

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

A.30

MESURE DU SPECTRE EN ENERGIE
DES NEUTRONS DE FISSION
POUR LA FISSION DE ^{235}U ET DE ^{238}U
INDUITE PAR DES NEUTRONS RAPIDES

par

André BERTIN, Robert BOIS, Joël FREHAUT

Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel

Rapport CEA-R-4913

PLAN DE CLASSIFICATION DES RAPPORTS ET BIBLIOGRAPHIES CEA
(Classification du système international de documentation nucléaire SIDON/INIS)

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

Rapport CEA-R-4913

Cote-matière de ce rapport : A.30

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

<i>en français</i>	<i>en anglais</i>
[00] FISSION RAPIDE	[00] FAST FISSION
NEUTRONS DE FISSION	FISSION NEUTRONS
SPECTRES D'ENERGIE	ENERGY SPECTRA
ERREURS	ERRORS
CORRECTIONS	CORRECTIONS
PRECISION	ACCURACY
BRUIT DE FOND	BACKGROUND NOISE
RESOLUTION EN ENERGIE	ENERGY RESOLUTION
RESOLUTION TEMPORELLE	TIME RESOLUTION
TECHNIQUES DES NEUTRONS PULSES	PULSED NEUTRON TECHNIQUES
METHODE DU TEMPS DE VOL	TIME-OF-FLIGHT METHOD
DOMAINE 01-10 MEV	MEV RANGE 01-10
CIBLE URANIUM 235	URANIUM 235 TARGET
CHAMBRES D'IONISATION A FISSION	FISSION CHAMBERS
[01] DOMAINE 100-1000 KEV	[01] KEV RANGE 100-1000
[02] CIBLE URANIUM 238	[02] URANIUM 238 TARGET

CEA - R-4913 - André BERTIN, Robert BOIS, Joël PREHAUT

MESURE DU SPECTRE EN ENERGIE DES NEUTRONS POUR LA FISSION DE ^{235}U ET DE ^{238}U INDUITE PAR DES NEUTRONS RAPIDES.

Sommaire. - Le spectre en énergie des neutrons prompts de fission a été mesuré pour la fission de ^{235}U induite par des neutrons de 600 keV, en utilisant la méthode de l'échantillon et celle de la chambre à fission. Pour les deux expériences, les spectres ont été mesurés par temps de vol à un angle de 90° par rapport à la direction des neutrons incidents. La méthode de la chambre à fission a été développée en vue d'étudier les spectres de neutrons de fission induite par des neutrons de haute énergie. Cette étude montre que cette méthode permet de traiter de façon précise le problème important du bruit de fond. Les spectres en énergie des neutrons de la fission induite dans ^{235}U et ^{238}U par des neutrons de 7 MeV ont ensuite été mesurés simultanément en utilisant une chambre à fission. Pour ces mesures, l'accélérateur Van de Graaff 4 MeV du C.E. de Bruyères-le-Châtel est utilisé comme source de neutrons pulsée. Les neutrons de fission sont détectés par un détecteur à scintillation NE 213 ($\phi = 10$ cm, $z = 5$ cm). La stabilité du seuil de détection est obtenue en stabilisant le gain du photomultiplicateur. Les spectres expérimentaux sont corrigés analytiquement des effets secondaires de diffusion inélastique et de fission. Les données sont ajustées par moindres carrés à une distribution Maxwellienne. Les spectres obtenus montrent un excès de neutrons en dessous de 1 MeV par

CEA-R-4913 - André BERTIN, Robert BOIS, Joël PREHAUT

MEASUREMENT OF FISSION NEUTRON ENERGY SPECTRUM OF ^{235}U and ^{238}U INDUCED BY FAST NEUTRONS

Summary. - The prompt fission neutron energy spectrum has been measured for fission induced in ^{235}U by 600 keV neutrons using both methods of the sample and of the fission chamber. The spectra have been measured using the time-of-flight technique at an angle of 90° relative to the incident neutron beam. Both methods give results in good agreement. The fission chamber method is thoroughly developed in the present paper. It is shown in particular that this method is well suited for fast neutron induced fission studies and that the background components can be determined accurately. As an illustration, the fission neutron spectra have been measured simultaneously for fission induced in ^{235}U and ^{238}U by 7 MeV neutrons using one fission chamber containing the two isotopes. All the measurements were made using the 4 MeV V.d.G. accelerator of Bruyères-le-Châtel as a pulsed neutron source. Fission neutrons were detected using a NE 213 scintillator 10 cm in diameter and 5 cm thick. The stability of detection threshold was obtained by stabilizing the photomultiplier gain. An analytical correction has been applied to experimental spectra to account for secondary reactions. The spectra obtained show an excess of neutrons below 1 MeV relative to a Maxwellian distribution. These results are discussed and compared to other published measurements.

rapport à la distribution Maxwellienne. Ces résultats sont discutés et comparés aux autres mesures publiées.

1978

63 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France.

1978

63 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France.

- Rapport CEA-R-4913 -

Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel

MESURE DU SPECTRE EN ENERGIE DES NEUTRONS DE FISSION
POUR LA FISSION DE ^{235}U ET DE ^{238}U
INDUITE PAR DES NEUTRONS RAPIDES

par

André BERTIN, Robert BOIS, Joël FREHAUT

- Juin 1978 -

TABLE DES MATIERES

I - INTRODUCTION

II - PRINCIPE DE LA MESURE

1. Méthode de l'échantillon
2. Méthode de la chambre à fission

III - TECHNIQUE EXPERIMENTALE

1. Production des neutrons
2. Dispositif expérimental
 - a) Moniteur
 - b) Echantillon
 - c) Chambre à fission
 - d) Détecteur de neutrons
3. Electronique associée et acquisition des données
 - a) La fission
 - b) La détection des neutrons
 - c) La mesure du bruit de fond
 - d) Acquisition des données

IV - TRAITEMENT DES DONNEES

1. Recalage en temps des spectres expérimentaux
2. Correction des bruits de fond avec la chambre à fission

V - EXPLOITATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

1. Résolution en énergie
2. Détermination des spectres en énergie des neutrons de fission
3. Corrections pour les réactions secondaires
4. Sources d'erreurs systématiques

VI - RESULTATS ET DISCUSSIONS

1. Généralités

2. Fission provoquée de ^{235}U et ^{238}U
 - a) Spectre de ^{235}U pour $E_0 = 600 \text{ keV}$
 - b) Spectres de ^{235}U et ^{238}U pour $E_0 = 7 \text{ MeV}$
3. Influence des neutrons de basse énergie
4. Comparaison des résultats

VII - CONCLUSION

ANNEXE

REFERENCES

TABLEAUX ET FIGURES.

I - INTRODUCTION

Une connaissance précise du spectre en énergie des neutrons de fission en fonction de l'énergie des neutrons qui provoquent la fission, est nécessaire pour le calcul des assemblages fissiles à neutrons rapides.

De nombreux résultats de mesures ont été publiés. La plupart se rapportent à la fission de ^{235}U [1-2] induite par des neutrons thermiques ou de basse énergie ; on trouve peu de résultats au-dessus de 100 keV. Cette situation est due en grande partie aux difficultés expérimentales inhérentes à la détection du spectre continu des neutrons de fission, auquel se superpose le spectre des neutrons de diffusion élastique et inélastique.

Les premières tentatives pour mesurer le spectre en énergie des neutrons de fission avec des neutrons incidents rapides ont été faites par VASIL'EV et al. [3] sur ^{235}U et ^{238}U à 14 MeV, par BARNARD et al. [4] sur ^{238}U à 2,09 et 4,91 MeV, enfin par CONDE [5] sur ^{235}U à 1,5 MeV. Plus récemment, les spectres de ^{235}U et ^{238}U ont été mesurés par KNITTIER et al. [6] pour des neutrons incidents d'énergie inférieure à 2,3 MeV, et par AUCHAMPAUGH [7] pour six groupes de neutrons dans la gamme d'énergie 1,7 - 22,5 MeV.

En général, ces mesures s'accordent à environ 5 %. La partie du spectre des neutrons de fission comprise entre 1 et 6 MeV est assez bien représentée par la distribution Maxwellienne proposée par TERRELL [8] :

$N(E) = K \cdot E^{1/2} \cdot \exp(-E/T_f)$ où K est un facteur de normalisation et T_f un paramètre relié à l'énergie moyenne des neutrons de fission par la relation $\bar{E} = 3/2 T_f$. On constate expérimentalement que \bar{E} augmente légèrement avec l'énergie des neutrons qui induisent la fission [6]. Cependant ce résultat n'est pas confirmé par les mesures récentes de AUCHAMPAUGH [7], qui trouve une énergie moyenne sensiblement constante entre 1,7 et 22,5 MeV.

Pour la partie du spectre des neutrons de fission située en dessous de 1 MeV, plusieurs auteurs (en particulier WERLE et al. [9]) observent un excès de neutrons par rapport à la distribution Maxwellienne. Pour

la partie située au delà de 6 MeV le nombre de neutrons est faible, aussi les mesures divergent considérablement. Les travaux de NEFEDOV [10] montrent des structures dans le spectre des neutrons de ^{235}U obtenu par des neutrons thermiques, mais celles-ci n'ont pas été observées par d'autres expérimentateurs. JEKI [11] a par ailleurs montré que ces structures ne sont pas compatibles avec la précision des mesures de NEFEDOV. D'une façon générale, les résultats expérimentaux sont encore insuffisants et pas assez précis pour en déduire des conclusions quantitatives. Dans la plupart des cas, les mesures sont très souvent difficilement comparables : les énergies moyennes déduites de la loi de MAXWELL, ne correspondent pas à un ajustement sur un même intervalle d'énergie, et les énergies incidentes sont rarement voisines. La dispersion des résultats peut également s'expliquer par la difficulté de connaître avec précision l'efficacité des détecteurs de neutrons utilisés pour ces expériences.

Les "recommandations" faites au PANEL de VIENNE [2] en 1971 illustrent bien les difficultés rencontrées dans ces mesures. Elles montrent le souci des expérimentateurs d'arriver à définir un "spectre standard" permettant des intercomparaisons. Les spectres en énergie des neutrons de la fission spontanée du ^{252}Cf et de la fission de ^{235}U induite par des neutrons thermiques, sont retenus comme spectres standards respectivement en priorité 1 et 2.

A partir des résultats expérimentaux pour lesquels suffisamment d'informations sont données, le National Bureau of Standards [12] vient de réaliser une évaluation concernant ces deux spectres. Des résultats ont été présentés à la conférence de WASHINGTON [13] en 1975. La distribution Maxwellienne est valable pour la totalité du spectre, mais une représentation plus exacte est obtenue si l'on module cette loi par des facteurs de correction appliqués à 5 groupes d'énergies. Les bornes de ces groupes ont les valeurs suivantes : 0 - 0,25 - 0,8 - 1,5 - 6 - 20 MeV ; une tabulation plus fine en 40 groupes doit être publiée.

Le travail présenté dans ce rapport n'a pas la prétention de donner une réponse à toutes les questions se rapportant à l'obtention d'un spectre de neutrons de fission. Nous avons voulu seulement aborder avec une attention particulière et dans l'esprit du PANEL de VIENNE un certain

nombre de problèmes, en vue d'étudier le domaine encore peu exploré de la fission induite par des neutrons rapides.

Avant d'entreprendre ces expériences, nous avons mis au point un ensemble de détection de neutrons ayant des caractéristiques stables et parfaitement définies. Ce dispositif est présenté dans un rapport séparé [14] ainsi qu'une méthode pour contrôler la stabilité et la reproductibilité des mesures, basée sur la mesure du spectre en énergie des neutrons de la fission spontanée du ^{252}Cf .

Dans la présente étude, nous avons utilisé la technique déjà ancienne de la chambre à fission préconisée par VASIL'EV et al. [3], dont nous avons amélioré les performances. Nous montrons que cette technique permet non seulement de s'affranchir des neutrons de diffusion élastique et inélastique, mais surtout de traiter de façon précise le problème important du bruit de fond, souvent sous estimé et même négligé par les autres expérimentateurs.

La mise en oeuvre de la technique de la chambre à fission étant particulièrement délicate, nous l'avons expérimentée par rapport à la méthode de l'échantillon qui est couramment utilisée pour la fission induite par des neutrons de moyennes énergies. Pour cela, le spectre en énergie des neutrons pour la fission de ^{235}U induite par des neutrons de 600 keV a été mesuré par les 2 méthodes, et les résultats ont été comparés.

Enfin nous présentons une mesure simultanée des spectres en énergie des neutrons pour la fission de ^{235}U et de ^{238}U induite par des neutrons de 7 MeV, qui a été réalisée par la technique de la chambre à fission.

II - PRINCIPE DE LA MESURE (Fig. 1)

Un faisceau pulsé de neutrons monocinétiques irradie soit un échantillon massif d'uranium, soit les dépôts d'une chambre à fission placés près de la source. Les neutrons émis sont détectés à l'aide d'un scintillateur liquide NE 213 ($\phi = 10$ cm, ép = 5 cm) couplé à un photomultiplicateur rapide XP 1041 placé à un angle de 90° par rapport à la

direction des neutrons incidents, à une distance de l'ordre de 2 mètres du matériau fissile. La mesure du temps de vol des neutrons détectés permet de remonter à leur spectre en énergie.

1. Méthode de l'échantillon

Pour des neutrons incidents d'énergie E_0 , le spectre expérimental obtenu peut-être divisé en 3 zones :

- pour $E > E_0$, le spectre ne comprend que des neutrons de fission,
- pour $E = E_0$, le pic de diffusion élastique se superpose aux neutrons de fission,
- pour $E < E_0$, les neutrons diffusés inélastiquement s'ajoutent au spectre des neutrons de fission.

En pratique, si l'énergie E_0 des neutrons incidents ne dépasse pas 1 à 2 MeV, on exploite seulement la zone $E > E_0$. Au delà de 2 MeV, en plus de la zone $E > E_0$, on prend la partie du spectre $E < E_0$ en incluant une composante de la forme $N'(E) = K' \cdot E \cdot \exp(-E/T_1)$ pour la contribution de la diffusion inélastique, qui sera déduite du spectre expérimental (mesures de KNITTER et al. [6]). Comme il faut aussi déduire la diffusion élastique, on voit que l'accès au spectre des neutrons de fission devient très imprécis.

Avec cette méthode, le bruit de fond est généralement déterminé à partir d'une mesure sans échantillon pour le même flux de neutrons incidents. JOHANSSON et al. [15] remplacent l'échantillon par un matériau non fissile tel que le tantale pour déterminer la forme du pic de diffusion élastique.

2. Méthode de la chambre à fission

En remplaçant l'échantillon fissile par une chambre à fission, on dispose d'une information synchrone de la fission, correspondant à la détection d'un des 2 fragments. Le signal de la chambre à fission est utilisé d'une part comme condition pour la mesure du temps de vol des neutrons de fission, d'autre part pour déterminer, également par temps de vol, l'énergie du neutron incident qui a provoqué la fission. Le spectre ainsi obtenu permet,

dans le cas de ^{235}U , de tenir compte des fissions induites par des neutrons de très basse énergie qui contaminent le faisceau incident.

Cette méthode a pour défaut de ne considérer que les neutrons de fission pour lesquels les fragments ont été détectés. En outre l'utilisation d'une chambre limite en pratique la quantité de matière fissile à quelques grammes tandis que les plateaux de la chambre constituent une masse diffusante importante. Comme nous le verrons par la suite (§ IV-2), le fait d'appliquer la condition "fission" pour la mesure du temps de vol des neutrons ne suffit pas pour éliminer complètement les neutrons de diffusion élastique et inélastique du spectre expérimental : le taux de coïncidences fortuites entre fission et diffusion par les matériaux de la chambre n'est pas négligeable. On peut tirer parti de ce caractère de "coïncidence fortuite" pour mesurer exactement la contribution des neutrons diffusés au spectre expérimental. Celle-ci correspond en effet au spectre que l'on mesure en coïncidence avec un signal aléatoire généré en retardant le signal de fission d'un nombre entier de périodes de pulsation du faisceau : toute corrélation directe avec les neutrons de fission a disparu, tandis que la corrélation fortuite avec un neutron diffusé conserve la même probabilité. Cette technique de mesure de bruit de fond est étudiée plus en détail dans le paragraphe IV-2.

III - TECHNIQUE EXPERIMENTALE

Les données caractéristiques de l'expérience sont résumées dans le tableau I.

1. Production des neutrons

Nous utilisons le faisceau du Van de Graaff de 4 MeV du Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel pulsé sous forme d'impulsions de 1 ns à la fréquence de 1 MHz. Le courant moyen sur les cibles varie entre 3 et 4 μA .

Les neutrons incidents de 600 keV et de 7 MeV sont produits respectivement par les réactions :

- $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ avec une cible solide de $430 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ($E_p = 2,35 \text{ MeV}$),
- $\text{D}(d,n)^3\text{He}$ avec une cible gazeuse de 1 cm de longueur contenant du deutérium à la pression de 2 atmosphères. La fenêtre d'entrée est en HAVAR de

2 μ d'épaisseur. La perte d'énergie dans la cible est de 34 keV ($E_d = 4$ MeV).

2. Dispositif expérimental

La figure 1 donne une représentation schématique du dispositif expérimental avec la chambre à fission. Les neutrons provenant de la cible sont collimatés de façon à n'arroser que la partie utile de la chambre ou la totalité de l'échantillon. La distance entre la source de neutrons et le milieu des dépôts de la chambre ou l'échantillon est de 40 cm. Le collimateur est soit en plexiglass (mesures à 600 keV) soit en cuivre (mesures à 7 MeV). Une feuille de cadmium est placée à la sortie du collimateur pour absorber les neutrons de basse énergie qui contaminent le faisceau incident.

Les neutrons émis, soit par l'échantillon, soit par la chambre sont détectés à un angle de 90° par rapport à la direction du faisceau incident. Le détecteur de neutrons 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 γ 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.

Pour obtenir des taux de comptage raisonnables, 2 longueurs de base de vol ont été utilisées :

- mesure avec échantillon : 2 m pour $E_0 = 600$ keV,
- mesure avec chambre à fission : 1,4 m pour $E_0 = 600$ keV et 2 m pour $E_0 = 7$ MeV.

a) Moniteur

La mesure relative du flux de neutrons incidents est assurée par un spectromètre de neutrons par temps de vol, placé sur l'axe du faisceau incident et à 2 m de la source. Ce détecteur est constitué d'un scintillateur NE 102 (1" x 1") couplé à un photomultiplicateur 56 AVP. Le spectre de temps de vol est obtenu à partir de la mesure du temps qui s'écoule entre l'instant de la production d'un paquet de neutrons dans la cible

et leur détection. L'instant de production 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.

b) Echantillon

L'échantillon utilisé pour la mesure à 600 keV est un cylindre creux de 2 cm de diamètre extérieur, 1 cm de diamètre intérieur et 3 cm de hauteur. Il est constitué d'uranium enrichi (93,5 % de ^{235}U) et n'est pas gainé. Il est maintenu en place par un support de construction très légère, qui est conservé pour la mesure du bruit de fond.

c) Chambre à fission

La chambre à fission est du même type que celle utilisée pour nos mesures antérieures sur ^{235}U à 14 MeV [16-17]. Celle-ci est conçue pour que le minimum de matériau diffusant soit situé sur le trajet des neutrons incidents. L'enveloppe est de construction légère et robuste.

Elle est constituée d'un empilage de 100 disques en acier inoxydable de 80 mm de diamètre et de 2/10 mm d'épaisseur, espacés de 1 mm. L'épaisseur des dépôts est de 1 mg/cm², ce qui correspond à une masse moyenne par dépôt de l'ordre de 45 mg. Cette chambre est remplie sous une pression de 4 kg d'un mélange d'argon à 20 % de méthane. La tension appliquée entre les électrodes est de 350 volts.

Cette chambre contient 4,22 g de ^{235}U et 4,15 g de ^{238}U . Les dépôts sont groupés par 10 plateaux et les deux matériaux sont alternés. L'ensemble est identique à 10 petites chambres cylindriques juxtaposées de 1,2 cm d'épaisseur chacune. Ce découpage électrique en 10 groupes est réalisé pour diminuer la capacité, il permet d'obtenir un meilleur rapport signal-bruit.

Un amplificateur rapide de gain élevé ($G = 9400$) est placé à la sortie de chaque groupe. Il est suivi d'un discriminateur d'amplitude rapide pour séparer les impulsions utiles (détection d'un fragment de fission) du bruit de fond et des signaux engendrés par les particules alpha. Le temps de montée des impulsions à la sortie de la chambre à fission

est de l'ordre de 8 ns.

d) Détecteur de neutrons

Le détecteur de neutrons utilisé pour ces expériences a été décrit en détail dans un rapport séparé [14]. Nous ne rappelons ici que ces principales caractéristiques. Il est constitué :

- a - d'un scintillateur liquide NE 213 contenu dans une capsule cylindrique de 10 cm de diamètre et de 5 cm 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.

Ce détecteur a été conçu pour analyser l'énergie des neutrons de fission dans la gamme d'énergie comprise entre 50 keV et 20 MeV. Il est équipé d'un dispositif de contrôle automatique de gain pour assurer sa stabilité sur de longues périodes et la reproductibilité des mesures.

Son efficacité a été déterminée expérimentalement par 3 méthodes :

- une mesure absolue à 2,6 MeV par la méthode de la particule associée de la réaction $D(d,n)^3\text{He}$,
- une comparaison avec un long compteur étalonné entre 0,1 et 3 MeV,
- une mesure relative entre 3 et 7 MeV, en se basant sur la distribution angulaire de la réaction $D(d,n)^3\text{He}$.

L'ensemble de ces mesures est en bon accord avec les résultats d'un calcul réalisé par la méthode de Monte Carlo.

3. Electronique associée et acquisition des données

Le nombre important des paramètres mis en jeu dans cette mesure (condition fission, identification du groupe de plaques ou la fission s'est produite, temps de vol des neutrons, discrimination neutron-gamma, bruit de fond), nous a conduit à réaliser une acquisition multiparamétrique des données, avec un calculateur en ligne CII Mitra 15.

L'avantage essentiel de cette méthode d'acquisition est de conserver la chronologie et l'individualité des informations, ce qui permet par un traitement ultérieur, de tirer un maximum de renseignements de l'expérience.

D'autre part l'électronique a été conçue pour permettre le passage rapide de la méthode de l'échantillon à celle de la chambre à fission, sans avoir à modifier les réglages.

La figure 2 représente le bloc diagramme simplifié du dispositif électronique qui peut se diviser en 3 parties.

a) La fission

La détection d'un fragment de fission par la chambre déclenche simultanément 4 opérations :

- le blocage du circuit de détection des fissions, afin de ne pas perturber le processus d'analyse de la fission qui vient d'être détectée,
- l'ouverture d'un aiguilleur qui permet de localiser le groupe de la chambre où la fission s'est produite,
- la formation d'un signal rapide pour déterminer par temps de vol l'énergie du neutron incident qui a provoqué la fission,
- à partir du signal rapide précédent on réalise une impulsion de 250 ns de largeur, pour effectuer une coïncidence avec l'impulsion de la pulsation qui a donné naissance à cette fission. La sortie de ce circuit de coïncidence C1 est synchrone de la pulsation, de façon à conserver la définition temporelle pour la mesure du temps de vol. Comme nous le verrons par la suite, la valeur de 250 ns permet de fixer la plage d'ana-

lyse de l'énergie du neutron qui a provoqué la fission, en utilisant la méthode du temps de vol.

b) La détection des neutrons

La détection d'un neutron ou d'un gamma déclenche simultanément 2 opérations :

- la formation d'un signal rapide pour la mesure du temps de vol (entrée marche du CTA₂),
- la formation d'un signal linéaire pour fixer le seuil de détection et réaliser la discrimination neutron-gamma. Cette dernière est effectuée en utilisant la méthode du passage au zéro des impulsions, la mesure des temps de décroissance est réalisée par un convertisseur temps-amplitude (C.T.A₃) avec une plage d'analyse de 400 ns. Pour des problèmes de dynamique liés à la discrimination neutron-gamma, la sortie linéaire a été séparée en deux voies correspondant aux hautes et aux basses énergies de protons de recul [14].

c) La mesure du bruit de fond (§ II-2)

Lorsque la condition "fission-pulsation" est réalisée, le circuit de coïncidence C1 délivre 2 impulsions rapides identiques et synchrones

- l'une attaque directement l'une des 2 entrées d'un mélangeur,
- l'autre subit une mise en forme et un retard d'un nombre entier de μ s, afin qu'elle se retrouve en phase avec une autre pulsation non liée à la fission qui vient d'être prise en compte (fréquence de la pulsation = 1 MHz). Cette deuxième coïncidence C2 délivre également un signal synchrone de la pulsation, qui attaque la deuxième entrée du mélangeur précédent. La coïncidence C2 délivre en plus une information pour le "marquage" des événements bruit de fond.

A la sortie du mélangeur, nous observons donc 2 impulsions rapides identiques décalées d'un nombre entier de μ s et cela, chaque fois que la chambre délivre une information fission. L'une ou l'autre de ces 2 impulsions est prise comme ARRET pour le convertisseur temps-amplitude C.T.A₂ (plage d'analyse 1 μ s).

Avec cette technique :

- à un neutron de fission détecté, on ne peut associer seulement que la première impulsion ARRET,
- à un neutron de bruit de fond détecté, on peut associer la première ou la deuxième impulsion ARRET, suivant l'instant où ce neutron est détecté.

Le spectre de temps de vol des neutrons est donc réalisé entre les formations rapides délivrées par le détecteur de neutrons et la pulsation conditionnée par la "fission" ou la "fission simulée". On analyse simultanément par la mesure de son temps de vol (C.T.A₁, plage 300 ns), l'énergie du neutron incident qui a provoqué la fission. Le taux d'acquisition des événements est extrêmement faible : sensiblement 1 coup toutes les 10 secondes. De ce fait, on peut utiliser le même codeur pour analyser à la fois les événements utiles et ceux correspondant au bruit de fond.

d) Acquisition des données

Pour chaque voie à analyser, un codeur (CT 102 INTERTECHNIQUE) convertit l'information analogique en une information digitale. Cette conversion est conditionnée par la détection simultanée, après une bouffée de neutrons incidents, d'une fission et d'un neutron (coïncidence C3).

L'évènement nucléaire ainsi détecté est caractérisé par 6 mots dont la structure est la suivante :

- mot 1 12 bits temps de vol neutron (C.T.A₂)
- mot 2 12 bits voie linéaire haute énergie
- mot 3 12 bits voie linéaire basse énergie
- mot 4 9 bits discrimination neutron-gamma (C.T.A₃)
- mot 5 9 bits temps de vol fission (C.T.A₁)
- mot 6

4 bits	identification du groupe de plaques
1 bit	marquage du bruit de fond.

Ces données sont prises en compte par le calculateur CII Mitra 15 et transférées après contrôle sur une bande magnétique.

Cette méthode d'acquisition multiparamétrique des données offre

au dépouillement d'énormes possibilités d'investigation. Un programme de traitement très souple permet par exemple de constituer le spectre d'un "mot" en prenant des critères de sélection sur les autres mots.

IV - TRAITEMENT DES DONNEES

Pour exploiter les spectres expérimentaux de temps de vol, il est nécessaire d'effectuer un traitement préalable des données.

Ce traitement est simple pour la mesure avec l'échantillon puisqu'il ne s'agit que d'une correction de bruit de fond obtenue par soustraction de deux spectres de temps de vol (§ II-1). La figure 3 présente le spectre corrigé de temps de vol (sans discrimination neutron-gamma), mesuré pour la fission de ^{235}U induite par des neutrons de 600 keV et en utilisant la méthode de l'échantillon diffuseur. L'échelle des temps de vols est orientée de la droite vers la gauche. On y distingue les pics dus aux rayons gamma (fission, diffusion inélastique) et aux neutrons diffusés élastiquement. Seule la zone située entre ces 2 pics, et ne comprenant que des neutrons de fission, est prise en compte pour l'exploitation des résultats.

Le traitement, beaucoup plus complexe, de la mesure avec la chambre à fission est présenté dans la suite de ce paragraphe.

1. Recalage en temps des spectres expérimentaux

Lorsqu'on utilise la chambre à fission, les spectres de temps de vol des neutrons obtenus pour chacun des groupes de plaques, sont décalés en temps les uns par rapport aux autres. En effet, les neutrons de fission émis par le premier groupe (le plus proche de la cible) parviennent au détecteur de neutrons avant ceux émis par le dernier groupe frappé par les neutrons incidents. Ce décalage constant entre les spectres est fonction du temps de parcours des neutrons incidents à l'intérieur de la chambre (il faut 11,2 ns aux neutrons de 600 keV pour traverser la chambre).

Un premier traitement consiste à recopier la bande magnétique d'acquisition, en corrigeant les adresses des informations temps de vol. Ce recalage est effectué en se référant à la position du pic des rayons gamma de chacun des spectres.

2. Corrections des bruits de fond avec la chambre à fission

La figure 4 présente les spectres de temps de vol obtenus pour la fission de ^{235}U induite par des neutrons de 600 keV, avec les conditions "fission" et "fission simulée".

L'échelle des temps de vols est orientée de la droite vers la gauche. Sur le spectre obtenu avec la condition "fission" (fig. 4a), on distingue successivement pour les temps croissants :

- un pic correspondant à la détection des rayons γ produits dans la cible productrice de neutrons,
- un pic correspondant à la détection des rayons γ de fission,
- un pic large, correspondant à la détection des neutrons de fission, sur lequel se superpose un pic plus étroit, dû à la détection des neutrons diffusés élastiquement par la chambre.

Sur le spectre obtenu avec la condition "fission simulée" (fig. 4b), seuls les événements non corrélés à la fission apparaissent :

- le pic des rayons γ de la cible,
- le pic des neutrons de diffusion élastique,
- une queue, correspondant à la détection de neutrons diffusés inélastiquement. Cette composante existe dans le premier spectre (fig. 4a), mais est indiscernable des neutrons de fission.

La figure 5 présente le spectre obtenu par soustraction des 2 spectres de la figure 4 : tous les événements non corrélés à la fission ont bien disparu. Le recalage en temps entre les spectres de temps de vol de chacun des groupes de la chambre à fission introduit un décalage normal du pic des rayons γ de la cible puisqu'ils sont indépendants de la chambre. C'est la raison pour laquelle la soustraction (canal à canal) des rayons γ de la cible n'est pas parfaite. On vérifie facilement que le nombre de coups dans le pic γ de la cible, pour chacun des 2 spectres de la figure 4 est bien identique. Cela prouve que notre façon de mesurer le bruit de fond est correcte.

Nous avons jusqu'ici négligé la fission de ^{235}U par les neutrons

de basse énergie qui peuvent contaminer le faisceau incident, ou être produits par la diffusion de ce faisceau sur les matériaux de la chambre. La méthode de la chambre à fission permet également de tenir compte de cet effet. Comme nous l'avons vu, on utilise le signal rapide de la chambre pour déterminer également par la méthode du temps de vol (§ III-5), l'énergie du neutron qui a provoqué la fission (la chambre à fission est placée à 40 cm de la source pulsée de neutrons).

La figure 6a montre le spectre obtenu pour la fission de ^{235}U induite par des neutrons de 600 keV, avec la condition qu'une information synchrone existe sur le détecteur de neutrons : la composante continue correspond aux fissions induites par des neutrons de basse énergie, et le pic aux fissions induites par les neutrons de 600 keV. La gamme d'analyse est de 250 ns (§ III-5a). La largeur à mi-hauteur du pic, qui comprend la dispersion en énergie due à la cible productrice de neutrons est de 7,5 ns (résolution intrinsèque de la chambre \approx 5 ns). Pour ce spectre de temps de vol, les retards entre les groupes de plaques de la chambre à fission ont été recalés en temps lors du prétraitement.

La figure 6b montre le spectre obtenu avec la condition qu'une information "bruit de fond" (§ III-5c) existe sur le détecteur de neutrons : le pic étroit correspond aux fissions induites par les neutrons de 600 keV, pour lesquelles une information non corrélée à la fission a été obtenue sur le détecteur de neutrons. Le fond représente les fissions induites par des neutrons de basse énergie auxquelles correspond une information non corrélée sur le détecteur de neutrons.

Sur la figure 6, le fond continu est plus important pour les temps de vol élevés que pour les temps de vol courts, où il disparaît pratiquement dans le cas de la figure 6b (l'échelle des temps est inversée sur la figure 6). Cela est dû au fait que la mesure est conditionnée par la présence d'une information sur le détecteur de neutrons. Cette information correspond à la première impulsion qui se présente sur le détecteur après la production de la bouffée de neutrons incidents : pour les temps de vol élevés, le détecteur peut enregistrer une information non corrélée (γ de la source, neutron de diffusion) avant que la fission du fond continu ne se produise ; pour les temps de vol courts, la fission se produit avant l'arrivée des informations non corrélées, et un neutron de cette fission a

beaucoup plus de chance d'être détecté avant un évènement non corrélé.

On peut définir, pour chacun des spectres de la figure 6, deux zones de même largeur correspondant respectivement au pic de temps de vol et aux fissions de basse énergie, et repérées respectivement par les symboles A et B sur la figure 6a et C et D sur la figure 6b. Les spectres de temps de vol obtenus à partir du détecteur de neutrons pour les évènements de ces 4 zones comprennent les informations suivantes :

ZONE	ENERGIE DU NEUTRON QUI PROVOQUE LA FISSION	EVENEMENTS CORRESPONDANT SUR LE DETECTEUR DE NEUTRONS
A	600 keV	corrélé
	600 keV	non corrélé
	basse	corrélé
	basse	non corrélé
B	basse	corrélé
	basse	non corrélé
C	600 keV	non corrélé
	basse	non corrélé
D	basse	non corrélé

Le spectre que l'on recherche, celui des évènements corrélés aux fissions induites par les neutrons de 600 keV, est obtenu en combinant les spectres correspondant aux 4 zones suivant la séquence :

$$(A - C) - (B - D) \text{ retardé}$$

La raison du retard sera précisé plus loin.

Les spectres présentés sur la figure 4 correspondent en fait à ceux des zones A et C, et le spectre de la figure 5 à la différence (A - C).

La figure 7 présente les spectres correspondant aux zones B et D et à la différence (B - D).

Le spectre correspondant aux fissions de basse énergie comprises dans la zone (A - C) à la même forme que celui de la zone (B - D). Cependant, les fissions sont synchrones des zones d'analyse et le décalage des zones A et B, ainsi que les zones C et D, entraîne un décalage en temps du spectre déterminé pour la zone (B - D) ; avant de le soustraire du spectre obtenu pour la zone (A - C), il convient donc de le décaler d'un temps égal au décalage des zones.

La figure 8 présente le spectre obtenu après toutes ces corrections, et qui correspond à la fission de ^{235}U induite par des neutrons de 600 keV.

REMARQUE

Lorsqu'on examine plus particulièrement le spectre de la figure 7a réalisé à partir de la zone B, on observe un pic large et sensiblement rectangulaire à l'emplacement du pic γ de fission, dont la largeur en temps est exactement égal à celle de la zone B de la figure 6 ($\Delta t = 26$ ns). Les fissions étant synchrones des zones d'analyse, ces événements correspondent aux fissions produites par des neutrons de basse énergie, et ils apparaissent sous forme d'un "pedestal" dans le spectre de temps de vol des neutrons. Des événements similaires existent dans le spectre de temps de vol des neutrons de la figure 4a réalisé à partir de la zone A, mais n'apparaissent que très faiblement puisqu'ils se trouvent situés juste sous le pic important des γ de fission.

Cet effet est facilement mis en évidence dans la figure 9, qui montre le spectre brut de temps de vol des neutrons, non plus conditionné par une zone étroite de la fission mais par toutes les fissions du spectre de la figure 6a (largeur sensiblement égale à 250 ns).

La méthode de correction qui vient d'être exposée suppose implicitement que le taux de fissions induites par des neutrons de basse énergie est identique dans les zones A et B.

En pratique, les temps morts des codeurs, qui ne prennent en compte que la première information se présentant après une bouffée de neutrons incidents, conduisent comme nous l'avons déjà signalé, à une mesure d'un taux de fissions induites par des neutrons de basse énergie plus grand à gauche qu'à droite des pics de temps de vol (figure 6). On peut admettre avec une bonne approximation que le taux de ces fissions dans la région du pic est la moyenne des taux obtenus de part et d'autre du pic. Il suffit donc, pour effectuer les corrections, de séparer les zones B et D en 2 parties égales situées de part et d'autre des zones A et C des pics de temps de vol.

Les figures 10 - 11 - 12 - 13 présentent les spectres de temps de vol obtenus pour la fission de ^{235}U et de ^{238}U induite par des neutrons de 7 MeV, aux différentes étapes du dépouillement avec la même présentation que précédemment pour les zones A, B, C, D.

Dans le cas de ^{238}U dont le seuil de fission se situe vers 1,4 MeV, on constate bien l'absence de fissions induites par des neutrons de basse énergie.

V - EXPLOITATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

1. Résolution en énergie

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

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

ou E_n est l'énergie d'un neutron en MeV, t le temps de vol en ns et D la base de vol en cm. Les principaux facteurs qui contribuent à la dispersion en temps Δt sont les suivants :

- la résolution intrinsèque de l'ensemble de détection qui est de 2,1 ns [14],
- la résolution en temps de la source de neutrons incidents (largeur de pulsation, épaisseur de la cible),
- la fluctuation de la longueur de parcours des neutrons incidents entre le premier et le dernier plateau d'un groupe de plateaux de

la chambre à fission,

- la fluctuation de la longueur de parcours des neutrons dans le scintillateur [14],
- la dispersion liée à la fluctuation de l'amplitude des impulsions à la sortie du photomultiplicateur.

La contribution des 3 premiers facteurs, peut être déterminée expérimentalement pour chaque mesure car elle correspond à la résolution du pic des rayons gamma de fission dans le spectre de temps de vol. Le tableau II donne cette résolution (largeur à mi-hauteur du pic) pour les différentes mesures que nous avons réalisées.

La contribution des 2 derniers facteurs, directement liée à l'énergie du neutron détecté, a été mesurée dans une expérience séparée [14].

Ces différentes contributions ont été combinées quadratiquement pour déterminer la résolution globale.

2. Détermination des spectres en énergie des neutrons de fission

Les canaux des spectres expérimentaux de temps de vol (corrigés pour la contribution des bruits de fond) ont été regroupés en tenant compte de la résolution en énergie. Pour chaque groupe de canaux, on a déterminé l'énergie moyenne correspondante puis effectué la correction pour l'efficacité de détection (§ III-4). L'erreur attribuée à chaque point en énergie est la somme d'une erreur statistique incluant l'erreur introduite pour les corrections de bruit de fond et d'une erreur systématique sur la valeur de l'efficacité (2 % du seuil de détection à 1 MeV et 4 % au delà de 1 MeV [14]).

3. Corrections pour les réactions secondaires

Les neutrons primaires de fission peuvent produire dans le dif-fuseur ou dans la chambre (supports et dépôts), des réactions secondaires parasites. La diffusion inélastique, la fission secondaire et la capture

sont les réactions susceptibles de dégrader le plus fortement la forme du spectre des neutrons de fission. Nous admettrons que les effets de la diffusion élastique sont négligeables, car l'énergie des neutrons diffusés est peu dégradée.

S'il y a capture le neutron correspondant ne peut évidemment pas être détecté ; pour tenir compte de cet effet il suffit de multiplier le spectre par un facteur $F_c(E)$ explicité en annexe.

Les neutrons subissant la diffusion inélastique peuvent être détectés si leur énergie est supérieure à l'énergie minimale de détection. La correction correspondante n'est pas locale, mais fait intervenir la forme du spectre. A une énergie E donnée il faut majorer le spectre du nombre de neutrons primaires d'énergie E qui ont subi la diffusion inélastique, et soustraire le nombre de neutrons secondaires d'énergie E provenant de la diffusion inélastique des neutrons primaires d'énergie $E' > E$. Une correction du même type doit être également faite dans le cas d'une fission secondaire.

Pour corriger chaque point du spectre de ces effets, on utilise la méthode préconisée par ISLAM [18] et décrite en annexe.

4. Sources d'erreurs systématiques

Dans notre géométrie, l'utilisation d'une chambre à fission à plateaux parallèles entraîne une détection privilégiée des fragments de fission dans l'axe du faisceau de neutrons incidents [19]. Comme l'énergie des neutrons de fission est corrélée à leur angle d'émission par rapport à la direction des fragments [20], le spectre que l'on mesure dépend donc de l'angle d'observation. L'erreur apportée sur l'énergie moyenne du spectre, a été estimée à moins de 1% par BARNARD et al. [4] avec une chambre du même type et une géométrie similaire. On s'affranchit de ces corrélations lorsque les dépôts sont sous la forme d'une spirale, comme c'est le cas pour les mesures réalisées par AUCHAMPAUGH [7].

Les matériaux constituant la chambre à fission diffusent une partie des neutrons incidents : des fissions peuvent être induites par ces neutrons dont l'énergie est dégradée. Cet effet devrait entraîner une

différence entre les spectres de temps de vol des neutrons incidents obtenus pour les 5 groupes de plaques de la chambre à fission. Nous n'avons pas observé une telle différence entre les groupes dans la limite de l'erreur statistique.

Des fragments de fission, surtout ceux de faible énergie, peuvent être arrêtés lors de la traversée du dépôt fissile (épaisseur : 1 mg/cm^2) ou donner un signal inférieur au seuil de discrimination : les fissions correspondantes ne sont pas détectées. Aucune correction n'a été effectuée pour tenir compte de cet effet.

VI - RESULTATS ET DISCUSSIONS

1. Généralités

Le spectre expérimental des neutrons de fission est habituellement représenté par la distribution Maxwellienne proposée par TERRELL [8], de la forme $N(E) = K \cdot E^{1/2} \cdot \exp(-E/T_f)$ où K est un paramètre de normalisation et T_f un paramètre relié à l'énergie moyenne des neutrons de fission par la relation $\bar{E} = 3/2 \cdot T_f$.

Le paramètre T_f est obtenu en ajustant par la méthode des moindres carrés une droite sur les valeurs expérimentales de $\text{Log } N(E)/E^{1/2}$, pour une gamme d'énergie donnée. L'énergie moyenne \bar{E} ainsi déduite permet de comparer les différentes mesures.

2. Fission provoquée de ^{235}U et ^{238}U

Les spectres expérimentaux sont analysés à partir de 700 keV pour la mesure avec diffuseur (au dessus du pic élastique, $E_0 = 600 \text{ keV}$), et 400 keV pour les mesures avec la chambre à fission. Pour conserver une statistique suffisante, et éliminer les effets de la queue du pic des rayons γ (restant après discrimination neutron-gamma) sur les neutrons de haute énergie, les points expérimentaux au delà de 12 MeV ne sont pas retenus pour la détermination de l'énergie moyenne.

La figure 14 présente les spectres en énergie corrigés correspondant aux différentes mesures. Les droites portées sur cette figure ont été ajustées sur les données comprises dans la gamme d'énergie 1-10 MeV.

Le tableau III rassemble les valeurs de l'énergie moyenne du spectre des neutrons de fission, déduites pour chacune des mesures et pour différentes gammes d'énergies, ainsi que celles obtenues après correction pour les réactions secondaires.

Pour le spectre se rapportant à la mesure avec le diffuseur, la correction majore l'énergie moyenne puisque les termes prépondérants sont ceux correspondant à la diffusion inélastique. Cette majoration n'étant que de l'ordre de 1%, il est inutile d'effectuer cette même correction pour la faible masse des dépôts de la chambre à fission. Par contre, nous avons effectué une correction correspondant à la diffusion inélastique et à la capture pour les supports des dépôts de la chambre à fission. Dans ce cas, la correction majore de 3 à 5% l'énergie moyenne du spectre des neutrons de fission selon la gamme d'énergie considérée.

a) Spectre de ^{235}U pour $E_0 = 600 \text{ keV}$

Les deux spectres en énergie obtenus pour la fission de ^{235}U induite par des neutrons de 600 keV (figure 14), sont bien représentés par une loi de MAXWELL dans la gamme d'énergie 1-10 MeV, à laquelle correspond une valeur de $\bar{E} = 2,12 \pm 0,08 \text{ MeV}$ pour la mesure avec le diffuseur, et $\bar{E} = 2,09 \pm 0,05 \text{ MeV}$ pour la mesure avec la chambre à fission. On constate dans les 2 cas, qu'il n'est pas possible de représenter l'ensemble des spectres par une loi de MAXWELL. En dessous de 1 MeV, on observe un excès de neutrons par rapport à cette loi, moins apparent pour la mesure avec le diffuseur puisque les résultats ne sont analysés qu'au dessus de 700 keV (§ IV). Nous avons déjà observé ce phénomène lorsque nous avons mesuré le spectre en énergie des neutrons de la fission spontanée de ^{252}Cf [14]. Lors de cette étude, des mesures annexes ont montré que cet excès était significatif, sans pour cela apporter une explication sur son origine.

Avec la méthode du diffuseur, ISLAM [18] a mesuré le spectre en énergie des neutrons pour la fission de ^{235}U induite par des neutrons de 400 keV. Pour les données corrigées comprises dans la gamme d'énergie 0,55-7 MeV, son spectre est bien représenté par une loi de MAXWELL, à laquelle correspond une valeur de $\bar{E} = 2,06 \pm 0,05 \text{ MeV}$. Bien que l'énergie des neutrons qui induisent la fission soit légèrement différente dans notre mesure, nous avons calculé l'énergie moyenne pour la même gamme d'énergie 0,55-7 MeV, en prenant les données obtenues avec la chambre à

fission. Dans ce cas, nos points expérimentaux sont moins bien ajustés par une loi de MAXWELL, mais la valeur $\bar{E} = 2,04 \pm 0,06$ MeV que l'on obtient est en très bon accord avec celle publiée par ISLAM. La mesure avec le diffuseur n'est pas retenue pour cette comparaison, puisque la borne inférieure de 0,55 MeV est en dessous du pic de diffusion élastique.

Ces résultats ne sont pas tout à fait en accord avec une mesure récente réalisée à HARWELL [21] en collaboration avec le laboratoire de STUDEVIK, pour la fission de ^{235}U induite par des neutrons de 520 keV. Pour les données (non corrigées pour les réactions secondaires) comprises dans la gamme d'énergie 1-16 MeV, le spectre est représenté par une loi de MAXWELL, à laquelle correspond une valeur de $\bar{E} = 2,00 \pm 0,03$ MeV.

b) Spectres de ^{235}U et ^{238}U pour $E_0 = 7$ MeV

Les spectres en énergie obtenus pour la fission de ^{235}U et de ^{238}U induite par des neutrons de 7 MeV (figure 14), sont bien représentés par une loi de MAXWELL dans la gamme d'énergie 1-10 MeV, à laquelle correspondent les valeurs de $\bar{E}(^{235}\text{U}) = 2,14 \pm 0,06$ MeV et $\bar{E}(^{238}\text{U}) = 2,07 \pm 0,07$ MeV.

En dessous de 1 MeV, on observe pour les 2 corps étudiés un excès de neutrons par rapport à la loi de MAXWELL, excès légèrement plus important pour ^{238}U . Lorsqu'on examine les résultats du tableau III, on trouve toujours un spectre plus dur pour ^{235}U , quel que soit la gamme d'énergie analysée. Pour la gamme d'énergie 0,4-10 MeV, on observe un écart de l'ordre de 8% entre les énergies moyennes des 2 spectres. Une attention particulière doit être apportée à ce résultat tout à fait significatif, puisque les mesures sont réalisées rigoureusement simultanément, et de plus exploitées d'une façon identique. A notre connaissance il n'existe pas de résultats équivalents pour la fission de ^{235}U et de ^{238}U induite par des neutrons rapides de cette énergie.

3. Influence des neutrons de basse énergie

La présence des neutrons de basse énergie dans le faisceau des neutrons incidents rapides a été mise en évidence par la méthode de la chambre à fission lors des mesures sur ^{235}U (§ IV-2). La mise en place de cadmium entre le collimateur et la chambre à fission (réduction d'un

facteur 7 du nombre de neutrons de basse énergie), a montré que l'essentiel de cette contribution provenait bien de l'interaction des neutrons incidents rapides dans le collimateur.

La géométrie utilisée pour la mesure avec l'échantillon d'uranium ^{235}U est rigoureusement identique. Il est certain que celui-ci reçoit le même spectre de neutrons incidents y compris ceux de basse énergie. Il est donc important de déterminer comment cette contribution intervient dans le spectre de temps de vol mesuré avec l'échantillon, et de plus comment la déduire. Avec la chambre à fission nous avons vu précédemment sur la figure 6a, représentant le spectre de temps de vol des neutrons incidents qui induisent la fission dans ^{235}U , que la composante continue correspondait essentiellement aux fissions induites par les neutrons de basse énergie. De ce fait, les neutrons de fission qui correspondent à ces fissions apparaissent également sous forme d'une composante continue dans le spectre de temps de vol des neutrons. Ce résultat a été mis en évidence dans la figure 9, qui montre le spectre de temps de vol des neutrons conditionné pour toutes les fissions de la figure 6a (remarque du § IV-2). Le spectre expérimental de temps de vol mesuré avec l'échantillon doit être corrigé du spectre bruit de fond (mesure sans échantillon) et de plus, d'un "spectre blanc" correspondant aux fissions induites par les neutrons incidents de basse énergie. La figure 3 présentée dans le paragraphe IV montre en réalité le spectre obtenu après ces 2 soustractions.

Après avoir soustrait le spectre bruit de fond obtenu sans échantillon, KNITTER [6] observe la présence d'un "spectre blanc" sous son spectre de temps de vol. Ne pouvant mettre en évidence avec cette méthode la fission induite par les neutrons de basse énergie, il l'attribue à une activation de l'échantillon. D'autres auteurs doivent également observer un phénomène similaire, mais ils n'en ont jamais mentionné.

Avec la chambre à fission, la contribution des neutrons incidents de basse énergie peut intervenir sous deux formes distinctes, selon la technique utilisée pour mesurer le spectre temps de vol des neutrons.

- Lorsque la mesure du temps de vol est effectuée avec la pulsation du faisceau et le détecteur de neutrons, avec la condition qu'il existe une coïncidence pulsation-chambre à fission (cas de nos mesures), le spectre obtenu est un "spectre blanc". Il peut être déduit moyennant

certaines précautions (§ IV-2). VASIL'EV [3], qui utilise également cette technique, ne mentionne pas cette contribution. Compte tenu de la géométrie - la cible productrice de neutrons de 14 MeV est située au centre d'une chambre à fission sphérique et il n'y a aucune protection de cadmium - celle-ci devrait être importante.

- Lorsque la mesure du temps de vol est effectuée directement entre la chambre à fission et le détecteur de neutrons c'est à dire pour toutes les fissions détectées, que le faisceau soit pulsé ou non, le spectre obtenu n'est plus un "spectre blanc" mais bien un "spectre de fission". D'après la valeur recommandée par GRUNDL [13], ce "spectre de fission" doit avoir une énergie moyenne de 1,97 MeV (valeur thermique). Il vient s'ajouter au spectre recherché et ne peut jamais être soustrait, conduisant ainsi à un spectre final dont l'énergie moyenne sera plus faible. Cette diminution sera encore accentuée s'il n'y a pas de protection en cadmium. Cette technique a été utilisée récemment par AUCHAMPAUGH [7] et les résultats qu'il obtient nous semblent très significatifs. C'est le seul auteur qui mentionne l'utilisation de cadmium, mais il n'effectue aucune mesure de bruit de fond. Les énergies moyennes trouvées pour ^{235}U pour 5 énergies de neutrons incidents qui induisent la fission (comprises entre 1,7 et 22,5 MeV) sont sensiblement constantes et égales à 2,08 MeV lorsqu'il utilise une chambre à fission entourée de cadmium. Par contre, il obtient une énergie moyenne de 1,95 MeV pour une mesure réalisée à 8,8 MeV avec une chambre à fission non protégée par du cadmium. Il ne fait aucun doute que la contribution des neutrons de basse énergie dans le faisceau incident est très importante dans ce dernier cas. Elle doit également affecter à un moindre degré, les mesures réalisées avec une protection de cadmium. Ce résultat illustre parfaitement nos préoccupations sur cette importante question.

Dans notre expérience, il est certain que la présence du collimateur contribue à augmenter la production des neutrons de basse énergie, mais il ne doit pas en être la seule origine. Une mesure annexe a été réalisée en plaçant sans cadmium la chambre à fission, seule, sans collimateur, à 40 cm d'une cible productrice de neutrons. Le porte cible était de construction légère et l'environnement aussi dégagé que possible. A l'aide de la chambre à fission, on a déterminé par temps de vol l'énergie du neutron incident qui provoque la fission de ^{235}U et de ^{238}U . En comparant

les spectres de temps de vol ainsi obtenus, on met très facilement en évidence une contribution de neutrons de basse énergie sur ^{235}U . Elle est atténuée lorsqu'on place un écran de cadmium devant la chambre, et plus efficacement en l'entourant. On montre ainsi l'existence quasi-permanente d'un milieu "thermique" plus ou moins intense selon l'environnement. Ce résultat extrêmement important pour les mesures sur ^{235}U , n'est pratiquement jamais évoqué par la plupart des expérimentateurs qui utilisent un échantillon ou une chambre à fission.

4. Comparaison des résultats

Dans les figures 15 et 16, nous comparons pour les mesures les plus connues, les valeurs de \bar{E} mesurées respectivement pour la fission de ^{235}U et de ^{238}U induite par des neutrons rapides. Pour chaque mesure, nous indiquons la gamme d'énergie pour laquelle l'énergie moyenne a été déterminée.

Si l'on observe une meilleure cohérence des résultats pour ^{238}U que pour ^{235}U , l'importance des barres d'erreurs ne permet pas de déduire une loi de variation de \bar{E} en fonction de l'énergie des neutrons qui induisent la fission. L'erreur observée dépend essentiellement de la précision avec laquelle l'efficacité du détecteur de neutrons est déterminé, et d'autre part, surtout des erreurs statistiques.

Pour des raisons d'exploitation évoquées au paragraphe II, on remarque qu'au delà d'une énergie incidente de 2,5 MeV toutes les mesures sont réalisées avec la méthode de la chambre à fission. Pour une énergie de neutrons incidents de 14 MeV, les mesures anciennes de VASIL'EV et al. [3] donnent un spectre de neutrons de fission plus dur pour ^{238}U que pour ^{235}U . Ce résultat est l'inverse de celui que nous obtenons pour une énergie de neutrons incidents de 7 MeV (§ VI-2b).

VII - CONCLUSION

La méthode de l'échantillon est habituellement utilisée pour la fission induite par des neutrons d'énergie inférieure à 1 ou 2 MeV. Elle ne permet pas d'aborder correctement le domaine pratiquement inexploré des hautes énergies, but de cette étude. Par contre la méthode de la chambre à fission est bien mieux adaptée à ces mesures. Nous l'avons mise en oeuvre

pour mesurer le spectre en énergie des neutrons de la fission de ^{235}U et de ^{238}U induite par des neutrons rapides. Cette méthode a été utilisée auparavant par VASIL'EV et al. [3] et par BARNARD et al. [4]. Nous l'avons considérablement développée, et nous montrons que cette technique permet non seulement de s'affranchir totalement des neutrons de diffusion élastique et inélastique, mais surtout de traiter de façon précise le bruit de fond, problème souvent sous estimé et même négligé.

Dans une chambre à fission, on ne peut mettre qu'une quantité relativement faible de matière fissile, ce qui limite sévèrement le taux d'acquisition des événements. Il faut au minimum 100 heures de faisceau pour effectuer un point de mesure. Cela nécessite un ensemble de détection de neutrons ayant des caractéristiques stables et parfaitement définies. Cet ensemble a été présenté dans un rapport séparé [14].

La technique de mesure avec la chambre à fission est particulièrement délicate. Nous l'avons tout d'abord expérimentée par rapport à la méthode de l'échantillon pour des neutrons incidents de moyenne énergie. Aussi le spectre en énergie des neutrons pour la fission de ^{235}U induit par des neutrons de 600 keV a été mesuré par les 2 méthodes. Les résultats obtenus sont équivalents, et nous les avons comparés aux résultats existants pour des énergies voisines. Enfin, nous avons réalisé une mesure simultanée des spectres en énergie des neutrons pour la fission de ^{235}U et de ^{238}U induite par des neutrons de 7 MeV.

Lors de ces mesures, une attention particulière a été portée aux différentes sources d'erreurs systématiques. La présence de neutrons de basse énergie dans le faisceau des neutrons incidents rapides a été mise en évidence avec la chambre à fission lors des mesures sur ^{235}U . Les fissions induites par ces neutrons conduisent à un spectre supplémentaire de bruit de fond qui se superpose au spectre recherché. Nous montrons que cette contribution, plus ou moins intense selon l'environnement mais quasi-permanente, peut influencer le résultat des mesures.

Le spectre en énergie des neutrons de fission doit être nécessairement déterminé à partir de la mesure du temps qui s'écoule entre la pulsation du faisceau incident et la détection des neutrons. L'information fission délivrée par la chambre à fission doit intervenir comme condition

pour la mesure du temps de vol des neutrons. C'est la seule façon de procéder pour avoir accès à toutes les sources de bruit de fond qui apparaissent au cours de ces mesures.

La technique de la chambre à fission est encore une technique en pleine évolution. Son avenir pour ce type de mesure est lié à l'obtention de flux intenses de neutrons incidents, car la précision des mesures en dépend directement.

ANNEXE

Corrections relatives à la forme du spectre des neutrons de fission.

Si on appelle $F_C(E)$, $F_I(E)$, $F_F(E)$ les flux d'atténuation pour la capture, la diffusion inélastique et la fission secondaire, on peut exprimer en première approximation la correction sous la forme :

$$N_{\text{corr}}(E) = N_{\text{exp}}(E) \cdot F_C(E) \cdot F_I(E) \cdot F_F(E)$$

$$- \int_{E_{\text{min}}}^{\infty} \left[F_I(E') - 1 \right] \cdot N_{\text{exp}}(E') \cdot N_{\text{inél}} \left[E, T_I(E') \right] dE'$$

$$- \int_0^{\infty} \left[F_F(E') - 1 \right] \cdot \bar{\nu}(E') \cdot N_{\text{exp}}(E') \cdot N_{\text{Théo}}(E) dE'$$

dans laquelle $N_{\text{exp}}(E)$ représente le spectre expérimental, $N_{\text{inél}} \left[E, T_I(E') \right]$ et $N_{\text{théo}}(E)$ respectivement les distributions théoriques de neutrons de diffusion inélastique (produit par des neutrons primaires d'énergie E') et de fission avec les normalisations :

$$\int_0^{\infty} N_I \left[E, T_I(E') \right] dE' = 1 \qquad \int_0^{\infty} N_{\text{Théo}}(E) dE = 1$$

$\bar{\nu}(E')$ la variation avec l'énergie du nombre moyen de neutrons émis par fission et E_{min} l'énergie minimale de détection des neutrons.

Les flux d'atténuation sont donnés par :

$$F_k = \exp \left[- n \cdot d_k \cdot \sigma_k(E) \right] \quad \text{avec } k = C, I, F$$

n : nombre de noyaux/cm³ du matériau traversé par les neutrons

d_k : distance moyenne en cm parcourue dans l'échantillon ou dans la chambre à fission avant détection

σ_k : section efficace de la réaction k à l'énergie E .

Le spectre théorique des neutrons de la diffusion inélastique peut être représenté par une distribution d'évaporation déduite du modèle du gaz de FERMI pour un noyau moyennant certaines approximations.

$$N_I(E) = \frac{E}{[T_I(E')]^2} \cdot \exp \left[- E/T_I(E') \right]$$

dans laquelle E' , E , T_I sont respectivement : l'énergie du neutron primaire, l'énergie du neutron secondaire et la température d'évaporation du neutron inélastique.

Le spectre théorique des neutrons de fission est la distribution Maxwellienne proposée par TERRELL

$$N_{\text{Théo}}(E) = \frac{2 E^{1/2}}{T_F \sqrt{\pi \cdot T_F}} \cdot \exp(-E/T_F)$$

dans laquelle T_F est lié au nombre moyen $\bar{\nu}$ de neutrons prompts émis par fission, par la relation

$$T_F = 0,5 + 0,43 \sqrt{\bar{\nu} + 1}$$

la loi $\bar{\nu}(E')$ est déduite des valeurs de $\bar{\nu}$ mesurées à Bruyères-le-Châtel [23] :

$$\bar{\nu}(E') = AE' + B$$

Les points expérimentaux du spectre sont corrigés par le facteur

$$K(E) = N_{\text{corr}}(E)/N_{\text{exp}}(E)$$

REFERENCES

- [1] - WIEDLING T., *Proceedings of a Symposium Neutron Standards and Flux Normalization*, ARGONNE, October 21-23, 1970, p. 437.
- [2] - KOSTER A., *Prompt Fission Neutron Spectra, Proceedings of a Consultants ' Meeting*, VIENNA, August 25-27, 1971, p. 19.
- [3] - VASIL'EV Yu. A., ZAMYATNIN Yu. S., *J.E.T.P.* - 38, (1960), 671.
- [4] - BARNARD E., FERGUSON A.T.G., *Nucl. Phys.*, 71 (1965), 228.
- [5] - CONDE H., DURING G., *ARKIV FYSIK*. 29 (1965), 313.
- [6] - KNITTER H.H., COPPOLA M., *Proceedings of a Consultants ' Meeting*, VIENNA, (1971), p. 41 (with corrigendum).
- [7] - AUCHAMPAUGH G.F., RAGAN III C.E., *U.S.N.D.C.* - 3, (1972), 118. *Preprint LA-UR 73-470*.
- [8] - TERRELL J., *Phys. Rev.* 113, (1959), 527.
- [9] - WERLE H., BLUHM H., *J. Nucl. Energ.* 26, (1972), 165.
- [10] - NEFEDOV V.N., *N.I.I.A.R.* - P52, (1969), *Melekess*.
- [11] - JEKI L., KLUGE Gy., *Report K.F.K.I.* - 71-35, (1971).
- [12] - EISENHauer C.M., *National Bureau of Standards, Radiation Theory Section Center for Radiation Research, communication privée*.
- [13] - GRUNDL J.A., EISENHauer C.M., *Conf. on Nucl. Cross Sections and Technology*, WASHINGTON, March 1975.

- [14] - BERTIN A., FREHAUT J., *Caractéristiques d'un spectromètre à neutrons rapides pour la mesure du spectre en énergie des neutrons de fission, Rapport CEA-R-4895 (à paraître).*
- [15] - JOHANSSON P.I., ALMEN E., *Proceedings of a Consultants' Meeting, VIENNA, (1971), p. 59.*
- [16] - BERTIN A., CLAYEUX G., *Proceedings of the Third Conf. on Neutron Cross Sections and Technology, KNOXVILLE, 15-17 March, 1971, p. 286.*
- [17] - BERTIN A., *Note CEA-N-1518, Août 1971.*
- [18] - ISLAM M.M., KNITTER H.H., *Nucl. Sci. Eng. 50, (1973), 108.*
- [19] - SIMMONS J.E., HENKEL R.L., *Phys. Rev. 120, (1960), 198.*
- [20] - SKARSVAG K., BERGHEIM K., *Nucl. Phys. 45, (1963), 72.*
- [21] - ADAMS J.M., JOHANSSON P.I., *Conf. on Nucl. Cross Sections and Technology, WASHINGTON, March 1975.*
- [22] - TERRELL J., *Prompt Neutrons from Fission. Physics and Chemistry of Fission, Proc. Symp. SALZBURG, (1965), Vol. 2, p. 3.*
- [23] - SOLEILHAC M., FREHAUT J., *J. Nucl. Energ. 23, (1969), p. 257.*
- [24] - KNITTER H.H., *Z. Physik 257, (1972), 108.*
- [25] - ALMEN E., HOLMQVIST K., *Report A.E. 429, (1971).*
- [26] - KNITTER H.H., COPPOLA M., *Z. Physik 244, (1971), p. 358.*

TABLEAU I

Caractéristiques des principaux paramètres expérimentaux

Accélérateur Van de Graaff 4 MeV :

- faisceau pulsé
- fréquence de la pulsation : 1 MHz
- largeur de la bouffée : 1 ns
- courant moyen cible = 4 μ A

Source de neutrons :

Réaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$
 $E_p = 2,35 \text{ MeV}$

Réaction $\text{D}(d,n){}^3\text{He}$
 $E_d = 4 \text{ MeV}$

Cible :

Solide de Li
 $\epsilon_p = 430 \text{ } \mu\text{g}/\text{cm}^2$

gazeuse de deutérium
 $l = 1 \text{ cm}, p = 2 \text{ atm.}$
 fenêtre : HAVAR,
 $\epsilon_p = 2 \text{ } \mu$

Energie des neutrons

$(E_0) :$

$0,600 \pm 0,050 \text{ MeV}$

$\gamma \pm 0,035 \text{ MeV}$

Technique de mesure

- échantillon ${}^{235}\text{U}$

- chambre à fission
 ${}^{235}\text{U}, {}^{238}\text{U}$

et base de vol :

$D = 2 \text{ m}$
 - chambre à fission
 ${}^{235}\text{U}$
 $D = 1,4 \text{ m}$

$D = 2 \text{ m}$

Echantillon :

- ${}^{235}\text{U}$ enrichi (93,5%)
- cylindre creux non gainé
- $\phi_{\text{ext}} = 2 \text{ cm}, \phi_{\text{int}} = 1 \text{ cm}, h = 3 \text{ cm.}$

TABLEAU I (Suite 2)

Discrimination neutron-gamma :

gamme d'énergie (MeV)	rejet gamma	acceptation neutron
$0,150 < E_n < 1$	70%	80%
$0,9 < E_n < 20$	98%	99%

Efficacité du détecteur de neutrons [14] :

- la courbe d'efficacité est déterminée expérimentalement
 - a - comparaison avec un détecteur à BF_3 entre 0,1 et 3 MeV
 - b - distribution angulaire de la réaction $D(d,n)^3He$
 - c - mesure absolue à 2,6 MeV, par la méthode de la particule associée de la réaction $D(d,n)^3He$
- la courbe d'efficacité est calculée par une méthode de MONTE CARLO

TABLEAU II

Résolution globale en temps du pic des rayons gamma, selon la méthode utilisée

Energie des neutrons incidents E_0 (MeV)	Méthode expérimentale	Base de Vol (m)	Résolution en temps (ns)
0,6	échantillon ^{235}U	2	4,6
0,6	chambre ^{235}U	1,4	6
7	chambre ^{235}U et ^{238}U	2	2,6

- La résolution du détecteur de neutrons et de son électronique, mesurée par une coïncidence $\gamma\text{-}\gamma$ avec une source de ^{22}Na donne : 2,06 ns.

TABLEAU III

Energies moyennes du spectre en énergie des neutrons de fission, pour
la fission de ^{235}U et de ^{238}U induite par des neutrons rapides

Isotope	E_0 (MeV)	Méthode	Gamme d'énergie (MeV)	\bar{E} (MeV)	
				sans correction pour les réactions secondaires.	avec correction pour les réactions secondaires.
^{235}U	0,6	diffuseur	0,7 - 10	$2,04 \pm 0,07$	$2,06 \pm 0,07$
			1 - 10	$2,10 \pm 0,08$	$2,12 \pm 0,08^*$
^{235}U	0,6	chambre à fission	0,55 - 7	$1,95 \pm 0,06$	$2,04 \pm 0,06$
			0,67 - 9,4	$1,96 \pm 0,05$	$2,05 \pm 0,05$
			1 - 10	$2,02 \pm 0,05$	$2,09 \pm 0,05^*$
^{235}U	7	chambre à fission	0,4 - 10	$1,88 \pm 0,04$	$1,98 \pm 0,04$
			0,7 - 10	$1,98 \pm 0,05$	$2,07 \pm 0,05$
			1 - 10	$2,06 \pm 0,06$	$2,14 \pm 0,06^*$
^{238}U	7	chambre à fission	0,4 - 10	$1,74 \pm 0,04$	$1,83 \pm 0,04$
			0,7 - 10	$1,81 \pm 0,05$	$1,89 \pm 0,05$
			1 - 10	$2,00 \pm 0,07$	$2,07 \pm 0,07^*$

* Valeurs calculées pour les ajustements de la figure 14.

LEGENDE DES FIGURES

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

Figure 2 : Diagramme simplifié de l'électronique associée et de l'acquisition des données. Pour la mesure avec le diffuseur : K_1 et K_2 sont ouverts, et la coïncidence C_1 est OUT. Les retards ne sont pas représentés, sauf celui qui détermine la mesure du bruit de fond.

- P.T. : prise temps (ORTEC 403).
- AL : amplificateur linéaire (ORTEC 410).
- SAT : sélecteur d'amplitude avec information temps (ORTEC 455).
- M : mélangeur rapide (SAIP 7023 et 7009).
- C : coïncidence (SAIP 7019).
- MF : mise en forme (SAIP 7007).
- AR : amplificateur rapide (MERLIN-GERIN type BAI 4).
- D : discriminateur rapide (SAIP 7103).
- 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 CF 102).
- COUPLEURS : (réalisation interne).
- CALCULATEUR : (C.I.I. Mitra 15).

Figure 3 : Mesure du spectre en énergie des neutrons de la fission de ^{235}U induite par des neutrons de 0,6 MeV, obtenue avec la méthode du diffuseur. Spectre de temps de vol expérimental corrigé du bruit de fond.

Figure 4 : Mesure du spectre en énergie des neutrons de la fission de ^{235}U induite par des neutrons de 0,6 MeV, obtenue avec la méthode de la chambre à fission.
Spectres de temps de vol expérimentaux avec les conditions "fission" (a) et "fission simulée" (b).

Figure 5 : Mesure du spectre en énergie des neutrons de la fission de ^{235}U induite par des neutrons de 0,6 MeV, obtenue avec la méthode de la chambre à fission.
Spectre de temps de vol expérimental corrigé pour les événements non corrélés à la fission.
Ce spectre est obtenu par la différence des 2 spectres de la figure 4.

Figure 6 : Spectres de temps de vol des neutrons incidents de 0,6 MeV qui induisent la fission dans ^{235}U , avec la condition qu'un événement synchrone soit présent sur le détecteur de neutrons :

- (a) spectre obtenu à partir des signaux "fission" de la chambre à fission.
- (b) spectre obtenu à partir des signaux "fission simulée".

Figure 7 : Mesure du spectre en énergie des neutrons de la fission induite dans ^{235}U par les neutrons de basse énergie qui contaminent les neutrons incidents de 0,6 MeV.

- (a) spectre de temps de vol obtenu en coïncidence avec les signaux "fission" de la chambre à fission.
- (b) spectre de temps de vol obtenu en coïncidence avec les signaux "fission simulée".
- (c) différence des spectres (a) et (b) : spectre de temps de vol corrigé pour les événements non corrélés à la fission.

Figure 8 : Spectre de temps de vol des neutrons de la fission induite dans ^{235}U par des neutrons de 0,6 MeV, obtenu avec la méthode de la chambre à fission.
Spectre expérimental corrigé pour les événements non corrélés à la fission et pour la fission induite par les neutrons de basse énergie.

Figure 9 : Mesure du spectre en énergie des neutrons de la fission de ^{235}U induite par des neutrons de 0,6 MeV, obtenue avec la méthode de la chambre à fission.
Spectre de temps de vol expérimental avec la condition "fission" pendant 250 ns, au lieu de 26 ns, dans le cas de la figure 4a.

Figure 10 : Spectres de temps de vol des neutrons incidents de 7 MeV qui induisent la fission dans ^{235}U , avec la condition qu'un événement synchrone soit présent sur le détecteur de neutrons :
(a) spectre obtenu à partir des signaux "fission" de la chambre à fission.
(b) spectre obtenu à partir des signaux "fission simulée".

Figure 11 : Mesure du spectre en énergie des neutrons de la fission de ^{235}U induite par des neutrons de 7 MeV, obtenue avec la méthode de la chambre à fission.
Spectres de temps de vol expérimentaux obtenus à partir des signaux "fission" et "fission simulée", à différentes étapes du traitement. Les indices A,B,C,D (définis au paragraphe IV-2) se rapportent à la sélection des fenêtres en temps (26 ns) prises sur les spectres de temps de vol des neutrons incidents qui induisent la fission dans ^{235}U (figure 10).

Figure 12 : Spectres de temps de vol des neutrons incidents de 7 MeV qui induisent la fission dans ^{238}U , avec la condition qu'un événement synchrone soit présent sur le détecteur de neutrons :

- (a) spectre obtenu à partir des signaux "fission" de la chambre à fission.
- (b) spectre obtenu à partir des signaux "fission simulée".

Figure 13 : Mesure du spectre en énergie des neutrons de la fission de ^{238}U induite par des neutrons de 7 MeV, obtenue avec la méthode de la chambre à fission.

Spectres de temps de vol expérimentaux obtenus à partir des signaux "fission" et "fission simulée" à différentes étapes du traitement. Les indices A,B,C,D (définis au paragraphe IV-2) se rapportent à la sélection des fenêtres en temps (26 ns) prises sur les spectres de temps de vol des neutrons incidents qui induisent la fission dans ^{238}U (figure 12).

Figure 14 : Spectre en énergie des neutrons de fission. Les droites correspondent à des ajustements par des lois de MAXWELL, pour les données comprises dans la gamme 1-10 MeV.

à gauche : Spectres obtenus par les 2 techniques, pour la fission de ^{235}U induite par des neutrons de 0,6 MeV.

à droite : Spectres obtenus par la méthode de la chambre à fission, pour la fission de ^{235}U et de ^{238}U induite par des neutrons de 7 MeV.

Figure 15 : Comparaison des énergies moyennes publiées, pour le spectre en énergie des neutrons de fission de ^{235}U en fonction de l'énergie des neutrons qui induisent la fission.

$(E_1 - E_2)$: énergie des bornes pour le calcul de \bar{E} .

—●— : mesure avec échantillon.

—●— : mesure avec chambre à fission.

— — — : relation de TERRELL [22].

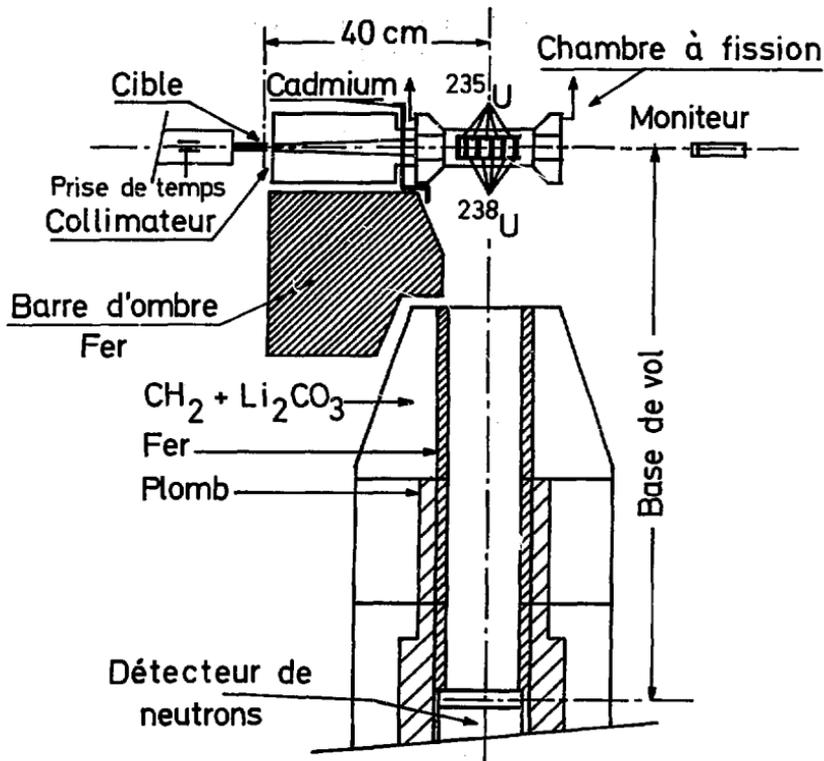
Figure 16 : Comparaison des énergies moyennes publiées, pour le spectre en énergie des neutrons de fission de ^{238}U en fonction de l'énergie des neutrons qui induisent la fission.

$(E_1 - E_2)$: énergie des bornes pour le calcul de \bar{E} .

—●— : mesure avec échantillon.

|-●-| : mesure avec chambre à fission.

— — — : relation de TERRELL [22].



DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Fig. 1

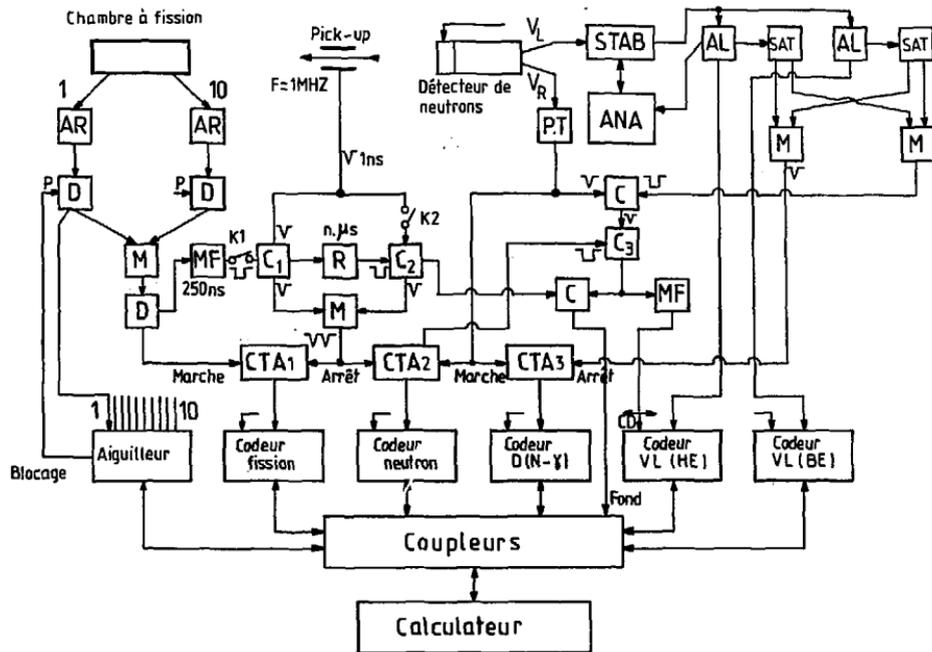


Fig. 2

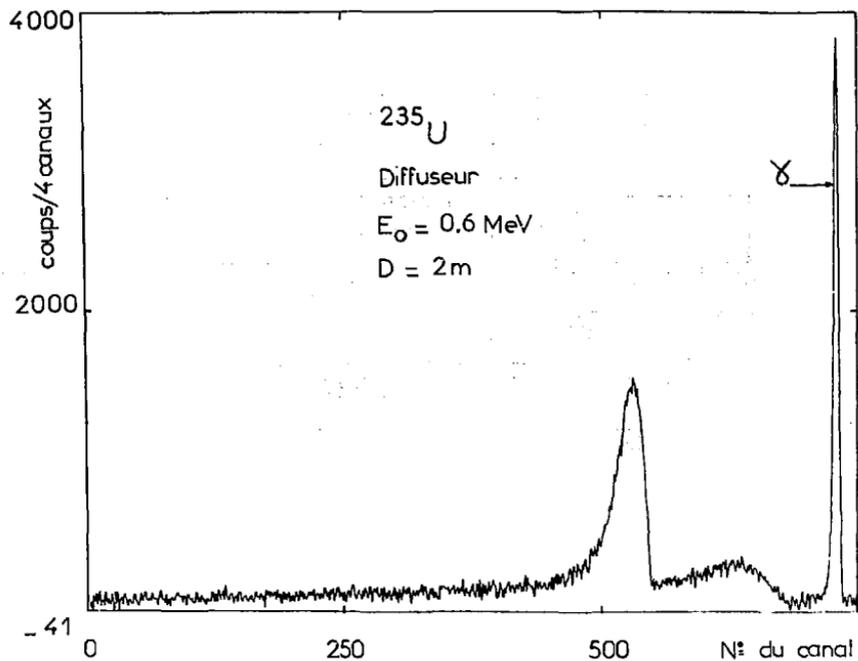


Fig. 3

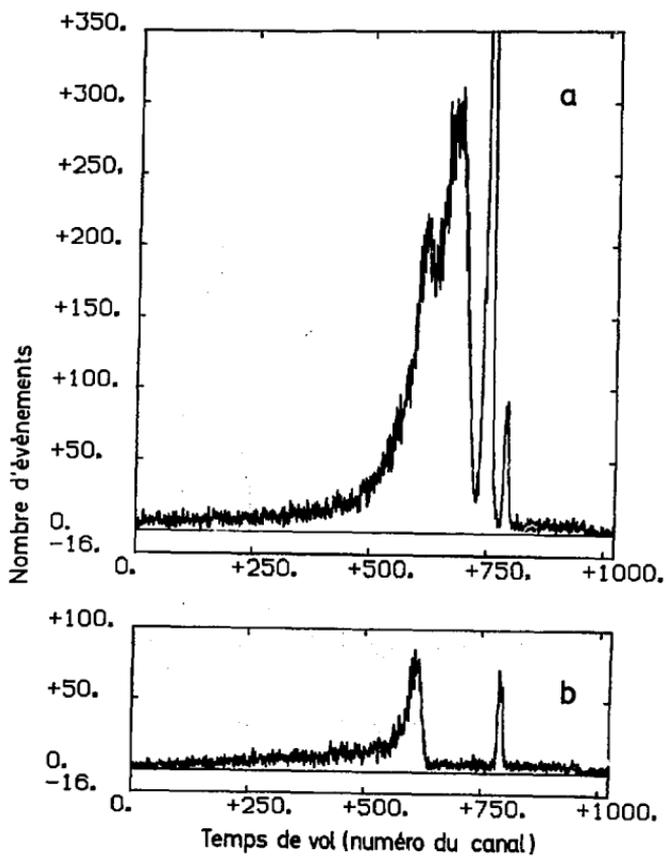


Fig. 4

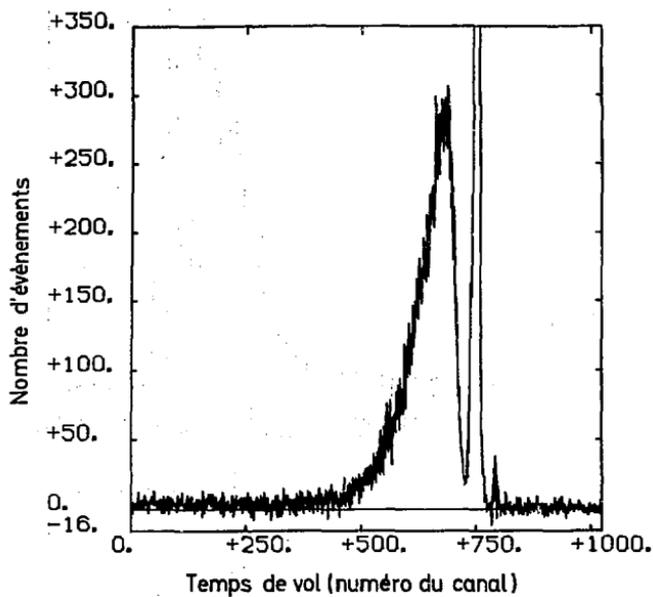


Fig. 5

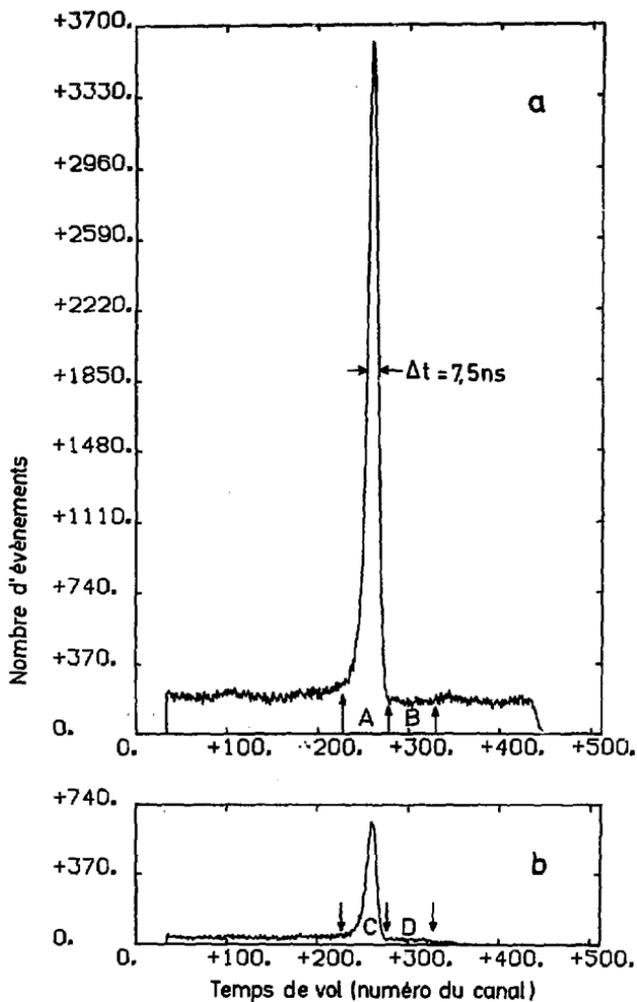


Fig. 6

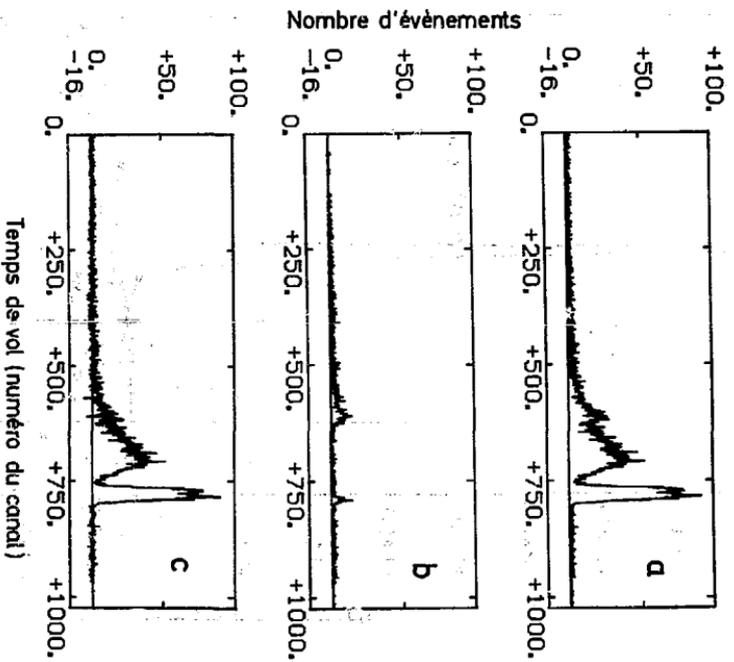


Fig. 7

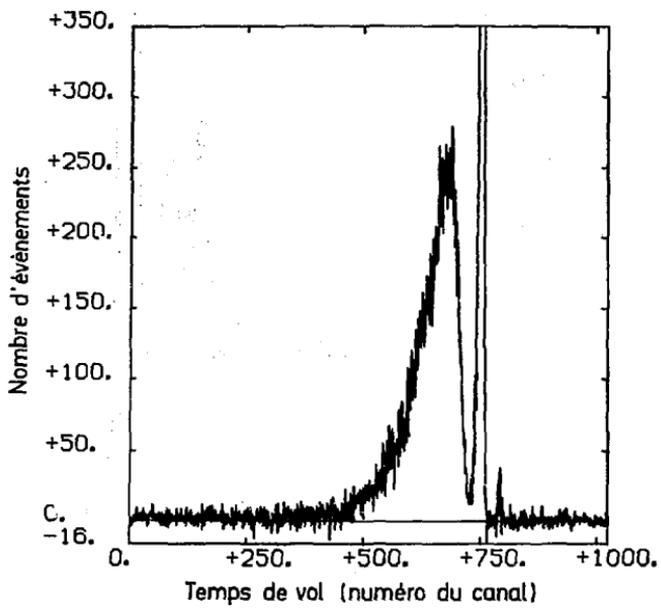


Fig. 8

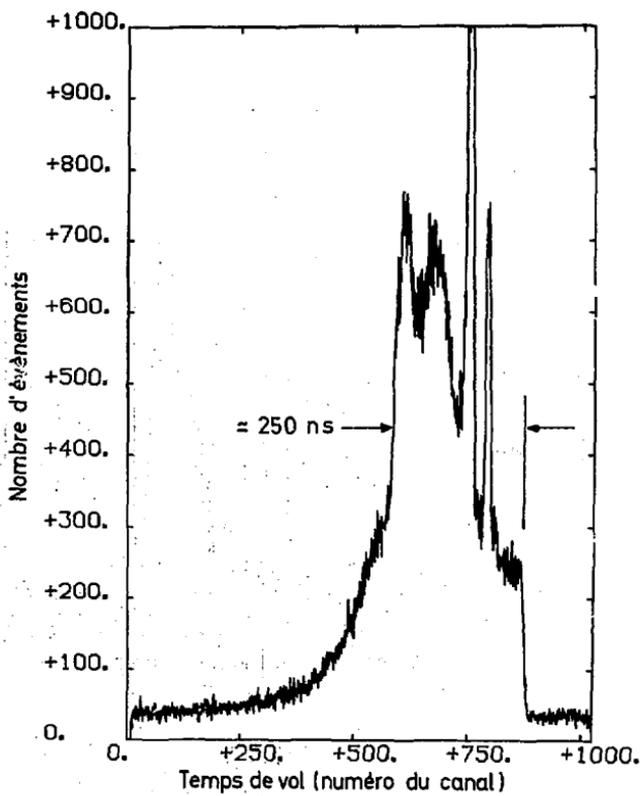


Fig. 9

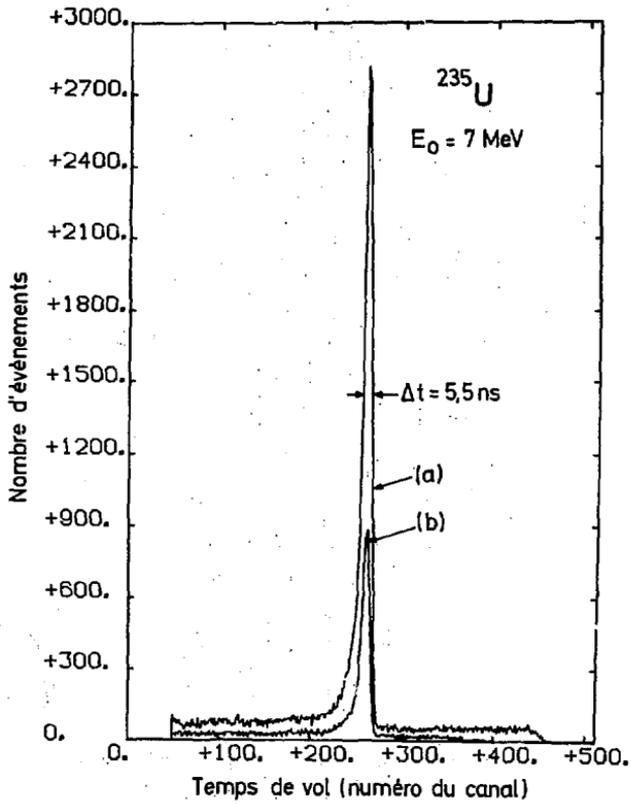


Fig. 10

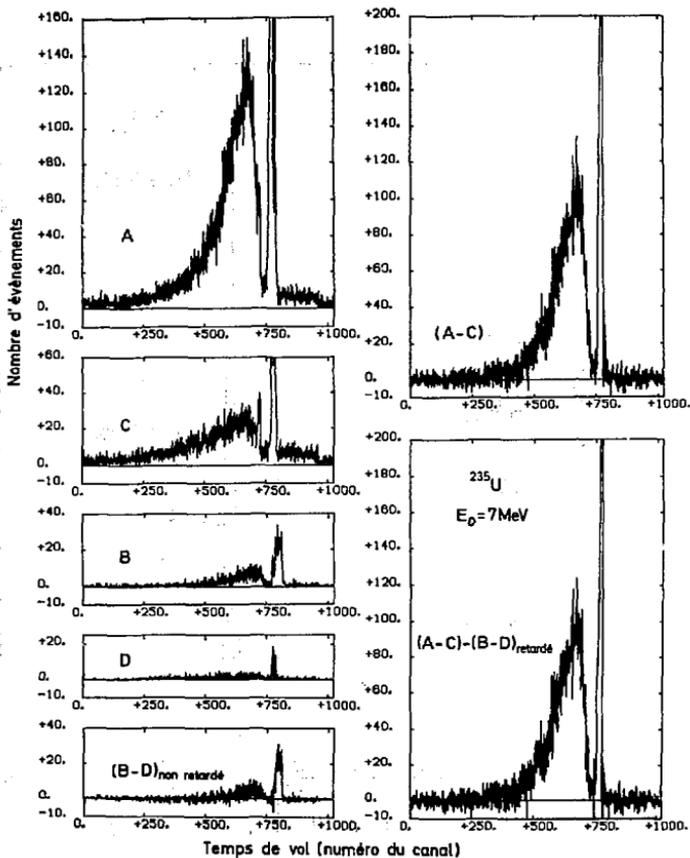


Fig. 11

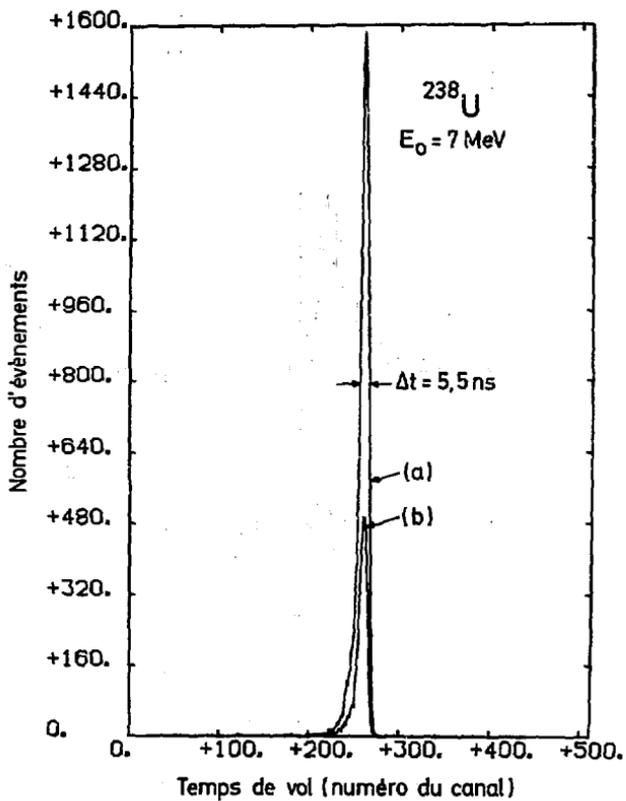


Fig. 12

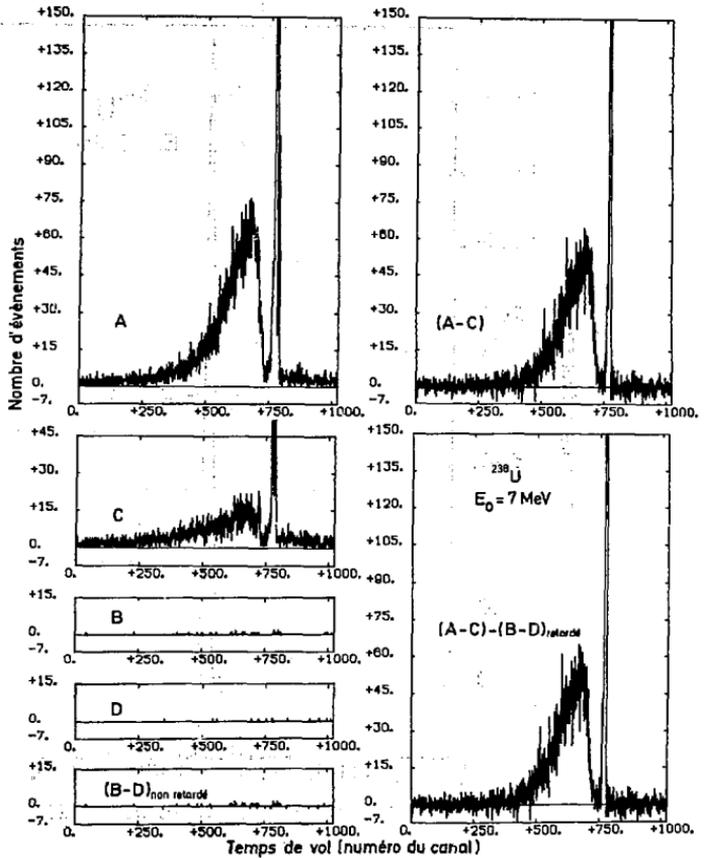


Fig. 13

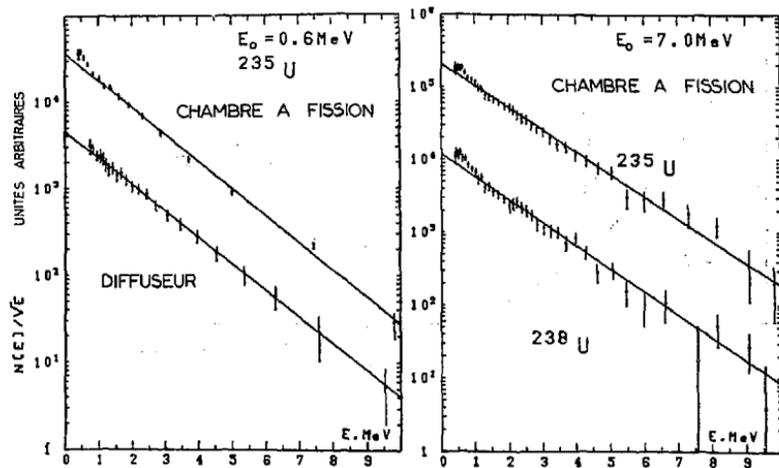


Fig. 14

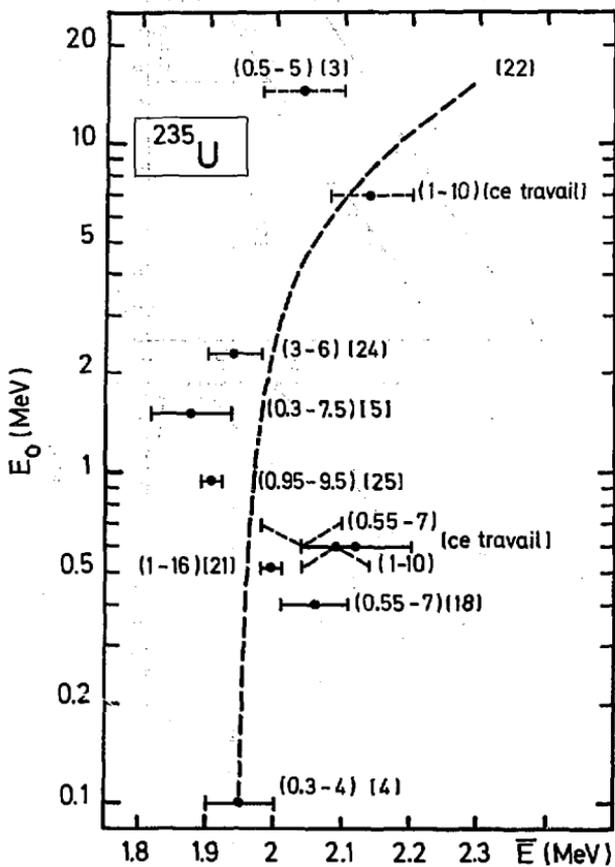


Fig. 15

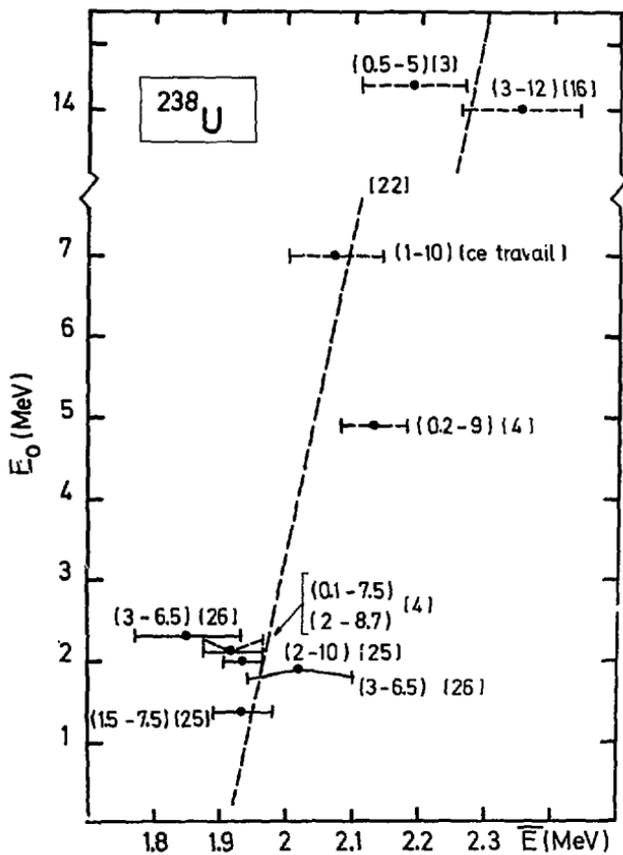


Fig. 16

Achévé d'imprimer
par
le CEA, Service de Documentation, Saclay
Juin 1978

DEPOT LEGAL
2ème 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.

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

65