

Zeitschrift: Bulletin de la Société Vaudoise des Sciences Naturelles
Herausgeber: Société Vaudoise des Sciences Naturelles
Band: 68 (1962-1964)
Heft: 307

Artikel: Contribution à l'étude de l'auto-atténuation des radiations du carbone-14
Autor: Lerch, Pierre / Vogel-Lüdin, A.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-275425>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

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. [Voir Informations légales.](#)

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. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 30.03.2025

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

Contribution à l'étude de l'auto-atténuation des radiations β du carbone-14

PAR

PIERRE LERCH * et M^{me} A. VOGEL-LÜDIN *

1. INTRODUCTION

Lors de l'emploi des radio-éléments comme indicateurs en chimie et en biologie, il est fréquent que les mesures de radio-activité soient faites sur des échantillons dont la masse n'est pas négligeable. Dans ces conditions, une absorption et une diffusion du rayonnement β se produisent déjà à l'intérieur de la source : c'est le phénomène d'auto-atténuation (terme plus correct que celui d'auto-absorption, dont l'emploi fréquent dans ce sens élargi peut prêter à confusion) qui résulte de la composition d'une auto-absorption pure et d'une auto-diffusion du rayonnement β . Ces deux phénomènes peuvent se soustraire ou s'additionner suivant l'épaisseur et la surface de la source. L'effet résultant est assez complexe.

L'importance de l'auto-atténuation peut être très variable suivant le radio-élément mesuré, toutes autres conditions restant égales d'ailleurs. Elle est considérable pour les émetteurs β mous, en particulier le carbone-14, le soufre-35 et surtout le tritium (H-3), radio-isotopes d'usage fréquent dans les sciences biologiques notamment. Aussi ne saurait-elle être négligée lors de la mesure de l'activité de ces radio-éléments.

Il est habituel de considérer que le phénomène global d'atténuation du rayonnement β au sein d'une source cylindrique obéit à une loi exponentielle simple. C'est cependant une estimation fort grossière, comme le montre le calcul ci-dessous :

L'hypothèse de départ est très approximative, savoir que l'absorption (externe) des rayons β est exponentielle :

$$T(m_e) \simeq e^{-\tau \cdot m_e} \quad (1)$$

* Institut de Radiophysique appliquée. Université et Hôpital Cantonal Universitaire, Lausanne.

où τ est le coefficient d'absorption massique (cm^2/g) et m_e l'épaisseur massique de l'absorbeur en g/cm^2 .

Si l'on admet encore (fig. 1) que seules les radiations à considérer sont dirigées vers le détecteur et si a représente l'activité spécifique dans cette direction, exprimée en radiations émises par unité de masse pendant l'unité de temps, la contribution dA de la couche de surface S

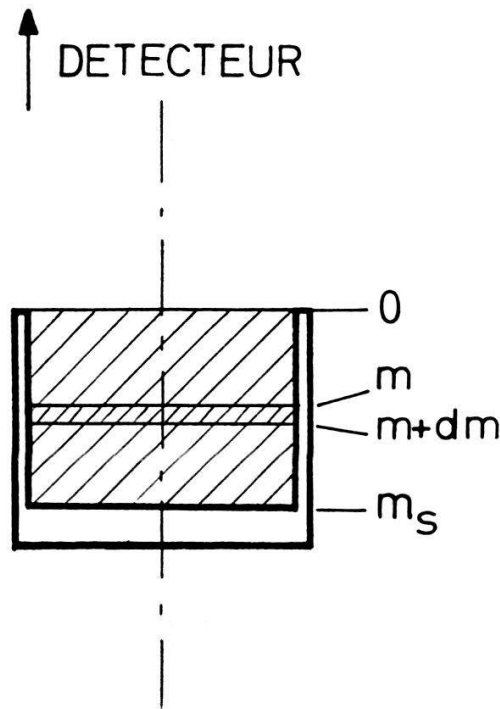


Fig. 1

et d'épaisseur dm située à la profondeur m à l'activité totale A radiations/s est :

$$dA = a \cdot S \cdot e^{-\tau \cdot m} \cdot dm \quad (2)$$

d'où l'activité totale :

$$A = \int_0^{m_s} a \cdot S \cdot e^{-\tau \cdot m} dm = \frac{a \cdot S}{\tau} \left(1 - e^{-\tau m_s} \right) \quad (3)$$

S'il n'y avait pas d'absorption à l'intérieur de la source, l'activité totale serait :

$$A' = a \cdot S \cdot m_s \quad (4)$$

Le facteur de correction pour l'auto-absorption qui permet de passer de l'activité A à l'activité A' , est donc :

$$S(m_s) = \frac{A}{A'} = \frac{\frac{aS}{\tau} \left(1 - e^{-\tau m_s} \right)}{a \cdot S \cdot m_s} = \frac{1 - e^{-\tau m_s}}{\tau \cdot m_s}$$

Par un développement en série, on a, *très approximativement* :

$$S(m_s) = \frac{1 - e^{-\tau \cdot m_s}}{\tau \cdot m_s} \approx e^{-\frac{\tau}{2} m_s}$$

pour des sources de faible épaisseur. La figure 2 donne la représentation graphique des fonctions $A(m_s)$, A' et $S(m_s)$.

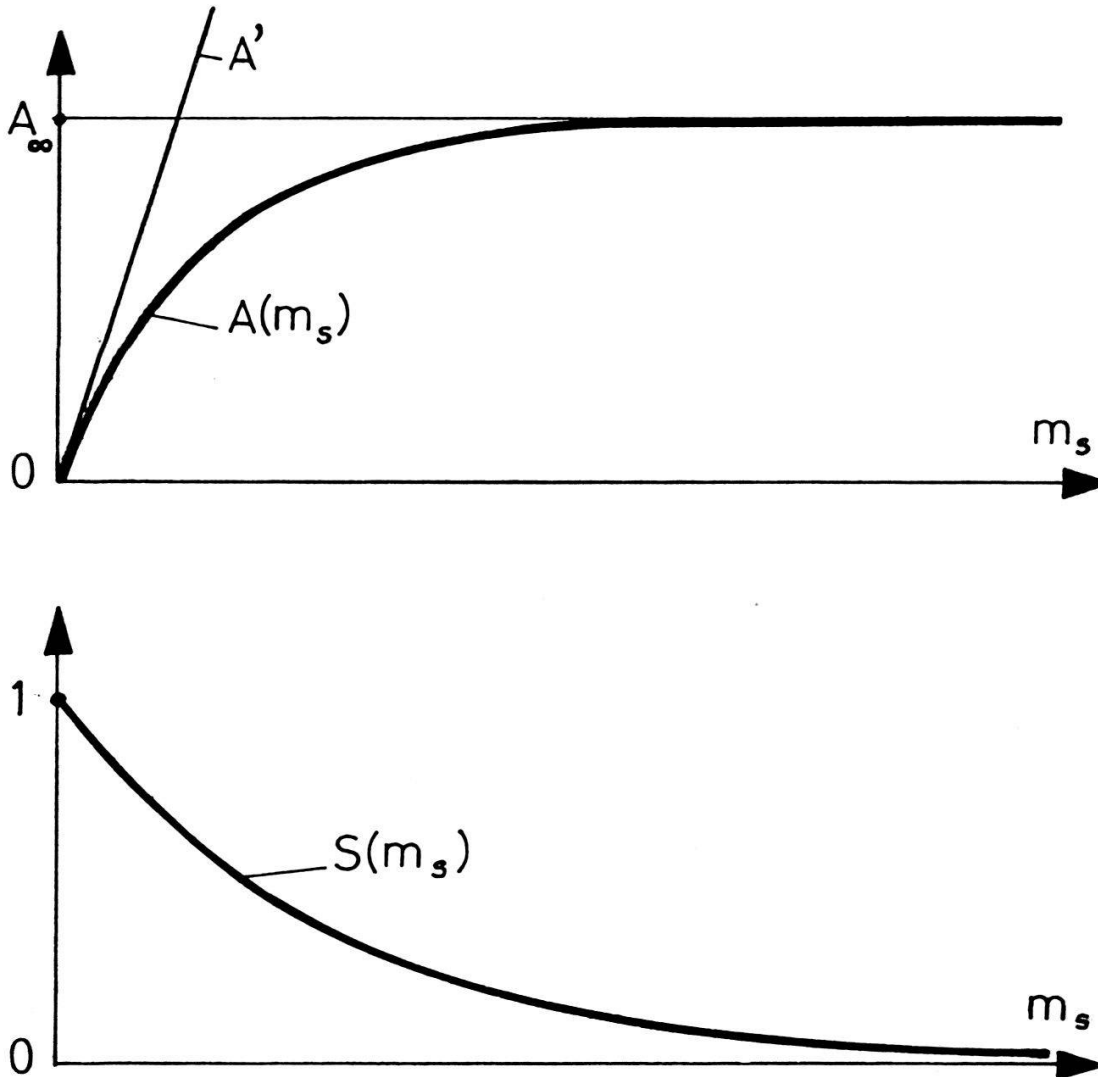


Fig. 2

Entre autres hypothèses non justifiables, ce calcul ne tient pas compte de l'auto-diffusion. Il n'est donc pas étonnant que les courbes expérimentales soient assez différentes des précédentes (réf. 1 et 2). Dans un graphique semi-logarithmique, la courbe $A(m_s)$ correspondant à la relation (3), n'est plus une droite, mais une courbe, telle que l'illustre

la figure 3 ci-dessous. Il est commode de lui faire correspondre deux paramètres, la pente τ_∞ de la courbe $\ln(1-A(m_s))$ loin de l'origine, ou, si l'on préfère de l'asymptote qu'elle semble avoir et l'abscisse à l'origine m_0 , de cette asymptote.

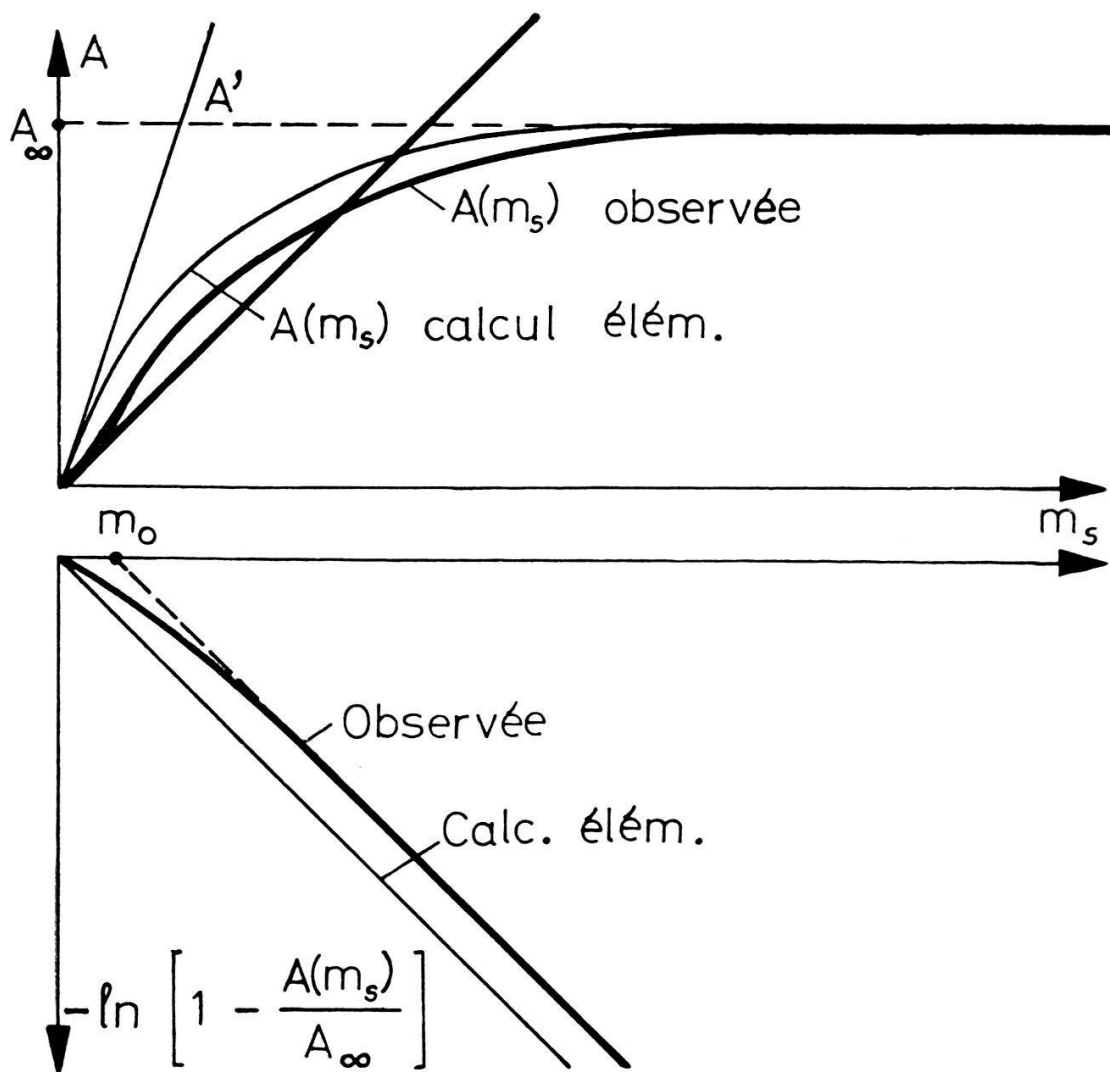


Fig. 3

Le présent travail a cherché à déterminer expérimentalement l'allure des courbes d'auto-atténuation pour un radio-isotope émetteur de radiations β de faible énergie, le carbone-14, et de reprendre ainsi l'étude correspondante qui avait été faite précédemment pour un radio-isotope émetteur de radiations β de grande énergie, le phosphore-32 (réf. 1).

L'importance de l'auto-atténuation étant très grossière, les dispositions expérimentales prises alors n'étaient plus convenables, d'où l'emploi de moyens assez différents.

2. PARTIE EXPÉRIMENTALE

Le matériel organique contenant du carbone-14 est généralement totalement calciné et le CO_2 obtenu transformé en BaCO_3 , par précipitation d'une solution de BaCl_2 . Il est nécessaire d'obtenir des sources dont l'épaisseur et le tassement soient bien uniformes ; pour cela, la méthode suivante a été mise au point :

Le précipité de BaCO_3 est lavé à l'eau distillée, puis centrifugé. L'opération est répétée plusieurs fois. Lors de la dernière mise en suspension, un mélange 1 : 1 d'alcool éthylique et d'éther éthylique est substitué à l'eau distillée. La suspension est introduite dans le récipient spécial (voir fig. 4), composé du support de la future source, en aluminium ou en verre organique (VOS) et d'un manchon en la même matière synthétique usiné pour s'adapter très exactement à la source. Le tout est d'ailleurs maintenu fermement ajusté par deux plaques et leurs trois tirants à serrage à vis. L'ensemble est centrifugé pendant 5 minutes à 4000 t/minute, puis démonté avec précaution après vidange. La source isolée est alors séchée lentement sous une lampe à rayons infrarouges. Il faut prendre soin que le dépôt actif suive intégralement la source et que les fragments qui peuvent rester attachés au cylindre ne représentent qu'une

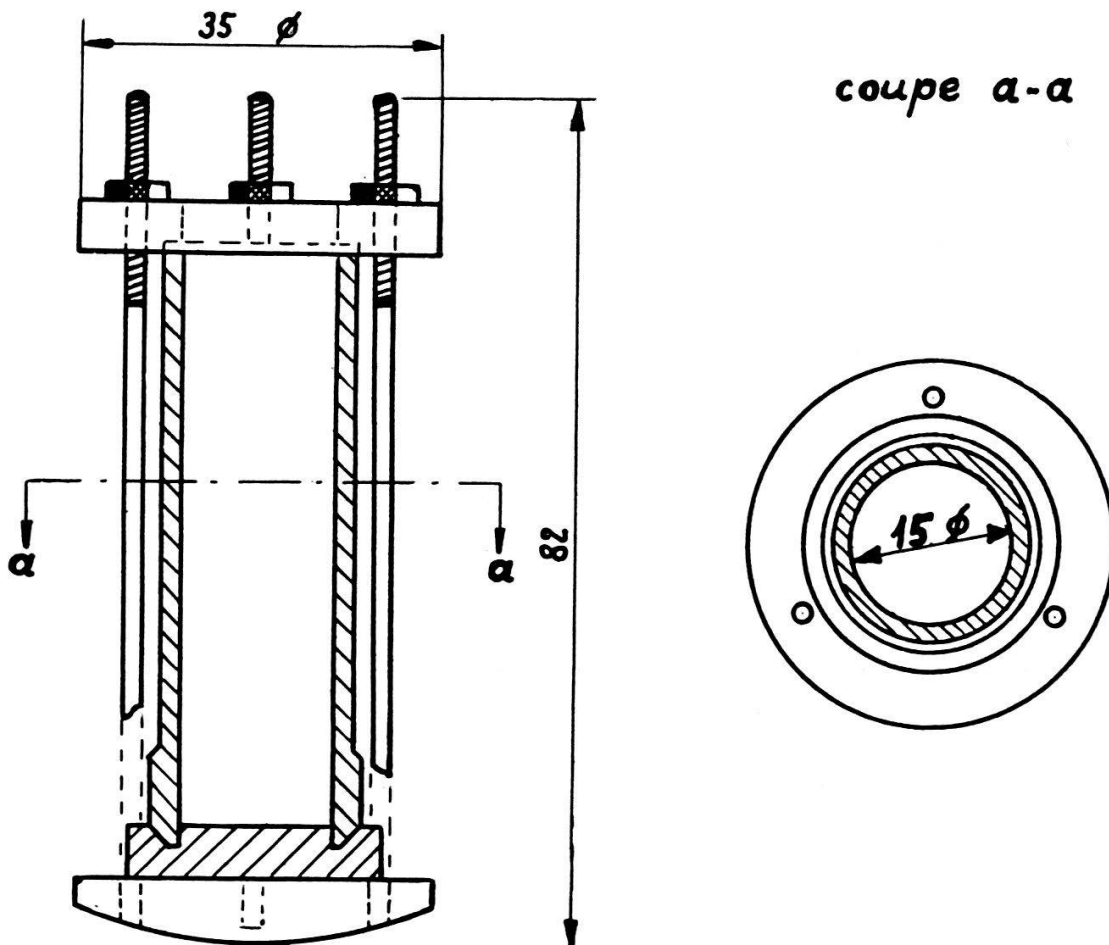


Fig. 4

proportion négligeable de la masse totale. Il faut refaire la source dont le dépôt est incomplet ou non uniforme.

Les sources sont comptées à différentes distances du volume sensible du compteur, dans l'un et l'autre des dispositifs de mesure représentés à la figure 5.

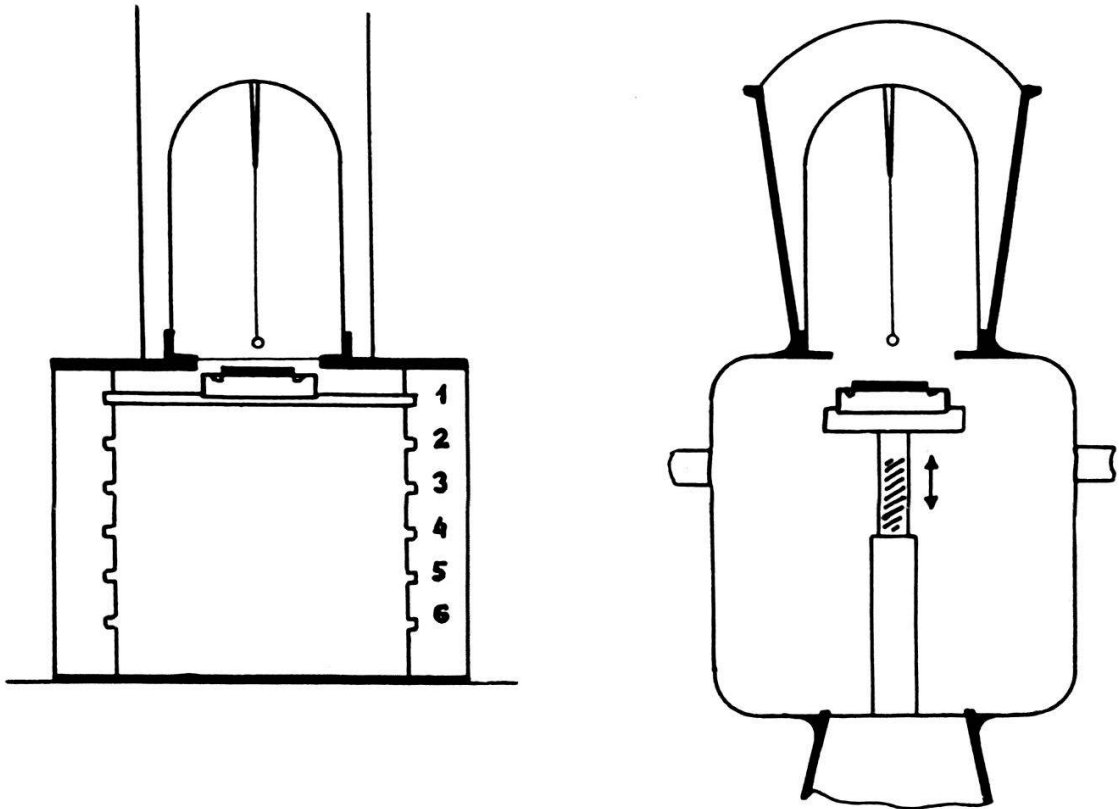


Fig. 5

Dans le premier cas, le détecteur est un compteur de Geiger-Müller à fenêtre mince en bout (type Tracerlab TGC 1), fixé à un dispositif porteur des sources réalisé en verre organique (VOS).

Dans le second cas, le détecteur est constitué par un tube compteur semblable au précédent, mais dépourvu de fenêtre de mica, et placé dans une enceinte de verre étanche remplie du gaz de comptage. Ce détecteur fonctionne en régime de Geiger-Müller. Comme le montre la fig. 5, un dispositif à vis permet de placer la source à différentes distances du compteur, à l'intérieur de l'enceinte de verre.

3. RÉSULTATS

Pente asymptotique τ_{∞}

Avec des supports en verre organique, et un compteur de Geiger-Müller à fenêtre mince, les valeurs moyennes obtenues pour la pente asymptotique τ_{∞} sont données au tableau 1, pour six géométries différentes :

TABLEAU 1

Position de la source	Distance entre source et compteur (cm)	Epaisseur massique totale entre source et volume sensible (mg/cm ²)	Valeur de τ_{∞} (cm ² /mg)
1	0,6	2,4	$0,32_5 \pm 0,01$
2	1,7	$3,7_5$	$0,31_5 \pm 0,01$
3	2,8	5,1	$0,31_5 \pm 0,01$
4	3,9	$6,4_5$	$0,32_5 \pm 0,01_5$
5	5,0	7,8	$0,36 \pm 0,01_5$
6	6,1	$9,1_5$	$0,38_5 \pm 0,01_5$

Avec des supports en aluminium, et le même compteur de Geiger-Müller, les valeurs moyennes obtenues pour la pente asymptotique τ_{∞} sont données au tableau 2, pour les mêmes géométries :

TABLEAU 2

Position de la source	Distance entre source et compteur (cm)	Epaisseur massique totale entre source et volume sensible (mg/cm ²)	Valeur de τ_{∞} (cm ² /mg)
1	0,6	2,4	$0,31_5 \pm 0,01$
2	1,7	$3,7_5$	$0,31_5 \pm 0,01$
3	2,8	5,1	$0,32_5 \pm 0,01$
4	3,9	$6,4_5$	$0,35 \pm 0,01$
5	5,0	7,8	$0,35_5 \pm 0,01$
6	6,1	$9,1_5$	$0,36 \pm 0,01$

Enfin, avec les mêmes supports, mais avec un compteur de Geiger-Müller sans fenêtre, à circulation gazeuse, les valeurs moyennes obtenues pour la pente asymptotique τ_{∞} sont données au tableau 3, pour quatre géométries :

TABLEAU 3

Position de la source	Distance entre source et compteur (cm)	Epaisseur massique totale entre source et volume sensible (mg/cm ²)	Valeur de τ_{∞} (cm ² /mg)
A	0,9	0,2	$0,32_5 \pm 0,01_5$
B	1,4	0,3	$0,33 \pm 0,01_5$
C	2,0	0,4	$0,32_5 \pm 0,01_5$
D	2,5	0,5	$0,31_5 \pm 0,01_5$

Dans les tableaux précédents, il apparaît une légère augmentation de τ_{∞} avec la distance entre source et détecteur, et notamment avec

l'épaisseur massique totale entre la source et le volume sensible du détecteur. La figure 6 donne la représentation graphique de τ_∞ en fonction de cette épaisseur m_e .

La relation empirique suivante peut en être déduite :

$$\tau_\infty = (\tau_\infty)_{m_e = 0} \cdot e^{k_T \cdot m_e}$$

$$(\tau_\infty)_{m_e = 0} = 0,32 \pm 0,02 \text{ cm}^2/\text{mg}$$

$$k_T = 0,013 \pm 0,002 \text{ cm}^2/\text{mg}$$

Elle montre bien que les atténuations internes et externes ne sont pas rigoureusement exponentielles puisqu'elles ont une action l'une sur l'autre. Si la variation de τ_∞ reste faible, elle n'en est pas moins sen-

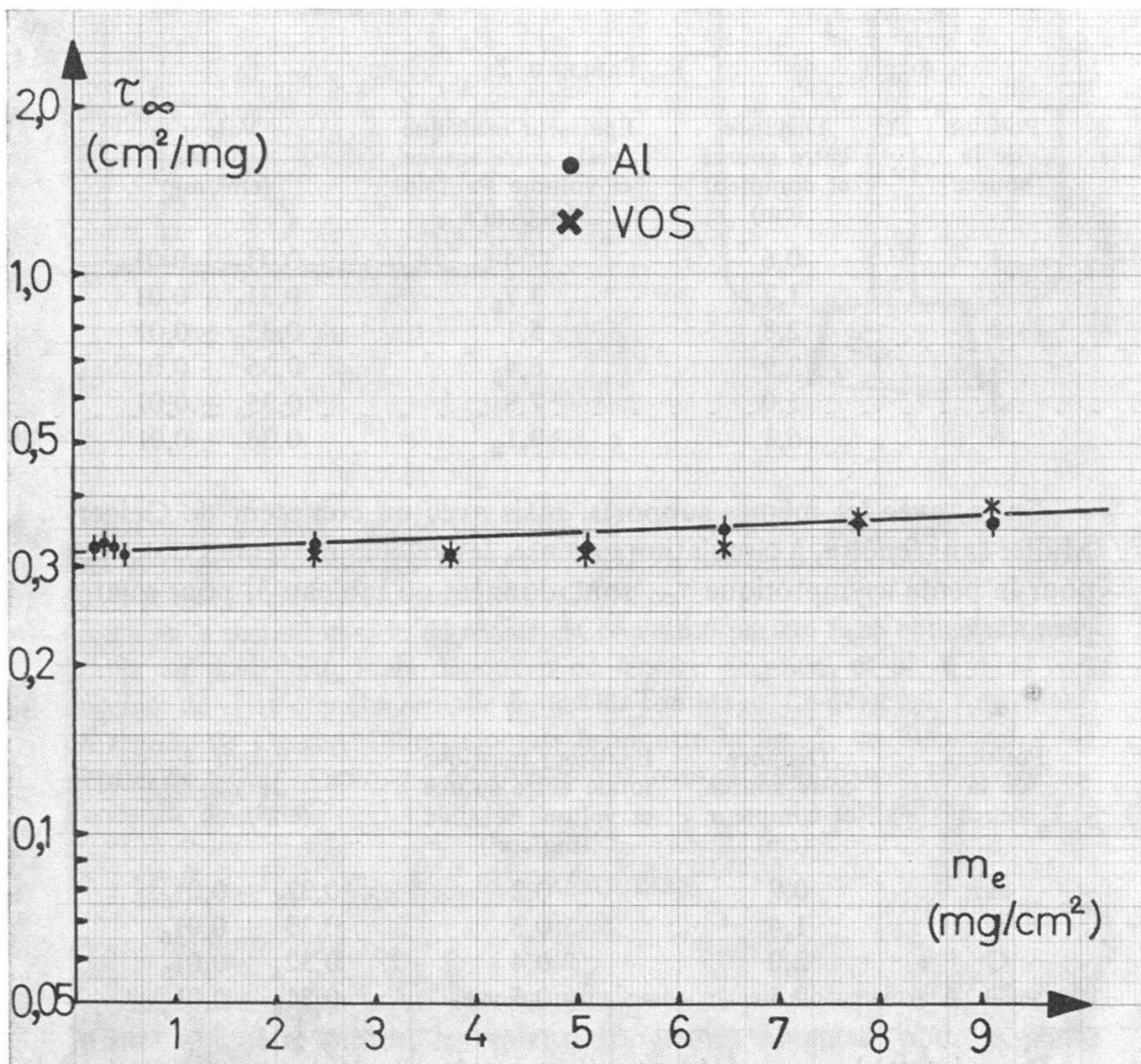


Fig. 6

sible, et dépasse 10 % pour une épaisseur massique de 5 mg/cm². Toutefois, lorsque les détecteurs ont des fenêtres qui atteignent cette épaisseur massique, ils n'ont plus un grand intérêt pour la mesure de l'activité de sources de carbone-14, la perte de comptage due à l'absorption externe étant par trop considérable. Pratiquement, la variation de τ_∞ en fonction de l'épaisseur massique m_e est négligeable. Ce résultat rappelle celui trouvé précédemment pour les émetteurs β durs, comme le phosphore-32 (réf. 2).

Enfin, la comparaison des tableaux 1 et 2 montre qu'il n'y a pas de différence significative entre les valeurs de τ_∞ pour les supports de nature différente. Là, aussi, le résultat précédemment trouvé pour un émetteur β de plus grande énergie, le phosphore-32, est confirmé.

Abscisse à l'origine m_o

Avec des supports en verre organique et un compteur de Geiger-Müller à fenêtre mince, les valeurs moyennes obtenues pour l'abscisse à l'origine m_o sont données au tableau 4, pour 6 géométries différentes :

TABLEAU 4

Position de la source	Distance entre source et compteur (cm)	Géométrie moyenne approximative (stéradians)	Valeur de m_o (mg/cm ²)
1	0,6	2,0	0,59 ₅ ± 0,10
2	1,7	1,0	0,76 ₅ ± 0,10
3	2,8	0,5	0,88 ± 0,10
4	3,9	0,3	1,07 ₅ ± 0,10
5	5,0	0,2	1,24 ₅ ± 0,10
6	6,1	0,15	1,27 ₅ ± 0,10

Avec des supports en aluminium, et le même compteur de Geiger-Müller, les valeurs moyennes obtenues pour l'abscisse à l'origine m_o sont données au tableau 5, pour les mêmes géométries :

TABLEAU 5

Position de la source	Distance entre source et compteur (cm)	Géométrie moyenne approximative (stéradians)	Valeur de m_o (mg/cm ²)
1	0,6	2,0	0,26 ± 0,10
2	1,7	1,0	0,42 ± 0,10
3	2,8	0,5	0,54 ± 0,10
4	3,9	0,3	0,68 ± 0,10
5	5,0	0,2	0,79 ± 0,10
6	6,1	0,15	0,93 ₅ ± 0,10

Enfin pour les mêmes supports, mais avec le compteur de Geiger-Müller à flot gazeux, sans fenêtre, les valeurs moyennes obtenues pour la pente asymptotique τ_∞ sont données au tableau 6, pour 4 géométries :

TABLEAU 6

Position de la source	Distance entre source et compteur (cm)	Géométrie moyenne approximative (stéradians)	Valeur de m_o (mg/cm ²)
A	0,9	1,6	0,20 ± 0,10
B	1,4	1,1	0,34 ± 0,10
C	2,0	0,8	0,45 ± 0,10
D	2,5	0,6	0,46 ± 0,10

Dans les trois tableaux, on observe une augmentation de m_o avec la distance entre source et détecteur, et notamment avec la géométrie moyenne, exprimée en stéradians (angle solide moyen dont on voit le volume sensible du détecteur depuis la source). La fig. 7 donne la représentation graphique de m_o en fonction de cette géométrie moyenne (voir p. 79).

La relation empirique suivante peut en être déduite :

$$m_o = k_s - k_g \ln \Omega$$

avec les valeurs :

$$\begin{aligned} k_g &= 0,27 \pm 0,02 && \text{(indépendante du support)} \\ k_s &= 0,76 \pm 0,02 && \text{(pour les supports de VOS)} \\ k_s &= 0,37 \pm 0,02 && \text{(pour les supports de Al)} \end{aligned}$$

Cette relation est importante, car elle permet en quelque sorte de déterminer le degré auquel la courbe d'auto-atténuation $S(m)$ approche d'une exponentielle simple.

Ainsi, lorsque la géométrie de la source diminue, la courbe d'auto-atténuation s'éloigne de cette forme simple et inversement. Par ailleurs, la variation de k_s montre bien que lorsque le nombre atomique du support augmente, la courbe d'auto-atténuation se rapproche de la forme simple et inversement.

4. CONCLUSION

Les résultats confirment ceux qui furent obtenus précédemment (réf. 2) dans le cas de rayons β d'énergies plus élevées. Il est possible d'envisager des supports de nombre atomique tels que pour une certaine géométrie, l'abscisse à l'origine m_0 soit nulle, et que l'auto-atténuation suive une relation exponentielle simple (au moins avec une bonne approximation).

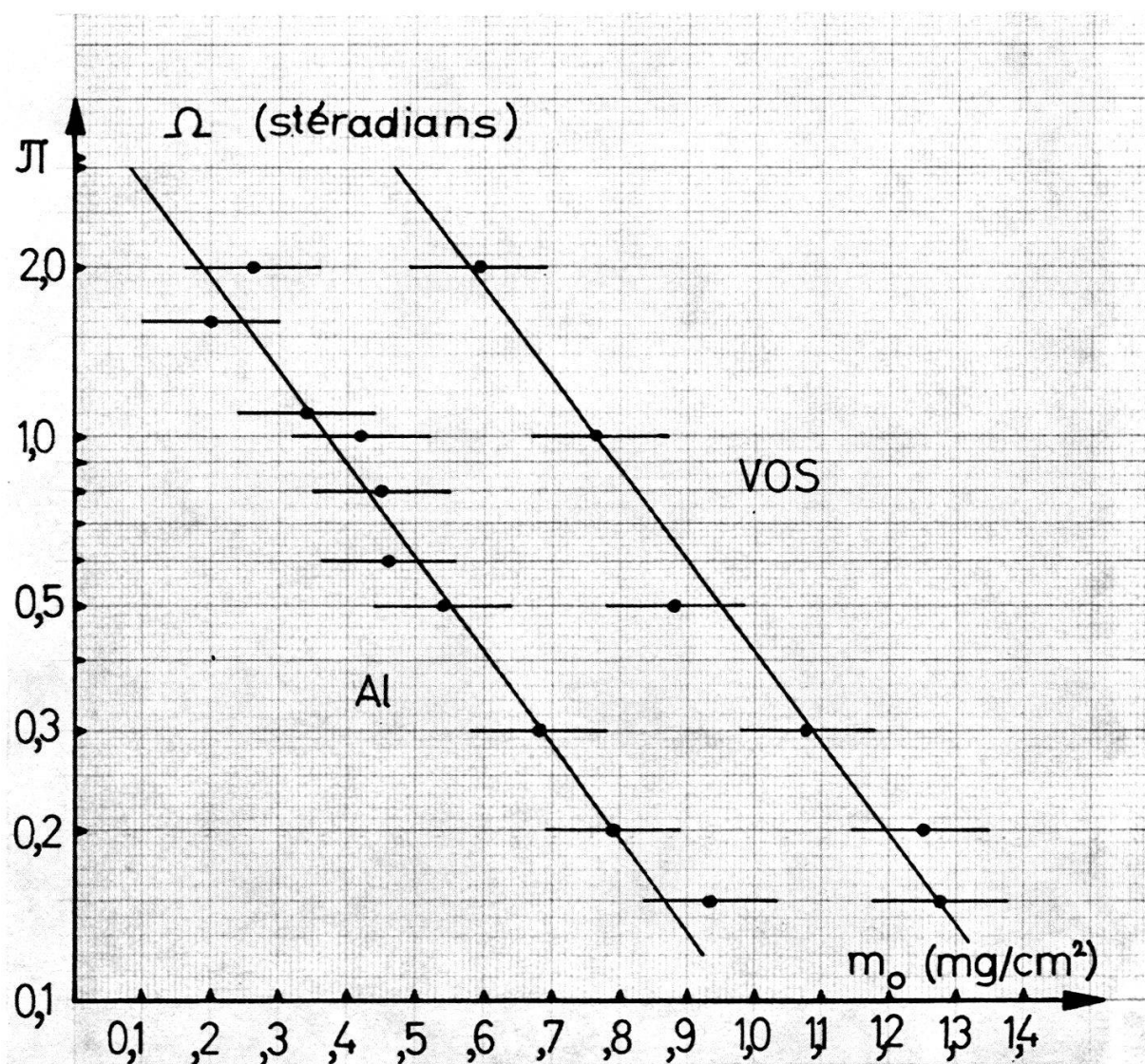


Fig. 7

L'emploi de supports en cuivre ou en acier doit déjà permettre (comparer avec fig. 7) d'obtenir un tel résultat pour des géométries facilement réalisables expérimentalement.

Nous tenons à remercier le Fonds National de la Recherche Scientifique, grâce aux crédits duquel ce travail a pu être réalisé.

BIBLIOGRAPHIE

1. P. LERCH. 1953. — Publication Centenaire EPUL (Lausanne).
2. P. LERCH. 1953. — *Helv. Physica Acta* 26, 663.

Manuscrit reçu le 8 décembre 1961.