

A.14

LE PLASMA FOCUS

par

*Alain BERNARD, Alain JOLAS,
Jean-Pierre GARCONNET, Jean de MASCUREAU,
Christian NAZET, Alain COUDEVILLE
André BEKIARIAN*

Centre d'Etudes de Limeil

Rapport CEA-R-4807

1977

Ja*

SERVICE DE DOCUMENTATION

C.E.N. - SACLAY B.P. n° 2, 91 190 - GIF-sur-YVETTE - 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		
B 14	Chimie sous rayonnement	E 16	Accélérateurs
B 15	Corrosion	E 17	Essais des matériaux
B 16	Traitement du combustible	E 20	Réacteurs nucléaires (en général)
B 21	Métaux et alliages (production et fabrication)	E 30	Réacteurs nucléaires (types)
B 22	Métaux et alliages (structure et propriétés physiques)	E 40	Instrumentation
B 23	Céramiques et cermets	E 50	Effluents et déchets radioactifs
B 24	Matières plastiques et autres matériaux		
B 25	Effets des rayonnements sur les propriétés physiques des matériaux	F 10	Economie
B 30	Sciences de la terre	F 20	Législation nucléaire
		F 30	Documentation nucléaire
C 10	Action de l'irradiation externe en biologie	F 40	Sauvegarde et contrôle
C 20	Action des radioisotopes et leur cinétique	F 50	Méthodes mathématiques et codes de calcul
		F 60	Divers

Rapport CEA-R-4807

Cote-matière de ce rapport : A.14

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

en français

PLASMA FOCUS
DIAGNOSTIC DU PLASMA
EMISSION DE NEUTRONS
SPECTRES DE RAYONS X
PROGRAMMES DE RECHERCHE
PROPRIETES ELECTRIQUES

en anglais

PLASMA FOCUS
PLASMA DIAGNOSTICS
NEUTRON EMISSION
X-RAY SPECTRA
RESEARCH PROGRAMS
ELECTRIC PROPERTIES

- Rapport CEA-R-4807 -

Centre d'Etudes de Limeil

LE PLASMA FOCUS

par

Alain BERNARD, Alain JOLAS, Jean-Pierre GARCONNET,
Jean de MASCUREAU, Christian NAZET,
Alain COUDEVILLE, André BEKIARIAN

- Janvier 1977 -

CEA-R-4807 - BERGARD Alain, JOLAS Alain, GARCONNET Jean-Pierre,
de MASCIUREAU Jean, NAZET Christian, COUDEVILLE Alain,
BEKIARIAN André

LE PLASMA FOCUS

Sommaire - Ce rapport contient les textes des exposés présentés le 10 octobre 1975 au Centre d'Etudes de Limeil, lors d'une conférence consacrée au plasma Focus. Après un historique et un état actuel des travaux dans le monde on présente les principaux résultats expérimentaux obtenus par interférométrie, diffusion Thomson, sondes électriques et magnétiques, étude des rayonnements X et neutronique ainsi que les possibilités des générateurs à explosif pour remplacer les condensateurs à niveau d'énergie élevé. On donne en conclusion les axes principaux de recherches pour l'avenir.

1977

104 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

CEA-R-4807 - BERNARD Alain, JOLAS Alain, GARCONNET Jean-Pierre,
de MASCIUREAU Jean, NAZET Christian, COUDEVILLE Alain,
BEKIARIAN André

PLASMA FOCUS

Summary - The present report is the edition of the lectures given in a conference on the Focus experiment held at the Centre d'Etudes de Limeil, on Oct. 1975. After a survey of the early laboratories one will find the main results obtained in Limeil concerning interferometry, laser scattering, electric and magnetic measurements, X-ray and neutron emission and also the possible use of explosive current generators instead of capacitor banks at high energy levels. The principal lines of future research are given in the conclusion.

1977

104 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

SOMMAIRE

	Pages
I. LE PLASMA FOCUS : HISTORIQUE ET ETAT ACTUEL DES TRAVAUX DANS LE MONDE Alain BERNARD	3
II. MESURE DES CARACTERISTIQUES DU PLASMA PAR INTERFEROMETRIE ET DIFFUSION THOMSON Alain JOLAS	21
III. INDUCTION MAGNETIQUE ET RESISTANCE DU PLASMA Jean-Pierre GARCONNET	35
IV. MESURE DU SPECTRE DE RAYONNEMENT X Jean de MASCUREAU	49
V. POSSIBILITES OFFERTES PAR LES GENERATEURS DE COURANT A EXPLCSIF Christian NAZET	61
VI. ETUDE DE L'EMISSION NEUTRONIQUE Alain COUDEVILLE	78
VII. EVOLUTION DU PROGRAMME D'EXPERIENCES André BEKIARIAN	93
REFERENCES	98

I

L E P L A S M A F O C U S

HISTORIQUE - ETAT ACTUEL DES TRAVAUX DANS LE MONDE -

PRESENTATION D'ENSEMBLE DES EXPOSES

A l a i n B E R N A R D

Les premiers travaux concernant l'expérience Focus ont été effectués en Russie et aux Etats-Unis, au début des années 1960.

Il est utile pour situer les études actuelles de faire un historique rapide de cette première période. Nous donnerons ensuite les résultats obtenus dans les trois dernières années, qui ont vu les progrès les plus importants, dans les principaux laboratoires étrangers et au C.E.L.

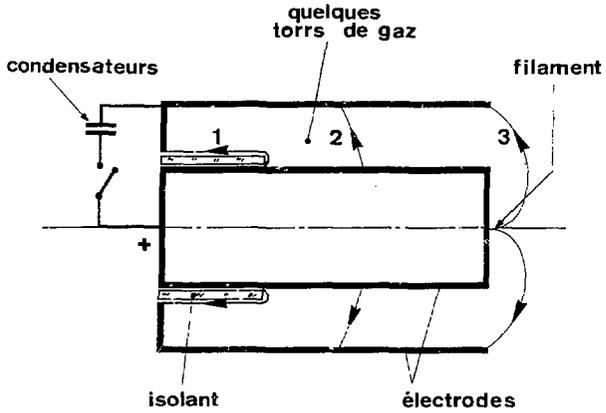
I.1. HISTORIQUE

FILIPPOV à l'institut Kurchatov et MATHER à Los Alamos découvrirent par hasard - et indépendamment - un phénomène qui apparut tout de suite très intéressant : une émission neutronique élevée vis-à-vis de l'énergie fournie au plasma, soit 10^9 neutrons pour 15 kJ.

Le plasma est créé par une décharge électrique dans un gaz. La première expérience fonctionnait à 500 kA ; elle a été étudiée maintenant de 250 kA à 3 MA. La pression de remplissage de l'enceinte à plasma est de l'ordre du Torr, elle dépend des caractéristiques électriques et géométriques du montage. On utilise généralement du deutérium, les neutrons émis servant de moyen de diagnostic. Signalons dès maintenant que cette expérience est l'une des rares qui ait fonctionné avec un mélange de deutérium et de tritium (l'émission neutronique est 50 à 100 fois supérieure en raison de la valeur élevée de la section efficace D-T). Cette remarque donne l'occasion de préciser que les nombres qui seront donnés dans la suite concernent toujours une émission neutronique en deutérium pur.

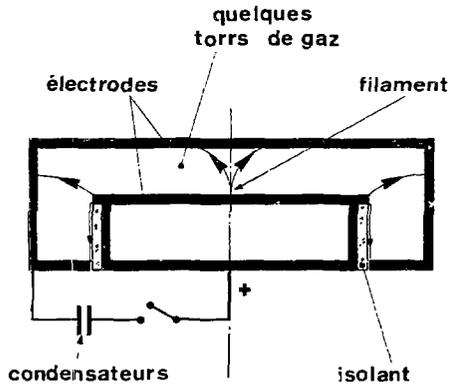
Le principe de fonctionnement de la décharge est représenté sur les figures 1 et 2 avec des électrodes respectivement de type MATHER et FILIPPOV. Quand on ferme le circuit électrique la haute tension du banc de condensateurs (quelques dizaines de kilovolts) apparaît aux bornes de l'isolant dans un gaz à basse pression. Le passage du courant initial se produit au voisinage de cet isolant, et la couche de gaz ionisé se déplace ensuite sous l'action de la force de Laplace (elle est représentée par 1,2,3 sur

MATHER



- Fig. 1 -

FILIPPOV



- Fig. 2 -

les figures). Le mouvement se transforme en une compression radiale qui forme sur l'axe un filament de gaz dense. L'émission neutronique se produit à la fin de cette phase de fonctionnement.

Les premières mesures ou estimations étaient les suivantes : 10^{19} cm⁻³ pour la densité, 50 mm³ pour le volume, 10^{-7} s pour la durée de vie du filament, et 1 à 2 keV pour la température des deutérons. La température n'était pas mesurée directement mais calculée en supposant les neutrons thermonucléaires.

Ces caractéristiques plaçaient Focus en très bonne position dans le diagramme de LAWSON et beaucoup de laboratoires s'y intéressèrent. L'étude a commencé en 1966 à Limeil, la raison principale étant la densité élevée du plasma, supérieure par plusieurs ordres de grandeur aux autres plasmas denses de l'époque tels que les pinch θ .

Mais en faisant des observations plus précises, un certain nombre de difficultés sont apparues. Citons, par exemple :

- l'anisotropie du spectre des neutrons ;
- la durée de l'émission neutronique plus longue que celle du filament ;
- l'émission de rayons X durs.

Pour mieux comprendre le comportement du plasma on s'est orienté assez naturellement à Limeil comme dans les laboratoires étrangers dans les voies suivantes :

- amélioration des méthodes de mesure ;
- augmentation de l'énergie fournie à l'enceinte à plasma ;
- simulation numérique.

I.1.a. Méthodes de mesure

Le tableau I, qui montre l'ensemble des diagnostics développés pour l'expérience Focus, appelle deux remarques. Il faut noter d'abord l'effort important consenti collectivement pour l'étude de ce plasma. Mais aucun laboratoire ne dispose de la totalité : Limeil, qui est l'un des mieux placés, n'a pas fait d'observation dans les hyperfréquences et l'infrarouge ni de mesure directe des électrons ou deutérons. D'autre part il y a souvent, en particulier pour les diagnostics complexes, plusieurs stades de développement, qui n'ont pas été atteints partout. Si l'on prend l'exemple de la diffusion Thomson à Limeil, les premières mesures datent de 1968. Elles ont permis de déterminer la température des deutérons à partir de l'analyse spectrale de la lumière diffusée à la fin de la compression radiale. Les valeurs étaient nettement plus basses que celles que l'on admettait à l'époque et l'appareillage n'était pas adapté. Nous avons dû concevoir et réaliser un équipement complètement différent pour observer la lumière diffusée à de petits angles. D'autres changements importants sont intervenus ultérieurement.

C'est le quatrième montage utilisé depuis deux ans et demi qui a fourni, de loin, le plus de résultats pour la compréhension des phénomènes physiques. Alors que l'on pouvait douter de l'intérêt d'efforts soutenus pendant une durée aussi longue, il est clair maintenant que la découverte essentielle des instabilités microscopiques nécessitait la mise au point de cette méthode de mesure.

I.1.b. Augmentation de l'énergie fournie à l'enceinte à plasma

Parallèlement on a cherché à savoir si l'on pouvait coupler des sources d'énergie plus importantes et comment évolueraient les caractéristiques du plasma.

T A B L E A U I

MESURES ELECTRIQUES	{	Courant Densité de courant Tensions
NEUTRONS	{	Flux Spectres
PARTICULES	{	Electrons Deutérons
RAYONNEMENT	{	Hyperfréquences Infrarouge Visible U.V.
DIFFUSION THOMSON		
INTERFEROMETRIE		

Plusieurs difficultés ont été rencontrées, mais après de nombreux essais effectués en modifiant les caractéristiques électriques du générateur et géométriques des électrodes, un certain nombre de règles empiriques se sont dégagées. Et sans prétendre tout expliquer elles ont permis d'assurer un fonctionnement correct à des niveaux d'énergie beaucoup plus grands. Pour des courants de 1,8 MA le nombre moyen de neutrons est de 5.10^{10} .

I.1.c. Simulation numérique

Des programmes bidimensionnels très évolués ont été écrits par POTTER à l'Imperial College en Angleterre et par IMSHENNIK à Moscou. Malheureusement ces programmes, conçus en supposant que le filament restait collisionnel, sont magnétohydrodynamiques, et ils ont naturellement été incapables d'expliquer les phénomènes essentiels, dus à des instabilités microscopiques.

En résumé, à la fin de la période que nous venons de décrire, c'est-à-dire vers 70-72, deux résultats importants se dégageaient :

- le comportement du plasma était beaucoup plus complexe qu'on ne le pensait au début ; le filament collisionnel n'expliquait pas les phénomènes principaux ;
- on pouvait extrapoler à des niveaux d'énergie plus élevés.

I.2. ETUDES EN COURS DANS LES LABORATOIRES ETRANGERS

Le tableau II donne la liste à peu près complète des laboratoires, si l'on ajoute ceux d'Argentine, de Malaisie et du Japon. Tous n'ont pas la même importance. Les principaux sont donnés sur le tableau III avec les caractéristiques les plus marquantes.

T A B L E A U I I

EUROPE	FRASCATI } CULHAM } Euratom JÜLICH } STUTTGART DARMSTADT TURIN VARSOVIE
RUSSIE	KURCHATOV LEBEDEV
ETAT. -UNIS	LIVERMORE AFWL AEROSPACE STEVENS LANGLEY MADISON

T A B L E A U III

	ENERGIE (kJ)	MESURES
FRASCATI	120 - 1 000	neutrons, X S.N.
CULHAM	40	X, DTh, interféro- S.N. métrie
JÜLICH	20	neutrons, I.R. S.N.
STUTTGART	12 - 45	X, I.R., interférométrie
KURCHATOV	100	neutrons, X, part. S.N.
LEBEDEV	100 ?	interférométrie
LIVERMORE	250 - 1 000	neutrons, X S.N.
AFWL	1 000 (100kV)	X S.N. explosif
AEROSPACE	35 - 135	neutrons, X
STEVENS	7	neutrons, hyperfréquence

I.R. : infrarouge

S.N. : simulation numérique

DTh : diffusion THOMSON

Exposer tous les résultats dépasserait le cadre de cette revue, nous nous bornerons à quelques observations.

Euratom

Les trois premiers laboratoires (Frascati, Culham, Jülich) sont associés au sein de l'Euratom dans un effort d'ensemble avec, en quelque sorte, une répartition des tâches.

Frascati a été chargé de la construction et du fonctionnement d'une installation de 1 MJ délivrant au plasma environ 5-6 MA. Il s'agit d'une énergie déjà importante comparée aux 15 kJ des premières expériences. Elle reste néanmoins modeste vis-à-vis des 10 MJ du banc Scyllac qui fonctionne depuis un an et demi à Los Alamos. Le banc de 1 MJ est maintenant opérationnel. Le couplage au plasma a été réalisé avec un premier jeu d'électrodes ; mais l'adaptation n'est pas encore correcte et le nombre de neutrons est très réduit. D'après la courbe donnant l'émission neutronique en fonction du courant (voir l'exposé de M. COUDEVILLE dans ce compte rendu) on atteindra de 5×10^{12} à 10^{13} neutrons en deutérium.

Le laboratoire de Culham met en oeuvre les méthodes de diagnostic fines nécessaires aux mesures directes des paramètres du plasma (interférométrie, diffusion Thomson). Après mise au point à Culham, il y a transfert des équipes et du matériel pendant quelques mois pour effectuer les mesures sur l'installation de Frascati. Cette manière de procéder, qui est prévue pour d'autres projets Euratom et notamment pour le JET, a déjà permis à l'équipe anglaise de mesurer, il y a deux ans, la densité du plasma en géométrie FILIPPOV.

Le troisième laboratoire - Kernforschungsanlage à Jülich - a réalisé une installation où la cadence des décharges est de 1 par seconde (environ 5 minutes entre deux décharges dans les autres expériences). Ce projet, mené à bonne fin, montre qu'il n'est pas utopique d'envisager des plasmas pulsés avec des fréquences de répétition encore plus élevées.

Le montage sert de source de neutrons pour des études de matériaux, effectuées par un autre institut du même centre de recherches. D'autre part ce laboratoire a placé dans l'enceinte des cibles en lithium, pour préciser l'importance des deutérons d'énergie élevée (plusieurs centaines de keV) par la réaction $\text{Li}(d, n)\text{Be}^9$. Le même appareillage, utilisé ensuite à Frascati, n'a pas mis ces énergies en évidence sur l'installation FILIPPOV utilisée.

A partir de l'ensemble des mesures effectuées le laboratoire de Frascati estime que l'émission neutronique provient d'un plasma de quelques centimètres cubes, de 10^{17} particules. cm^{-3} et dont l'énergie moyenne des particules est d'une dizaine de keV. Ce plasma serait "chauffé" par turbulence 50-30 ns après la cassure du filament. Des mesures plus poussées sont nécessaires pour établir cette interprétation, en particulier celle de la température des deutérons que se propose de faire l'équipe de Culham en 1976. Il faudrait également prévoir l'étude fine du rayonnement X entre 10 et 100 keV en raison du rôle joué par les faisceaux d'électrons à la cassure du filament.

Stuttgart

Les études Focus ont commencé à l'université de Stuttgart il y a quelques années sous l'impulsion du professeur WIENECKE avant son retour au centre de Garching. En peu de temps le laboratoire de Stuttgart a obtenu plusieurs résultats intéressants, notamment d'interférométrie, et il aborde des voies de recherches nouvelles (haute tension, sondes magnétiques, interaction avec laser). Par la qualité de ses travaux et le nombre de ses physiciens - une dizaine - il devrait passer au premier rang dans les années à venir.

Kurchatov

C'est le groupe le plus ancien (toujours dirigé par FILIPPOV) dont l'activité continue d'une façon modérée mais avec une grande constance. Dans deux communications récentes cette équipe étudie la phase de compression radiale dans deux régimes différents de remplissage. C'est une préoccupation nouvelle qui devrait s'imposer de plus en plus si l'on veut comprendre les phénomènes ultérieurs (voir à ce sujet l'exposé de M. GARÇONNET).

Lebedev

L'institut Lebedev s'intéresse dans Focus à la création en des temps de quelques nanosecondes de faisceaux d'électrons d'énergie élevée. L'interaction de ces faisceaux avec le plasma serait à l'origine de l'émission de neutrons. Pour augmenter l'efficacité de cette interaction, une expérience est en cours, avec des moyens importants, dans laquelle un plasma-cible, hors d'équilibre, est produit par plusieurs chaînes laser (impulsion nanoseconde).

Livermore

Ce laboratoire également s'intéresse particulièrement aux intenses faisceaux d'électrons et d'ions engendrés par la décharge Focus, pour les utiliser dans différents schémas de chauffage ou d'implosion. Le banc actuel de 250 kJ doit être porté à 1 MJ. Les diagnostics concernent le rayonnement X et les faisceaux de deutérons.

Aerospace Corporation

Une équipe Focus y travaille depuis plusieurs années. A partir de très bonnes mesures sur les X et les neutrons BERNSTEIN a été l'un des premiers à montrer que le filament n'était pas la source des neutrons et qu'en géométrie MATHER leurs caractéristiques sont incompatibles avec un plasma thermonucléaire. Il a présenté un modèle faisceau-cible qui rend compte des spectres en énergie des neutrons (voir exposé de M. COUDEVILLE).

Air Force Weapons Laboratory

Ce laboratoire développe un banc de condensateurs 1 MJ - 100 kV destiné soit à l'implosion d'une feuille métallique, soit à celle d'une nappe de gaz dans une géométrie voisine de FILIPPOV. Quand la technologie et le couplage seront au point, d'excellents résultats devraient être obtenus en raison de la plus grande rapidité de ce banc (100 kV). Le but est de créer un rayonnement électromagnétique intense avec des photons d'énergie supérieure au keV pour des études de durcissement.

Stevens Institute of Technology

Les interprétations données par BOSTICK et NARDI sont très originales. La structure de la nappe de plasma, constituée de filaments, joue à leur avis un rôle essentiel. A une paire de deux filaments voisins sont associés deux champs magnétiques parallèles à l'axe des filaments et de sens contraire. Les phénomènes caractéristiques seraient liés en fin de compression à l'annihilation de cette structure et au transfert de l'énergie magnétique aux particules du plasma. Malgré leur intérêt ces idées n'ont pas encore fait école dans les autres laboratoires. Il est en effet difficile de faire des vérifications expérimentales du modèle en raison de sa complexité.

I.3. PRESENTATION DES TRAVAUX EFFECTUES AU CEL

Le premier exposé, par M. JOLAS, porte sur les diagnostics optiques d'interférométrie et de diffusion Thomson. Comme nous l'avons déjà dit, il s'agit d'études qui ont réclamé des efforts importants pendant plusieurs années. Elles ont permis de dégager trois points originaux :

- l'émission neutronique du filament est négligeable (10^5 à 10^6 neutrons comparés à 10^9). On a pu en effet mesurer indépendamment la température des deutérons, la densité, le volume et la durée du filament ;

- des deutérons d'énergie supérieure à 10 keV sont accélérés dans la région du filament et créent dans le gaz de remplissage de l'enceinte une bulle d'ionisation ;
- l'étude du niveau de fluctuations de densité montre qu'il existe des instabilités microscopiques dépendant de la vitesse de dérive électron-ion (causée par le passage du courant).

Les deux derniers points sont liés. On sait, en effet, que les instabilités microscopiques et la turbulence se manifestent par l'accélération de particules à des énergies élevées en des temps très courts (en une dizaine de nanosecondes dans notre expérience). Nous nous sommes préoccupés d'observer une autre conséquence de la turbulence qui est l'augmentation de la résistance opposée par le plasma au passage du courant. Dans certaines expériences, en effet, on a pu mesurer des valeurs de résistance plus élevées que celle de SPITZER par plusieurs ordres de grandeur.

Pour déterminer la résistance, il faut connaître le courant, la tension et l'inductance en fonction du temps. Nous avons fait au départ l'hypothèse simple que le courant passait dans le filament. L'impossibilité d'expliquer certains résultats nous a conduits à mesurer directement la répartition du courant et donc l'inductance. M. GARÇONNET vous présentera les résultats de sondes magnétiques qui montrent que le courant passe dans une nappe épaisse que ne suit pas la focalisation du filament. De même des différences importantes existent entre polarités positive et négative et elles apparaissent déjà dans la phase de propagation axiale. Ces différences de structure jouent un rôle essentiel : on sait qu'en polarité négative les phénomènes caractéristiques de Focus ne se produisent pas ou sont très atténués.

Bien que simples dans leur principe les mesures électriques sont délicates car elles nécessitent des étalonnages très précis en amplitude et une chronométrie soignée entre les différents signaux. Il est encore difficile de savoir la part de la résistance et celle de la variation temporelle de l'inductance (ces deux termes s'expriment en ohms). Mais de toute façon le transfert de l'énergie magnétique à l'énergie du plasma se fait avec des rendements élevés en des temps très courts, correspondant à des puissances supérieures à $5 \cdot 10^{10}$ W pour un montage de faible énergie. Si l'efficacité du transfert se conserve à plus haut niveau on atteint déjà 10^{12} W pour 3 MA avec le banc de 340 kJ disponible à Limeil.

L'exposé suivant, par M. de MASCUREAU, traite du rayonnement X émis par la décharge dans le domaine 1 - 100 keV. Contrairement à ce qui était indiqué dans les premières publications, ce rayonnement est lié à l'émission neutronique et constitue donc un moyen d'analyse privilégié.

Le diagnostic dont nous disposons permet de mesurer le spectre du rayonnement (jusqu'à 7 bandes spectrales) avec une résolution temporelle de 1 ns. Les premiers spectres ont été obtenus à 500 kA avec une installation de 27 kJ et à haute pression de remplissage. Nous commençons l'étude à basse pression, mais l'émission X, beaucoup plus importante, sature les détecteurs et nous oblige à revoir le dispositif. Les mesures seront poursuivies ensuite jusqu'au niveau de 3 MA avec 340 kJ.

La collimation spatiale a montré que les rayons X sont émis essentiellement par l'anode, c'est-à-dire par le bombardement d'électrons, accélérés en sens inverse des deutérons. On devrait donc pouvoir, à partir du spectre des photons, déterminer celui des électrons, avec le grand intérêt de connaître son évolution temporelle.

Comme nous l'avons indiqué plus haut le transfert de l'énergie magnétique aux particules est rapide (la dizaine de nanosecondes) et le rendement est élevé (5 à 20 %) d'après des estimations sommaires. Sa détermination précise en fonction de l'intensité du courant de la décharge est un des buts principaux des recherches en cours. Mais on voit déjà que ce type de plasma est particulièrement bien adapté à certaines études de durcissement où l'on désire des impulsions courtes de photons de quelques dizaines de keV.

Pour augmenter le rayonnement émis il faut créer des courants de décharge plus intenses. On peut, bien entendu, accroître la capacité des bancs de condensateurs mais les investissements sont relativement lourds. On peut aussi utiliser des générateurs à explosif, dans lesquels l'énergie mécanique produite par l'explosif est transformée en énergie électrique. M. NAZET fait le point sur cette étude et montre qu'il est réaliste d'envisager un projet où le courant délivré au plasma serait de 10 MA.

Le dernier exposé, par M. COUDEVILLE, traite de l'émission neutronique. Les spectres en énergie, obtenus par temps de vol, peuvent s'interpréter par le bombardement de deutérons accélérés à des énergies comprises entre 30 et 300 keV sur des deutérons cibles au repos. Par collimation on observe que plus de la moitié des neutrons sont émis dans la région balayée par l'onde d'ionisation. Il n'est pas possible à l'heure actuelle de préciser si c'est le seul mécanisme de production des neutrons, mais il est certainement prépondérant dans les expériences de type MATHER.

Dès le début des études Focus s'est posée la question de l'extrapolation éventuelle de l'émission neutronique avec l'énergie (ou le courant) délivrée au plasma. Les mesures effectuées à Limeil montrent que non seulement l'émission neutronique croît avec cette énergie, mais que la croissance est proportionnelle à $E^{1,7}$, c'est-à-dire que le rendement de l'énergie de fusion à l'énergie stockée croît avec l'énergie. Ces résultats sont confirmés par les travaux des laboratoires étrangers avec des exposants légèrement différents.

On peut résumer les travaux en cours en disant qu'ils visent à connaître le comportement du plasma par l'étude de la turbulence sous ses différents aspects : fluctuations de densité suprathermiques, distribution des énergies des électrons et deutérons accélérés, caractéristiques électriques du plasma. Les observations effectuées dans les derniers mois sur la structure de la nappe de courant montrent que son rôle est essentiel pour le bon fonctionnement de l'expérience. Ceci devrait conduire les laboratoires à réorienter les études vers des phases de la décharge qui ont été négligées jusqu'à présent, à savoir le claquage et la formation de la nappe.

L'exploitation des expériences dans une gamme de courants étendue permettra de donner les lois d'extrapolation des différentes formes d'énergie cédées au plasma. Ce qui apparaît déjà comme un phénomène très important est le transfert, en des temps courts, de l'énergie magnétique de la décharge aux particules du plasma. Il en résulte des puissances électriques élevées qui sont de l'ordre de 10^{12} W pour des bancs de condensateurs relativement modestes. Et l'on pourrait obtenir 10^{13} W avec les générateurs à explosif développés à Limeil.

On sait maintenant que les phénomènes de microturbulence sont très généraux et interviennent dans tous les plasmas de laboratoire. Il est donc important de les étudier dans des décharges comme Focus où ils sont prépondérants et où les moyens d'analyse sont bien au point. Il faut noter pour finir que ce type de décharge est bien adapté à l'émission de bouffées intenses de rayons X ou de neutrons pendant des durées de quelques dizaines de nanosecondes.

I I

MESURE DES CARACTERISTIQUES DU
PLASMA PAR INTERFEROMETRIE ET
DIFFUSION THOMSON

Alain JOLAS

Dans ce paragraphe nous présentons les principaux résultats obtenus par les diagnostics optiques sur les expériences de type MATHER à une énergie de 27 kJ.

La figure 3 représente l'évolution du plasma, les photographies sont prises avec un temps de pose de 1 ns. On peut voir : l'onde de choc, qui vient de déboucher du canon, entrer dans la phase de compression radiale (a). Ensuite nous assistons à la première focalisation (b), suivie d'un rebondissement (c), et d'une deuxième focalisation (d). Ces deux focalisations se propagent suivant l'axe z, la seconde est très irrégulière et se localise en deux à cinq points. Cette phase (b,c,d) constitue ce que l'on appelle le filament et dure 20 à 60 ns suivant la pression de remplissage et la polarité de l'électrode intérieure. A l'issue de la phase filament apparaît une onde de choc axiale (e) précédée, comme nous le verrons plus en détails ci-dessous, d'une onde d'ionisation en forme de bulle.

11.1. ETUDE DE LA DENSITE ELECTRONIQUE

Pour étudier l'évolution spatio-temporelle de la densité électronique, nous avons eu recours à l'interférométrie holographique. La source de lumière utilisée est un laser à rubis déclenché dont la durée d'émission de 2,5 ns fixe la résolution temporelle. Sans entrer dans les détails de l'holographie [1], soulignons que cette technique est particulièrement adaptée pour faire de l'interférométrie sur le plasma Focus, car le métal arraché aux électrodes recouvre progressivement les hublots d'observation ; or l'holographie permet de s'affranchir des variations de chemin optique dues à la chambre elle-même.

Sur la figure 4 on a reconstitué l'évolution du plasma à partir d'une série d'interférogrammes réalisée avec une pression initiale de 8 Torr de deutérium. L'étude a été effectuée à différentes pressions initiales et en changeant la polarité. Sur l'interférogramme (1) on a fait figurer

COMPRESSION
RADIALE

Première
focalisation

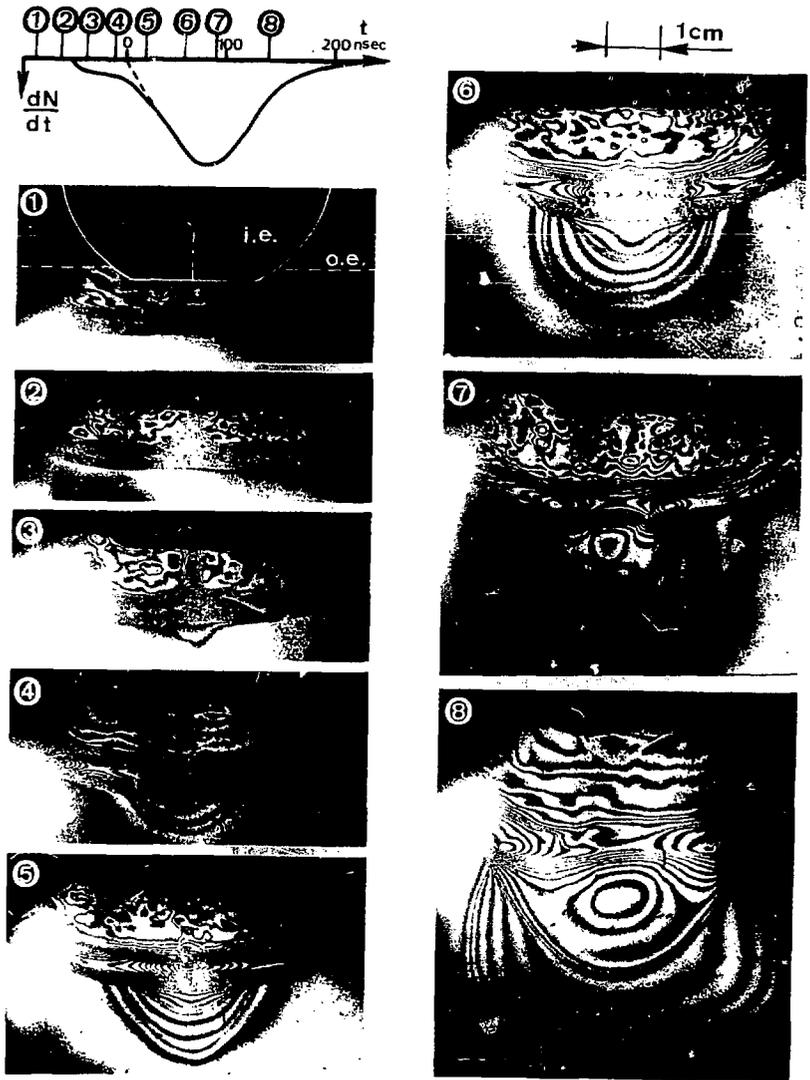
FILAMENT

Deuxième
focalisation

ONDE DE CHOC
AXIALE



- Fig. 3 -

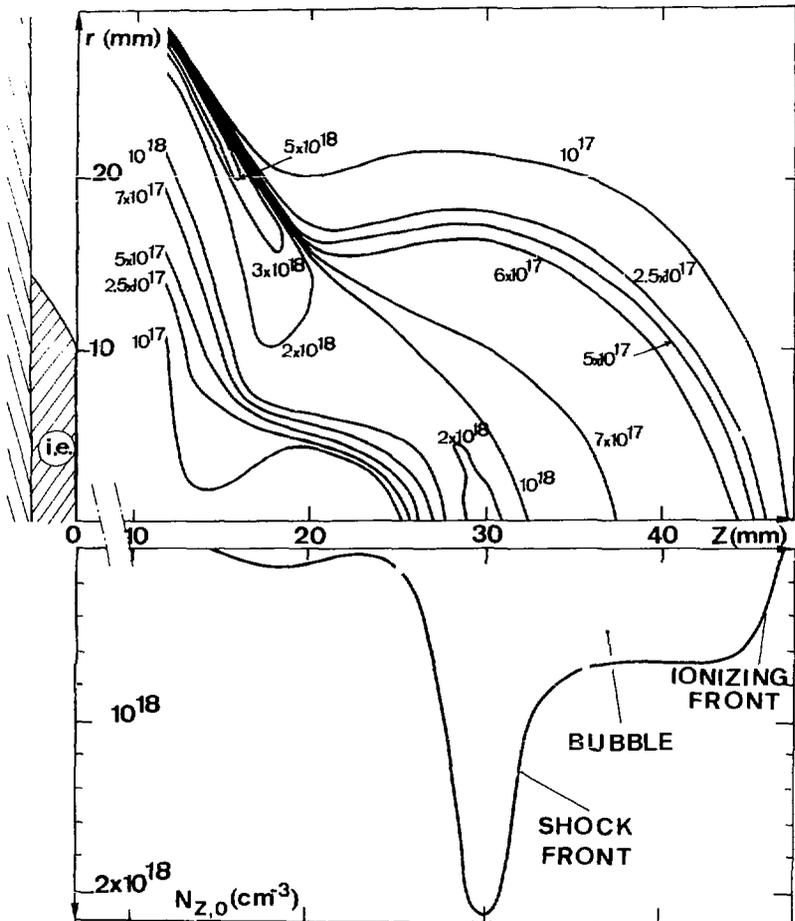


- Fig. 4 -

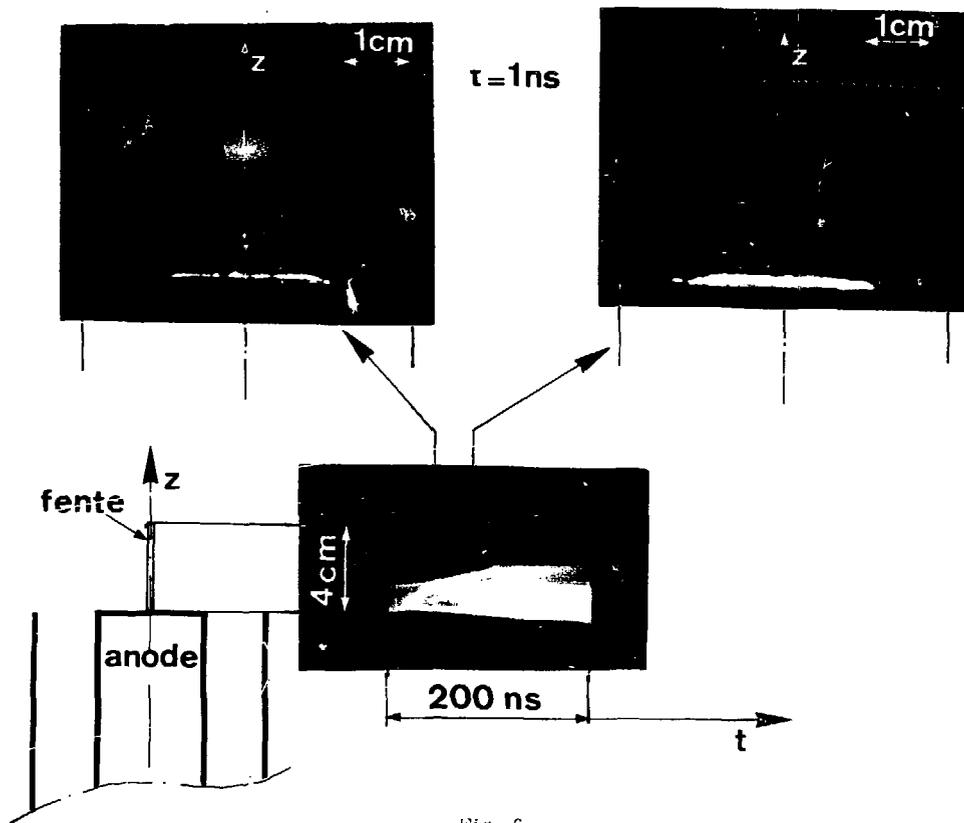
l'extrémité des électrodes. Les interférogrammes sont repérés par rapport à l'émission neutronique dN/dt dont la forme caractéristique est représentée en haut à gauche. On retrouve une évolution identique à celle obtenue à l'aide d'une caméra. La densité électronique maximum atteint $5.10^{19} \text{ cm}^{-3}$ dans la phase du filament. Le contenu électronique du filament est de 2.10^{17} . On constate en premier lieu que l'émission neutronique est postérieure à la phase dense et débute lors de la rupture du filament. Lorsque le signal dN/dt est maximum la zone dense a totalement disparu et l'on voit se développer une onde axiale en forme de bulle qui présente plusieurs gradients de densité visibles par le resserrement des franges d'interférence.

Les interférogrammes qui admettent la symétrie de révolution ont été analysés par une méthode numérique d'inversion d'ABEL afin d'obtenir des cartes de densité. La figure 5 montre un exemple correspondant à l'interférogramme (7) de la fig. 4. Dans la partie inférieure de la figure on a tracé le profil de densité en suivant l'axe z (axe de symétrie). On observe successivement (de droite à gauche) un premier gradient de densité puis un plateau dont la densité reste constante au cours de l'évolution de la bulle, un deuxième gradient de densité puis une zone correspondant à la région du filament où la densité est inférieure à 10^{17} cm^{-3} , seuil de sensibilité de la mesure. Si nous supposons que le gaz qui se trouve devant le premier gradient n'est pas ionisé, alors la densité électronique du plateau correspond à la valeur que l'on attend pour une ionisation totale du gaz initial. Nous avons vérifié ceci pour différentes pressions initiales de remplissage. Nous interprétons donc ce premier gradient de densité électronique comme un front d'onde d'ionisation qui sépare le gaz non ionisé initial du gaz totalement ionisé de la bulle. Le deuxième gradient de densité correspond au front de l'onde de choc issue du canon dont la vitesse est plus importante dans la région balayée par la bulle d'ionisation (pour plus de précisions le lecteur pourra se reporter à la référence [2]).

Nous n'observons qu'un seul interférogramme par décharge, il est donc difficile de donner des valeurs précises des vitesses d'évolution de ces phénomènes. Nous avons donc poursuivi l'étude avec une caméra à balayage de fente.



- Fig. 5 -

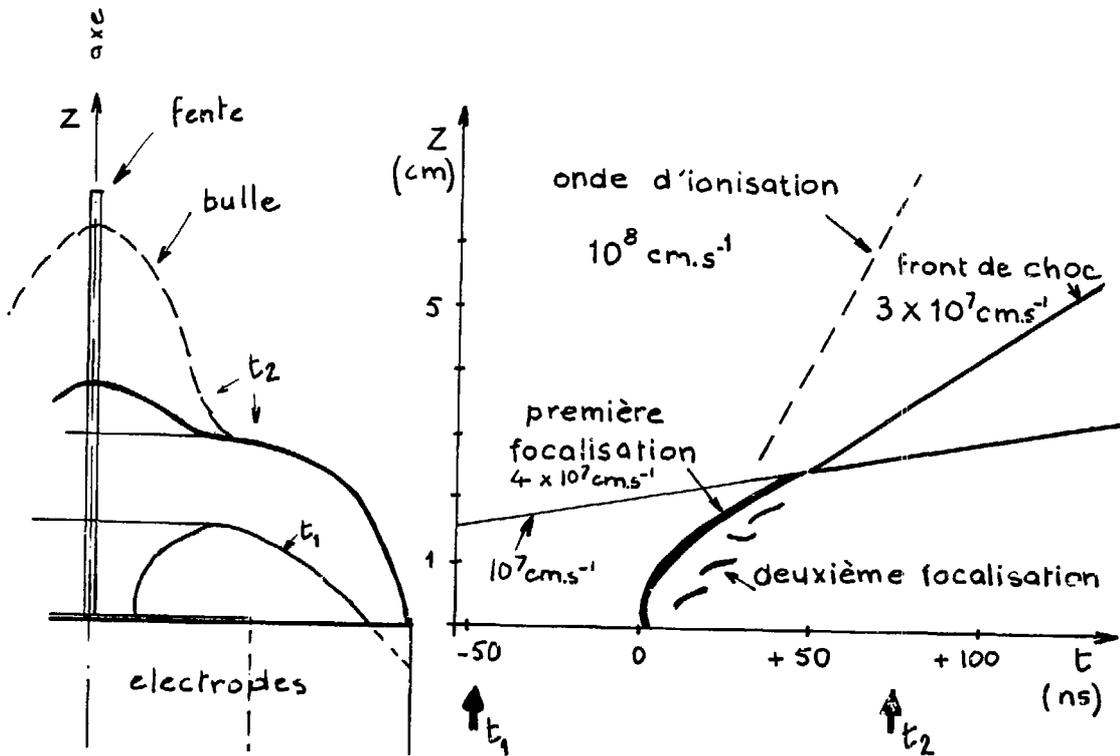


- Fig. 6 -

Sur la figure 6 nous présentons trois photographies obtenues au cours de la même décharge. Deux photographies "image intégrale" prises à 40 ns d'intervalle aux temps t_1 et t_2 montrent la propagation de la deuxième focalisation. Le cliché inférieur est obtenu avec une caméra à balayage dont la fente est placée comme l'indique le schéma parallèle à l'axe z. L'axe des temps est orienté vers la droite. Nous avons retracé les différents fronts lumineux sur la figure 7. On peut voir le choc débouchant du canon dont la vitesse est voisine de 10^7 cm.s⁻¹, la première focalisation qui a lieu au voisinage de l'électrode intérieure et se propage suivant z à une vitesse de 3 à $4 \cdot 10^7$ cm.s⁻¹ suivie de la deuxième focalisation. L'onde d'ionisation, dont la vitesse est de 10^8 cm.s⁻¹ lorsque la pression initiale est de 3 Torr, est plus rapide à pression plus basse et plus lente à haute pression ainsi que pour une polarisation négative de l'électrode intérieure. Il faut souligner que la vitesse de l'onde d'ionisation est une quantité macroscopique qui semble en liaison étroite avec le nombre de neutrons émis. Alors que la vitesse de l'onde d'ionisation dépend très fortement de la pression initiale et de la polarité, la vitesse du choc axial varie peu et est de l'ordre de 3 à $4 \cdot 10^7$ cm.s⁻¹. L'onde d'ionisation est créée par des deutérons dont la vitesse moyenne est 10^8 cm.s⁻¹ et l'énergie 10 keV. En effet à cette énergie les réactions les plus probables sont l'échange de charge et l'ionisation par les particules neutres rapides qui en résultent. Les libres parcours moyens sont respectivement 0,03 et 0,3 mm. La corrélation de la vitesse de l'onde d'ionisation avec l'émission neutronique suggère que les particules accélérées créent également des neutrons par bombardement dans cette zone (voir exposé de M. COUDEVILLE).

II.2. ETUDE DES FLUCTUATIONS DE DENSITE

La diffusion THOMSON de la lumière par un plasma résulte des fluctuations de densité électronique dont il est le siège /3/. La section efficace de diffusion étant très faible ($6,6 \cdot 10^{-25}$ cm²), c'est une technique difficile à mettre en oeuvre qui nécessite l'utilisation d'un laser ; en revanche c'est une méthode riche d'information qui permet de mesurer la densité du plasma, sa température électronique et sa température ionique.



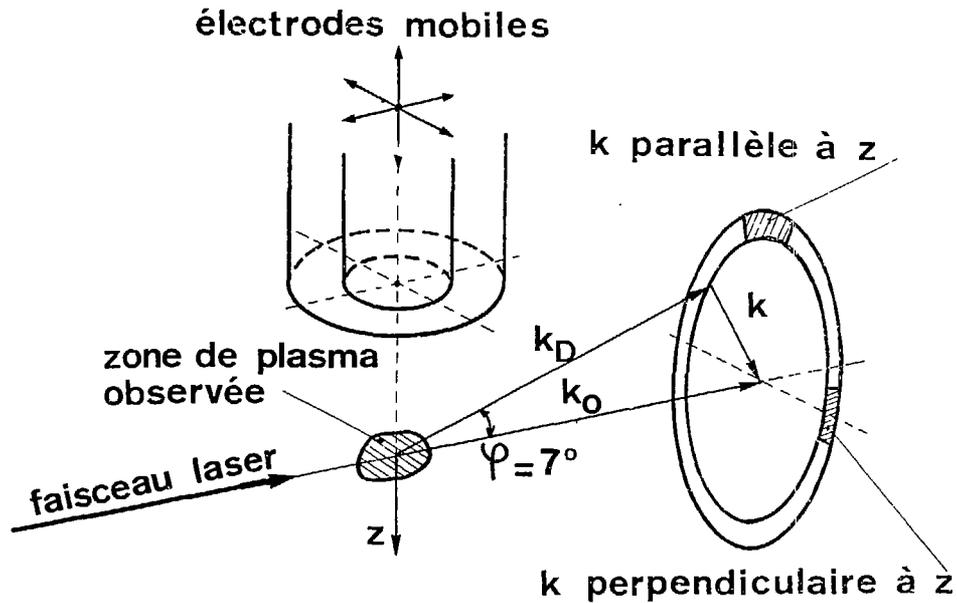
- Fig. 7 -

De plus la diffusion est un excellent moyen de détecter et d'étudier des fluctuations de densité anormales qui résultent de la présence au sein du plasma d'instabilités microscopiques. Enfin ce diagnostic possède une bonne résolution spatiale qui nous a permis d'étudier les différentes phases du plasma.

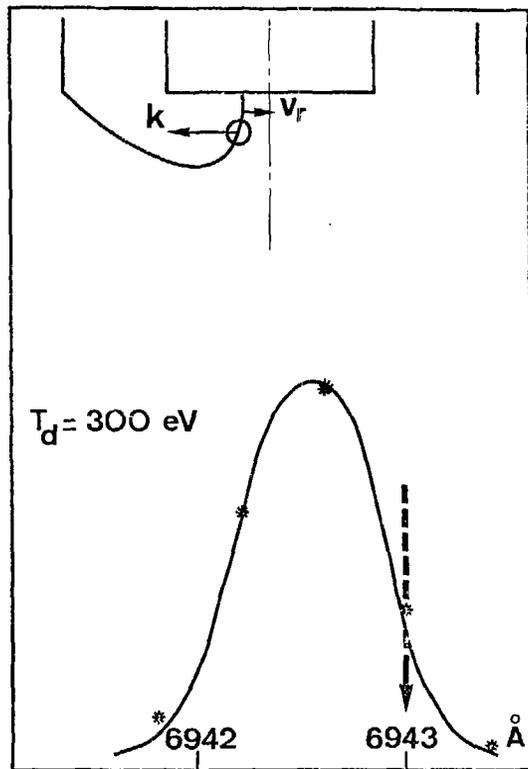
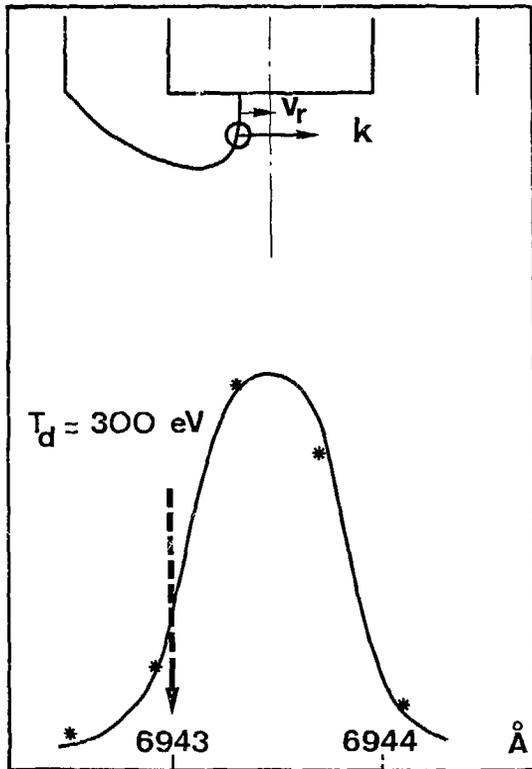
La figure 8 schématise une partie du dispositif expérimental. Le faisceau laser a pour vecteur d'onde \vec{k}_0 et nous observons la lumière diffusée à un angle φ de 7° . La puissance et le spectre en fréquence de la lumière diffusée sont caractéristiques de la composante spatiale suivant $\vec{k} = \vec{k}_0 - \vec{k}_D$ des fluctuations de densité. Pour les résultats présentés ici nous avons conservé une seule valeur de k (10^4 cm^{-1}) mais nous avons fait varier son orientation. La valeur de k est appropriée à l'étude des phénomènes collectifs : $k^{-1} \gg \lambda_D$ la longueur de DEBYE.

Nous avons étudié la nappe de plasma au cours de la compression radiale (fig. 9). Pour cette région le niveau de diffusion est compatible avec un plasma en équilibre étant donné les mesures de densité effectuées par interférométrie. On trouve un bon accord des spectres en fréquence ($S(k, \omega)$) avec les profils théoriques calculés en faisant l'hypothèse de distributions maxwelliennes électronique et ionique. Les glissements par rapport à la fréquence du laser ($\lambda_0 = 6943 \text{ \AA}$) qui sont inversés lorsque l'on change le sens de \vec{k} résultent d'un effet DOPPLER dû au mouvement de la nappe de plasma. Pour cette région nous trouvons une densité comprise entre 3.10^{17} et 10^{18} cm^{-3} , T_d de l'ordre de 300 eV et T_e de l'ordre de 70 eV.

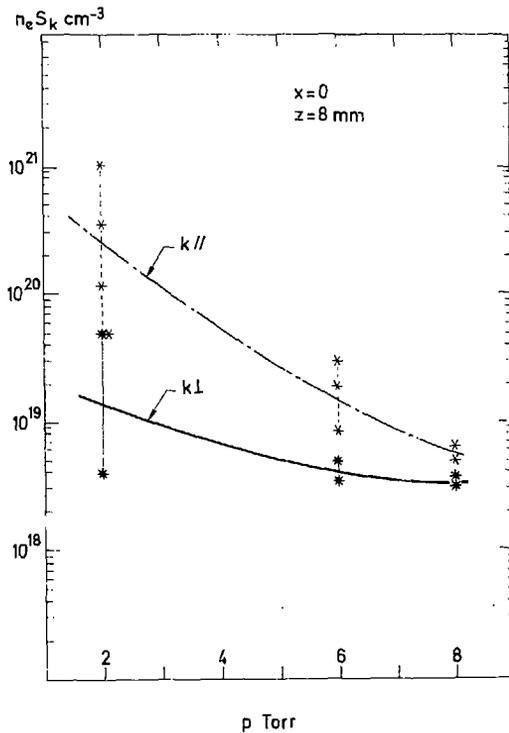
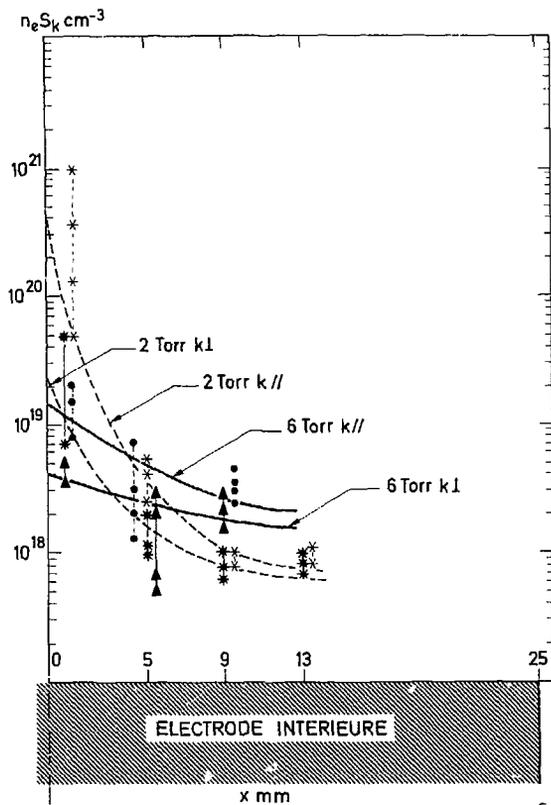
Dans la région du filament les résultats sont plus délicats à interpréter car ils sont peu reproductibles d'un tir à l'autre. Les signaux diffusés sont 10 à 1 000 fois plus intenses que pour la région précédente. Dans certains cas nous obtenons des spectres symétriques par rapport à la fréquence du laser mais le plus souvent les spectres sont totalement asymétriques avec plusieurs maxima. Lorsque les spectres sont symétriques et que la puissance diffusée est compatible avec les mesures interférométriques nous pouvons penser qu'ils résultent d'un plasma en équilibre. Alors la comparaison aux spectres théoriques nous donne en moyenne une température ionique de 700 eV et une température électronique de l'ordre de 100 à 200 eV.



SELECTION DU VECTEUR DE DIFFUSION
ET DE LA ZONE OBSERVEE.



- Fig. 9 -



- Fig. 10 -

Nous pouvons donc calculer l'émission neutronique thermonucléaire correspondant au filament dont on connaît le volume, la densité, la température et la durée de vie. On constate alors qu'elle est de 3 à 4 ordres de grandeur inférieure à l'émission mesurée effectivement, ce qui indique clairement qu'il faut faire appel à d'autres mécanismes pour expliquer l'origine de l'émission neutronique.

Dans la région du filament certains signaux diffusés sont beaucoup trop intenses pour être expliqués par un plasma en équilibre ; et nous sommes conduits à penser que ces signaux proviennent d'un état turbulent où les fluctuations de densité ont un niveau suprathermique. Nous avons alors pensé que le courant électrique particulièrement intense qui traverse ce plasma pouvait être à l'origine d'une instabilité de dérive. En effet un courant électrique impose une vitesse de dérive v_D entre les distributions des vitesses électroniques et ioniques et l'on sait que lorsque v_D est important certaines ondes peuvent devenir instables.

Nous avons donc mesuré simultanément les signaux diffusés non résolus en fréquence correspondant à des orientations parallèles $n_e S(k_{//})$ et perpendiculaires à la direction du courant ($n_e S(k_{\perp})$). L'étude a été faite en faisant varier la pression de remplissage et la région observée. Les résultats obtenus après avoir effectué des moyennes sur plusieurs tirs sont présentés dans la figure 10. A droite nous trouvons l'évolution des signaux obtenus en faisant varier la pression initiale, la région observée étant un point de l'axe z à 8 mm de l'extrémité de l'anode. Contrairement à ce qui se passerait pour un plasma en équilibre ($S(\omega < 1)$, $n_e S(k)$ croît lorsque n_e décroît. D'autre part si à 8 Torr $S(k_{//}) \approx S(k_{\perp})$, à 2 Torr nous constatons que $S(k_{//}) > 10S(k_{\perp})$.

Ce résultat montre donc clairement que la vitesse de dérive $v_D = \frac{I}{n_e q_e}$ qui dépend du courant et de la densité des porteurs engendre une instabilité microscopique $\omega/4$. Dans la partie gauche de la figure 10, l'évolution est donnée en fonction de la zone observée au cours de la compression radiale pour deux pressions distinctes. Nous voyons là que le phénomène s'amorce au cours de la compression radiale dans une phase que l'on croyait bien décrite par la magnétohydrodynamique.

I I I

I N D U C T I O N M A G N E T I Q U E

E T R E S I S T A N C E D U P L A S M A

J e a n - P i e r r e G A R Ç O N N E T

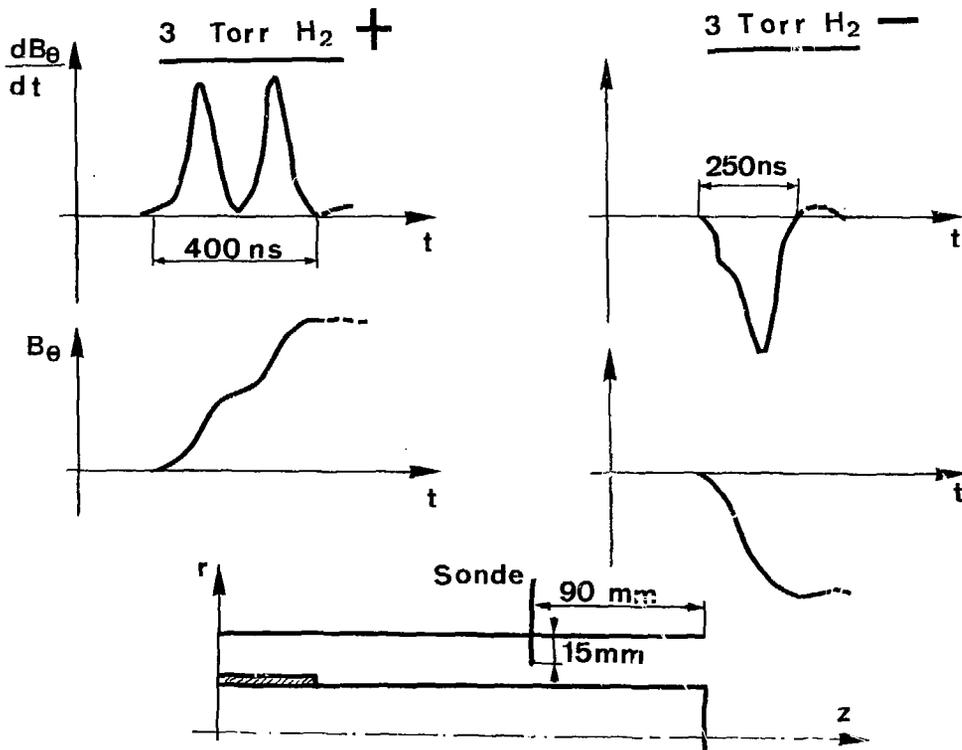
Dans une première approche pour mesurer la résistance du plasma Focus, nous avons supposé que tout le courant circulait dans une couche très fine à la périphérie du front lumineux /4/.

Cette mesure a été d'abord effectuée dans la compression radiale avant l'arrivée du front lumineux sur l'axe. Lorsque l'étude a été poursuivie en suivant le front jusqu'à la formation du filament, nous avons observé que la résistance, après une période de croissance, se mettait à décroître et devenait même négative. Il était donc probable que la distribution de courant n'était pas conforme à l'hypothèse retenue, et d'ailleurs admise jusque là par tous les laboratoires étudiant l'expérience Focus. Nous avons alors utilisé des sondes magnétiques qui permettent l'étude spatio-temporelle de l'induction magnétique. Elles ont montré qu'il existe une structure complexe de la nappe de courant, différente suivant la polarisation de l'anode, ce qui a permis de corriger les premières mesures de la résistance dite "anormale" du plasma. Pour lever tout doute sur ces résultats nous avons alors mesuré la différence de potentiel directement en bout du canon.

III.1. PROPAGATION AXIALE

Les observations sont faites sur un canon coaxial de type MATHER de 250 mm de longueur. L'énergie du banc de condensateurs est de 27 kJ à 20 kV, le courant atteint une valeur maximale de 520 kA. L'étude a été faite avec une pression de remplissage de 3 Torr d'hydrogène.

Nous avons étudié la propagation axiale en introduisant une sonde magnétique dans l'espace inter-électrodes à 90 mm de l'extrémité libre du canon (fig. 11). La sonde est constituée par un câble coaxial de 0,65 mm de diamètre terminé par une seule boucle de 1 mm² de surface. L'ensemble est gainé par un tube de céramique de 4 mm de diamètre. Le temps de montée de la chaîne de mesure est inférieur à 2 ns.



- Fig. 11 -

Nous avons vérifié d'une part l'orientation de l'induction magnétique et constaté qu'elle est azimutale à la précision des mesures, et d'autre part que l'influence du champ électrique est négligeable.

Sur la figure 11 on a représenté les signaux de sonde $\frac{dB_g}{dt}$ et leur intégrale B_g pour une position radiale moyenne de la sonde.

Le résultat le plus marquant est que $\frac{dB_g}{dt}$ présente deux pics distincts lorsque l'électrode intérieure est polarisée positivement ; ce qui suggère une structure à deux nappes de courant successives d'environ 8 mm d'épaisseur et séparées de 10 mm. Alors qu'en fonctionnement négatif nous n'observons qu'une seule nappe d'environ 15 mm d'épaisseur.

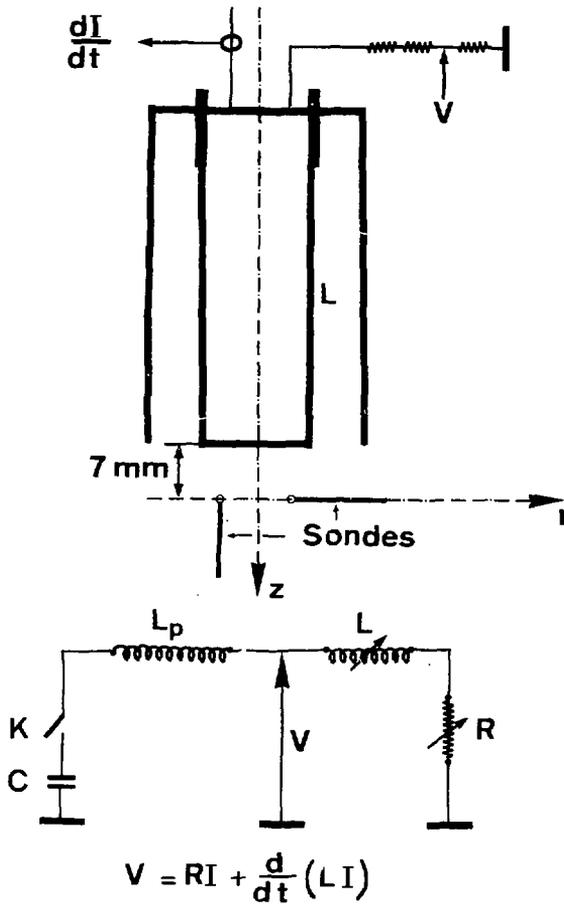
On peut donc conclure que le piston magnétique n'a pas une épaisseur très fine comme le prévoit les modèles MHD, mais possède une structure qui s'étale sur 15 à 25 mm suivant la polarisation de l'anode. Ces résultats montrent clairement que dès la propagation axiale et vraisemblablement depuis le claquage, la structure de la nappe de courant joue un rôle essentiel dans les phénomènes ultérieurs.

III.4. COMPRESSION RADIALE

Pour étudier la phase de compression radiale nous avons utilisé les mêmes sondes magnétiques mais gainées par un tube de céramique de 10 mm de diamètre qui résiste au choc de la décharge. Les mesures sont réalisées avec la sonde placée à 7 mm du plan de l'électrode interne et radialement (fig. 12).

Chaque signal de sonde qui fournit, après intégration, l'induction magnétique en fonction du temps, est accompagné de la photographie d'une caméra à balayage de fente permettant de calculer la vitesse de la nappe lumineuse et de la photographie d'une caméra à image intégrale à l'ns de temps de pose. On peut ainsi recalculer, à l'aide d'une chronométrie à ± 2 ns, la

MESURE DE LA RESISTANCE DU PLASMA



position du front lumineux et de l'induction magnétique. Nous avons vérifié que cette induction reste azimutale, que le champ électrique n'a pas d'effet parasite et que, malgré le diamètre important de la sonde, le front lumineux conserve la symétrie de révolution.

La figure 13 présente la distribution radiale de l'induction magnétique lorsque l'électrode interne est positive. Les courbes sont paramétrées en temps. Le premier rassemblement de la nappe lumineuse sur l'axe Z étant pris comme référence. A chaque courbe, donnant le profil de l'induction à un temps donné, on associe la position du front lumineux correspondant.

On constate que le courant ne circule pas dans une couche fine confondue avec le front lumineux, mais circule de part et d'autre dans une couche épaisse et que lorsque ce front se focalise sur un rayon d'environ 1 mm, le maximum de l'induction reste à un rayon de 12 mm. Cela signifie qu'il n'y a pas focalisation de la nappe de courant et par conséquent il y a peu d'effet inductif.

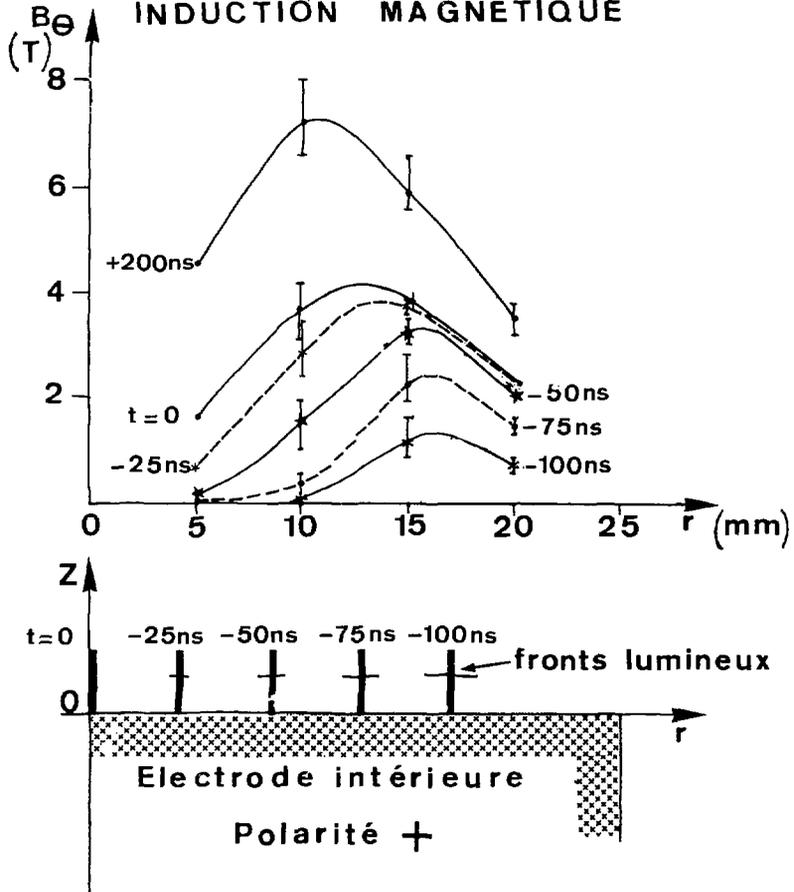
On observe enfin, qu'après la formation du filament, l'induction continue à croître, pendant environ 200 ns, jusqu'à 70 000 Gauss, mais sans changement important dans la structure de la nappe de courant (le maximum restant en effet à un rayon de 10 mm).

La figure 14 montre le même réseau lorsque l'électrode interne est négative. On constate que le maximum d'induction s'établit à une valeur plus faible, d'un facteur 2 environ, qu'en positif bien que le courant total, mesuré par une ceinture de ROGOWSKI, soit du même ordre. La nappe de courant s'étend devant et derrière le front lumineux comme précédemment mais l'épaisseur semble être encore plus importante.

Notons que toutes ces courbes sont obtenues à partir d'une série de décharges pour lesquelles les signaux sont reproductibles, et que les résultats sont confirmés avec une sonde placée parallèlement à l'axe du canon (fig. 12).

COMPRESSION RADIALE

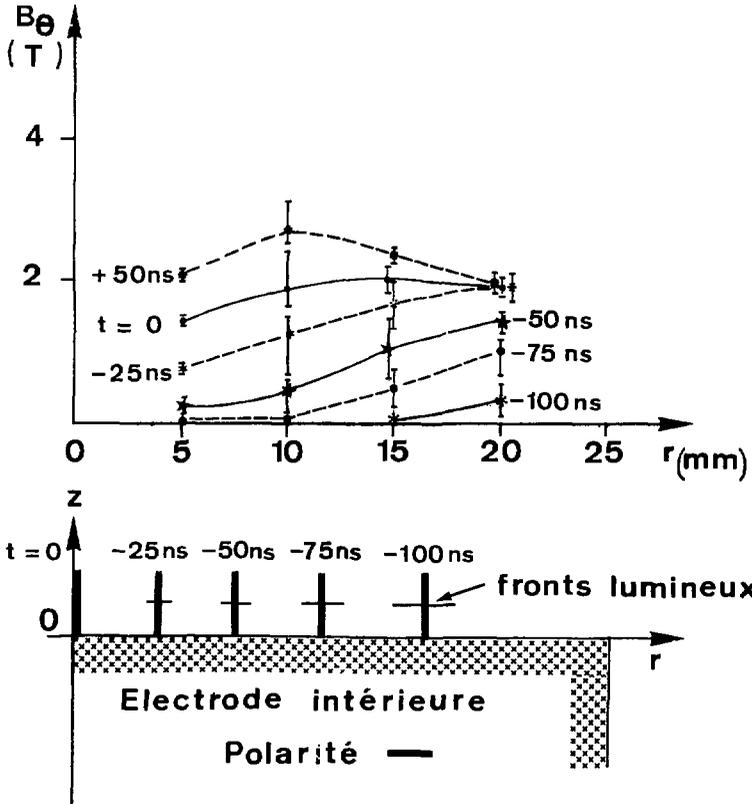
INDUCTION MAGNETIQUE



- Fig. 13 -

COMPRESSION RADIALE

INDUCTION MAGNETIQUE



- Fig. 14 -

L'observation de la planche 15 , obtenue pour un fonctionnement en polarité positive, justifie les constatations faites sur la distribution de l'induction magnétique et donc sur celle du courant. Elle montre l'évolution du front lumineux dans la phase de compression et également une zone lumineuse sur l'anode, plus large que la zone de raccordement avec le front. On peut envisager qu'il s'agisse du bombardement de l'anode par des électrons rapides. Le phénomène subsiste après la destruction du filament et semble s'établir sur un rayon d'environ 12 mm. On retrouve ainsi la valeur donnée précédemment pour le rayon où l'induction magnétique est maximum.

On peut donc assurer que la couche portant le courant est dissociée du front de densité et ne se comprime pas sur un petit diamètre comme on l'admettait auparavant.

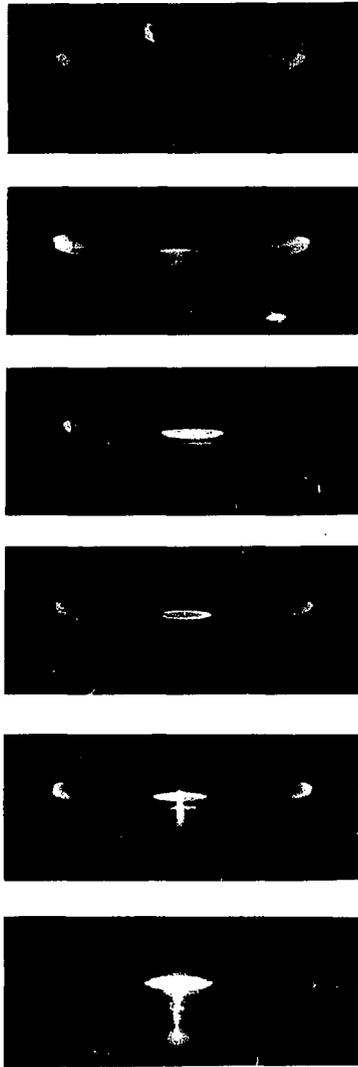
III.3. RESISTANCE DU PLASMA

Considérons le circuit électrique de la décharge représenté sur la figure 12, C est la capacité du banc de condensateurs, L_p la self inductance du câblage, L la self inductance variable due à la propagation de la nappe de courant et R la résistance du plasma. V étant la différence de potentiel entre les électrodes, on peut écrire l'équation suivante :

$$V = RI + \frac{d}{dt} (LI)$$

à partir de laquelle on peut calculer le terme résistif

$$R = \frac{V}{I} - \frac{dL}{dt} - L \left(\frac{dI}{dt} \right)$$



- Fig. 15 -

Il est relativement facile de mesurer V avec un diviseur de tension relié à l'électrode interne au niveau de l'isolant et d'obtenir I à partir d'une ceinture de ROGOWSKI. Quant à l'inductance L , on la calcule, non plus à partir de la position du front lumineux $\frac{1}{4}$, mais à partir de la position de la nappe de courant aux différents instants pour lesquels on connaît le profil de l'induction magnétique donc celui du courant (fig. 13, 14). On remarque ainsi que le terme inductif $\frac{dL}{dt}$ reste toujours faible. Lorsque l'anode est positive il varie de 10 à 20 mV alors qu'en fonctionnement négatif on peut pratiquement le négliger.

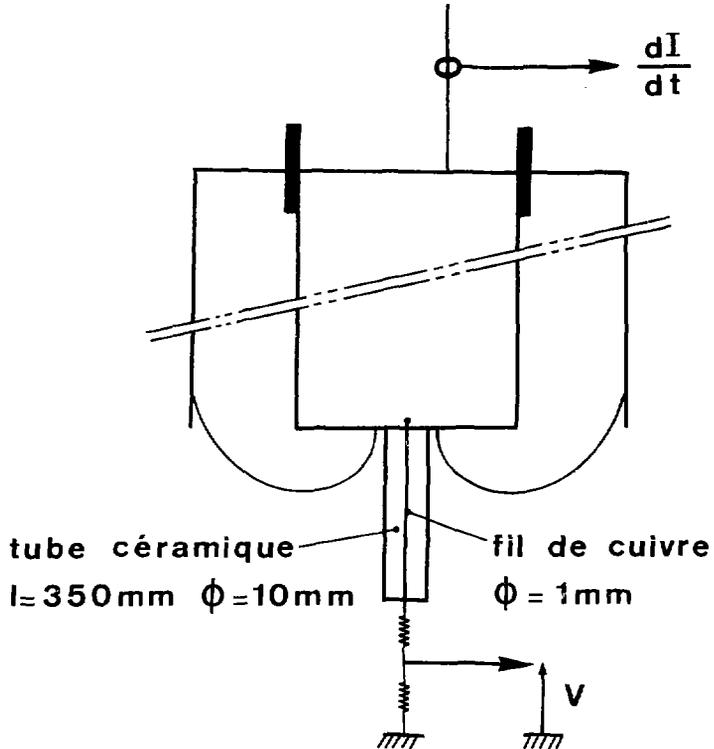
Par cette méthode on obtient une résistance maximum moyenne de 150 mV en fonctionnement positif tandis qu'en fonctionnement négatif elle est en général 5 fois plus faible.

Pour écarter tout doute sur cette mesure nous avons voulu mettre en évidence cette résistance par une méthode directe. Elle consiste à mesurer la différence de potentiel non plus côté isolant - méthode inductive - mais en bout du canon au centre de l'électrode intérieure, de façon à ce que le circuit de mesure de la tension ne coupe pas le flux magnétique de la décharge (fig. 16). Le fil de cuivre qui transmet l'onde de tension au diviseur résistif est gainé sur toute sa longueur par un tube de céramique de 10 mm de diamètre qui isole le fil de l'influence du plasma. Il faut recourir à ce diamètre relativement important pour que le tube résiste au choc de la décharge. Cependant, on observe l'accident caractéristique sur la dérivée du courant, ce qui mérite d'être souligné car dans ce cas la compression sur l'axe n'est plus possible ; mais on a vu précédemment que la majeure partie du courant ne se focalise pas sur des rayons inférieurs à 10 mm.

On obtient ainsi la valeur de la résistance directement par le rapport $\frac{V}{I}$ de la tension au courant total.

MESURE DE LA RESISTANCE

DU PLASMA



$$R = \frac{V}{I}$$

- Fig. 16 -

Sur la figure 17 nous présentons les premiers résultats dans les deux fonctionnements. Cette méthode permet de mesurer la résistance non seulement pendant la phase de compression mais aussi pendant la phase de propagation. Ainsi, en polarité positive elle varie de quelques $m\Omega$ près du claquage à quelques centaines de $\mu\Omega$ en fin de propagation, alors qu'en négatif elle reste voisine du $m\Omega$.

Pendant la compression, les résultats sont du même ordre que par la méthode précédente. Notons qu'il n'y a pratiquement pas de différence dans la valeur de la résistance lorsque le gaz de remplissage, à pression égale, est de l'hydrogène ou du deutérium.

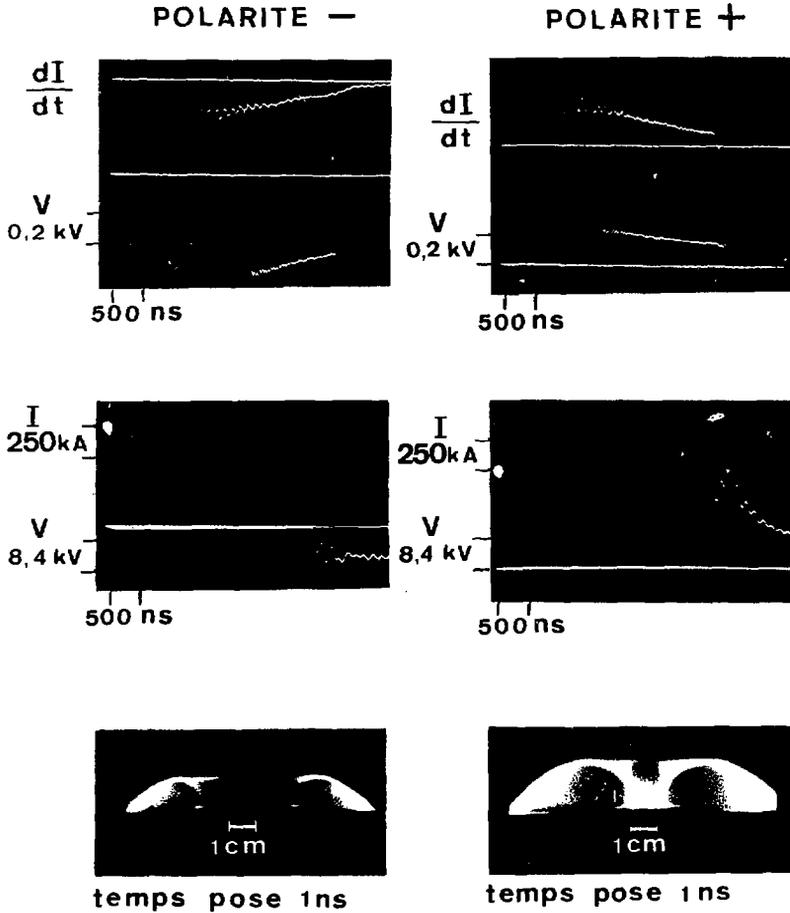
On constate aussi que la valeur maximum de la résistance décroît lorsque la pression du gaz augmente et qu'elle est d'autant plus élevée à pression donnée que l'accident sur la dérivée du courant est important.

Ces résultats, très récents, obtenus sur une machine avec une électrode extérieure coaxiale "pleine", montrent tout l'intérêt de bien connaître la structure de la nappe de courant depuis le claquage. Les interprétations doivent rester prudentes car il subsiste des points obscurs en particulier la différence entre la chronométrie des signaux de tension mesurés au niveau de l'isolant et à l'extrémité du canon.

L'étude se poursuit sur différentes machines de type "MATHER", et devrait apporter des informations plus précises.

MESURE DIRECTE DE LA RESISTANCE

3 Torr H₂



- Fig. 17 -

I V

M E S U R E D U S P E C T R E D E R A Y O N N E M E N T X

J e a n d e M A S C U R E A U

L'étude de l'émission neutronique, la mesure de la densité électronique, l'étude de la lumière diffusée par le plasma, ont permis de montrer que le modèle thermique ne pouvait rendre compte de ces phénomènes et que la connaissance du plasma était liée à celle des mécanismes d'instabilités et d'accéléérations de particules. On souhaitait donc mesurer la distribution des énergies des particules, et autant que possible avec une chronologie à l'échelle de la nanoseconde.

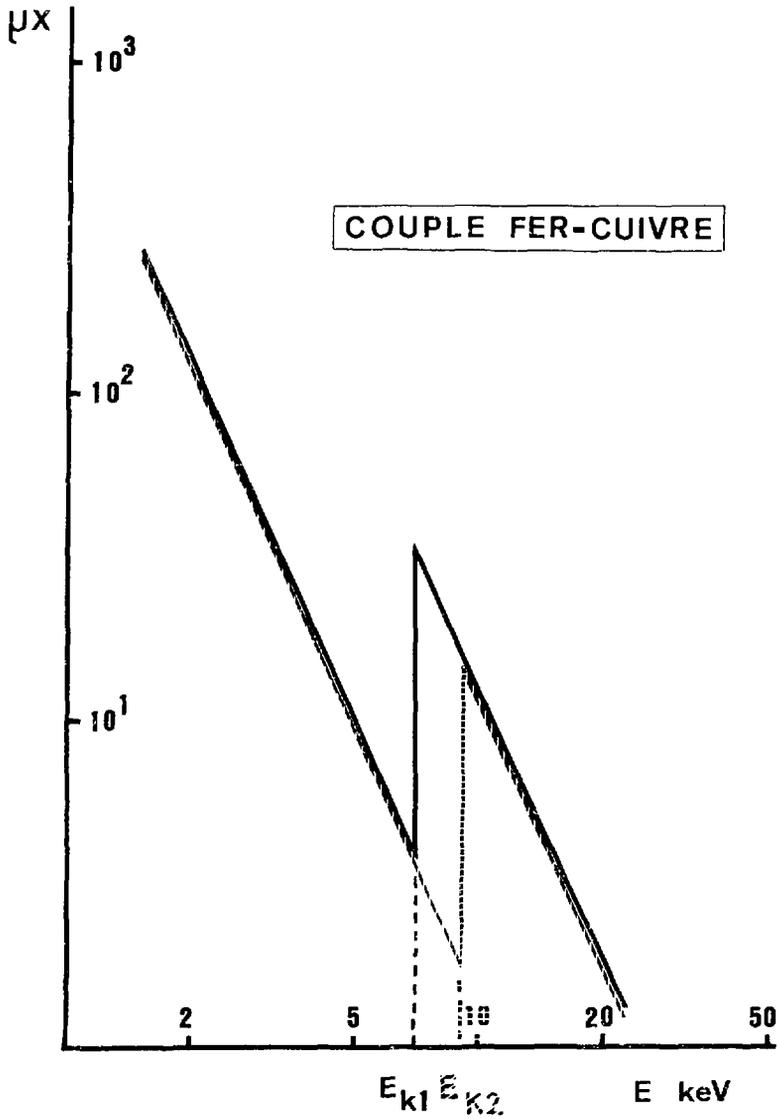
A partir du spectre en énergie des neutrons on a pu déterminer la fonction de distribution des deutérons. On cherche d'une façon analogue à connaître la fonction de distribution en énergie des électrons à partir du spectre du rayonnement X. Il est également important de mesurer les variations de cette énergie X en fonction de l'énergie fournie au plasma.

Pour étudier le spectre du rayonnement X nous avons choisi la méthode des filtres de ROSS résolue dans le temps.

Deux écrans sont dits "équilibrés" s'ils atténuent le rayonnement X de la même façon, à l'exception de la bande spectrale comprise entre les bords K_1 et K_2 , caractéristiques des éléments constituant les deux écrans (fig. 18).

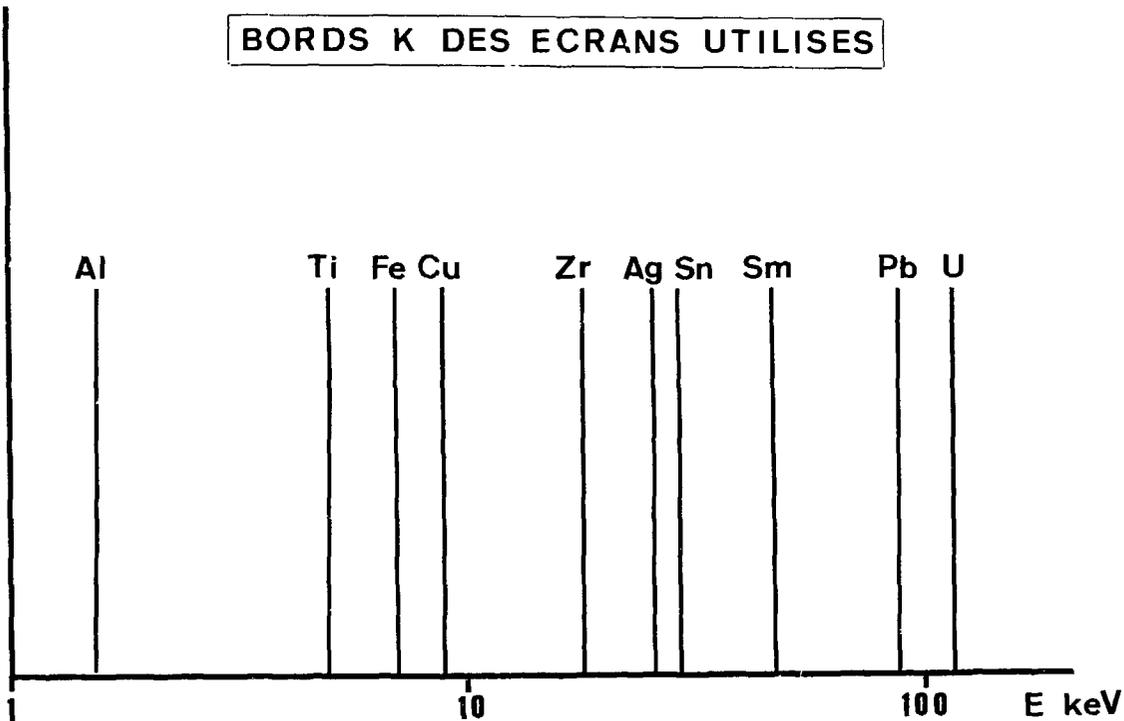
Cette méthode permet d'explorer le spectre jusqu'à 115 keV, valeur correspondant au bord K de l'uranium. Vers les basses énergies on se limite pratiquement à l'aluminium (1,56 keV). Sur la figure 19 on a représenté les écrans dont nous disposons.

L'équilibrage des différents couples d'écrans a été réalisé expérimentalement par une équipe du Service "Diagnostic Nucléaire" en utilisant des générateurs X, des détecteurs solides et un analyseur de spectre. Ces résultats expérimentaux sont en bon accord avec les valeurs données par les tables numériques de sections efficaces, comme on peut le voir sur la figure 20 où figurent la transmission du couple fer-titane ainsi que la sensibilité $S(E)$ des détecteurs dans la bande spectrale correspondante.

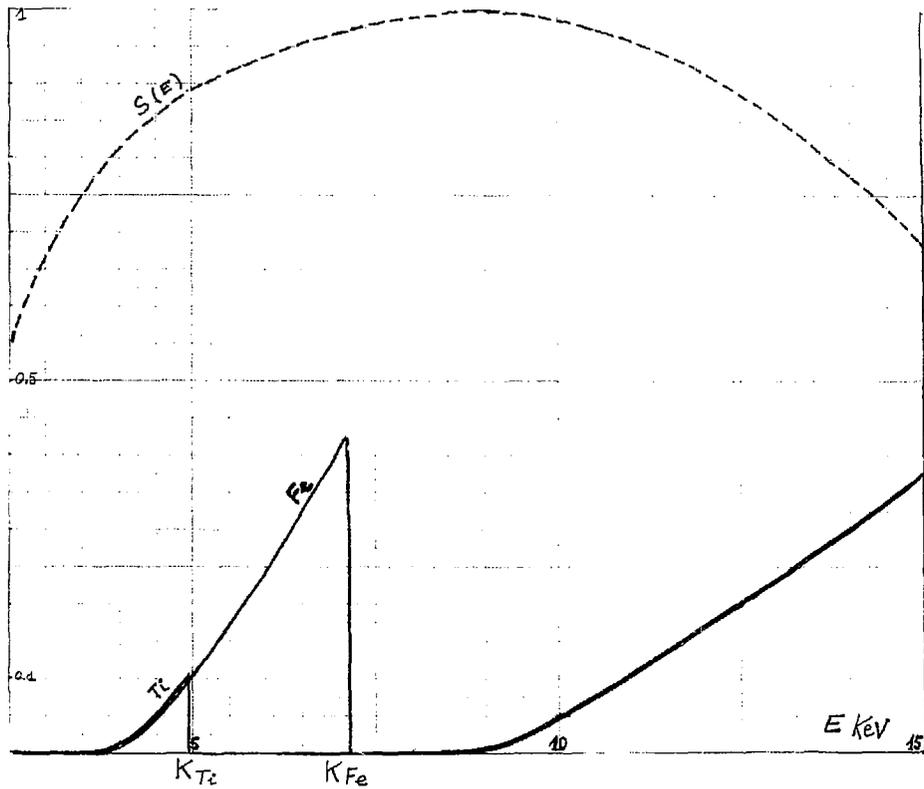


- Fig. 18 -

BORDS K DES ECRANS UTILISES



- Fig. 19 -



- Fig. 20 -

L'étalonnage absolu des détecteurs permet également de déterminer le flux total X émis. Il a pu être effectué grâce à la collaboration avec le Service D.N. Les détecteurs sont du type scintillateur rapide (N.E. 111, temps de montée 0,35 ns) et photomultiplicateur (RTC HCB10, grande dynamique et temps de montée 0,7 ns).

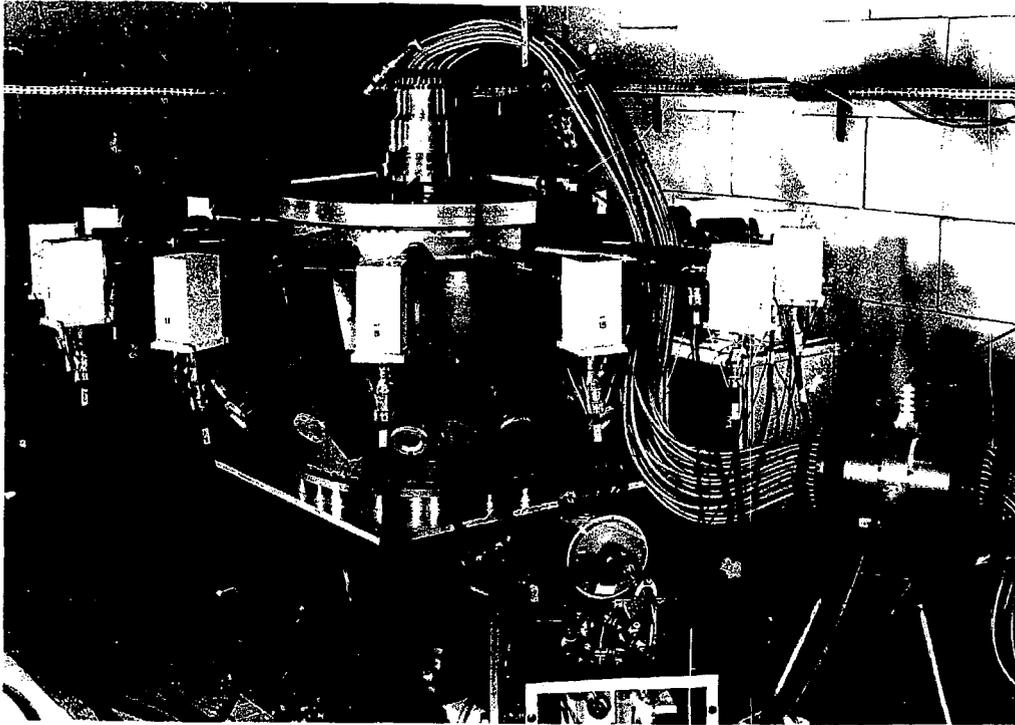
Le dispositif expérimental représenté sur la figure 21 permet de loger 14 détecteurs autour de l'enceinte à vide, et l'étude peut être menée dans trois directions différentes : 90°, 55° et 20° comme le montre le schéma de la figure 22.

La mise en oeuvre a été faite sur une machine du type MATHER alimentée par un banc de condensateurs de 27 kJ et les premiers signaux X ont été enregistrés à haute pression de remplissage en hydrogène (5 Torr) et à 90° de l'axe de la décharge. Nous avons d'abord vérifié l'étalonnage des 14 canaux de détection dans les conditions mêmes de l'expérience. Tous les signaux sont enregistrés sur des oscillographes rapides et le temps de montée de l'ensemble de la chaîne de mesure est voisin de 1,5 ns (fig. 23).

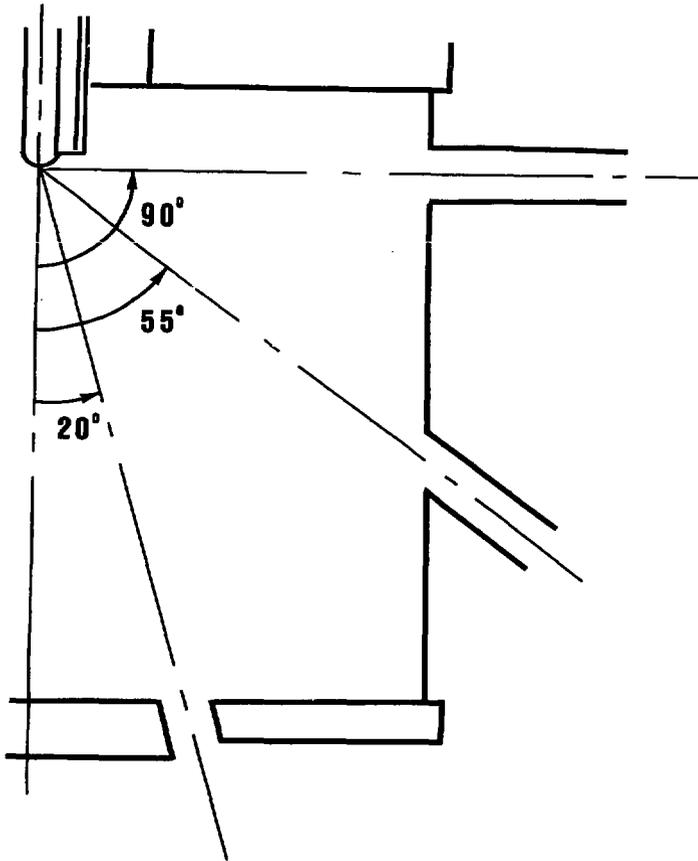
Pour obtenir les premiers spectres X nous nous sommes limités à 5 couples d'écrans décrivant le spectre de 1,5 keV à 30 keV. Ces premiers résultats ont montré :

- que les spectres n'évoluaient pas au cours de la décharge ;
- que leur allure était bien reproductible d'un tir à l'autre ;
- que l'énergie rayonnée restait inférieure à 1/10 joule en supposant l'émission isotrope.

Sur la figure 24 on peut voir pour quelques tirs les flux moyennés sur chaque bande spectrale considérée, calculés à partir des résultats expérimentaux. Le spectre qu'on a mesuré montre que le flux X décroît quand l'énergie de la bande spectrale augmente, à l'exception d'un maximum qui est lié vraisemblablement à la raie K du cuivre.



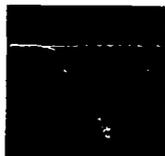
- Fig. 21 -



- Fig. 22 -

TIR 616
5 TORR H₂
100 μ Be
90°

1 div = 4 mm



$\frac{dI}{dt}$

100 ms | div



X1 20V



X2 20V



X3 20V



X4 20V



X5 50V



X6 20V



X7 10V



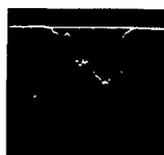
X8 20V



X9 10V



X10 20V



X12 50V



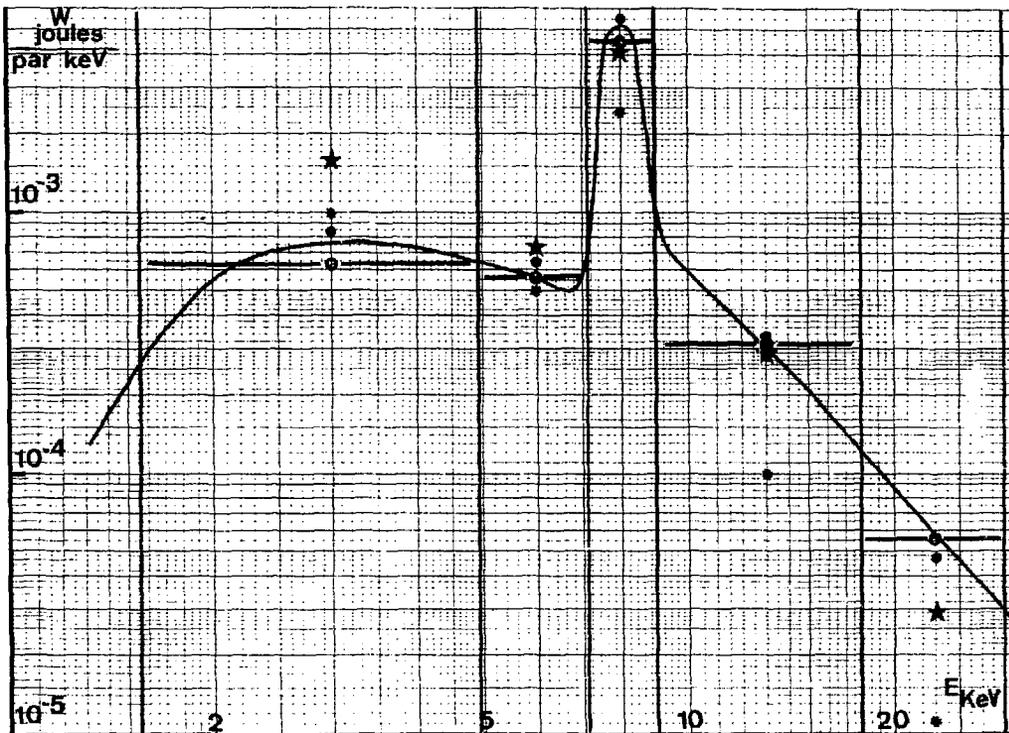
X14 20V



X15 20V



X17 20V



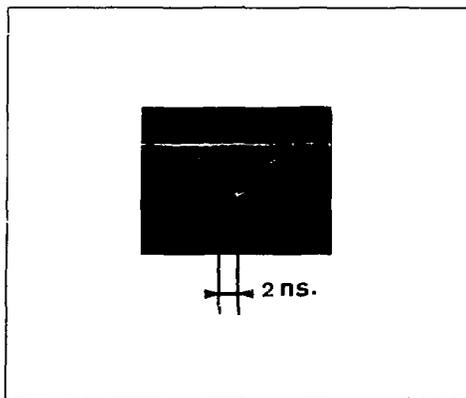
- Fig. 24 -

Par ailleurs en changeant la région observée par les collimateurs nous avons montré que l'émission venant du plasma était faible comparée au rayonnement de cible épaisse provenant de l'anode sous forme de bremsstrahlung et de raies caractéristiques.

L'étude du spectre du rayonnement X est particulièrement intéressante aux régimes de basse pression par suite des vitesses accrues des particules et de l'augmentation du flux X total émis. En effet, une étude préliminaire effectuée à 1 et 2 Torr de pression de remplissage en hydrogène a montré que les signaux X saturaient souvent les détecteurs et qu'on rencontrait des bouffées d'X durs dont les temps de montée ne dépassaient pas 1,5 ns avec des durées de quelques nanosecondes. Sur la figure 25 nous avons reproduit l'oscillogramme d'une impulsion X enregistrée à basse pression derrière un filtre de 200 microns d'uranium.

Actuellement nous avons réduit l'ouverture des collimateurs pour enregistrer des spectres à basse pression. Nous décrivons l'évolution des spectres avec l'angle d'observation en utilisant les directions à 55° et 20°.

Pour conclure, ces premières mesures effectuées à bas niveau d'énergie ont montré que le dispositif était bien adapté à l'étude du rayonnement X de l'expérience Focus. Il doit permettre de déterminer avec précision l'évolution temporelle des phénomènes et d'atteindre la loi d'extrapolation de l'émission X.



- Fig. 25 -

V

POSSIBILITES OFFERTES PAR LES
GENERATEURS DE COURANT A EXPLOSIF

C h r i s t i a n N A Z E T

V.1. INTRODUCTION

Nous avons étudié à Libreville des sources d'énergie moins conventionnelles que les bancs de condensateurs, ce sont les générateurs à explosif.

Nous rappelons ici les résultats caractéristiques obtenus avec ces systèmes depuis 1973.

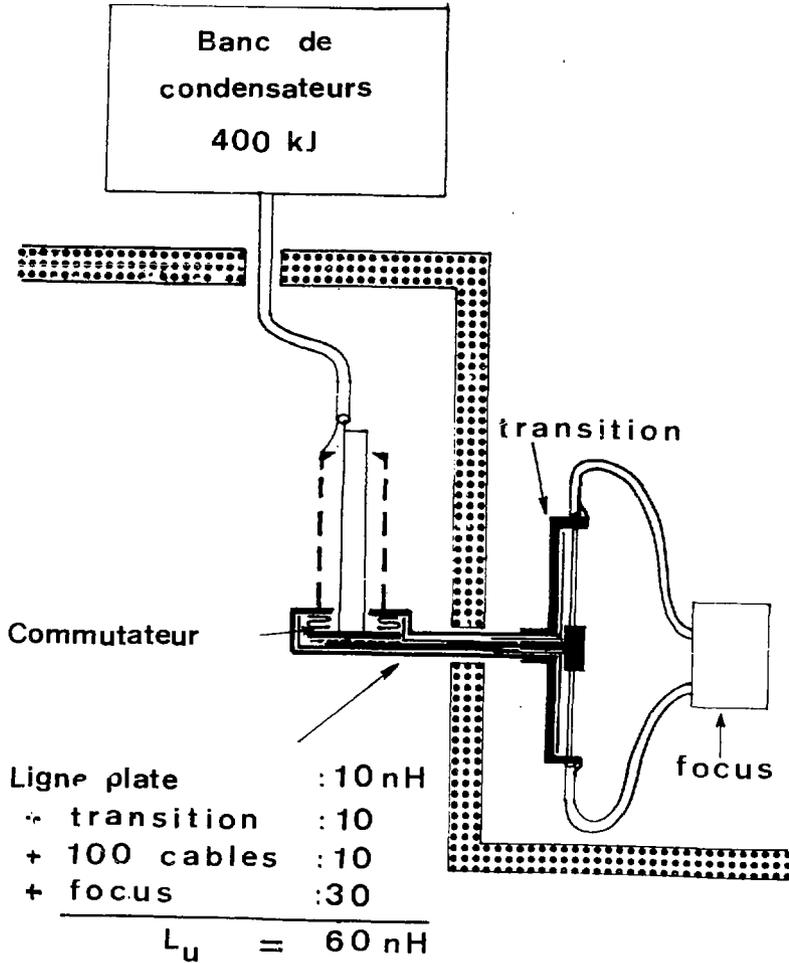
A cette époque nous disposions d'un générateur à explosif de structure hélicoïdale mis au point antérieurement et parfaitement opérationnel /5/. Il était donc important de montrer la possibilité de l'utilisation de ce générateur pour alimenter une expérience de plasma avec une bonne fiabilité et sans que l'expérience de plasma proprement dite soit détruite. Ceci fut réalisé en 1973 avec une expérience Focus protégée par une casemate à l'intérieur de laquelle on amène l'énergie à l'aide d'une ligne de transfert.

V.2. ALIMENTATION D'UNE EXPERIENCE FOCUS AU NIVEAU 100 kJ A L'AIDE D'UN GENERATEUR A EXPLOSIF

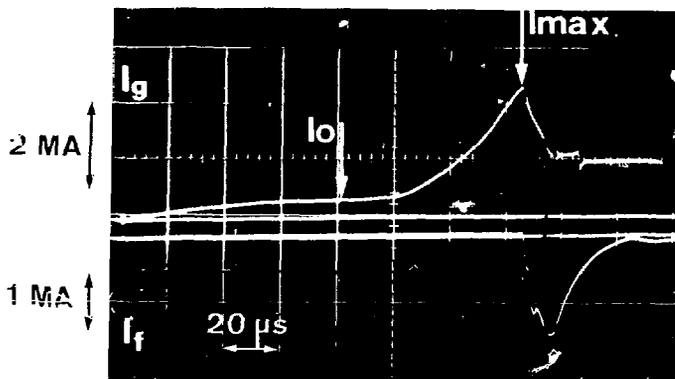
Le générateur hélicoïdal et le commutateur associé sont placés sur une dalle de tir, à l'air libre (fig. 26).

Le banc de condensateurs, protégé par une casemate, fournit le courant initial dans l'hélice. Après le système de commutation, une ligne plate triaxiale traverse le mur de la casemate et une nappe de 100 câbles coaxiaux est montée entre la ligne plate et l'enceinte à plasma. L'inductance de ces liaisons et de la décharge Focus est de l'ordre de 60.10^{-9} Henry.

La figure n° 27 montre les résultats expérimentaux.



- Fig. 26 -



Courant du générateur
et
courant commuté



Courant commuté



X et neutrons

Sur la première photographie on observe sur la trace supérieure le courant du générateur I_g . Le courant initial injecté dans l'hélice croît de 0 à I_0 . A partir de cet instant l'augmentation du courant est due à la déformation du circuit par l'explosif. Lorsque le courant atteint 5 MA, le fonctionnement du commutateur intervient et la forme de l'intensité commutée est portée sur la trace du bas (et sur la deuxième photographie avec un balayage de temps plus rapide). Au bout de 4 μ s on retrouve la décroissance du courant qui correspond au fonctionnement de l'expérience Focus. Sur la dernière photographie on reconnaît l'émission de rayons X et l'émission neutronique séparées par temps de vol. On a mesuré de 2 à 5.10^{10} neutrons par tir au cours de 4 tirs qui ont tous parfaitement fonctionné.

Ayant montré la bonne fiabilité et également la bonne reproductibilité de ces systèmes, il était nécessaire de savoir si les générateurs à explosif étaient extrapolables à des niveaux d'énergie commutée de l'ordre du mégajoule et plus.

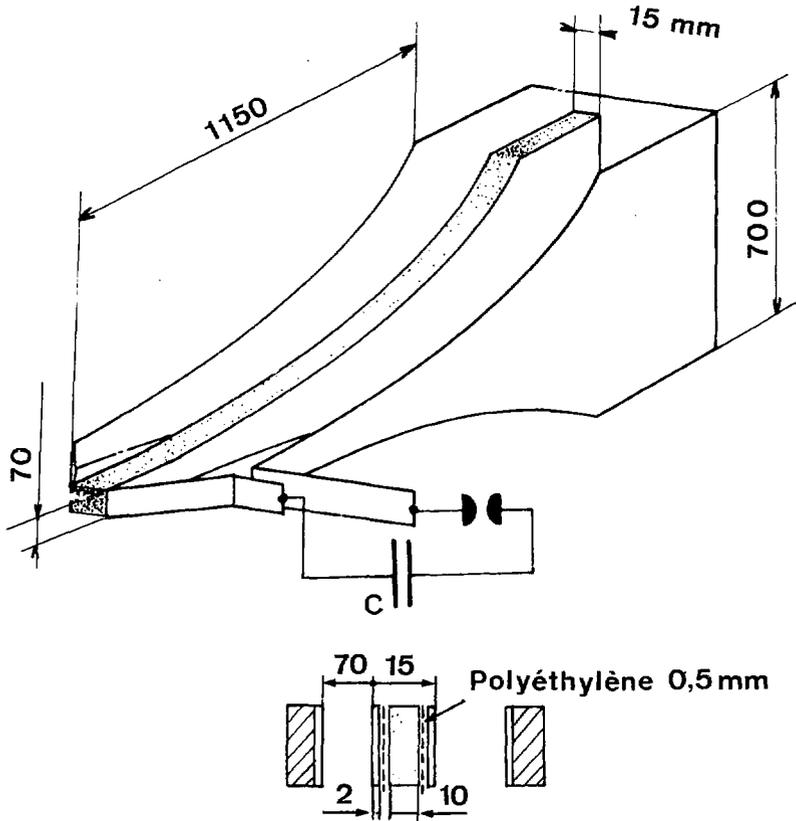
Une étude approfondie nous a montré que cela était peu réalisable avec des générateurs hélicoïdaux, car le rendement global ne peut dépasser 5 % (rapport entre l'énergie magnétique et l'énergie explosive).

Nous avons donc mis au point des générateurs plans dont le rendement est 3 à 4 fois supérieur.

V.3. GENERATEUR A EXPLOSIF DE STRUCTURE PLANE /6/

La figure 28 montre une vue perspective de ce générateur.

Il s'agit d'un étage final, dont la forme exponentielle permet de maintenir constante la densité de courant donc le champ magnétique.



- Fig. 28 -

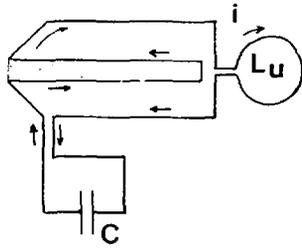
V.3.a. Principe de fonctionnement du générateur plan

La figure 29 permet de comprendre le fonctionnement qui comporte trois phases :

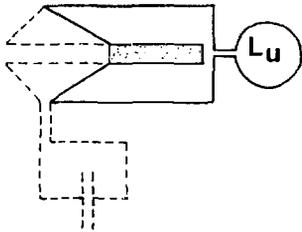
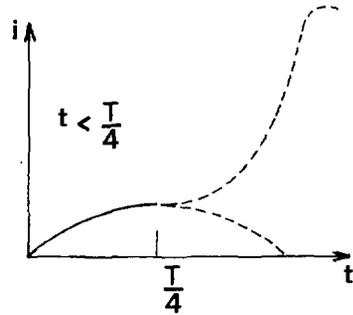
- création du flux initial à partir du banc de condensateurs entre $0 < t < T/4$;
- à $t = \frac{T}{4}$ on fait détoner l'explosif et le relèvement des plaques de cuivre vient court-circuiter le générateur ;
- pour $t > \frac{T}{4}$ le circuit se déforme, travaille contre le champ magnétique, repousse le flux magnétique dans la charge L_n et d'après la loi de conservation du flux le courant croît.

L'amplification de ce courant est liée à la variation de l'inductance qui décroît d'un facteur 10 en une centaine de microsecondes.

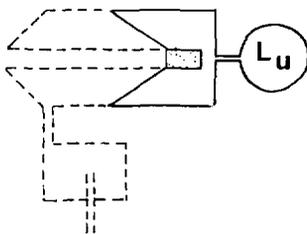
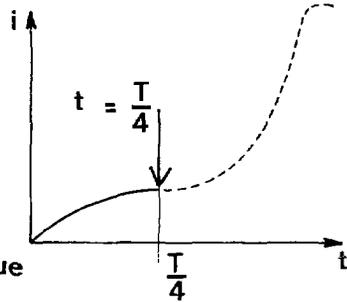
Les avantages de ce type de générateur résident dans le fait que la conservation du flux est assurée à mieux de 70 %. En effet, au niveau du contact mobile, l'angle formé par les lignes de courant est de l'ordre de 6° dans les générateurs plans, alors que dans le cas des hélices $\frac{1}{5}$ il n'est que de 1° . Dans les deux montages l'angle équivalent aux défauts géométriques étant de l'ordre de 1° , on conçoit que l'on puisse perdre beaucoup de flux au niveau du contact mobile dans le cas d'une hélice et que par conséquent la conservation du flux magnétique soit mieux assurée dans le cas plan.



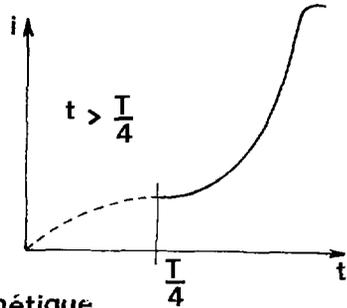
Création du flux initial



Piégeage du flux magnétique



Compression du champ magnétique



V.3.b. Réalisation et résultats expérimentaux /7/

La figure 30 montre une réalisation expérimentale à 2 étages. Les générateurs 1 et 2 jouent le rôle de préamplificateur de l'énergie du banc vis-à-vis de l'étage final n° 3.

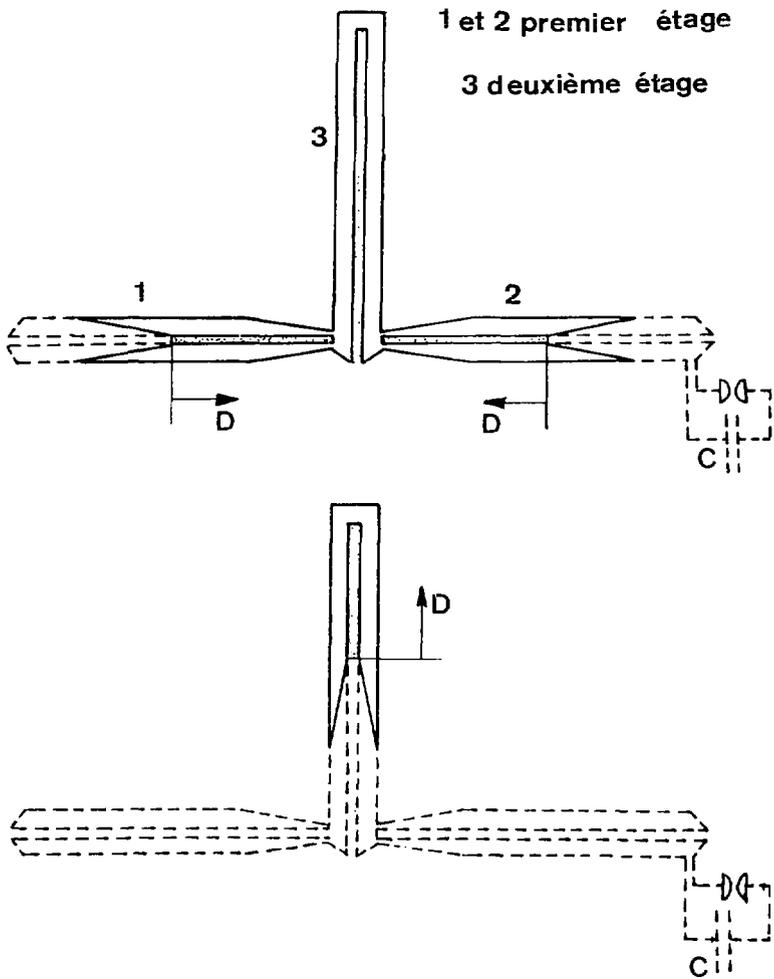
Alors que l'étage final a une variation de largeur exponentielle, le premier étage a une largeur constante.

Il est utilisé environ 2 kg d'explosif du type plastique dans le premier étage et environ 8 kg dans l'étage final, on dispose ainsi d'environ 35 mégajoules d'énergie explosive.

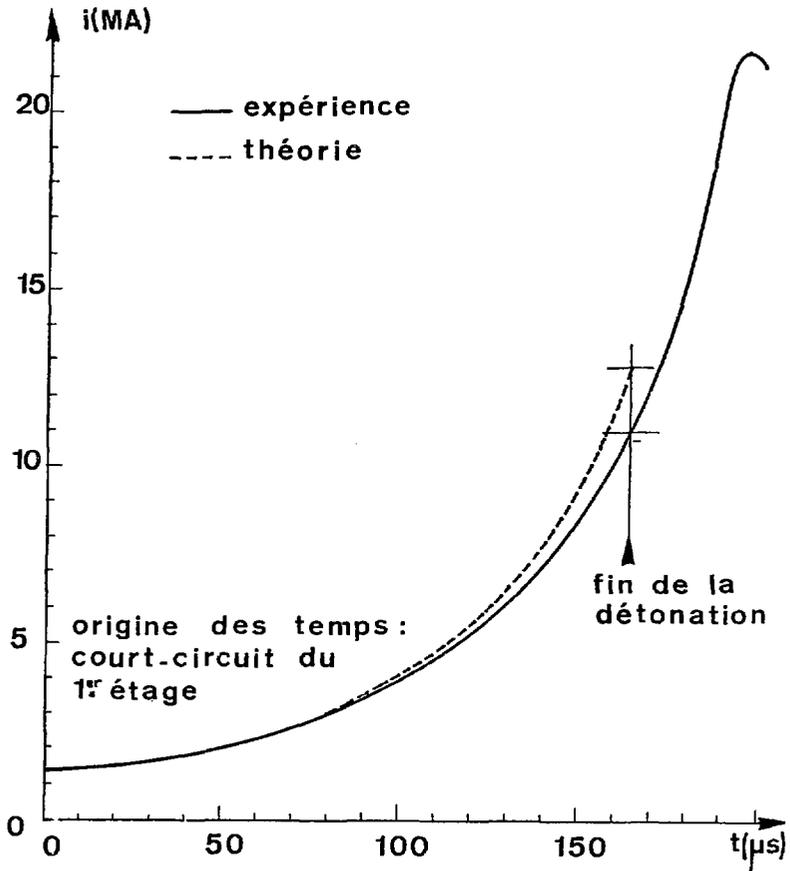
On met simultanément à feu les générateurs 1 et 2 constituant le premier étage et ceux-ci repoussent le flux magnétique dans l'étage final. Remarquons que ces trois générateurs sont électriquement montés en série.

Les premiers essais ont permis d'obtenir 5 MJ d'énergie magnétique soit un rendement global de 15 % ou 22 MA dans une charge inductive fixe de 20 nanohenries.

Sur la courbe 31 on compare un résultat expérimental avec un calcul qui tient compte de la diffusion du champ magnétique dans le conducteur. Le décalage observé est dû au fait que l'onde de détonation est supposée plane dans la théorie alors qu'elle est courbe dans la réalité ce qui, à un instant donné, conduit à une valeur d'inductance supérieure.



- Fig. 30 -



Résultats du second étage

V.4. EXPERIENCE DE COMMUTATION D'ENERGIE AU NIVEAU 400 KJ A L'AIDE D'UN
GENERATEUR PLAN

Le fonctionnement du générateur plan ayant donné entière satisfaction et le principe étant extrapolable à des énergies de plusieurs dizaines de mégajoules, il reste à délivrer l'énergie en des temps de l'ordre de quelques microsecondes.

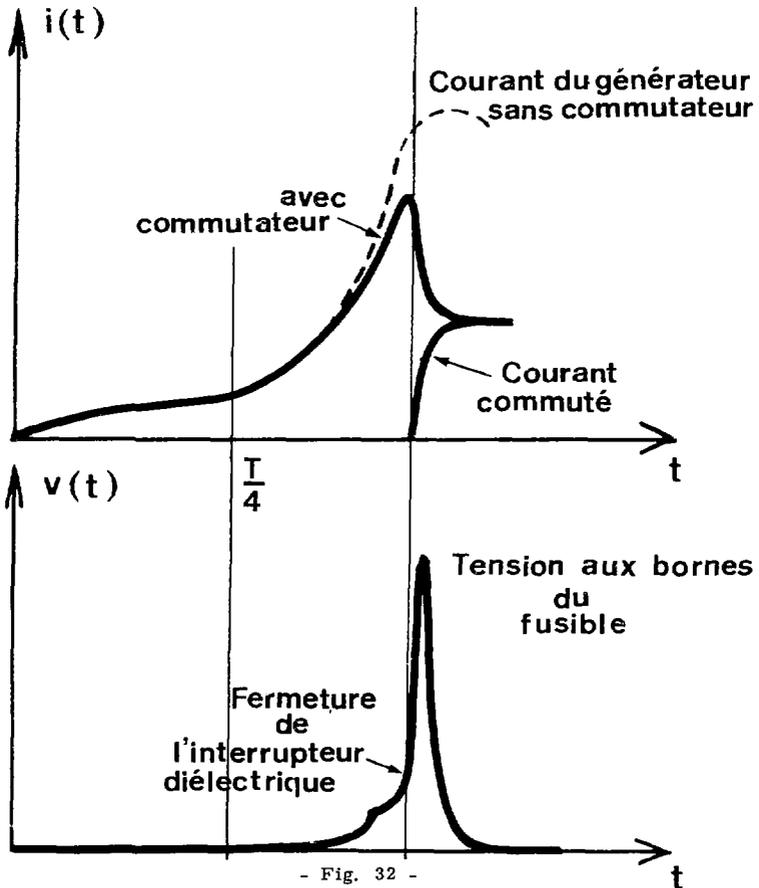
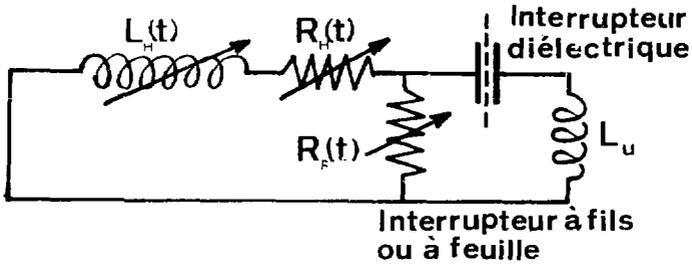
V.4.a. Commutation de l'énergie

Rappelons brièvement le principe de la commutation. Le circuit électrique équivalent de la figure 32 comprend l'inductance $L_H(t)$ du générateur et la résistance équivalente aux pertes de flux $R_H(t)$ et l'inductance L_U de l'utilisation $R_U(t)$ représente la résistance variable de la feuille et l'interrupteur à claquage de diélectrique constituent les éléments de la commutation.

Le circuit étant "ouvert", le courant produit par le générateur passe au travers de la feuille de cuivre. Sous l'action du courant la feuille s'échauffe puis se vaporise donnant naissance à une surtension qui ferme l'interrupteur à diélectrique ; le courant s'établit alors dans la charge.

V.4.b. Résultat

Nous avons réalisé une expérience de commutation au niveau de 350 kJ dans un charge inductive fixe de 50 nanohenries. Sur la figure 8 nous voyons le courant du générateur et d'autre part le courant commuté dans la charge.



- Fig. 32 -

V.5. CONCLUSIONS SUR LES EXPERIENCES DE COMMUTATION D'ENERGIE REALISEES AU MOYEN DE GENERATEURS A EXPLOSIF

La figure 33 montre la progression de l'énergie commutée par ce procédé. Les premiers essais ont utilisé des générateurs hélicoïdaux et la charge dans les premiers essais était une tête Focus détruite à chaque tir fonctionnant au niveau de la dizaine de kilojoules.

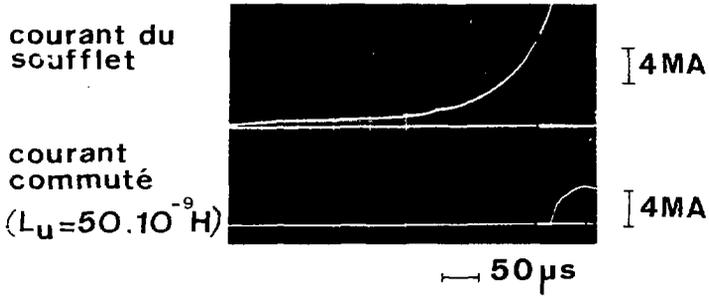
La seconde série d'essais a permis de tester une installation protégée par une casemate au niveau 100 kJ. Au-delà de cette énergie, la technique des générateurs hélicoïdaux a été abandonnée au profit de celle des générateurs plans. Cette nouvelle technique a permis sur charge fixe (50 nanohenries) de commuter 350 kJ. Avec le générateur actuel nous sommes en mesure dès cette année de commuter 1000kJ d'énergie magnétique dans une expérience de plasma non détruite. Il faut remarquer qu'avec ce type de générateur on peut extrapoler jusqu'à des niveaux d'énergie commutée de l'ordre de la dizaine de mégajoules.

V.6. PROJET FOCUS 10 MEGA-AMPERES

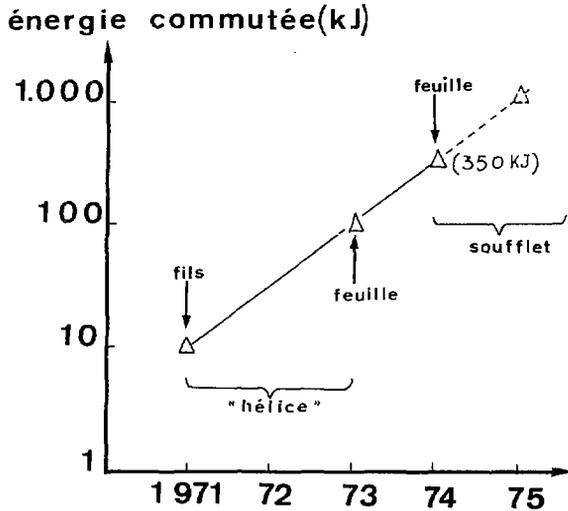
La figure 34 montre un projet réalisable dans un délai d'un à deux ans.

On reconnaît :

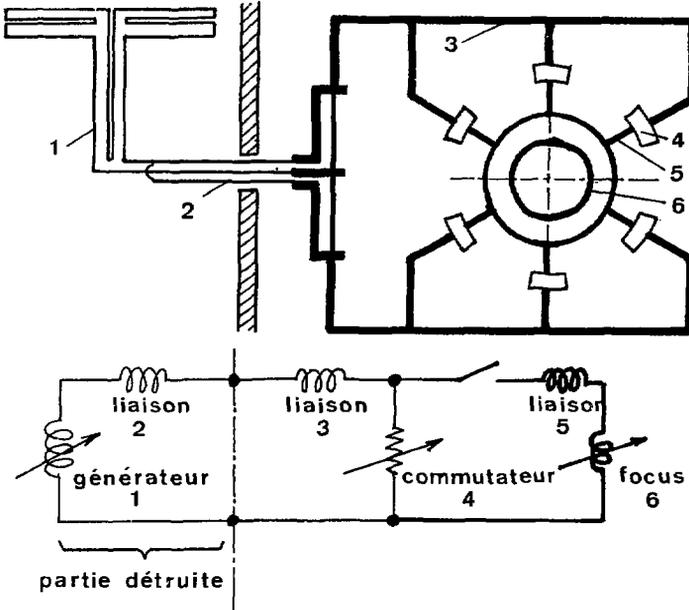
- 1 générateur plan à deux étages, identique à celui qui vient d'être décrit ;
- 1 ligne de transfert constituée par une ligne plate triaxiale et une nappe de câbles coaxiaux ;
- 1 ensemble de modules constitué le commutateur disposé cette fois dans la casemate et le plus près possible de l'expérience Focus.



Tir de commutation (350 kJ)

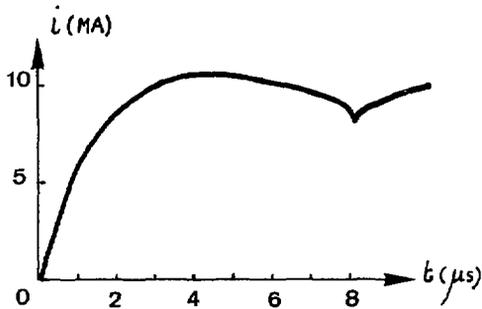


Progression de l'énergie commutée



DIMENSIONS : tête focus : $\varnothing 500_{mm} \varnothing 900_{mm}$

commutateur : $\begin{cases} S \approx 500 \text{ mm}^2 \\ L = 250 \text{ mm} \\ e = 250 \mu\text{m} \end{cases}$ -cuivre-



- Fig. 34 -

Sur le schéma électrique représenté ci-dessous nous avons représenté en bleu la partie détruite à chaque tir.

La proximité des modules de commutation vis-à-vis du canon coaxial permet de réduire au maximum la self-inductance parasite. Celle-ci sera inférieure à 5.10^{-9} H. Ceci permet de diminuer le temps de montée du courant qui traverse le plasma.

Le courant s'établit à la dizaine de méga-ampères en 3 μ s puis il y a un plateau correspondant à la propagation axiale de la nappe de courant. Ce plateau est dû au fait que l'augmentation de l'inductance de la feuille de plasma est compensée par la diminution de l'inductance du générateur. Puis le courant décroît brusquement pendant la compression radiale de la nappe de courant.

Avec la loi de croissance mesurée, expérimentale jusqu'à 3 MA, l'émission neutronique pour 10 MA est de quelques 10^{14} en deutérium (10^{16} en mélange deutérium-tritium).

Avec la technique des condensateurs un banc de 4 MJ serait nécessaire.

Nous avons donc un système fiable, reproductible et extrapolable à des niveaux d'énergie commutée de l'ordre de 10 MJ et unique en son genre.

Il est intéressant de chiffrer le prix de revient d'un tir, par exemple : il serait de 20 000 F environ pour un générateur de 10 MA. Comparativement un banc de condensateur équivalent coûterait 20 MF environ. Nous pensons qu'au niveau du mégajoule ces deux techniques sont équivalentes, mais en revanche à énergie plus élevée la solution des générateurs à explosif est la plus économique.

V I

ETUDE DE L'EMISSION NEUTRONIQUE

A l a i n C O U D E V I L L E

Les différents points que nous allons aborder dans cette dernière partie sont les suivants :

- obtention et interprétation des spectres en énergie des neutrons à l'aide d'un modèle faisceau-cible généralisé qui donne la fonction de distribution des ions accélérés ;
- résolution spatiale et temporelle de la source de neutrons ;
- expérience à 340 kJ et détermination d'une loi d'extrapolation.

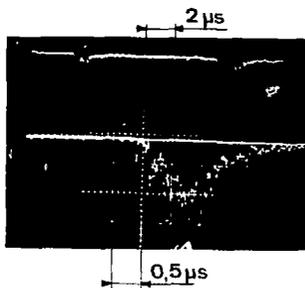
VI.1. SPECTRES EN ENERGIE

Rappelons que l'on utilise la méthode du temps de vol décrite précédemment /2/ pour enregistrer au cours du même tir le spectre dans trois directions. Les détecteurs sont placés à 250 mètres à 0° (à l'avant suivant l'axe des électrodes) et à 45°, à 210 mètres à 90° (fig. 35). On a appelé E_1 l'énergie des neutrons les plus rapides, E_2 l'énergie moyenne du spectre et ΔE sa largeur à mi-hauteur. Compte tenu des caractéristiques de l'émission neutronique le pouvoir de résolution est de l'ordre de 50 keV.

Ces spectres sont interprétés à l'aide d'un modèle faisceau-cible /8-9/ dans lequel la fonction de distribution des ions accélérés est choisie sous la forme d'un produit d'une fonction de E_d (énergie des ions) et d'une fonction de θ_d (angle d'injection), soit :

$$f^1(E_d, \theta_d) = N^{-1} \times \Gamma_d^{+j/2} \times \sum_{i=0}^{i=3} a_{i,j} \cos^i \theta_d$$

0 $L = 258,2\text{m}$

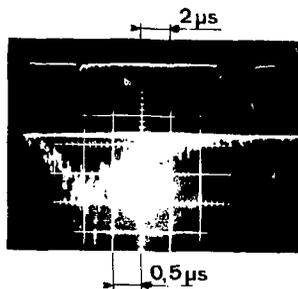


$E_{\gamma} = 3,10\ \text{MeV}$

$E_{\beta} = 2,86\ \text{MeV}$

$\Delta E = 250\ \text{keV}$

45 $L = 258,2\text{m}$

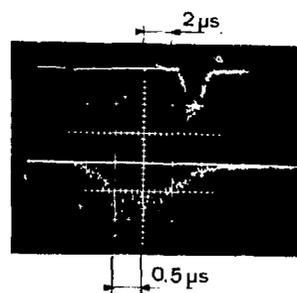


$E_{\gamma} = 3,03\ \text{MeV}$

$E_{\beta} = 2,78\ \text{MeV}$

$\Delta E = 290\ \text{keV}$

90 $L = 210,2\text{m}$



$E_{\gamma} = 3,02\ \text{MeV}$

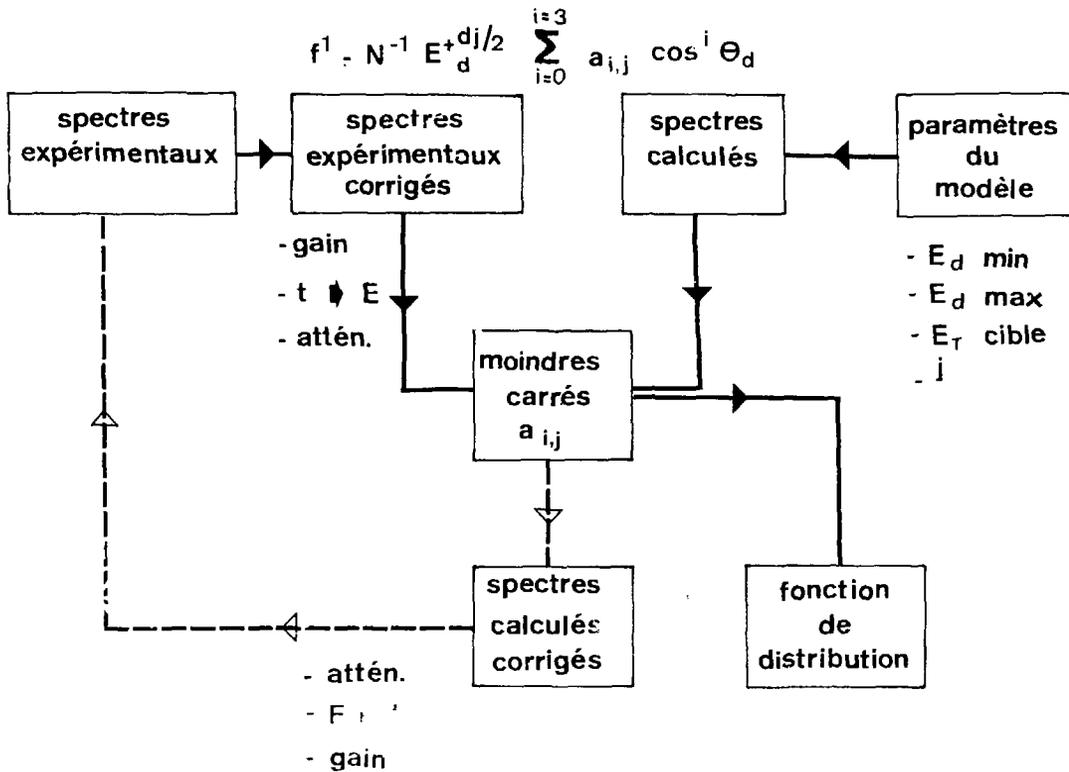
$E_{\beta} = 2,53\ \text{MeV}$

$\Delta E = 340\ \text{keV}$

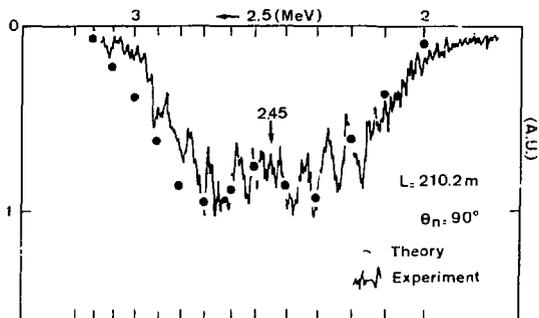
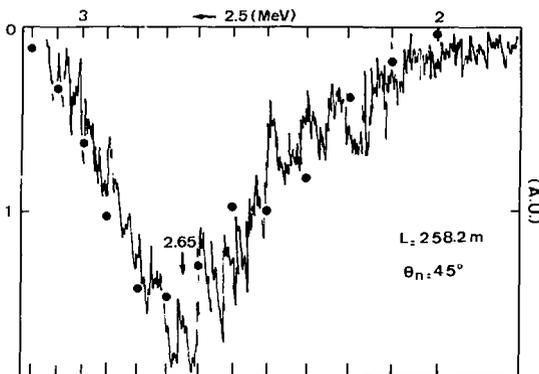
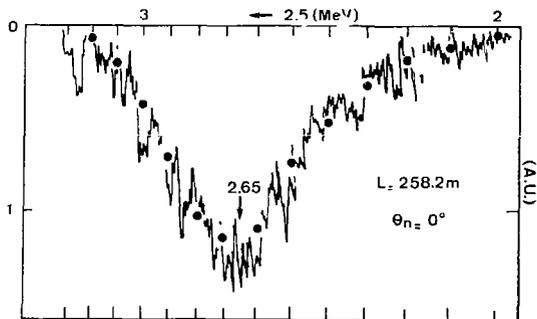
Dans cette expression, N^{-1} est un terme de normalisation $E_d^{+j/2}$ caractérise la dépendance en énergie des deutérons et $\sum_{i=0}^i a_{i,j} \cos^i \theta_d$ la dépendance angulaire, représentée par un polynôme limité à quatre termes, compte tenu du petit nombre de directions de mesure. Dans cette expression les valeurs de j de E_d (minimales et maximales) et de E_T (énergie cinétique de la cible) sont les paramètres que l'on choisit d'après les caractéristiques des spectres expérimentaux. Les $a_{i,j}$ sont calculés par une méthode de lissage suivant le processus résumé sur la figure 36.

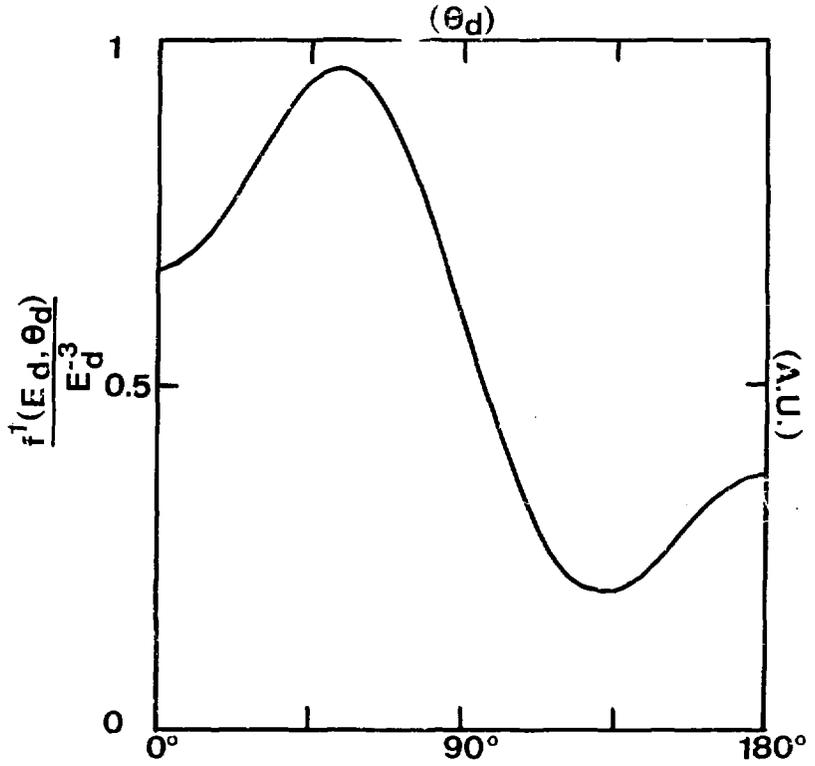
On corrige le spectre expérimental en tenant compte du gain relatif des photomultiplicateurs préalablement étalonnés et de l'atténuation sélective des neutrons dans l'air en fonction de leur énergie. Pour la commodité du calcul on passe du temps à l'énergie.

La comparaison simultanée par la méthode des moindres carrés, des trois spectres calculés et corrigés détermine la valeur des $a_{i,j}$. Si l'écart relatif entre les spectres est inférieur à 20 %, on estime que l'accord est satisfaisant. Pour présenter le résultat par rapport aux spectres expérimentaux, on applique aux spectres calculés une transformation inverse (atténuation, $E \rightarrow t$, gain)(fig. 37). La valeur des différents paramètres est pour cet exemple $E_{d \min} = 30$ keV, $E_{d \max} = 350$ keV, $E_T = 0$ et $j = -6$. La fonction de distribution correspondante est tracée sur la figure 38. On remarque que l'injection est prédominante à 60° , ce qui correspond à un régime de fonctionnement à pression élevée. Dans le cas des tirs à basse pression la fonction de distribution est centrée sur la direction 0° .



- Fig. 36 -





- Fig. 38 -

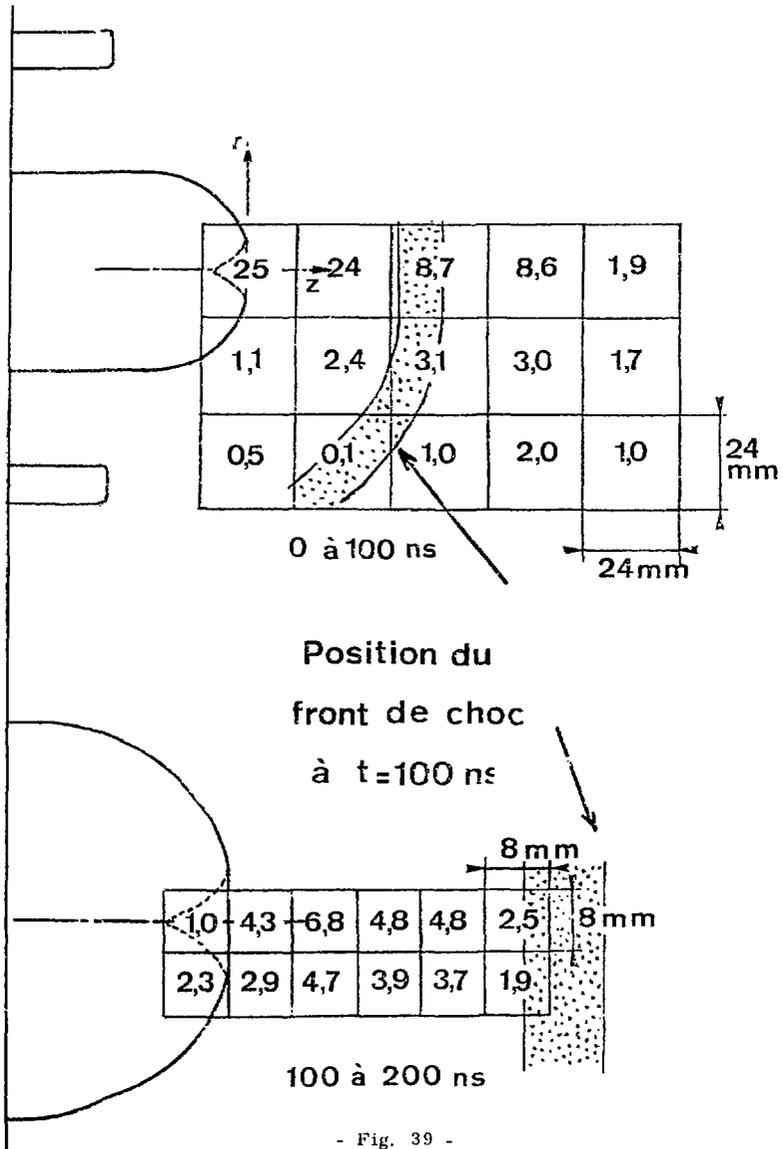
VI.2. RESOLUTION SPATIALE ET TEMPORELLE

A l'aide du dispositif de collimation décrit et schématisé dans la référence /4/ nous étudions la localisation de la source de neutrons ainsi que son évolution temporelle. A 90° de part et d'autre du plasma, on place à 2 mètres deux détecteurs (constitués chacun d'un ensemble scintillateur-photomultiplicateur), protégés contre le rayonnement diffusé. Devant l'un des détecteurs on place un collimateur qui définit une zone d'observation. On déplace ensuite les électrodes pour observer différentes régions du plasma.

Sur la figure 39 on a représenté l'électrode intérieure et la position du front de choc au temps $t = 100$ ns (le temps zéro correspond au début de l'émission neutronique totale) pour deux collimations différentes.

Les nombres portés dans chacune des zones observées représentent une moyenne sur 10 tirs du pourcentage de neutrons émis entre 0 et 100 ns (collimation de 24×24 mm) et entre 100 et 200 ns (collimation de 8×8 mm). On remarque qu'entre 0 et 100 ns des neutrons sont produits au-delà du front de choc dans la zone que nous appelons la bulle d'ionisation. Il n'y a que l'hypothèse du bombardement de ce plasma froid qui peut rendre compte de cette émission, soit 50 % au minimum, de l'émission produite entre 0 et 100 ns.

Grâce à une collimation plus petite 8×8 mm on montre que des neutrons sont produits au voisinage de l'anode à la fin de l'émission neutronique entre 100 et 200 ns, dans une région où la densité est inférieure à 10^{17} cm⁻³, d'après les mesures d'interférométrie.



- Fig. 39 -

Remarquons qu'elle ne représente que 5 à 7 % de l'émission totale. Elle peut être produite au sein d'un plasma peu dense chauffé par résistance anormale ou simplement le résultat du bombardement de cette région par des ions dont l'angle d'injection, d'après la fonction de distribution, est voisin de 180° .

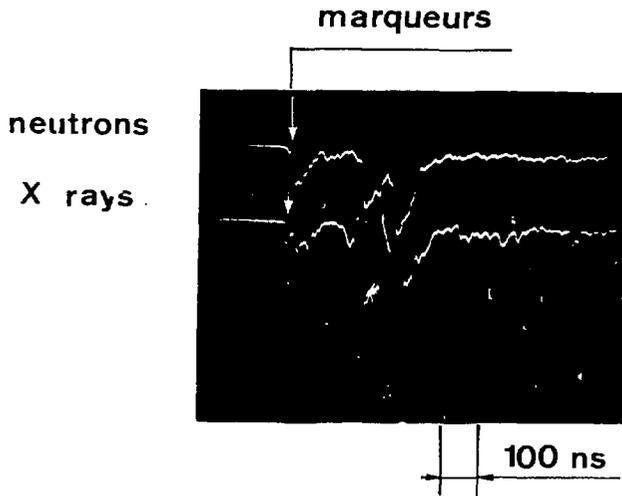
Notons enfin que les évolutions temporelles de l'émission X détectée près de l'anode et de l'émission neutronique totale sont fortement corrélées, ce qui tend à prouver que les mêmes mécanismes sont probablement à l'origine de l'accélération des électrons et des deutérons (fig. 40).

VI.3. EXPERIENCE A 340 kJ

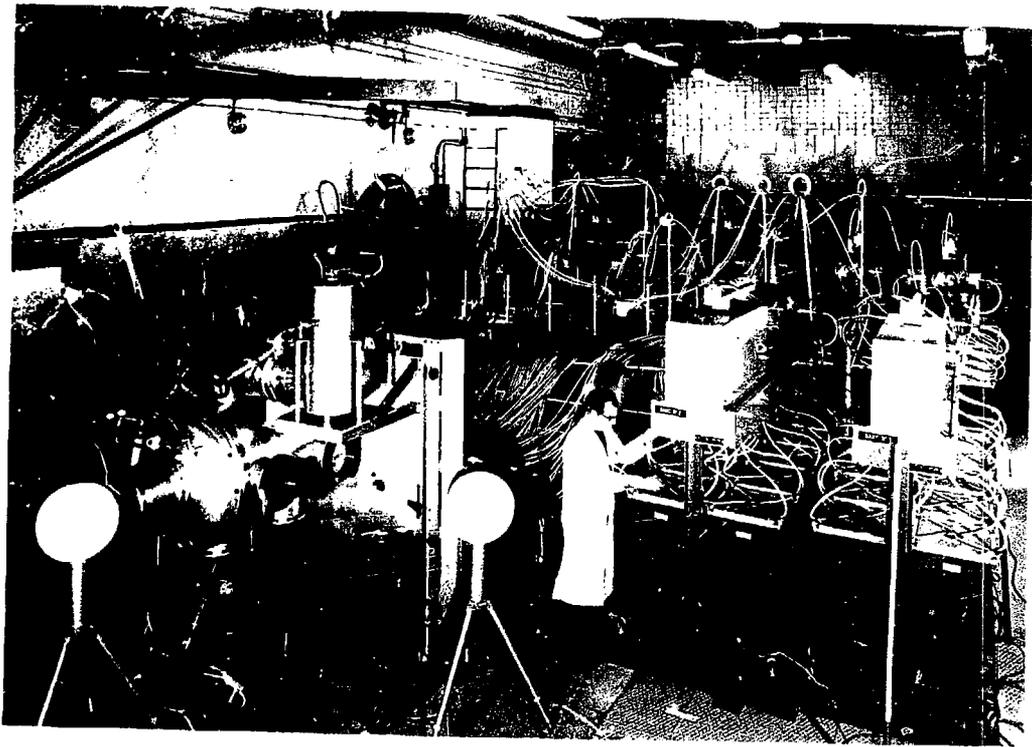
Depuis plusieurs années on s'intéresse comme la plupart des laboratoires étrangers à l'accroissement du nombre de neutrons en fonction de l'énergie stockée. Pour ces études on a développé et mis au point un banc de condensateurs de 340 kJ - 40 kV (fig. 41) qui produit le plasma de deutérium dans l'enceinte visible au premier plan. La géométrie est du type MATHER et le courant maximum est de 2,8 MA. Le nombre moyen de neutrons mesuré à 90° est de $3 \cdot 10^{11}$ mais la valeur maximum mesurée à l'avant est de $1,2 \cdot 10^{12}$.

On a tracé sur la figure 42 l'accroissement du nombre de neutrons en fonction de l'intensité. Chaque rectangle (dispersion sur le nombre de neutrons émis et incertitude sur la mesure du courant) correspond à une expérience particulière effectuée dans des conditions électriques et géométriques données.

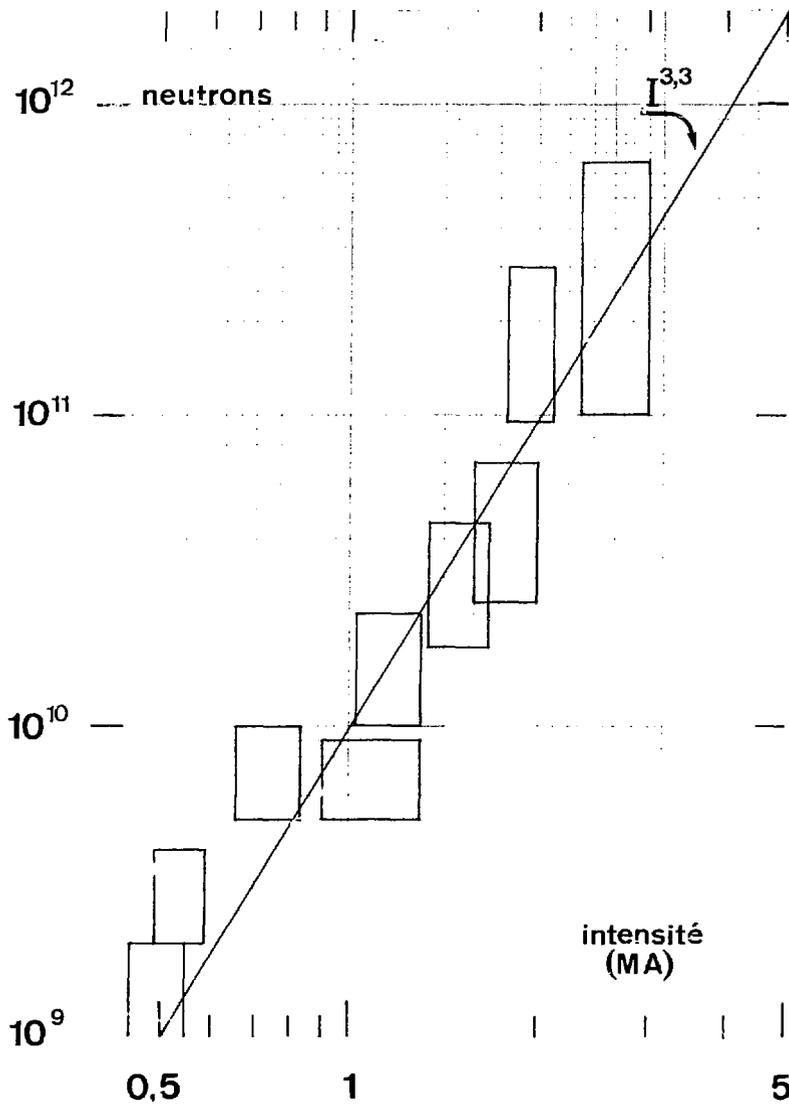
La pente de la droite qui joint ces points expérimentaux montre que le nombre de neutrons croît comme $I^{3,3}$. La représentation en fonction de l'énergie des mêmes résultats expérimentaux montre que $N \propto W^{1,57}$. Cette loi est très voisine de la loi en W^2 publiée par d'autres laboratoires. Ce qui est important, c'est que le rendement N/W augmente avec l'énergie stockée.



- Fig. 40 -



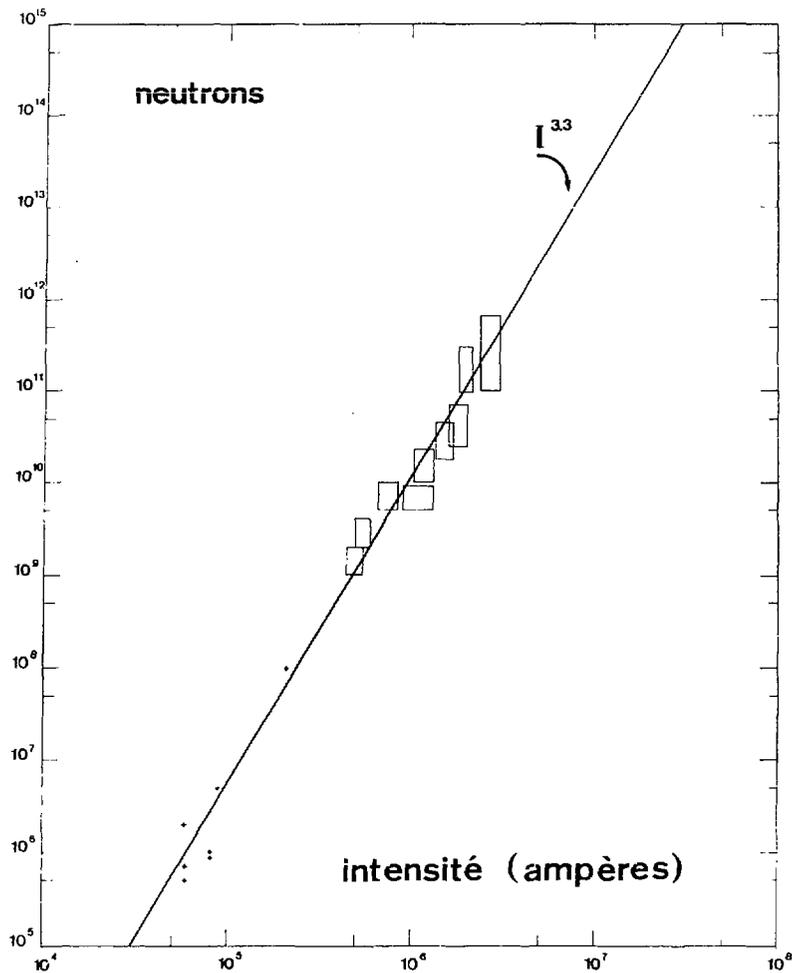
- Fig. 41 -



- Fig. 42 -

Nous allons maintenant essayer de généraliser cette loi d'extrapolation en prolongeant vers les intensités plus faibles la droite précédente (figure 43). Les croix portées sur ce nouveau diagramme correspondent au nombre de neutrons émis par un pinch Z non cylindrique /10/ et celle placée à 10^8 est relative à une expérience Focus de faible énergie fonctionnant à l'Université de Darmstadt /11/. Apparemment nous sommes en présence du même mécanisme physique qui fait varier l'émission neutronique sur six ordres de grandeur.

En fait, la comparaison avec les pinch Z peut s'étendre à d'autres mesures expérimentales. En particulier, les caractéristiques des spectres en énergie des neutrons /12 - 13/ sont tout à fait comparables (en tenant compte de la polarité des électrodes)/14/ à ce que l'on obtient avec le plasma de l'expérience Focus à plus haut niveau. Citons enfin pour terminer que le nombre de neutrons mesuré à l'extérieur de la chambre d'un pinch Z derrière la cathode peut être quatre fois plus grand que celui mesuré derrière l'anode /14/. On obtient également des anisotropies de cet ordre avec l'expérience Focus fonctionnant en basse pression.



- Fig. 43 -

V I I

E V O L U T I O N D U P R O G R A M M E D ' E X P E R I E N C E S

A n d r é B E K I A R I A N

Essayons de rappeler sous forme très condensée les points essentiels des exposés que nous venons d'entendre :

I. LES NEUTRONS.

Leur spectre observé est compatible avec l'hypothèse de leur production à partir des ions D accélérés. Une part importante d'entre eux provient clairement de la bulle bombardée par les deutons.

II. LE RAYONNEMENT X.

Il provient en grande partie du bombardement de l'anode par des faisceaux d'électrons émis au sein du plasma. L'évolution temporelle du rayonnement X est similaire à celle de l'émission neutronique.

III. PHENOMENES ANORMAUX DE TRANSPORT.

Grâce à l'étude par diffusion THOMSON, on met en évidence des instabilités liées au courant. Grâce aux mesures électromagnétiques, on montre qu'une résistance anormale met en défaut la loi de décroissance de la résistivité avec la température.

IV. LOI D'ECHELLE.

Le nombre de neutrons varie comme $I^{3,3}$. Alors qu'on cherchait à montrer que le plasma Focus était thermique afin de bénéficier des lois d'échelle, on s'aperçoit qu'on bénéficie d'une loi d'échelle très encourageante tout en ayant montré que le plasma n'est certainement pas thermique.

Arrivé à ce stade des études, il convient de s'interroger sur l'évolution possible du programme Focus. Il faut certainement le faire dans un cadre général, sans même se limiter à ce qu'il est possible ou pensable

de faire à Limeil, mais en tenant compte seulement de la connaissance que nous avons de ce plasma et de la technologie présente.

On a représenté sur le tableau IV les sujets d'étude possibles pour différentes gammes d'intensité de la décharge en faisant figurer ce qui peut être entrepris à Limeil avec les appareils actuels et ce qui nous semble en tout état de cause devoir être entrepris. La gamme > 5 MA peut être étudiée dans un certain nombre de laboratoires étrangers : FRASCATI, KIRTLAND, LIVERMORE.

Les points qui nous semblent essentiels sont les suivants :

- d'une part, approfondir l'étude des phénomènes de chauffage dans la phase terminale. Cette étude est essentielle pour la compréhension du comportement de toute une classe de plasmas, certainement au-delà même du seul plasma Focus. De caractère assez fondamental, ce travail devrait se prolonger encore sur une période de 2 ans.
- d'autre part, poursuivre l'étude des rayonnements émis par le plasma (X, n) en vérifiant les lois d'échelle sur les deux types de rayonnement et avec une gamme élargie. Les résultats de haute énergie peuvent être attendus de FRASCATI. Nous pouvons pour ce qui nous concerne faire quelques expériences à basse intensité. Parallèlement à cette étude de la production des rayonnements, on examinera les dispositifs permettant d'expérimenter à l'aide de ces rayonnements. Ce type de travail peut s'étendre sur plusieurs années.

A côté de ces points essentiels, on a mentionné deux activités possibles :

- l'utilisation de générateurs de courant à explosif permettant une extrapolation utilitaire en énergie ;
- l'utilisation du gaz DT donnant une production de neutrons de 14 MeV particulièrement importante ($5 \cdot 10^{13}$ à 10^{14} pour un banc de 3 MA).

Tableau IV

I	Connaissance		Rayonnement X	n	
	Claquage	Phase terminale		loi d'échelle	DT
50 - 150 kA					
500 kA - 3 MA		Chauffage	1,5 MA ~ 100 J	3 MA ~ 10 ¹²	3 MA - 5.10 ¹³ - 10 ¹⁴
> 5 MA FR. KIR. LLL.			5 MA ~ 1-10 kJ	5 MA ~ 10 ¹³	

Périphérie : Générateur à explosif
Préparation irradiation
Réflexion sur la structure

— : ce qui peut être entrepris

- - - : ce qui devrait être entrepris

R E F E R E N C E S

- /1/ A. BERNARD, A. JOLAS, J. LAUNSPACH et J.P. WATTEAU
Etude d'une décharge linéaire non-cylindrique par interférométrie
holographique
Plasma Physics, 15, (1973), p. 1019
- /2/ A. BERNARD, A. COUDEVILLE, A. JOLAS, J. LAUNSPACH, J. de MASCUREAU
Experimental studies of the plasma Focus and evidence for nonthermal
processes
The Physics of Fluids, 18, (1975), p. 180
- /3/ A. JOLAS
Mesure par diffusion THOMSON de la température ionique du plasma de
l'expérience "Focus"
Rapport CEA-R-4489 (1973)
- /4/ A. BERNARD, A. COUDEVILLE, J.P. GARÇONNET, P. GENTA, A. JOLAS,
Y. LANDURE, J. de MASCUREAU, 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,
Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (International
Atomic Energy Agency, Vienna), 3, 1975, p. 83
ou note CEA n° 1855/74 du 7.11.1974
- /5/ B. ANTONI, C. NAZET
Etude expérimentale et théorique des générateurs de courant explosifs
hélicoïdaux à compression de champ magnétique
Rapport CEA-R 4662 (juillet 1975)

- /6/ B. ANTONI, C. NAZET
Etude expérimentale de générateurs plans à explosif par compression de champ magnétique
W/PG DU.0058 (8/1974)
- /7/ B. ANTONI, C. NAZET
Résultats obtenus en 1974 pour l'étude des générateurs explosifs de type soufflet à deux étages
Communication privée
- /8/ Ph. GENTA, F. MILLET, R. VEZIN
Calcul des spectres neutroniques dus aux réactions nucléaires dans les plasmas de deutérium type Focus
Note CEA n°1711 (1974)
- /9/ Ph. GENTA, F. MILLET, R. VEZIN
Calcul à partir des spectres expérimentaux d'une fonction de distribution des deutérons accélérés
Note CEA n° 1803 (1975)
- /10/ A. COUDEVILLE, A. JOLAS, J.P. WATTEAU
Production of neutrons by a non cylindrical Z-pinch
Proceedings of the A.P.S. Topical Conference on Pulsed High Density Plasmas
Los Alamos Sept. 1967
- /11/ L. MICHEL, K.H. SCHÖNBACH, H. FISCHER
Neutron emission from a small 1 kJ plasma Focus
Applied Physics Letters, 24, (1974), p. 57

- /12/ V.V. ALEKSANDROV, N. I. KOVAL'SKII, S. Yu. LUKYANOV, V.A. RANTSEV-KARTINOV,
M.M. STEPANENKO
Development of instability and the neutron emission by a Z-pinch
J.E.T.P., 37, (1973), p. 662
- /13/ S.A. COLGATE
Neutron production in the pinch due to instability break-up
University of California Radiation Laboratory Report, UCRL-4702 (1956)
- /14/ R.E. DUNWAY, J.A. PHILLIPS
Neutron generation from straight pinches
Journal of Applied Physics, 29, (1958), p. 1137

Manuscrit reçu le 9 novembre 1976



Achevé d'imprimer
par
le CEA, Service de Documentation, Saclay
Janvier 1977

DEPOT LEGAL
1er trimestre 1977

La diffusion, a titre d'échange, des rapports et bibliographies du Commissariat à l'Energie Atomique est assurée par le Service de Documentation, CEN-Saclay, B.P. n° 2, 91 190 Gif-sur-Yvette (France).

Ces rapports et bibliographies sont également en vente à l'unité auprès de la Documentation Française, 31, quai Voltaire, 75007 - PARIS.

Reports and bibliographies of the Commissariat à l'Energie Atomique are available, on an exchange basis, from the Service de Documentation, CEN-Saclay, B.P. n° 2, 91 190 - Gif-sur-Yvette (France).

Individual reports and bibliographies are sold by the Documentation Française, 31, quai Voltaire, 75007 - PARIS.

Edité par
le Service de Documentation
Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Boîte Postale n° 2
91190 - Gif-sur-YVETTE (France)