

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

---

E.41

CARACTERISTIQUES D'UN SPECTROMETRE  
A NEUTRONS RAPIDES POUR LA MESURE  
DU SPECTRE EN ENERGIE  
DES NEUTRONS DE FISSION

*par*

*André BERTIN, Joël FREHAUT*

Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel

Rapport CEA-R-4895

## 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 matières radioactives
B 13	Radiochimie et chimie nucléaire	E 16	Accélérateurs
B 14	Chimie sous rayonnement	E 17	Essais des matériaux
B 15	Corrosion	E 20	Réacteurs nucléaires (en général)
B 16	Traitement du combustible	E 30	Réacteurs nucléaires (types)
B 21	Métaux et alliages (production et fabrication)	E 40	Instrumentation
B 22	Métaux et alliages (structure et propriétés physiques)	E 50	Effluents et déchets radioactifs
B 23	Céramiques et ciments		
B 24	Matières plastiques et autres matériaux	F 10	Economie
B 25	Effets des rayonnements sur les propriétés physiques des matériaux	F 20	Régulation nucléaire
B 30	Sciences de la terre	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-4895

*Cote-matière de ce rapport : E.41*

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

<i>en français</i>	<i>en anglais</i>
[00] NEUTRONS DE FISSION SPECTRES D'ENERGIE DOMAINE DU MeV	[00] FISSION NEUTRONS ENERGY SPECTRA MeV RANGE
[01] ETALONNAGE SPECTROMETRES A NEUTRONS SPECTROMETERS A TEMPS DE VOL PRECISION FIABILITE RESOLUTION EN ENERGIE	[01] CALIBRATION NEUTRON SPECTROMETERS TIME-OF-FLIGHT SPECTROMETERS ACCURACY RELIABILITY ENERGY RESOLUTION
[02] CALIFORNIIUM 252 FISSION SPONTANEE	[02] CALIFORNIUM 252 SPONTANEOUS FISSION

CLA-R-4895 - BERTIN André, FRIHAUT Joël

CHARACTERISTICS D'UN SPECTROMÈTRE À NEUTRONS RAPIDES POUR LA MESURE DU SPECTRE EN ÉNERGIE DES NEUTRONS DE FISSION

Sommaire.- Ce rapport décrit un spectromètre de neutrons par temps de vol, qui est utilisé pour mesurer le spectre en énergie des neutrons de la fission de  $^{235}\text{U}$  et  $^{239}\text{Pu}$  induite par les neutrons rapides (mesures présentées dans un rapport séparé). Les neutrons de fission sont détectés par un scintillateur liquide NE 213 ( $\emptyset = 10$  cm, ép. = 5 cm) associé à un photomultiplicateur XP 1041. Un effort important a été fait pour obtenir une détermination précise de l'efficacité et de la calibration en énergie dans la gamme de 0,1 à 15 MeV. La reproductibilité des mesures a été obtenue en stabilisant le gain du photomultiplicateur. Afin d'illustrer les possibilités du spectromètre, le spectre en énergie des neutrons de la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  a été mesuré par temps de vol. Les rayons gamma prompts de fission ont été utilisés pour identifier l'instant où une fission se produit. Des mesures réalisées à plusieurs mois d'intervalle donnent des résultats cohérents. Le spectre obtenu est bien représenté par une loi de MAXWELL pour la partie située au-dessus de 1 MeV. Au dessous de 1 MeV, on observe un excès de neutrons par rapport à cette loi. Ces résultats sont discutés et comparés aux autres mesures publiées.

./.

CLA-R-4895 - BERTIN André, FRIHAUT Joël

CHARACTERISTICS OF A FAST NEUTRON SPECTROMETER USED FOR FISSION NEUTRON ENERGY SPECTRUM MEASUREMENTS

Summary.- A fast neutron spectrometer using the time-of-flight technique has been developed for fission neutron energy spectrum measurements in the case of fast neutron induced fission in  $^{235}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$  (such measurements are presented in a separate report). The fission neutrons are detected using a NE 213 liquid scintillator 10 cm in diameter and 5 cm thick associated with a XP 1041 photomultiplier tube. A major effort has been made to obtain an accurate experimental determination of the detection efficiency and of the energy calibration in the range 0.1 to 15 MeV. The reproducibility of the measurements has been obtained by stabilizing the photomultiplier gain. In order to illustrate the possibilities of the spectrometer, the  $^{252}\text{Cf}$  prompt fission neutron spectrum has been measured using the time-of-flight technique. The fission events were identified by using the prompt fission  $\gamma$ -rays. Consistent results have been obtained for measurements performed several months apart. The measured spectrum exhibits a Maxwellian shape above 1 MeV, while an excess of neutrons is observed at lower energies. The present results are discussed and compared with previous measurements.

./.

- Rapport C.I.A-R-4895 -

Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel

CARACTERISTIQUES D'UN SPECTROMETRE A NEUTRONS RAPIDES  
POUR LA MESURE DU SPECTRE EN ENERGIE DES NEUTRONS DE FISSION

par

André BERTIN, Joël FREHAUT

- Janvier 1978 -

## TABLE DES MATIERES

RESUME -

ABSTRACT -

I - INTRODUCTION -

II - TECHNIQUE EXPERIMENTALE -

III - CARACTERISTIQUES DU SPECTROMETRE A NEUTRONS -

1. - Système de stabilisation du gain.
2. - Détermination du seuil de détection.
3. - Réponse relative du détecteur pour des protons et des électrons.
4. - Calibration du gain.
5. - Mesure de l'efficacité.
  - a - Comparaison avec un détecteur à BF<sub>3</sub>.
  - b - Distribution angulaire de la réaction D(d,n)<sup>3</sup>He.
  - c - Particule associée de la réaction D(d,n)<sup>3</sup>He.
  - d - Simulation par MONTE-CARLO.
6. - Calibration et résolution en énergie.

IV - ETUDE DU SPECTRE EN ENERGIE DES NEUTRONS DE LA FISSION SPONTANEE DU <sup>252</sup>Cf

1. - Méthode expérimentale.
2. - Précision de la mesure.
3. - Spectre en énergie des neutrons de la fission spontanée du <sup>252</sup>Cf.
4. - Comparaison des résultats.

V - CONCLUSION -

REFERENCES -

TABEAU ET FIGURES -

## I - INTRODUCTION -

La méthode du temps de vol est couramment employée pour la mesure du spectre en énergie des neutrons de fission. Nous l'avons mise en œuvre en vue de mesurer le spectre en énergie des neutrons de la fission de  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  et  $^{239}\text{Pu}$  induite par des neutrons rapides, en utilisant un faisceau pulsé pour produire des neutrons incidents monocinétiques.

Les neutrons de fission sont détectés par un scintillateur liquide NE 213 ( $\varnothing = 10\text{cm}$ , ép. =  $5\text{cm}$ ) couplé optiquement à un photomultiplicateur XP 1041. Le proton de recul interagit dans le scintillateur pour donner une impulsion lumineuse. L'amplitude de l'impulsion électrique qui en résulte à la sortie du photomultiplicateur dépend de l'énergie du neutron. Le seuil de détection est déterminé par un seuil sur l'amplitude de l'impulsion. L'instant d'arrivée de l'impulsion sert à déterminer l'énergie du neutron par temps de vol.

Nous présentons dans ce rapport les principales caractéristiques de ce détecteur, ainsi que les solutions que nous avons retenues pour assurer la stabilité et la reproductibilité de ses caractéristiques. Ce dernier point est particulièrement important, car les mesures de spectre en énergie de neutrons de fission sont généralement assez longues, et la qualité du résultat est directement liée à la stabilité dans le temps de la chaîne de mesure.

La mise au point de l'appareillage a été réalisée à l'aide d'une source de fission spontanée de  $^{252}\text{Cf}$ , et nous présentons également les résultats que nous avons obtenus à partir de cette source pour le spectre en énergie des neutrons de fission du  $^{252}\text{Cf}$ .

## II - TECHNIQUE EXPERIMENTALE -

La figure 1 présente le dispositif expérimental utilisé pour les mesures du spectre en énergie des neutrons de la fission de  $^{235}\text{U}$  et  $^{238}\text{U}$  induite par des neutrons rapides. Un faisceau pulsé de neutrons monocinétiques irradie les dépôts fissiles d'une chambre à fission. Ce faisceau est collimaté, afin de réduire la diffusion des neutrons sur les matériaux qui constituent l'ossature de la chambre à fission. Les neutrons émis sont détectés à  $90^\circ$  par rapport à la direction du faisceau incident. Le détecteur est entouré d'une protection massive composée de fer, de plomb, et d'un mélange de paraffine et de carbonate de lithium, afin de réduire le bruit de fond ambiant (neutrons diffusés, rayons  $\gamma$  de capture). De plus, une barre

d'ombre en fer protège le détecteur et sa protection de la vue directe de la cible productrice de neutrons.

L'énergie des neutrons de fission est déterminée à partir de la mesure du temps qui s'écoule entre la production d'un paquet de neutrons dans la cible et leur détection. L'information fission, qui correspond à la détection d'un fragment dans la chambre à fission, est utilisée comme condition pour la mesure du temps de vol. L'instant de production d'un paquet de neutrons incidents est repéré par le signal délivré par un tube de prise de temps placé près de la cible, et traversé par le faisceau d'ions de l'accélérateur. Ces mesures sont décrites et discutées dans un rapport séparé [1].

Le détecteur de neutrons est constitué :

a) - d'un scintillateur liquide NE 213 contenu dans une capsule cylindrique de 10cm de diamètre et de 5cm d'épaisseur. Ce liquide scintillant est choisi pour ses propriétés de discrimination de forme entre les neutrons et les rayons gamma.

b) - d'un photomultiplicateur rapide XP 1041 à large photocathode, couplé optiquement au scintillateur. Il est équipé d'un culot ORTEC 271 comportant deux sorties :

- une voie rapide avec un discriminateur ayant un système de compensation en temps pour la mesure du temps de vol.

- une voie linéaire permettant d'une part de fixer le seuil de détection et d'autre part de discriminer les neutrons des rayons gamma.

La figure 2 présente le schéma de principe de la mesure. Le signal de la voie rapide, après mise en forme, commande l'entrée marche d'un convertisseur temps-amplitude (CTA). L'entrée arrêt est commandée par le signal de la prise de temps, convenablement amplifié et mis en forme. Le signal de ce convertisseur, qui caractérise le temps de vol du neutron détecté, est analysé par un codeur d'amplitude sous deux conditions :

a) - que la chambre à fission ait détecté un fragment de fission (coïncidence C1).

b) - que le signal délivré par le photomultiplicateur soit au-dessus du seuil de discrimination et corresponde à la détection d'un neutron (coïncidence C2). Cette information est obtenue à partir du signal de la voie linéaire : le discriminateur D permet de fixer le seuil de détection et, d'autre part, délivre son signal avec un retard qui est en fonction du temps

de décroissance de l'impulsion qu'il reçoit, c'est à dire de la nature de la particule détectée (neutron ou gamma). Cette information en temps est transformée en une information en amplitude (CTA2). Un analyseur monocanal (AM) permet de ne conserver que les amplitudes correspondant à la détection d'un neutron.

Avec cet ensemble de détection, nous désirons mesurer le spectre en énergie des neutrons de fission dans une plage assez large, entre 50 keV et 20 MeV. Cependant la réponse du scintillateur aux protons de recul n'est pas linéaire, ce qui impose une assez grande dynamique sur la voie linéaire. De ce fait il n'est pas possible de réaliser une bonne discrimination neutron-gamma sur toute la gamme à l'aide d'un seul discriminateur de forme (D), et nous avons été amenés à séparer la sortie linéaire en deux voies, comportant chacune un amplificateur et un discriminateur de forme; l'une est réglée pour les basses énergies, et l'autre pour les hautes énergies. Une zone de recouvrement permet d'assurer une bonne calibration relative des deux voies.

Les zones d'analyse retenues sont :

- voie basse énergie :  $0,135 < E_n < 1 \text{ MeV}$       $R \approx 15$
- voie haute énergie :  $0,9 < E_n < 20 \text{ MeV}$       $R \approx 90$
- $R$  = dynamique en amplitude pour les protons de recul

La qualité d'une mesure dépend essentiellement d'une bonne connaissance de l'efficacité du détecteur en fonction de l'énergie des neutrons. L'efficacité est directement liée au seuil de détection, qui doit donc d'une part rester stable dans le temps et d'autre part être bien connu, car c'est un paramètre essentiel pour le calcul de l'efficacité par une méthode de MONTE-CARLO. Nous développerons, dans le paragraphe suivant, l'étude du système de stabilisation que nous avons adopté, et la méthode de détermination du seuil. Nous présenterons ensuite les différentes mesures d'efficacité que nous avons réalisées, ainsi que la méthode de calibration du gain qui permet d'assurer une bonne reproductibilité des mesures. Nous étudierons enfin la résolution en énergie de la chaîne de détection.

### III - CARACTERISTIQUES DU SPECTROMETRE A NEUTRONS

#### 1. - Système de stabilisation du gain

Il est bien connu que l'efficacité de ce type de détecteur est directement liée à la valeur du seuil de détection qui doit donc rester parfaitement stable dans le temps. On peut considérer que le seuil électronique

(discriminateur D, figure 2) a une stabilité relativement bonne. Par contre, l'amplitude de l'impulsion délivrée par le photomultiplicateur est sensible aux variations de température du détecteur de neutrons. Le déplacement de celui-ci (par exemple : agitation du liquide) conduit parfois à modifier de plus de 20% le gain et par suite, le seuil de détection pour un même seuil électronique.

Pour remédier à ces inconvénients, on stabilise le gain de la voie linéaire. Le schéma de principe est donné sur la figure 3. Une impulsion lumineuse de grande stabilité en amplitude, délivrée par une photodiode (MV 10 B MONSANTO), est appliquée directement sur le scintillateur. Une thermistance compense les variations de la luminescence avec la température. L'impulsion lumineuse est convertie par le photomultiplicateur. Elle apparaît sous forme d'un pic dans le spectre en amplitude des protons de recul, à une amplitude suffisamment grande pour rendre sensibles les variations éventuelles du gain (équivalente à celle obtenue pour des neutrons de l'ordre de 5 MeV).

Un stabilisateur de pic (modèle A22 INTERTECHNIQUE) est placé en série entre le photomultiplicateur et les deux amplificateurs des voies linéaires. Il compense les dérives, qui se traduisent par un déplacement du pic sur l'analyseur d'amplitude chargé de ce contrôle. On stabilise simultanément le zéro de l'analyseur sur un pic de référence fourni par un générateur de précision.

Pour ne pas perturber l'acquisition des données pendant les mesures en fission, nous effectuons périodiquement d'une façon automatique le contrôle de la dérive. Pendant le cycle de stabilisation, l'acquisition des données est interrompue. En général, ce contrôle est effectué pendant 10 secondes toutes les 15 minutes. Ces 10 secondes sont suffisantes pour réajuster les dérives courantes.

Ce dispositif peut rattraper des variations de gain de  $\pm 15\%$ . En pratique, les dérives sont bien au-dessous de cette valeur. Cependant, il n'est pas rare de constater sur des mesures de plusieurs jours, des variations du seuil en énergie de l'ordre de 4 à 5% lorsque les expériences ne sont pas faites dans des locaux climatisés.

L'efficacité du système de stabilisation est illustrée sur la figure 4, qui présente le pic en amplitude obtenu avec la photodiode pour deux mesures successives réalisées respectivement avec et sans stabilisation. Pour chaque mesure, le spectre en amplitude est enregistré pendant 60 secondes toutes les heures, et pendant 24 heures. Ces mesures ont été réalisées dans

un local non climatisé, à une période où l'écart maximum de température était de 15 degrés par 24 heures. Pour ces deux mesures, le zéro de l'analyseur était stabilisé.

## 2. - Détermination du seuil de détection.

La connaissance précise du seuil de détection des neutrons est nécessaire pour calculer l'efficacité du détecteur par la méthode de MONTE-CARLO. Une détermination directe de ce seuil est assez longue, car la réponse du scintillateur n'est pas une fonction linéaire de l'énergie des protons de recul. Par contre, la réponse est une fonction linéaire de l'énergie pour des électrons Compton et, d'autre part, la réponse relative pour des protons et des électrons est indépendante du gain et peut donc être déterminée une fois pour toutes pour un scintillateur donné (voir paragraphe suivant).

Une méthode rapide et précise pour déterminer le seuil consiste donc à enregistrer les spectres en amplitude pour quelques sources de rayons  $\gamma$  de différentes énergies. Au point d'inflexion de la queue à haute énergie de chaque spectre correspond l'énergie maximum  $E_e$  des électrons Compton, qui est reliée à l'énergie  $\gamma$  par la relation:

$$E_e = \frac{2E_\gamma^2}{m_0c^2 + 2E_\gamma} \quad \text{où } m_0c^2 = 0,510 \text{ MeV}$$

On peut ainsi déterminer rapidement la droite d'étalonnage, puis la valeur du seuil pour les électrons Compton, à partir de la forme des spectres à basse énergie. La correspondance en énergie de neutrons pour le seuil est ensuite déterminée à partir de la réponse relative du scintillateur pour les protons et les électrons.

Cela est illustré sur la figure 5, qui présente le spectre en amplitude enregistré pour une source de rayons  $\gamma$  de 60 keV ( $^{241}\text{Am}$ ). Nous avons également porté la courbe d'étalonnage en énergie d'électrons et de neutrons de la réponse du détecteur (voir paragraphe suivant). Le seuil de détection effectif, déterminé par la voie linéaire (courbe 3) correspond à une énergie d'électrons comprise entre 5 et 15 keV, et une énergie de neutrons comprise entre 70 et 200 keV. Le seuil de la voie rapide (courbe 2), qui correspond aux impulsions prises en compte pour la mesure du temps de vol, et le seuil du codeur (courbe 1) sont évidemment inférieurs au seuil effectif. On constate que l'énergie seuil n'est pas parfaitement définie mais distribuée entre deux énergies. Ceci est dû au fait que le spectre expérimental résulte de la convolution du spectre théorique par une fonction de résolution de forme approximativement gaussienne.

La résolution en énergie de la chaîne de détection est étudiée au paragraphe III.9.

### 3. - Réponse relative du détecteur pour des protons et des électrons.

La réponse relative du détecteur pour des protons et des électrons est indépendante du gain et peut donc être déterminée une fois pour toutes. Cette réponse relative est cependant mal connue pour le scintillateur NE 213, quand les énergies de neutrons sont inférieures à 1 MeV [ 2 ]. Nous avons donc entrepris de la mesurer sur toute la gamme d'énergie.

La droite d'étalonnage en énergie d'électrons a été déterminée pour les deux voies linéaires à l'aide de sources  $\gamma$ , selon la méthode exposée au paragraphe précédent. La courbe d'étalonnage en énergie de protons a été déterminée à partir des spectres en amplitude obtenus pour plusieurs groupes de neutrons monoénergétiques d'énergie  $E_n$  comprise entre 0,125 et 7 MeV. Les neutrons ont été produits par les réactions  ${}^7\text{Li}(p,n){}^6\text{He}$ ,  ${}^9\text{Tl}(p,n){}^8\text{He}$  et  ${}^6\text{D}(d,n){}^3\text{He}$  à l'aide de l'accélérateur VAN DE GRAAFF à MeV. Pour chaque point, l'énergie des neutrons incidents a été assignée au point d'inflexion de la queue à haute énergie du spectre des protons de recul.

Pour les mesures à basse énergie de neutrons incidents ( $E_n \leq 500$  keV), nous avons volontairement abaissé le seuil de détection pour que la forme du spectre en amplitude ne soit pas affectée au voisinage de ce point d'inflexion. La courbe d'étalonnage en énergie de protons a d'autre part été simplifiée dans la gamme 4-12 MeV à partir de la mesure du spectre en énergie des neutrons de la fission spontanée du  ${}^{252}\text{Cf}$  (voir § IV.2). Dans ce cas on fait varier le seuil de la voie linéaire haute énergie, et l'on détermine à chaque fois le canal correspondant à la coupure dans le spectre de temps de vol. L'énergie correspondant à ce canal est obtenue à partir de la courbe de calibration en énergie (§ III.6).

Les courbes d'étalonnage expérimentales sont présentées sur la figure 6 pour les deux voies haute et basse énergie. Elles permettent de déterminer la réponse relative du scintillateur pour des protons et des électrons dans la gamme étudiée (figure 7).

### 4. - Calibration du gain.

Si la stabilité du gain est nécessaire, elle n'est pas suffisante pour réaliser des mesures reproductibles sur des périodes longues. Il faut pouvoir à tout moment reproduire la calibration du gain. Or ne peut en effet se permettre de redéterminer l'efficacité du détecteur avant chaque mesure.

Nous avons donc défini des critères de calibration suffisamment précis pour pouvoir retrouver la même efficacité de détection. Avant chaque série de mesures, on procède à une recalibration de la façon suivante :

- on règle le gain des deux voies linéaires avec quelques sources de rayons gamma, pour reproduire une correspondance énergie-canal préalablement définie (figure 6).

- un générateur d'impulsions d'amplitude variable vérifie le rapport des gains des deux amplificateurs ainsi que leur dynamique.

- les seuils des 2 voies linéaires sont réglés et les retards sont ajustés.

- la discrimination neutron-gamma est réglée.

Pour ce dernier réglage, nous utilisons une source de fission spontanée de  $^{252}\text{Cf}$ , qui présente l'avantage d'avoir un spectre de neutrons voisin de ceux que l'on veut mesurer en fission provoquée. Les performances suivantes sont obtenues avec une bonne reproductibilité.

Gamme d'énergie	Rejet gamma	Acceptation neutron
$0,150 < E_n < 1 \text{ MeV}$	70%	80%
$0,9 < E_n < 20 \text{ MeV}$	98%	99%

##### 5. - Mesure de l'efficacité.

Le spectre expérimental des neutrons de fission obtenu par temps de vol doit être corrigé pour l'efficacité de détection. Celle-ci est définie par le rapport du nombre de neutrons ayant donné lieu à une impulsion d'amplitude supérieure au seuil fixé et du nombre total de neutrons incidents.

Un effort important a été fait pour obtenir une détermination précise de cette efficacité dans la gamme 0,1 à 14 MeV. Plusieurs méthodes expérimentales ont été utilisées :

- comparaison avec un détecteur à  $\text{BF}_3$  étalonné.
- mesure de la distribution angulaire de la réaction  $\text{D}(d,n)^3\text{He}$ .
- particule associée de la réaction  $\text{D}(d,n)^3\text{He}$ .

Ces mesures ont été complétées par un calcul réalisé par une méthode de MONTE-CARLO [3]. Avant de comparer les différents résultats obtenus, nous analyserons en détail les différentes méthodes que nous avons utilisées.

a) - *Comparaison avec un détecteur à  $\text{BF}_3$ .*

L'étalonnage absolu de ce long compteur directionnel à  $\text{BF}_3$  a été réalisé par LEROY [4], avec une précision de 1,8% en dessous de 1 MeV et de 1 à 5% entre 1 et 3 MeV. Son efficacité est constante et égale à 8,16% en dessous de 1 MeV, puis décroît lentement pour atteindre 6,85% à 3 MeV. La calibration de ce long compteur est refaite avant chaque utilisation à l'aide d'une source Am Be [4].

Afin que le long compteur et le détecteur de neutrons reçoivent le même flux de neutrons d'énergie  $E_n$ , la comparaison est effectuée à des angles symétriques ( $\theta = 30^\circ$ ) par rapport au faisceau de particules incidentes qui frappent la cible productrice de neutrons. Pour ne pas avoir à corriger l'effet de l'absorption des neutrons dans l'air, les distances cible-long compteur et cible-détecteur sont prises identiques et égales à 3 mètres.

Au total, 25 mesures ont été réalisées entre 0,1 et 3 MeV. Les neutrons ont été produits par les réactions  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  et  $\text{T}(p,n){}^3\text{He}$ , en utilisant des cibles minces de l'ordre de  $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  et un faisceau de protons pulsé. Les mesures avec le  ${}^7\text{Li}$  ont été réalisées à des énergies de protons inférieures au seuil de la réaction concurrente  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}^*$ , égal à 2,38 MeV.

La mesure du bruit de fond pour le  $\text{BF}_3$  est faite en interposant sur le trajet des neutrons une " barre d'ombre " en plexiglass de 30 cm d'épaisseur. Pour le détecteur de neutrons, le bruit de fond est déterminé directement à partir du spectre de temps de vol expérimental.

b) - *Distribution angulaire de la réaction  $\text{D}(d,n)^3\text{He}$ .*

Entre 3 et 7 MeV, nous avons déterminé, l'efficacité relative du détecteur de neutrons en nous basant sur la distribution angulaire des neutrons

de la réaction  $D(d,n)^3\text{He}$ , qui est particulièrement bien connue. Pour réaliser ces mesures nous plaçons à une distance  $D$  de la cible et à  $0^\circ$  un détecteur de référence fixe. A une même distance de la cible et pour plusieurs angles, nous déterminons, avec le détecteur à étalonner, le nombre d'événements contenus dans le pic du spectre de temps de vol. Les mesures sont normalisées à un même flux de neutrons détecté à  $0^\circ$  par le détecteur de référence.

Les résultats obtenus sont comparés aux sections efficaces différentielles évaluées par LISKIEK [5], et les efficacités relatives sont déduites. Elles sont ensuite normalisées sur une courbe calculée (§ III.5d).

*c) - Particule associée de la réaction  $D(d,n)^3\text{He}$ .*

L'efficacité a été déterminée de façon absolue à une énergie de neutrons de 2,6 MeV, en utilisant la méthode de la particule associée.

Les neutrons sont produits par la réaction  $D(d,n)^3\text{He}$  à l'aide d'un faisceau continu de deutérons d'énergie 3,5 MeV et d'intensité 50 nA. La cible utilisée pour cette mesure est du polyéthylène deutéré ( $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) sur un support de carbone ( $7 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ); elle est située au centre d'une chambre à vide de 40 cm de diamètre.

Les ions  $^3\text{He}$  sont détectés vers l'avant à l'aide d'une jonction à barrière de surface en silicium placée derrière un diaphragme, à 15 cm de la cible dans la chambre à vide. L'épaisseur du détecteur est choisie de telle sorte que les particules  $^3\text{He}$  détectées y perdent toute leur énergie. La mesure a été réalisée à un angle de  $26^\circ$  et l'énergie des ions  $^3\text{He}$  était de 4,05 MeV.

Les neutrons associés, d'énergie 2,6 MeV, sont détectés à un angle de  $107^\circ$ . Le détecteur de neutrons est placé à 1 m de la cible et intercepte la totalité du cône des neutrons associés aux particules  $^3\text{He}$ .

Le taux d'acquisition des événements corrélés (détecté de  $^3\text{He}$  et du neutron associé) était de 5 coups par seconde, et la mesure a duré 15 heures. Sur les figures 8 et 9 sont représentées respectivement le spectre en amplitude de la particule  $^3\text{He}$  et le spectre de temps de vol des neutrons. Ce dernier est obtenu par la mesure du temps qui sépare la détection d'une particule  $^3\text{He}$  de la détection du neutron associé. Nous obtenons un rapport de 1500 entre le sommet du pic neutron et le niveau du bruit de fond (figure 9). La résolution en temps à mi-hauteur est de 2 ns.

Nous avons tenu compte de l'absorption des neutrons dans l'air ( $\approx 0,3\%$ ) et dans la fenêtre de 5/10 mm de la chambre à vide ( $\approx 1,2\%$ ).

L'efficacité trouvée par cette méthode est de  $0,426 \pm 0,002$  pour  $E_n = 2,6$  MeV.

d) - Simulation par MONTE-CARLO.

Parallèlement aux différentes méthodes expérimentales que nous venons d'exposer, l'efficacité a été calculée par un programme de simulation utilisant une méthode de MONTE-CARLO [3]. Ce calcul, qui tient compte des réactions sur l'hydrogène et le carbone constituant le scintillateur, a été effectué pour des seuils voisins de celui déterminé expérimentalement.

Sur la figure 10, nous présentons la variation de l'efficacité calculée en fonction de l'énergie des neutrons, correspondant à trois valeurs du seuil (180, 200, 220 keV). Sur cette même figure, nous avons porté les valeurs expérimentales obtenues par les différentes méthodes.

Ces résultats montrent qu'au dessus de 0,6 MeV les valeurs calculées avec un seuil de 200 keV s'accordent aux données expérimentales dans la limite des incertitudes des mesures. Une variation de 10% sur la valeur du seuil affecte peu la courbe calculée pour des énergies de neutron comprises entre 1 et 14 MeV. L'efficacité absolue de  $0,426 \pm 0,002$ , obtenue par la méthode de la particule associée pour  $E_n = 0,6$  MeV, est en très bon accord avec la valeur calculée, égale à 0,422 pour un seuil de détection de 200 keV. Par contre, au-dessous de 0,6 MeV, l'efficacité calculée, qui ne tient pas compte de la résolution en énergie du détecteur, indique une fois de plus la différence des points expérimentaux.

Il est remarquable que la valeur du seuil de 200 keV correspond exactement à la borne supérieure de la valeur déterminée expérimentalement (voir III.2). En effet, sur la figure 5, qui représente le spectre en amplitude des électrons Compton d'une source  $^{241}\text{Am}$ , nous voyons que celui-ci n'est plus déformé par le seuil au-delà d'une énergie d'électron de 19 keV, sensiblement équivalente en amplitude à une énergie de neutrons de 200 keV.

Pour l'exploitation des spectres en énergie des neutrons de fission expérimentaux, la correction pour l'efficacité du détecteur sera appliquée en prenant la courbe expérimentale en dessous de 600 keV, et la courbe calculée avec un seuil de détection de 200 keV au dessus de 600 keV.

6. - Calibration et résolution en énergie.

L'énergie  $E_n$  d'un neutron est reliée à son temps de vol  $t$  sur une longueur  $D$  par la relation:

$$E_n = 0,52267 D^2/t^2 \quad (1)$$

avec  $E_n$  en MeV, D en cm et t en ns. En fait l'énergie exacte, calculée à partir de la relation relativiste, diffère légèrement de celle donnée par la relation non relativiste ci-dessus. Compte tenu de la résolution expérimentale, que nous étudions plus loin, cette différence est négligeable dans notre cas.

La calibration en énergie du spectromètre à neutrons a été réalisée à partir de l'expression (1). L'origine des temps a été déterminée par rapport à la position du pic de rayonnement gamma prompt de fission sur le spectre de temps de vol. La largeur en temps par canal (linéarité intégrale) du codeur d'amplitude a été déterminée en utilisant un générateur d'impulsions et des lignes à retards calibrés pour commander le convertisseur temps amplitude de la chaîne de mesure (figure 2). En général, pour des bases de vol de 2 à 3 mètres, nous analysons une plage de temps de  $\approx 1$   $\mu$ s répartie sur 4000 canaux. Lors de la mesure d'efficacité (§ III.5), nous avons constaté un excellent accord entre cette calibration et la position des pics de temps de vol obtenus pour les différents groupes de neutrons monocinétiques.

La résolution en énergie est reliée à la résolution en temps de la mesure du temps de vol par la relation:

$$\Delta E_n / E_n = 2 \Delta t / t = 2,766 \Delta t \cdot E_n^{1/2} / E \quad (2)$$

en utilisant les notations définies pour l'expression (1).

Les principaux facteurs qui contribuent à la dispersion en temps  $\Delta t$  sont les suivants:

a) ~ La fluctuation de la longueur de parcours des neutrons dans le scintillateur, avant leur collision avec un noyau d'hydrogène.

L'écart maximum de temps correspond à des collisions qui ont lieu sur la face avant et sur la face arrière du scintillateur. Il est donné par la relation:

$$\Delta t_{sc} = e \left[ \frac{1}{v_n} - \frac{1}{v_l} \right] \quad \text{où } e \text{ est l'épaisseur du scintilla-}$$

teur,  $v_n$  la vitesse des neutrons et  $v_l$  la vitesse de la lumière dans le scintillateur (indice 1,5). La figure 11 montre que  $\Delta t_{sc}$  est important à basse énergie ( $E_n < 1$  MeV) pour le scintillateur de 5cm d'épaisseur.

b) ~ La fluctuation du temps de transit des électrons entre la photocathode et l'anode du photomultiplicateur, qui est voisine de 1ns pour

Le XP 1041.

c) - La fluctuation due à la dispersion en énergie des protons de recul.

La fluctuation en amplitude des impulsions à la sortie du photomultiplicateur se traduit par une dispersion de l'instant de détection de la particule. Cette dispersion est rendue pratiquement négligeable en utilisant la méthode du passage à zéro (voie rapide du photomultiplicateur § II), sauf pour les impulsions d'amplitude voisine du seuil de détection où cette dispersion, comme nous le verrons par la suite peut être mise en évidence expérimentalement.

d) - La fluctuation de l'électronique.

C'est essentiellement la résolution du convertisseur temps-amplitude, qui est de l'ordre de 0,1 ns.

e) - La résolution en temps de la source de neutrons incidents, due à la largeur de la pulsation du faisceau.

Ce dernier facteur est indépendant de la chaîne spectrométrique.

La résolution globale en temps est obtenue en combinant quadratiquement les différentes dispersions énumérées ci-dessus. Sur la figure 12, nous présentons la résolution en énergie déterminée expérimentalement pour des neutrons monocinétiques d'énergie comprise entre 0,120 et 7 MeV. La base de vol était de 7 mètres, la largeur de la pulsation de 1 ns et la dispersion en énergie des neutrons incidents était inférieure à 0,5%. La courbe (a) correspond à la résolution en énergie calculée à partir de la relation (2) en prenant pour la résolution en temps, la largeur à mi-hauteur  $\Delta t_Y$  du pic gamma qui apparaît dans le spectre de temps de vol.  $\Delta t_Y$  représente la résolution intrinsèque de l'expérience, qui est de l'ordre de 2,1 ns. La courbe (b) a été calculée en tenant compte également de la dispersion des temps de parcours des neutrons dans le scintillateur, c'est à dire en prenant pour la résolution en temps  $\Delta t = \sqrt{\Delta t_Y^2 + \Delta t_{sc}^2}$ . L'écart qui existe entre cette courbe et les résultats expérimentaux en dessous de 1 MeV est dû principalement à la dispersion de l'instant de détection qui est mal compensée par la technique du passage à zéro.

#### IV - ETUDE DU SPECTRE EN ENERGIE DES NEUTRONS DE LA FISSION SPONTANEE DU $^{252}\text{Cf}$ .

Nous avons utilisé les neutrons de la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  pour la mise au point de notre appareillage, en particulier pour le contrôle de la stabilité dans le temps du détecteur de neutrons (§ III.1). L'instant d'émission des neutrons d'une fission donnée est déterminé par la détection du rayonnement gamma prompt de fission, ce qui permet d'utiliser la méthode du temps de vol pour mesurer le spectre en énergie des neutrons de fission. nous présenterons dans le paragraphe suivant la méthode expérimentale que nous avons utilisée. Nous discuterons ensuite les limitations de cette méthode, puis nous comparerons les résultats que nous avons obtenus pour le spectre en énergie des neutrons de la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ , avec les autres résultats expérimentaux publiés.

##### 1. - Méthode expérimentale.

La source de  $^{252}\text{Cf}$  se présente sous la forme d'un dépôt de 1mm de diamètre réalisé sur une feuille de platine de 1/10mm d'épaisseur et encapsulé dans un petit container. L'intensité de cette source est de  $1,1 \cdot 10^5$  neutrons par seconde, qui résultent de la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ . Chaque fission est accompagnée en moyenne de 3,738 neutrons et d'une douzaine de rayons gamma d'énergie supérieure à 100 keV [6]. L'instant où la fission se produit est déterminé par la détection du rayonnement gamma prompt de fission à l'aide d'un petit scintillateur liquide NE 213 (1"1/2 x 1"1/2) placé au contact de la source et couplé à un photomultiplicateur rapide 56 AVP. Cette information permet de mesurer l'énergie des neutrons de fission par la méthode du temps de vol, selon la technique présentée au paragraphe II.

La figure 13 présente le diagramme simplifié de l'électronique associée à cette mesure. La partie concernant le détecteur de neutrons et la mesure du temps de vol est identique à celle détaillée dans le paragraphe II.

Le scintillateur destiné à la détection du rayonnement gamma de fission peut également détecter des neutrons. Comme nous le verrons dans le paragraphe suivant, il n'est pas souhaitable de conserver cette information. Nous avons donc équipé ce détecteur d'une discrimination neutron-gamma qui permet de rejeter la plus grande partie des impulsions correspondant à des neutrons. La méthode adoptée est similaire à celle utilisée pour le détecteur de neutrons.

Pour éviter les effets de diffusion au voisinage de l'ensemble détecteur gamma-source de  $^{252}\text{Cf}$ , aucune protection n'a été utilisée autour de

cet ensemble. Par contre, le détecteur de neutrons conserve sa protection (§ II). La distance entre les deux détecteurs (base de vol) est généralement de 2 mètres. La plage d'analyse en temps des neutrons est de 1  $\mu$ s. Le bruit de fond est constitué essentiellement de corrélations fortuites entre les deux détecteurs. Il est mesuré soit en interposant une barre d'ombre de 50cm de longueur entre les deux détecteurs, soit en introduisant un retard fixe de durée supérieure à 1  $\mu$ s (plage d'analyse) dans l'une des voies. Ces deux méthodes donnent des résultats équivalents. Le bruit de fond est uniforme sur toute la gamme d'analyse.

Ce dispositif expérimental a été essentiellement utilisé pour étudier la stabilité dans le temps du détecteur de neutrons et la reproductibilité des mesures. Avec la calibration en énergie décrite dans le paragraphe III.C, il permet également de déterminer rapidement le seuil de détection. Il nous a semblé intéressant de l'utiliser pour une mesure du spectre en énergie des neutrons de la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ . La précision d'une telle mesure dépend principalement de la précision avec laquelle on détermine l'instant où la fission s'est produite. Ce point est traité dans le paragraphe suivant.

#### 1. - Précision de la mesure.

L'instant où la fission s'est produite est déterminé par la détection d'un rayon gamma de fission. Cependant les rayons gamma ne sont pas émis exactement à l'instant de la fission. SKAROVAC [6] a montré que 91% des rayons gamma d'énergie supérieure à 100 keV (seuil de détection adopté pour notre mesure) sont émis dans la nanoseconde qui suit la fission, 6% entre 1 et 10 ns et 3% entre 10 et 120 ns. On peut considérer que les rayons gamma émis dans la première nanoseconde sont prompts et qu'ils n'introduisent pas d'erreur importante dans la mesure du temps de vol. Par contre, les rayons gamma émis ultérieurement conduisent à la mesure d'un temps de vol plus court et par conséquent tendent à durcir le spectre mesuré.

Une autre source d'imprécision est due à la détection de neutrons par le détecteur de rayons gamma. La discrimination de forme des impulsions permet de rejeter la majeure partie des impulsions correspondant à la détection des neutrons (§ IV.1). Cependant la réjection n'est pas totale. Les neutrons sont alors détectés avec des retards variables qui dépendent de leur énergie, car ils doivent parcourir la distance de quelques centimètres qui sépare la source de  $^{252}\text{Cf}$  du détecteur. Le résultat net est donc encore un durcissement du spectre mesuré. Cet effet peut être mesuré en écartant la source de  $^{252}\text{Cf}$  du détecteur de rayons  $\gamma$  de 50cm environ. Lorsque l'on

supprime la discrimination neutron-gamma sur le détecteur de neutrons, on observe alors 2 pics gamma sur le spectre de temps de vol: l'un correspond à la détection de rayons gamma prompts sur les deux détecteurs et le second, qui apparaît pour des temps de vol apparents plus courts, correspond à la détection d'un neutron sur le détecteur gamma et d'un gamma prompt sur le détecteur de neutrons. Ce deuxième pic gamma a une largeur en temps supérieure au premier, car l'instant de détection d'un neutron par le détecteur gamma dépend de l'énergie de ce neutron (base de vol de 50cm). Le rapport des taux de comptage des 2 pics est de 70.

La figure 14 présente un spectre de temps de vol expérimental obtenu avec une base de vol de 2 mètres pour un temps de stockage de 65 heures. La discrimination neutron-gamma a été supprimée sur le détecteur neutron pour cette mesure. La largeur à mi-hauteur du pic  $\gamma$  est de 3,35 ns.

Une mesure en coïncidence  $\gamma$ - $\gamma$  réalisée en remplaçant la source  $^{252}\text{Cf}$  par une source de  $^{22}\text{Na}$  donne un pic de largeur à mi-hauteur de 2,1 ns. L'élargissement observé dans le cas du  $^{252}\text{Cf}$  a 2 origines:

- La contribution des rayons gamma retardés sur les deux détecteurs.

- La détérioration de la résolution sur le détecteur de rayons gamma, pour les rayons gamma d'énergie voisine du seuil (10<sup>0</sup> keV). Cet effet est similaire à celui observé pour le détecteur de neutrons (§ III.6 et figure 13).

En conclusion, on peut considérer que la largeur à mi-hauteur de 3,35 ns correspond à la résolution en temps pour la mesure du spectre en énergie des neutrons de la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ .

### 3. - Spectre en énergie des neutrons de la fission spontanée du $^{252}\text{Cf}$ .

Les spectres de temps de vol expérimentaux sont d'abord corrigés du bruit de fond, calibrés en énergie et enfin corrigés pour l'efficacité de détection (§ III.5). Les canaux sont ensuite groupés selon un pas en énergie qui correspond à la résolution expérimentale, c'est à dire un pas qui augmente avec l'énergie. L'erreur en chaque point est déterminée en attribuant une erreur systématique sur l'efficacité de 2% en dessous de 1 MeV et de 4% au delà de cette énergie, qui s'ajoute à l'erreur statistique.

La figure 15 montre le spectre en énergie que nous obtenons pour les neutrons de la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ . La forme de ce spectre est voisine d'une loi de MAXWELL [7]:

$$N(E) = K.E^{1/2}. \exp(-E/T_f)$$

où  $K$  est un paramètre de normalisation et  $T_f$  un paramètre relié à l'énergie moyenne des neutrons de fission par la relation  $\bar{E} = 3/2 T_f$ . La figure 15 compare le même spectre expérimental avec 3 lois de MAXWELL différentes. Le paramètre  $T_f$  de chaque loi a été déterminé par la méthode des moindres carrés en ajustant la loi sur les résultats expérimentaux pour 3 gammes d'énergie différentes: (1-10 MeV), (0,4-10 MeV) et (0,2-10 MeV). On constate qu'il n'est pas possible de représenter l'ensemble du spectre par une loi de MAXWELL. Seule la partie du spectre comprise entre 1 et 10 MeV est en bon accord avec une loi de MAXWELL (figure 15), à laquelle correspond une valeur de  $\bar{E} = 2,27 \pm 0,10$  MeV. En dessous de 1 MeV, on observe un excès de neutrons de 4 à 5% par rapport à cette loi.

Nous avons d'autre part étudié la reproductibilité et la stabilité de la chaîne de détection en effectuant 3 mesures à quelques mois d'intervalle. Entre chaque mesure, l'expérience a été volontairement démontée. De plus, la première mesure a été effectuée avec une base de vol différente. Le tableau I présente les valeurs de l'énergie moyenne des neutrons de fission calculées par la méthode des moindres carrés (ajustement d'une loi de MAXWELL) pour les 3 gammes d'énergie définies précédemment. La mesure n° 1 correspond aux résultats présentés sur la figure 15. La reproductibilité des mesures est satisfaisante dans la gamme 1-10 MeV. La légère différence observée en dessous de 1 MeV est probablement liée à un faible décalage au seuil de détection, auquel l'efficacité de détection est très sensible dans cette gamme d'énergie (§ III.5).

L'excès de neutrons par rapport à la loi de MAXWELL est observé pour des énergies inférieures à 1 MeV, et l'on a vu que l'efficacité de détection était très sensible à la valeur au seuil de détection dans cette gamme d'énergie. Nous avons déterminé ce que devrait être l'efficacité dans cette région pour que cet excès disparaisse, c'est à dire pour que la loi de MAXWELL qui ajuste les résultats expérimentaux entre 1 et 10 MeV s'applique également en dessous de 1 MeV. Le résultat de ce calcul est reporté sur les courbes d'efficacité de la figure 10. Il montre que la variation de l'efficacité avec l'énergie n'est plus compatible avec les valeurs obtenues avec le long compteur (§ III.5a). L'efficacité du long compteur étant constante jusqu'à 1 MeV, on n'explique pas comment une mesure d'efficacité déterminée par comparaison et facilement exploitable, aurait pu être affectée à ce point.

En conclusion, on peut considérer que l'excès de neutrons observé en dessous de 1 MeV est significatif.

Nous remarquons également sur la figure 15 et dans la gamme d'énergie 0,2-1 MeV, quelques structures reproductibles dont nous n'avons pas expliqué la présence. Leurs énergies ne correspondent pas à celles observées pour la première fois dans les travaux de NEFEDOV [8-9], qui en identifie un plus grand nombre, jusqu'à des énergies de plusieurs MeV. Si l'on tient compte de l'absorption des neutrons par l'air, on constate que la forme du spectre des neutrons de fission n'est pratiquement pas modifiée par cette correction.

Afin de vérifier si ce phénomène était significatif, et s'il ne serait pas dû à des effets de diffusion des neutrons sur le collimateur, nous avons effectué une mesure sans protection autour du détecteur neutron. Dans ce cas, les 2 détecteurs étaient placés à plusieurs mètres de la paroi du local. Les résultats obtenus sont identiques en ce qui concerne la présence et la position en énergie de ces structures. Des résultats similaires ont été obtenus pour d'autres valeurs de base de vol. En conclusion, on peut considérer que les structures observées en dessous de 1 MeV sont significatives, sans pour cela apporter une explication sur leur origine. La plupart des auteurs ne mentionnent pas la présence de structures en dessous de 1 MeV, du fait que très souvent leur seuil de détection n'est pas très éloigné de cette valeur; d'autre part, l'observation de ces structures nécessite des chaînes de détection stabilisées.

#### 4. - Comparaison des résultats.

La figure 16 compare les différentes valeurs de  $\bar{E}$  mesurées pour la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ , et classées en fonction de l'année de publication. Dans la plupart de ces mesures, le spectre en énergie des neutrons de fission a été déterminé par la méthode du temps de vol.

Les résultats publiés depuis 1970 sont en bon accord et justifient la valeur  $\bar{E} = 2,13 \pm 0,027$  MeV recommandée par GRUNDL [10] pour la gamme d'énergie 0,25-8 MeV. Il faut noter que les valeurs de  $\bar{E}$  portées sur la figure 16 correspondent à des ajustements par des lois de MAXWELL sur des gammes d'énergie du spectre différentes, ce qui peut entraîner des décalages du même ordre que ceux que nous avons obtenus (tableau I). Notre mesure donne un résultat légèrement supérieur à la valeur recommandée, ce qui est vraisemblablement dû au rôle des rayons gamma de fission retardés (§ IV.2). D'autres auteurs [11-12] ont également observé un excès de neutrons en dessous de 1 MeV, par rapport à une loi de MAXWELL.

V - CONCLUSION -

Nous avons mis au point un spectromètre de neutrons par temps de vol, qui sera utilisé pour mesurer le spectre en énergie des neutrons de la fission de  $^{235}\text{U}$  et  $^{238}\text{U}$  induite par des neutrons rapides.

Le problème de la stabilité du seuil de détection et de la reproductibilité des mesures a été résolu en stabilisant le gain du photomultiplicateur inclus dans la chaîne de détection. L'efficacité de détection, la calibration et la résolution en énergie du spectromètre ont été déterminées de façon précise dans la gamme d'énergie 0,1 à 15 MeV.

Nous disposons ainsi d'un spectromètre dont les caractéristiques sont bien connues, reproductibles et stables dans le temps. Il est donc bien adapté pour des mesures de spectre en énergie de neutrons de fission induite par neutrons rapides, mesures qui sont relativement longues et qui doivent généralement être réalisées en plusieurs séquences séparées.

Pour la mise au point du spectromètre, nous avons utilisé les neutrons de la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ , dont le spectre est très voisin de ceux que nous voulons mesurer. L'instant où la fission se produit est identifié par la détection du rayonnement  $\gamma$  prompt de fission. Cette technique, facile à mettre en oeuvre, nous a permis d'étudier la stabilité du spectromètre et la reproductibilité des mesures. Elle nous a permis également de réaliser une mesure du spectre en énergie des neutrons de la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ . Le spectre obtenu est en bon accord avec les mesures récentes effectuées en oeuvre d'autres techniques.

Les résultats obtenus, d'une part pour la fission de  $^{235}\text{U}$  induite par des neutrons de 0,6 et 7 MeV, d'autre part pour la fission de  $^{238}\text{U}$  induite par des neutrons de 7 MeV, sont présentés dans un rapport séparé.

REFERENCES

- [1] - BERTIN A., BOIS R., *Spectre des neutrons de fission, Rapport C.E.A. (à paraître).*
- [2] - CRAU R.L., SMITH D.L., N.I.M. 80 (1970), 239-244.
- [3] - TEXTOR R.E., VERBINSKI V.V., Report O.R.N.L 4160, (1968).
- [4] - LEROY J.L., HUET J.L., N.I.M. 88, (1970), 1.
- [5] - LISKIEK H., PAULSEN A., E.A.N.D.C (E), 143."L", (1971).
- [6] - SKARSVAG K., *Nucl.Phys. A153 (1970), 82.*
- [7] - TERRELL J., *Phys. Rev. 113, (1959), 527.*
- [8] - NEFEDOV V.N., N.I.I.A.R - P.52, (1969), Melekess.
- [9] - ZAMYATNIN Y.S., NEFEDOV V.N., *Proceeding 2nd Conf.on Nucl.Data for Reactors, Helsinki (1970), vol.II, p.183.*
- [10] - GRUNDL J.A., EISENHAUER C.M., *Conf.on Nucl.Cross Section and Technology, Washington, March 1975.*
- [11] - MEADOWS J.W., *Phys. Rev. 157, (1967), 1076.*
- [12] - JEKI L., KLUGE GY., Report K.F.K.I - 71-63.
- [13] - KNITTER H.H., PAULSEN A., *Atom Kernenergie, Bd 28 (1977), 34.*
- [14] - GREEN L., MITCHELL J.A., *Nucl. Sci. Eng. 50, (1973), 267.*
- [15] - WERLE H., BLUHM H., *J. Nucl. Energ. 26, (1972), 168.*
- [16] - JEKI L., KLUGE GY., *Proceeding of a Consultants' Meeting, Vienna, (1971), p.81.*
- [17] - CONDE H., DURING G., *Arkiv Fysik, 29, (1963), 318.*
- [18] - BOWMAN H.R., *Phys. Rev. 126, (1962), 2120.*
- [19] - BONNER T.W., *Phys. Rev. 23, (1961), 116.*

Manuscrit reçu le 4 novembre 1977

TABLEAU I

*Energie moyenne du spectre en énergie des neutrons de la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ , calculée par la méthode des moindres carrés (ajustement d'une loi de MAXWELL) pour 3 gammes d'énergie.*

Gamme d'Énergie (MeV)	0,2 - 10	0,4 - 10	1 - 10
Mesure 1 D = 1m	2,21 ± 0,02	2,23 ± 0,02	2,27 ± 0,02
Mesure 2 D = 1,5m	2,19 ± 0,02	2,20 ± 0,02	2,25 ± 0,02
Mesure 3 D = 1,5m	2,24 ± 0,02	2,26 ± 0,02	2,28 ± 0,02

*D : Longueur de la base de vol.*

LEGENDE DES FIGURES

Figure 1 : Dispositif expérimental utilisé pour les mesures du spectre en énergie des neutrons de la fission de  $^{235}\text{U}$  et  $^{238}\text{U}$  induite par des neutrons rapides (méthode de la chambre à fission).

Figure 2 : Schéma de principe de la mesure.

Figure 3 : Schéma de principe de la stabilisation du gain.

Figure 4 : Pic en amplitude de la photodiode enregistré sur l'analyseur de contrôle (figure 3), pour deux mesures successives réalisées respectivement avec et sans stabilisation du gain. Stockage de 60 secondes par heure et pendant 24 heures.

- - avec stabilisation du gain
- ⊙ - sans stabilisation du gain

A gauche: le pic de référence (zéro de l'analyseur) est stabilisé pour les 2 mesures:

- fréquence du générateur de référence: 50 Hz.
- fréquence du générateur de la photodiode: 300 Hz.

Le nombre de coups sous chaque pic de la photodiode est identique =  $300 \times 60 \times 24 = 432.000$ .

Figure 5 : Spectre en amplitude pour une source de rayons  $\gamma$  de 60 keV ( $^{241}\text{Am}$ )

- ① - seuil codeur.
- ② - seuil voie temps.
- ③ - seuil voie linéaire (seuil effectif de détection).
- - correspondance énergie-canal pour les électrons et les protons (d'après les résultats présentés sur la figure 6).

Figure 6 : Correspondance énergie-canal pour les électrons et les protons des 2 voies linéaires, et positions respectives des seuils.

- Ⓐ - seuil supérieur de la voie linéaire basse énergie.
- Ⓑ - seuil inférieur de la voie linéaire haute énergie.
- - réaction  $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$  cible solide de Li sur Ni.
- + - réaction  $\text{T}(p,n)^3\text{He}$  cible solide de Titane tritié sur Cu.

- Figure 6 (suite):  $\Delta$  - réaction  $T(p,n)^3\text{He}$  cible solide de Titane tritié sur Au.  
 $\square$  - réaction  $D(d,n)^3\text{He}$  cible gazeuse.  
 $\blacksquare$  - points corrigés pour  $E_n < 500$  keV, en abaissant volontairement le seuil de détection.  
 $\blacktriangle$  - points déterminés à partir du spectre de temps de vol des neutrons du  $^{252}\text{Cf}$  (§ IV.1).

Figure 7 : Réponse relative du scintillateur NE 213 pour des protons et des électrons.

Figure 8 : Spectre d'amplitude de la particule  $^3\text{He}$  de la réaction  $D(d,n)^3\text{He}$ , avec un seuil de discrimination  $E_d = 3,5$  MeV,  $E^3\text{He} = 4,05$  MeV,  $\theta^3\text{He} = 26^\circ$ .

Figure 9 : Spectre de temps de vol des neutrons associés aux ions  $^3\text{He}$ .  
 $E_n = 2,6$  MeV,  $\theta_n = 107^\circ 30'$ , pente = 1 ns/canal.

Figure 10 : Comparaison des efficacités calculées par la méthode de MONTE-CARLO et mesurées par plusieurs méthodes.

1. - Valeurs expérimentales.

- $\odot$  -  $T_{\text{Li}(p,n)^7\text{Be}}$  } comparaison avec  $\text{BF}_3$
- $\bullet$  -  $T(p,n)^3\text{He}$  }
- $\square$  - distribution angulaire de la réaction  $D(d,n)^3\text{He}$ .
- $\oplus$  - particule associée  $D(d,n)^3\text{He}$ .
- - courbe expérimentale pour  $E_n \leq 0,6$  MeV.

2. - Calcul de MONTE-CARLO.

- $\textcircled{A}$  - seuil de 180 keV
- $\textcircled{B}$  - seuil de 200 keV
- $\textcircled{C}$  - seuil de 220 keV
- efficacité calculée en supposant que le spectre des neutrons du  $^{252}\text{Cf}$  obéit en dessous de 1 MeV à la loi de MAXWELL qui ajuste les résultats expérimentaux entre 1 et 10 MeV. (§ IV.3).

Figure 11 : Dispersion maximum des temps de vol, due à l'épaisseur du scintillateur NE 213 ( $e = 5\text{cm}$ ), en fonction de l'énergie des neutrons.

Figure 12 : Résolution en énergie du spectromètre, en fonction de l'énergie des neutrons, pour une base de vol de 3 mètres.

Figure 12(suite): (a) - résolution calculée par la relation:

$$\Delta E_n / E_n = 2,766 \Delta t E_n^{1/2} / D$$

$E_n$  en MeV,  $\Delta t$  en ns et  $D$  en cm.

(b) - résolution calculée en tenant compte de la fluctuation maximum en temps due à l'épaisseur du scintillateur.

Figure 13 : Géométrie et diagramme simplifié de l'électronique associée pour la mesure du spectre en énergie des neutrons de la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ .

Les retards ne sont pas représentés.

P.T. : prise temps (ORTEC 403).  
AL : amplificateur linéaire (ORTEC 410).  
SAT : sélecteur d'amplitude avec information temps (ORTEC 455).  
M : mélangeur rapide.  
C : coïncidence (SAIP 7019).  
C1 : condition sur le seuil de détection.  
C2 : condition discrimination (n- $\gamma$ ).  
C3 : coïncidence entre les 2 détecteurs.  
MF : mise en forme.  
SA : sélecteur d'amplitude (ORTEC 420 A).  
CTA : convertisseur temps-amplitude (ORTEC 437 A).  
ANA : analyseur (INTERTECHNIQUE SA 40 B).  
STAB : stabilisateur de zéro et de gain (INTERTECHNIQUE A 22).  
CODEUR : (INTERTECHNIQUE CT 102).  
BLOC MEMOIRE : (INTERTECHNIQUE BM 96).

Figure 14 : Spectre de temps de vol des neutrons et des rayons gamma de la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ .

L'échelle des canaux 0-2000 est comprimée d'un facteur 4 par rapport à la gamme 2000-4000.

Correspondance canal-temps: 43cx pour 10 ns.

Figure 15 : Spectre en énergie expérimental des neutrons de la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ .

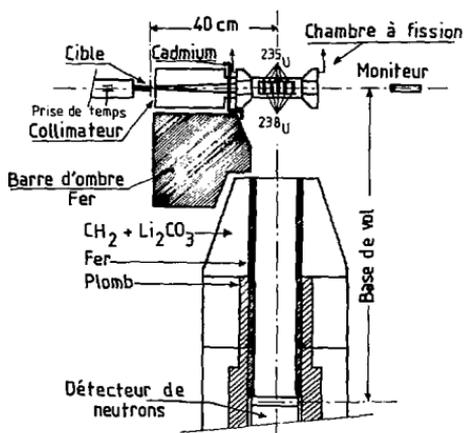
Figure 15(suite) : Les points expérimentaux sont les mêmes pour les 3 figures, et correspondent à la mesure 1 du tableau I. Les courbes correspondent à des ajustements par une loi de MAXWELL dans les gammes d'énergie respectives (de haut en bas):

- 1 MeV à 10 MeV.
- 0,4 MeV à 10 MeV.
- 0,2 MeV à 10 MeV.

Figure 16 : Comparaison des énergies moyennes  $\bar{E}$  des neutrons de la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ , classées en fonction de l'année de publication. Les valeurs entre parenthèses correspondent à la gamme d'énergie utilisée pour les ajustements par des lois de MAXWELL.

(a) " indique que 2 techniques différentes ont été utilisées dans un même laboratoire.

---



### DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Figure 1

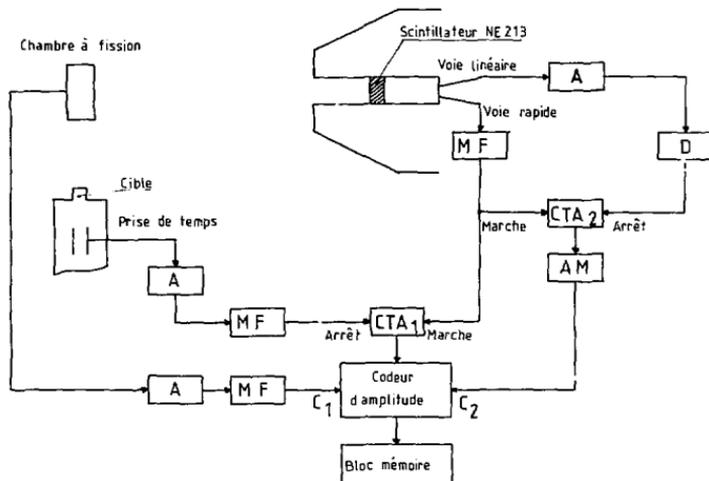


Figure 2

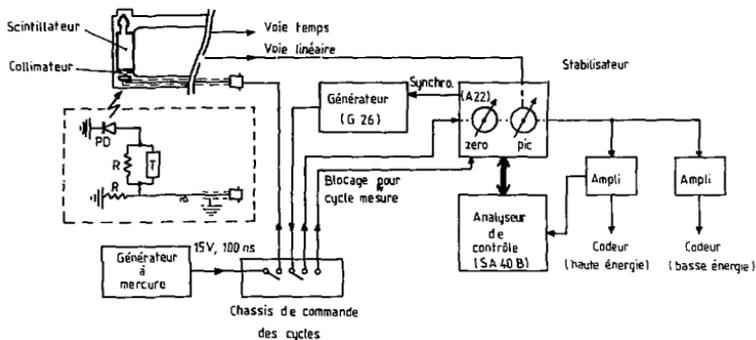


Figure 3

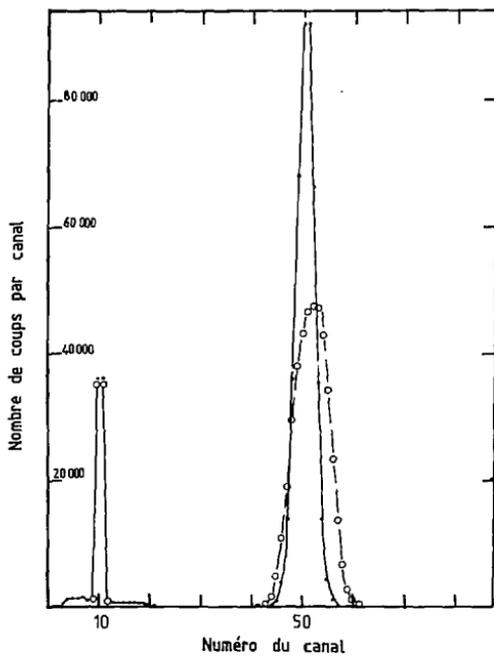


Figure 4

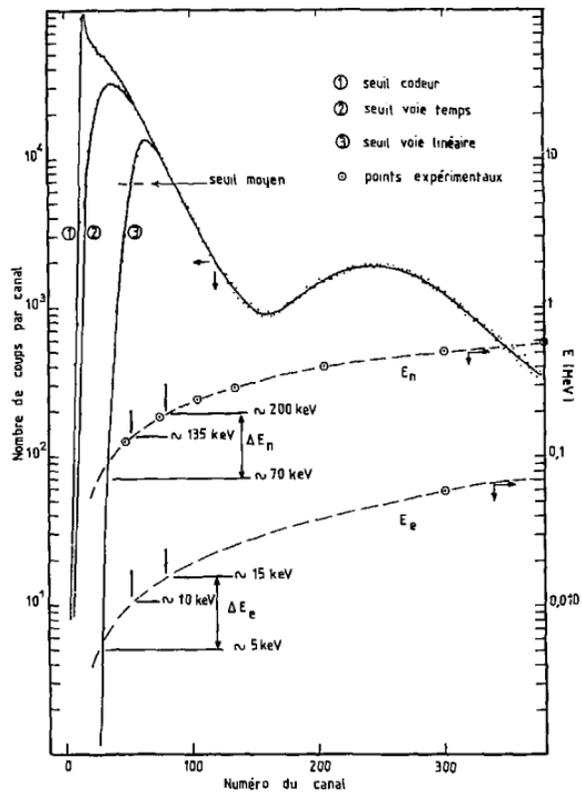


Figure 5

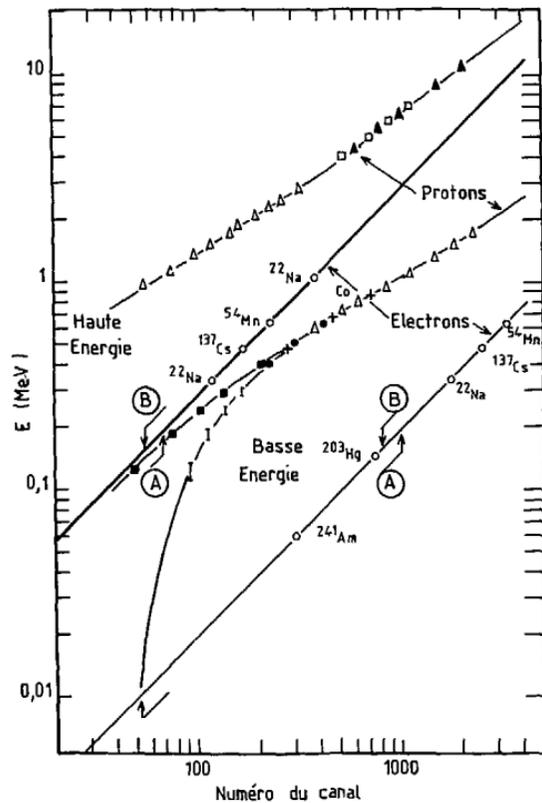


Figure 6

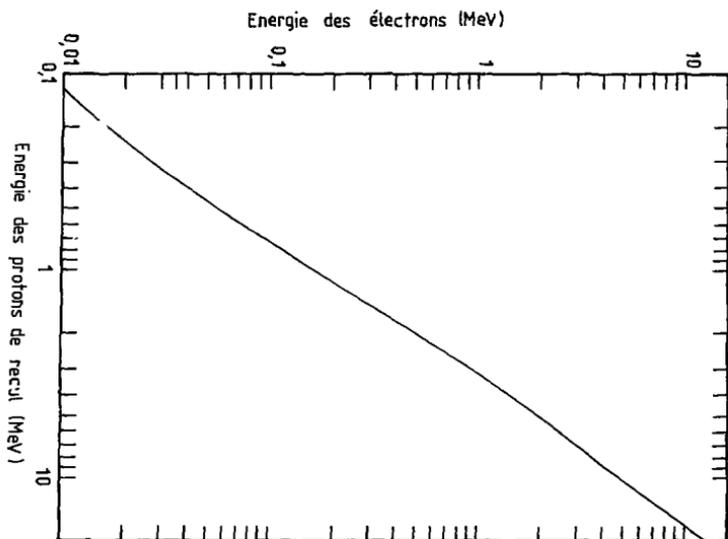


Figure 7

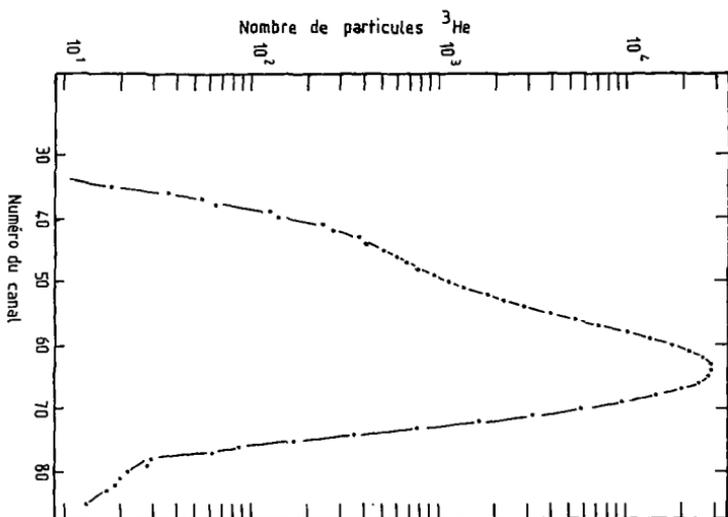


Figure 8

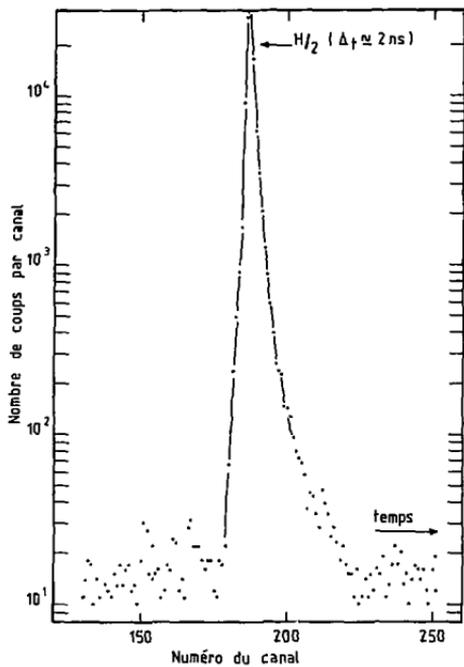


Figure 9

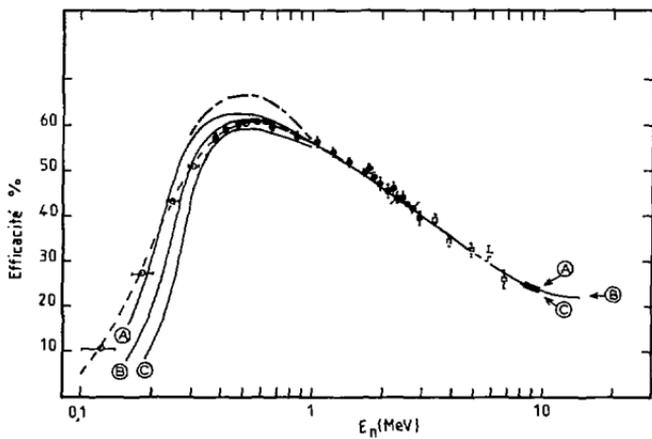


Figure 10

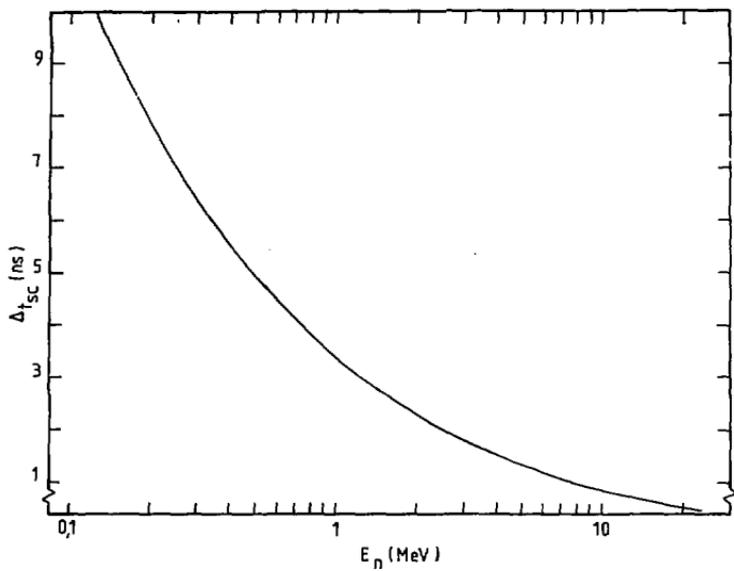


Figure 11

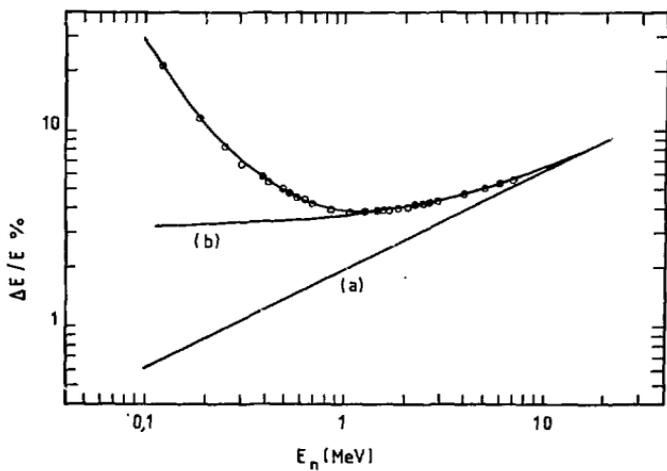


Figure 12

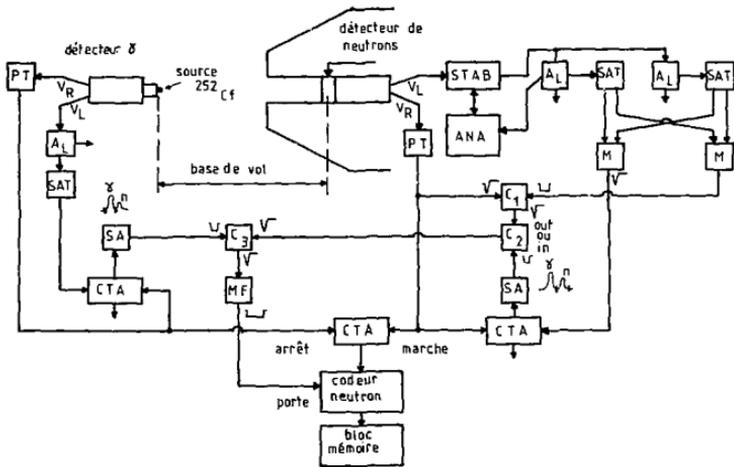


Figure 13

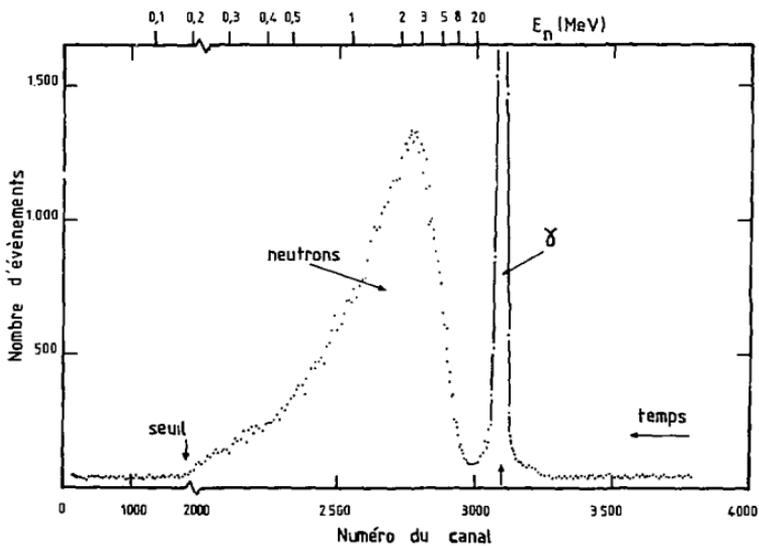


Figure 14

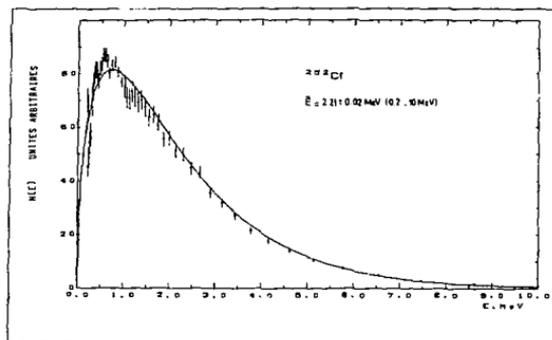
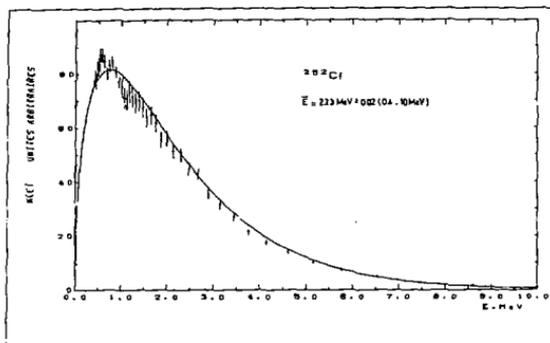
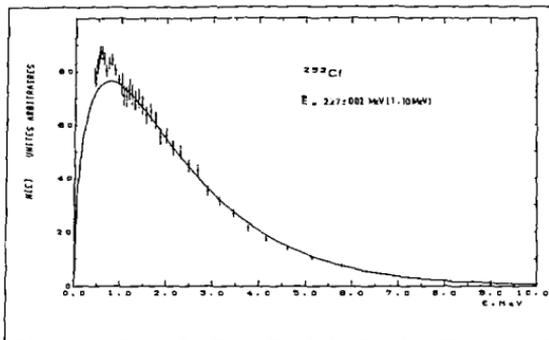


Figure 15

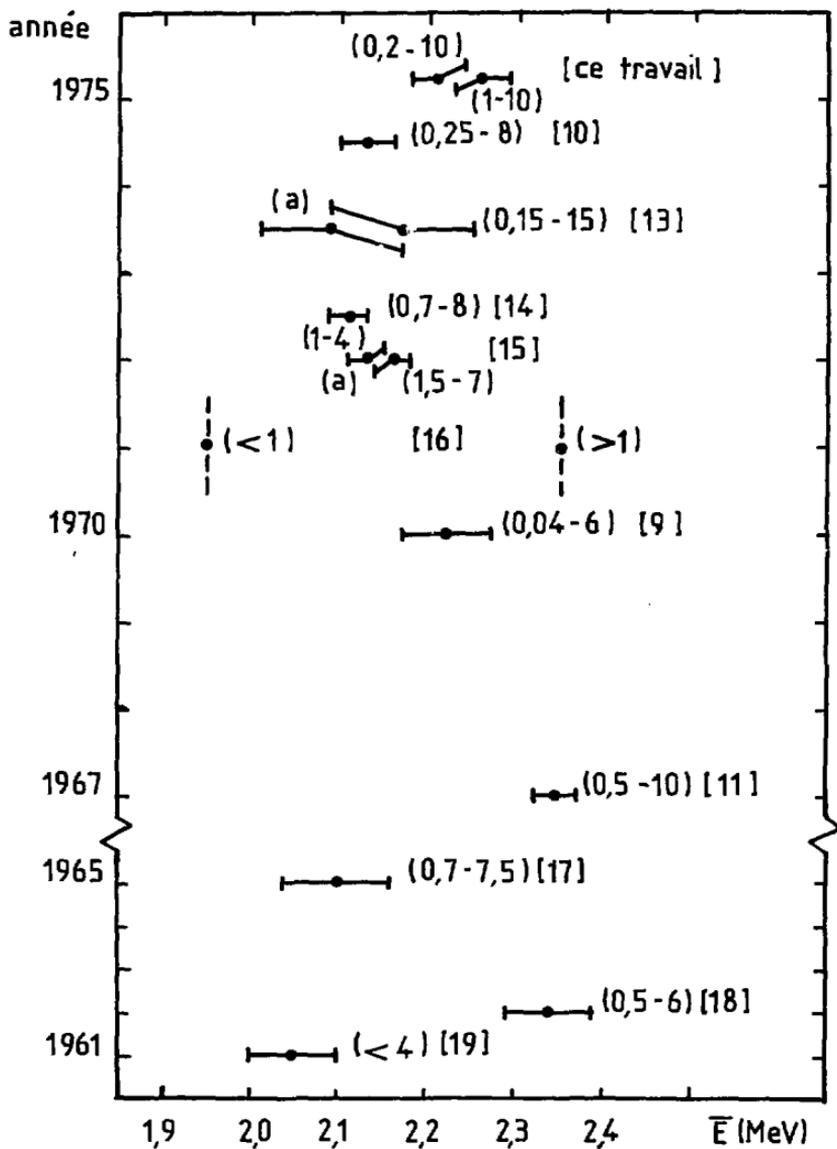


Figure 16

*Achevé d'imprimer*  
*par*  
*le CEA, Service de Documentation, Saclay*  
*Janvier 1978*

*DEPOT LEGAL*  
*1er trimestre 1978*

*La diffusion, à 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.*

40

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