Classification
Physics abstracts
12.47

PROCESSUS ALÉATOIRE DANS UN RÉACTEUR NUCLÉAIRE COMPTE TENU DES EFFETS DE LA TEMPÉRATURE DU COMBUSTIBLE (*)

II. DÉTERMINATION EXPÉRIMENTALE DES PARAMÈTRES DU RÉACTEUR

R. ISNARD (**)

Laboratoire de Génie Atomique de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne

(Reçu le 23 novembre 1971, révisé le 25 juillet 1972)

Résumé. — Afin de vérifier expérimentalement le modèle établi dans la première partie de l'article [4] nous avons réalisé un système de mesure des fluctuations de la population neutronique et de la température du combustible. La transformée de Fourier des courbes de corrélation, fournies par un corrélateur à 400 points nous a permis d'obtenir les densités spectrales énergétiques neutronique et thermique. Des fréquences de coupure de ces dernières nous en avons déduit le temps de vie moyen des neutrons et le coefficient d'échange thermique entre le combustible et le réfrigérant.

Abstract. — In order to prove the model built up in the first part of this paper [4], we have built an apparatus to measure the fluctuations of the neutron's population and of the fuel-temperature. The Fourier transform of the correlation curves, provided by a 400 points correlator, allowed the determination of the neutron and the thermal power spectral densities. From the cut-off frequencies of the latter we obtained the mean lifetime of neutrons and the heat transfer coefficient between the fuel and coolant.

1. Introduction. — L'analyse probabiliste, introduite dans la première partie de ce travail, nous a donné les densités spectrales énergétiques neutronique et thermique. Ces formules se simplifient, en considérant des domaines particuliers de fréquence, et permettent ainsi la détermination de paramètres du réacteur comme le temps de vie moyen des neutrons et le coefficient d'échange thermique entre le combustible et le réfrigérant.

Nous nous proposons d'exposer, dans cette seconde partie, une méthode expérimentale d'évaluation de ces paramètres.

Pour la détection des fluctuations de la population neutronique, nous disposons de deux chambres d'ionisation placées contre le cœur du réacteur et pour les fluctuations de la température du combustible de thermistances introduites dans une plaque d'un élément.

Nous pouvons à partir des enregistrements des signaux délivrés par les détecteurs calculer les fonctions de corrélation puis les densités spectrales énergétiques et de là tirer le temps de vie moyen des neutrons et coefficient d'échange thermique. La constante de décroissance des précurseurs (théorie à un groupe de neutrons retardés) peut également être estimée dans certains cas.

2. Description des réacteurs. — Les mesures ont été effectuées dans deux réacteurs du type piscine.

Le réacteur SAPHIR, de l'Institut Fédéral de Würen-

lingen, de puissance maximale 5 MW, possède un cœur d'environ 110 l. Il est constitué d'une part d'éléments à 23 plaques planes d' UAl_3 , enrichis à 90 %, et d'autre part d'éléments à 18 plaques courbes d' U_3O_8 , de même enrichissement. Le taux de combustion moyen de ces éléments était d'environ 20 %. L'eau légère qui sert à la fois de modérateur et de réfrigérant peut circuler en régime de convection naturelle ou forcée. La figure 1 montre une coupe schématique de ce réacteur avec la position des détecteurs de mesures.

FIG. 1.

1XX	Elément à plaques courbes
2XX	Elément à plaques planes
△	Barre de contrôle
X	Source $S_b - B_e$
 	Elément instrumenté pour la mesure des fluctuations de température
●	Chambre ionisation compensée

(*) Extrait du travail présenté à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne pour l'obtention du grade de docteur ès sciences techniques.

(**) Actuellement au CEA/DAM du Centre d'Etudes de Valduc (SECR).

Le réacteur SILOETTE du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, de puissance maximale 100 kW, a un cœur constitué d'éléments à 23 plaques planes, enrichis à 93 %. Son volume n'était que de 54 l, le taux de combustion moyen étant pratiquement nul. La modulation et la réfrigération sont identiques à celles de SAPHIR.

3. Dispositif de mesure et de traitement des fluctuations de la population neutronique. Détermination du temps de vie moyen des neutrons. — Le schéma de principe du système d'acquisition et d'analyse des fluctuations de la population neutronique est représenté sur la figure 2.

FIG. 2.

Les détecteurs de neutrons sont des chambres d'ionisation compensées à dépôt de ^{10}B du type RC 6 EB. Ce type de détecteurs déjà utilisés par plusieurs auteurs [1], [2], [3], ont été choisis en raison de leur bonne sensibilité aux neutrons thermiques, et de ce fait ils ont permis d'obtenir d'excellentes efficacités : 10^{-4} à 10^{-3} respectivement dans SAPHIR et SILOETTE. Les efficacités sont définies par le rapport du nombre d'événements détectés par seconde au nombre de fissions créées dans le réacteur par seconde. Les signaux délivrés par l'amplificateur de déviations sont filtrés, puis transcrits sur bande magnétique par un enregistreur à modulation de fréquence, à la vitesse de 3,75 pouces par seconde. Le rapport signal/bruit obtenu par ce dispositif est de l'ordre de 40 dB, la bande passante de 1 kHz. Les informations enregistrées lors de la mesure sont traitées ultérieurement à l'aide d'un analyseur multicanal Didac de la société « Intertechnique » qui peut être équipé soit d'un tiroir corrélateur donnant une estimation de la fonction de corrélation (400 points), soit d'un tiroir de traitement statistique donnant une estimation de la densité de probabilité du signal (250 points).

Un prétraitement est nécessaire pour sélectionner les portions d'enregistrement présentant un caractère de stationnarité du premier ordre, c'est-à-dire une valeur moyenne constante. Ce contrôle est visuel, c'est-à-dire que nous nous contentons d'échantillonner le signal, à l'aide de l'analyseur multicanal équipé du tiroir de traitement d'amplitude H 26, et de vérifier, sur l'oscilloscope incorporé, l'invariance de la valeur moyenne de la portion d'enregistrement analysée. Tous les enregistrements ayant été effectués pour une puissance du réacteur constante, si ce contrôle est satisfait, nous gardons la portion d'enregistrement

pour un traitement ultérieur. S'il n'est pas satisfait, nous l'effaçons. A la suite de ce premier tri, nous avons donc une suite de portions d'enregistrements disjointes, de valeur moyenne constante, qui ont une durée moyenne de 20 à 30 s pour des puissances élevées du réacteur (≥ 10 kW), et de 2 à 3 mn pour les faibles puissances (≤ 1 kW).

3.1 ESTIMATION DE LA DENSITÉ DE PROBABILITÉ NEUTRONIQUE. — L'analyseur multicanal équipé du tiroir de traitement statistique H 26, pouvant diviser le signal en 200 classes, nous permet d'obtenir une estimation de la densité de probabilité des fluctuations de la population neutronique.

Nous constatons que la courbe expérimentale obtenue peut être décrite par une courbe de Gauss et que la variance de cette dernière est constante au cours du temps, si la puissance du réacteur reste fixe. Si celle-ci augmente, la variance lui reste directement proportionnelle.

Nous pouvons donc admettre que les hypothèses d'ergodicité et de « normalité » introduites dans la première partie de l'article sont vérifiées lorsque la puissance du réacteur est constante. Les portions d'enregistrement analysées peuvent être considérées comme équivalentes, c'est-à-dire comme provenant toutes d'un même processus aléatoire. Nous avons ainsi augmenté artificiellement la durée de celui-ci, et l'estimation de la densité spectrale énergétique pourra ainsi être obtenue avec une bonne précision.

3.2 ESTIMATION DE LA DENSITÉ SPECTRALE ÉNERGÉTIQUE NEUTRONIQUE. — L'enregistrement simultané des signaux des deux voies de mesure des fluctuations de la population neutronique du réacteur permet d'éliminer, par intercorrélations de ceux-ci, le bruit non corrélé de chacun d'eux (essentiellement le « bruit blanc de détection » des chambres d'ionisation), et de ne conserver que la partie corrélée. Les deux détecteurs sont disposés contre le cœur du réacteur afin d'obtenir une bonne efficacité. La distance les séparant est inférieure à dix longueurs de migration afin d'éviter les effets d'espace [5].

L'analyseur multicanal équipé du tiroir corrélateur L 10, échantillonne les signaux délivrés par l'enregistreur magnétique et calcule la fonction d'intercorrélation de la façon suivante :

$$\hat{C}_{xy}(k\theta) = \sum_{j=N}^{j=T/\theta} X(j\theta) \cdot Y[(j-k)\theta] \quad (1)$$

avec :

k compris dans l'intervalle $[0, N]$ ($N = 400$),
 $k\theta = \tau$ retard dans la fonction de corrélation,
 $\theta = 1/f_e$ pas d'échantillonnage,
 f_e fréquence d'échantillonnage.

La fréquence d'échantillonnage f_e doit être telle que $f_e \geq 2f_m$, f_m étant la fréquence maximale significative contenue dans la densité spectrale. Nous avons choisi $f_e = 313$ Hz.

La transformée de Fourier de $\hat{C}_{xy}(\tau)$, préalablement corrigée par une fenêtre de Hanning, donne l'estimation de la densité spectrale d'interaction des fluctuations de la sortie des deux détecteurs $\hat{P}_{xy}(f)$.

La figure 3 représente ces estimations pour deux puissances de fonctionnement de SAPHIR et une de SILOETTE.

FIG. 3.

- SAPHIR 150 W
Convection naturelle
 $f_N = 20 \pm 0,6$ Hz
- ▲— SAPHIR 50 kW
Convection naturelle
 $f_N = 21,4 \pm 0,7$ Hz
- SILOETTE 5,5 kW
Convection forcée
 $f_N = 28,3 \pm 1$ Hz

On peut montrer que la densité spectrale d'interaction de la sortie de deux détecteurs est liée à la densité spectrale énergétique neutronique par la relation : [1], [2], [5], [6] :

$$P_{xy}(f) = \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \left(\frac{k_e}{\bar{v} \cdot l} \right)^2 \cdot \hat{s}_{NN}(f) \quad (2)$$

avec :

- $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ efficacités des détecteurs 1 et 2 respectivement,
- k_e facteur de multiplication effectif,
- $\bar{v}$ nombre moyen total de neutrons émis par fission,
- l temps de vie moyen des neutrons,
- $\hat{s}_{NN}(f)$ densité spectrale énergétique neutronique pour $f > 1$ Hz,
- f fréquence.

3.3 DÉTERMINATION DU TEMPS DE VIE MOYEN DES NEUTRONS. — Compte tenu de l'expression (2), l'estimation de la densité spectrale d'interaction $\hat{P}_{xy}(f)$, pour un réacteur critique, peut se mettre sous la forme suivante :

$$\hat{P}_{xy}(f) = \frac{K_N}{\omega^2 + (\beta/l)^2} \quad (3)$$

avec :

- K_N facteur de normalisation,
- $\omega = 2\pi f$ pulsation.

En prenant une paire de valeurs de $\hat{P}_{xy}(f)$ en $f = f_1$ et $f = f_2$, comme le préconisent W. Siefritz et D. Stegemann [7], nous pouvons déterminer la fréquence de coupure $f_N = \beta/2\pi l$ avec sa relation :

$$f_N = \sqrt{\frac{\hat{P}_{xy}(f_2) \cdot f_2^2 - \hat{P}_{xy}(f_1) \cdot f_1^2}{\hat{P}_{xy}(f_1) - \hat{P}_{xy}(f_2)}} \quad (4)$$

pour $f_2 > f_1$.

Si l'on suppose connues les fréquences f_1 et f_2 avec une précision aussi grande que l'on veut, l'écart-type relatif de f_N s'écrit :

$$\varepsilon_{f_N} = \frac{1}{2} \times \frac{\hat{P}_{xy}(f_1) \cdot \hat{P}_{xy}(f_2) \cdot (f_2^2 - f_1^2) \cdot [\varepsilon_{xy}^2(f_1) + \varepsilon_{xy}^2(f_2)]^{1/2}}{[\hat{P}_{xy}(f_2) \cdot f_2^2 - \hat{P}_{xy}(f_1) \cdot f_1^2]^{1/2} \cdot [\hat{P}_{xy}(f_1) - \hat{P}_{xy}(f_2)]^{3/2}} \quad (5)$$

$\varepsilon_{xy}(f_1)$ est l'écart-type relatif de l'estimation de la densité spectrale énergétique neutronique pour $f = f_1$,

$\varepsilon_{xy}(f_2)$ est l'écart-type relatif de l'estimation de la densité spectrale énergétique neutronique pour $f = f_2$.

Ces deux écarts-types relatifs sont calculés à partir de la racine carrée de l'erreur quadratique moyenne donnée par [8] :

$$\varepsilon_{xy}(f) = \frac{\sqrt{\langle \hat{P}_{xy}(f) - P_{xy}(f) \rangle^2}}{P_{xy}(f)} \quad (6)$$

Avec :

$$\begin{aligned} &\langle \hat{P}_{xy}(f) - P_{xy}(f) \rangle^2 = \\ &= P_{xy}^2(f) \cdot \left[\frac{1}{B_e \cdot T} + \frac{B_e^4 (3\omega^4 + 2\omega^2 \cdot \omega_N^2 - \omega_N^4)^2}{144(\omega^2 + \omega_N^2)^6} \right] \end{aligned} \quad (7)$$

$B_e = 4/3 \tau_m$ résolution en fréquence, compte tenu de la pondération de Hanning [9]. τ_m est le retard maximal de la fonction de corrélation : $\tau_m = 400 \Delta\tau$, avec $\Delta\tau$ retard incrémental du corrélateur ($\Delta\tau = \theta$),
 T temps de mesure.

Le second terme du membre de droite de l'expression (7), appelé « biais », est généralement négligeable par rapport au premier si la fréquence d'échantillonnage est bien choisie.

Le programme « SPECTRE » qui calcule la transformée de Fourier de l'estimation de la fonction d'intercorrélation, permet également la détermination de f_N à partir d'une série de paires de fréquences f_1, f_2 , réparties de part et d'autre de f_N . La valeur de la fréquence de coupure, donnée par le programme, est la moyenne arithmétique de toutes celles dont l'écart-type relatif,

calculé à partir des expressions (6) et (7), est inférieur à 5 %. A partir de cette moyenne nous en déduisons le temps de vie moyen des neutrons par la relation :

$$l = \frac{\beta}{2 \pi \cdot f_N} \quad (8)$$

Les fréquences de coupures des estimations de la densité spectrale énergétique neutronique, des réacteurs SAPHIR et SILOETTE fonctionnant à différentes puissances, ainsi que les temps de vie moyens des neutrons correspondants, sont résumés dans le tableau suivant :

TABLEAU I

$P_{\text{réac}}$ [W]	SAPHIR		SILOETTE	
	f_N [Hz]	l [μs]	f_N [Hz]	l [μs]
150	20 ± 0,6	64 ± 4		
800			28,5 ± 1	47 ± 3
1 000	19,6 ± 0,6	64 ± 4		
5 500			28,3 ± 1	47 ± 3
10 000	20,5 ± 0,7	62 ± 4		
50 000	21,4 ± 0,7	60 ± 4		

Nous avons adopté les valeurs suivantes pour β (communication personnelle des exploitants des réacteurs) :

$$\begin{aligned} \beta_{\text{SAPHIR}} &= 800 \pm 40 \text{ pcm} \\ \beta_{\text{SILOETTE}} &= 834 \pm 42 \text{ pcm} . \end{aligned}$$

Nous constatons, comme le prévoyait le modèle, que le temps de vie moyen des neutrons l reste constant quelle que soit la puissance du réacteur.

La détermination de l devra s'effectuer de préférence à faible puissance, car une augmentation de cette dernière entraîne une déformation importante de la densité spectrale énergétique neutronique, surtout dans le domaine du Hertz (voir Fig. 3). Ceci est dû à l'addition de sources de bruit supplémentaires [6], [10], dont nous n'avons pas tenu compte dans le modèle que nous avons établi. Un régime de refroidissement en convection forcée fait également apparaître des fréquences de résonance parasites provoquées par des vibrations mécaniques induites par la pompe du circuit primaire (voir Fig. 3).

Les temps de vie moyens des neutrons, tirés des mesures, sont :

$$\begin{aligned} l_{\text{SAPHIR}} &= 64 \pm 4 \text{ μs} \\ l_{\text{SILOETTE}} &= 47 \pm 3 \text{ μs} . \end{aligned}$$

Ces valeurs sont en bonne concordance avec celles fournies par d'autres méthodes de mesures (communication fournie par les exploitants des réacteurs).

4. Dispositif de mesure et de traitement des fluctuations de la température du combustible. Détermination du coefficient d'échange thermique. — Le schéma de

principe du système d'analyse des fluctuations de la température du combustible est représenté sur la figure 4.

FIG. 4.

La température du combustible est mesurée à l'aide d'une thermistance, se trouvant à l'intérieur d'une plaque de combustible d'un élément du cœur, qui constitue l'une des branches d'un pont de Wheatstone. Une seconde thermistance du même type, placée dans une plaque factice en aluminium, près de la première, constitue une autre branche du pont. Cette mesure différentielle des fluctuations de température permet de diminuer considérablement les dérives et perturbations dues à la circulation du réfrigérant. Le courant créé par un déséquilibre du pont, dû à une variation de température passe dans un amplificateur qui délivre une tension de sortie proportionnelle à cette dernière. Le signal est ensuite filtré puis transcrit sur une bande de l'enregistreur magnétique, à la vitesse de 3,75 pouces par seconde, en même temps que celui des fluctuations de la population neutronique.

Les thermistances utilisées sont de forme sphérique ($\varnothing = 0,1$ à $0,3$ mm) en semi-conducteurs frittés (oxydes de fer, de nickel ou de cobalt) et possèdent un coefficient de température négatif de 4 % par degré. A 20°C , elles ont une résistance comprise entre $10\text{ k}\Omega$ et $50\text{ k}\Omega$, ce qui permet de fortes variations de résistance pour de faibles variations de température.

La sensibilité maximale de notre pont de mesure est de $5 \times 10^{-5}^\circ\text{C}$, sa bande passante d'environ 60 Hz. Cet appareil est construit par la société « Knauer ».

Le contact thermique thermistance-Uranium doit être le meilleur possible, afin de pouvoir déceler les faibles variations de température dues aux phénomènes aléatoires comme la fission et le transfert d'énergie. Le montage de ces sondes est représenté sur la figure 5.

Le bouchon en aluminium a pour rôle d'une part de guider les fils de connexion et d'autre part de comprimer la poudre d' UAl_3 autour de la thermistance afin d'assurer un bon contact thermique.

Le montage dans la plaque factice est semblable au précédent, la poudre UAl_3 est remplacée par de la poudre d'aluminium.

Le traitement des informations enregistrées est le même que celui décrit précédemment pour les fluctua-

FIG. 5.

- ① Colle
- ② Bouchon en Al
- ③ Thermistance
- ④ Gaine Al
- ⑤ Cœur du combustible (Uranium)
- ⑥ Fil de Pt (0,025)
- ⑦ Soudure Plasma
- ⑧ Fil de cuivre (0,1)
- ⑨ Microtube (0,8)

tions de la population neutronique, c'est-à-dire pré-traitement afin de ne conserver que les portions d'enregistrement à valeur moyenne constante, puis estimation de la densité de probabilité et de la densité spectrale énergétique thermique.

4.1 ESTIMATION DE LA DENSITÉ DE PROBABILITÉ THERMIQUE. — Une estimation de la densité de probabilité des fluctuations de la température du combustible est représentée sur la figure 6.

FIG. 6.

SAPHIR 50 kW
Convection naturelle
 $\mu_{TuTu} = (2,5 \pm 0,2) \times 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}^2$

Une courbe de Gauss peut également la décrire. Les portions d'enregistrement ont une variance constante au cours du temps pour une puissance donnée du réacteur. L'écart-type des fluctuations de température du combustible varie entre $2 \times 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}$ et $1,2 \times 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}$ pour SILOETTE fonctionnant respectivement à 800 W et 23 kW en régime de convection forcée. Pour le réacteur SAPHIR fonctionnant à 1 kW et 50 kW, ces valeurs sont respectivement $2 \times 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}$ et $5 \times 10^{-2} \text{ } ^\circ\text{C}$. Nous constatons que pour le réacteur SILOETTE les écarts-types varient bien comme la racine carrée de la puissance ; ce n'est pas tout à fait le cas pour SAPHIR, bien que l'ordre de grandeur soit respecté. Le fort flux de rayonnement γ dû aux produits de fission du cœur usé, perturbe la mesure : aux fluctuations de la température, causées par la fission, viennent s'ajouter celles dues à la capture des γ dans le combustible.

Nous pouvons, comme dans le cas des fluctuations de la population neutronique, admettre que les hypothèses d'ergodicité et de « normalité » sont vérifiées pour une puissance constante du réacteur, et que les portions d'enregistrement sont équivalentes.

4.2 ESTIMATION DE LA DENSITÉ SPECTRALE ÉNERGÉTIQUE THERMIQUE. — La transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation, préalablement corrigée par une fenêtre de Hanning, du signal représentatif des fluctuations de température du combustible, nous donne une estimation de la densité spectrale énergétique thermique. Les figures 7 et 8 représentent deux de ces estimations dans le cas du réacteur SAPHIR refroidi par convection naturelle et forcée. Les fréquences d'échantillonnage étaient respectivement de 0,3 Hz et 1,6 Hz.

FIG. 7.

SAPHIR 10 kW
Convection naturelle
 $f_0 = 0,022 \pm 0,003 \text{ Hz}$
 $\gamma = 209 \pm 34 \text{ W/m}^2 \cdot ^\circ\text{K}$
 $\lambda = 0,070 \pm 0,010 \text{ rd/s}$

FIG. 8.

SAPHIR 50 kW
Convection forcée
 $f_\theta = 0,100 \pm 0,008$ Hz
 $\gamma = 969 \pm 100$ W/m² °K

Ces estimations peuvent se mettre sous la forme générale suivante pour un réacteur critique [4] :

$$\hat{P}_{TT}(f) = \frac{K_T \cdot (\omega^2 + \lambda_{eq}^2)}{\omega^2 \cdot (\omega^2 + \alpha_\theta^2)} \quad (9)$$

avec :

K_T facteur de normalisation,
 λ_{eq} proportionnel à la constante de décroissance des précurseurs λ (voir première partie de l'article),

$$\alpha_\theta = \frac{\gamma \cdot S_e}{C_u} \quad (10)$$

γ coefficient d'échange thermique entre le combustible et le réfrigérant,
 C_u chaleur spécifique massique du combustible,
 S_e surface totale d'échange d'énergie entre le combustible et le réfrigérant,
 $\omega = 2 \pi f$ pulsation.

4.3 DÉTERMINATION DU COEFFICIENT D'ÉCHANGE THERMIQUE. — Comme précédemment, pour le cas de l'estimation de la densité spectrale énergétique neutronique, nous pouvons déterminer la fréquence de coupure, $f_\theta = \alpha_\theta / 2 \pi$, de $\hat{P}_{TT}(f)$, si l'on suppose connu λ_{eq} :

$$f_\theta = \frac{1}{2 \pi} \times \sqrt{\frac{\hat{P}_{TT}(f_2) \cdot \omega_2^4 \cdot (\omega_1^2 + \lambda_{eq}^2) - \hat{P}_{TT}(f_1) \cdot \omega_1^4 \cdot (\omega_2^2 + \lambda_{eq}^2)}{\hat{P}_{TT}(f_1) \cdot \omega_1^2 \cdot (\omega_2^2 + \lambda_{eq}^2) - \hat{P}_{TT}(f_2) \cdot \omega_2^2 \cdot (\omega_1^2 + \lambda_{eq}^2)}} \quad (11)$$

pour $\omega_2 > \omega_1$.

De même l'écart-type de f_θ s'écrit :

$$\varepsilon_{f_\theta} = \frac{1}{2} \cdot \frac{A_1 \cdot [\varepsilon_{TT}^2(f_1) + \varepsilon_{TT}^2(f_2)]^{1/2}}{(A_2)^{1/2} \cdot (A_3)^{3/2}} \quad (12)$$

avec :

$$A_1 = \hat{P}_{TT}(f_1) \cdot \hat{P}_{TT}(f_2) \cdot \omega_1^2 \cdot \omega_2^2 \cdot (\omega_2^2 - \omega_1^2) \times (\omega_1^2 + \lambda_{eq}^2) \cdot (\omega_2^2 + \lambda_{eq}^2) \quad (13)$$

$$A_2 = \hat{P}_{TT}(f_2) \cdot \omega_2^4 \cdot (\omega_1^2 + \lambda_{eq}^2) - \hat{P}_{TT}(f_1) \times \omega_1^4 \cdot (\omega_2^2 + \lambda_{eq}^2) \quad (14)$$

$$A_3 = \hat{P}_{TT}(f_1) \cdot \omega_1^2 \cdot (\omega_2^2 + \lambda_{eq}^2) - \hat{P}_{TT}(f_2) \times \omega_2^2 \cdot (\omega_1^2 + \lambda_{eq}^2) \quad (15)$$

$\varepsilon_{TT}(f_1)$ est l'écart-type relatif de l'estimation de la densité spectrale énergétique thermique pour $f = f_1$,

$\varepsilon_{TT}(f_2)$ est l'écart-type relatif de l'estimation de la densité spectrale énergétique thermique pour $f = f_2$

$$\varepsilon_{TT}(f) = \frac{\sqrt{\langle \hat{P}_{TT}(f) - P_{TT}(f) \rangle^2}}{P_{TT}(f)} \quad (16)$$

avec :

$$\langle \hat{P}_{TT}(f) - P_{TT}(f) \rangle^2 = \frac{P_{TT}^2(f)}{B_e \cdot T} \quad (17)$$

$P_{TT}(f)$ est la densité spectrale énergétique à la sortie de l'appareillage de mesure des fluctuations de la température du combustible. Elle est proportionnelle à $\hat{s}_{\theta u \theta u}(f)$ densité spectrale énergétique thermique [4].

Le second membre de (17) ne comporte pas le « biais » qui est négligeable devant l'erreur statistique relative $1/\sqrt{B_e \cdot T}$.

Les résolutions en fréquence B_e ont les valeurs suivantes :

- $B_e = 6 \times 10^{-4}$ Hz dans le cas de la convection naturelle,
- $B_e = 3,5 \times 10^{-3}$ Hz dans le cas de la convection forcée.

Comme précédemment, le programme « SPECTRE » calcule la moyenne des fréquences de coupure f_θ pour lesquelles l'écart-type relatif est inférieur à 15 % dans le cas de la convection naturelle et à 10 % dans le cas de la convection forcée.

La précision statistique sur f_θ est plus faible que celle obtenue sur f_N ; nous aurions pu l'améliorer en augmentant la durée des enregistrements des fluctuations de température. Pour cela il aurait été nécessaire d'immobiliser le réacteur un temps plus long que celui qui nous était accordé !

A partir de la valeur moyenne de f_θ nous déduisons le coefficient d'échange thermique par la relation

$$\gamma = \frac{2 \pi f_\theta \cdot C_u}{S_e} \quad (18)$$

Les fréquences de coupure f_{θ} et les coefficients d'échange thermique correspondants sont résumés dans le tableau suivant :

TABLEAU II

$P_{\text{réac}}$	SAPHIR				SILOETTE	
	convection naturelle		convection forcée		convection forcée	
	f_{θ}	γ	f_{θ}	γ	f_{θ}	γ
	[W]	[Hz]	$\left[\frac{W}{m^2 \cdot ^\circ\text{K}}\right]$	[Hz]	$\left[\frac{W}{m^2 \cdot ^\circ\text{K}}\right]$	[Hz]
—	—	—	—	—	—	—
150	$0,025 \pm 0,003$	240 ± 37	$0,05 \pm 0,005$	489 ± 60	$0,070 \pm 0,01$	725 ± 115
800					$0,084 \pm 0,01$	871 ± 125
1 000						
5 500						
10 000	$0,022 \pm 0,003$	209 ± 34	$0,083 \pm 0,005$	809 ± 75	$0,084 \pm 0,01$	871 ± 125
23 000						
50 000	$0,024 \pm 0,003$	237 ± 37	$0,10 \pm 0,008$	969 ± 100		

Pour déterminer l'erreur commise sur γ , nous admettons que la capacité calorifique massique C_u est connue avec une précision de 2 % et la surface totale d'échange S_e avec une précision de 5 %.

Dans le cas du réacteur SAPHIR refroidi en convection naturelle, nous constatons que le coefficient d'échange thermique reste bien constant quel que soit le niveau de puissance et qu'il est comparable à celui calculé semi-empiriquement à l'aide des nombres de Grashof, Prandtl et Nusselt [11]. Pour le cas de la convection forcée, dans ce même réacteur, la valeur du coefficient γ , obtenu pour une puissance de 1 kW, ne concorde pas avec celles déterminées à 10 et surtout à 50 kW. Cela provient certainement de la présence du flux important de rayonnement γ , qui dégage une puissance d'environ 1 kW, et perturbe donc la mesure. Le coefficient d'échange thermique, calculé à l'aide des nombres de Prandtl, Reynolds et Nusselt, est très voisin de celui déterminé expérimentalement, le réacteur fonctionnant à des puissances de 10 et 50 kW. Toutefois il faut remarquer que les formules théoriques, pour le cas de la convection forcée en régime laminaire ont été établies pour des tuyaux circulaires et non pour des plaques comme c'est notre cas.

La valeur du coefficient d'échange thermique déterminé dans le réacteur SILOETTE, bien que constant en fonction de la puissance de ce dernier, est plus faible que celle calculée. Ceci peut provenir du fait que le régime stationnaire n'est pas encore établi à l'endroit de la mesure des fluctuations de la température, à cause de la vitesse importante du réfrigérant (71,6 cm/s). L'écart de température $\bar{T}_u - T_{m0}$ étant alors plus grand, le coefficient d'échange thermique est plus petit pour un même flux de chaleur.

Dans le tableau III nous indiquons les valeurs des coefficients d'échange thermique calculées et celles

déduites de la mesure, pouvant être prises en considération.

TABLEAU III

	SAPHIR		SILOETTE
	conversion naturelle	conversion forcée laminaire	conversion forcée laminaire
	—	—	—
Calcul	252	959	1 128
Mesure	230 ± 35	890 ± 90	871 ± 125

Les valeurs indiquées ci-dessus sont exprimées en $W/m^2 \cdot ^\circ K$.

4.4 DÉTERMINATION DE LA CONSTANTE DE DÉCROISSANCE DES PRÉCURSEURS (THÉORIE A UN GROUPE DE NEUTRONS RETARDÉS). — Ayant déterminé $f_{\theta} = \alpha_{\theta}/2 \pi$, nous pouvons, à l'aide de l'expression (9), calculer λ_{eq} par le programme SPECTRE. Nous obtenons :

$$\lambda_{eq} = \omega_1 \cdot \omega_2 \times$$
$$\times \sqrt{\frac{\hat{P}_{TT}(f_1) \cdot (\omega_1^2 + \alpha_{\theta}^2) - \hat{P}_{TT}(f_2) \cdot (\omega_2^2 + \alpha_{\theta}^2)}{\hat{P}_{TT}(f_2) \cdot \omega_2^2 \cdot (\omega_2^2 + \alpha_{\theta}^2) - \hat{P}_{TT}(f_1) \cdot \omega_1^2 \cdot (\omega_1^2 + \alpha_{\theta}^2)}}$$
(19)

pour $\omega_2 > \omega_1$.
 λ_{eq} est lié à λ , constante de décroissance des précurseurs, principalement par l'intermédiaire de la puissance du réacteur et de la température du réfrigérant [4]. Si l'on suppose connues ces deux dernières grandeurs, λ_{eq} étant donné par (19), nous pouvons alors calculer λ . Si ce λ est différent de celui introduit au départ dans le programme « SPECTRE » pour l'évaluation de f_{θ} , on recalculera f_{θ} , puis à nouveau λ et ainsi de suite, jusqu'à ce que les valeurs initiales et finales concordent à l'erreur de mesure près.

A titre d'exemple nous donnons les valeurs déterminées dans le cas du réacteur SAPHIR refroidi en convection naturelle :

$$\begin{aligned} P_{\text{réac}} &= 150 \text{ W}, & \lambda &= 0,085 \text{ [rd/s]} \\ P_{\text{réac}} &= 10 \text{ kW}, & \lambda &= 0,070 \text{ [rd/s]}. \end{aligned}$$

L'erreur sur λ est de l'ordre de 15 à 20 %.

5. Conclusion. — La mesure de la fonction de corrélation des fluctuations de la sortie de deux détecteurs de neutrons nous a permis de calculer la densité spectrale énergétique neutronique et de déterminer le temps de vie moyen des neutrons à partir de sa fréquence de coupure. Ce temps de vie n'est pas influencé par le coefficient de température du combustible ; par contre sa détermination peut être délicate si la puissance du réacteur dépasse quelques dizaines de kilowatts ou si une pompe du circuit primaire de refroidissement est enclenchée.

La méthode de détermination du coefficient d'échange thermique γ par l'intermédiaire de la fréquence de coupure de l'estimation de la densité spectrale énergétique thermique est élégante, rapide et a l'avantage de ne pas perturber le réacteur pendant la mesure. Ce coefficient γ est obtenu dans des conditions de fonctionnement normal du réacteur, toutefois des temps de mesure considérables doivent être envisagés si l'on veut obtenir une précision de quelques pour-cent sur ce paramètre.

Cette densité spectrale permet également, dans cer-

tains cas, d'atteindre la constante de décroissance des précurseurs λ (théorie à un groupe de neutrons retardés).

Les résultats expérimentaux obtenus tant pour le temps de vie moyen des neutrons que pour le coefficient d'échange thermique sont en bon accord avec la théorie.

La détection de l'ébullition dans les réacteurs devrait être facilitée par cette méthode de mesure du coefficient γ . En effet la fréquence de coupure de l'estimation de la densité spectrale énergétique thermique est très différente en régime de convection laminaire et en régime turbulent, ce dernier engendré par les bulles de vapeur.

Des travaux de recherche sont actuellement en cours au Laboratoire de Génie Atomique de l'EPF-Lausanne, en vue de la détection de l'ébullition dans les réacteurs et la détermination du coefficient de température du combustible par des méthodes statistiques.

Remerciements. — L'auteur exprime toute sa reconnaissance à Messieurs les professeurs J. P. Schneeberger et B. Vittoz de l'EPF-Lausanne pour l'intérêt et les conseils qu'ils lui ont prodigués au cours de ce travail.

Les remerciements vont également à Messieurs Winkler, Pattou des réacteurs SAPHIR et SILOETTE, Carré (CEN-FAR), Max (CEN-G) et à tout le personnel tant des réacteurs que du laboratoire de Génie Atomique de l'EPF-Lausanne.

Bibliographie

- [1] SEIFRITZ W., STEGEMANN D. and VÄTH W., Two-detectors crosscorrelation experiments in the fast-thermal Argonaut reactor Stark ; AEC Symposium series n° 9, 1967.
- [2] STEGEMANN D. and VÄTH W., Concerning the application of noise analysis in SEFOR. Experimental results from the frequency analysis in STARK ; INR, Notiz n° 117, June 1965.
- [3] ROUX D. P., Optimization of reactor shutdown margin measurements in high gamma fluxes ; *Nucl. Applications* 3 (1967).
- [4] ISNARD R., *Revue Phys. Appl.* 8 (1973), 7.
- [5] ROUX D. P., FRY D. N. and KRYTER R. C., Evaluation of the two-detectors cross correlation technique for shut-down margin measurements in power reactor ; ORNL 4255, sept. 1968.
- [6] THIE J. A., Reactor noise ; ANS, Rowman and Littlefield, inc., 1966.
- [7] SEIFRITZ W. and STEGEMANN D., An one-line reactivity meter based on reactor noise using two-detectors crosscorrelation ; *Nucl. Application* 6 (1969).
- [8] BENDAT J. and PIERSOL A., Measurement and analysis of random data ; John Wiley and sons, 1966.
- [9] BLACKMAN R. B. and TUKEY J. W., The measurement of Power spectra ; Dover Publication Inc., New York, 1955.
- [10] UTSIMO M. and SHIBATOR T., Power noise spectra of a water reactor in low frequency region ; *Journal of NST*, n° 4, June 1967, 6.
- [11] GRÖBER, ERK and GIRGULL, Wärmeübertragung ; Springer-Verlag, Berlin, 1955.