

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 26 (1953)  
**Heft:** VI

**Artikel:** Mesure de l'activité des sources épaisses  
**Autor:** Lerch, Pierre  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-112432>

#### Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

#### Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

#### Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 17.01.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

## Mesure de l'activité $\beta$ des sources épaisses

par Pierre Lerch.

(2 VII 1953.)

---

*Resumé.* L'auto-absorption de la radiation  $\beta$  du radio-phosphore-32 est étudiée en vue de la mesure de l'activité absolue ou relative de sources épaisses.

Nous donnons les variations de l'auto-absorption en fonction :

- 1<sup>o</sup> du facteur géométrique,
- 2<sup>o</sup> du facteur de rétrodiffusion,
- 3<sup>o</sup> du rapport de l'aire de la fenêtre du détecteur à celle de la source,
- 4<sup>o</sup> de la présence d'écrans entre la source et le détecteur,
- 5<sup>o</sup> de la compacité de la source,
- 6<sup>o</sup> de la nature chimique de la substance radioactive.

On indique les conditions auxquelles doivent satisfaire le facteur géométrique et le facteur de rétrodiffusion pour que la courbe d'auto-absorption soit une exponentielle (pour les épaisseurs massiques inférieures à celle pour laquelle la saturation de l'auto-absorption est atteinte).

L'activité d'une source épaisse ainsi mesurée peut être corrigée de l'auto-absorption de la radiation  $\beta$  et comparée à celle d'une source mince. L'activité absolue  $\beta$  des sources épaisses peut être déterminée comme celle des sources minces, avec une erreur de l'ordre de 5 à 8%.

### Introduction.

#### 1. Sources minces.

Soit une source radioactive ponctuelle, placée dans le vide, à une distance  $L$  d'un détecteur parfait dont la fenêtre est infiniment mince. Si  $\Phi$  est l'angle solide sous lequel on voit le volume sensible du détecteur depuis la source, et  $A$  le nombre de particules  $\beta$  qui atteignent le volume sensible du détecteur par unité de temps, l'activité  $\beta$  absolue de la substance radioactive est égale à :

$$D = A \cdot \frac{4 \cdot \pi}{\Phi} \quad (1)$$

Le rapport  $G = \Phi/4 \cdot \pi$  est nommé *facteur géométrique* de la source ponctuelle dans le dispositif de mesures considéré. On le désigne aussi sous le nom de géométrie, ou d'efficacité géométrique.

En réalité, l'épaisseur de la fenêtre du détecteur est toujours assez grande pour empêcher une partie de la radiation  $\beta$  de pénétrer dans le volume sensible. Comme la plupart des mesures se font dans l'air, une autre partie de la radiation  $\beta$  est absorbée dans ce milieu. Le *facteur de transmission*  $T$  de la radiation  $\beta$  dans l'air et la fenêtre du détecteur est défini par le rapport de l'activité mesurée en présence de l'air et de la fenêtre du détecteur, à l'activité qui serait mesurée dans le vide, avec un détecteur dont la fenêtre serait infiniment mince. Cette définition indique que le facteur de transmission tient aussi bien compte de l'*absorption pure* (arrêt des électrons) dans la fenêtre du détecteur et dans le cône d'air séparant la source du volume sensible du détecteur que de la *diffusion* (déviation des électrons de leur trajectoire initiale) dans ces deux milieux. En outre, le facteur de transmission tient compte de la diffusion dans l'air situé à l'extérieur de ce cône.

Si la source et le détecteur sont placés dans une enceinte (de plomb par exemple) qui protège le détecteur du rayonnement des autres sources qui se trouvent dans le laboratoire et des rayons cosmiques (fig. 2), les parois intérieures et le sol de ce dispositif de mesures vont diffuser dans la direction du volume sensible du détecteur une partie du rayonnement  $\beta$  qui leur parvient ; le support sur lequel est placé la source agira de la même manière. Il y a lieu de distinguer la *diffusion directe* de la radiation  $\beta$  initialement dirigée dans l'hémisphère supérieur du dispositif de mesure (hémisphère dans lequel se trouve le détecteur), de la *rétrodiffusion* (diffusion en retour, diffusion rétrograde) de la radiation  $\beta$  dirigée vers le bas, dans l'hémisphère inférieur. L'augmentation de l'activité mesurée qui résulte de la présence des parois et du sol du dispositif de mesures sera déterminée au moyen du *facteur de diffusion*  $Q$ , défini par le rapport de l'activité mesurée au détecteur en présence des parois du dispositif de mesures, à l'activité qui serait mesurée en leur absence, la source restant placée sur le même support dans les deux cas. L'augmentation de l'activité mesurée due au support sera déterminée par le *facteur de rétrodiffusion*  $R$  du support, défini par le rapport de l'activité mesurée au détecteur en présence du support, à l'activité qui serait mesurée si ce dernier était absent, le dispositif utilisé pour ces mesures ayant un sol suffisamment éloigné du détecteur pour que la radiation qu'il rétrodiffuse n'augmente pas l'activité mesurée.

Enfin, la substance radioactive, qui n'est jamais réellement ponctuelle, est généralement répartie uniformément sur un support plan, circulaire, centré sur l'axe du détecteur, et dont la surface est

parallèle à celle de la fenêtre du détecteur. Lorsque l'épaisseur massique de la matière radioactive d'une source ainsi étalée est assez faible pour qu'il ne s'y produise aucune absorption, ni aucune diffusion appréciables, on parle d'une *source mince*. Le facteur géométrique  $G_b$  d'une source mince, non-ponctuelle, est défini par :

$$G_b = \frac{1}{D_b} \iint_{F_s} G \cdot dD \quad (2)$$

où  $G$  est le facteur géométrique relatif à un élément de surface de la source, d'activité  $dD$ . L'intégration est étendue à la surface totale  $F_s$  de la source. Lorsque la substance radioactive homogène est répartie uniformément sur son support, le facteur géométrique  $G_b$  est égal au rapport de l'angle solide moyen  $\bar{\Phi}$  sous lequel on voit le volume sensible du détecteur depuis la source, à  $4 \cdot \pi$ ; en effet :

$$G_b = \frac{1}{F_s} \iint_{F_s} G \cdot dF_s = \frac{\bar{\Phi}}{4 \cdot \pi} \quad (3)$$

De ce qu'il précède, il résulte que l'activité absolue  $D_b$  d'une source mince est donnée par :

$$D_b = A_b \cdot \frac{1}{G_b \cdot T \cdot Q \cdot R} \quad (4)$$

$A_b$  étant l'activité mesurée. Les trois facteurs  $T$ ,  $Q$  et  $R$  dépendent les uns des autres et du facteur géométrique, et doivent être déterminés dans les conditions précises où se fera la mesure de l'activité  $A_b$ .

Le facteur de transmission  $T$  de l'air et de la fenêtre du détecteur ne peut être calculé; en effet, si l'absorption d'un faisceau parallèle de rayons  $\beta$  traversant un écran plan-parallèle, perpendiculaire au faisceau et d'épaisseur massique  $m$ , est en première approximation exponentielle :

$$T(m) = \frac{A(m)}{A_0} = e^{-\tau \cdot m} \quad (5)$$

l'absorption à travers le même écran d'un faisceau divergent, non-isotrope, issu d'une source circulaire mince, suit une loi complexe dont l'expression est une somme de fonctions transcendantes supérieures dont les valeurs numériques manquent. La *courbe d'absorption* du rayonnement  $\beta$  d'une source mince placée dans les mêmes conditions que la source dont l'activité doit être mesurée est extrapolée à l'origine, pour connaître l'activité qui serait mesurée dans le vide si la fenêtre du détecteur était infiniment mince, et permet ainsi le calcul du facteur de transmission  $T(m)$ .

Le facteur de diffusion, difficile à déterminer expérimentalement, peut être rendu égal à l'unité si l'on travaille dans un dispositif de mesures spacieux, dont les parois sont recouvertes d'une substance à nombre atomique très bas. Le facteur de rétrodiffusion du support a été déterminé expérimentalement suivant la méthode indiquée dans une publication à paraître (Réf. 12).

Comme le volume sensible du détecteur n'est généralement pas connu exactement, le facteur géométrique  $G_b$  se détermine expérimentalement en mesurant l'activité d'une source standard mince, d'activité absolue  $D_{st}$  connue, dans le dispositif de mesures utilisé:

$$G_b = \frac{A_{st}}{D_{st}} \cdot \frac{1}{T_{st} \cdot Q_{st} \cdot R_{st}} \quad (6)$$

$T_{st}$ ,  $Q_{st}$  et  $R_{st}$  se rapportent aux conditions dans lesquelles s'effectue la mesure de l'activité de la source standard.

## 2. Sources épaissees.

Dans les applications chimiques et biologiques de la radioactivité, la plupart des substances dont l'activité doit être mesurée ont une masse trop considérable pour qu'il soit possible de réaliser des sources minces. Dans les *sources épaissees* dont il est alors nécessaire de mesurer l'activité  $\beta$ , l'absorption et la diffusion du rayonnement  $\beta$  commencent déjà au sein de la matière radioactive. C'est le phénomène d'auto-absorption (self-absorption).

Quelques auteurs se sont préoccupés de mettre en évidence les variations de l'auto-absorption provoquées par un changement des conditions de mesure (Réf. : 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10 et 11). BRODA et all. (Réf. 4) ont étudié l'influence de l'énergie maximum de la radiation  $\beta$ ; HAENNY et LERCH (Réf. 11), celle de la nature chimique de la substance radioactive sur l'auto-absorption; enfin, COLLIE, SHAW et GALE d'une part (Réf. 8), ENGELKEIMER et all., d'autre part (Réf. 10), ont montré que l'auto-absorption dans les couches peu épaisse variait avec les conditions de mesure et s'éloignait de l'approximation généralement admise d'une auto-absorption exponentielle.

Etant donné la nécessité d'une correction précise pour l'auto-absorption, lors de la détermination des activités  $\beta$  absolues ou relatives des sources épaissees, il nous a paru important de mieux connaître l'auto-absorption de la radiation  $\beta$ . Dans ce but, nous avons recherché les relations entre l'auto-absorption et l'épaisseur et le diamètre des sources, la nature et la compacité de la matière radioactive, la nature du support des sources, la nature des parois et les dimensions du dispositif de mesures, la distance entre la

source et le détecteur, et enfin l'épaisseur des écrans disposés entre source et détecteur. Etant donné le grand nombre de ces variables, et la nécessité de répéter les mesures de nombreuses fois pour obtenir une précision suffisante, nous avons fait cette étude avec un seul radioélément, émetteur  $\beta$  pur, le phosphore-32, d'un emploi commode et dont les applications sont déjà importantes. Nous nous proposons ensuite de la poursuivre sur d'autres émetteurs  $\beta$  et  $\beta + \gamma$ .

### I. Méthode expérimentale.

La mesure de l'auto-absorption de la radiation  $\beta$  s'effectue selon le principe suivant :

Les activités  $\beta$  de sources épaisses cylindriques, d'épaisseurs massiques croissantes mais d'aires égales, préparées à partir d'une substance radioactive homogène dont l'activité absolue par unité de masse (activité spécifique) est constante, sont mesurées dans des conditions identiques.

La courbe obtenue en portant les activités  $\beta$  mesurées  $A$ , en fonction de l'épaisseur massique  $m$  des sources sera nommée courbe d'auto-absorption et désignée par  $A(m)$ . La répétition des mesures

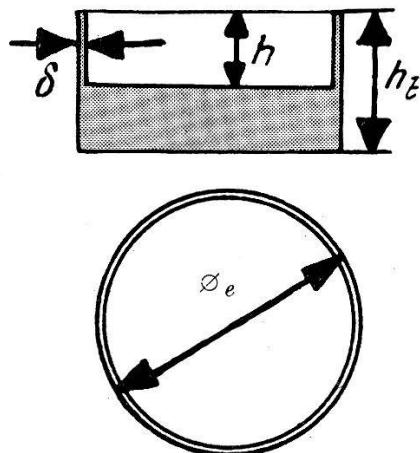


Fig. 1.  
Supports des sources.

dans des conditions différentes permet de déterminer l'influence de la variation des conditions de mesures sur l'auto-absorption de la radiation  $\beta$ .

La substance radioactive a été obtenue en ajoutant, à chaud et sous agitation vive, une liqueur précipitante en excès à une solution aqueuse d'un orthophosphate alcalin marqué au phosphore-32. Le précipité, finement pulvérisé, est tassé dans des supports cylindriques creux qui ont tous même diamètre extérieur  $D_e$ , et même hauteur totale ( $h_t = 12,4$  mm) (fig. 1); les parois latérales, minces, afin que

la diffusion soit aussi faible que possible, ont toujours la même épaisseur ( $\delta = 0,4$  mm pour les supports en plexiglas ou en anticorodal,  $\delta = 0,2$  mm pour les supports en acier). La profondeur  $h$  de la cavité réservée au produit radioactif varie d'un support à l'autre ( $0,1 < h < 10$  mm). L'épaisseur massique du fond reste toujours suffisante pour que la saturation de la diffusion en retour soit atteinte. Le produit actif est tassé dans les supports par couches successives ; le degré du tassemement peut être exprimé par le rapport entre la densité apparente  $d$  et la densité  $d_c$  de la même substance à l'état cristallisé :

$$\mu = \frac{d}{d_c} \quad (7)$$

que nous avons nommé le *facteur de tassemement*. Ces sources sont conservées à l'abri de l'humidité dans des désiccateurs à gel de silice. Le dispositif de mesures (fig. 2) a été construit de telle manière que

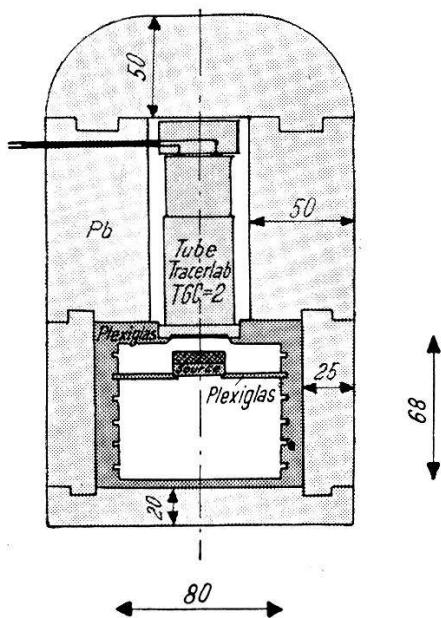


Fig. 2.  
Dispositif de mesures.

pour chacune des différentes positions de la source, celle-ci soit centrée sur l'axe du détecteur, que la distance séparant la source du détecteur soit bien définie et que la fenêtre du détecteur soit parallèle à la surface de la source. Des tubes-compteurs de Geiger-Müller en cloche, à fenêtre de mica de  $1,9 \text{ mgr/cm}^2$  (Tracerlab TGC 2), ont été utilisés. La pente du palier de la caractéristique de chacun de ces tubes n'a pas excédé  $\pm 1\%$  pour 100 volts. Des variations de 10% dans la tension d'alimentation du générateur de haute tension utilisé n'ont fait varier cette dernière que de 1%. Les impulsions de

tension sortant du détecteur sont reçues dans un préamplificateur dont la résistance de charge est de  $1 \text{ M}\Omega$ , passent ensuite dans un discriminateur d'amplitude, pour attaquer finalement une échelle de 64.

Le tube de GEIGER-MÜLLER, protégé par une carapace de plomb de 5 cm d'épaisseur donne un effet zéro de 24 imp/min, qui est mesuré avant et après chaque groupe de mesures, pendant environ 12 heures. Le temps mort du détecteur, déterminé par la méthode de décroissance de la radioactivité d'une source intense, et par celle de la dilution d'une solution à haute activité, a été utilisé pour corriger les mesures. Chacune d'elles, poursuivie jusqu'à réception d'au moins 4000 à 5000 impulsions, afin de réduire l'erreur probable à environ  $\pm 1\%$ , est effectuée au moins trois fois. La répartition statistique des impulsions reçues par le détecteur a été vérifiée périodiquement en mesurant cent fois l'activité de la même source et en testant la distribution obtenue.

La détermination de chaque courbe d'auto-absorption  $A(m)$  est effectuée trois fois, à plusieurs jours d'intervalle. Après avoir ramené les résultats de ces mesures à la même époque, leur moyenne  $\bar{A}$  est calculée. La courbe  $\bar{A}(m)$  obtenue en portant les activités moyennes  $\bar{A}$  en fonction de l'épaisseur massique des sources présente une saturation  $\bar{A}_\infty$ , atteinte pour une épaisseur massique  $m_\infty$ , finie. Les courbes affines  $A_u(m) = \bar{A}(m)/\bar{A}_\infty$  peuvent être comparées les unes aux autres quelles que soient les activités absolues des sources. La courbe:

$$B(m) = \ln(1 - A_u(m)) = \ln\left(1 - \frac{\bar{A}(m)}{\bar{A}_\infty}\right) \quad (8)$$

se prête mieux encore à la comparaison.

Nous avons étudié l'influence sur l'auto-absorption :

1<sup>o</sup> de la distance  $L_m$  entre la surface supérieure de la source et la fenêtre du détecteur ( $L_m = 8,5 \text{ mm}; 30,5 \text{ mm}; 51,5 \text{ mm}$ );

2<sup>o</sup> de la nature du support de la source (plexiglas, anticorodal, acier);

3<sup>o</sup> du diamètre extérieur des sources ( $\varnothing_e = 48 \text{ mm}; 25 \text{ mm}; 15 \text{ mm}; 5 \text{ mm}$ );

4<sup>o</sup> de l'épaisseur des parois des supports des sources.

5<sup>o</sup> de l'épaisseur de matière se trouvant entre la source et le détecteur ( $m_e = 10 \text{ mg/cm}^2; 29 \text{ mg/cm}^2; 88 \text{ mg/cm}^2; 165 \text{ mg/cm}^2; 369 \text{ mg/cm}^2$ );

6<sup>o</sup> des dimensions et de la nature des parois du dispositif de mesures;

7<sup>o</sup> de la nature de la combinaison chimique dans laquelle se trouve engagé le radioélément ( $\text{Li}_3\text{PO}_4$ ,  $\text{Mg}_2\text{P}_2\text{O}_7$ ,  $\text{AlPO}_4$ ,  $\text{CrPO}_4$ ,  $\text{Ba}_3(\text{PO}_4)_2$ ,  $\text{Ag}_3\text{PO}_4$ ,  $\text{Pb}_3(\text{PO}_4)_2$ ).

8<sup>o</sup> du tassemement de la substance radioactive dans son support.

## II. Résultats obtenus.

Les courbes d'auto-absorption  $B(m)$  obtenues dans les différentes conditions expérimentales énumérées ci-dessus ont toutes la même allure (fig. 3), et peuvent donc être considérées comme rectilignes sur une grande partie de leur longueur; toutefois:

a) Au voisinage de l'origine, la courbe  $B(m)$  est plus ou moins incurvée; dans quelques cas seulement, la partie rectiligne débute très près de l'origine.

b) Au voisinage de la saturation, la courbe  $B(m)$  s'incurve de plus en plus et tend vers une asymptote verticale (non dessinée sur la

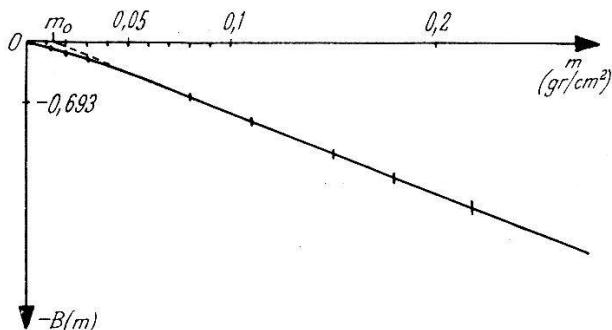


Fig. 3.

Courbe d'auto-absorption  $B(m)$  (valeurs expérimentales)

fig. 3). La partie rectiligne de la courbe  $B(m)$  est déterminée par le paramètre  $m_0$ , abscisse du point d'intersection du prolongement de la partie rectiligne avec l'axe des abscisses, et par sa pente  $\tau_a$ , qui correspond à un coefficient d'absorption.

Tandis que  $m_0$  ne dépend que de la distance séparant la fenêtre du détecteur de la surface supérieure de la source épaisse, et de la nature du support de la source (tableau I),  $\tau_a$  est fonction:

1<sup>o</sup> de l'épaisseur massique de la matière située entre la source et le volume sensible du détecteur (tableau IIa);

2<sup>o</sup> du diamètre des sources (tableau IIb);

3<sup>o</sup> de l'épaisseur des parois latérales des supports des sources (tableau IIb);

4<sup>o</sup> de la nature de la combinaison chimique dans laquelle est engagé le radioélément (tableau IIc);

5<sup>o</sup> du tassement de la substance radioactive dans son support (tableau IIc).

$\tau_a$  et  $m_0$  sont peu sensibles au changement de la nature des parois du dispositif de mesures ou au plus ou moins grand éloignement de celles-ci.

Tableau I.

Nombre atomique moyen et nature du support	Abscisses $m_0$ (en mg/cm <sup>2</sup> )		
	$L_m = 8,5 \text{ mm}$	$L_m = 30,5 \text{ mm}$	$L_m = 51,5 \text{ mm}$
Plexiglas $\bar{Z}_s = 4$	$8,7 \pm 0,8$	$15,9 \pm 1,0$	$20,7 \pm 1,8$
Anticorodal $\bar{Z}_s = 13$	$4,4 \pm 0,5$	$11,5 \pm 0,4$	$17,0 \pm 0,9$
Acier $\bar{Z}_s = 26$	$1,8 \pm 0,7$	$8,5 \pm 0,8$	$13,2 \pm 1,0$

Tableau IIa.

(Sources de  $\text{Mg}_2\text{P}_2\text{O}_7$ ,  $\mu = 0,3$  et  $\varnothing_e = 25 \text{ mm}$ )

Epaisseur massive $m_e$ (g/cm <sup>2</sup> )	Coefficient $\tau_a$ (cm <sup>2</sup> /g)	Epaisseur massive $m_e$ (g/cm <sup>2</sup> )	Coefficient $\tau_a$ (cm <sup>2</sup> /g)
0,000	$9,25 \pm 0,25$	0,088	$10,20 \pm 0,50$
0,010	$9,30 \pm 0,25$	0,165	$10,85 \pm 0,50$
0,029	$9,40 \pm 0,35$	0,369	$15,10 \pm 0,40$

Tableau IIb.

(sans écran interposé entre source et détecteur)

Substance radioactive	Facteur de Tassement $\mu$	Coefficients $\tau_a$ (en cm <sup>2</sup> /g)			
		$\varnothing_e = 48 \text{ mm}$	$\varnothing_e = 25 \text{ mm}$	$\varnothing_e = 15 \text{ mm}$	$\varnothing_e = 5 \text{ mm}$
$\text{Mg}_2\text{P}_2\text{O}_7$	0,3	$9,50 \pm 0,25$	$9,25 \pm 0,25$	$8,55 \pm 0,25$	non déterminable
$\text{Mg}_2\text{P}_2\text{O}_7$	0,3	—	—	$8,80 \pm 0,30^*$	$6,75 \pm 0,15^*$
$\text{CrPO}_4$	0,2 <sub>5</sub>	—	$9,90 \pm 0,25$	$9,30 \pm 0,30$	non déterminable
$\text{Ba}_3(\text{PO}_4)_3$	0,5	—	$11,15 \pm 0,20$	$10,50 \pm 0,35$	non déterminable
$\text{Ag}_3\text{PO}_4$	0,4	—	$11,35 \pm 0,25$	$10,75 \pm 0,25$	non déterminable

\*) Ces valeurs ont été mesurées le cylindre du support étant entouré d'un manchon de 25 mm de diamètre extérieur, constitué par du  $\text{Mg}_2\text{P}_2\text{O}_7$  ( $\mu = 0,3$ ).

## Tableau IIc.

(Sources de 25 mm de diamètre extérieur, sans écran interposé entre la source et le détecteur)

Substance radioactive	Facteur de tassemment	Nombre atomique moyen $\bar{Z}$	Coefficient $\tau_a$ (en $\text{cm}^2/\text{g}$ )
$\text{Li}_3\text{PO}_4$	0,3 <sub>75</sub>	7,0	$8,80 \pm 0,25$
$\text{Li}_3\text{PO}_4$	0,5	7,0	$8,45 \pm 0,35$
$\text{Li}_3\text{PO}_4$	0,6 <sub>25</sub>	7,0	$8,25 \pm 0,25$
$\text{Mg}_2\text{P}_2\text{O}_7$	0,3	10,0	$9,30 \pm 0,20$
$\text{Mg}_2\text{P}_2\text{O}_7$	0,4 <sub>5</sub>	10,0	$8,95 \pm 0,35$
$\text{AlPO}_4$	0,2 <sub>5</sub>	10,0	$9,25 \pm 0,20$
$\text{AlPO}_4$	0,3 <sub>75</sub>	10,0	$8,85 \pm 0,45$
$\text{CrPO}_4$	0,2 <sub>5</sub>	11,8	$9,80 \pm 0,40$
$\text{CrPO}_4$	0,3 <sub>75</sub>	11,8	$9,40 \pm 0,50$
$\text{Ba}_3(\text{PO}_4)_2$	0,5	20,2	$11,15 \pm 0,20$
$\text{Ag}_3\text{PO}_4$	0,4	23,5	$11,45 \pm 0,25$
$\text{Pb}_3(\text{PO}_4)_2$	0,7	26,2	$12,00 \pm 0,30$

## III. Discussion des Résultats.

## 1. Effets des variations de la géométrie et de la rétrodiffusion.

Les valeurs obtenues pour l'abscisse  $m_0$  (tableau I), reportées en fonction du facteur de rétrodiffusion  $R$  des supports utilisés (Ref. 12) :

$$\begin{aligned} \text{supports en plexiglas: } & R = 1,13 \pm 0,02 \\ \text{supports en anticorodal: } & R = 1,30 \pm 0,01 \\ \text{supports en acier: } & R = 1,44 \pm 0,01 \end{aligned}$$

donnent trois droites correspondant chacune à une position de mesure (fig. 4). Ces trois droites permettent de calculer, par extrapolation à l'origine, les valeurs prises par  $m_0$  lorsque la rétrodiffusion du support est nulle ( $R = 1$ ) :

$$\begin{aligned} (m_0)_{R=1} &= 11,25 \pm 0,75 \text{ mg/cm}^2 & (L_m &= 8,5 \text{ mm}) \\ (m_0)_{R=1} &= 18,75 \pm 0,75 \text{ mg/cm}^2 & (L_m &= 30,5 \text{ mm}) \\ (m_0)_{R=1} &= 24,00 \pm 1,20 \text{ mg/cm}^2 & (L_m &= 51,5 \text{ mm}) \end{aligned}$$

Les pentes des trois droites sont très voisines et permettent de traduire la dépendance entre  $R$  et  $m_0$  par la relation :

$$m_0 = (m_0)_{R=1} - k_R (R - 1) \quad (9)$$

où  $k_R$  est une constante, égale à la moyenne des pentes des trois droites:  $k_R = 23,5 \pm 2,5 \text{ mg/cm}^2$ , et où  $(m_0)_{R=1}$  n'est fonction que de la distance séparant la source du détecteur.

Les variations de  $m_0$  pour des distances source-détecteur différentes ne peuvent s'expliquer par l'absorption de l'air. En effet, le tableau II a montre que l'auto-absorption n'est pas modifiée par un changement de quelques  $\text{mg/cm}^2$  de l'épaisseur massique de la matière entre source et détecteur, tel que celui qui est provoqué par

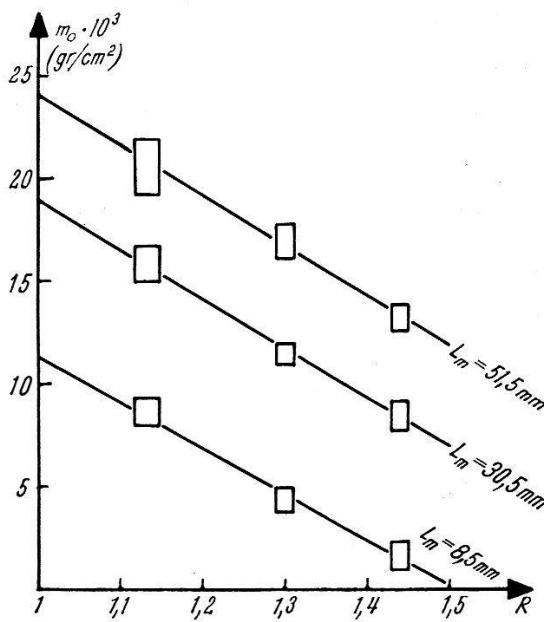


Fig. 4.

Variation de l'abscisse  $m_0$  en fonction du facteur de rétrodiffusion du support.

la variation de la distance  $L_m$ . Les variations de  $m_0$  doivent provenir du changement du facteur géométrique.

Le facteur géométrique  $G_b$  d'une source mince n'est pas identique à celui d'une source épaisse dont la surface supérieure serait placée à la même distance du détecteur que la source mince, dans des conditions de mesure identiques par ailleurs. En effet, les atomes radioactifs répartis dans une source épaisse sont à des distances différentes du volume sensible du détecteur.

La moyenne des distances qui séparent la surface supérieure de la source épaisse des atomes radioactifs dont le rayonnement  $\beta$  parvient à cette surface sera nommée *profondeur moyenne*  $h_m$  de la source épaisse. En première approximation:

$$h_m(m) = \frac{\tau}{1 - e^{-\tau \cdot m}} \int_0^m m \cdot e^{-\tau \cdot m} \cdot dm = \frac{1}{\tau} - \frac{m \cdot e^{-\tau \cdot m}}{1 - e^{-\tau \cdot m}} \quad (10)$$

Cette relation a été établie en admettant que l'absorption a lieu

suivant une loi exponentielle. Pour le phosphore-32,  $h_m$  égale 2 mm lorsque la saturation de l'auto-absorption est atteinte.

Toutes choses restant constantes par ailleurs, le facteur géométrique sera le même pour une source mince et pour une source épaisse, dont la surface supérieure serait placée à une distance  $h_m$  plus près du détecteur que la source mince. Ce résultat se vérifie dans une certaine mesure : les variations des facteurs géométriques sont les mêmes lorsque la distance entre détecteur et source mince, ou entre détecteur et la couche  $h_m$  de la source épaisse varie de 8 à 52 mm.

Les facteurs géométriques  $G_a$  de sources épaisses de 25 mm de diamètre (la saturation de l'auto-absorption étant toujours atteinte) sont :

$$G_a = 0,112 \pm 0,004 \quad (L_m = 8,5 \text{ mm})$$

$$G_a = 0,034 \pm 0,001 \quad (L_m = 30,5 \text{ mm})$$

$$G_a = 0,015 \pm 0,0005 \quad (L_m = 51,5 \text{ mm})$$

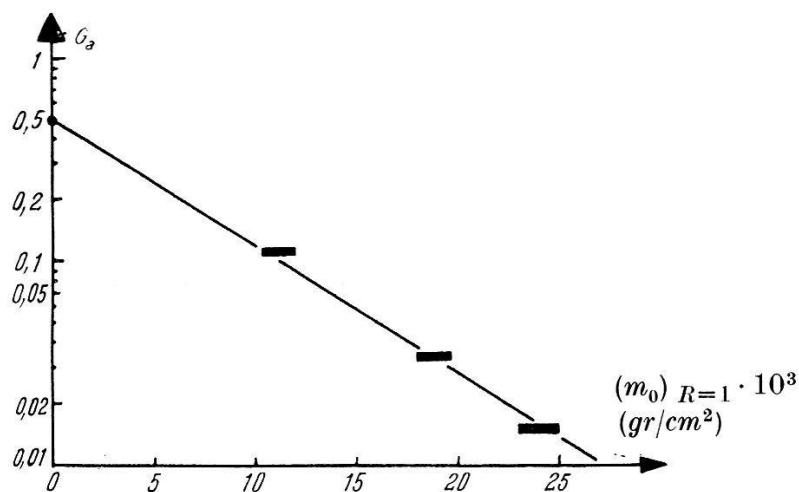


Fig. 5.

Variation de l'abscisse  $(m_0)_{R=1}$  en fonction du facteur géométrique de la source épaisse.

Les valeurs de  $(m_0)_{R=1}$  ont été reportées dans un graphique semi-logarithmique en fonction de  $G_a$  (fig. 5), et donnent une droite qui passe par le point :  $G_a = 1/2$ ;  $(m_0)_{R=1} = 0$ . L'équation de cette droite est :

$$\ln 2 G_a = -k_G \cdot (m_0)_{R=1} \quad (11)$$

où  $k_G = 144 \pm 4 \text{ cm}^2/\text{g}$ . En remplaçant  $(m_0)_{R=1}$  par sa valeur tirée de la relation (9), il vient :

$$m_0 = -\frac{1}{k_G} \cdot \ln 2 G_a - k_R (R - 1) \quad (12)$$

Nous envisageons successivement quatre cas :

*Premier cas.* — La rétrodiffusion du support est nulle ( $R = 1$ ), et le facteur géométrique est égal à  $1/2$ .

Alors l'abscisse  $m_0$  est nulle; la courbe  $B(m)$  est une droite de pente  $-\tau_a$  (pour  $m < m_\infty$ ) (fig. 6b, courbe I). Dans ces conditions idéales, la courbe d'auto-absorption  $A(m)$  est purement exponentielle (fig. 6a, courbe I)

$$A(m) = A_\infty (1 - e^{-\tau_a \cdot m}) \quad (13)$$

*Second cas.* — La rétrodiffusion du support est nulle ( $R = 1$ ), et le facteur géométrique est inférieur à  $1/2$ .

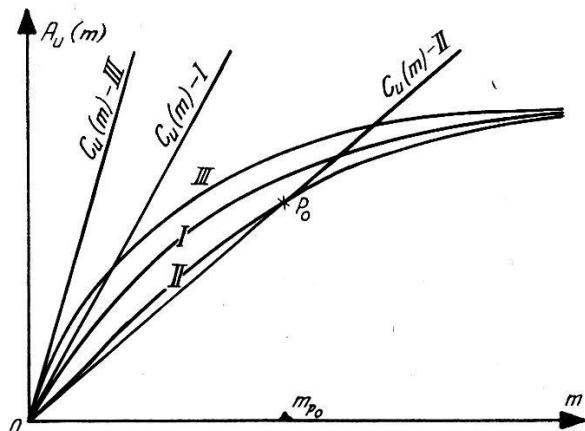


Fig. 6a.  
Allures des courbes d'auto-absorption  $A_u(m)$ .

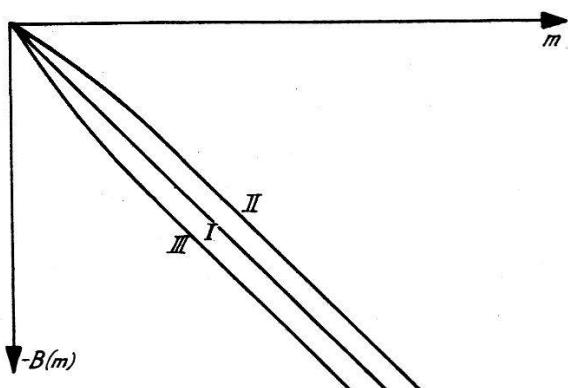


Fig. 6b.  
Allure des courbes d'auto-absorption  $B(m)$ .

L'abscisse  $m_0$  est positive, égale à  $-\ln 2 G_a/k_G$ ; la courbe  $B(m)$  n'est plus une droite (courbe II de la figure 6b). Considérons la courbe  $A_u(m)$  (Courbe II, fig. 6a); s'il n'y avait pas d'auto-absorption, l'activité mesurée croîtrait proportionnellement à la masse de la substance radioactive constituant la source; elle serait donnée par la tangente à l'origine  $C_u(m)$  de la courbe  $A_u(m)$ . La comparaison des courbes  $A_u(m)$  et  $C_u(m)$  montre que:

\*

1<sup>o</sup> L'activité mesurée des sources peu épaisses ( $m < m_{P_0}$ ) est supérieure à celle qui serait mesurée si le rayonnement ne subissait pas d'auto-absorption.

2<sup>o</sup> Une source épaisse dont l'épaisseur massique est égale à  $m_{P_0}$  enverra au détecteur le même nombre de particules qu'une source identique dont le rayonnement ne subirait pas d'auto-absorption.

3<sup>o</sup> Au delà de l'épaisseur massique  $m_{P_0}$ , l'activité mesurée des sources épaisses est inférieure à celle de sources identiques dans lesquelles il n'y aurait pas d'auto-absorption.

Dans les couches supérieures des sources épaisses, les radiations émises latéralement, dans le plan de la source, subissent une auto-diffusion qui a pour effet d'augmenter le nombre des rayons qui parviennent au détecteur (Réf. 8). Cet effet est d'autant plus important que la couche considérée est plus près de la surface de la source. Il est pratiquement nul pour des couches situées à 0,1–0,2 g/cm<sup>2</sup> au-dessous de cette surface.

L'augmentation totale de l'activité due à cet effet est nulle pour une source infiniment mince ; elle croît d'abord rapidement lorsque l'épaisseur massique augmente, puis tend vers une saturation qui est atteinte pour des sources dont l'épaisseur massique est de l'ordre de 0,1 à 0,2 g/cm<sup>2</sup>. Cette augmentation de l'activité mesurée due à l'auto-diffusion se compose avec la diminution de l'activité mesurée provoquée par l'auto-absorption pure pour donner la courbe  $A_u(m)$  II de la figure 6a. Ainsi donc, lorsque l'épaisseur massique est inférieure à  $m_{P_0}$ , l'auto-diffusion l'emporte sur l'auto-absorption pure : l'auto-absorption globale provoque une augmentation de l'activité mesurée. Lorsque l'épaisseur massique est égale à  $m_{P_0}$ , l'auto-diffusion compense exactement l'auto-absorption pure et l'effet global qui en résulte est nul. Tout se passe comme si la matière dans laquelle est dilué le radioélément était transparente aux radiations émises. Enfin, si l'épaisseur massique est supérieure à  $m_{P_0}$ , l'auto-absorption pure l'emporte sur l'auto-diffusion, et l'activité mesurée s'en trouve diminuée par rapport à ce qu'elle serait en l'absence de ces deux phénomènes.

La pente de la courbe  $A_u(m)$  à l'origine est inférieure à celle de la courbe obtenue dans le premier cas étudié lorsque les conditions de mesure sont  $G_a = 1/2$  et  $R = 1$ . Cela ne provient pas de la diminution du facteur géométrique, qui influence l'allure des courbes  $A(m)$  et non celle des courbes affines  $A_u(m)$ , mais bien de l'auto-diffusion qui se manifeste dans les couches supérieures des sources. L'augmentation d'activité mesurée due à l'auto-diffusion part de zéro et grandit avec l'épaisseur massique jusqu'à une valeur maximum atteinte à la saturation de l'auto-absorption. L'auto-diffusion aug-

mente donc l'activité mesurée à la saturation; pour que celle-ci reste égale à l'unité, il faut diviser toutes les valeurs des ordonnées de la courbe par un rapport tenant compte de cette augmentation de l'activité à la saturation. La pente de la tangente à l'origine sera diminuée par cette transformation affine, donc inférieure à la pente de la tangente à l'origine de la courbe obtenue dans le premier cas.

Les valeurs expérimentales obtenues pour  $m_0$  indiquent que l'effet de l'auto-diffusion est d'autant plus marqué que la source est plus éloignée du détecteur. L'interprétation en est facile: lorsque le facteur géométrique est grand, le détecteur reçoit des particules sous un large angle solide et l'auto-diffusion ne modifie que peu l'activité mesurée. Par contre, lorsque le facteur géométrique est très faible, l'angle solide sous lequel le volume sensible du détecteur est vu depuis la source est très réduit, et l'auto-diffusion est capable d'augmenter considérablement l'activité mesurée au détecteur.

*Troisième cas.* — Le facteur géométrique est égal à  $1/2$ , et le facteur de rétrodiffusion du support est supérieur à  $1$ .

L'abscisse  $m_0$  est négative, égale à  $-k_R(R - 1)$  (équation 12); la courbe  $B(m)$  n'est plus une droite (courbe III de la figure 6b). Considérons la courbe  $A_u(m)$  correspondante (III, fig. 6a); pour toutes les épaisseurs massiques inférieures à celles pour lesquelles la saturation de l'auto-absorption est atteinte, elle prend des valeurs inférieures à celles que donnerait une courbe purement exponentielle qui aurait même tangente à l'origine.

C'est la rétrodiffusion du support qui augmente l'auto-absorption, pour toutes les épaisseurs massiques inférieures à celle qui correspond à la saturation de l'auto-absorption. En effet, comme l'absorption des radiations rétrodiffusées est supérieure à celle des radiations directement dirigées vers le détecteur, la présence du support sous une source épaisse, en augmentant la proportion des radiations rétrodiffusées, augmentera aussi la valeur de l'auto-absorption. La pente à l'origine de la courbe  $A_u(m)$  est supérieure à celle qui est obtenue dans le premier cas examiné, lorsque  $G_a = 1/2$ , et que  $R = 1$ . Cette augmentation est due à la rétrodiffusion du support qui augmente l'activité mesurée pour toutes les épaisseurs massiques, sauf celles pour lesquelles la saturation de l'auto-absorption est atteinte. En effet, à la saturation, l'activité mesurée est égale dans les deux cas, la présence du support ne se remarque plus.

Les valeurs expérimentales obtenues pour  $m_0$  indiquent bien que l'effet de la rétrodiffusion du support est d'autant plus marqué que le facteur de rétrodiffusion du support est plus grand.

*Quatrième cas.* — Le facteur de rétrodiffusion du support est supérieur à un, et le facteur géométrique est inférieur à  $1/2$ . C'est le cas général, celui qui est rencontré dans la plupart des dispositifs de mesure courants.

L'abscisse  $m_0$  est donnée par la relation 12:

$$m_0 = -\frac{1}{k_G} \cdot \ln 2 G_a - k_R (R - 1)$$

suivant que  $m_0$  est plus grand, égal, ou plus petit que zéro, la courbe  $B(m)$  prendra une allure semblable aux courbes II, I ou III de la figure 6 b. De même, la courbe  $A_u(m)$  sera semblable aux courbes II, I ou III de la figure 6 a.

Le cas de loin le plus intéressant est précisément celui où les valeurs de  $R$  et de  $G_a$  sont telles que la relation (12) donne:  $m_0 = 0$ . Alors les effets de l'auto-diffusion dans les couches supérieures des sources et de la rétrodiffusion du support se compensent et l'auto-absorption obéit à une loi exponentielle simple (13):

$$A(m) = A_\infty (1 - e^{-\tau_a \cdot m})$$

La relation (12) permet donc de connaître les conditions précises dans lesquelles l'auto-absorption suit une loi exponentielle (pour des épaisseurs massiques inférieures à celle pour laquelle la saturation de l'auto-absorption est atteinte).

## 2. Le coefficient d'absorption $\tau_a$ .

A) Les valeurs du coefficient  $\tau_a$  (tableau II a), reportées dans un graphique semi-logarithmique en fonction de l'épaisseur massique  $m_e$  de la matière située entre la surface supérieure de la source et le volume sensible du détecteur, s'alignent sur une droite (fig. 7):

$$\tau_a = (\tau_a)_{m_e=0} \cdot e^{k_T \cdot m_e} \quad (14)$$

où  $k_T = 1,12 \pm 0,12 \text{ cm}^2/\text{g}$ , et où  $(\tau_a)_{m_e=0}$  est fonction de l'aire de la source, du tassemement et de la nature chimique de la substance radioactive.

L'absorption externe et l'auto-absorption n'étant pas exponentielles, il n'est pas étonnant que le coefficient  $\tau_a$  varie lorsque l'épaisseur massique  $m_e$  change. Cette variation est évidemment la moins importante lorsque l'épaisseur massique  $m_e$  est relativement petite vis-à-vis du parcours  $P$  de la radiation  $\beta$ , puisque l'absorption externe se rapproche le plus d'une exponentielle dans ce cas. Il en résulte que l'auto-absorption dans les sources épaisses est peu modifiée par la présence d'un écran de très faible épaisseur massique.

La relation (14) n'est certainement plus valable lorsque l'épaisseur  $m_e$  se rapproche du parcours maximum  $P$  des rayons  $\beta$ . En effet, lorsque  $m_e$  augmente, la saturation de l'auto-absorption s'observe déjà avec des sources dont l'épaisseur est de moins en moins grande. Cette diminution de l'épaisseur massique de la source pour laquelle la saturation est atteinte se traduit par une augmentation de la pente des courbes  $A_u(m)$  et  $B(m)$ , et en particulier de  $\tau_a$ . Lorsque l'épaisseur  $m_e$  est presque égale au parcours maximum de la radiation  $\beta$ , la saturation de l'auto-absorption s'observe déjà pour les sources dont l'épaisseur massique est quasi-nulle, et le coefficient  $\tau_a$  grandit au delà de toute proportion.

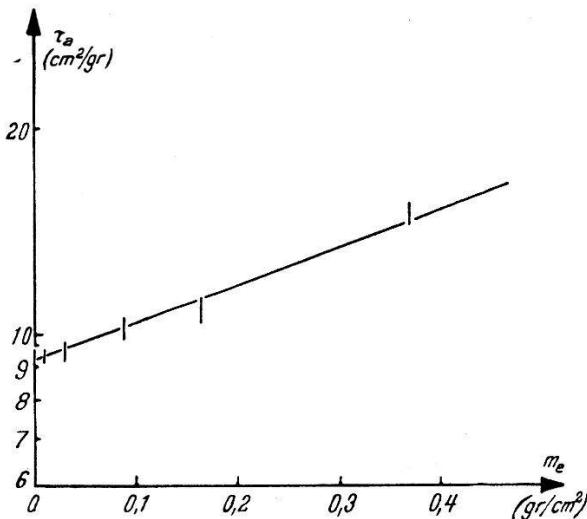


Fig. 7.

Variation du coefficient d'absorption  $\tau_a$  en fonction de l'épaisseur massique de la matière située entre source et détecteur.

pour:  $Mg_2P_2O_7$ ;  $\mu = 0,3$ ;  $F_c/F_s = 1,2$ .

B) Les valeurs du coefficient  $\tau_a$  (tableau II b) ont été reportées dans un graphique semi-logarithmique en fonction du rapport  $F_c/F_s$ , de l'aire de la fenêtre du compteur à l'aire de la source. Dans le domaine  $0 < F_c/F_s < 4$ , nous avons obtenu quatre droites qui peuvent être considérées comme parallèles aux erreurs expérimentales près (fig. 8). Chacune d'elles concerne une substance radioactive particulière ( $Mg_2P_2O_7$ ;  $CrPO_4$ ;  $Ba_3(PO_4)_2$ ;  $Ag_3PO_4$ ). Ces droites sont mal définies puisqu'elles ne sont déterminées chacunes que par deux ou trois points; en première approximation, nous écrirons:

$$(0 < F_c/F_s < 4)$$

$$\tau_a = (\tau_a)_{F_c/F_s=0} \cdot e^{-k_F \cdot F_c/F_s} \quad (15)$$

où  $k_F = 0,029 \pm 0,002$  et où  $(\tau_a)_{F_c/F_s=0}$  est fonction de l'épaisseur massique de la matière se trouvant entre la source et le détecteur,

du tassemement et de la nature chimique de la substance radioactive. Lorsque le rapport  $F_c/F_s$  tend vers l'infini, la relation précédente indique que le coefficient d'absorption  $\tau_a$  tend vers zéro. C'est bien ce que vérifie qualitativement l'expérience, pour les sources épaisses de 5 mm de diamètre. Cette diminution de l'auto-absorption est due aux particules émises latéralement par les couches profondes, qui atteignent le détecteur sans traverser toute l'épaisseur de la source. La proportion de la radiation qui est partiellement soustraite à l'auto-absorption croît lorsque le diamètre de la source

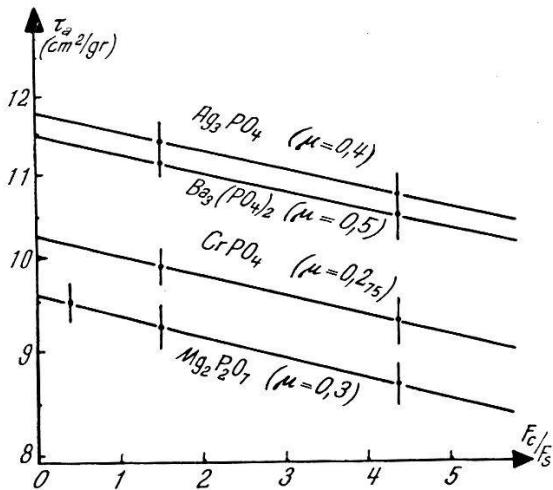


Fig. 8.

Variation du coefficient d'absorption  $\tau_a$  en fonction du rapport des aires de la fenêtre du détecteur et de la source.

pour:  $m_e = 0$ .

diminué. Pour une source dont le diamètre est nul, il n'y a plus d'auto-absorption.

Lorsqu'une source de faible diamètre est entourée d'un manchon de substance non radioactive, le coefficient  $\tau_a$  subit une augmentation qui est considérable pour les sources de faible diamètre, faible pour les sources de diamètre plus fort et négligeable pour les sources dont le diamètre est égal ou supérieur au diamètre de la fenêtre du détecteur. L'interprétation précédente explique bien ce phénomène; la matière non radioactive du manchon joue, vis-à-vis de la radiation qui la traverse, le même rôle que la matière radioactive; elle empêche les particules émises latéralement d'atteindre le détecteur sans avoir subi l'auto-absorption. Toutefois, la présence d'un manchon de substance non radioactive n'est pas suffisante pour annuler l'effet du changement de diamètre de la source. En effet, la trajectoire moyenne dans la matière radioactive des rayons  $\beta$  qui atteignent le détecteur est plus petite pour une source de diamètre égal à 5 mm entourée d'un manchon de 25 mm de diamètre extérieur que pour

une source dont le support a un diamètre de 25 mm, et l'auto-absorption sera donc plus considérable dans la seconde source.

Lorsque le rapport  $F_c/F_s$  tend vers zéro, la relation trouvée montre que le coefficient  $\tau_a$  tend asymptotiquement vers une valeur limite. Cette valeur est déjà presque atteinte pour les sources d'un diamètre égal à 48 mm. Elle n'est que 3,5% supérieure à la valeur de  $\tau_a$  relative aux sources de 25 mm de diamètre extérieur, et seulement de 2,5% supérieure à la valeur de  $\tau_a$  correspondant à un rapport  $F_c/F_s$  égal à l'unité. La variation de l'aire des sources n'a donc une importance sur l'auto-absorption que si l'aire de la fenêtre du détecteur est nettement supérieure à celle de la source.

C) Les valeurs du coefficient  $\tau_a$  (tableau IIc) ont été reportées dans un graphique linéaire en fonction du facteur de tassement  $\mu$ ; dans le domaine étudié ( $0,2 < \mu < 0,7$ ), nous avons obtenu quatre droites qui peuvent être considérées comme parallèles aux erreurs expérimentales près (fig. 9), et qui se rapportent à quatre substances

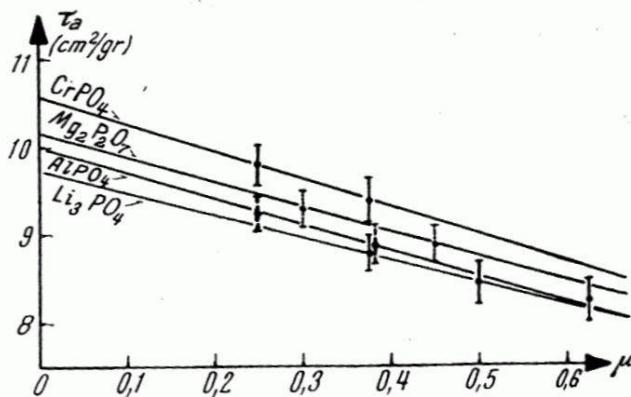


Fig. 9.

Variation du coefficient d'absorption  $\tau_a$  en fonction du facteur de tassement  $\mu$   
pour:  $F_c/F_s = 1,2$ ;  $m_e = 0$ .

radioactives ( $\text{Li}_3\text{PO}_4$ ;  $\text{Mg}_2\text{P}_2\text{O}_7$ ;  $\text{AlPO}_4$  et  $\text{CrPO}_4$ ). Ces droites sont ici encore mal définies puisqu'elles ne sont déterminées chacune que par deux ou trois points. Nous pouvons écrire en première approximation: ( $0,2 < \mu < 0,7$ )

$$\tau_a = (\tau_a)_{\mu=0} - k_\mu \cdot \mu \quad (16)$$

où  $k_\mu = 2,8 \pm 0,3$  et où  $(\tau_a)_{\mu=0}$  est fonction de l'épaisseur massique de la matière se trouvant entre la source et le détecteur, de l'aire de la source, et de la nature chimique de la substance radioactive. A première vue, il semble qu'une variation du tassement entraînant une variation du facteur géométrique, c'est le changement de ce dernier facteur qui influencera l'auto-absorption. Or, nous avons montré que la variation du facteur géométrique entraîne une variation de l'abscisse  $m_0$  et non une variation de  $\tau_a$ . De plus, la variation

de  $m_0$  correspondant au changement du facteur géométrique entraîné par un tassement double ou triple est encore faible, de l'ordre de grandeur de l'erreur qui accompagne la détermination de  $m_0$ . La variation d'auto-absorption observée n'est donc pas due au changement du facteur géométrique.

D) Les valeurs du coefficient  $\tau_a$  (tableau IIc), corrigées pour l'effet du tassement en utilisant l'expression précédente (16), ont été reportées dans un graphique linéaire en fonction de la masse atomique moyenne  $\bar{M}$  des substances dans lesquelles se trouve engagé le radioélément. Nous avons obtenu une droite (fig. 10), dont l'équation est :

$$(\tau_a)_{\mu=0} = (\tau_a)_{\substack{\bar{M}=0 \\ \mu=0}} \left( 1 + \frac{\bar{M}}{100} \right) \quad (17)$$

où  $(\tau_a)_{\substack{\bar{M}=0 \\ \mu=0}} = 8,44 \pm 0,20 \text{ cm}^2/\text{g}$ , pour des sources de 25 mm de diamètre, dont l'activité est mesurée dans des conditions telles qu'il n'y ait qu'une quantité de matière négligeable entre la source et le volume sensible du détecteur.

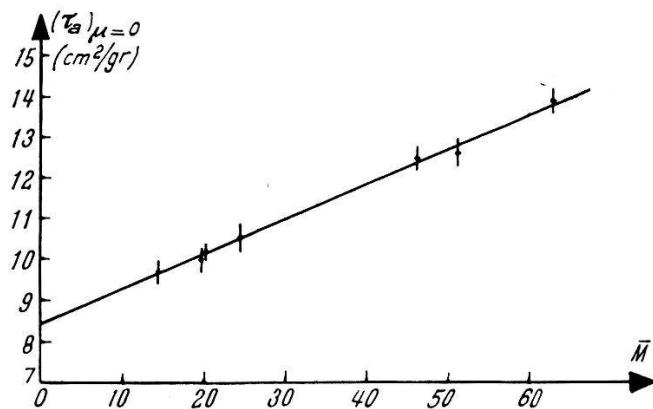


Fig. 10.

Variation du coefficient d'absorption  $\tau_a$  en fonction de la masse atomique moyenne de la substance radioactive pour :  $F_c/F_s = 1,5$  et :  $m_e = 0$ .

La variation du coefficient  $\tau_a$  avec la masse atomique moyenne de la substance à laquelle se trouve combiné le radioélément est comparable à la variation du coefficient d'absorption externe  $\tau$  provoquée par un changement de la masse atomique moyenne de la substance dans laquelle se produit l'absorption. Plusieurs travaux ont été consacrés à l'étude de la relation existante entre le coefficient d'absorption externe et cette masse atomique moyenne (Réf. : 1). Leurs conclusions ne concordent souvent pas quantitativement ; nous retiendrons les valeurs de Rutherford indiquées dans l'ouvrage cité, pour l'uranium  $X_2$ . Nous avons porté ces valeurs dans un gra-

phique linéaire en fonction de la masse atomique moyenne  $\bar{M}$  des substances dans lesquelles se produit l'absorption, et nous avons obtenu une droite (fig. 11) dont l'équation est:

$$\tau = (\tau)_{\bar{M}=0} \left( 1 + \frac{\bar{M}}{100} \right) \quad (18)$$

où  $(\tau)_{\bar{M}=0} = 4,2 \text{ cm}^2/\text{g}$ . Cette relation est en bon accord avec la

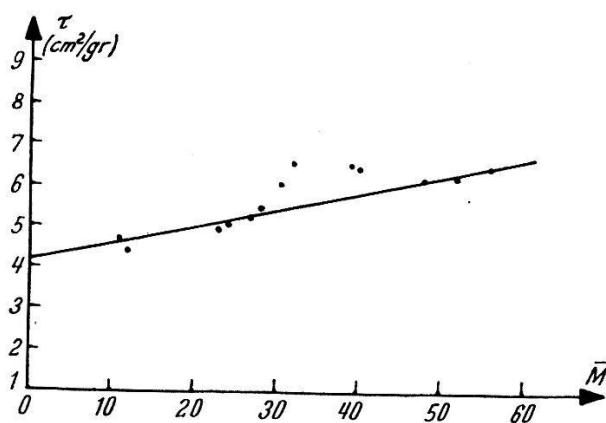


Fig. 11.

Variation du coefficient d'absorption externe  $\tau$  en fonction de la masse atomique moyenne des écrans.

nôtre, et permet de conclure que le coefficient  $\tau_a$  de la courbe d'auto-absorption dépend de la masse atomique moyenne de la substance absorbante, de la même manière que le coefficient d'absorption externe. Dans les deux cas, cette dépendance résulte de l'augmentation de la diffusion de la radiation  $\beta$  provoquée par l'accroissement du nombre des électrons de la matière absorbante.

### 3. Conclusions.

L'abscisse  $m_0$  ne dépend que du facteur géométrique  $G_a$  et du facteur de rétrodiffusion  $R$  (relation 12):

$$m_0 = -\frac{1}{k_G} \cdot \ln 2 G_a - k_R (R - 1)$$

où  $k_R = 23,5 \pm 2,5 \text{ mg/cm}^2$  et  $k_G = 0,144 \pm 0,004 \text{ cm}^2/\text{mg}$ . Le coefficient  $\tau_a$  dépend de l'épaisseur massique de la matière située entre la source et le volume sensible du détecteur ( $m_e$ ), du rapport des aires de la fenêtre du détecteur et de la source ( $F_e/F_s$ ), du facteur de tassement ( $\mu$ ), et de la masse atomique moyenne de la substance radioactive ( $\bar{M}$ ). Condensons en une expression unique les relations

qui ont été trouvées entre ces cinq grandeurs; les relations (14) et (15) peuvent être combinées:

$$\tau_a = (\tau_a)_{\substack{F_c/F_s=0 \\ m_e=0}} \cdot e^{k_T \cdot m_e - k_F \cdot \frac{F_c}{F_s}} \quad (19)$$

De même, pour les expressions (16) et (17):

$$\tau_a = (\tau_a)_{\substack{\bar{M}=0 \\ \mu=0}} \cdot \left(1 + \frac{\bar{M}}{100}\right) - k_\mu \cdot \mu \quad (20)$$

comme cette dernière relation est établie pour:  $F_c/F_s = 1,2$ ; et  $m_e = 0$ , il est nécessaire de multiplier son second membre par un facteur  $e^{-1,2 k_F}$  pour qu'elle se rapporte aux conditions:  $F_c/F_s = 0$  et  $m_e = 0$ , ce qui donne:

$$(\tau_a)_{\substack{F_c/F_s=0 \\ m_e=0}} = e^{-k_F \cdot 1,2} \left[ (\tau_a)_{\substack{\bar{M}=0 \\ \mu=0}} \left(1 + \frac{\bar{M}}{100}\right) - k_\mu \cdot \mu \right]$$

ou:

$$(\tau_a)_{\substack{F_c/F_s=0 \\ m_e=0}} = k_\tau \left(1 + \frac{\bar{M}}{100}\right) - k'_\mu \cdot \mu$$

En introduisant cette expression dans (19), il vient:

$$\tau_a = \left[ k_\tau \left(1 + \frac{\bar{M}}{100}\right) - k'_\mu \cdot \mu \right] e^{k_T \cdot m_e - k_F \cdot F_c/F_s} \quad (21)$$

où les constantes  $k_\tau$ ,  $k'_\mu$ ,  $k_T$  et  $k_F$  ont les valeurs:

$$\begin{array}{ll} k_\tau = 8,7 \pm 0,2 \text{ cm}^2/\text{g} & k'_\mu = 2,9 \pm 0,4 \text{ cm}^2/\text{g} \\ k_T = 1,12 \pm 0,12 \text{ cm}^2/\text{g} & k_F = 0,029 \pm 0,003. \end{array}$$

#### IV. Mesures absolues et relatives de l'activité des sources épaissees.

Nous voulons définir le facteur d'auto-absorption  $S(m)$  d'une source épaisse dont l'épaisseur massique est  $m \text{ g/cm}^2$  par le rapport de l'activité mesurée  $A_a(m)$  de cette source, à l'activité mesurée  $A_b$ , d'une source mince de même activité absolue, de même aire, située à la même distance du détecteur que la surface supérieure de la source épaisse, sur un support identique dans les deux cas:

$$S(m) = \frac{A_a(m)}{A_b} \quad (22)$$

Nous avons vu que l'activité absolue  $D_b$  dés/sec d'une source mince peut se calculer à l'aide de la relation (4) si l'on connaît les valeurs

du facteur géométrique  $G_b$ , du facteur de transmission  $T$ , du facteur de diffusion  $Q$  et du facteur de rétrodiffusion  $R$ , relatives aux conditions dans lesquelles s'effectue la mesure de l'activité  $A_b$  de cette source mince :

$$D_b = A_b \frac{1}{G_b \cdot T \cdot Q \cdot R}$$

Par définition,  $S(m)$  se rapporte à deux sources de mêmes activités absolues, et l'on peut donc écrire :

$$D_a = D_b = A_b \frac{1}{G_b \cdot T \cdot Q \cdot R} \quad (23)$$

Bien que chacune des valeurs de  $G_b$ ,  $T$ ,  $Q$  et  $R$  se rapportent à la source mince, et aux conditions dans lesquelles son activité est mesurée. La connaissance du facteur d'auto-absorption  $S(m)$  de la source épaisse, et la mesure de son activité  $A_a(m)$  permettent de calculer l'activité  $A_b$  de la source mince, au moyen de la relation (22) :  $S(m) = A_a(m)/A_b$ . La relation (23) peut alors être écrite :

$$D_a = A_a(m) \cdot \frac{1}{G_b \cdot T \cdot Q \cdot R \cdot S(m)} \quad (24)$$

Elle nous indique que l'activité absolue  $D_a$  d'une source épaisse peut être calculée si l'on connaît :

1° Son activité mesurée  $A_a(m)$  et son facteur d'auto-absorption  $S(m)$ .

2° Le facteur géométrique  $G_b$ , le facteur de transmission  $T$ , le facteur de diffusion  $Q$ , et le facteur de rétrodiffusion  $R$  d'une source mince de même aire que celle de la source épaisse, disposée à la même distance du détecteur que la surface supérieure de la source épaisse, sur un support identique.

Lorsque l'on dispose d'une source standard mince, d'activité absolue  $D_{st}$  connue, de même aire que celle de la source épaisse, il n'est plus nécessaire de connaître les valeurs du facteur géométrique  $G_b$ , du facteur de transmission  $T$  et du facteur de diffusion  $Q$ . En effet, si le standard est placé à la même distance du détecteur que la surface supérieure de la source épaisse, on a :

$$D_{st} = A_{st} \frac{1}{G_b \cdot T \cdot Q \cdot R_{st}} \quad (25)$$

où  $A_{st}$  est l'activité mesurée du standard dans ces conditions, et  $R_{st}$  le facteur de rétrodiffusion de son support. Les trois valeurs du facteur géométrique  $G_b$ , du facteur de transmission  $T$  et du facteur de diffusion  $Q$  sont très sensiblement les mêmes que celles qui figurent dans la relation (24), puisque le standard mince satisfait aux

conditions exigées pour la source mince dont il est question dans la définition du facteur d'auto-absorption  $S(m)$  (22), à l'exception du support qui n'est pas le même pour le standard et pour la source épaisse. Donc :

$$G_b \cdot T \cdot Q = \frac{A_{st}}{D_{st}} \cdot \frac{1}{R_{st}}$$

La relation (24) peut donc s'écrire encore :

$$D_a = A_a(m) \cdot \frac{D_{st}}{A_{st}} \cdot \frac{R_{st}}{R} \cdot \frac{1}{S(m)} \quad (26)$$

La détermination de l'activité absolue  $D_a$  d'une source épaisse se ramène donc à la mesure des activités  $A_a(m)$  et  $A_{st}$  de la source épaisse et du standard mince, à la connaissance des facteurs de rétrodiffusion  $R$  et  $R_{st}$  de leurs supports, et du facteur d'auto-absorption  $S(m)$  de la source épaisse.

La relation (26) nous permet évidemment le calcul de l'activité relative d'une source épaisse, par rapport à n'importe quelle source mince ayant même aire.

La connaissance des facteurs d'auto-absorption de plusieurs sources épaisses permet le calcul de leurs activités relatives. En effet, soit deux sources épaisses dont les épaisseurs massiques  $m_1$  et  $m_2$  sont quelconques, faites de substances radioactives dont la nature chimique et le tassemement peuvent être quelconques, et dont les facteurs d'auto-absorption sont  $S_1(m_1)$  et  $S_2(m_2)$ . Si ces sources ont même aire et si leurs surfaces supérieures sont placées à la même distance du détecteur, la mesure de leurs activités  $A_1(m_1)$  et  $A_2(m_2)$  permet de déterminer les activités de sources minces de mêmes activités absolues et placées à la même distance du détecteur que leurs surfaces supérieures, sur des supports identiques (22) :

$$A_{b1} = \frac{A_1(m_1)}{S_1(m_1)} \quad A_{b2} = \frac{A_2(m_2)}{S_2(m_2)}$$

Le rapport des activités absolues des sources épaisses,  $D_1/D_2$  est égal à celui des activités absolues des sources minces, donc aussi égal à celui des activités mesurées des sources minces :

$$\frac{D_1}{D_2} = \frac{A_{b1}}{A_{b2}} = \frac{A_1(m_1) \cdot S_2(m_2)}{A_2(m_2) \cdot S_1(m_1)} \quad (27)$$

Il nous reste à indiquer comment les valeurs du facteur d'auto-absorption peuvent être obtenues.

La préparation de sources minces et de sources épaisses de même activité absolue se heurte à de nombreuses difficultés parmi les-

quelles il faut citer, d'une part la nécessité de connaître de manière précise le rapport des activités spécifiques de la substance dont sont faites les sources épaisses, et de la substance avec laquelle on prépare les sources minces, et d'autre part celle d'obtenir des sources minces où la substance radioactive est uniformément répartie sur la surface du support.

Ces difficultés nous ont conduit à calculer la valeur de l'activité  $A_b$  en utilisant la tangente à l'origine de la courbe d'auto-absorption  $A(m)$ . En effet, cette tangente donne, en fonction de l'épaisseur massique, les activités qui seraient mesurées s'il n'y avait pas d'auto-absorption dans les sources épaisses, et si toute la substance radioactive était rassemblée à la surface supérieure de la source. L'extrapolation à l'origine de la courbe d'auto-absorption  $A(m)$  nécessaire pour la détermination de cette tangente est d'autant plus difficile que la valeur absolue de l'abscisse  $m_0$  est plus grande. Ceci résulte, si  $m_0 > 0$  de l'auto-diffusion qui se manifeste dans les couches supérieures des sources peu épaisses, et lorsque  $m_0 < 0$ , de l'auto-absorption considérable de la radiation de rétrodiffusion du support. Lorsque ces deux phénomènes se compensent partiellement, la valeur absolue de l'abscisse  $m_0$  diminue, et l'auto-absorption globale suit une loi d'allure approximativement exponentielle ; l'extrapolation est alors moins difficile.

D'après la relation (12), lorsque :

$$\ln 2 G_a = -k_R \cdot k_G \cdot (R-1) \quad (28)$$

la courbe d'auto-absorption suit une loi exponentielle (pour les épaisseurs massiques naturellement inférieures à celle pour laquelle la saturation de l'auto-absorption est atteinte) :

$$A(m) = A_\infty (1 - e^{-\tau_a \cdot m})$$

La tangente à l'origine de la courbe d'auto-absorption  $A(m)$  peut se calculer directement :

$$A_b = A_\infty \cdot \tau_a \cdot m \quad (29)$$

Le facteur d'auto-absorption s'en déduit :

$$S(m) = \frac{1 - e^{-\tau_a \cdot m}}{\tau_a \cdot m} \quad (30)$$

il ne dépend plus que du coefficient  $\tau_a$ , et de l'épaisseur massique des sources. Comme il a été montré plus haut (relation 21),  $\tau_a$  ne dépend lui-même que :

- 1° de la masse atomique moyenne  $\bar{M}$  de la substance radioactive.
- 2° du facteur de tassemement  $\mu$  de cette substance.

3<sup>o</sup> de l'épaisseur massique  $m_e$  des écrans situés entre la source et le volume sensible du détecteur.

4<sup>o</sup> du rapport  $F_e/F_s$  de l'aire de la fenêtre du détecteur à celle de la source.

Pour des sources épaisses de même aire, faites avec une substance radioactive de même nature chimique et de même compacité, placées dans le même dispositif de mesures, si la relation (28) est satisfaite, le facteur d'auto-absorption ne dépend plus que de l'épaisseur massique de ces sources épaisses.

Les valeurs expérimentales de  $\tau_a$  (tableaux IIa à IIc) et celles qui peuvent se déduire de la relation (21) sont connues avec une erreur allant de 2 à 5 %. La précision sur la valeur du facteur d'auto-absorption  $S(m)$ , obtenu à partir de la relation (30), dépend évidemment de l'épaisseur massique de la source épaisse. Si  $\tau_a$  est connu avec une précision de 2 %, l'erreur sur le facteur d'auto-absorption  $S(m)$  varie de 0 à 4 % lorsque l'épaisseur massique passe de zéro à la saturation de l'auto-absorption.

Il en résulte que la précision sur la détermination de l'activité absolue d'une source épaisse peut atteindre dans les meilleures conditions 5 à 8 % (relation 26), soit 1 à 4 % pour le facteur d'auto-absorption, 0,5 % pour chacun des deux facteurs de rétrodiffusion  $R$  et  $R_{st}$  (relation 12), 0,1 à 0,2 % pour les mesures des activités  $A_a(m)$  et  $A_{st}$ , enfin une erreur de 2 % environ sur la valeur absolue de l'activité du standard (réf. 13).

### Conclusions.

L'auto-absorption de la radiation  $\beta$  dans les sources épaisses dépend :

- 1<sup>o</sup> du facteur géométrique,
- 2<sup>o</sup> du facteur de rétrodiffusion,
- 3<sup>o</sup> du rapport de l'aire de la fenêtre du détecteur à celle de la source,
- 4<sup>o</sup> de la présence d'écran entre source et détecteur,
- 5<sup>o</sup> de la compacité de la source,
- 6<sup>o</sup> de la nature chimique de la substance radioactive.

Les conditions suivantes peuvent être choisies de telle manière qu'il suffise de les réaliser approximativement sans modifier notablement le facteur d'auto-absorption. C'est ainsi que l'épaisseur de la matière comprise entre la surface supérieure de la source et le volume sensible du détecteur doit être petite par rapport au parcours maximum des rayons  $\beta$  (de l'ordre du 1/50<sup>e</sup> de cette valeur), et que les aires de la source épaisse et de la fenêtre du détecteur

doivent de préférence être approximativement égales, et naturellement de formes voisines.

La détermination des valeurs des facteurs d'auto-absorption est plus facile lorsque la courbe d'auto-absorption est sensiblement exponentielle. Si les valeurs du facteur géométrique  $G_a$  et du facteur de rétrodiffusion  $R$  sont telles que: (relation 28)

$$\ln 2 G_a = -k_R \cdot k_G \cdot (R - 1)$$

la courbe d'auto-absorption suit une loi exponentielle (pour les épaisseurs massiques inférieures à celle pour laquelle la saturation de l'auto-absorption est atteinte). Pour le phosphore-32,  $k_G = 144 \pm 4 \text{ cm}^2/\text{g}$  et  $k_R = 0,0235 \pm 0,0025 \text{ g/cm}^2$ . De la loi:

$$A(m) = A_\infty (1 - e^{-\tau_a \cdot m})$$

se déduit la valeur du facteur d'auto-absorption  $S(m)$ :

$$S(m) = \frac{1 - e^{-\tau_a \cdot m}}{\tau_a \cdot m}$$

La connaissance de ce facteur permet, par suite, de comparer les activités de sources épaisses entre elles, quelles que soient leurs dimensions et leur nature, et les activités des sources épaisses à celles des sources minces.

Dans les cas favorables, l'erreur sur la mesure de l'activité absolue des sources épaisses peut atteindre 5 à 8 %.

Les conditions expérimentales imposées pour que la relation (28) soit valable sont faciles à réaliser dans la plupart des dispositifs de mesure courants.

Cette méthode de mesure, établie pour le phosphore-32, doit rester valable pour d'autres radioéléments émetteurs  $\beta$  purs; les constantes  $k_G$ ,  $k_R$ ,  $k_T$ ,  $k_F$ ,  $k_\mu$ ,  $k_M$  dépendent vraisemblablement du spectre  $\beta$ . Les recherches que nous poursuivons actuellement avec des émetteurs  $\beta$  purs de faible énergie moyenne, et avec des émetteurs  $\beta + \gamma$ , doivent permettre de donner par la suite une plus grande extension aux résultats obtenus dans ce travail.

Nous tenons à exprimer notre profonde gratitude à Monsieur le professeur Charles Haenny, qui a bien voulu diriger ce travail.

Laboratoire de Chimie-Physique et Recherches Nucléaires  
 Ecole Polytechnique, Université de Lausanne  
 Section de Biophysique et de Radioactivité  
 Service des Recherches Expérimentales  
 Centre Anticancéreux Romand.

**Bibliographie.**

- 1) Bibliographie détaillée dans: ST. MEYER und E. SCHWEIDLER, Radioaktivität, p. 137, 1927 (B. G. Teubner, Berlin et Leipzig).
  - 2) P. F. YANKWICH, Manh. Dist. Decl. Code, 1739.
  - 3) P. F. YANKWICH, J. W. WEIGL, Science **107**, 651 (1948).
  - 4) E. BRODA, W. E. GRUMITT, J. GUÉRON, L. KOWARSKI, G. WILKINSON, Proc. Phys. Soc., **60**, 460 (1948).
  - 5) L. E. GLENDEENIN, A. K. SOLOMON, Bull. Am. Phys. Soc. **24**, 5, 16 (1949).
  - 6) A. N. WICK, H. N. BARNETT, N. ACKERMAN, Anal. Chem. **21**, 1511 (1949).
  - 7) T. P. KOHMAN, Anal. Chem. **21**, 352 (1949).
  - 8) C. H. COLLIE, P. SHAW, H. GALE, Proc. Phys. Soc., A **63**, 282 (1950).
  - 9) L. E. GLENDEENIN, A. K. SOLOMON, Science **112**, 623 (1950).
  - 10) D. W. ENGELKEIMER, J. A. SEILER, E. P. STEINBERG, L. WINSBERG, Radioact. Studies: The fission Products (McGraw Hill) Nat. Nucl. En. Ser. IV. **9**, 57.
  - 11) CH. HAENNY, P. LERCH, Helv. Phys. Acta, **24**, 602 (1951).
  - 12) P. LERCH, Mme L. PÉGUIRON (à paraître).
  - 13) P. LERCH, Mme. L. PÉGUIRON (à paraître).
-