 100$ mm le nombre de neutrons émis par la cible gazeuse est le plus souvent supérieur au nombre de neutrons émis par la cible de CO_2 . L'interaction la plus efficace est obtenue sur une cible de 10 mm de diamètre à l'axe $z = 25$ mm. Nous n'avons pas pu étudier la géométrie du faisceau, il apparaît néanmoins que celui-ci est bien concentré entre $z = 25$ mm et $z = 50$ mm et diverge rapidement au-delà.

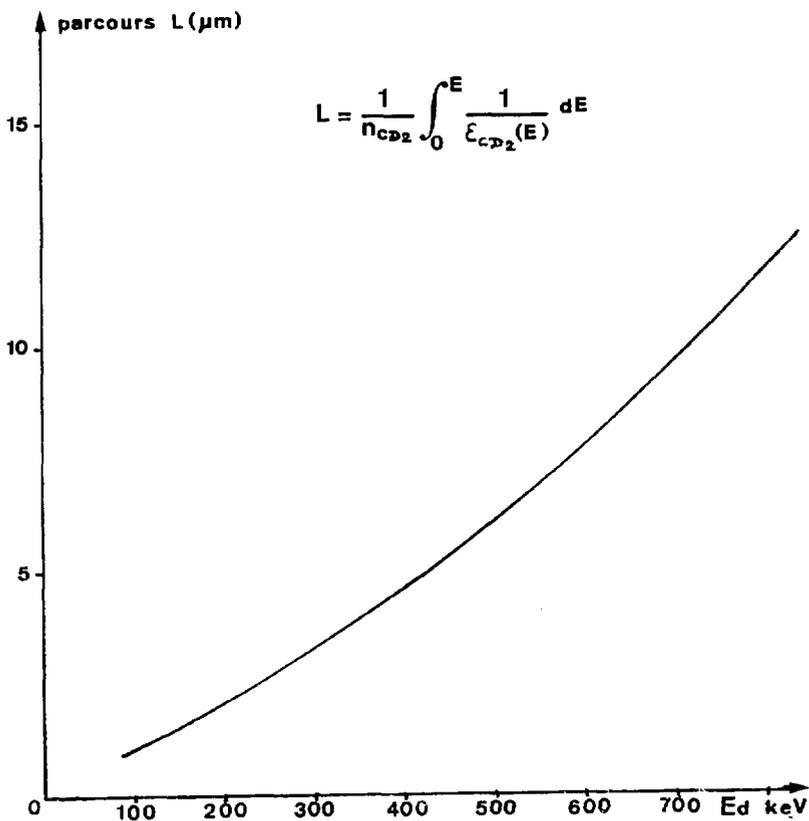


Fig.5 Parcours des deutérons dans le (CD_2)

Les valeurs d'anisotropie prises globalement conduisent à des énergies moyennes pour les deutérons comprises entre 250 keV et 1 MeV suivant les tirs. Cependant cette mesure s'avère peu précise car on estime mal la contribution de la cible gazeuse. D'autre part, la méthode suppose que l'énergie moyenne a un sens, et que le faisceau est parallèle. Une composante très haute énergie dont la section efficace σ_{DD} est grande peut perturber la méthode de mesure tandis qu'une ouverture du faisceau entraîne une diminution de l'anisotropie $\psi_{0^\circ}/\psi_{90^\circ}$.

On remarque nettement que l'interaction du faisceau de deutérons avec la cible est d'autant plus importante que l'émission de rayons X dans la direction 90° est importante. Il y a donc une corrélation entre l'intensité des faisceaux d'ions et d'électrons.

La figure 6 reproduit des signaux types obtenus dans le gaz sans cible, en présence d'une cible de CD_2 , et en présence d'une cible de CH_2 . Les signaux X et neutroniques sont recalés en supposant que les émissions sont synchrones et en tenant compte du temps de vol, pour une énergie unique de 2,45 MeV des neutrons. En présence d'une cible de CD_2 (fig. 6a) on constate que le maximum du $(\frac{dN}{dt})_{90^\circ}$ est synchrone du pic X comme on peut s'y attendre car dans cette direction l'énergie des neutrons dépend peu de l'énergie des deutérons incidents (fig. 4). En revanche le maximum du $(\frac{dN}{dt})_{0^\circ}$ est toujours décalé et correspond à une énergie des neutrons comprise entre 3,4 MeV et 4,5 MeV suivant les tirs. La figure 4 nous permet donc de déterminer une énergie des deutérons comprise entre 400 keV et 1,2 MeV. Cette estimation de l'énergie moyenne par temps de vol à faible distance (1 mètre) est possible car comme nous l'avons signalé, en présence d'une cible de CD_2 , la durée de l'émission neutronique est considérablement réduite et correspond approximativement à la durée du faisceau d'ions. Cette durée est comprise entre 20 et 30 ns suivant les tirs.

Les deux méthodes nous donnent donc une dispersion d'un tir à l'autre qui se situe dans la même gamme d'énergie.

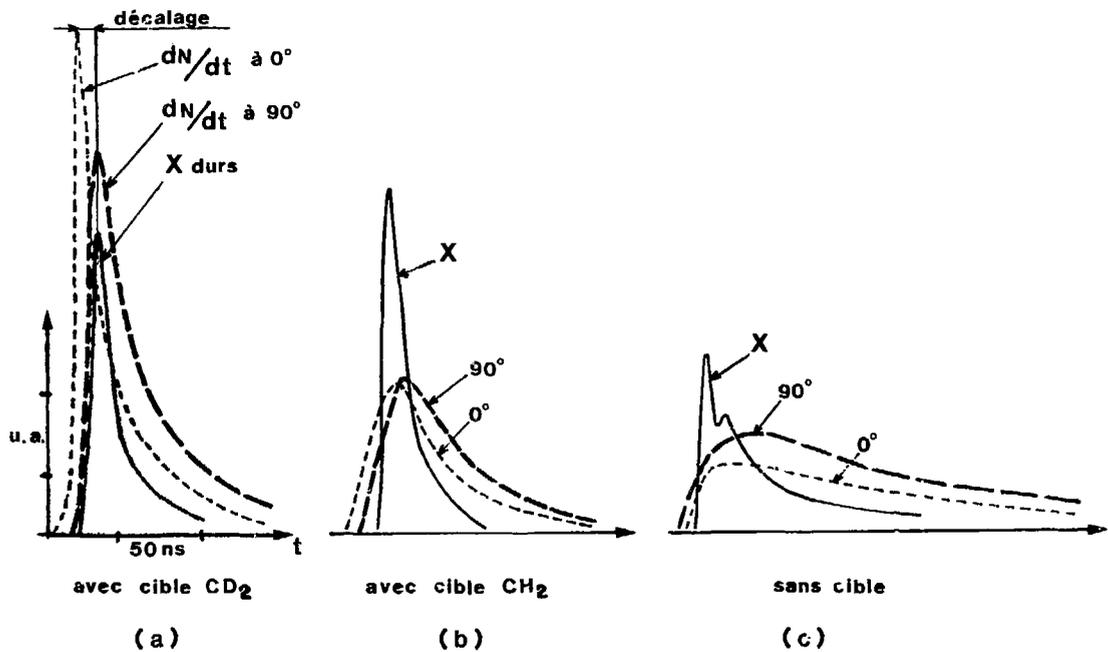


Fig.6 Chronométrie des signaux neutroniques et X
(pression initiale 1Torr D₂)

II.3. Cibles de DLi

a-Principe

Les deutérons induisent dans les cibles de deutériure de lithium deux types de réactions nucléaires qui produisent des neutrons :

- des neutrons de 2,45 MeV pour la réaction $D(d,n) {}^3He$;
- des neutrons de 13,36 MeV et 10,78 MeV pour la réaction ${}^7Li(d,n) {}^8Be$ qui correspondent respectivement à l'état fondamental et au premier état excité du 8Be /8/.

Le rendement neutronique, en cible épaisse, en fonction de l'énergie des deutérons incidents :

$$Y(\psi, E_d) = \int_0^{E_d} \frac{\sigma_{DLi}(\psi, E_d)}{\epsilon_{DLi}(E)} dE$$

(fig. 7) a été calculé en utilisant les pouvoirs d'arrêt (ϵ_{DLi}) et les sections efficaces (σ_{DLi}) de la réaction (D,Li) fournis respectivement dans les références 8 et 9.

Il est possible en comparant les nombres de neutrons produits dans la cible par la réaction (D,D) et par la réaction (D,Li) de déterminer l'énergie moyenne des deutérons, si une seule et même composante est responsable des deux émissions.

b-Expérience

Les conditions expérimentales sont les mêmes que pour les cibles de CD_2 . On utilise cependant un détecteur à 30 m de la cible dans la direction 90° , pour séparer par temps de vol les neutrons (D,D) et (D,Li). Le pourcentage d'atomes de 7Li est de 92,3 % celui de 6Li est de 7,7 %.

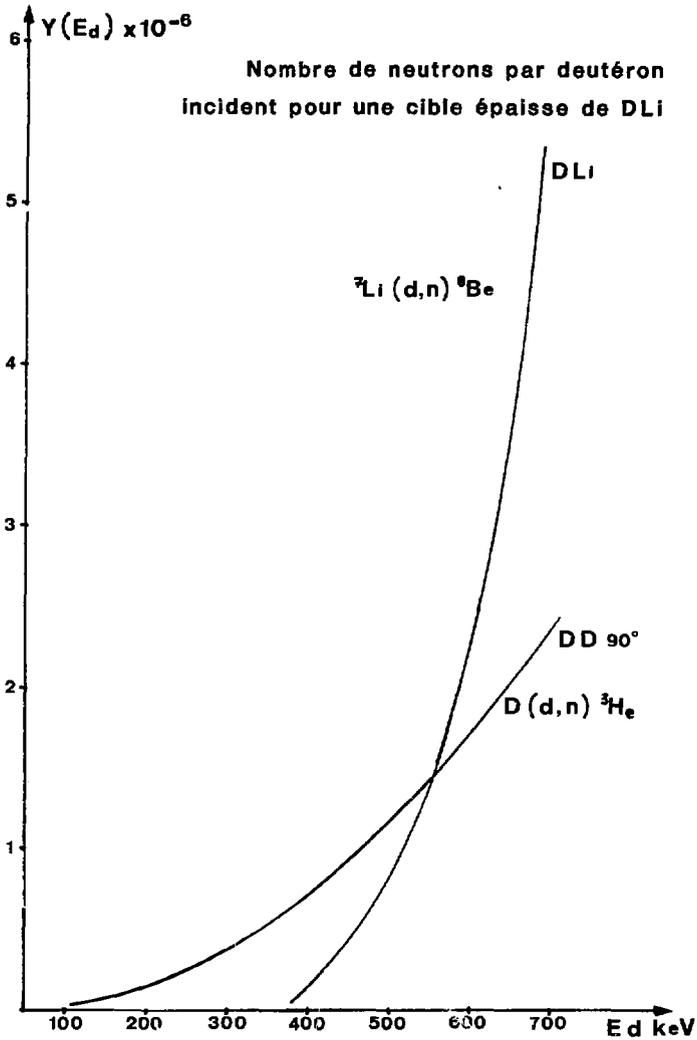


Fig. 7 Rendement neutronique $Y(\psi, E_d)$ pour des cibles de DLi

Nous négligeons donc les réactions avec le ${}^6\text{Li}$. Les cibles de DLi ont été placées à $z = 50$ mm. Sur 10 tirs effectués, 4 ont montré une contribution mesurable des deux réactions nucléaires. Le rendement photonique des scintillateurs Né 111 variant proportionnellement à l'énergie des neutrons $\frac{1}{10}$ l'étalonnage effectué à 2,45 MeV nous permet de déterminer le nombre de neutrons (D,Li). La figure 8 reproduit les signaux obtenus à 1 mètre et à 30 mètres de la source.

On constate que le nombre de neutrons (D,D) de la cible est à peu près égal au nombre de neutrons (D,Li). On détermine ainsi une énergie moyenne des deutérons de l'ordre de 550 keV qui s'inscrit bien dans la gamme déterminée précédemment avec des cibles de CD_2 . Suivant les tirs, les émissions sont comprises entre 10^{10} et 6.10^{10} neutrons ce qui correspond à une énergie maximum de 3,5 kJ dans le faisceau.

Notons que s'il est facile d'identifier, sans ambiguïté, les neutrons (D,Li) on peut, par contre, faire une erreur importante dans l'estimation du nombre de neutrons (D,D), obtenu rappelons-le, par différence avec des tirs effectués sur des pastilles de CH_2 .

Pour des deutérons de 1 MeV, pour lesquels la section efficace de réaction σ_{DLi} est maximum, l'énergie contenue dans le faisceau est alors de l'ordre de 300 J.

D'autre part, l'anisotropie de la réaction ${}^7\text{Li}(d,n) {}^8\text{Be}$ est trop faible dans ce domaine d'énergie pour qu'on puisse la mesurer et en déduire l'énergie des ions.

III - DEPOT D'ENERGIE DANS UNE CIBLE METALLIQUE

Nous avons utilisé les faisceaux d'ions engendrés par l'installation ACTIME pour chauffer des cibles métalliques par bombardement. Les caractéristiques du dépôt ont été calculées par M. DUBORGEL à l'aide d'un code hydrodynamique FCI.

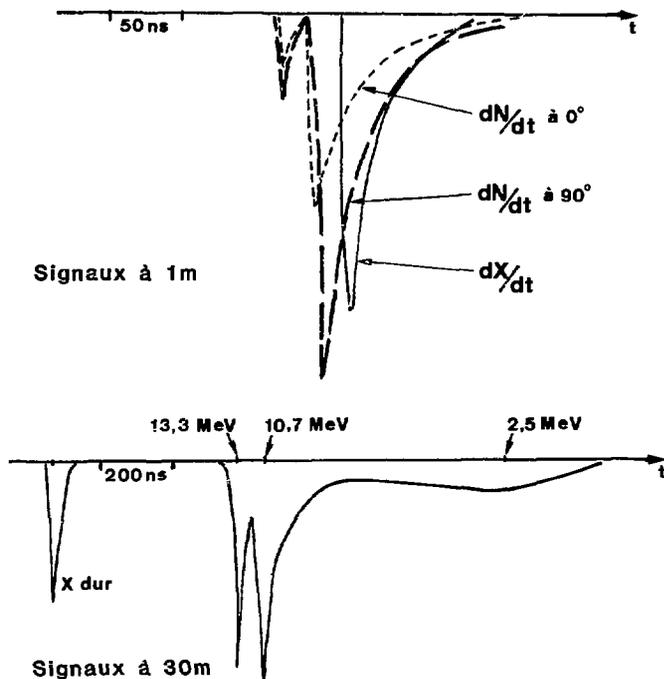


Fig.8 Tir sur cible de DLi

Les signaux $\frac{dN}{dt}$ montrent l'impulsion de rayons X suivie de celle des neutrons ; le signal $\frac{dX}{dt}$ d'une photodiode est recalé en temps par rapport aux neutrons (à une énergie de 2,45 MeV)

Le calcul suppose un dépôt d'énergie uniforme sur une épaisseur qui correspond à la distance d'arrêt des ions dans la cible. Avec les caractéristiques maximums des faisceaux obtenus, la température atteindrait 30 eV et la vitesse de détente de la matière, pour des cibles en aluminium notamment, serait de 5.10^6 cm.s⁻¹.

Pour vérifier ces chiffres nous avons bombardé des cibles d'aluminium de différentes épaisseurs en mesurant successivement :

- la surface émissive à l'aide d'une caméra à sténopé ;
- le rayonnement X mou émis par les faces avant et arrière des cibles à l'aide des diodes sans fenêtre ;
- les vitesses d'expansion de la matière avec une caméra à balayage de fente.

III.1. Surface émissive

La mesure de la température de la cible suppose que l'on connaisse la surface d'émission. Pour la déterminer nous avons utilisé une caméra à sténopé dont le principe est représenté sur la figure 9.

Les cibles, pastilles d'aluminium de 30 mm de diamètre, sont placées sur l'axe z du canon et inclinées à 45°. C'est le canon, mobile suivant la direction z, qui permet de faire varier la distance anode-cible. L'image X est enregistrée sur un film Kodirex à travers un sténopé de 100 µm de diamètre. Le film étant sensible dans le domaine des longueurs d'ondes visibles, il faut placer un filtre derrière le trou. Nous avons utilisé l'aluminium qui est facile à manipuler en faible épaisseur. Il est évident, dans ces conditions, que l'on ne peut pas observer le rayonnement X de quelques dizaines d'électrons-volts.

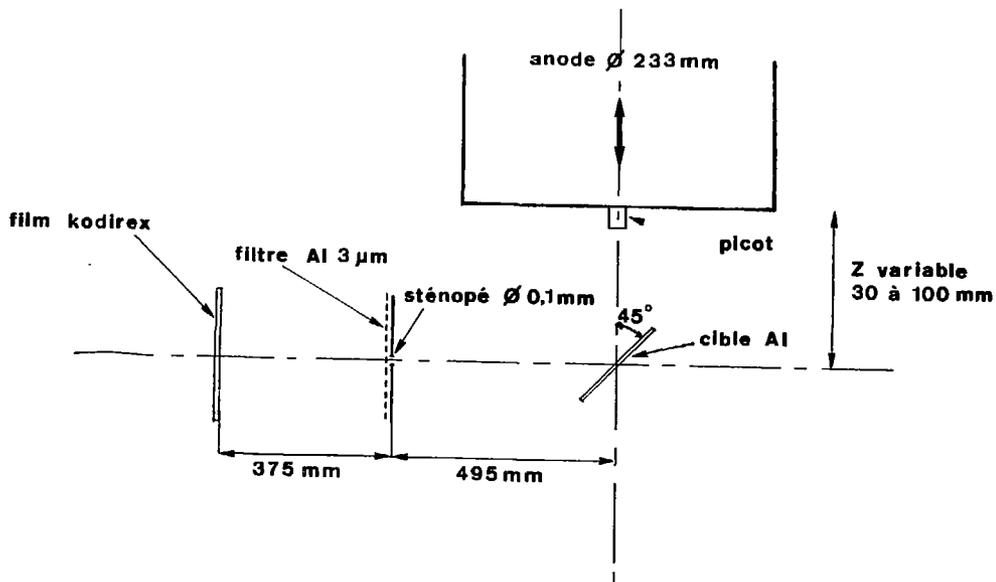


Fig.9 Caméra à sténopé

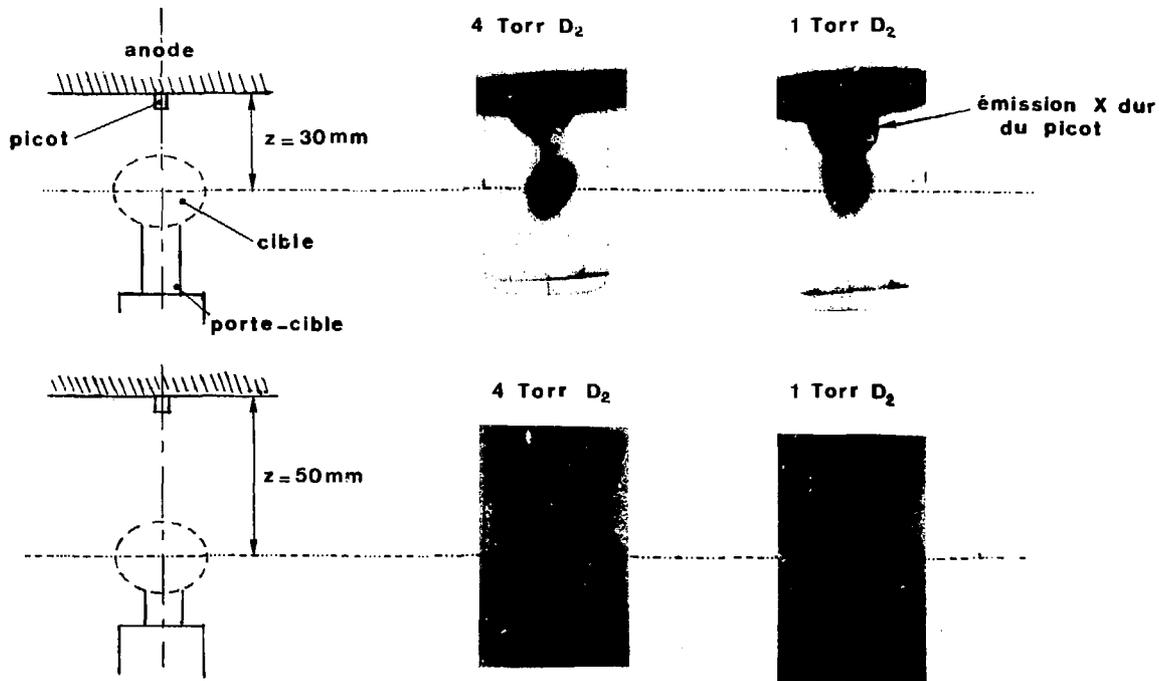


Fig. 10 Images X excitation de la raie K

Mais si on bombarde un matériau avec des ions, on excite aussi la raie $K\alpha$ de ce matériau /11/. Pour des cibles d'aluminium la raie $K\alpha$ correspond à des photons d'énergie de 1,48 keV; donc un filtre de 3 μm d'épaisseur, qui est étanche à la lumière, est suffisamment transparent à ces photons ($T \approx 70\%$). Cette méthode est également utilisée à SANDIA Laboratories /12/. Au niveau de la cible la résolution spatiale est de 0,24 mm pour la géométrie considérée.

Nous avons fait varier :

- la pression de remplissage de l'enceinte (1 T et 4 T de deutérium) ;
- la position de la cible par rapport à l'anode ($z = 30, 50, 70, 100$ mm).

On observe que, quelle que soit la pression, le noircissement du film, qui traduit directement l'énergie déposée dans la couche sensible par les photons de 1,48 keV décroît au fur et à mesure que la cible s'éloigne de l'anode. On détermine donc une position optimale de la cible à $z = 30$ mm. C'est celle où le fonctionnement de la machine n'est pas sensiblement perturbé, c'est-à-dire où l'impulsion de rayonnement X dur reste importante, et où l'interaction du faisceau d'ions avec la cible est maximum.

La zone émissive a un diamètre inférieur ou égal à 10 mm. Elle est quasiment uniforme à 4 torr, mais révèle une structure filamenteuse à 1 torr (fig. 10).

III.2. Mesure de la température

a- Montage expérimental (fig. 11)

Pour mesurer le rayonnement X nous utilisons les diodes à vide (XRD) développées par la section P.L. du Service. C'est un détecteur bien adapté pour mesurer des rayonnements de basse énergie. Il permet de comparer les résultats avec ceux obtenus sur d'autres machines à faisceaux et surtout de pouvoir bénéficier des étalonnages absolus des photocathodes utilisées dans cette gamme d'énergie /13-14/.

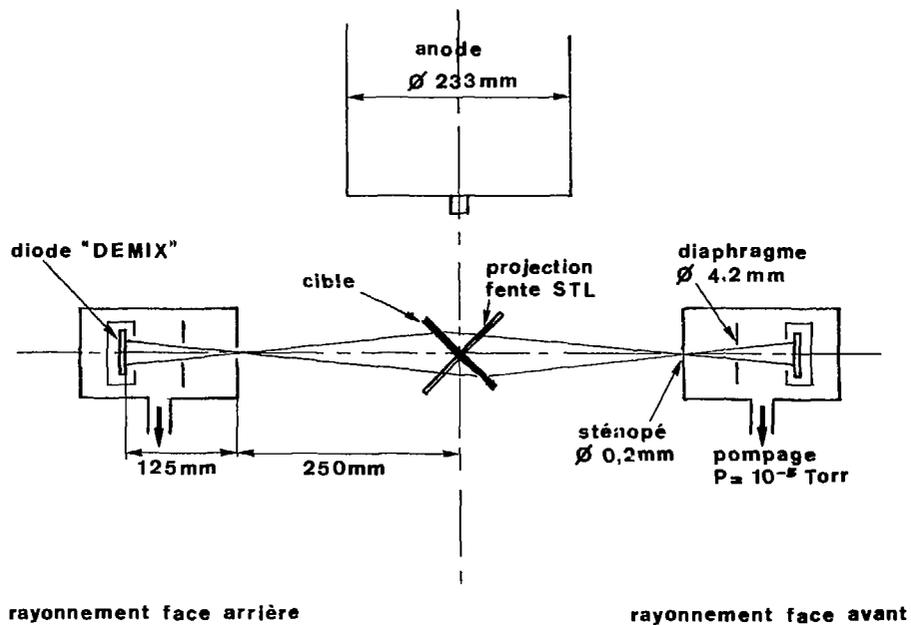


Fig.11 Mesure de rayonnement X de la cible

La difficulté inhérente à l'expérience est que la chambre à décharge est remplie sous une pression de 4 torr alors qu'un bon fonctionnement des diodes nécessite un vide secondaire. Nous avons surmonté cette difficulté en plaçant la diode dans une chambre annexe qui communique avec l'enceinte Focus par un trou de 0,2 mm de diamètre. Le pompage secondaire dynamique permet d'obtenir une pression résiduelle inférieure à 10^{-5} torr. La diode est polarisée à une tension de 3 kV. Compte tenu du grandissement ($\gamma = 0,5$) du système d'observation et du diamètre du diaphragme ($\emptyset = 4,2$ mm) placé devant la photocathode, le champ au niveau de la cible a une section droite de 10 mm de diamètre correspondant sensiblement à la surface émissive. Deux montages identiques de diodes permettent d'enregistrer simultanément le rayonnement émis par la face avant (directement exposée au flux d'ions incident) et par la face arrière. Une caméra à balayage STL dont la projection de la fente est perpendiculaire au plan de la cible permet de suivre les fronts lumineux de la détente des faces avant et arrière.

b-Fonction de transfert

Nous supposons que le rayonnement émis par les cibles suit la loi de rayonnement de Planck qui exprime la densité spectrale d'énergie et qui conduit à l'énergie totale rayonnée par unité de surface de corps noir. Cette hypothèse est vraisemblable étant donné la forte densité et la faible température du plasma. Le courant délivré par la diode qui permet de mesurer la température de la cible est donné par :

$$I = \int E(\nu) R(\nu) d\nu dS d\Omega$$

dans laquelle :

I est la réponse du détecteur en ampère

$E(\nu) d\nu$ est la puissance spectrale de corps noir en $W.sr^{-1}.m^{-2}$

$R(\nu)$ est le rendement de la photocathode de la diode à vide en $A.W^{-1}$

dS est la surface émissive élémentaire en m^2

$d\Omega$ est l'élément différentiel de l'angle solide sous lequel le détecteur est vu par la source en stéradian.

Les courbes de réponse de la diode, en volts*, en fonction de la température sont présentées sur la figure 12. Elles tiennent compte de la surface d'émission (\emptyset 10 mm à 45°), des conditions géométriques du montage (fig. 11), du rendement de la photocathode (aluminium), des filtres associés. Elles supposent la nature du rayonnement (corps noir) et considèrent l'atténuation du rayonnement dans l'espace compris entre la cible et le trou de 0,2 mm comme étant celle due à un gaz neutre de deutérium. Il est intéressant de remarquer que le signal de diode dépend sensiblement de la température et beaucoup moins de la surface émissive à cause de la loi en T^4 .

III.3. Résultats - Utilisation du code hydrodynamique FCI

Pour obtenir des décharges aussi répétitives que possible, nous avons constaté qu'il fallait faire de tirs de formation à haute pression. Etant donné la fragilité des cibles d'aluminium (de 0,75 μ m à 9 μ m d'épaisseur) il est impératif de les protéger, par un sas étanche, des surpressions engendrées par les tirs de formation. Par ailleurs comme tout matériau bombardé par les ions rayonne, l'ensemble porte-cible doit provoquer un signal de diode minimum. Le support est réalisé en corde à piano de 6/10 mm de diamètre sur lequel on colle les cibles de 25 mm de côté (seul le centre est vu par les détecteurs) (fig. 13). En l'absence de cible, les signaux parasites "avant" et "arrière" sont de l'ordre de 100 mV ce qui limite vers le bas la température mesurable à environ 8 eV.

A la pression de 1 T les essais ont porté sur des cibles de 0,75 μ m - 1,4 μ m - 3 μ m - 6 μ m et 9 μ m positionnées à $z = 30$ mm. Ces épaisseurs correspondent respectivement aux libres parcours moyens de deutérons d'énergie : 45 - 105 - 250 - 600 et 900 keV.

Il ressort que :

- la température de la face avant est comprise entre 10 eV et 15 eV (la moyenne étant de 12 eV pour 20 tirs) ;

- la température de la face arrière ne devient importante qu'avec des cibles de 1,4 et 0,75 μ m. Elle peut exceptionnellement être supérieure à celle de la face avant. Celle de la face arrière est \geq 12 eV pour les cibles de 0,75 μ m et pour des cibles plus épaisses (3 à 9 μ m) ne dépend

* sur une charge adaptée de 50 μ

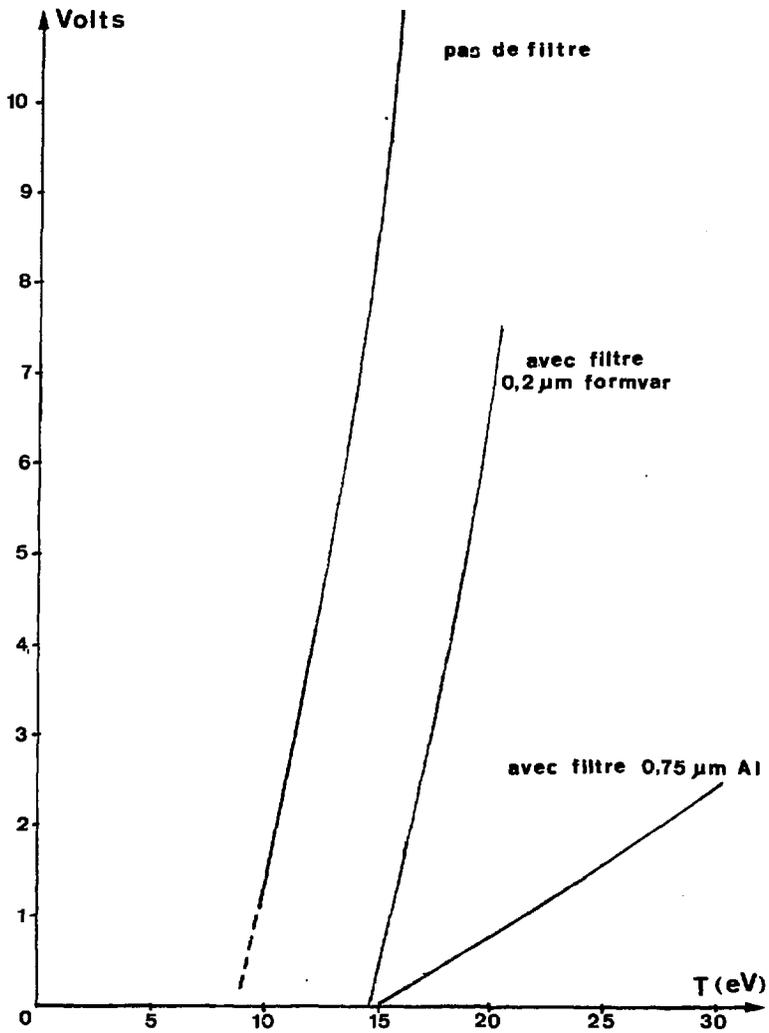
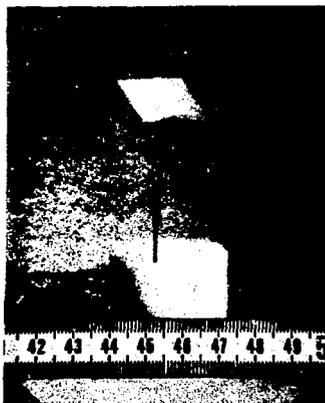


Fig.12 Réponse de la diode en fonction de la température de rayonnement



**support de cible
en corde à piano**

**porte-cible en
polyéthylène**



**cible en aluminium
25x 25mm collée**

Fig.13 Embout du porte-cible

pas sensiblement de l'épaisseur et demeure ≤ 10 eV ;

- il y a une corrélation entre les vitesses de détente des faces avant et arrière et leur température respective ; pour des températures de 12-15 eV on mesure des vitesses d'expansion de 4 à 6.10^6 cm/s alors que pour des températures < 10 eV on mesure des vitesses $< 2.10^6$ cm/s ;

- si on filtre les diodes avec $0,75 \mu\text{m}$ d'aluminium, nous n'obtenons que des signaux de bruit (< 100 mV), ce qui prouve que les photons responsables du signal de diode, sont bien dans la gamme d'énergie attendue ($h\nu < 300$ eV) - voir figure 12 réponse de la diode.

La figure 15 montre les résultats des mesures effectuées sur une cible de $9 \mu\text{m}$ d'épaisseur. La figure 14 montre un tir sur une cible mince de $0,75 \mu\text{m}$ pour lequel, exceptionnellement, le rayonnement et la vitesse de la face avant sont inférieurs au rayonnement et à la vitesse de la face arrière.

D'une façon générale les résultats expérimentaux des tirs sur cibles métalliques montrent qu'il est possible de se placer dans deux régimes de dépôt d'énergie suivant l'épaisseur de la cible :

- régime de pousseur explosant en cible mince ($0,75 \mu\text{m}$) où le rayonnement et les vitesses d'expansion des faces avant et arrière sont identiques ;

- régime proche d'un régime d'ablation avec des cibles plus épaisses, où la vitesse d'expansion de la face arrière reste toujours faible par rapport à celle de la face avant.

Signalons toutefois qu'il existe un troisième régime obtenu très rarement (cas de la figure 14) où le dépôt d'énergie semble s'effectuer en profondeur comme si l'on avait affaire à un effet de Bragg prononcé. Etant donné le manque de résultats expérimentaux sur ce type de dépôt nous ne traiterons dans ce qui suit que des deux premiers régimes mentionnés.

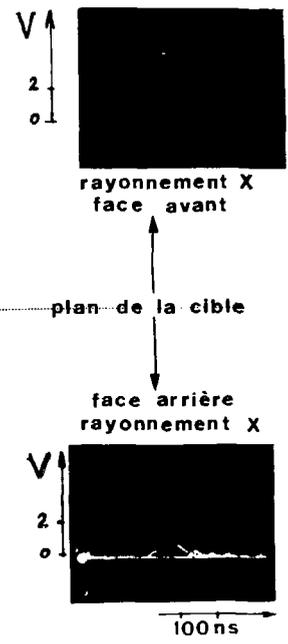
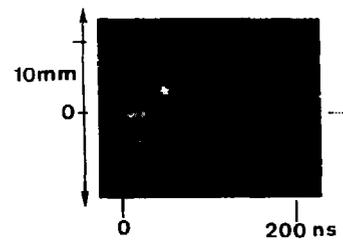
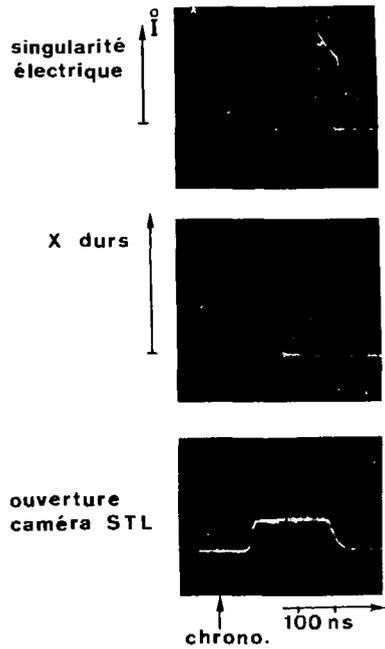


Fig. 14 Cible d'aluminium $e=0,75 \mu\text{m}$

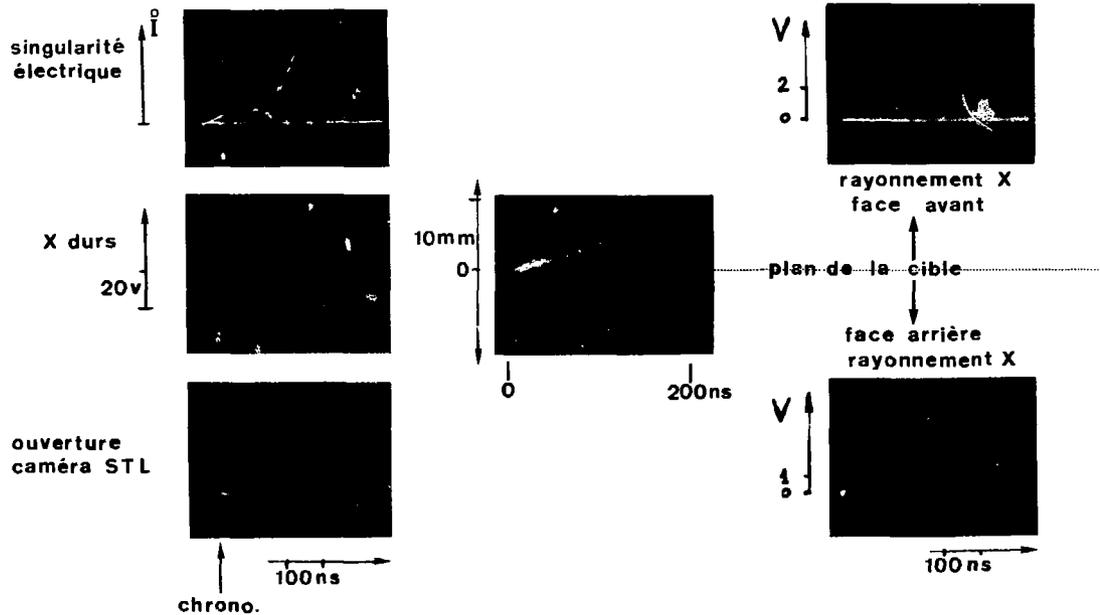


Fig.15 Cible d'aluminium $e = 9 \mu\text{m}$

On est conduit, pour expliquer ces résultats à considérer deux composantes ioniques :

- la première qui est arrêtée sur une distance d'environ 1 μm , ce qui permet d'estimer son énergie à 80 keV ;

- la deuxième qui dépose son énergie uniformément sur une épaisseur de 9 μm et que l'on peut estimer à 1 MeV.

Les énergies effectivement déposées ont été déterminées en comparant les résultats de l'expérience à ceux du code.

Pour un dépôt d'énergie uniforme sur une épaisseur donnée, effectué pendant un intervalle de temps τ , le code de calcul donne la température atteinte par la matière en tenant compte de l'hydrodynamique et du rayonnement. Le calcul est monodimensionnel.

Avec les ordres de grandeur considérés dans cette application on constate que la température de la matière augmente pendant le dépôt, qu'elle passe par un maximum à la fin du dépôt puis décroît rapidement. Au contraire la vitesse d'expansion de la matière continue de croître après la fin du dépôt pendant plus de 100 ns.

Comme on peut le voir sur les figures 14 et 15, le temps de montée du signal de la diode observant le rayonnement de la cible est en général compris entre 15 et 30 ns ; il est très voisin de celui du signal X dur et nous l'interprétons comme la durée du faisceau de deutérons et du dépôt d'énergie. Pour un tir donné nous avons donc la mesure du temps de dépôt τ .

On utilise le code en lui fixant la durée τ du dépôt ainsi que l'épaisseur de la cible et en cherchant quelle est l'énergie déposée qui rend compte de la température mesurée.

Nous avons vu, qu'en moyenne, la composante basse énergie dépose la totalité de son énergie dans $1 \mu\text{m}$ d'aluminium; les températures maximales obtenues pour les deux faces étant de 15 eV au bout du temps $\tau = 30 \text{ ns}$. Pour rendre compte de ces résultats, le code détermine un dépôt de $2,6 \text{ MJ/g}$ correspondant à une énergie du faisceau d'ions de 700 J/cm^2

Il est intéressant de souligner que la vitesse d'expansion mesurée avec la caméra à fente ($6 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$) est en bon accord avec la vitesse calculée par le code dans ce cas.

Nous avons vu également que pour des cibles de 3 à $9 \mu\text{m}$, la température de la face arrière ne dépend pas de l'épaisseur de la cible et reste égale à $\approx 10 \text{ eV}$. Nous en déduisons donc que la composante haute énergie dépose uniformément son énergie sur $9 \mu\text{m}$. Le code nous permet de déterminer que le dépôt correspondant à la composante haute énergie est de $0,4 \text{ MJ/g}$ correspondant à 1 kJ/cm^2 .

Dans le tableau ci-dessous nous donnons les caractéristiques moyennes des deux composantes du faisceau de deutérons effectivement utilisées sur cible d'aluminium pour l'installation Actime 200 kJ .

Installation Actime 200 kJ	Composantes	
	Basse	Haute
Energie des deutérons	80 keV	$0,6-1 \text{ MeV}$
Durée du faisceau	$20-30 \text{ ns}$	$20-30 \text{ ns}$
Surface	1 cm^2	$\leq 1 \text{ cm}^2$
Energie totale	700 J	$\geq 1 \text{ kJ}$
Dépôt dans l'aluminium	$2,6 \text{ J/\mu g}$	$0,4 \text{ J/\mu g}$

IV - AMELIORATIONS ET PERSPECTIVES

Les mesures que nous avons effectuées sur différentes machines Focus alimentées par des bancs d'énergie de 0,5 kJ à 340 kJ nous permettent de dégager les paramètres sur lesquels on peut intervenir pour améliorer et extrapoler les caractéristiques des faisceaux.

Rappelons que les régimes de fonctionnement donnant les faisceaux de particules les plus intenses développent une résistance "anormale" maximum. Un point important qui doit être souligné est que la valeur maximum de cette résistance ne dépend pas, en première approximation, du courant traversant le plasma. Pour les expériences étudiées on trouve une valeur comprise entre 0,2 et 0,4 Ω pour des courants maximums I variant de 50 kA à 2 MA. On trouve également que la puissance électrique du générateur croît comme $I^2 / 5$ et que l'intensité des faisceaux et l'énergie moyenne des particules augmentent avec le courant.

Par ailleurs pour toutes les machines utilisées la résistance maximum est obtenue pour les régimes où la pression initiale est la plus basse possible, mais, malheureusement, au détriment d'un fonctionnement reproductible.

Ce caractère aléatoire peut être attribué à plusieurs causes :

- trop faible nombre de porteurs lors de la phase de claquage
- manque d'uniformité et de symétrie de la couche de plasma
- déclenchement prématuré d'instabilités lors de la phase de propagation.

IV.1. Augmentation du courant

Il apparaît donc évident que l'on peut extrapoler les caractéristiques des faisceaux de particules en augmentant le courant I, traversant le plasma. Dans ce but, nous avons étudié un banc de condensateurs 380 kJ - 80 kV qui permettrait de délivrer au plasma un courant deux fois plus important que celui délivré par l'installation 340 kJ - 40 kV /15/. La rapidité de ce banc et son aptitude à supporter des surtensions importantes sont deux éléments qui devraient faciliter l'extrapolation à de fortes puissances.

IV.2. Pression initiale

Il n'y a aucune raison a priori pour que la pression de gaz favorisant l'obtention d'une résistance élevée soit la même que la pression de la phase de claquage. On éprouve donc le besoin de pouvoir découpler l'influence de ce paramètre sur la phase initiale et sur la phase résistive. Une solution consiste à réaliser les décharges dans un gaz dont la pression n'est pas uniforme.

On avait déjà remarqué, sur une expérience Focus de faible énergie étudiée dans le Service /16/, que l'utilisation d'une vanne rapide permettait cela. Dans certaines conditions on avait noté une augmentation sensible de l'émission de neutrons.

Nous avons donc conçu et réalisé une vanne rapide annulaire (fig. 16 et 17) qui injecte le gaz au niveau de l'isolant par 48 injecteurs. On obtient de cette façon, en régime transitoire, une pression plus élevée dans la zone de claquage que dans la zone où se réalise l'implosion résistive.

Le gradient de pression est déterminé par la faible pression initiale dans la chambre (0,05 à 1 torr), la haute pression en amont de la vanne (0,5 à 3 bars) et le retard de l'amorçage de la décharge par rapport à l'ouverture de la vanne. Pendant la durée d'une décharge (3 à 4 μ s) l'état du gaz peut être considéré comme stationnaire.

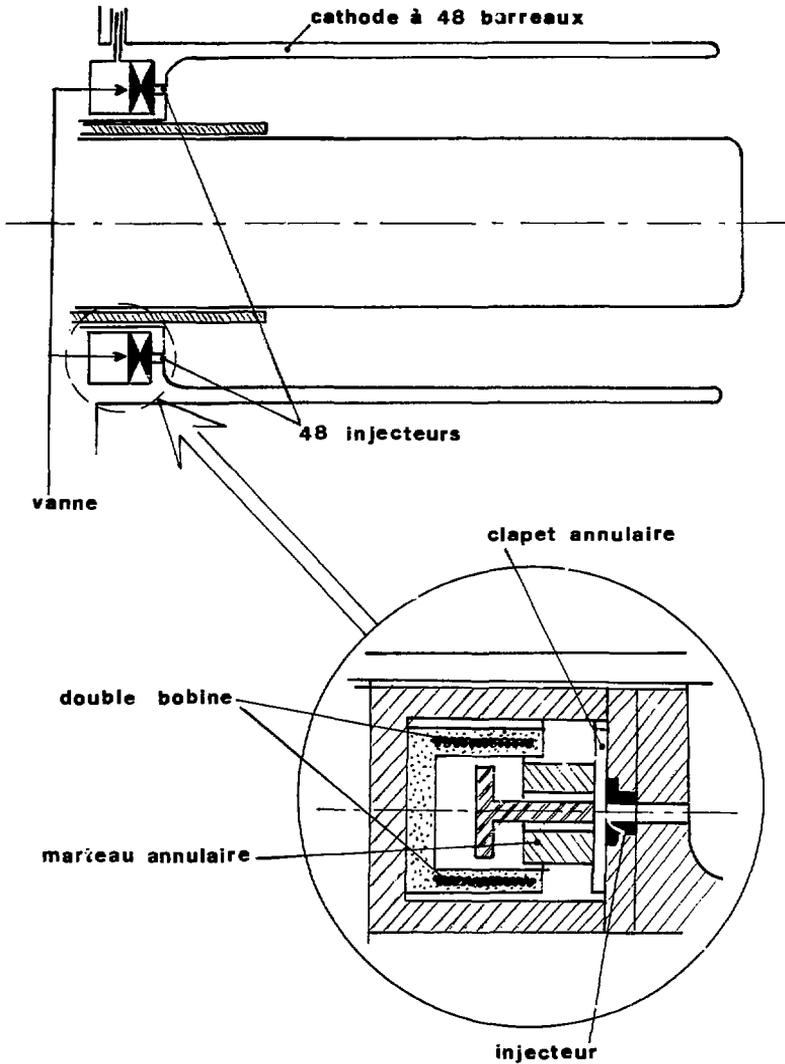


Fig.16 Vanne rapide : schéma d'implantation

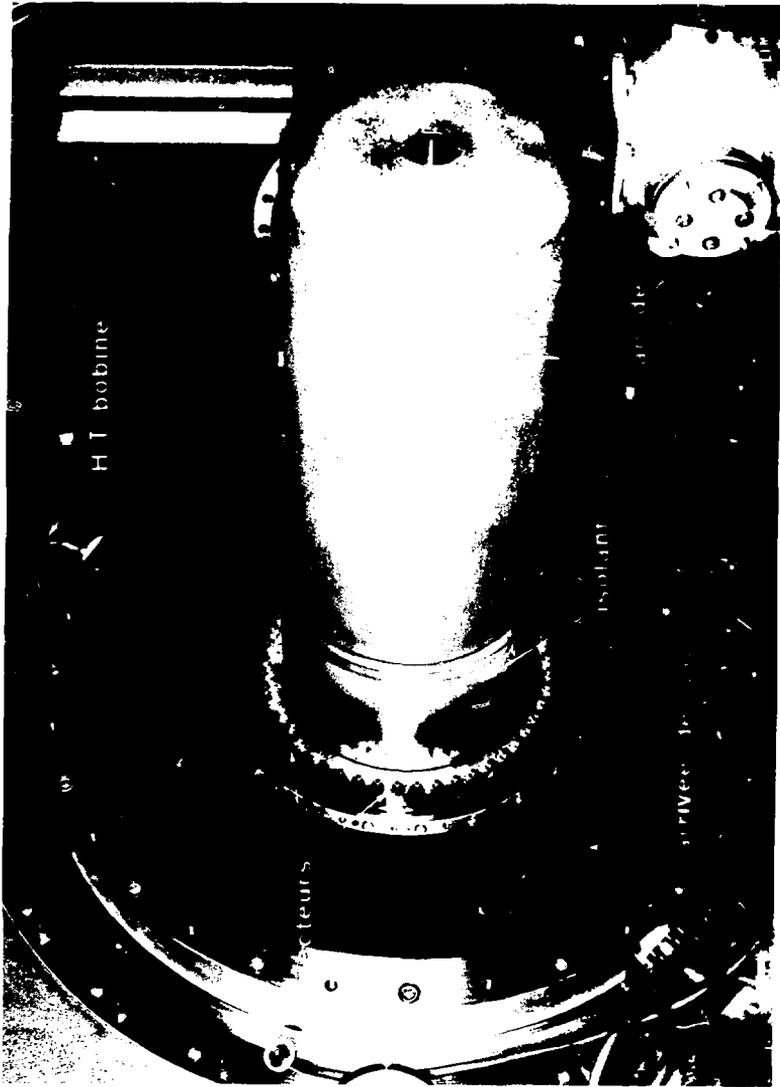


Fig.17. Vue de la vanne rapide

La vanne a été conçue pour avoir un temps de montée rapide de la pression sans nécessiter des pressions amont trop importantes. Sa technologie est originale et s'adapte à la géométrie de l'expérience.

La double bobine (fig. 16) dont la self inductance vaut 1,4 mH est alimentée par un condensateur de 333 μ F chargé sous 1 à 5 kV. Le retard de l'ouverture du clapet par rapport au début du passage du courant dans la bobine est de 5 ms à 3,5 kV avec un jitter inférieur à 50 μ s. Le temps de montée de la pression, mesuré avec un capteur piézoélectrique à quartz, est \approx 100 μ s au niveau de l'isolant. Le fonctionnement de la vanne s'avère, après environ 1000 ouvertures, satisfaisant et fiable.

Le fonctionnement de la décharge en présence d'un gradient de pression a été réalisé sans difficulté particulière. A ce jour, bien que l'étude n'ait pas été menée à son terme, nous avons obtenu de très bons tirs dans les conditions suivantes :

pression initiale aval	0,1 - 0,2 torr
pression initiale amont	1 bar
retard de la décharge	100 - 200 μ s

Pour ces essais préliminaires la qualité des faisceaux a été déterminée uniquement par le flux de rayonnement X. Nous n'avons pas mesuré le spectre du rayonnement dans ces nouvelles conditions mais si l'on suppose qu'il n'est pas très différent de celui obtenu en remplissage statique [4] les signaux les plus importants mesurés permettent d'estimer l'énergie X à 300 joules dans les 4π stéradians entre 9 et 116 keV ce qui égale les meilleurs tirs obtenus sur cette installation.

Il semble donc bien que la vanne rapide soit un moyen de faire fonctionner avec régularité la décharge à très basse pression et peut-être d'améliorer les caractéristiques des faisceaux de particules émis par le plasma.

IV.3. Conditions aux limites

Les faisceaux de particules bombardent les électrodes et provoquent une érosion importante. Pour la diminuer les expérimentateurs ont depuis longtemps remplacé l'extrémité de l'anode en cuivre par un matériau lourd (cunitène) qui résiste mieux. Néanmoins l'érosion demeure et il faut changer périodiquement l'extrémité d'anode pour que sa géométrie n'évolue pas trop.

On a également observé que les meilleurs résultats sont obtenus pour certaines configurations géométriques /6/.

Nous avons fait réaliser et nous avons utilisé un dispositif mécanique comportant un sas qui permet de changer à chaque décharge l'extrémité de l'anode au cours d'une rafale de tirs sans casser le vide (fig. 18 et 19). Un deuxième sas (fig. 18 et 20) permet de positionner facilement des cibles ; une cible pouvant d'ailleurs matérialiser la cathode au lieu d'une cathode virtuelle de plasma.

Avec ce dispositif, nous pouvons donc envisager une étude des faisceaux de particules avec des conditions aux limites bien définies et sans avoir recours, avant l'introduction d'une cible, à la procédure longue et fastidieuse des tirs de formation.

Il est également possible de déterminer empiriquement la configuration géométrique qui concentre le mieux les faisceaux et qui par conséquent permet d'obtenir les puissances et les flux les plus importants.

V - CONCLUSION

Dans ce rapport nous avons montré qu'il est possible d'utiliser les faisceaux d'ions engendrés par une décharge électrique focalisante pour faire des dépôts d'énergie dans une cible métallique plane.

Nous avons développé des méthodes de diagnostic pour mesurer la température de rayonnement et la vitesse de détente de la matière sur les deux faces de la cible. La confrontation des résultats expérimentaux avec un code de calcul numérique a permis la détermination des dépôts d'énergie.

Nous avons également dégagé les paramètres sur lesquels on peut intervenir pour améliorer les caractéristiques des faisceaux.

En particulier les essais effectués avec une injection de gaz par vanne rapide montrent que l'on peut étendre la plage de fonctionnement vers les régimes très basse pression favorisant les faisceaux intenses, tout en augmentant la reproductibilité de la décharge.

VI - REMERCIEMENTS

Nous tenons à remercier M. DUBORGEL qui a développé les calculs numériques. Nous remercions également Messieurs LE LOSTEC et TROCME pour leur collaboration efficace à la conduite des expériences.

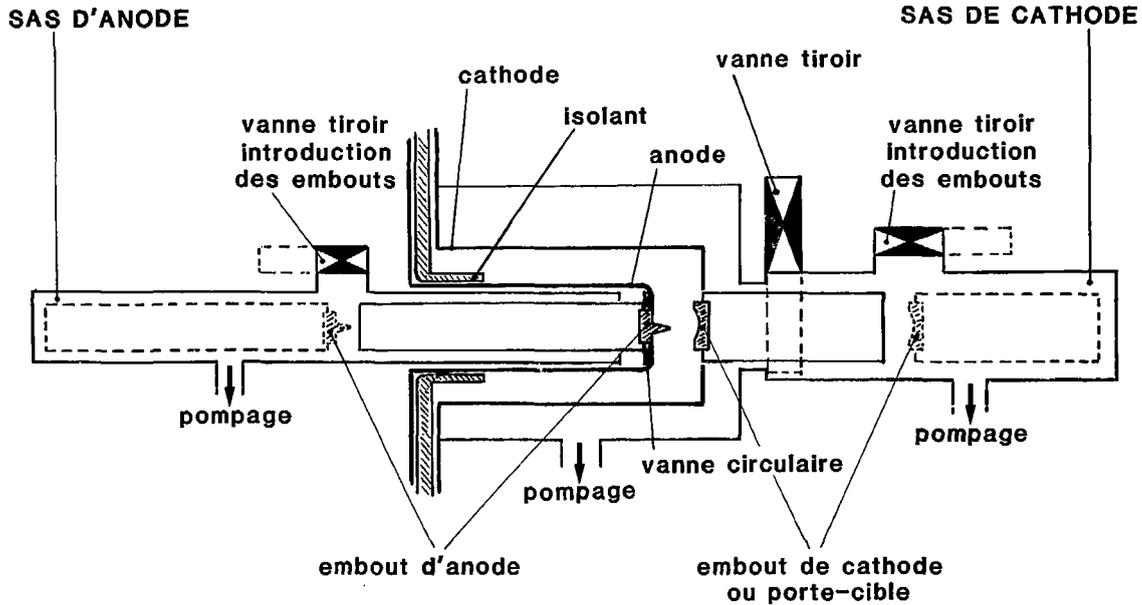


Fig.18. Schéma des sas permettant de changer les extrémités d'anode et de cathode

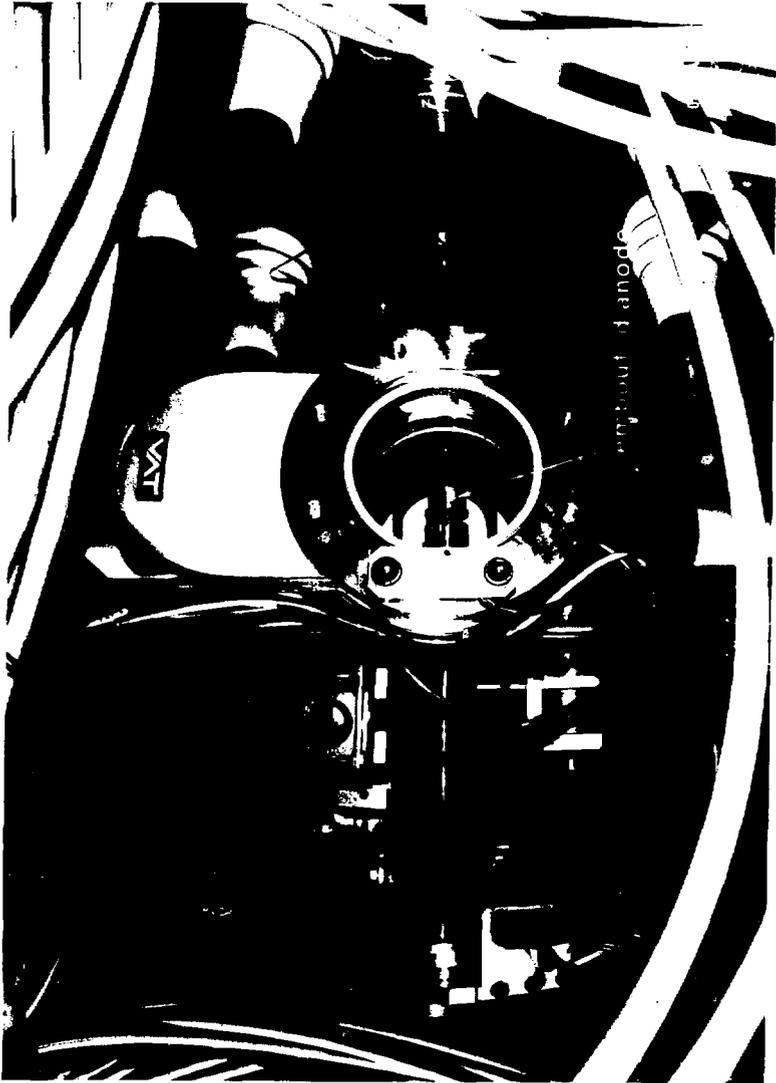


Fig.19. Sas d'anode en position ouverte

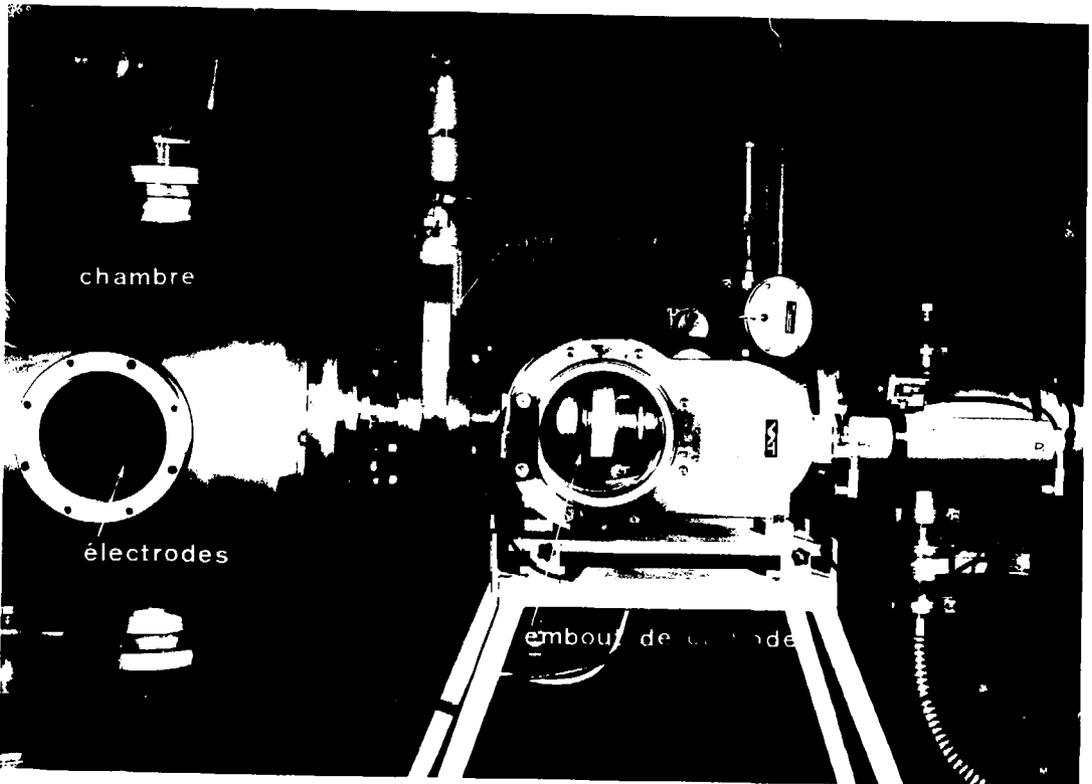


Fig. 20. Sas de cathode en position ouverte

REFERENCES

- /1/ A. BERNARD, J.P. GARÇONNET, A. JOLAS, J.P. LE BRETON, J. de MASCUREAU,
Turbulence caused by the interaction between plasma and electric
current in the Focus experiment
In Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (I.A.E.A.
Vienna, 1979) Vol. 11, p. 159.
- /2/ V.A. GRIBKOV,
Application of the relativistic electron beams originating in the
discharges of plasma focus type for the combined laser - REB
plasma heating. In energy storage compression and switching.
Edited by W.H. BOSTICK, A. NARDI and O.F.S. ZUCKER, Plenum Press.,
p. 271.
- /3/ H.L. SAHLIN et al,
Plasma Focus experiments with DT-filled microballoons
U.C.R.L. 84-284.
- /4/ J. de MASCUREAU,
Communication privée
1981.
- /5/ A. BERNARD, J.P. GARÇONNET, A. JOLAS, J.P. LE BRETON, J. de MASCUREAU,
Light ions megaampere currents created by plasma anomalous resistance
3rd International Conference on High Power Electron and Ion
Beam Research and Technology
Novosibirsk U.S.S.R. 1979.
- /6/ A. BERNARD, A. COUDEVILLE, J.P. GARÇONNET, A. JOLAS, J. DE MASCUREAU
et C. NAZET
Structure of current sheath and fast particle beams in the Focus experiment,
In Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research
(I.A.E.A., Vienna, 1977) Vol. III, p. 471
A. BERNARD, J.P. GARÇONNET, A. JOLAS, J.P. LE BRETON et J. DE MASCUREAU
Deuteron beams in the megaampere range created in a turbulent plasma,
II nd International Conference on Energy Storage, Compression and Switching,
Venice, Italy, Dec. 5-8, 1978.

- /7/ J.B. MARION, J.L. FOWLER,
Fast neutron physics, Part. I, Vol. IV, Interscience monographs and
texts in physics and astronomy.
- /8/ P. CLOTH and H. CONRADS,
Neutronics of a dense plasma focus - An investigation of a fusion
plasma
Nuclear science and engineering, 62, 591-600 (1977).
- /9/ ANDERSON, ZIEGLER,
Stopping powers and ranges, Vol. 3, Pergamon press.
- /10/ R. BOIS,
Communication privée
1979.
- /11/ H. TAWARA and Y. HACHIYA, K. ISHII and S. MORITA,
K-shell ionization of light elements by proton and Helium-3-ion
impact
Phys. Rev. A, 13, 572 (1976).
- /12/ D.J. JOHNSON, G.W. KUSWA et al,
Production of 0.5. TW proton pulses with a spherical focusing magneti-
cally insulated diode
Phys. Rev. Lett. 42, 610 (1979).
- /13/ ERSKINE, J.T. BURNS and JOHN THURSTON,
The use of some metal photocathodes for absolute intensity
measurements in the soft X-ray vacuum ultraviolet
Applied spectroscopy Vol. 31, n° 4, (1977).
- /14/ C. BRUNO, J. DELVAUX, G. WOLFF,
Communication privée - 1978.

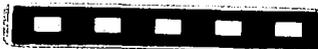
/15/ J.P. LE BRETON

Etude d'un banc de condensateurs de 380 kJ à 80 kV pour
l'expérience Focus
Note CEA N° 2151 (1980).

/16/ P.A. HOLSTEIN, J.C. AGUILLON et R. ROUILLARD,

Fonctionnement de Focus en atmosphère inhomogène
Phys. Lett. 45A, 149 (1973).

Manuscrit reçu le 15 février 1982



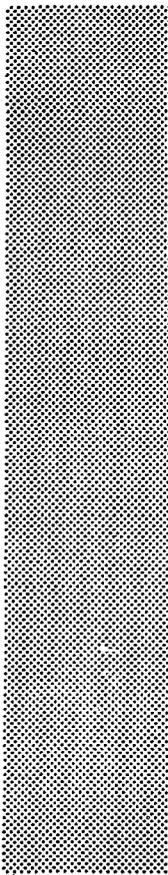
Achevé d'imprimer
par
le CEA, Service de Documentation, Saclay
Juin 1982

DEPOT LEGAL
2ème trimestre 1982

ISSN 0429 - 3460

La diffusion des rapports et bibliographies du Commissariat à l'Energie Atomique est assurée par le Service de Documentation, CEN-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cédex, (France)

Reports and bibliographies of the Commissariat à l'Energie Atomique are available from the Service de Documentation, CEN-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cédex, (France)



*Edité par
le Service de Documentation
Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay*

91191 GIF-sur-YVETTE Cédex (France)

