Zeitschrift: Bulletin technique de la Suisse romande

Band: 90 (1964)

Heft: 19: Association amicale des anciens élèves de l'École polytechnique de l'Université de Lausanne, Congrès mondial, Lausanne, 18-22 septembre 1964

Artikel: Mesures de réactivité par sources de neutrons pulsées

Autor: Gavin, P.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-67000

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: 09.12.2025

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

b) le *spectre des neutrons* de source étant différent de celui des neutrons de fission, il faut ajuster les paramètres nucléaires du réseau ;

c) difficulté de mesurer avec précision les coefficients de multiplication k et K_e.

BIBLIOGRAPHIE

1] B. Vittoz, P. Berthet, P. Gavin, C. Mandrin, P. Robert, J. Thurnheer : Assemblage sous-critique à uranium enrichi et eau légère — réalisation, coût et application. *Exponential and Critical Experiments*, vol. I, p. 355-370. Agence internationale de l'Energie atomique (Vienne, 1964).

[2] O. Reifenschweiler : *Nucleonics*, *18*, nº 12, p. 69-71 (décembre 1960).

[3] S. Glasstone, M. C. Edlund : *The Elements of Nuclear Reactors* (Van Nostrand, New York).

[4] B. Vittoz, *Bulletin technique de la Suisse romande*, nº 14 (juillet 1959).

[5] B. Vittoz, Ch. Mandrin, Ph. Robert, P. Gavin et Ph. Berthet, article qui sera présenté à la 3e Conférence internationale de Genève : « L'atome pour la paix », septembre 1964, P/695.

MESURES DE RÉACTIVITÉ PAR SOURCES DE NEUTRONS PULSÉES

P. GAVIN, ingénieur électricien EPUL, Laboratoire de génie atomique de l'Ecole polytechnique de l'Université de Lausanne [1]

Dans le projet d'un réacteur, la taille critique, c'est-à-dire le volume minimum qui permet une réaction en chaîne entretenue, est une grandeur très importante à déterminer. Un réacteur critique est caractérisé par un coefficient de multiplication effectif $k_e = 1$.

Si $k_e > 1$, le niveau de flux augmente dans le temps.

Si $k_e < 1$, le niveau de flux diminue exponentiellement.

La mesure de l'exposant de l'exponentielle permet de déterminer k_e, ainsi que les constantes nucléaires qui caractérisent le milieu. On peut donc en déduire la taille qu'il faut donner au cœur pour le rendre critique.

En théorie à un groupe de neutrons, l'équation du flux de neutrons est :

$$D \nabla^2 \varnothing - \Sigma_a \varnothing + k \Sigma_a \varnothing = \frac{1}{v} \frac{d\varnothing}{dt} \qquad (1)$$

Dans un réacteur cylindrique, le flux est une fonction du rayon r, de la hauteur z et du temps t. On sépare ces trois variables en posant :

$$\varnothing (r, z, t) = R(r) \; Z(z) \; T(t) \qquad (2)$$

En exprimant le laplacien ∇^2 en coordonnées cylindriques, l'équation (2) devient :

$$\frac{D}{R}\left(\frac{d^2R}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dR}{dr}\right) + \frac{D}{Z}\frac{d^2Z}{dz^2} + (k-1)\Sigma = \frac{1}{vT}\frac{dT}{dt} \qquad (3)$$

ou :

$$\frac{1}{R}\left(\frac{d^2R}{dr^2} + \frac{1}{R}\frac{dR}{dr}\right) + \frac{1}{Z}\frac{d^2Z}{dz^2} - \frac{1}{D_oT}\frac{dT}{dt} = -\frac{k-1}{L^2}$$

avec

$$L^2 = \frac{D}{\Sigma} \text{ et } D_o = vD$$

On pose :

$$\frac{1}{R}\left(\frac{d^2R}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dR}{dr}\right) = -\alpha^2 \quad \frac{1}{Z}\frac{d^2Z}{dz^2} = -\gamma^2 \quad \frac{1}{D_oT}\frac{dT}{dt} = \lambda$$

$$\frac{k-1}{L^2} = B_m^2$$

Les solutions sont, compte tenu des symétries (fig. 1)

$$R(r) = \sum_i A_i J_o(\alpha_i r) \quad \alpha_i = \frac{j_{oi}}{R} \quad j_{oi} = \text{zéros de la fonction de Bessel } J_o \qquad (4)$$

$$Z(z) = \sum_n C_n \sin \gamma_n z \quad \gamma_n = \frac{n\pi}{H} \qquad (5)$$

En substituant dans (3), on obtient,

$$\alpha_i^2 + \gamma_n^2 + \lambda = B_m^2 \qquad (6)$$

Si l'on sépare les neutrons de haute et de basse énergie, on obtient les deux équations différentielles suivantes, en théorie à deux groupes. On néglige l'effet des neutrons retardés, qui est faible pour des grandes réactivités.

$$\left.\begin{aligned} D_1\nabla^2{}_1\varnothing - \Sigma_1\varnothing_1 + k\Sigma_2\varnothing_2 &= \frac{1}{v_1}\frac{d\varnothing_1}{dt} \text{ indice 1 : neutrons rapides} \\ D_2\nabla^2\varnothing_2 - \Sigma_2\varnothing_2 + \Sigma_1\varnothing_1 &= \frac{1}{v_2}\frac{d\varnothing_2}{dt} \text{ indice 2 : neutrons thermiques} \end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

On sépare les variables selon :

$$\varnothing_1 = R_1(r)\, Z_1(z)\, T_1(t)$$
$$\varnothing_2 = R_2(r)\, Z_2(z)\, T_2(t)$$

On substitue ces expressions dans les équations différentielles (7), qu'on résout par rapport à T_2.

$$\frac{d^2T}{dt^2} + \left(\frac{1}{l_{1in}} + \frac{1}{l_{2in}}\right)\frac{dT}{dt} - \frac{k_e - 1}{l_1\, l_2}\, T = 0 \qquad (8)$$

avec :

$$l_{in} = \frac{1}{v\Sigma(1 + L^2B_{gin}^2)} \text{ vie des neutrons } B_{gin}^2 = \alpha_i^2 + \gamma_n^2$$

$$k_{ein} = \frac{k}{(1 + L_1^2 B_{gin}^2)(1 + L_2^2 B_{gin}^2)}$$

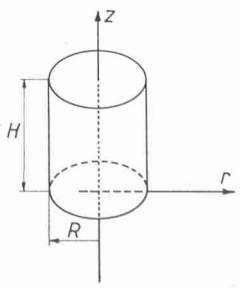

Fig. 1.

[1] Subside nº 2807 du Fonds national suisse de la Recherche scientifique.

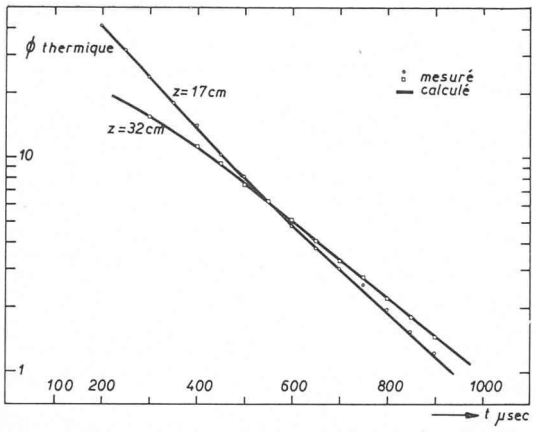

Fig. 2. — Variation du flux thermique en fonction du temps, en deux altitudes différentes.

Pour chaque harmonique d'indice in, la solution de (8) est de la forme :

$$T(t) = A_1 e^{r_1 t} + A_2 e^{r_2 t} \qquad (9)$$

avec

$$r_{\substack{1\\2}} = \frac{1}{2}\left[-\left(\frac{1}{l_1}+\frac{1}{l_2}\right) \pm \sqrt{\left(\frac{1}{l_1}+\frac{1}{l_2}\right)^2 + \frac{4\,(k_e-1)}{l_1\,l_2}}\right]$$

$r_2 \ll r_1 \ll 0$.

Le terme $e^{r_1 t}$ représente la variation du flux due aux neutrons prompts. La forme générale du flux, pendant cette variation, sera :

$$\varnothing\,(r, z, t) = J_o(\alpha\, r) \sum_n C_n \sin \gamma_n z\; e^{r_{1n} t} \qquad (10)$$

On vérifie que, dans notre géométrie, il n'y a qu'une harmonique radiale ; les coefficients C_n sont déterminés par les conditions initiales. En $t = 0$, le flux a la répartition stationnaire, due à une source de neutrons rapides sous le cœur. Si la distribution radiale de la source de neutrons est en $J_o\,(\alpha\, r)$, le flux thermique stationnaire ne contient qu'une harmonique, et a la forme :

$$\varnothing_2\,(r, z) = E\, J_o\,(\alpha\, r)$$
$$\left[sh\,\beta\,(H-z) - \frac{sh\,\beta\,H}{sh\,\beta'\,H}\, sh\,\beta'\,(H-z)\right]. \qquad (11)$$

β et β' sont des constantes propres du cœur, que l'on peut mesurer lorsque le flux est stationnaire. Lorsque le régime stationnaire est supprimé par arrêt brusque de la source de neutrons, le flux décroît dans le temps selon la loi (10). Par raison de continuité, les fonctions (10) et (11) doivent représenter la même courbe au temps $t = 0$. On peut donc déterminer les C_n en analysant la fonction $sh\,\beta\,(H-z) - \dfrac{sh\,\beta\,H}{sh\,\beta'\,H}\, sh\,\beta'\,(H-z)$ en série de Fourier des termes $C_n \sin \gamma_n z$.

On obtient :

$$C_n = sh\,\beta\,H\left(\frac{\gamma_n}{\beta^2+\gamma_n^2} + \frac{\gamma_n}{\beta'^2+\gamma_n^2}\right)$$

Les mesures ont été faites sur un cœur nu de 50 cm de diamètre et de 75 cm de hauteur, composé de 225 barres d'uranium enrichi à 0,96 % en U 235. Les courbes théoriques de variation de flux dans le temps ont été calculées avec les constantes données par le formulaire de Saclay sur les réseaux à eau légère (rapport CEA n° 807), puis mesurées à l'aide d'une source de neutrons pulsée Philips. Les résultats sont reportés sur la figure 2. On peut simplifier l'interprétation des mesures en plaçant le détecteur à un zéro de certaines harmoniques. Ainsi, un détecteur placé en $z = \dfrac{H}{2}$ ne mesurera que les harmoniques impaires. La détermination expérimentale des coefficients r_{1n} permet de retrouver la réactivité du réseau, donc la taille qu'il faudrait lui donner pour le rendre critique.

NOUVELLE SOLUTION MATHÉMATIQUE À LA THÉORIE DES SURFACES ACTIVES ET PASSIVES [1]

par Ph. ROBERT, ingénieur physicien EPUL, et B. VITTOZ, professeur EPUL, Laboratoire de génie atomique de L'EPUL

1. Introduction

Pour des raisons technologiques, la plupart des réacteurs atomiques sont du type hétérogène : le combustible est disposé selon un réseau, périodique ou non, et le modérateur occupe le volume du cœur laissé libre par le combustible. On peut aborder le calcul d'un tel réacteur de deux manières :

1° Au moyen d'une théorie dite homogène, dans laquelle on cherche à remplacer le milieu hétérogène combustible-modérateur par un milieu homogène équivalent, avant de lui appliquer une théorie de diffusion à plusieurs groupes de neutrons, par exemple.

2° En conservant au problème sa nature hétérogène, ce qui revient à traiter individuellement le combustible et le modérateur.

[1] Subside n° 2807 du Fonds national suisse de la Recherche scientifique.

La théorie des surfaces actives et passives [réf. 1], développée au Laboratoire de génie atomique, appartient à la seconde catégorie et le but de cet article est de présenter un procédé mathématique permettant d'appliquer cette méthode plus commodément dans certains cas. Mais rappelons tout d'abord les principes de base de la méthode.

Considérons un milieu multiplicateur hétérogène dans lequel les axes des éléments combustibles sont répartis sur des cylindres concentriques (fig. 1).

Pour calculer le comportement neutronique de ce milieu, on assimile chaque couronne d'éléments combustibles à une surface active cylindrique de rayon R_i. Il faut maintenant doter cette surface fictive de propriétés qui traduisent exactement la présence du combustible. En théorie, à deux groupes de neutrons il