

PRÉSIDENCE DU CONSEIL

COMMISSARIAT A L'ÉNERGIE ATOMIQUE

**MESURE DE LA LONGUEUR DE DIFFUSION
DES NEUTRONS THERMIQUES DANS
L'OXYDE DE BERYLLIUM**

J. C. KŒCHLIN, J. MARTELLY et V. P. DUGGAL

Rapport C.E.A. n° 399

1955

Centre d'Études nucléaires de Saclay

Service de Recherches

Rapport C.E.A. n° 399

MESURE DE LA LONGUEUR DE DIFFUSION DES NEUTRONS

THERMIQUES DANS L'OXYDE DE BERYLLIUM

par

J.C. KOEHLIN, J. MARTELLY

Service de Neutronique expérimentale

et

V.P. DUGGAL

Commission de l'Energie atomique indienne

Communication du C.E.A. à la Conférence de Genève

- Août 1955 -

1er juin 1955.

MESURE DE LA LONGUEUR DE DIFFUSION DES NEUTRONS
THERMIQUES DANS L'OXYDE DE BERYLLIUM

par MM. J.C. KOECHLIN (1), J. MARTELLY (2), V.P. DUGGAL (3).

SOMMAIRE :

La longueur de diffusion des neutrons thermiques dans l'oxyde de béryllium (Be O) a été obtenue en étudiant la répartition spatiale des neutrons dans un massif parallélépipédique de cette matière placée devant la colonne thermique de la Pile de Saclay.

La densité moyenne de l'oxyde de béryllium est de 2,95 gr/cm³, la densité moyenne du massif de 2,92 gr/cm³.

La valeur de la longueur de diffusion, déduite des mesures effectuées est :

$$L = 32,7 \pm 0,5 \text{ cm (écart probable)}$$

Des remarques sont formulées quant à l'influence de la répartition spectrale du flux de neutrons utilisé.

(1) et (2) Service de Neutronique Expérimentale au C.E.A.

(3) de la Commission de l'Energie Atomique Indienne.

PRINCIPE DE LA MESURE :

Un massif d'oxyde de béryllium reçoit par une de ses faces un courant de neutrons thermiques qui diffusent à son intérieur.

D'après la théorie élémentaire de la diffusion, dans un volume quelconque ne contenant pas de source de neutrons thermiques, la densité ρ de neutrons est régie par l'équation :

$$\nabla^2 \rho - \frac{\rho}{L^2} = 0 \quad (1)$$

où L est la longueur de diffusion.

Pour déterminer L , il suffit d'analyser la répartition spatiale de la densité ρ dans le massif en expérimentation, qui est, dans notre cas, un parallélépipède rectangle de dimensions a_0 , b_0 , c_0 . Les axes Ox , Oy , Oz permettant de repérer un point dans l'espace sont choisis parallèlement aux arêtes ; l'origine des coordonnées est au centre de la face $z = 0$ opposée à celle par laquelle les neutrons pénètrent dans le massif.

Les conditions aux limites s'écrivent :

$$\rho = 0 \quad \text{pour} \quad \begin{array}{l} x = \pm a/2 \\ y = \pm b/2 \\ z = -e \end{array} \quad (2)$$

e étant la " longueur d'extrapolation ", prévue par la théorie du transport.

$$\begin{array}{l} \text{On a donc} \\ a = a_0 + 2e \\ b = b_0 + 2e \end{array}$$

La solution générale de l'équation (1) s'écrit alors :

$$\rho = \sum_{l,m} A_{lm}(z) \cos \frac{l\pi x}{a} \cos \frac{m\pi y}{b} \quad (3)$$

avec :

$$A_{lm}(z) = A'_{lm} \text{Sh } \gamma_{lm}(z+e) \quad (4)$$

Lorsque seul subsiste le premier harmonique, ce qui est pratiquement le cas dans notre expérience, on tire L de la relation

$$\frac{1}{L^2} = \gamma_{11}^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 \quad (5)$$

Il reste à déterminer γ_{11} -

De l'étude expérimentale des répartitions des densités de neutrons dans 3 plans équidistants de cotes z_1 , z_2 , z_3 , on déduit les coefficients $A_{11}(z_1)$, $A_{11}(z_2)$, $A_{11}(z_3)$, d'où l'on peut tirer γ_{11} par la relation

$$\text{Ch } \gamma_{11}(z_1 - z_2) = \frac{A_{11}(z_1) + A_{11}(z_3)}{2 A_{11}(z_2)} \quad (6)$$

DISPOSITIF EXPERIMENTAL :

1 - Massif d'oxyde de béryllium :

L'axe de la colonne thermique de la pile de Saclay étant horizontal, le massif se trouve irradié par l'une de ses faces verticales.

Son axe de symétrie horizontal Oz coïncide avec celui de la colonne thermique. La face d'entrée du massif est séparée du milieu multiplicateur, source des neutrons utilisés, par une épaisseur de 4 m de graphite.

Le massif est constitué d'un empilement régulier de 1800 briques d'oxyde de béryllium de dimensions 100 x 100 x 50 mm. (tolérance $\pm 0,1$ mm), occupant au total un volume de 0,9 m³ et pesant 2,655 tonnes, la densité moyenne de l'oxyde de béryllium fritté étant de 2,95 gr/cm³ (1).

Les fluctuations de poids des briques individuelles sont au maximum de l'ordre de 2 %.

Lors de leur empilement, on a pris soin d'intercaler régulièrement les briques provenant de lots différents, afin d'éviter toute inhomogénéité importante de la densité à l'intérieur du massif.

Les dimensions du massif sont :

$$a_0 = 100 \text{ cm}$$

$$b_0 = 101 \text{ cm}$$

$$c_0 = 90 \text{ cm}$$

(voir figure 1)

Il n'a pas été possible lors de l'usinage des briques de prévoir des logements pour les détecteurs. Les mesures sont effectuées dans 36 canaux horizontaux de section rectangulaire 50 x 5 mm, ménagés entre les rangées de briques à raison de deux canaux par lit et répartis régulièrement dans l'empilement suivant le schéma de la figure 1. Dans ces conditions, la densité moyenne du massif est de 2,92 gr/cm³.

Entre la face de sortie de la colonne thermique et le massif d'oxyde de béryllium est interposé un bloc de graphite de même section verticale 100 x 101 cm et de longueur 60 cm. Son rôle est d'amortir les harmoniques supérieurs de la densité de neutrons, afin de permettre d'exploiter avec la précision optimum les mesures effectuées dans l'oxyde de béryllium.

Le massif est recouvert sur toutes ses faces, sauf celle qui est placée en regard de la source de neutrons, d'un revête-

ment de feuilles de cadmium d'épaisseur 0,4 mm afin d'éviter la pénétration de neutrons thermiques par ces faces.

2 - Matériel de mesure :

Les détecteurs de neutrons thermiques utilisés sont des feuilles d'un alliage manganèse-nickel (90 % Mn - 10 % Ni) de surface 8cm² et d'épaisseur 0,1 mm.

Les détecteurs sont montés dans des cadres de plexiglass et l'erreur à craindre sur leur position est 0,3 mm.

L'activation de l'isotope Ni⁶² (abondance 3,6 %) ne présente pas d'inconvénient, la période du Ni⁶³ étant égale (2,6 h.) à celle du Mn⁵⁶.

Les activités de ces détecteurs sont comptées à l'aide de dix installations d'un type classique : compteurs GM pour rayons β (paires de compteurs couplés en parallèle) - préamplificateur - haute tension et échelle de 100 ou de 1000 - Chaque détecteur, étalonné au préalable à l'aide d'une source étalon de densités de neutrons, est étudié par chacune des dix installations étalonnées. Les corrections classiques de temps mort et de mouvement propre sont appliquées, l'efficacité des installations de comptage étant contrôlée à l'aide d'étalons d'uranium.

On s'affranchit des fluctuations de la puissance de la pile et des appareils de comptage en rapportant toutes les activités mesurées à celle d'un détecteur témoin placé à chaque irradiation au même point de l'empilement.

MESURES :

Sept plans de mesures ont été explorés : ce sont les plans parallèles à la face Oxy, dont les cotes sont respectivement: z = 80, 70, 60, 50, 40, 30 et 20 cm.

Afin de contrôler d'éventuels effets perturbateurs, une série de mesures a été effectuée en obturant la source des neutrons thermiques issus de la pile par interposition d'une plaque de cadmium entre le massif et la colonne thermique.

La densité résiduelle de neutrons observée dans ces conditions est de l'ordre de 0,3 % de la densité normale, et leurs répartitions spatiales sont analogues.

Ceci prouve que dans les conditions de cette expérience, aucune source parasite (apport de neutrons rapides extérieurs, création dans le massif de neutrons par réaction (γ, n) sur le béryllium, etc....) ne vient perturber les mesures.

Un autre contrôle a consisté à obturer le canal de mesure avec des plaquettes de graphite : on constate que la densité de neutrons observée est légèrement inférieure à celle qui est mesurée lorsque le canal est ouvert, mais la répartition n'est pas modifiée de façon sensible (la réduction quasi uniforme des densités est de l'ordre de 0,5 %).

RESULTATS DES MESURES :

Dans tous les plans, même le plus rapproché de la source ($z = 80$ cm), la répartition $\rho(x, y)$ des densités est représentée, avec une très bonne précision, par une expression de la forme $A_{11} \cos \frac{\pi x}{a} \cos \frac{\pi y}{b}$, sans contribution des harmoniques supérieurs. (fig 2)

Une étude systématique de l'argument du cosinus dans tous les plans de mesure nous a conduits à adopter les valeurs uniformes:

$$\begin{aligned} a &= 103,4 \pm 0,4 \text{ cm} \\ b &= 104,4 \pm 0,4 \text{ cm} \\ \text{soit } e &= 1,7 \pm 0,2 \text{ cm} \end{aligned}$$

Cette valeur est notablement supérieure à celle calculée par la théorie du transport.

En effet, en utilisant une valeur de λ_t donnée par R. STEPHENSON (2) ($\lambda_t = 1,65$ cm pour de l'oxyde de béryllium de densité $2,80$ gr/cm³), on obtient :

$$\begin{aligned} \lambda_t &= 1,57 \text{ cm} \\ e &= 0,71 \lambda_t = 1,1 \text{ cm.} \end{aligned}$$

Le même désaccord a déjà été signalé par D.J. Hughes (3) à propos d'une expérience très analogue réalisée sur le béryllium.

Nous en reparlerons dans la discussion des résultats.

Etant donné que, pour l'oxyde de béryllium, aucune valeur expérimentale de λ_t n'a jusqu'ici été publiée, à notre connaissance, il nous a paru plus justifié d'adopter la longueur d'extrapolation empirique (1,7 cm) qui nous fournit la meilleure représentation de la densité sous la forme $A_{11} \cos \frac{\pi x}{a} \cos \frac{\pi y}{b}$

Des répartitions observées dans les sept plans de mesure, nous avons pu aisément déduire les sept valeurs des coefficients $A_{11}(z)$.

La densité de neutrons sur l'axe Oz, $A_{11}(z)$ est, avec une bonne précision, représentée par une fonction de la forme $A'_{11} \text{Sh } \gamma_{11}(z+e)$ elle-même pratiquement confondue avec une fonction exponentielle $A''_{11} e^{-\gamma_{11} z}$ entre les plans $z = 80$ cm et

$z = 50 \text{ cm}$ (fig.3).

En groupant par trois ces valeurs $A_{11}(z)$, nous déduisons γ_{11} et L à l'aide des équations (6) et (5) - Les résultats ainsi obtenus sont réunis dans le tableau ci-dessous :

Groupes $A_{11}(z)$			γ_{11} en m^{-1}	L en cm
z_1	z_2	z_3		
80	60	40	$5,28 \pm 0,03$	$32,3 \pm 0,8$
70	50	30	$5,25 \pm 0,03$	$32,8 \pm 0,8$
60	40	20	$5,21 \pm 0,04$	$33,6 \pm 1,0$
80	50	20	$5,26 \pm 0,02$	$32,7 \pm 0,6$

La valeur moyenne est

$$L = 32,7 \pm 0,5 \text{ cm (écart probable).}$$

DISCUSSION DES RESULTATS :

La valeur de la longueur de diffusion des neutrons thermiques dépend évidemment de la répartition spectrale du flux de neutrons utilisé dans l'expérience de diffusion. Cette répartition dépend à son tour de la nature de la source et de la forme et des dimensions du dispositif expérimental.

D'une part, la distribution spectrale des neutrons diffusés par le graphite du réflecteur et de la colonne thermique de la pile peut ne pas être rigoureusement Maxwellienne et, d'autre part, il est possible qu'elle se modifie encore légèrement au fur et à mesure que les neutrons diffusent dans le milieu en expérimentation.

En fait, un examen approfondi des résultats expérimentaux laisse apparaître qu'il n'est pas possible de représenter rigoureusement par une fonction $Sh(\alpha(z+e))$ la densité des neutrons sur l'axe Oz . La figure 4, où l'on a porté en fonction de z le logarithme du rapport de la densité ρ observée à la fonction $Sh(0,0526(z+1,7))$, met en évidence les écarts en les exaltant considérablement.

Cette anomalie (qu'on ne peut pas réduire par un ajustement des valeurs de α et de e) est à rapprocher du désaccord entre la valeur de a empirique et la valeur $a_0 + 2e$ (e prévu par la théorie du transport).

L'un et l'autre effet montrent que les faibles densités des neutrons sont, en valeur relative, plus élevées que celles prévues par la théorie classique de la diffusion des neutrons thermiques.

Cela se traduit par une augmentation apparente de la longueur de diffusion lorsque les neutrons progressent dans le massif.

Un tel effet peut s'interpréter par une évolution du spectre des neutrons qui se modifierait par un phénomène de filtration au fur et à mesure de leur diffusion.

Il apparaît donc que les régions de plus forte densité de neutrons seraient les moins sensibles à cette perturbation et cette considération nous a incités à attribuer à ces régions un poids plus élevé dans le calcul de la longueur de diffusion.

Quelques expériences complémentaires sont actuellement en cours, qui visent à déterminer avec quelle sensibilité une modification de la répartition spectrale des neutrons peut influencer sur la valeur expérimentale de la longueur de diffusion.

REMERCIEMENTS :

Nous remercions Monsieur Vendryès, Chef du Service de Neutronique Expérimentale, de l'intérêt qu'il a bien voulu prendre à notre travail et des suggestions qu'il nous a apportées au cours de nombreux échanges d'idées.

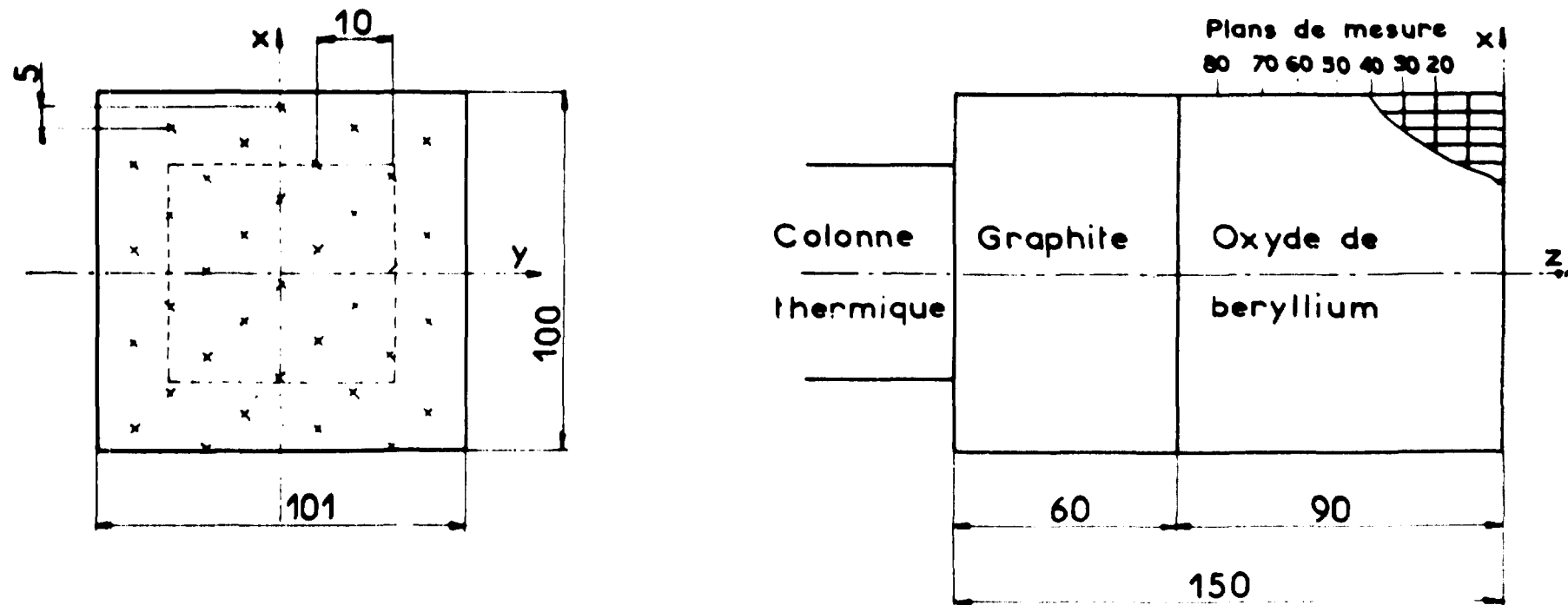
- L'un de nous (V.P. Duggal) désire exprimer sa reconnaissance à l'égard du " Department of Atomic Energy " du Gouvernement de l'Inde pour le soutien financier qui lui a permis de séjourner au Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay. Il tient également à remercier le Commissariat français à l'Energie Atomique pour l'aimable accueil qui lui a été réservé. -

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- (1) Voir la communication de MM. R. Caillat et R. Pointud :
" Frittage de l'oxyde de béryllium ".
- (2) Stephenson R. Introduction to Nuclear Engineering - Mc. Graw Hill , Book Company , Inc. - p. 377 - New-York - (1954).
- (3) Hughes D.J. - Pile neutron Research , Addison Wesley Publishing Company Inc. p.221 - Cambridge , Mass. (1953).

Fig. 1

Empilement



les croix(x) indiquent les points de mesure

cotes en cm

Fig. 2

Répartition du flux thermique dans l'oxyde de beryllium
suivant une verticale dans le plan $Z = 80$ cm.

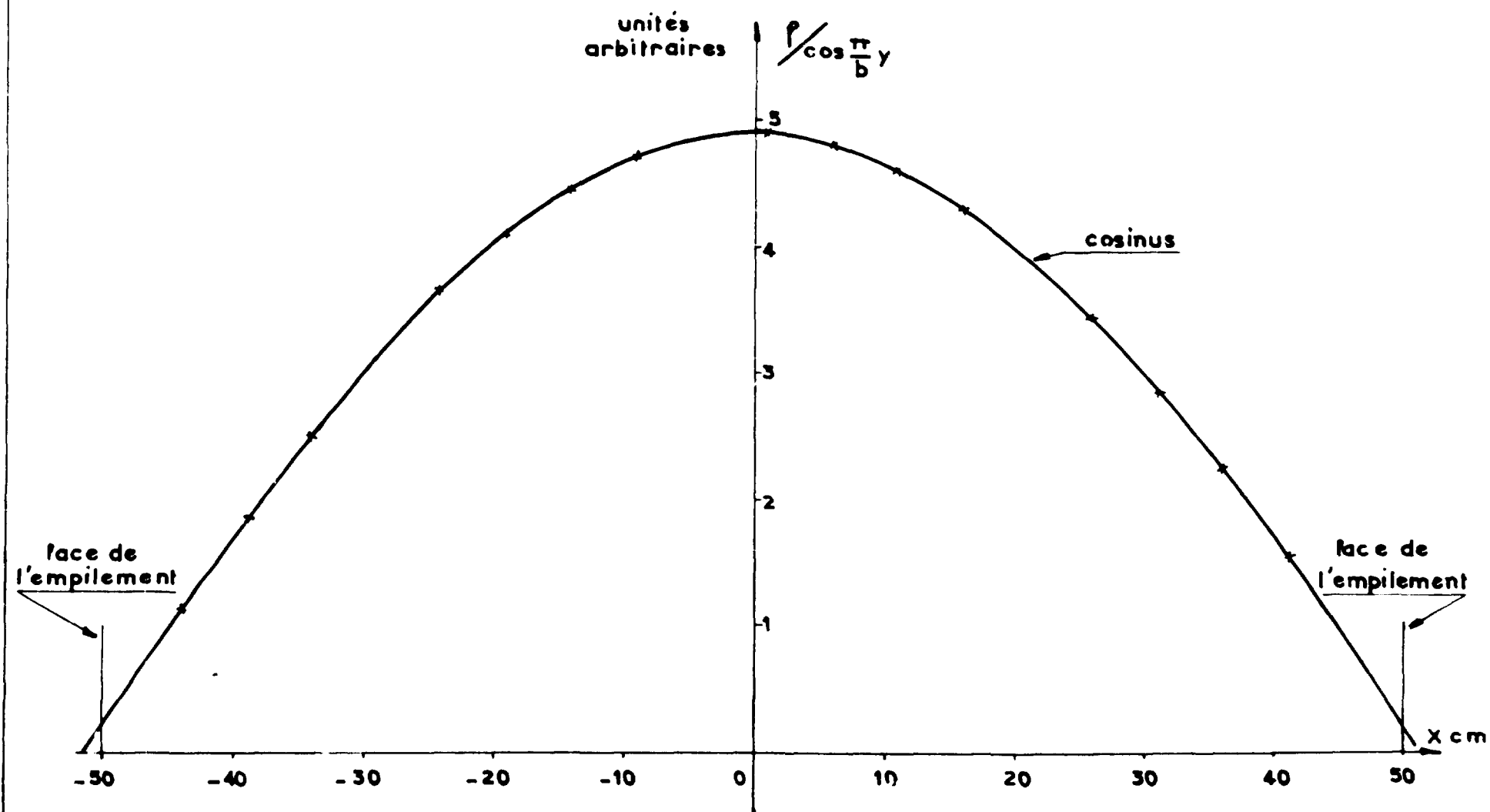


Fig. 3 Répartition du flux thermique dans l'oxyde de beryllium suivant l'axe horizontal de l'empilement

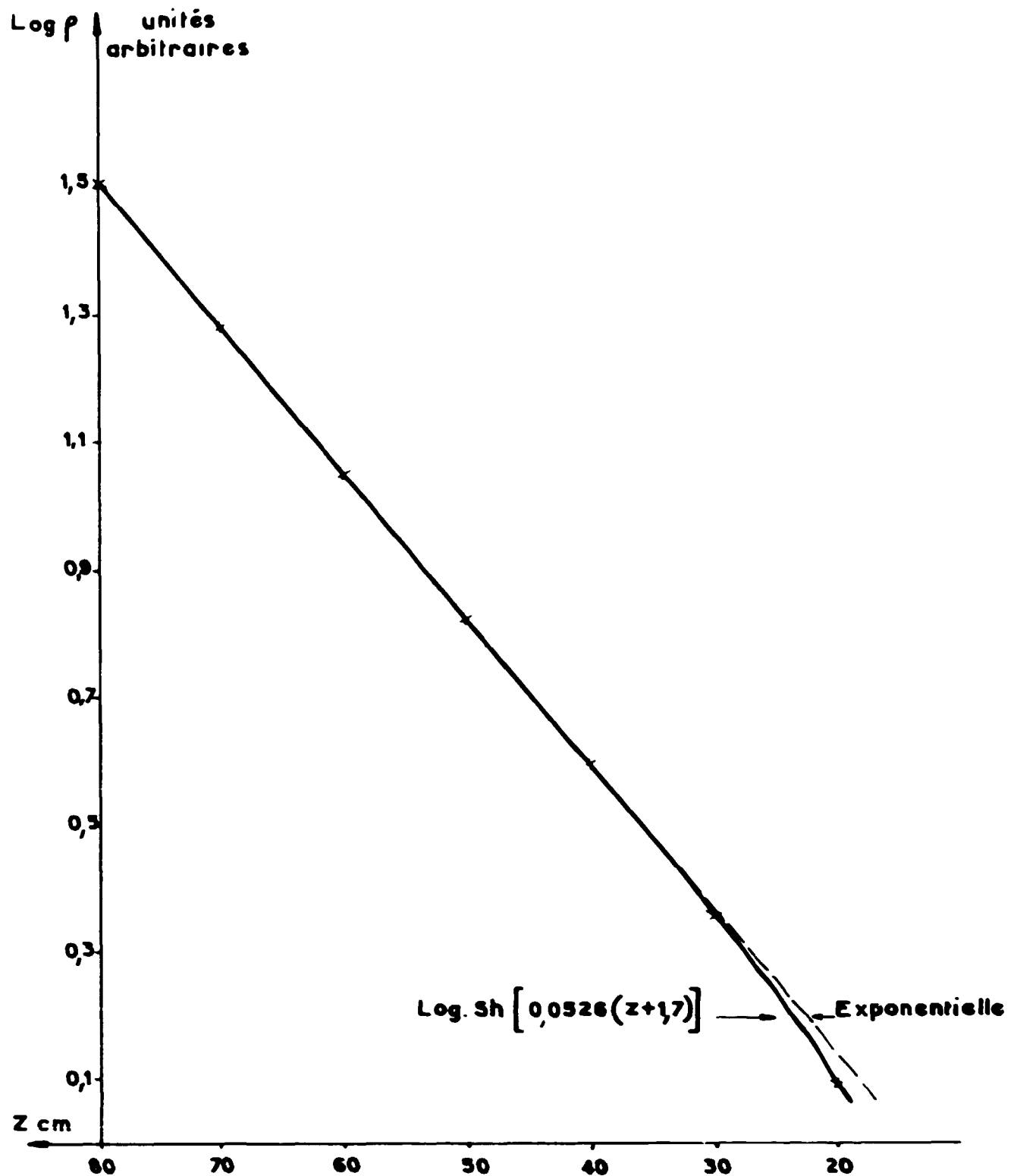
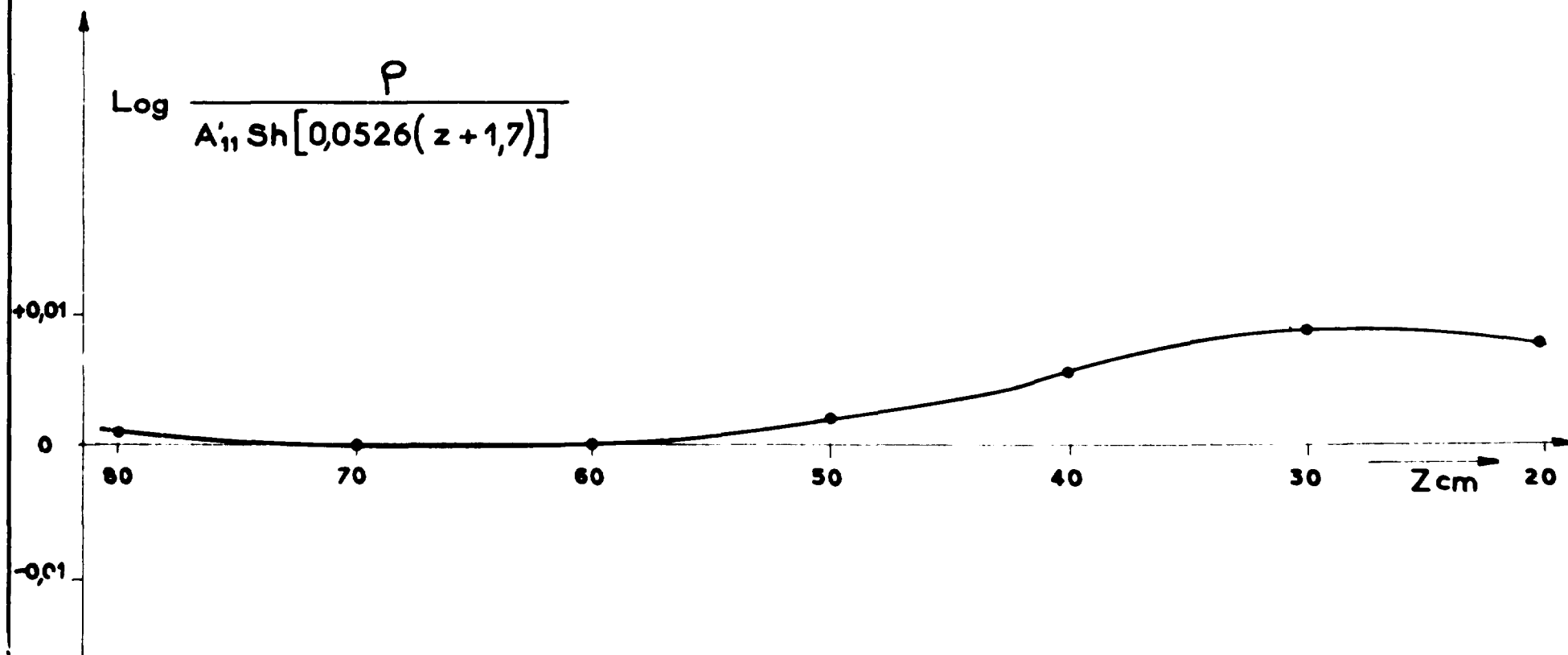


Fig. 4



FIN