SPECTROMÉTRIE DES NEUTRONS PAR DÉTECTEURS A ACTIVATION

ETUDE SUR LA MÉTHODE DES INDICES DE SPECTRES FORMULES LINÉAIRES DE CALCUL DES FLUX

M. BRICKA

*Service d'Etudes de Sécurité Radiologique
Centre d'Etudes Nucléaires de Cadarache*

et

G. SOUDAIN

*Service Technique d'Etudes de Protection
Centre d'Etudes Nucléaires de Fontenay-aux-Roses*

RÉSUMÉ

La méthode des indices de spectres permet de réaliser, avec des détecteurs à activation, une spectrométrie sommaire des flux de neutrons. Les familles de spectres utilisés sont définies par des expressions mathématiques paramétriques :

$$\Phi(E) = a/E \cdot \text{Log } E/E_M + 0,065/E$$

pour les neutrons d'énergies intermédiaires,

$$\Phi(E) = N \cdot E^{1/2} \cdot e^{-\beta E}$$

pour les neutrons rapides.

Les détecteurs employés sont l'or, le cuivre, le soufre et le magnésium.

Il est également possible d'obtenir les flux avec une bonne approximation en utilisant des expressions linéaires des activités des détecteurs. Avec les seules données du cuivre et du soufre, les flux peuvent être calculés à 20 % près.

Les avantages du dispositif spectrométrique proposé sont : un encombrement réduit, un prix de revient peu élevé et un mode d'exploitation simple.

SUMMARY

A compendious spectrometry of neutrons fluxes is possible by the method of spectra indexes, using activation detectors. The spectra families used are defined by mathematical parametric expressions :

$$\Phi(E) = a/E \cdot \text{Log } E/E_M + 0,065/E$$

for intermediate energy neutrons,

$$\Phi(E) = N \cdot E^{1/2} \cdot e^{-\beta E}$$

for fast neutrons.

We used gold, copper, sulphur and magnesium detectors.

Fluxes can also be obtained with a good approximation by employing linear expressions of detectors activities. The only informations from copper and sulphur can estimate the fluxes with an accuracy of twenty per cent.

The advantages of the proposed spectrometer device are : small dimensions, cheap cost and easy use.

L'insensibilité des dosimètres à activation au rayonnement gamma rend leur emploi particulièrement intéressant pour la mesure des flux de neutrons, bien que leurs caractéristiques — décroissance de l'activité induite, manque de sensibilité — en restreignent l'utilisation à certains cas particuliers tels que les mesures en pile ou la dosimétrie des incidents de criticité.

L'exploitation des données d'un ensemble de dosimètres à activation présente, par ailleurs, d'importantes difficultés. L'activité après irradiation est, en effet, donnée par une intégrale :

$$A = K \int \sigma(E) \cdot \Phi(E) \cdot dE$$

dans laquelle $\sigma(E)$ ne peut généralement pas être exprimé mathématiquement $\Phi(E)$ étant, d'autre part, inconnu.

De nombreuses réactions d'activation ne se produisant qu'au dessus d'un certain seuil, on a pensé utiliser cette propriété pour réaliser un découpage du spectre par bandes d'énergie. Pour simplifier l'exploitation, les courbes de section efficace sont assimilées à des fonctions « saut », la section efficace étant considérée comme constante au-dessus d'un certain seuil et nulle en dessous. Le nouveau seuil, E_s , s'obtient après adoption d'une section efficace moyenne, $\bar{\sigma}$, convenable, à partir de l'égalité :

$$\int \sigma(E) \cdot \Phi(E) \cdot dE = \bar{\sigma} \int \Phi(E) \cdot dE$$

$\Phi(E)$ représentant ici un flux de fission.

Dans ces conditions, au-dessus du seuil ainsi déterminé, l'activité d'un dosimètre peut être considérée comme proportionnelle au flux qui est alors donné par la formule :

$$\Phi_r = A / K \cdot \bar{\sigma}$$

En combinant un certain nombre de dosimètres aux seuils convenablement échelonnés, on peut ainsi obtenir des valeurs de flux par bandes d'énergie. Il suffira, pour le calcul des doses, d'affecter à chaque bande une valeur moyenne de dose par neutron.

Cette méthode peut, malheureusement, donner lieu à des erreurs importantes si le flux considéré diffère sensiblement du flux de fission utilisé pour la détermination des seuils. Le choix des valeurs moyennes pour les sections efficaces reste, d'autre part, assez délicat.

Il semble que, si l'on veut utiliser pour le calcul de la dose une fonction linéaire des activités des dosimètres choisis, il serait intéressant de procéder de la manière suivante (1) :

L'expression cherchée de la dose en fonction des activités est de la forme

$$D = a_1 \cdot A_1 + a_2 \cdot A_2 + \dots + a_n \cdot A_n$$

Pour déterminer les différents coefficients, il sera nécessaire de disposer d'un appareil permettant la mesure des doses — compteur de Hurst, chambre équivalent-tissu. On effectuera, sur des spectres aussi différents que possible, n mesures pour lesquelles on relèvera les doses et les activités correspondantes.

On dispose, en définitive, pour déterminer les n coefficients, de n équations à n inconnues :

$$\begin{aligned} D_1 &= a_1 \cdot A^1_1 + a_2 \cdot A^1_2 + \dots + a_n \cdot A^1_n \\ D_2 &= a_1 \cdot A^2_1 + a_2 \cdot A^2_2 + \dots + a_n \cdot A^2_n \\ &\vdots \\ D_n &= a_1 \cdot A^n_1 + a_2 \cdot A^n_2 + \dots + a_n \cdot A^n_n \end{aligned}$$

Cette méthode aurait l'intérêt de minimiser les erreurs, aucune hypothèse n'étant faite, au départ, sur la forme des courbes de spectres et de sections efficaces.

Que l'on utilise l'une ou l'autre de ces deux méthodes, il est évidemment nécessaire de disposer d'une série de dosimètres convenablement échelonnés en énergie, tout en satisfaisant aux impératifs de l'exploitation : période suffisamment longue, sensibilité acceptable. Et l'on conçoit qu'il reste, malgré tout, difficile d'obtenir par ces procédés une spectrométrie correcte avec un nombre restreint de dosimètres.

Pour résoudre le problème qui nous intéresse — la dosimétrie en cas d'incident de criticité — la solution la plus simple consisterait, évidemment, à établir pour l'installation surveillée une carte des spectres de flux et des doses prévisibles. Le dispositif dosimétrique, réduit à un ou deux corps seulement, ne servirait plus à déterminer la forme du spectre mais seulement son intensité.

Si de telles cartes de flux sont souvent difficiles à réaliser, la méthode de spectrométrie par « Indices de Spectres », de Grundl et Usner, peut, semble-t-il, donner pour un mode d'exploitation extrêmement simple une approximation très satisfaisante pour le calcul des doses.

LA MÉTHODE DES INDICES DE SPECTRES

Le principe de cette méthode, qui a été étudiée, entre autres, par P. Delattre (2) et R. Beauge (3), est le suivant :

on suppose connu le réseau des spectres des flux auxquels peut être exposé le personnel. Ce réseau peut se déterminer expérimentalement pour une installation donnée. Mais on peut également admettre de le représenter par une expression mathématique plus générale. Dans le domaine des neutrons rapides, par exemple, on supposera que l'on a affaire à des flux de fission perturbés qui peuvent être représentés par une expression telle que :

$$\Phi(E) = N \cdot E^{1/2} \cdot e^{-\beta E}$$

Il est souhaitable, pour la commodité de l'exploitation, que la famille de courbes choisie ne dépende que de deux paramètres — un paramètre de forme et un paramètre d'intensité.

Les différents spectres de la famille étant normalisés, soit $\Phi_\beta(E)$ le spectre correspondant à la valeur β du paramètre. On peut calculer, pour deux détecteurs choisis, les activités concomitantes :

$$A_1 = K_1 \int \sigma_1(E) \cdot \Phi_\beta(E) \cdot dE$$

$$A_2 = K_2 \int \sigma_2(E) \cdot \Phi_\beta(E) \cdot dE$$

Le rapport, A_1/A_2 , de ces deux activités est une fonction du paramètre β , fonction que l'on convient d'appeler « Indice de Spectre », représentée habituellement par la lettre S .

Les calculs effectués pour différentes valeurs du paramètre, nous permettront de tracer une courbe, $S(\beta)$. Cette courbe donne, en fonction du rapport des activités mesurées pour les deux détecteurs après irradiation, la valeur de β correspondant au spectre du réseau le plus proche de la réalité.

D'autre part, les activités $A_1(S)$ et $A_2(S)$ ayant été calculées pour des spectres normalisés, c'est-à-dire pour des flux de 1 neutron, le rapport entre l'une des activités A_1 ou A_2 mesurées et l'activité calculée correspondante pour la valeur S de l'indice indique le nombre de neutrons reçus par l'ensemble dosimétrique dans la bande d'énergie considérée.

Pour la détermination des doses, on calculera, de la même manière, les intégrales

$$D = K \int D(E) \cdot \Phi_\beta(E) \cdot dE$$

pour différentes valeurs de β , et l'on construira la courbe $D(S)$, qui donne la dose par neutron en fonction de l'indice.

Il est à noter que l'on peut, à partir des valeurs D , A_1 et A_2 calculées, construire les courbes $D/A_1(S)$ et $D/A_2(S)$. Ces courbes représentent des doses par coup, pour l'un ou l'autre détecteur. En multipliant l'activité mesurée par la dose par coup correspondante, on obtient directement la dose globale, sans avoir à déterminer le flux.

APPLICATION A LA DOSIMÉTRIE DES INCIDENTS DE CRITICITÉ

Pour l'application de cette méthode, nous avons considéré deux bandes d'énergie, de 0,4 eV à 2 MeV (neutrons d'énergie intermédiaire) et au-dessus de 2 MeV (neutrons rapides). Le choix de la valeur 2 MeV comme limite est d'ailleurs assez arbitraire : l'expérimentation doit nous permettre de déterminer la limite la plus convenable.

Nous avons, pour chacune de ces deux bandes d'énergie, adopté une représentation distincte.

1° Neutrons d'énergie intermédiaire

On pourrait, dans cette région, admettre un spectre de la forme :

$$\Phi(E) = K/E$$

mais une telle représentation risque, dans le cas des spectres de fuite, d'être assez éloignée de la réalité. Aussi avons-nous cherché une famille de courbes susceptible de donner, dans la plupart des cas une meilleure approximation.

On utilise souvent, pour le tracé des spectres de neutrons, une représentation $E \cdot \Phi(E)$ en fonction de la léthargie. Dans ce système, le spectre en $1/E$ est figuré par une horizontale et, comme dans la représentation classique, les surfaces sont proportionnelles aux flux.

Nous avons admis, pour la bande d'énergie 0,4 eV — 2 MeV, que le spectre pouvait être représenté par une famille de droites dans le système de coordonnées défini ci-dessus.

L'équation d'une droite, dans ce système, peut s'écrire :

$$E \cdot \Phi(E) = a \cdot \text{Log } E + b$$

Dans cette expression, on éliminera l'un des paramètres en introduisant une condition de normalisation. L'équation particulière qui correspond au spectre en $1/E$ est en effet :

$$E \cdot \Phi(E) = b$$

FIG. 1. — Famille de droites $E \cdot \Phi(E) = a \cdot \text{Log } E + b$.

Nous écrirons que la surface limitée par cette droite, dans la bande 0,4 eV — 2 MeV, est égale à l'unité. On aura :

$$\int_{0,4 \cdot 10^{-6}}^2 b \cdot d(\text{Log } E) = 1$$

d'où l'on peut tirer, pour b , la valeur : $b = 0,065$.

Les droites qui donnent, dans la bande d'énergie 0,4 eV — 2 MeV, la même surface passent toutes par le point M , milieu du segment AB (figure 1). A ce point correspond une énergie E_M . L'équation de la famille de droites normalisées sera donc :

$$E \cdot \Phi(E) = a \cdot (\text{Log } E - \text{Log } E_M) + 0,065$$

ce qui peut encore s'écrire :

$$\Phi(E) = a/E \cdot \text{Log } E/E_M + 0,065/E$$

TABLEAU I
FONCTION $\Phi(E) = N \cdot E^{1/2} \cdot e^{-\beta E}$

$\beta \backslash E$	0,775	0,7	0,6	0,5	0,4	0,3	0,2
N	2,05	1,62	1,11	0,72	0,43	0,253	0,127
2,0	61,6	56,4	47,5	37,2	27,3	19,5	12,0
3,0	34,6	34,1	31,9	27,6	22,4	17,8	12,1
4,0	18,5	19,7	20,1	19,2	17,4	15,1	11,4
5,0	9,49	10,9	12,3	13,1	13,0	12,6	10,5
6,0	4,80	5,92	7,45	8,74	9,54	10,2	9,38
7,0	2,40	3,18	4,40	5,73	6,92	8,15	8,31
8,0	1,17	1,71	2,58	3,70	4,94	6,45	7,26
9,0	0,59	0,90	1,51	2,39	3,53	5,10	6,28
10,0	0,29	0,47	0,87	1,52	2,48	3,96	5,44
11,0	0,13	0,24	0,50	0,98	1,76	3,07	4,68
12,0	0,05	0,12	0,28	0,61	1,23	2,38	4,00
13,0	0,03	0,07	0,16	0,38	0,85	1,83	3,41
14,0		0,02	0,10	0,24	0,59	1,42	2,89
15,0			0,06	0,16	0,41	1,08	2,45

TABLEAU II
FONCTION $E \cdot \Phi(E) = N \cdot E^{1/2} \cdot e^{-\beta E}$

$\beta \backslash E$	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,775
2	24,0	39,0	54,6	74,4	95,0	112,8	123,2
3	36,3	53,4	67,2	82,8	95,7	102,3	103,8
4	45,6	60,4	69,6	76,8	80,4	78,8	74,0
5	52,5	63,0	65,0	65,5	61,5	54,5	47,4
6	56,3	61,2	57,2	52,4	44,7	35,5	28,8
7	58,2	57,0	48,4	40,1	30,8	22,3	16,8
8	58,1	51,6	39,5	29,6	20,6	13,7	9,36
9	56,6	45,9	31,8	21,5	13,6	8,10	5,31
10	54,4	39,6	24,8	15,2	8,70	4,70	2,90
11	51,5	33,8	19,4	10,8	5,50	2,64	1,43
12	48,0	28,6	14,8	7,32	3,36	1,44	0,60
13	44,3	23,8	11,0	4,94	2,08	0,91	0,39
14	40,5	19,9	8,26	3,36	1,40	0,28	
15	36,7	16,2	6,15	2,40	0,90		
$\int$	0,23	0,36	0,62	0,96	1,64	2,61	3,62

La famille de droites choisie représente donc des spectres déduits du spectre en $1/E$ par adjonction d'un terme correctif de la forme :

$$a/E \cdot \text{Log } E/E_M$$

2° Neutrons rapides.

Ainsi qu'il a été dit plus haut, nous avons adopté, pour les énergies supérieures à 2 MeV, le réseau de spectres défini par l'expression :

$$\Phi(E) = N \cdot E^{1/2} \cdot e^{-\beta E}$$

dérivée de la formule de Cranberg et Leachman, β étant le paramètre du réseau et N le facteur de normalisation.

Nous avons construit les courbes $E^{1/2} \cdot e^{-\beta E}$ pour les valeurs 0,2 0,3 0,4 0,5 0,6 0,7 et 0,775 du paramètre, cette dernière valeur correspondant au spectre de fission pur.

Pour normaliser on peut procéder par planimétrie et comparer les surfaces à celle du spectre de fission normalisé entre 2 MeV et l'infini, dont la formule est :

$$\Phi(E) = 2,05 \cdot E^{1/2} \cdot e^{-0,775 E}$$

On peut également obtenir les coefficients N par le calcul (4).

Les tableaux I et II et la figure 2 définissent le réseau.

FIG. 2. — Famille de courbes $E \cdot \Phi(E) = N \cdot E^{3/2} e^{-\beta E}$

DÉFINITION D'UN ENSEMBLE PARTICULIER DE SPECTROMÉTRIE

Nous disposons, avec les deux familles de spectres ainsi définies, d'un ensemble nous permettant de réaliser, en utilisant quatre détecteurs seulement, une spectrométrie élémentaire suffisante pour les besoins de la dosimétrie.

L'ensemble de détecteurs choisi est défini comme suit :

1° Neutrons d'énergie intermédiaire.

L'énergie E_M correspondant au point fixe, M , de la famille de droites choisie, peut être facilement déterminée. On a :

$$\text{Log } E_M = \frac{1}{2} (\text{Log } 0,4 + \text{Log } 2 \cdot 10^6) = 6,79$$

ce qui donne pour E_M :

$$E_M = 895 \text{ eV.}$$

Un certain nombre d'éléments présentent la particularité, intéressante pour le système envisagé, d'avoir leurs principales résonances au voisinage du keV. Le cuivre 63 présente des résonances pour 580 eV et 1 980 eV, le manganèse, pour 337 eV, 1 080 eV et 2 360 eV, le sodium, pour 2 850 eV. Pour de tels corps l'activation sera relativement peu sensible à la variation de pente de la droite représentative du flux.

L'expérimentation a porté sur le cuivre pour lequel nous avons utilisé, en ce qui concerne les sections efficaces, les données de J.L. Campan et C.F. Zaleski (5).

Nous avons, pour déterminer les intégrales d'activation, construit graphiquement les fonctions $E \cdot \Phi(E) \cdot \sigma(E)$, pour différentes valeurs de a . Pour $a = 0$, c'est-à-dire pour le flux en $1/E$, la surface obtenue représente, au facteur de normalisation près, l'intégrale de résonance pour le cuivre. De la comparaison des surfaces, on déduira la valeur des différentes intégrales d'activation.

Le deuxième détecteur nécessaire pour l'établissement des indices doit avoir une sensibilité maximale vers l'une des extrémités de la bande d'énergie. Nous avons choisi l'or dont le pic de résonance le plus important se situe à 4,9 eV avec un pic secondaire à 60,3 eV.

Pour l'intégrale de résonance, nous avons adopté la valeur donnée par J. Brisbois (6), soit 1 498 barns, ce qui correspond à 1 433 barns pour le pic de 4,9 eV, 36 barns pour le pic de 60,3 eV. Nous avons considéré le reste, soit 29 barns, comme invariable et tenu compte seulement de la variation de flux en fonction de a au niveau des deux pics.

Ces intégrales sont données, en fonction de a , pour l'or et le cuivre, par le tableau III.

Les intégrales d'activation ayant été calculées pour un seul atome du corps considéré, il sera nécessaire, pour les appliquer à des détecteurs de géométrie déterminée, de les multiplier par un facteur tenant compte du nombre d'atomes, de la géométrie de lecture et, pour passer de l'activation à l'activité mesurable, de la période du radioélément formé.

DÉTECTEURS OR ET CUIVRE

TABLEAU III
INTÉGRALES D'ACTIVATION

$a \cdot 10^3$	11,2	8,4	5,04	1,68	- 1,68	- 5,04	- 8,4
Ordonnées à l'origine $\cdot 10^2$	- 2,6	0	+ 2,6	+ 5,2	+ 7,8	+ 10,4	+ 13,0
$\int_{Au} \sigma \Phi \cdot 10^{23}$	0,90	3,33	5,87	8,46	11,0	13,5	16,1
$\int_{Cu} \sigma \Phi \cdot 10^{25}$	1,96	2,18	2,44	2,70	2,95	3,21	3,46

TABLEAU IV
ACTIVITÉS POUR 1 NEUTRON/CM²
(coups par minute)

$$K_{Au} = 1,0 \cdot 10^{14}$$

$$K_{Cu} = 2,3 \cdot 10^{16}$$

$K \int_{Au} \sigma \Phi \cdot 10^9$	0,90	3,33	5,87	8,46	11,0	13,5	16,1
$K \int_{Cu} \sigma \Phi \cdot 10^9$	4,50	5,02	5,61	6,20	6,79	7,38	7,97
S	0,20	0,66	1,05	1,36	1,62	1,83	2,02

Ce facteur, K , peut être facilement déterminé. En irradiant, dans un flux thermique connu, un détecteur nu et un détecteur sous cadmium et en mesurant, dans les conditions de comptage adoptées, les activités, nous aurons en effet :

$$C_{nu} - C_{Cd} = K \cdot \sigma_{th} \cdot \Phi_{th}$$

K étant indépendant, pour une même réaction neutronique, de la bande d'énergies où s'effectue la mesure. σ_{th} et Φ_{th} étant connus, cette égalité donne K .

Les détecteurs expérimentés étaient des disques de 30 mm de diamètre : l'or, une couche de 0,1 micron environ déposée sur cellophane, le cuivre, une feuille de 5 microns d'épaisseur.

Par irradiation à la pile ZOË, dans un flux thermique de $1,8 \cdot 10^{12}$ neutrons par cm², nous avons obtenu :

$$K_{Au} = 1,0 \cdot 10^{14} \quad K_{Cu} = 2,3 \cdot 10^{16}$$

Le tableau IV donne, pour différentes valeurs de a , les activités mesurables sur nos détecteurs pour un flux de 1 neutron/cm² ainsi que les rapports entre ces activités ou « Indices de Spectres ».

Les figures 3 et 4 présentent les courbes $a(S)$, $C_{Au}(S)$, $C_{Cu}(S)$, construites à partir des données des tableaux III et IV.

FIG. 3. — Paramètre en fonction de l'indice (or et cuivre).

2° Neutrons rapides.

Les détecteurs adoptés étaient des disques de soufre — diamètre 19 mm, épaisseur 3 mm — et de magnésium — diamètre 19 mm, épaisseur 1,5 mm.

Pour la courbe de section efficace du soufre, nous avons utilisé les données de R. Beauge (3). Pour celle du magnésium, des résultats dus à R.E. Bullock et R.G. Moore (7).

On a déterminé, pour le réseau de courbes défini par les tableaux I et II et la figure 2, les intégrales d'activation correspondant aux valeurs particulières de β définies précédemment. Cette détermination peut se faire graphiquement ou par le calcul (4). Les résultats sont rapportés sur le tableau V.

Comme dans le cas des neutrons d'énergie intermédiaire interviendront des coefficients K , propres aux détecteurs utilisés. On emploie, pour les déterminer, un flux connu de neutrons monoénergétiques de 14 MeV produits par un accélérateur. La section efficace à 14 MeV et le flux étant connus, on obtient aisément, par mesure de l'activité dans les conditions qui seront employées par la suite, le facteur K .

FIG. 4. — Activité par neutron en fonction de l'indice (or et cuivre).

DÉTECTEURS SOUFRE ET MAGNÉSIUM

TABLEAU V

INTÉGRALES D'ACTIVATION

β	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,775
N	0,123	0,253	0,430	0,718	1,114	1,615	2,05
$\int_S \sigma \Phi \cdot 10^{25}$	2,59	2,52	2,38	2,17	2,12	1,93	1,77
$\int_{Mg} \sigma \Phi \cdot 10^{26}$	6,35	3,97	2,20	1,29	0,75	0,42	0,29

Les valeurs obtenues par ce procédé sont :

Pour le soufre : $K_S = 0,97 \cdot 10^{17}$

Pour le magnésium : $K_{Mg} = 1,70 \cdot 10^{18}$

TABLEAU VI
 ACTIVITÉS POUR 1 NEUTRON/CM²
 (coups par minute)

$$K_f = 0,97 \cdot 10^{17}$$

$$K_{Mg} = 1,70 \cdot 10^{18}$$

$K \int_S \sigma \Phi \cdot 10^8$	2,51	2,44	2,31	2,10	2,06	1,87	1,72
$K \int_{Mg} \sigma \Phi \cdot 10^8$	10,80	6,75	3,74	2,19	1,27	0,71	0,49
S	0,23	0,36	0,62	0,96	1,62	2,63	3,51

Le tableau VI donne, pour différentes valeurs de β , les activités mesurables sur les détecteurs pour un flux de 1 neutron/cm² et les Indices de Spectres correspondants.

La figure 5 présente les courbes $N(S)$ et $\beta(S)$, la figure 6 les courbes $C_S(S)$ et $C_{Mg}(S)$.

FIG. 5. — Paramètres en fonction de l'indice (soufre et magnésium).

FIG. 6. — Activité par neutron en fonction de l'indice (soufre et magnésium).

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Des mesures ont été effectuées à l'aide des ensembles définis ci-dessus, sur différentes sources de neutrons.

Les résultats sont les suivants :

1° Pile ZOÉ :

$$\begin{aligned} C_{Au} &= 11\,428 \text{ coups par minute} \\ C_{Cu} &= 8\,189 \text{ coups par minute} \\ C_S &= 222 \text{ coups par minute} \\ C_{Mg} &= 115 \text{ coups par minute} \end{aligned}$$

On obtient, pour les neutrons intermédiaires :

$$S_{\text{épi}} = 1,40 \quad C_{Cu}(1,40) = 6,3 \cdot 10^{-9}$$

d'où :

$$\Phi_{\text{épi}} = 1,3 \cdot 10^{12} \text{ neutrons par cm}^2.$$

Pour les neutrons rapides :

$$S_r = 1,93 \quad C_S(1,93) = 2,0 \cdot 10^{-8}$$

d'où :

$$\Phi_r = 1,11 \cdot 10^{10} \text{ neutrons par cm}^2$$

2° *Pile PEGGY* :

$$C_{Au} = 6\,600 \text{ coups par minute}$$

$$C_{Cu} = 5\,500 \text{ coups par minute}$$

$$C_S = 1\,432 \text{ coups par minute}$$

$$C_{Mg} = 651 \text{ coups par minute}$$

Ce qui donne, pour les neutrons intermédiaires :

$$S_{\text{épi}} = 1,20 \quad C_{Cu}(1,20) = 5,85 \cdot 10^{-9}$$

d'où :

$$\Phi_{\text{épi}} = 9,40 \cdot 10^{11} \text{ neutrons par cm}^2$$

Pour les neutrons rapides :

$$S_r = 2,20 \quad C_{Cu}(2,20) = 1,96 \cdot 10^{-8}$$

d'où :

$$\Phi_r = 7,3 \cdot 10^{10} \text{ neutrons par cm}^2.$$

3° *Ensemble critique RACHEL* :

$$C_{Au} = 511 \text{ coups par minute}$$

$$C_{Cu} = 962 \text{ coups par minute}$$

$$C_S = 470 \text{ coups par minute}$$

$$C_{Mg} = 184 \text{ coups par minute.}$$

D'où, pour les neutrons intermédiaires :

$$S = 0,53 \quad C_{Au} = 2,61 \cdot 10^{-9}$$

$$\Phi_{\text{épi}} = 1,96 \cdot 10^{11} \text{ neutrons par cm}^2$$

Pour les neutrons rapides :

$$S = 2,55 \quad C_S = 1,89 \cdot 10^{-8}$$

$$\Phi_r = 2,49 \cdot 10^{10} \text{ neutrons par cm}^2$$

4° *Ensemble critique HPRR (ORNL)* :

$$C_{Au} = 348 \text{ coups par minute}$$

$$C_{Cu} = 1\,648 \text{ coups par minute}$$

$$C_S = 1\,138 \text{ coups par minute}$$

$$C_{Mg} = 324 \text{ coups par minute.}$$

Soit, pour les neutrons intermédiaires :

$$S_{\text{épi}} = 0,21 \quad C_{Cu} = 4,60 \cdot 10^{-9}$$

$$\Phi_{\text{épi}} = 3,58 \cdot 10^{11} \text{ neutrons par cm}^2.$$

Pour les neutrons rapides :

$$S_r = 3,51 \quad C_S = 1,72 \cdot 10^{-8}$$

$$\Phi_r = 6,62 \cdot 10^{10} \text{ neutrons par cm}^2.$$

Les spectres obtenus dans ces différentes expériences sont présentés sur les figures 7 et 8.

FIG. 7. — Spectres expérimentaux de Zoé et Peggy.

FIG. 8. — Spectres expérimentaux de Rachel et H.P.R.R.

Il est à noter que, suivant les cas, le raccordement à 2 MeV se fait de façon plus ou moins correcte.

EXPRESSION LINÉAIRE DES FLUX EN FONCTION DES ACTIVITÉS

A partir des résultats expérimentaux précédents, on peut, en utilisant la méthode définie au début de cet article, établir des équations linéaires permettant un calcul rapide des flux.

Nous avons retenu, pour le calcul des coefficients, les mesures effectuées sur la pile ZOÉ et l'ensemble critique RACHEL.

1° Neutrons d'énergie intermédiaire.

L'expression cherchée est de la forme :

$$\Phi_{\text{épi}} = a_1 \cdot C_{Au} + a_2 \cdot C_{Cu}$$

on aura :

$$\text{Pour ZOÉ} \quad 1,3 \cdot 10^{12} = 11\,428 \cdot a_1 + 8\,189 \cdot a_2$$

$$\text{Pour RACHEL} \quad 1,96 \cdot 10^{11} = 511 \cdot a_1 + 962 \cdot a_2$$

De ce système d'équations, on tire finalement :

$$\Phi_{\text{épi}} = (-5,21 \cdot C_{Au} + 23,1 \cdot C_{Cu}) \cdot 10^7$$

Si l'on applique, à titre de comparaison, cette formule aux résultats des mesures faites sur la pile PEGGY et l'ensemble critique HPRR, on obtient les résultats suivants :

$$\text{Pour PEGGY} \quad 9,30 \cdot 10^{11} \text{ au lieu de } 9,40 \cdot 10^{11}$$

$$\text{Pour HPRR} \quad 3,63 \cdot 10^{11} \text{ au lieu de } 3,58 \cdot 10^{11}$$

2° Neutrons rapides.

L'expression cherchée est de la forme :

$$\Phi_r = a_3 \cdot C_S + a_4 \cdot C_{Mg}$$

Les résultats expérimentaux nous donnent :

$$\text{Pour ZOÉ} \quad 1,11 \cdot 10^{10} = 222 \cdot a_3 + 115 \cdot a_4$$

$$\text{Pour RACHEL} \quad 2,49 \cdot 10^{10} = 470 \cdot a_3 + 184 \cdot a_4$$

Ce système d'équations donne, en définitive, pour le flux rapide :

$$\Phi_r = (6,21 \cdot C_S - 2,35 \cdot C_{Mg}) \cdot 10^7$$

Les flux rapides calculés, en utilisant cette expression, pour PEGGY et HPRR, sont :

$$\text{Pour PEGGY} \quad 7,37 \cdot 10^{10} \text{ au lieu de } 7,3 \cdot 10^{10}$$

$$\text{Pour HPRR} \quad 6,31 \cdot 10^{10} \text{ au lieu de } 6,62 \cdot 10^{10}$$

On voit que les flux calculés par ce procédé constituent des approximations utilisables.

Les mesures effectuées avec l'ensemble de spectrométrie décrit dans ce travail étant encore peu nombreuses, on peut penser que les coefficients obtenus pour les équations ci-dessus, de ce fait, ne sont pas les valeurs optimales.

Valeurs approchées.

La courbe d'activité par neutron, pour le cuivre (fig. 4), présente une pente peu importante. Si l'on adopte une valeur moyenne de $5,5 \cdot 10^{-9}$ coup par minute par neutron, l'erreur sur le flux calculé à partir de la seule activité du cuivre ne dépassera pas 20 % pour les indices inférieurs à 1,5 qui sont les plus probables.

De même, pour le soufre (fig. 6), la valeur $1,95 \cdot 10^{-8}$ coup par minute par neutron donnera le flux rapide avec une erreur inférieure à 15 % pour les indices supérieurs à 0,8.

On aura, en définitive, pour un calcul rapide :

$$\Phi_{\text{épi}} = 1,82 \cdot 10^8 \cdot C_{Cu}$$

$$\Phi_r = 5,13 \cdot 10^7 \cdot C_S$$

CONCLUSION

Le dispositif spectrométrique présenté ici, et actuellement à l'étude donne, semble-t-il, une précision suffisante pour les besoins de la dosimétrie des incidents de criticité.

Les méthodes d'exploitation des résultats restent extrêmement simples, ce qui est essentiel pour l'application envisagée.

Les essais effectués sont encore en nombre insuffisant pour permettre de juger de la valeur des représentations mathématiques choisies. Elles sont cependant valables en première approximation.

Les détecteurs choisis ne couvrent malheureusement pas de façon parfaite la bande d'énergie qui nous intéresse, et il serait utile de disposer d'un détecteur supplémentaire travaillant dans la bande d'énergie 1 keV — 2 MeV.

La sensibilité du dispositif actuel est suffisante pour la détermination des doses en cas d'incident de criticité, mais ne permet pas d'effectuer des mesures dans de faibles flux de neutrons. Il est donc envisagé la réalisation d'un ensemble utilisant des détecteurs de période plus courte, donc plus sensibles.

Ce dispositif spectrométrique présente l'avantage d'un encombrement assez réduit pour que l'on puisse envisager son utilisation comme dosimètre individuel. Il sera alors nécessaire, évidemment, de tenir compte de l'influence du corps humain sur le dosimètre pour l'exploitation des résultats.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) M. BRICKA — Spectrométrie des neutrons par détecteurs à activation. Etude sur la méthode d'approximation par fonctions polygonales. Note C.E.A., n° 401, 1962.
- (2) P. DELATTRE — Les méthodes de détermination des spectres de neutrons rapides à l'aide des détecteurs à seuil. Rapport C.E.A., n° 1 979, 1961.
- (3) R. BEAUGE — Sections efficaces pour les détecteurs de neutrons par activation, recommandées par le Groupe de Dosimétrie d'EURATOM, 1963.
- (4) M. BRICKA, T. MORAWEK, L. PICHON — Note interne SCRGR/PAS 64/34.
- (5) J.L. CAMPAN et C.P. ZALESKI — Dosimétrie des neutrons dans le domaine 10 keV - 1 MeV. Communication privée.
- (6) J. BRISBOIS — Etude de la section efficace de la réaction n, γ de l'or. Rapport Harwell, *Neutron Dosimetry*, A.I.E.A., Vienne 1963, p. 181-193.
- (7) R.E. BULLOCK et R.G. MOORE Jr — *Physical Review*, Vol. 119, p. 721-731, 1960.