DOSIMÉTRIE GAMMA AU MOYEN D'UN SCINTILLOMÈTRE SPP 3

M. BUXEROLLE, J.C. ELIAS, R. GIGODEAUX et R. PONCE *
(manuscrit reçu le 12 juin 1970)

RÉSUMÉ

La dosimétrie γ à faible niveau sur le terrain est souvent limitée par les moyens matériels. Le présent travail décrit l'utilisation et l'étalonnage d'un scintillomètre portable de prospection, très sensible, le SPP 3, en tant qu'appareil de dosimétrie γ . L'exploitation des données est faite sur ordinateur. Le calcul d'un débit de dose absorbée dans la gamme allant de quelques $\mu\text{rad.h}^{-1}$ à environ 1 mrad.h^{-1} , pour des photons entre 50 keV et 2 MeV est obtenu avec une incertitude meilleure que 20 % et donne des informations sur la distribution spectrale.

SUMMARY

Gamma dosimetry in open air at low level is frequently obstructed by technical means. Present work describes the use and testing of a very sensitive field scintillometer for prospecting, the SPP 3, used as a gamma dosimeter. Unfolding of data is made by a computer. The computation of absorbed dose intensity in the scale from some $\mu\text{rad.h}^{-1}$ to 1 mrad.h^{-1} for photons between 50 keV and 2 MeV, is done with an uncertainty less than 20 % and gives informations on spectral distribution.

I - INTRODUCTION

Les mesures dosimétriques à faible niveau sur le terrain présentent souvent de grandes difficultés tant pour l'exécution de la mesure elle-même que pour son interprétation. Cela tient à une limitation dans les moyens disponibles : les appareils portatifs sont, pour la plupart, rudimentaires, imprécis et peu sensibles, les appareils de laboratoire sont fragiles, difficilement transportables et tributaires d'une source d'énergie.

Le scintillomètre SPP3, appareil portable léger et maniable, possède des caractéristiques intéressantes pour la dosimétrie γ sur le terrain : grande sensibilité et possibilité d'obtenir des informations sur le spectre du rayonnement détecté. Nous avons cherché à tirer le meilleur parti de ces caractéristiques dans le but d'utiliser l'appareil pour des mesures autour de la zone d'exclusion de l'aire d'irradiation du D.P.S. au CEN/Cadarache, sur laquelle est utilisée une source de 1200 Ci de ^{137}Cs .

(*) Service de Protection contre les Rayonnements, C.E.N. Cadarache, B.P. n° 1 - 13 - St-Paul-lez-Durance.

II - DESCRIPTION DE L'APPAREIL

Le scintillomètre SPP 3 comprend essentiellement un ensemble scintillateur-photomultiplicateur comme détecteur, un adaptateur d'impédance, un discriminateur, une bascule électronique, un icromètre à lecture directe, une haute tension stabilisée et en outre différents systèmes pour l'utilisation pratique. L'incertitude relative globale sur les lectures est de l'ordre de 10 % [1].

Nous avons utilisé l'appareil avec la sonde normale à fenêtre mince, c'est-à-dire 0,5 mm de dural.

Le scintillateur cylindrique est un cristal NaI (Tl) fabriqué par la Société « Quartz et Silice », il a un diamètre de 3,81 cm pour une hauteur de 2,54 cm (1,5"/1"); il est entouré par un réflecteur en alumine frittée de 2 mm d'épaisseur (masse spécifique apparente $\approx 0,9 \text{ g.cm}^{-3}$), le tout étant enfermé dans un boîtier en dural de 0,5 mm d'épaisseur [2]. Compte tenu de la fenêtre de la sonde, la masse surfacique des écrans séparant le cristal de la face frontale de la sonde équivaut à environ $0,45 \text{ g.cm}^{-2}$ d'aluminium. La distance entre le cristal et l'extrémité de la sonde est d'environ 2 cm. Le cristal, le photomultiplicateur, la chaîne de résistances des dynodes, l'adaptateur sont placés dans un boîtier cylindrique formant la sonde reliée à l'appareil par un câble électrique.

La particularité du SPP 3 réside dans la fonction « discrimination » qui permet de régler le seuil de déclenchement de l'électronique, de façon à ne compter que les photons gamma perdant dans le cristal une énergie supérieure à celle choisie par une des positions du discriminateur. Un potentiomètre « tarage de seuil » permet un ajustement.

Il y a 12 positions de discrimination délimitant 11 intervalles ou bandes que nous avons numérotés :

Numéros des bandes											
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	
50	100	150	200	250	300	400	600	800	1000	1500	2000
Seuils en keV											

III - MÉTHODE D'INTERPRÉTATION DES MESURES

Pour un même point de mesure, les comptages aux différentes positions du discriminateur apportent des informations sur le spectre en énergie des photons incidents.

Soit $\Phi(E)$ la fonction de distribution en énergie des photons gamma. La distribution en amplitude des impulsions fournies par la sonde, ou spectrogramme, est donnée par une équation de la forme : [3] [4]

$$f(V) = \int_0^{\infty} F(V, E) \cdot \Phi(E) dE$$

$F(V, E)$: fonction de réponse de l'ensemble de détection.

Il existe une relation linéaire entre une hauteur d'impulsion V_i et une énergie E_i du photon γ incident, elle correspond à l'absorption totale de l'énergie E_i dans le cristal.

Soit U_i le comptage observé avec le seuil V_i

$$U_i = \int_{V_i}^{V_M} f(V) dV$$

V_M est la hauteur maximale des impulsions correspondant à une énergie maximale E_M du spectre ou à la saturation des impulsions sur la chaîne amplificatrice.

Le comptage dans une bande i comprise entre les seuils V_i et V_{i+1} sera :

$$B_i = U_i - U_{i+1}.$$

Considérons une raie γ d'énergie E_j , l'absorption totale de E_j conduisant à des impulsions dans la bande j ; soit A_j le nombre total d'impulsions enregistrées.

La fraction de A_j observée dans une bande i sera : [5]

$$B_{ij} = \alpha_{ij} \cdot A_j$$

Nous admettons que le rapport :

$$\alpha_{ij} = \frac{B_{ij}}{A_j} = \frac{\text{nombre d'impulsions dans la bande } i \text{ du spectrogramme } j}{\text{nombre total d'impulsions dans le spectrogramme } j}$$

1°) est indépendant du nombre de photons d'énergie E_j atteignant le cristal.

2°) est peu dépendant de la géométrie source-cristal.

La première hypothèse sera vérifiée s'il n'y a pas de matériaux diffusants dans l'environnement de la sonde et s'il n'y a pas empilement d'impulsions, conséquence de taux de comptage trop élevés. Par construction, le SPP 3 ne permet pas de lire des taux de comptage supérieurs à 15 000 imp.s⁻¹; on s'affranchira des empilements d'impulsions en prenant soin d'avoir des lectures inférieures à 15 000 imp.s⁻¹ avec le seuil 50 keV.

L'expérience montre que le rapport pic/total, d'usage courant en spectrométrie γ , est assez peu influencé par la géométrie source-cristal. Cependant, le respect des hypothèses avancées imposera certaines conditions pour les étalonnages :

- conditions de géométrie proches de celles des mesures,
- éloignement de la sonde de tout matériau diffusant.

Le plus souvent, les spectres rencontrés sont complexes ou même continus. Le pouvoir séparateur de l'appareil étant limité, nous assimilerons la partie du spectre entre les énergies de seuil E_j et E_{j+1} , correspondant aux impulsions d'absorption totale V_j et V_{j+1} à une raie γ d'énergie moyenne :

$$\bar{E}_j = E_j + \frac{E_{j+1} - E_j}{2}$$

Pour j énergies $\bar{E}_j$ centrées dans j bandes, le comptage dans une bande B_i sera :

$$B_i = \sum_j B_{ij} = \sum_j \alpha_{ij} A_j$$

Soit en notation matricielle : $[B] = [\alpha] \cdot [A]$ (1)

Les observables sont les comptages par bande B_i , les inconnues sont les A_j , nombre total d'impulsions enregistrées pour l'énergie $\bar{E}_j$, les α_{ij} sont des coefficients qui peuvent être déterminés par calcul et à partir de sources étalons.

Remarque :

En pratique, pour des raisons de facilité dans la présentation, le calcul de ces coefficients sur ordinateur ne donnera pas directement la matrice $[\alpha]$ mais la matrice transposée $[\alpha]^T$.

La résolution de (1) est immédiate par inversion de la matrice $[\alpha]$ si cette dernière est carrée. En fait, nous pouvons avoir $i > j$, car si nous observons une raie $\bar{E}_j$ dans la bande d'indice j , le comptage dû à E_j , dans les bandes d'indice supérieur à j n'est pas forcément nul, surtout si l'appareillage possède une mauvaise résolution et si les bandes sont étroites. Le système d'équations linéaires représenté par la relation (1) est alors surabondant.

Nous pourrions résoudre le système :

- Soit, en négligeant les comptages dans les bandes d'indice supérieur à j si l'on sait que l'énergie maximale observée ne dépasse pas la bande j .
- Soit, si aucune hypothèse ne peut être faite, en tenant compte des bandes d'indice supérieur à j ; et, dans ce cas, les valeurs de $A_{j+1}, A_{j+2} \dots$ devraient être nulles ou très faibles.

Si le spectre mesuré présente des énergies γ supérieures à 2 MeV, le problème n'est pas soluble sauf s'il y a une raie γ unique et si l'on possède les α_{ij} correspondants.

Les A_j obtenus sont proportionnels au nombre de photons d'énergie initiale $\bar{E}_j$ ayant eu une interaction de type quelconque (photoélectrique, Compton ou paire) dans le cristal.

Connaissant σ_j , l'efficacité totale du scintillateur, pour une géométrie donnée, il est très simple de déterminer l'histogramme du débit de fluence des photons incidents :

$$\Phi_j = A_j / \sigma_j$$

Soit δ_j , le débit de dose pour un débit de fluence unitaire, nous obtenons l'histogramme du spectre des débits de dose par : $D_j = \Phi_j \cdot \delta_j$.

Le débit de dose total sera : $D_T = \sum_j D_j$.

Le calcul de D_j peut être effectué en une seule étape :

$$D_j = (A_j / \sigma_j) \cdot \delta_j = A_j \cdot G_j$$

avec

$$G_j = \frac{\delta_j}{\sigma_j}$$

G_j est la fonction de réponse en dose du scintillateur.

Un programme de calcul sur ordinateur permet d'obtenir très rapidement les résultats.

IV - ÉTALONNAGES

IV.1 - VÉRIFICATION DES SEUILS

Sur le SPP 3, la position des seuils est fixée par construction; un potentiomètre permet d'ajuster leur valeur par recalage au moyen d'une source de ^{137}Cs livrée avec l'appareil. Nous avons vérifié les valeurs affichées de la manière suivante : les impulsions, obtenues à la sortie de la sonde, à partir d'une source de ^{137}Cs , sont envoyées sur l'écran d'un oscilloscope et leur hauteur moyenne est mesurée (2,08 volts); ensuite, au moyen d'un générateur IEV 3, nous introduisons des impulsions calibrées d'après la mesure précédente, directement à l'entrée de la chaîne de résistances des seuils et recherchons les hauteurs d'impulsions en volts correspondant au déclenchement du comptage pour les différents seuils. La figure 1 donne la correspondance seuil-énergie avant réglage (seuil au maximum) et après réglage. Nous avons pu constater que la linéarité était bonne et que le réglage préconisé par le constructeur était correct.

D'autre part, nous avons vérifié que, pour un taux de comptage de 10 000 imp.s⁻¹, la perte de comptage était de l'ordre de 5 %.

IV.2 - CALCUL DES COEFFICIENTS α_{ij}

Le conditionnement de la matrice des α_{ij} est primordial pour la qualité des résultats. Avec une raie γ correctement centrée dans une bande j , on peut calculer les α_{ij} correspondant, au moyen des valeurs lues sur le galvanomètre du SPP 3; pour la bande i on a :

$$\alpha_{ij} = \frac{U_{ij} - U_{i+1,j}}{U_{1j}}$$

U_{1j} étant le comptage pour la raie E_j et correspondant au plus petit seuil (c'est-à-dire 50 keV). En pratique, cette manière de procéder est exclue, car il n'est pas possible de trouver des étalons γ monoénergétiques correctement centrés dans les bandes. Nous avons tourné cette difficulté en calculant les α_{ij} à partir de spectrogrammes synthétiques dont les modèles sont obtenus en envoyant les impulsions issues de la sonde sur un analyseur 200 canaux Intertechnique selon le schéma donné dans la figure 2. On utilise des étalons monoénergétiques avec une géométrie source-détecteur (source ponctuelle placée à une dizaine de centimètres de la face frontale du scintillateur), qui soit assez proche de l'utilisation habituelle du SPP 3 (rayonnement sensiblement parallèle à la génératrice du cristal).

A partir des modèles obtenus, un programme de calcul permet, par une méthode d'interpolation, de construire des spectrogrammes synthétiques avec des raies gamma $\bar{E}_j$ centrées dans les bandes (fig. 3).

FIG. 1. — Correspondance Seuil-Energie.

FIG. 2. — Scintillomètre SPP 3
(Montage pour analyse des hauteurs d'impulsion sur analyseur multicanal)

Les α_{ij} sont ensuite calculés sur le spectrogramme synthétique S_{kj} par sommation canal par canal dans chaque bande. Le seuil inférieur de la bande i correspondant au canal n , le seuil supérieur au canal m , on a :

$$B_{ij} = \sum_{k=n}^{k=m} S_{kj} \quad \text{et} \quad \alpha_{ij} = B_{ij} / \sum_i B_{ij}$$

La matrice obtenue, c'est en fait la transposée de la matrice $[\alpha]$ (voir III - remarque), est donnée dans le tableau I.

Remarque :

Pour la dosimétrie d'un rayonnement γ d'énergie E_t connue à priori, on pourra remplacer dans le tableau I, la ligne i par des étalonnages faits expérimentalement avec la source correspondante (voir IV.2).

IV.3 - CALCUL DE L'EFFICACITÉ TOTALE DU SCINTILLATEUR

Le SPP 3 étant destiné à des mesures d'ambiance, nous n'avons pas cherché à déterminer des activités de source pour une géométrie donnée mais plutôt des débits de fluence de photons. Deux cas peuvent alors se présenter : rayonnement directionnel, sensiblement parallèle (source éloignée), rayonnement

SPECTRES SYNTHETIQUES

NUMERO DES BANDES

12 3 4 5 6 7 8 9 10 11

EGPIC EN KEV

FIG. 3 — Spectres synthétiques.

TABLEAU I

[illegible]

diffus. L'étalonnage du scintillateur a été étudié dans la première hypothèse et ajusté pour tenir compte de la deuxième.

Pour un rayonnement parallèle à la génératrice du cylindre, l'efficacité totale du cristal peut s'exprimer par :

$$\Sigma_p(E) = \pi \cdot R^2 \cdot T(E) \cdot \varepsilon(E)$$

R : rayon du cristal

$T(E)$: transmission du boîtier enveloppant le cristal

$$T(E) = e^{-\frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{m}{s}}$$

$\frac{m}{s}$: masse surfacique des écrans ($\approx 0,45$ g.cm⁻² d'aluminium)

$\frac{\mu}{\rho}$: coefficient d'atténuation massique dans l'aluminium

$\varepsilon(E)$: efficacité du scintillateur $\varepsilon(E) = 1 - e^{-\tau \cdot H}$

H : hauteur du cristal en cm

$\tau(E)$: en cm⁻¹; coefficient linéique d'atténuation dans le cristal.

Les valeurs calculées pour $\Sigma_p(E)$ sont présentées dans le tableau II, les énergies γ centrées dans la bande i correspondent si E_t est l'énergie du seuil inférieur à :

$$\bar{E}_t = E_t + \frac{\bar{E}_{t+1} - E_t}{2}$$

TABLEAU II

E γ MeV	$\tau(E)$ cm ⁻¹ [6]	$\varepsilon(E)$ imp/ γ	$\frac{\mu}{\rho}$ cm ² .g ⁻¹ [7]	$T(E)$	$\Sigma_p(E)$ imp/ γ .cm ⁻²	$\Sigma_d(E)$ cm ²
0,075	12	1	0,21	0,910	10,375	8,611
0,125	3,2	1	0,15	0,935	10,660	8,848
0,175	1,4	0,972	0,13	0,943	10,450	8,674
0,225	0,9	0,899	0,12	0,947	9,706	8,056
0,275	0,65	0,808	0,11	0,952	8,770	7,279
0,350	0,46	0,689	0,10	0,956	7,510	6,233
0,500	0,32	0,557	0,085	0,962	6,109	5,070
0,662*	0,27	0,497	0,076	0,966	5,474	4,543
0,700	0,26	0,484	0,073	0,968	5,342	4,434
0,900	0,225	0,435	0,065	0,971	4,816	3,997
1,25	0,19	0,383	0,055	0,976	4,262	3,537
1,75	0,16	0,334	0,046	0,980	3,732	3,098

$\pi R^2 = 11,401$ cm² — $\Sigma_d(E) = 0,83 \cdot \Sigma_p(E)$ (voir paragraphe suivant).

(*) Raie γ du ¹³⁷Cs.

Dans l'éventualité d'un rayonnement diffus, la surface latérale du cristal est aussi atteinte par les photons γ . Si l'irradiation par un faisceau parallèle est faite perpendiculairement à la génératrice du cylindre, la section sous flux sera, pour le cristal $1,5''/1'' : 2 R \cdot H = 9,68 \text{ cm}^2$ au lieu de $\pi R^2 = 11,40 \text{ cm}^2$. Pour des photons de basse énergie, le coefficient de correction pour passer de l'efficacité totale en irradiation frontale à celle en irradiation latérale sera sensiblement dans le rapport des surfaces soit : 0,85.

REPONSE ANGULAIRE DE LA SONDE SPP3

FIG. 4. — Réponse angulaire de la sonde SPP 3.

Nous avons déterminé la réponse angulaire de la sonde, en la faisant tourner autour d'un axe passant par le centre géométrique du cristal perpendiculairement à la génératrice, les résultats sont représentés dans la figure 4.

Habituellement, la sonde du SPP 3 est utilisée, le cristal orienté dans la direction prépondérante du rayonnement; cette direction est facile à déterminer : elle correspond au comptage maximal. Il semble raisonnable de penser que dans

la plupart des cas le rayonnement diffusé atteindra la sonde de façon prépondérante suivant un angle solide de l'ordre de 3π stéradians, l'angle mort étant vers l'arrière de la sonde. Au moyen d'un planimètre, nous avons évalué de 0° à 140° ($\approx 3\pi/4$) le rapport entre la surface d'une courbe de réponse angulaire et le cercle correspondant à l'isotropie parfaite.

Les rapports trouvés sont :

$$\begin{aligned} 0,51 & \text{ pour } E_\gamma = 60 \text{ keV} \\ 0,78 & \text{ pour } E_\gamma = 0,662 \text{ MeV} \\ 0,88 & \text{ pour } E_\gamma = 1,25 \text{ MeV.} \end{aligned}$$

Nous avons adopté une valeur moyenne de 0,83 comme terme de correction pour la section efficace du cristal dans le cas de rayonnement diffusé :

$$\Sigma_a(E) = 0,83 \cdot \Sigma_p(E)$$

Cette valeur, à mi-chemin entre les rapports expérimentaux trouvés pour des énergies où les coefficients de calcul des doses ont une importance relative plus grande, est proche de la valeur théorique.

IV.4 - CALCUL DU DÉBIT DE DOSE POUR UN DÉBIT DE FLUENCE UNITAIRE

Pour ce débit de fluence, une perte d'énergie de $100 \text{ erg} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, soit $0,62 \cdot 10^8 \text{ MeV} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, correspond à 1 rad/s , soit 3600 rad/h .

On a donc $1 \text{ MeV} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \triangleq 5,76 \cdot 10^{-2} \text{ mrad/h}$. Pour une énergie E , la perte d'énergie dans les tissus mous est : $E \cdot \frac{\mu_{en}}{\rho}$, tandis que l'atténuation du débit de fluence dans les $300 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$ est de : $e^{-0,3 \mu/\rho}$

Le débit de dose absorbée sous $300 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$ de tissus mous s'écrit donc :

$$D \text{ mrad} \cdot \text{h}^{-1} \text{ par } \gamma \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} = E_{\text{MeV}} \cdot \frac{\mu_{en}}{\rho} \cdot 5,76 \cdot 10^{-2} \cdot e^{-0,3 \mu/\rho}$$

$\frac{\mu_{en}}{\rho}$: coefficient d'absorption massique en énergie des photons d'énergie E dans les tissus mous

$\frac{\mu}{\rho}$: coefficient d'atténuation massique des photons d'énergie E dans les tissus mous

Nous avons calculé un coefficient global pour passer des $\text{imp} \cdot \text{s}^{-1}$ dans le spectrogramme au débit de dose en $\text{mrad} \cdot \text{h}^{-1}$ (voir tableau III).

$$G(E) = D(E)/\Sigma_p(E)$$

Le coefficient $G(E)$ $\text{mrad}\cdot\text{h}^{-1}$ par $\text{imp}\cdot\text{s}^{-1}$ est utilisable dans le cas d'une raie monoénergétique connue, avec un rayonnement diffusé négligeable, par exemple ^{137}Cs , ou même ^{60}Co en considérant les deux raies gamma comme une raie unique de 1,25 MeV. Il suffit alors de placer le seuil à 50 keV et d'appliquer $G(E)$ au comptage observé (voir graphes $\Sigma_p(E)$, $D(E)$, $G(E)$, fig. 5).

TABLEAU III

$E(\text{MeV})$	$\frac{\mu_{en}}{\rho}$ [7]	$\frac{\mu}{\rho}$ [7]	$e^{-0,3} \frac{\mu}{\rho}$	$D(E)$	$G(E)$
0,075	0,0277	0,180	0,9475	$1,13 \cdot 10^{-4}$	$1,09 \cdot 10^{-5}$
0,125	0,026	0,155	0,9546	$1,79 \cdot 10^{-4}$	$1,68 \cdot 10^{-5}$
0,175	0,028	0,140	0,9589	$2,71 \cdot 10^{-4}$	$2,59 \cdot 10^{-5}$
0,225	0,030	0,127	0,9626	$3,74 \cdot 10^{-4}$	$3,85 \cdot 10^{-5}$
0,275	0,031	0,118	0,9652	$4,74 \cdot 10^{-4}$	$5,41 \cdot 10^{-5}$
0,350	0,032	0,107	0,9684	$6,25 \cdot 10^{-4}$	$8,32 \cdot 10^{-5}$
0,500	0,032	0,093	0,9725	$8,96 \cdot 10^{-4}$	$1,467 \cdot 10^{-4}$
0,662	0,0318	0,083	0,9754	$11,83 \cdot 10^{-4}$	$2,161 \cdot 10^{-4}$
0,700	0,0317	0,081	0,9760	$12,47 \cdot 10^{-4}$	$2,334 \cdot 10^{-4}$
0,900	0,0305	0,072	0,9786	$15,47 \cdot 10^{-4}$	$3,212 \cdot 10^{-4}$
1,25	0,0284	0,061	0,9819	$20,08 \cdot 10^{-4}$	$4,711 \cdot 10^{-4}$
1,75	0,026	0,051	0,9848	$25,81 \cdot 10^{-4}$	$6,916 \cdot 10^{-4}$

V - MESURES COMPARATIVES

Nous avons comparé pour diverses sources les résultats obtenus par le programme de calcul à partir des indications du SPP 3, avec des mesures faites au moyen de chambres d'ionisation. Dans l'ensemble, l'accord est bon : quelques pour cent, et l'écart maximal observé ne dépasse pas 20 %. Il n'est pas possible de chiffrer à priori les limites des incertitudes sur les résultats. On a pu constater cependant qu'elles sont fréquemment inférieures à ce que l'on pourrait escompter à partir des erreurs de lecture chiffrées à environ 10 % : erreurs dues aux fluctuations statistiques, à la classe du galvanomètre, aux pertes de comptage, au recouvrement des échelles auxquelles viennent s'ajouter les erreurs dues à la matrice des α_{ij} et à l'efficacité totale du cristal. Cela doit provenir du fait que la méthode de calcul revient à effectuer une pondération entre les données obtenues à partir de détecteurs ayant des réponses spectrales différentes.

Le programme de calcul fournit un histogramme rudimentaire des débits de fluence et de dose en fonction des énergies de seuil, un exemple est montré dans le tableau IV. La source analysée est du radium (4,87 mg) enfermé dans un cylindre de platine (épaisseur des parois : 0,5 mm) et placé à 154 cm du centre géométrique du cristal. La constante spécifique de rayonnement γ du radium en équilibre avec ses descendants est : $\Gamma = 8,25 \text{ R}\cdot\text{cm}^2\cdot\text{h}^{-1}\cdot\text{mg}^{-1}$ [8].

Avec un facteur : $f = 0,957$, pondéré sur le spectre de la source pour passer du röntgen au rad sous $300 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$ de tissus mous, le débit de dose à 154 cm de la source nue est : $1,62 \text{ mrad} \cdot \text{h}^{-1}$. Lorsque la source est placée dans son château de plomb de 2 cm d'épaisseur, le débit de dose à la même distance est de l'ordre de $0,51 \text{ mrad} \cdot \text{h}^{-1}$ (épaisseur moitié pour le plomb : $1,2 \text{ cm}$). La source de radium émet des rayonnements γ d'énergie supérieure à 2 MeV que le SPP 3 ne permet pas de mesurer; cependant leur contribution à la fluence ($\approx 0,04 \%$) et à la dose ($\approx 9 \%$) est relativement peu importante.

Fig. 5 — Scintillomètre SPP 3.

L'examen du tableau IV montre que les histogrammes, bien que grossiers, sont représentatifs des spectres analysés. Les débits de dose totaux obtenus sont évidemment inférieurs à ceux calculés, mais la différence n'atteint pas les 9 % escomptés puisqu'une partie du fond Compton provenant des énergies supérieures à 2 MeV a été assimilée à une énergie centrée dans la bande $1,5 \text{ MeV}$ à 2 MeV .

Par ailleurs, nous avons constaté que lorsqu'on analyse des rayonnements de forte énergie, par exemple les γ du ^{60}Co , l'histogramme peut faire apparaître des valeurs faiblement négatives dans certaines bandes, le débit de dose total restant toujours correct. Le défaut tient à un mauvais conditionnement de la matrice des α_{ij} dû à des bandes trop larges dans les hautes énergies.

TABLEAU IV

BANDES SEUIL INFER. EN MeV	DÉBITS DE FLUENCE EN $\text{photon} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	DÉBITS DE DOSE EN $\text{mrad} \cdot \text{h}^{-1}$	BANDES SEUIL INFER. EN MeV	DÉBITS DE FLUENCE EN $\text{photon} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	DÉBITS DE DOSE EN $\text{mrad} \cdot \text{h}^{-1}$
0.05	0.7022913E 02	0.008	0.05	0.1573957E 02	0.002
0.10	0.7652727E 02	0.014	0.10	0.1964369E 02	0.004
0.15	0.4773100E 02	0.013	0.15	0.1201405E 02	0.003
0.20	0.9991228E 02	0.037	0.20	0.1303237E 02	0.005
0.25	0.8763574E 02	0.042	0.25	0.6495766E 01	0.003
0.30	0.1700672E 03	0.106	0.30	0.3556177E 01	0.002
0.40	0.9045715E 01	0.008	0.40	0.1308217E 02	0.012
0.60	0.3058503E 03	0.381	0.60	0.6358659E 02	0.079
0.80	0.5185565E 02	0.080	0.80	0.1890043E 02	0.029
1.00	0.1462478E 03	0.294	1.00	0.6079239E 02	0.123
1.50	0.2229995E 03	0.576	1.50	0.9383034E 02	0.242
DÉBIT DE DOSE TOTAL		1.559	DÉBIT DE DOSE TOTAL		0.504

Source Radium sous 0,5 mm de Pt. 4,87 m Ci.

Distance : 154 cm.

Débit de dose théorique : 1,62 $\text{mrad} \cdot \text{h}^{-1}$.

4,87 mCi de radium sous 2 cm de plomb.

Distance : 154 cm.

Débit de dose théorique : 0,51 $\text{mrad} \cdot \text{h}^{-1}$.

TABLEAU V

BANDES SEUIL INFER. EN MeV	DÉBITS DE FLUENCE EN $\text{photon}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$	DÉBITS DE DOSE EN $\text{mrad}\cdot\text{h}^{-1}$
0.05	0.1745120E 03	0.020
0.10	0.1343592E 03	0.024
0.15	0.1042954E 03	0.028
0.20	0.3524065E 02	0.013
0.25	0.4151997E 02	0.020
0.30	0.1008066E 03	0.063
0.40	0.3530862E 03	0.316
0.60	0.5904656E 03	0.699
DÉBIT DE DOSE TOTAL		
1.183		

Distance : 1 723 cm.
CET 72 : 1,183 $\text{mrad}\cdot\text{h}^{-1}$.

BANDES SEUIL INFER. EN MeV	DÉBITS DE FLUENCE EN $\text{photon}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$	DÉBITS DE DOSE EN $\text{mrad}\cdot\text{h}^{-1}$
0.05	0.1166960E 03	0.013
0.10	0.9241843E 02	0.015
0.15	0.5190482E 02	0.014
0.20	0.2619673E 02	0.010
0.25	0.2677216E 02	0.013
0.30	0.7937038E 02	0.050
0.40	0.2148960E 03	0.193
0.60	0.2873645E 03	0.340
DÉBIT DE DOSE TOTAL		
0.648		

Distance : 2 278 cm.
CET 72 : 0.656 $\text{mrad}\cdot\text{h}^{-1}$.

BANDES SEUIL INFER. EN MeV	DÉBITS DE FLUENCE EN $\text{photon}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$	DÉBITS DE DOSE EN $\text{mrad}\cdot\text{h}^{-1}$
0.05	0.5064490E 02	0.006
0.10	0.2763652E 02	0.005
0.15	0.1626762E 02	0.004
0.20	0.1274087E 02	0.005
0.25	0.8812780E 01	0.004
0.30	0.1543284E 02	0.010
0.40	0.5734685E 02	0.051
0.60	0.6842012E 02	0.081
DÉBIT DE DOSE TOTAL		
0.166		

Distance : 4 238 cm.
CET 72 : 0.168 $\text{mrad}\cdot\text{h}^{-1}$.

BANDES SEUIL INFER. EN MeV	DÉBITS DE FLUENCE EN $\text{photon}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$	DÉBITS DE DOSE EN $\text{mrad}\cdot\text{h}^{-1}$
0.05	0.7832471E 02	0.009
0.10	0.6318297E 02	0.011
0.15	0.3313928E 02	0.009
0.20	0.3026840E 02	0.011
0.25	0.1345147E 02	0.007
0.30	0.2890704E 02	0.018
0.40	0.1506054E 03	0.135
0.60	0.1758397E 03	0.208
DÉBIT DE DOSE TOTAL		
0.408		

Distance : 2 833 cm.
CET 72 : 0.404 $\text{mrad}\cdot\text{h}^{-1}$.

L'étalonnage du SPP 3 ayant été entrepris dans le but de mesurer le rayonnement ambiant loin d'une source de ^{137}Cs très puissante nous avons cherché à vérifier les résultats dans des conditions proches de la mesure. Sur l'aire d'irradiation du SPR, en plein air et loin de tout obstacle diffusant nous avons exposé la chambre équivalent tissus CET 72 et le SPP 3 au rayonnement d'une source de ^{137}Cs d'environ 1 Ci. Les résultats des mesures sont donnés dans les tableaux V et VI.

TABLEAU VI

d en cm	CET 72				SPP 3 D mrad·h ⁻¹	Différence par rapport CET 72
	V en mV	R en Ω	I en A	D mrad·h ⁻¹		
150	267	0,94.10 ⁹	2,84.10 ⁻¹⁰	152,81	—	
200	153	0,94.10 ⁹	1,63.10 ⁻¹⁰	87,57	—	
250	97	0,94.10 ⁹	1,03.10 ⁻¹⁰	55,52	—	
300	68	0,94.10 ⁹	7,23.10 ⁻¹¹	38,92	—	
500	25	0,94.10 ⁹	2,66.10 ⁻¹¹	14,31	—	
700	13,5	0,94.10 ⁹	1,44.10 ⁻¹¹	7,73	—	
1 000	6 500	0,96.10 ¹²	6,70.10 ⁻¹²	3,604	—	
1 424	3 200	0,96.10 ¹²	3,37.10 ⁻¹²	1,810	1,648	— 9 %
1 723	2 180	0,96.10 ¹²	2,20.10 ⁻¹²	1,183	1,183	0 %
2 278	1 240	0,96.10 ¹²	1,22.10 ⁻¹²	0,656	0,648	— 1,2 %
2 833	790	0,96.10 ¹²	7,50.10 ⁻¹³	0,404	0,408	+ 1 %
4 238	380	0,96.10 ¹²	3,13.10 ⁻¹³	0,168	0,166	— 1,2 %

Bruit de fond CET 72 : 70 mV sur $R = 0,96.10^{12} \Omega$

R = résistance de mesure. Préamplificateur PCC5-2. Amplificateur ACC 5. Etalonnage CET 72 : $5,38.10^8$ rad·h⁻¹ par ampère. Mesures à 180 cm au-dessus du sol.

On voit qu'il existe un bon accord entre les valeurs calculées à partir des indications du SPP 3 et celles données par la CET 72. L'écart le plus important — 9 % peut être attribué à une perte de comptage consécutive à une lecture proche de 15 000 imp·s⁻¹ avec le seuil 50 keV. Nous avons cherché à savoir si l'histogramme fourni par le programme de calcul était représentatif de la réalité. Pour cela, nous avons discriminé les contributions du rayonnement direct et du rayonnement diffusé dans les indications de la CET 72 (fig. 6).

La valeur moyenne de débit de dose à 1 m de la source, sans atténuation par l'air a été prise à :

350 mrad·h⁻¹, soit un débit de fluence :

$$\frac{350}{11,83.10^{-4}} = 2,96 \cdot 10^5 \gamma \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$$

Nous avons calculé la transmission par l'air pour les différentes distances :

$$T_a = e^{-\frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{m}{s}}$$

$\frac{\mu}{\rho}$: coefficient d'atténuation massique de l'air

$\frac{m}{s}$ masse surfacique de la lame d'air : $\frac{m}{s} = 1,293 \cdot 10^{-3} \cdot d$ (d en cm).

FIG. 6. — Réponses de la CET 72 et du SPP3 au rayonnement d'une source de ^{137}Cs .

Les débits de fluence seront calculés par : $\Phi_d = T_a \cdot \frac{2,96 \cdot 10^5}{d^2}$ (d en cm).

Par ailleurs, nous avons formé le produit $D \cdot d^2$ moyen pour les différentes distances (la courbe $D \cdot d^2$ en fonction de la distance a été lissée) du rayonnement direct par :

$$D_r \cdot d^2 = T_a \cdot 3,50 \cdot 10^3$$

La contribution du rayonnement diffusé au débit de dose sera évaluée par la différence :

$$D_a \cdot d^2 = D \cdot d^2 - D_r \cdot d^2$$

Les résultats sont donnés dans le tableau VII et représentés par courbes dans la figure 7.

TABLEAU VII

CET 72							SPP 3			
d cm	T_a	$D_r \cdot d^3$ $\text{rad} \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{cm}^3$	$D \cdot D^2$ $\text{rad} \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{cm}^2$	$D_a \cdot d^2$ $\text{rad} \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{cm}^2$	D_a $\text{mrad} \cdot \text{h}^{-1}$	PROPORTION DIFFUSÉ DIRECT %	Φ_a $\gamma \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	Φ_a $\gamma \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	D_a $\text{mrad} \cdot \text{h}^{-1}$	$D \cdot d^2$ $\text{rad} \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{cm}^2$
100		$3,50 \cdot 10^3$	—	—	—	—	$2,96 \cdot 10^5$	—	—	—
150	0,985	$3,45 \cdot 10^3$	$3,44 \cdot 10^3$	—	—	—	$1,296 \cdot 10^5$	—	—	—
200	0,980	$3,43 \cdot 10^3$	$3,47 \cdot 10^3$	$0,04 \cdot 10^3$	$1,0$	1,2	$7,252 \cdot 10^4$	—	—	—
250	0,975	$3,41 \cdot 10^3$	$3,49 \cdot 10^3$	$0,08 \cdot 10^3$	$1,28$	2,3	$4,618 \cdot 10^4$	—	—	—
300	0,971	$3,40 \cdot 10^3$	$3,52 \cdot 10^3$	$0,12 \cdot 10^3$	$1,33$	3,5	$3,194 \cdot 10^4$	—	—	—
500	0,951	$3,33 \cdot 10^3$	$3,62 \cdot 10^3$	$0,29 \cdot 10^3$	$1,16$	8,7	$1,126 \cdot 10^4$	—	—	—
700	0,933	$3,27 \cdot 10^3$	$3,69 \cdot 10^3$	$0,42 \cdot 10^3$	$0,86$	12,8	$5 \ 636$	—	—	—
1 000	0,905	$3,17 \cdot 10^3$	$3,69 \cdot 10^3$	$0,52 \cdot 10^3$	$0,52$	16,4	$2 \ 679$	—	—	—
1 424	0,868	$3,04 \cdot 10^3$	$3,59 \cdot 10^3$	$0,55 \cdot 10^3$	$0,271$	18,1	$1 \ 267$	$1 \ 330$	$0,251$	$3,34 \cdot 10^3$
1 723	0,842	$2,95 \cdot 10^3$	$3,51 \cdot 10^3$	$0,56 \cdot 10^3$	$0,189$	19,0	840	943	$0,168$	$3,51 \cdot 10^3$
2 278	0,797	$2,79 \cdot 10^3$	$3,40 \cdot 10^3$	$0,61 \cdot 10^3$	$0,118$	21,9	455	502	$0,117$	$3,36 \cdot 10^3$
2 833	0,754	$2,64 \cdot 10^3$	$3,25 \cdot 10^3$	$0,61 \cdot 10^3$	$0,076$	23,1	278	326	$0,064$	$3,27 \cdot 10^3$
4 238	0,656	$2,30 \cdot 10^3$	$3,02 \cdot 10^3$	$0,72 \cdot 10^3$	$0,040$	31,3	108	126	$0,034$	$2,98 \cdot 10^3$

Les mesures sont faites à 180 cm au-dessus du sol.

FIG. 7 — Proportion en débit de dose.

Nous avons constaté que, pour obtenir avec le SPP 3 des résultats comparables aux données de la CET 72, il fallait additionner les débits de fluence et les débits de dose dans les bandes 7 et 8 (seuils 0,400 MeV et 0,600 MeV) pour le rayonnement direct, dans les bandes 1 à 6 pour le rayonnement diffusé. Il semble donc qu'une partie du spectre qui devrait se trouver dans la bande 8 a été attribuée à la bande 7, néanmoins les valeurs obtenues tant en débit de fluence qu'en débit de dose s'accordent avec les indications de la CET 72 à mieux de 20 %.

VI - CONCLUSION

Le scintillomètre SPP 3, appareil portable, autonome, léger et maniable peut rendre d'intéressants services pour la dosimétrie des photons d'énergie comprise entre 50 keV et 2 MeV et pour des débits de dose très faibles : quelques $\mu\text{rad}\cdot\text{h}^{-1}$ à environ $1\text{ mrad}\cdot\text{h}^{-1}$. Il permet d'obtenir des informations sur la distribution spectrale des photons; la précision que l'on peut escompter sur les débits de dose calculés doit être meilleure que 20 %.

La méthode de calcul exposée est applicable à tout système de détection γ fonctionnant en discrimination des amplitudes d'impulsion. Un appareillage spécialement étudié pour la dosimétrie : cristal possédant une meilleure réponse angulaire ($1''1/4/1''$ par exemple), plus grand nombre de seuils en énergie et choisis en fonction de la résolution sur le pic d'absorption totale, permettrait d'obtenir de meilleurs résultats.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Notice technique du constructeur : Société de Recherches et d'Applications Techniques (SRAT), 41, rue Emeriau, Paris 15^e.
- [2] Notice Dr 1 - Quartz et Silice - 1, rue d'Anjou, Paris 8^e.
- [3] JACOT J., EMOND A. Séparation de raies voisines en « Spectrométrie Gamma ». Communication présentée au Colloque d'Electronique Nucléaire et Radioprotection. Toulouse, mars 1968.
- [4] JACOT J. La mesure d'un rayonnement gamma par une chaîne de détection *Radioprotection*, Dunod 1969, Vol. 4, n° 1, p. 17-41.
- [5] MERLE G., ZERBIB J.C. Mesures de fluences de photons relatives à un spectre de rayonnement de freinage. Communication présentée au Colloque d'Electronique Nucléaire et Radioprotection, Toulouse, mars 1968.
- [6] GLADYS WHITE GRODSTEIN dans CROUTHAMEL C.E. *Applied gamma-ray spectrometry*. Pergamon Press, 1960, p. 99.
- [7] ATTIX F.H., ROESCH W.C. *Radiation Dosimetry Second Edition*. Academic Press, 1966.
- [8] Recommandations de la Commission Internationale des Unités Radiologiques (CIUR, 1963a).