

T H E S E

présentée

A L A F A C U L T E D E S S C I E N C E S  
D E L ' U N I V E R S I T E D E P A R I S

pour obtenir

le titre de Docteur de 3ème Cycle

Spécialité : PHYSIQUE NUCLEAIRE APPROFONDIE

Option : PHYSIQUE DES REACTEURS

par

Witold LEPECKI

Thèse : COMPARAISON AVEC LE CALCUL D'EXPERIENCES  
EXPONENTIELLES A GRAPHITE AVEC COMBUSTIBLE  
CONTENANT DU PLUTONIUM

Soutenue le

devant la Commission d'Examen

MM. J. HOROWITZ

Président

Examineurs

Invités

Les expériences ont été réalisées à Winfrith (Grande Bretagne) sur les ensembles sous-critiques SCORPIO, les résultats nous ont été fournis grâce à l'obligeance du Groupe de Physique des Réacteurs à Graphite de Winfrith.

## REMERCIEMENTS

Cette thèse a été effectuée à Saclay, au Département d'Etudes de Piles, Service de Physique Mathématique, pendant mon stage comme boursier du Commissariat à l'Energie Atomique et de la Commission Nationale d'Energie Nucléaire du Brésil. Je remercie l'Institut de Recherches Radioactives et l'Ecole d'Ingénieurs de l'Université de Minas Gerais, à Belo Horizonte, Brésil, pour m'avoir accordé la permission de m'absenter de mon travail pour pouvoir effectuer cette thèse.

Je tiens à remercier Monsieur HOROWITZ pour bien avoir voulu accepter d'être mon Directeur de thèse.

Je remercie Monsieur Bacher par la suggestion du thème, par l'orientation reçue et, de façon très particulière, par l'intérêt personnel qu'il a manifesté pendant tout le déroulement de ce travail.

Je remercie Messieurs BUSSAC, CADILHAC et BLAQUIERE, mes Professeurs de Physique de Réacteurs.

Je remercie Monsieur COGNE par les éclaircissements et discussions concernant le programme de calcul dont il est l'auteur et qui a servi de base pour cette thèse.

Je remercie Monsieur MEYER-HEINE qui, à travers une collaboration étroite et fructueuse, m'a initié aux méthodes de Physique de Réacteurs de Saclay.

De nombreux résultats de cette thèse proviennent des discussions très utiles avec mes collègues du Service de Physique Mathématique à qui je présente mes remerciements.

---

Je remercie très particulièrement l'équipe de Physique de Réacteurs de Winfrith (Grande Bretagne), dirigée par Monsieur Kinchin, à qui je dois des éclaircissements concernant les expériences SCORPIO et des calculs avec le code TRACER.

Je remercie Madame GENTIL par le très efficace service de frappe du manuscrit.

Je sais gré de l'accueil que j'ai reçu de tous mes collègues à Saclay, pendant mon séjour en France, qui a été un encouragement dans la poursuite de ce travail.

-:-:-:-:-:-:-:-

A la mémoire de mon Père dont le dévouement au travail scientifique m'a toujours servi d'inspiration.

---

## TABLE DES MATIERES

	pages
I - INTRODUCTION	1
II - METHODE DE CALCUL	4
II.1 - Introduction	4
II.2 - Structure du programme	4
II.3 - Le calcul du spectre	5
II.4 - Traitement de la cellule hétérogène	7
II.5 - Raccordement entre le ralentissement et la diffusion	11
III - EXPERIENCES ET DONNEES DE CALCUL	14
III.1 - Description générale des expériences	14
III.2 - Données utilisées dans le calcul	15
IV - LES INDICES DE SPECTRE	18
IV.1 - Introduction	18
IV.2 - Description des Expériences	18
IV.3 - Valeurs calculées	20
IV.4 - Comparaison Calcul-Expérience	21
IV.5 - Conclusion	25
V - LA STRUCTURE FINE	27
V.1 - Introduction	27
V.2 - Description des Expériences	27
V.3 - Valeurs calculées	33
V.4 - Comparaison Calcul-Expérience	34
V.5 - Conclusion	39

---

	pages
VI - LES MESURES GLOBALES	40
VI.1 - Introduction	40
VI.2 - Description des Expériences	40
VI.3 - Valeurs calculées	45
VI.4 - Comparaison Calcul-Expérience	46
VI.5 - Conclusion	57
VII - CONCLUSION	59

REFERENCES

TABLEAUX

FIGURES

## I - Introduction

L'intérêt qui existe actuellement au sujet des études sur le plutonium provient surtout de la production de quantités considérables de cet élément comme résultat d'irradiation dans les nombreuses centrales nucléaires qui atteignent aujourd'hui déjà quelques années de fonctionnement en puissance.

La présence du plutonium a d'importantes conséquences économiques et opérationnelles. En effet, le plutonium formé au cours de l'irradiation fournit une partie considérable de la puissance et de la réactivité de la pile, ayant pour effet un prolongement des taux d'irradiation maximum du combustible, de conséquence économique évidente. D'autre part, la présence du plutonium, dans une gamme étendue de pourcentages, rend positif le coefficient de température, d'où un problème délicat de contrôle.

Par tous ces motifs, on a intérêt à développer des codes de calcul capables de prévoir avec une précision convenable les caractéristiques de réseaux avec combustible contenant du plutonium. Les isotopes de cet élément présentent la particularité d'avoir des résonances à basses énergies (0,5 eV pour le Pu-239 et 1 eV pour le Pu-240) à un niveau où les phénomènes de thermalisation des neutrons jouent un rôle important. Il en résulte que, contrairement au cas des réseaux à uranium naturel non irradiés, il est indispensable de bien représenter ces phénomènes.

Il y a deux approches pour traiter le problème de thermalisation : soit par des méthodes multigroupes, avec l'emploi des sections efficaces différentielles de transfert, soit par des méthodes dites synthétiques, où le comportement du modérateur vis à vis des neutrons est représenté par un modèle simplifié. Les premières ont l'avantage de ne faire intervenir aucune hypothèse simplificatrice, s'appuyant sur des données de base mesurées indépendamment ; mais par contre elles ont l'inconvénient considérable de donner lieu à des codes très lourdes :

par exemple le code anglais TRACER (5) représentatif de cette méthode, prend environ 25 minutes d'une calculatrice IBM-7094. Les secondes ont l'inconvénient d'introduire des hypothèses simplificatrices mais offrent trois avantages considérables : le traitement mathématique est très simplifié, donnant lieu à des codes qui occupent très peu de temps de machine (par exemple le code anglais MINX (8) occupe environ 1 minute d'IBM-7094) ; ensuite, dû à ce traitement mathématique plus transparent, les phénomènes physiques sont plus faciles à interpréter, donc la comparaison avec les expériences est plus directe ; et finalement les résultats obtenus sont une excellente approximation des méthodes rigoureuses.

A Saclay, depuis environ cinq ans un travail considérable a été consacré à développer des méthodes de calcul basées sur des modèles synthétiques. La mise au point de ces travaux a été présentée à la dernière Conférence de Genève (23,24). Les résultats les plus récents ont été incorporés dans un code de calcul de réseaux, écrit par Monsieur F. COGNE, le Programme SPM-123. Il est écrit en FORTRAN pour l'IBM-7094 et prend environ 10 secondes par cas.

L'intérêt d'une vérification de ce code sur des réseaux contenant du plutonium est manifeste.

Le présent travail est exactement une vérification du Programme SPM-123 par comparaison avec les expériences sous critiques à graphite SCORPIO (1) réalisées à Winfrith (Grande Bretagne). Les motifs du choix de ces expériences ont été les suivants :

- le combustible, contenant 0,25 % de Pu, simulait un taux d'irradiation relativement élevé, (équivalent à environ 3500 MWj/T pour un réacteur à graphite-gaz-uranium naturel).



- la gamme de pas couvrait tous les cas d'intérêt pratique : pas de 18 à 29 cm ( $V_m/V_u$  de 40 à 110), correspondant à une ample variation de la proportion de neutrons épithermiques dans le spectre ( $\kappa_0 = 0,2$  à  $0,07$ )
- les expériences globales (mesures de laplaciens) étaient complétées par des mesures de la distribution spatiale et énergétique des neutrons dans la cellule (mesures de structure fine et d'indices de spectre),
- les expériences étaient réalisées en fonction de la température, jusqu'à 390 °C, ce qui permettait une confrontation directe des coefficients de température, d'importance pratique capitale.

La dernière caractéristique était la plus importante, les expériences SCORPIO étant jusqu'à présent les seules réalisées à chaud avec du combustible contenant du plutonium (\*).

Le Programme SPM-123 n'est pas encore écrit sous une forme définitive (\*\*). En particulier, les valeurs absolues du  $k_\infty$  n'ont pas été ajustées sur des expériences critiques. Ceci a des conséquences sur le présent travail : plusieurs conclusions sont présentées comme hypothèses, dont l'acceptation définitive va dépendre de la forme finale du Programme ; d'autre part, il faut attacher beaucoup plus d'importance aux variations relatives qu'aux valeurs absolues des grandeurs en jeu.

---

(\*) Le programme correspondant dans l'empilement critique à graphite CESAR, à Cadarache, commence en octobre 1965.

(\*\*) On a employé pour les calculs la version 3 du 25.8.65

- la gamme de pas couvrait tous les cas d'intérêt pratique : pas de 18 à 29 cm ( $V_m/V_u$  de 40 à 110), correspondant à une ample variation de la proportion de neutrons épithermiques dans le spectre ( $\kappa_0 = 0,2$  à  $0,07$ )
- les expériences globales (mesures de laplaciens) étaient complétées par des mesures de la distribution spatiale et énergétique des neutrons dans la cellule (mesures de structure fine et d'indices de spectre).
- les expériences étaient réalisées en fonction de la température, jusqu'à 390 °C, ce qui permettait une confrontation directe des coefficients de température, d'importance pratique capitale.

La dernière caractéristique était la plus importante, les expériences SCORPIO étant jusqu'à présent les seules réalisées à chaud avec du combustible contenant du plutonium (\*).

Le Programme SPM-123 n'est pas encore écrit sous une forme définitive (\*\*). En particulier, les valeurs absolues du  $k_\infty$  n'ont pas été ajustées sur des expériences critiques. Ceci a des conséquences sur le présent travail : plusieurs conclusions sont présentées comme hypothèses, dont l'acceptation définitive va dépendre de la forme finale du Programme ; d'autre part, il faut attacher beaucoup plus d'importance aux variations relatives qu'aux valeurs absolues des grandeurs en jeu.

---

(\*) Le programme correspondant dans l'empilement critique à graphite CESAR, à Cadarache, commence en octobre 1965.

(\*\*) On a employé pour les calculs la version 3 du 25.8.65

## II - Méthode de calcul

### II-1. Introduction

Le programme SPH-123 (écrit par Monsieur COGNE) utilisé dans les calculs a été conçu spécialement pour pouvoir calculer des réseaux contenant du plutonium, c'est à dire en générale des réseaux irradiés. La présence de la résonance à basse énergie du plutonium 239 obligeant à traiter avec soin les problèmes de thermalisation, le programme incorpore tous les progrès récents dans ce domaine réalisées à Saclay (23,24) qui portent essentiellement sur :

- le calcul du spectre
- le traitement de la cellule hétérogène
- le raccordement entre les domaines de ralentissement et diffusion.

Nous nous bornerons à la description de la partie du programme relative aux phénomènes de thermalisation et thermiques, parce que la comparaison avec des expériences en cause (Pu à chaud) a comme intérêt principal la vérification de l'exactitude du traitement de ces problèmes particuliers.

Les problèmes dont on va donner une très brève synthèse sont traités en détail dans les références (3), (18), (21), (22), (23), (24) et (25).

### II-2 Structure du programme

Le programme est écrit en FORTRAN pour l'IBM-7094 et prend environ 10 secondes de temps de calcul.

On peut caractériser ses grandes lignes de la manière suivante :

a) Le comportement du modérateur vis à vis des neutrons est représenté par un modèle synthétique ajustable sur des données expérimentales.

b) Cette représentation est ensuite utilisée pour traiter le problème de la cellule, sans recours aux sections différentielles de diffusion et aux méthodes multigroupes.

Le modèle synthétique dont on parle en a) est utilisé pour calculer les spectres moyens dans le combustible et le modérateur. Ensuite le rapport des densités neutroniques moyennes combustible/modérateur est calculé à chaque vitesse par la méthode ABH (9). Son intégrale pondérée par le spectre dans le modérateur donne un rapport de densités qui tient compte de façon approximative de l'interaction entre les distributions spatiale et énergétique des neutrons dans la cellule.

Les taux de réaction moyens dans le combustible et dans le modérateur sont calculés par le formalisme des sections efficaces effectives (22).

L'influence de la thermalisation sur la migration des neutrons est prise en considération par le calcul détaillé de la zone de transition entre le domaine du ralentissement et celui de la diffusion.

### II-3 Le calcul du spectre (3), (21), (23)

Dans un milieu infini et homogène caractérisé par une loi de capture  $\Sigma_a(\gamma)$  ( $\gamma = E/kT =$  énergie réduite), le flux  $\varphi(\gamma)$  et la densité de ralentissement  $q(\gamma)$  sont liés sous certaines conditions par un opérateur différentiel  $J$  :

$$\frac{d}{d\gamma} \left[ \frac{\varphi(\gamma)}{\varphi_n(\gamma)} \right] = J q(\gamma) \quad (\text{II.1})$$

( $\varphi_n(\gamma)$  = flux d'équilibre de Maxwell), avec  $q(0) = 0$ . Le modèle "secondaire" développé à Saclay (23) consiste à prendre  $J$  sous la forme d'un opérateur différentiel de second ordre. D'après le théorème du bilan détaillé  $J$  est auto-adjoint ; il contient donc deux fonctions, qui seront appelées  $j(\gamma)$  et  $k(\gamma)$ . A chaque choix de  $j(\gamma)$  et  $k(\gamma)$  correspondra un modèle particulier de thermalisation. Dans certains cas particuliers (gaz hydrogène, gaz lourd) ces fonctions peuvent être calculées, mais en générale elle doivent être ajustées sur des données expérimentales pour chaque modérateur.

La combinaison de (II-1) et de la condition de conservation

$$\frac{dq(y)}{dy} = \varphi(y) \Sigma_a(y) \quad (\text{II.2})$$

fournit l'équation différentielle qui permet le calcul du spectre  $\varphi(y)$ :

$$\left. \frac{d}{dy} \frac{\xi \Sigma_s}{G(y)} \left[ y \frac{dU}{dy} + (y-1)U \right] = \varphi(y) \Sigma_a(y) \right\} (\text{II.3})$$

avec

$$U(y) = \left[ 1 + \frac{\Sigma_a(y)}{\xi \Sigma_s} H(y) \right] \varphi(y)$$

Le raccordement avec la théorie classique du ralentissement a amené à l'introduction des fonctions

$$\left. \begin{aligned} G(y) &= \xi \Sigma_s(\infty) y j(y) \varphi_m(y) \\ H(y) &= \xi \Sigma_s(\infty) k(y) \varphi_m(y) \end{aligned} \right\} (\text{II.4})$$

qui ont des limites finies lorsque  $y \rightarrow \infty$ . En particulier  $G(\infty) = 1$ .  $G$  traduit l'alourdissement apparent des noyaux diffuseurs lors de l'apparition des forces de liaison cristallines vers les basses énergies.  $H$  traduit la possibilité plus ou moins grande qu'ont les neutrons de franchir les résonances par un petit nombre de diffusions. L'ajustement du modèle est fait alors sur  $G$  et  $H$ . Le programme SPM-123 emploie le modèle dit "graphite", où  $G$  et  $H$  sont ajustées à partir de la distribution de fréquences  $\rho(\omega)$  (qui caractérise dans le modèle harmonique les échanges d'énergie entre les noyaux du modérateur) proposée par P.A. Egelstaff pour le graphite.

Le procédé d'ajustement est décrit dans (25) et les fonctions particulières employées par le programme sont données dans les figures 4 et 5 de cette référence (\*). H et G sont entrées en bandes, par points, pour 6 températures, les fonctions pour les températures intermédiaires étant obtenues par interpolation.

La loi de capture  $\Sigma_a(y)$  représente la façon dont disparaissent les neutrons à chaque énergie  $y$ , et est une donnée du problème. Dans un milieu infini, elle est simplement la section efficace d'absorption en fonction de l'énergie. Dans le cas d'un réseau, elle est généralisée de façon à tenir compte des autres manières de disparition des neutrons (cf. l'alinéa suivant, II-4).

Une fois connu le spectre, le programme calcule les taux de réaction de n'importe quel élément  $y$  plongé, en calculant les sections efficaces effectives (analogues à celles de Westcott (10)) définies par :

$$\check{\sigma} = \frac{1}{v_0} \int_0^{\infty} \sigma(x) v^x n(x) dx \quad (\text{II-5})$$

avec  $x = v/v_T =$  vitesse réduite,  $v_T =$  vitesse moyenne du spectre de Maxwell à la température  $T$  du milieu,  $v_0 =$  vitesse fixe de référence, ici prise égale à 2200 m/s. La caractérisation des  $\check{\sigma}$  par l'intermédiaire de trois paramètres  $\alpha, Z, T$  (3)<sup>(11)</sup> (22) nécessaire quand les  $\check{\sigma}$  sont stockés en bibliothèque, n'est plus utilisée.

En fait les sections sont calculées dans le milieu hétérogène discuté ensuite, avec des spectres moyens dans l'uranium et le modérateur.

#### II-4 Traitement de la cellule hétérogène (22), (23)

L'existence d'un spectre différent en chaque point de la cellule oblige à combiner la solution des problèmes de thermalisation et de diffusion. Le problème se trouve simplifié si on divise la cellule en un nombre restreint de milieux où on s'intéresse aux spectres moyens. Dans le programme on ne prend que deux milieux, le combustible et le modérateur : le rapport des densités moyennes qu'on obtient est suffisant pour le calcul du facteur d'utilisation thermique.

---

(\*) En fait, on emploie au lieu de G la fonction  $G_0$  (25, p.9).

Si on établit une équation de bilan dans la cellule schématisée en combustible et modérateur, et si on adopte pour le modérateur le même modèle développé pour le milieu  $\infty$  on arrive à la même équation différentielle (II-3), à condition de prendre pour la loi de capture  $\Sigma_a(y)$  une expression convenable et de supposer l'absence de ralentissement dans le combustible. Ainsi, en passant à la variable  $x = v/v_T$  (vitesse réduite  $= v/v_T$  ( $v_T =$  vitesse moyenne du spectre de Maxwell à la température  $T$ )), on arrive à l'équation

$$\frac{d}{dx} \frac{1}{G(x)} \left[ x \frac{dU(x)}{dx} + 2(x^2 - 1)U(x) \right] = 4x \bar{\Sigma}(x) n_m(x) \quad (\text{II-6})$$
$$U(x) = \left[ 1 + \int_0^x (x') H(x') \right] n_m(x)$$

où la loi de capture  $\bar{\Sigma}(x)$  est donnée par :

$$\bar{\Sigma}(x) = \frac{1}{\int_0^1 \Sigma_s} \left[ \frac{v_u}{v_m} \Sigma_u(x) h(x) + \Sigma_m(x) + D(x) B^2 \right] \quad (\text{II-7})$$

Ici,

$n_m(x)$  = densité neutronique à la vitesse  $x$  dans le modérateur

$n_u(x)$  = " " " " " " " " " "  $x$  dans le combustible

$$h(x) = \frac{n_u(x)}{n_m(x)} \quad (\text{II-8})$$

$D(x)$  = coefficient de diffusion fonction de  $x$

$B^2$  = laplacien du milieu

On note alors que les problèmes de la cellule et du milieu fini sont pris en considération dans la loi de capture, le traitement du modèle restant le même que celui du milieu infini.

On voit maintenant le mécanisme de la solution du problème de thermalisation : le phénomène de thermalisation en soit est représenté par l'opérateur différentiel, les caractéristiques du modérateur particulier, par  $G(x)$ ,  $H(x)$  et  $D(x)$  et finalement les déformations introduites dans le spectre par les captures, l'hétérogénéité et les fuites, par  $\Sigma(x)$ . Dans le cas d'uranium non irradié on peut se contenter d'introduire une loi de capture en "1/v", c'est-à-dire, où on suppose que  $\Sigma_u(x)$  et  $\Sigma_m(x)$  suivent la loi en 1/v dans la région thermique. Mais dans le cas de combustible contenant du plutonium, la présence de la résonance à 0,3 eV du Pu-239, située en pleine région de thermalisation, oblige à introduire dans  $\Sigma_u(x)$  les vraies courbes des sections efficaces, en particulier celle du plutonium. On verra dans les chapitres IV à VI que le spectre calculé avec la loi en 1/v donne des résultats complètement faux. Dans le programme on introduit les courbes des sections efficaces de l'U-235 et du Pu-239 (d'après un ajustement fait par Westcott en 1960 sous la forme

$$\sigma(E)\sqrt{E} = a + \sum_i \frac{b_i}{c_i + (E - e_i)^2} ; \text{ l'U-238 et le graphite sont supposés en } 1/v.$$

Dans ce qui suit on appellera cette loi de capture loi "U/Pu".

Cependant pour la détermination complète de la loi de capture on a besoin de connaître  $B^2$  et  $h(x)$ . Le laplacien est soit entré comme donnée, soit pris par le programme égal au laplacien matière calculé  $B_m^2 = (k_\infty - 1) / M^2$ .

En ce qui concerne  $h(x)$ , qui tient compte de l'hétérogénéité de la cellule, l'intérêt de la méthode réside précisément dans le fait qu'on peut le calculer d'une façon approchée simple. En effet, on démontre dans (22) que si on calcule le  $h(x)$  par la méthode ABH (9) monocinétique, avec  $x$  pour paramètre, on obtient des spectres qui sont une très bonne approximation des spectres obtenus par une méthode rigoureuse.



Aussi calcule-t-on dans le programme  $h$  à chaque vitesse.

La connaissance de  $h(x)$  et du spectre  $n_m(x)$  permet l'obtention du rapport  $\bar{n}_u / \bar{n}_m = \int_0^\infty n_u(x) dx / \int_0^\infty n_m(x) dx$ . En effet, on voit que

$$\bar{n}_u / \bar{n}_m = \int_0^\infty h(x) N_m(x) dx = \bar{h} \quad (\text{II-9})$$

où  $N_m(x) = n_m(x) / \bar{n}_m$  et  $\int_0^\infty N_m(x) dx = 1$ . (\*) On voit d'autre part que  $\bar{n}_u / \bar{n}_m$  est égale au rapport des sections efficaces effectives moyennées dans l'espace, de détecteurs en  $1/v$  placés dans le combustible et l'uranium ;  $\bar{n}_u / \bar{n}_m$  est alors égal au rapport d'activations de ces détecteurs ; cette grandeur expérimentale est donc directement comparable à la grandeur  $\bar{h}$  calculée par le programme.

Le programme comporte une variante où on augmente le nombre de milieux pour le calcul des flux (toujours par la méthode ABH), à savoir on ajoute la gaine aux deux milieux précédents. Dans ce qui suit on a appelé de "calcul choc par choc" cette variante, dû au fait que la méthode choc par choc de calcul du flux dans le combustible est utilisée aussi pour la gaine. Pour plus de détails, voir la référence (26).

Le facteur d'utilisation thermique  $f$  est alors calculé avec les sections efficaces effectives déterminées à partir des spectres moyens  $n_u(x)$  et  $n_m(x)$ . Un premier calcul est fait en employant comme rapport des flux  $h(x = \sqrt{\frac{q}{\pi} \frac{r}{r_0}})$  ; ensuite le  $f_m$  ("monocinétique") ainsi obtenu est corrigé par l'effet de l'intégration de  $h(x)$  sur le spectre,  $\delta f / f = f \frac{v_m}{v_u} \frac{\sum_m}{\sum_u} \frac{\delta h}{h}$  et on obtient  $f = f_m (1 + \delta f / f)$ . Il faut observer que de cette façon la correction du spectre est portée uniquement sur la capture relative du graphite. Dans les cas courants, où la gaine est peu absorbante et joue peu sur le bilan de la cellule, cette approximation est suffisante. Par contre dans les cas particuliers des expériences SCORPIO analysées ici, la gaine est en acier et représente environ la moitié de l'absorption du graphite, et la correction, en principe, n'est pas négligeable. Mais l'erreur supplémentaire introduit en la négligeant n'est pas grande ; en effet, elle est aux maximum de 200 pcm, soit la même ordre de grandeur de l'erreur en provenance de l'imprécision sur le flux dans la gaine.

---

(\*) Nous remercions E. MAURICIO pour ce raisonnement

Remarques: 1) La méthode ABH de calcul de  $h$  comporte un calcul choc par choc dans le combustible et, éventuellement, dans la gaine. Il peut être fait avec l'une des deux approximations suivantes (cf. réf. 9) :

- a) hypothèse de source plate après le premier choc
- b) hypothèse de source plate seulement après le deuxième choc.

Dans le programme SPM-123 on emploie l'hypothèse (a) dans le calcul choc par choc de la gaine et l'hypothèse (b) dans le calcul de  $h(x)$  .

2) Dans la méthode ABH, on fait l'hypothèse de source plate dans le modérateur. Dans le calcul de  $h(x)$ , cette hypothèse est faite, à chaque niveau d'énergie (le niveau de la source tenant compte des absorptions aux énergies supérieures). Si cette hypothèse représente en effet la réalité physique aux niveaux élevés d'énergie, elle n'est plus tout à fait vraie aux énergies basses, d'ordre de fraction d'eV. L'hypothèse de source plate à ce niveau là introduit une certaine erreur que l'on devrait prendre en considération dans les raffinements futurs des calculs. Cependant on montre dans (22) que cet effet est faible.

#### II-5 Raccordement entre le ralentissement et la diffusion (18), (24)

Si on divise la migration des neutrons classiquement en deux parties, une de ralentissement pur, où les noyaux sont considérés immobiles et la capture inexistante, et l'autre de diffusion dans un milieu où la capture est faible et uniforme, on se heurte à la difficulté du traitement de la zone de transition entre ces deux domaines. En effet la fin du ralentissement coïncide avec le début de la thermalisation et dans tous les cas où elle ne peut pas être négligée on est obligé à faire un traitement détaillé de cette zone. Une analyse rapide montre son importance sur les aires de ralentissement et diffusion. D'abord, les liaisons cristallines, en modifiant les transferts moyens d'énergie par choc, tendent à allonger l'aire de ralentissement.

Ensuite, la présence d'une résonance à basses énergies, comme celle du Pu, fait disparaître une partie des neutrons avant d'atteindre le domaine thermique et leur migration se trouve raccourcie. D'autre part dans le cas de la cellule hétérogène le spectre variant dans l'espace on trouve une difficulté supplémentaire pour définir la capture moyenne qui entre dans la définition de  $L^2$ . Finalement dans le cas d'un milieu fini, les fuites entrent en compétition avec les captures d'où le problème de savoir relier les fuites à l'aire de migration.

Une étude détaillée de la zone de transition en tenant compte des effets ci-dessus a été faite dans (18). Les résultats correspondants ont été incorporés au programme SPM-123. Le schéma du traitement de l'aire de migration est le suivant.

La division classique  $M^2 = \tau + L^2$  est maintenue ( $M^2$  = aire de migration,  $\tau$  = aire de ralentissement ou "âge",  $L^2$  = aire de diffusion). Les effets de thermalisation sont pris en considération essentiellement par une énergie de coupure entre les deux domaines qui est variable en fonction du modèle, des captures, de l'hétérogénéité et des fuites. Le spectre est aussi pris en considération en utilisant les sections efficaces effectives (II-5).

Pour la définition des deux aires on emploie un coefficient de diffusion fonction de la vitesse  $D(x)$  qui est ajusté dans chaque domaine de façon à retrouver les résultats expérimentaux : dans le cas de  $\tau$ , l'âge jusqu'à l'énergie de l'Indium  $\tau_{In}$ , et dans le cas de  $L^2$ , le libre parcours moyen de transport  $\lambda_t$ .

L'âge  $\tau$  est divisé en  $\tau_{In}$  dans le modérateur et une aire de ralentissement  $L_s^2$  entre  $E_{In}$  et  $E_c$ , l'énergie de coupure variable. L'âge ainsi résultant est ensuite multiplié par  $p$ , la probabilité anti-trappe (ceci revient, dans la division en deux groupes, à mettre en compétition les fuites rapides et les captures résonnantes)\*, par la correction  $Be$  de "streaming" dans les canaux (17), par la correction des chocs inélastiques  $Q$ :

$$\tau = \left[ \tau_{In} + L_s^2 (E_{In} \rightarrow E_c) \right] p \cdot Be \cdot Q \sqrt{\frac{I}{T_0}} \quad (II-10)$$

---

(\*) On analysera l'effet de cette hypothèse plus loin dans VI.4. Elle a été utilisée depuis longtemps dans les formulaires de calcul de réacteurs à Saclay. Récemment on a vérifié qu'elle est incorrecte; elle sera désormais abandonnée.

En fonction du coefficient de diffusion rapide  $D(\infty)$ , le crochet s'écrit :

$$\tau_{In} + L_s^2 = \frac{D(\infty)}{\xi \Sigma_s} (C_d + dN) \quad (\text{II-11})$$

où  $C_d = \text{Log} (E_1/E_{In})$  ( $E_1 =$  limite supérieure du domaine de ralentissement) et  $dN = \text{Log} (E_{In}/E_c)$  représente l'intégration sur la région de transition et est donnée par (18) :

$$dN = \frac{1}{n_c} \left[ \int_0^{x_1} \frac{D(x)}{D(\infty)} n_m(x) x dx - \int_0^{x_1} \frac{D(x)}{D(\infty)} M(x) x dx \right] \quad (\text{II-12})$$

avec

$M(x) =$  composante maxwellienne du spectre

$$n_c = \int_0^{x_1} \frac{\Sigma_c(x)}{\xi \Sigma_s} n_m(x) x dx$$

où

$\Sigma_c(x) = \frac{1}{\xi \Sigma_s} \left[ \frac{V_u}{V_m} \Sigma_u(x) k(x) + \Sigma_m(x) \right]$  est la loi de capture (II-7), fuites exclues.

L'aire de diffusion  $L^2$  est donnée par (18) :

$$L^2 = \frac{\bar{D}}{\Sigma_{ac}} \quad (\text{II-13})$$

avec

$$\bar{D} = \int_0^\infty D(x) M(x) x dx$$

$$\Sigma_{ac} = \frac{1}{f \sum_i \frac{R_i}{\Sigma_{ai}}}$$

où  $f$  est calculé comme expliqué en II-4 et  $R_i$  sont les termes d'absorption relative de la cellule.  $\bar{D}$  est ajusté de façon à retrouver le  $\lambda_t$  expérimental.

### III - Expériences et données de calcul

#### III-1. Description générale des expériences

Les expériences ont consisté dans des mesures de laplaciens, de la structure fine et d'indices de spectre dans des ensembles sous critiques à graphite. Elles ont été réalisées à Winfrith et sont décrites de façon détaillée dans (1). On a fait des mesures pour  $V_m/V_u = 40, 50, 80$  et  $110$  (pas  $18, 20, 25$  et  $29$  cm), avec diamètre de canal constant,  $7$  cm (\*). L'élément combustible était un barreau de  $3$  cm de diamètre et  $70$  cm de longueur, d'un alliage d'uranium et plutonium, avec  $0,44$  % d'U-235 et  $0,25$  % de Pu, dont  $3$  % de Pu-240 et de traces de Pu-241. L'élément était gainé en acier inoxydable de  $0,38$  mm d'épaisseur.

Le chauffage des empilements était fait par air, maintenu, par des raisons de sécurité, à une pression légèrement inférieure à la <sup>pression</sup> atmosphérique. La pression n'a pas variée de façon sensible pendant les expériences. Les températures des mesures ont été : température ambiante,  $200$  °C et  $390$  °C pour toutes les expériences, sauf pour : 1) la mesure du laplacien au pas de  $18$  cm ; température ambiante,  $150, 260$  et  $390$  °C ; 2) la structure fine et les indices de spectre au pas de  $25$  cm, avec des mesures à la température ambiante seulement.

Les ensembles souscritiques SCORPIO où les expériences ont été réalisées ont été spécialement conçus pour des manipulations avec combustible contenant du plutonium, avec des mesures de sécurité telles que double enceinte, filtres absolus et utilisation d'équipement respiratoire par le personnel pendant la décharge du combustible lors d'expériences en température. Les mesures globales ont été réalisées dans SCORPIO-I, plus grand, et celles relatives à la structure fine et les indices de spectre dans SCORPIO-II, plus petit et à flux plus élevé.

---

(\*) Ce sont les expériences n<sup>os</sup> 2,3,4 et 5 (pas  $7, 8, 7\sqrt{2}$  et  $8\sqrt{2}$  in.) de la référence (1).

Le premier est alimenté par quatre sources de 60 c de Sb-Be ( $\gamma, n$ ), produisant un flux de  $10^4$  n/cm<sup>2</sup>-s, le second par seize sources de 100c, donnant un flux de  $10^5$  n/cm<sup>2</sup>-s. Le plan de la source est horizontal pour SCORPIO-I et vertical pour SCORPIO-II. Les canaux sont toujours horizontaux.

L'ordre de grandeur des précisions des mesures a été :  
largeurs extrapolées et longueurs de relaxation :  $\pm 0,5$  %  
(entraînant  $\pm 200$  pcm sur  $K_{\infty}$ ) ; rapports des flux moyens  
modérateur/uranium :  $\pm 1$  % ; indices de spectre Pu-239/U-235 :  $\pm 2$  %.

On a aussi réalisé une expérience exponentielle dans l'empilement solide de graphite pour mesurer l'aire de diffusion. On a trouvé :  $L^2 = 2569 \pm 26$  cm<sup>2</sup> à 21 °C (avec air). Nous avons utilisé cette mesure pour déterminer la section efficace du graphite de l'empilement.

On présente dans le tableau 1 les principales caractéristiques des expériences SCORPIO.

### III-2 Données utilisées dans les calculs

Les données de base concernant le graphite et les isotopes du combustible, employées par le Programme SPM-123 (version 3), se trouvent dans le tableau 2.

Les données d'entrée pour les calculs des expériences SCORPIO sont présentées dans le tableau 3, dans l'ordre de présentation au programme, avec le mode d'obtention et la référence. D'une façon générale, elles proviennent de la référence (1).

Certaines des données ont posé des problèmes de représentation pour le calcul et on les discute ensuite.

a) Acier - La cellule comporte plusieurs composants d'acier : la gaine, les bouchons d'extrémité et des rondelles de support de l'élément combustible avec les respectifs écrous (ces derniers sont en laiton ; pour les besoins du calcul on les a transformé en masse d'acier équivalente avec la même section efficace des bouchons).

Pour conserver la structure fine on n'a considéré comme gaine que la vraie gaine physique, en conservant sa masse et l'homogénéisant entre son vrai rayon et le rayon du barreau combustible (en réalité, il y a un espace de 0,0565 cm entre la gaine de 0,0381 cm d'épaisseur et le barreau). Tous les autres composants d'acier ont été mis sous forme de bouchons, en conservant le produit de la masse totale par les respectives sections efficaces (en cm<sup>2</sup>/g). Comme la grandeur prise dans le calcul est ce produit, la distribution en masse et section efficace a été faite de façon arbitraire, indiquée dans le tableau 3.

Le flux utilisé pour calculer l'absorption dans la gaine est pris dans le calcul comme une fraction de l'écart entre le flux à la surface du barreau et celui à la surface du canal ; cette fraction est entrée comme donnée. On a estimé sa valeur à partir d'un calcul plus approché de la structure fine par la méthode choc par choc exposée dans le chapitre II. (p.10).

Le flux dans le bouchon a été pris égal au flux à la surface du barreau.

b) Graphite - On a considéré comme la meilleure source d'information sur la section efficace du graphite la mesure de  $L^2$  faite dans l'empilement SCORPIO lui-même. Ceci nous permet de prendre pour l'expérience le même  $\lambda_{tr}$  adopté dans les calculs. De cette façon, à partir de  $L^2 = 2569 \pm 26$  cm<sup>2</sup> (21 °C) et  $\rho = 1,719$  g/cm<sup>3</sup> (1), en introduisant la correction de l'azote et en prenant  $\lambda_{tr} = 2,606$  cm (valeur du programme SPM-123), on arrive à  $\sigma_a = 3,938$  mb (à 2200 m/s). On discute l'influence d'une éventuelle erreur sur  $\sigma_a$  dans le chapitre VI.

c) Laplaciens - On s'aperçoit à partir du tableau 3 que les laplaciens ont été pris égaux à zéro. C'est une indication pour que le programme fasse le calcul du terme de fuites dans l'équation de thermalisation avec le laplacien matière,  $B_m^2 = (k_{\infty} - 1)/M^2$ . Comme le terme de fuites représente un petit pourcentage des disparitions totales des neutrons, le fait de le calculer avec le laplacien matière ou avec le laplacien géométrique va jouer peu sur le spectre.

d) Air - On a tenu compte de la présence de l'air dans le canal et dans les pores de graphite (en supposant qu'il n'y a pas de jeux entre les briques) et aussi de l'expulsion de l'air dans les pores avec la température. La pression a été légèrement inférieure à la pression atmosphérique et ses variations dans le temps ont été négligeables (4). On l'a pris égale à 1 atmosphère pour les calculs.

La fraction des pores communicants avec l'extérieur a été prise égale à 0,875.



#### IV - Les indices de spectre

##### IV - 1 Introduction

La présence du plutonium-239 dans le combustible rend indispensable le calcul correct du spectre dans la zone de transition entre le domaine de ralentissement et le domaine thermique, où se trouve la résonance de 0,3 eV du Pu-239. Une façon de vérifier ce calcul est de comparer les valeurs calculées et mesurées d'indices de spectre convenablement choisis (6). Dans le cas en question, on a utilisé comme indices de spectre les rapports d'activation de détecteurs de Pu-239 et U-235.

##### IV-2 Description des expériences

L'indice de spectre en question est le rapport des activations d'un détecteur de Pu-239 et d'un détecteur de U-235, pris par référence à un spectre maxwellien à la même température :

$$F_g = \frac{(X_g/X_s)}{(X_g/X_s)_M} = \frac{\int_0^{\infty} \phi(E) \sigma_g(E) dE / \int_0^{\infty} \phi(E) \sigma_s(E) dE}{\int_0^{\infty} \phi_M(E) \sigma_g(E) dE / \int_0^{\infty} \phi_M(E) \sigma_s(E) dE} \quad (\text{IV.1})$$

où :  $X$  = activation du détecteur  
indice  $M$  = spectre maxwellien

Les détecteurs utilisés ont été des chambres à fission de 3 mm (1/8 in) de diamètre et ayant 1 cm de longueur de la partie active.

Les mesures ont été réalisées dans l'ensemble exponentiel SCORPIO-II, à trois températures nominales : 20 °C, 200 °C, et 390 °C et aux quatre pas nominaux 18 cm, 20 cm, 25 cm (seulement à la température ambiante) et 29 cm.

Les endroits des mesures ont été : le centre de l'élément combustible et le sommet du carré de la cellule.

La précision moyenne sur l'indice de spectre a été  $\pm 1,5 \%$ , provenant des incertitudes sur les taux de fission relatifs de deux détecteurs dans le réseau pris par rapport aux taux correspondants dans la colonne thermique. Pour les expériences analysées, on a cherché à confirmer les résultats obtenus : a) en utilisant des détecteurs de Pu-239 et U-235 à la place de chambres à fission, b) en faisant des mesures dans un ensemble plus grand et à flux plus élevé, où la précision statistique était plus grande ("Cold Fine Structure", pour mesures à froid seulement). Les résultats des détecteurs donnent des variations avec la température cohérentes avec celles des chambres à fission, mais qui sont, en valeur absolue, plus bas de  $(1,7 \pm 0,8) \%$ . On avance comme cause possible (1) les calculs des perturbations de flux pour les détecteurs (méthode de Dalton et Osborne (19)). Cette différence systématique a été prise en considération (1) en additionnant une incertitude de  $\pm 1 \%$  aux mesures des chambres. En ce qui concerne les mesures dans l'ensemble plus grand, les résultats sont cohérents, sauf pour une expérience, au pas de 29 cm ; dans notre analyse, on mentionne alors les deux mesures.

Les mesures dans le spectre maxwellien ont été faites dans une colonne thermique de graphite construite dans l'ensemble SCORPIO-II lui-même, et qui était chauffée à la même température que le réseau correspondant. Les mesures dans le réseau et dans la colonne thermique étaient séparées par une période d'environ un mois. Dans le total, alors, les mesures de la référence thermique se sont étalées pendant presque un an. Comme conséquence on a observé que les résultats ont varié systématiquement dans le temps, d'environ 3%. On a attribué cette variation (1) au changement de la sensibilité relative des deux chambres.

### IV-3 Valeurs calculées

La section efficace effective d'un nuclide  $i$  étant définie comme

$$\check{\sigma}_i = \frac{\int_0^{\infty} \sigma_i(v) v n(v) dv}{v_0 \int_0^{\infty} n(v) dv} \quad (\text{IV.2})$$

on vérifie que l'indice de spectre  $F_9$  de l'expression (IV.1) correspond à :

$$F_9 = \frac{(\check{\sigma}_9 / \check{\sigma}_5)}{(\check{\sigma}_9 / \check{\sigma}_5)_M} \quad (\text{IV.3})$$

où  $\sigma$  = section efficace de fission,

Il suffit donc de calculer les sections efficaces effectives pour obtenir, par l'expression (IV.3), l'indice de spectre  $F_9$ .

On a utilisé, comme pour tous les autres calculs, le programme SPM-123 (version 3), dont les principes ont été exposés dans le chapitre II et les données dans le chapitre III.

Le programme calcule les sections efficaces effectives moyennes dans le combustible. Il est, alors, difficile de comparer, à priori, ces calculs avec les résultats des mesures ponctuelles qui ont été faites au centre du combustible. On a besoin de connaître la variation spatiale des sections effectives dans le barreau, soit mesurée soit calculée.

On peut espérer que la distribution spatiale de l'indice de spectre soit à peu près plate, ce qui faciliterait l'analyse. En effet, au fur et à mesure que l'on avance de l'extérieur vers l'intérieur du barreau, deux effets agissent en sens contraire et peuvent, éventuellement, se compenser mutuellement : d'une part le spectre durcit, d'autre part croît l'effet de "Self-shielding" du Pu-239. Effectivement cette distribution plate a été observé lors des expériences dans la pile à eau lourde AQUILON avec du combustible contenant du Plutonium (7). Pour confirmer cette hypothèse des calculs ont été

faits à Winfrith avec le code multigroupe TRACSR (5) pour deux des expériences SCORPIO : au pas 18 cm et 29 cm, à la température ambiante. Effectivement, ces calculs ont fourni pour le rapport surface/centre de l'indice de spectre : 1,006 (pas 18 cm) et 0,985 (pas 29 cm). On a alors supposé que la variation spatiale est suffisamment faible pour qu'on puisse comparer directement sans correction la valeur calculée (moyenne dans le barreau) avec celle expérimentale (ponctuelle au centre du barreau).

Le calcul des indices de spectre dans le modérateur (\*) nécessite la connaissance du flux à l'endroit correspondant. Comme on ne dispose de la structure fine qu'à la température ambiante, les calculs à chaud n'ont pas été faits.

#### IV-4 Comparaison calcul-expérience

On présente dans le tableau 4 les résultats expérimentaux et calculés des indices de spectre dans le combustible (expérience : centre ; calcul : moyen - voir discussion dans IV.3) et dans le modérateur (sommet de la cellule carrée).

On peut visualiser mieux les variations avec la température dans les figures 1, 2 et 3 où sont représentés les indices de spectre  $F_9$  en fonction de la température pour les trois pas 18, 20 et 29 cm. On constate que  $F_9 = (\chi_9/\chi_5) / (\chi_9/\chi_5)_M$  décroît avec la température. Si on regarde la fig. 4, où on voit le rapport d'activations  $(\chi_9/\chi_5)_M$  dans le spectre maxwellien, on s'aperçoit que ce terme (le dénominateur de  $F_9$ ) croît avec la température. En réalité, le numérateur (rapport d'activations dans le réseau) croît aussi, mais plus lentement, d'où le comportement de  $F_9$ . Cette croissance plus lente est due à la dépression du flux dans la partie épithermique du spectre, au voisinage de la résonance du Pu-239 à 0,3 eV.

---

(\*) Fait par le programme SPM-110

L'effet est alors plus prononcé aux pas plus petits. Effectivement,  $F_9$  décroît beaucoup plus vite dans le pas 18 cm (Fig 1) que 29 cm (Fig 3).

Les incertitudes expérimentales étant d'ordre de 1,5 à 2,0 %, les écarts (calcul-expérience)/(expérience) se situent à l'intérieur des marges d'erreurs, pour les indices de spectre dans le combustible. On observe un écart systématique de  $\sim 0$  % à la température ambiante pour tous les pas sauf un, celui de 29 cm. Si on se rapporte à la description des expériences (IV.2), on constate que c'est la même expérience qui, seule, n'était pas confirmée par les mesures plus précises de l'ensemble "Cold Fine Structure". Si on prend ce dernier résultat,  $F_9 = 1,130 \pm 0,006$ , au lieu de la mesure SCORPIO,  $F_9 = 1,154 \pm 0,017$ , on ramène l'écart à une valeur, - 0,3 %, consistante avec celles qu'on observe pour les autres pas.

Les indices de spectre dans le modérateur se trouvent très proches des marges d'erreur, mais quand même systématiquement au-dessus des valeurs expérimentales : les marges d'erreur étant de l'ordre de 1,5 %, les écarts se situent entre 1,5 % et 3 %.

Le bon accord entre les indices de spectre calculés et expérimentaux indique que le modèle de thermalisation employé fournit un calcul correct du spectre dans le réseau.

Si on veut obtenir, en plus, des informations sur la correction des courbes de sections efficaces employées, on doit comparer les taux de réactions dans un spectre connu d'avance. C'est exactement le cas des mesures dans la colonne thermique, où le spectre est maxwellien pur. Dans le tableau 5 et figure 4 on a comparé les variations avec la température des valeurs expérimentales et calculées de la référence thermique. On a normalisé les valeurs à 1 pour 20 °C. Comme on a expliqué dans la partie expérimentale (IV.2), les références thermiques pour chaque expérience ont été mesurées à plusieurs mois d'intervalle, et on a observé une variation systématique dans le temps. D'où les séries de valeurs différentes pour chaque expérience que l'on observe dans le tableau 5 et la figure 4.

Pourtant, ces différences n'ont pas joué de façon significative sur les valeurs normalisées. On constate qu'il existe un écart systématique, entre calcul et expérience, le calcul sous estimant l'expérience d'environ 3 %. Les erreurs expérimentales étant d'ordre de 1,5 %, cet écart est significatif. En d'autres termes le rapport  $\check{\sigma}_3 / \check{\sigma}_5$  calculé croît moins vite avec la température que le rapport expérimental correspondant. Plusieurs hypothèses peuvent être avancées pour expliquer ce comportement dont on va analyser trois :

a) Il est possible que le spectre expérimental ne soit tout à fait maxwellien, dû à des fuites trop grandes dans la colonne thermique, ce qui aurait pour effet une augmentation du  $\underline{r}$  du spectre (dans le sens de Westcott (10)) : au lieu d'avoir un  $\underline{r}$  strictement nul, on aurait une valeur petite, mais différente de zéro. Le spectre alors contiendrait une proportion plus importante de neutrons épithermiques vers les énergies où la section efficace du Pu-239 commence à croître dû au voisinage de la résonance à 0,3 eV. Comme conséquence, l'activation du Pu-239 va croître par rapport à celle due à un spectre purement maxwellien. Mais la croissance relative avec  $\underline{r}$  est plus grande aux basses températures qu'aux hautes. Alors la croissance de  $X_3$  avec la température sera plus faible dans un spectre à  $\underline{r}$  plus grand. L'activation,  $X_5$ , de l'U-235 restant à peu près constante (section efficace presque en  $1/v$ ), la variation du rapport ( $X_3 / X_5$ ) sera déterminée par celle de  $X_3$ , c'est-à-dire sa croissance sera moins rapide dans un spectre de  $\underline{r}$  plus grand.

En conclusion, l'hypothèse d'un spectre expérimental trop "dur" amènerait à des écarts calcul-expérience dans un sens opposé à celui que l'on constate et doit, donc être refusée.

b) Il est possible que les courbes des sections efficaces de fission dans le domaine thermique, employées dans les calculs, n'ont pas une forme correcte.

Supposons d'abord que seulement la courbe du Pu-239 soit incorrecte.

Le rapport des activations du Pu-239 dans un spectre Maxwellien  $M(v)$  à deux températures  $T$  et  $T_0$  étant donné par

$$\frac{X_{gT}}{X_{g0}} = \frac{\int [\sigma_g(v) v] M(v)_T dv}{\int [\sigma_g(v) v] M(v)_0 dv},$$

il sera autant plus grand que la pente moyenne de la courbe  $[\sigma_g(v) \cdot v]$  soit plus grande.

On conclut que pour expliquer la croissance trop faible du rapport  $X_g/X_s$ , calculé, avec la température, la pente moyenne de  $[\sigma_{fg}(v) \cdot v]$  doit être trop faible. En plus, l'erreur sur la pente moyenne doit être égale à l'erreur sur  $X_{gT}/X_{g0}$  : dans notre cas, environ 3 % (tableau 5).

c) Supposons finalement que seulement la courbe du U-235 soit incorrecte. Par un raisonnement analogue à celui exposé en b), on arriverait alors à la conclusion que la courbe  $[\sigma_{fs}(v) \cdot v]$  a une pente trop forte d'environ 3 % (\*)

Pour terminer l'analyse des calculs, il est utile de regarder l'influence de la loi de capture sur les résultats.

Le spectre utilisé dans le calcul des sections efficaces a été obtenu à partir de l'équation de thermalisation (cf. chapitre II) en introduisant comme loi de capture celle qui tient compte de la vraie forme des courbes de sections efficaces du Pu-239 et U-235 (loi "U/Pu"). En particulier, ce spectre sera déprimé au voisinage de la résonance à 0,3 eV du Pu-239 .

(\*) Avec  $g = \check{\sigma}/\sigma_0$ , on a  $X_{ir}/X_{iw} = g_T / g_{T_0}$ . On peut chiffrer l'erreur comme l'erreur sur le second membre de cette expression, où  $g$  est fourni par des tables (p. ex. Westcott (10)).

Si on suppose que tous les composants de la cellule suivent une loi en  $1/v$ ,<sup>(\*)</sup> l'absence de cette dépression se refléchira sur les résultats. D'une part, le rapport  $\chi_9/\chi_5$  croîtra plus rapidement avec la température, d'où l'indice  $F_9$  diminuera moins vite dans ce sens (cf. le début du présent alinéa, IV.4). D'autre part, la valeur absolue de ce rapport croîtra dû à l'augmentation du niveau du flux dans la région de la résonance du Pu-239. Les deux effets seront plus prononcés dans les spectres plus "durs", au pas plus petits. On peut constater ces effets dans le tableau 6, où on présente l'indice de spectre  $F_9$  dans le combustible, calculé avec les deux lois de capture. L'écart à froid entre les  $F_9$  calculés par les deux lois est de + 10 % au pas de 18 cm et + 5 % au pas de 29 cm. D'autre part,  $F_9$  calculé par la loi "1/v" diminue de 3 % entre 20 ° et 390 °C contre 27 % pour celui calculé par la loi "U/Pu" au pas de 18 cm. Au pas de 29 cm, on a 0 % (loi "1/v") contre 15 % (loi "U/Pu").

#### IV-5 Conclusion

Les écarts calcul-expérience sur les indices de spectre se trouvent dans les marges d'erreurs expérimentales (à une exception près). Cela indique<sup>/que</sup> le modèle de thermalisation employé donne des résultats concordants avec l'expérience. Donc, si les courbes de sections efficaces microscopiques sont correctes, les sections efficaces effectives sont bien calculées.

Cependant, on constate que la variation des rapports d'activation  $\chi_9/\chi_5$  avec la température, dans la référence thermique, est plus faible pour les calculs que pour l'expérience (de 3 % en moyenne). L'hypothèse d'un spectre expérimental trop dur doit être écartée, parce qu'elle conduirait à un écart de sens opposé à celui que l'on observe. Cela indique que les formes des courbes de sections efficaces de fission utilisées dans les calculs sont incorrectes dans le domaine thermique, dans la gamme d'énergie de 0.025 à 0.05 eV, correspondant à la variation de la température de l'expérience. Il y a deux hypothèses simples :

---

(\*) Lors du calcul du spectre.



a) la courbe  $[\sigma_f(v) \cdot v]$  (en fonction de  $v$ ) du Pu-239 a une pente trop faible de 3 %. ( $g_T/g_{T_0}$  trop faible de 3 %)

b) la courbe  $[\sigma_f(v) \cdot v]$  (en fonction de  $v$ ) de l'U-235 a une pente trop forte de 3 %. ( $g_T/g_{T_0}$  trop fort de 3 %.)

L'utilisation de la loi de capture "U/Pu" pour le calcul du spectre est indispensable pour obtenir des résultats cohérents avec l'expérience. L'écart avec les calculs employant la loi en "1/v" est le plus grand pour le pas plus petit, où le spectre est plus "dur".

## V- La structure fine

### V.1 - Introduction

La structure fine du flux thermique dans la cellule a été mesurée par activation de détecteurs de Mn. La comparaison des résultats expérimentaux avec le calcul est particulièrement utile dans les cas en question. D'une part parce que comme le combustible contient du plutonium, le spectre est déformé vers les basses énergies. Et, dans la méthode de calcul de la structure fine employée ici, le rapport du flux moyen dans le modérateur au flux moyen dans le combustible est fonction de ce spectre. D'autre part, parce que le combustible est gainé en acier très absorbant, où ont lieu environ 4 % des absorptions (contre ~8 % dans le modérateur) et où le calcul du flux est délicat.

### V.2 - Description des expériences

Les mesures de structure fine ont été réalisées dans la cellule centrale de l'empilement SCORPIO-II, le même qui a été employé pour les expériences d'indices de spectre et dont les caractéristiques générales ont été données dans le chapitre III.

Pour ces mesures, les canaux sont horizontaux et le plan de la source, vertical. Elles ont été réalisées dans une zone de rapport de Cd (d'U-235 et de Bore) constant.

Les mesures à chaud et à froid ont été faites dans deux éléments combustibles différents.

Pour les mesures à froid, on a employé un élément démontable qui permettait la mesure de la structure fine détaillée à l'intérieur du barreau. Il était coupé selon un plan perpendiculaire à son axe plus longue, en deux parties qui s'ajustaient l'une à l'autre, comme montré dans la figure I (a).

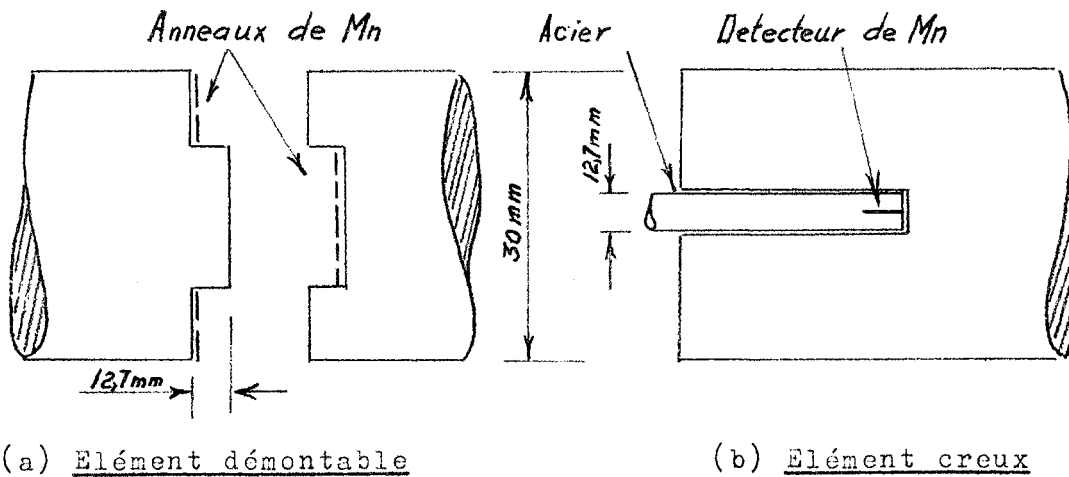


Figure I

Détails des éléments combustibles

Le détecteur de Mn a été découpé en 4 anneaux concentriques et une feuille circulaire centrale. Les deux anneaux plus externes se situant dans un plan différent que les autres plus internes, on a introduit pour l'activité mesurée la correction (expérimentale) due à la variation du flux macroscopique (toujours inférieure à 3 %). Ces détecteurs étant de grand diamètre (jusqu'à 30 mm), on a employé pour leur comptage des détecteurs de scintillation en plastique de 127 mm de diamètre, où on a vérifié que la sensibilité était constante à travers un diamètre correspondant aux plus grands détecteurs.

Ces mesures fournissaient, alors, soit le flux au centre du barreau  $\phi_{uc}$ , soit le flux moyen dans le barreau,  $\bar{\phi}_u$ .

Pour les mesures à chaud, on a employé des éléments combustibles creux, originellement destinés à des mesures avec chambres (utilisés, par exemple, pour les expériences d'indices de spectre). A la place de la chambre, on a introduit le long de l'alésage axial un cylindre d'acier portant à son extrémité un détecteur de Mn (voir figure I (b)).

Les mesures dans cet élément fournissaient, alors, seulement le flux au centre du barreau,  $\phi_{u,c}$ .

Dû à son importance dans le calcul de l'absorption de la gaine (en acier de 0,4 mm d'épaisseur), on a mesuré aussi le flux à sa surface externe ( $\phi_{g,s}$ ) : les détecteurs de Mn ont été placés de façon à que son plan de symétrie coïncidait avec la surface de la gaine.

La structure fine dans le modérateur a été mesurée en plaçant des détecteurs selon trois axes à 45°, avec 2, 3 ou 4 points de mesure dans chaque direction. On a mesuré de cette façon le flux moyen dans le modérateur,  $\bar{\phi}_m$ . Tous les détecteurs étaient des feuilles d'un alliage de Mn et Ni (88 % Mn), de 0,127 mm d'épaisseur. Elles étaient rectangulaires (0,318 x 1,54 cm) pour les mesures dans le graphite, dans la gaine et au centre de l'élément creux. Dans l'élément démontable, la feuille circulaire au centre avait 0,635 cm de diamètre, les trois anneaux suivants avaient 0,318 cm de largeur et le plus externe, 0,241 cm (diamètre externe 3,02 cm).

Les mesures nous ont fourni, donc, les rapports suivants :

$$\bar{\phi}_m / \phi_{uc} \quad : \text{à froid et à chaud}$$

$$\bar{\phi}_m / \bar{\phi}_u \quad : \text{à froid}$$

$$\bar{\phi}_m / \phi_{gs} \quad : \text{à froid}$$

En réalité les rapports publiés dans la Réf. (1) sont des rapports d'activité du Mn. Pour pouvoir les comparer avec le calcul, qui fournit des rapports de flux thermique, une correction doit être appliquée pour tenir compte de l'activation dans la région non -  $1/v$  de la section efficace du Mn. A partir de la formulation de Westcott (10) des sections efficaces, on peut déduire (6) le coefficient de correction, C suivant :

$$C = \frac{\kappa_{u,w} s + g}{\kappa_{i,w} s + g} \quad (V.1)$$

avec

$$\left. \begin{array}{l} g = 1 \\ s = 0,45 \text{ (pour les détecteurs employés)} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{paramètres de Westcott} \\ \text{relatifs au Mn} \end{array}$$

$$\kappa_{u,w} = \kappa_u \sqrt{\frac{k}{4}} = \kappa \text{ de Westcott dans le combustible}$$

$$\kappa_u = \kappa \text{ du formalisme du programme SPM-123}$$

$$\kappa_{i,w} = \kappa_{u,w} \left( \bar{\phi}_u / \bar{\phi}_i \right)_{\text{Experimental}}$$

$i = \text{modérateur ou gaine}$

Les rapports de flux expérimentaux employés dans notre comparaison sont les rapports d'activation publiés dans la Ref (1) multipliés par la correction (V.1), dont les valeurs se trouvent dans le tableau 7.

Une autre difficulté liée à la comparaison calcul-expérience est le fait que le calcul fournit seulement des rapports de flux moyens. Donc les mesures en fonction de la température,  $\bar{\phi}_m / \bar{\phi}_{uc}$ , ne peuvent pas être comparées directement au calcul. On a été obligé de déduire, alors, les rapports  $\bar{\phi}_m / \bar{\phi}_u$  en fonction de la température, à partir des informations que l'on possédait.

La valeur expérimentale employée dans la comparaison n'est une valeur expérimentale directe que pour la température ambiante.

L'expression du  $\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_u$  expérimental à la température T a été la suivante :

$$\left(\frac{\bar{\phi}_m}{\bar{\phi}_u}\right)_T = \left(\frac{\bar{\phi}_m}{\phi_{u,c/T}}\right) \frac{\left(\frac{\bar{\phi}_m}{\bar{\phi}_u}\right)_0}{\left(\frac{\bar{\phi}_m}{\phi_{u,c}}\right)_0} \cdot \varphi(T) \quad (V.2)$$

Pour tous les trois parenthèses du second membre de (V.2) on possède des valeurs expérimentales. Mais la fonction  $\varphi(T)$ , qui représente la variation de  $(\phi_{uc}/\bar{\phi}_u)$  avec la température, est inconnue. On a pris pour elle une valeur calculée. Mais on a fait une hypothèse approximative, en supposant que

$$\frac{\phi_{u,c}}{\bar{\phi}_u} \sim \frac{\bar{\phi}_u}{\phi_{u,surface}} \quad (V.3)$$

en fonction de la température (les deux rapports normalisés à la température ambiante). Le rapport du second membre de (V.3) est fourni directement par le Programme SPM-123 : c'est l'inverse du terme de creusement de flux  $\underline{G}$  de la méthode de Benoist (9) de calcul de  $\bar{\phi}_u$ . Il n'y a pas de justification physique pour cette hypothèse, mais lorsqu'il s'agit d'une correction de second ordre, numériquement elle ne doit pas être très mauvaise. Pour l'avenir, on peut améliorer le calcul en supprimant l'hypothèse approchée (V.3) et faisant le calcul exact de  $\varphi(T)$ . Le tableau 7 présente les valeurs de  $\varphi(T)$ .

D'autre part il faut faire attention au fait que les mesures qui entrent dans l'expression (V.2) ne sont pas toutes réalisées dans le même élément combustible, ce qui entraîne, en principe, une incohérence. En effet, les flux au centre de l'élément démontable et au centre de l'élément creux ne sont pas égaux : il y a un relèvement

d'environ 7 % du second par rapport au premier, expliqué en partie par la présence de l'acier, moins absorbant que l'uranium, dans le centre de l'élément creux (cf. fig 5 (b)). Cependant la façon dont on calcule l'expression (V.2) fait disparaître cette incohérence. Dans le second membre, les mesures dans l'élément creux ( $\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_{uc}$ ) apparaissent en numérateur et dénominateur et l'influence du relèvement de flux disparaît

Des difficultés analogues apparaissent en connection avec le rapport de flux gaine/uranium. D'une part, on a besoin du flux moyen et la mesure n'est faite qu'à la surface de la gaine. D'autre part, on s'intéresse à la variation avec la température et on ne possède que des mesures à froid. On a été, alors, obligé de déduire le rapport  $\bar{\phi}_g/\bar{\phi}_u$  à partir des données en partie expérimentales et en partie calculées. On a utilisé l'expression suivante :

$$\left( \frac{\bar{\phi}_g}{\bar{\phi}_u} \right)_T = \frac{1}{K} \left( \frac{\phi_{g,s}}{\bar{\phi}_u} \right)_0 \cdot F(T) \quad (V.4)$$

Ici K est un coefficient pour le passage du flux superficiel au flux moyen dans la gaine. D'après (8), on a adopté la valeur :

$$K = 1,03$$

F (T) représente la variation de  $(\bar{\phi}_g/\bar{\phi}_u)$  en fonction de la température, normalisée à la température ambiante  $T_0$ . On a pris la valeur calculée par le programme SPM-123.

$$F(T) = \left\{ \frac{(\bar{\phi}_g/\bar{\phi}_u)_T}{(\bar{\phi}_g/\bar{\phi}_u)_0} \right\}_{\text{calculé}} = \frac{(R_g \check{\Sigma}_u)_T}{(R_g \check{\Sigma}_u)_0} \quad (V.5)$$

$$\text{Ici :} \quad R_g = (V_g/V_u)(\check{\Sigma}_g \bar{\phi}_g)/(\check{\Sigma}_u \bar{\phi}_u) \quad (V.6)$$

est l'absorption relative de la gaine. Remarquons que  $\check{\Sigma}_g = \text{const.}$  avec la température (section efficace du Fer en  $1/v$ ). Les valeurs de F (T) se trouvent dans le tableau 7.

Les mesures ont été faites avec une précision d'environ  $\pm 2\%$  pour  $(\bar{\phi}_m/\phi_{u,c})$ ,  $\pm 1\%$  pour  $(\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_u)$  et  $\pm 1\%$  pour  $(\phi_{g,s}/\bar{\phi}_u)$ . Les erreurs sur  $(\bar{\phi}_m/\phi_{u,c})$  et  $(\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_u)$  contiennent une composante systématique de  $0,75\%$ . A partir de ces erreurs, on a calculé l'erreur sur  $(\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_u)_T$  obtenue par l'expression (V.2), en additionnant les erreurs relatives des facteurs et diminuant les composantes systématiques. En considérant nulle l'erreur sur la fonction  $\mathcal{Q}(T)$ , on arrive à une précision de  $\pm 3\%$ .

### V.3 - Valeurs calculées

Le programme SPM-123 calcule le rapport  $\bar{h} = \bar{\phi}_u/\bar{\phi}_m$  par intégration sur le spectre du rapport  $(\bar{\phi}_u/\bar{\phi}_m)$  ( $v$ ) calculé à chaque vitesse  $v$  par la méthode monocinétique A.B.H. (9) (cf chapitre II).

Cette méthode ayant été conçue pour des cellules où la gaine était faiblement absorbante, elle ne tient pas compte de l'influence de l'absorption de la gaine sur  $\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_u$ , ce qui dans notre cas n'est pas valable, à cause de la gaine en acier. On a alors passé des calculs pour certains des cas avec une variante du programme SPM-123 où le flux dans la gaine était calculé par une méthode choc par choc, (cf chapitre II). A partir de ces calculs, on a obtenu (par interpolation) une correction sur  $\bar{h}$  pour tous les autres cas. Les résultats finals pris pour la comparaison avec l'expérience sont des valeurs de  $\bar{h}$  corrigées de ce calcul choc par choc. En fait, on a pris l'inverse de ce rapport, c'est-à-dire on a comparé les valeurs de  $\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_u$ .

Le rapport de flux gaine/combustible,  $\bar{\phi}_g/\bar{\phi}_u$ , a été obtenu à partir du terme d'absorption  $R_g$  (expression V.6), corrigé aussi par le calcul choc par choc.



#### V.4 - Comparaison calcul-expérience

On présente dans le tableau 8 les valeurs expérimentales et calculées du rapport  $\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_u$ . La façon d'obtention de chacun de ces rapports a été discuté dans V.2 et V.3.

Les marges d'erreurs étant trois fois plus grandes à chaud qu'à froid, il est utile de séparer la discussion de ces deux cas.

A froid d'abord, où la marge d'erreur est  $\pm 1\%$ , l'écart (calcul-expérience)/(expérience) est d'ordre de  $+ 3\%$ , variant légèrement (moins de  $1\%$ ) entre les pas extrêmes, 18 cm et 29 cm. On a présenté  $\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_u$  en fonction du pas, à froid, dans la figure 5.

A chaud, les écarts se trouvent à l'intérieur des marges d'erreurs, qui sont, pourtant, plus grandes qu'à froid :  $\pm 3\%$ . Mais si l'on observe la variation des écarts avec la température pour les trois pas, on constate une régularité : l'amplitude de cette variation diminue vers les pas plus grands. En d'autres termes, la variation de  $\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_u$  avec la température est mieux représentée pour les pas plus grands.

On a porté cette variation, normalisée à la température ambiante, dans le tableau 8 et la figure 6. L'effet du pas est bien visible. Notons que due à la normalisation, l'erreur expérimentale a été réduite à  $\pm 2\%$ .

Il y a donc deux effets à expliquer : l'écart positif systématique à froid, pratiquement indépendant du pas, et la variation trop rapide avec la température, du  $\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_u$  calculé plus prononcée aux pas plus petits.

Quant aux valeurs à froid, l'écart peut provenir de deux sources : soit de la correction **C** de l'activation non- $1/v$  du Mn (expression V.1, tableau 7), soit du calcul. Considérons d'abord la correction **C**. En prenant  $g = 1$ , on a négligé l'effet du "self-shielding" thermique des détecteurs, ou plutôt on a considéré qu'il a été le même dans le modérateur et le combustible. Or, le self-shielding thermique dépend de l'absorption du milieu : il est plus prononcé dans les milieux moins absorbants.

En prenant ceci en considération, les  $\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_u$  expérimentaux actuels seraient trop faibles et l'écart pourrait être expliqué. L'évaluation numérique de cet effet consiste à multiplier  $g$  (expr. V.1) par  $G_{th}$ , le facteur de "self-shielding" thermique.  $G_{th}$  sera pratiquement 1 dans l'uranium, mais il vaut 0,97 dans le graphite pour les détecteurs utilisés (6). La correction  $C$  (V.1) sera alors :

$C = (\kappa_{u,w} s + 1) / (\kappa_{m,w} s + 0,97)$ , donc  $C$  sera augmenté de 3 % et toutes les valeurs "expérimentales" de  $\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_u$  seront augmentées du même pourcentage, ce qui expliquerait les écarts existants.

Passons ensuite au côté calcul. Notons que le  $\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_u$  calculé contient une correction, celle du calcul choc par choc expliquée dans V.3, et on doit d'abord vérifier sa validité. Cette correction vaut environ + 3 % et on constate que sans elle on retombe pratiquement sur les valeurs expérimentales. On a donc un motif pour la mettre en doute. Comme cette correction a été introduite pour mieux représenter le flux dans la gaine, une vérification plus directe peut être fournie par la comparaison avec l'expérience des rapports  $\bar{\phi}_g/\bar{\phi}_u$  calculés avec et sans cette correction. On voit cette comparaison dans le tableau 9. On constate tout d'abord une incohérence importante entre le calcul et l'expérience : tandis que le  $\bar{\phi}_g/\bar{\phi}_u$  expérimental croît avec le pas, celui calculé décroît. Ce désaccord est plus frappant pour les valeurs sans la correction "choc par choc" tandis qu'elle tend à rétablir la situation expérimentale. D'autre part, on verra plus loin dans l'analyse des mesures globales (chapitre VI) qu'elle agit aussi dans le sens d'approcher les  $k_\infty$  calculés et expérimentaux. On n'a donc pas un argument décisif pour l'abandonner. En conclusion, malgré la constatation que l'abandon de la correction "choc par choc" fait coïncider les  $\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_u$  calculés avec l'expérience, on n'a pas d'arguments suffisants pour effectivement attribuer à elle la cause des écarts observés. On doit retenir alors l'explication basée sur l'effet du self-shielding thermique.

Passons ensuite à la variation de  $\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_u$  avec la température. (Tableau 8 et Figure 6). Encore ici, la cause des écarts peut être attribuée soit au traitement des valeurs expérimentales, soit au calcul.

Du côté expérimental, les  $\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_u$  comportent une fonction correctrice calculée  $\varphi(T)$  (cf. expressions V.2 et V.3), dont les valeurs se trouvent dans le tableau 7. On constate qu'elle introduit +6 % à 390 °C pour tous les pas. Or la variation calculée en fonction de la température sous-estime l'expérience de - 3 % environ au pas plus petit et de 0 % au pas plus grand. Donc  $\varphi(T)$  doit être diminuée de 3 % au petit pas (et conservée au grand pas) pour expliquer les écarts. En d'autres termes : si on accepte toujours l'hypothèse exprimée par l'expression (V.3), G doit diminuer plus lentement quand la température augmente, au petit pas.

Du côté calcul, comme l'écart dépend du pas, c'est-à-dire du spectre, on pourrait attribuer sa cause à l'intégration de  $\bar{\phi}_u/\bar{\phi}_m$  sur le spectre (cf. alinéa V.3 et chapitre II). La correction correspondante est plus grande au petit pas et une erreur sur elle serait alors plus grande, ce qui coïncide avec le sens des écarts observés. La correction étant négative, on doit donc supposer que ses valeurs à chaud sont trop grandes en valeurs absolues. (Tableau 12).

Une autre hypothèse que l'on peut poser pour expliquer les écarts observés c'est une erreur sur les données de base, dans les cas en question, les sections efficaces des matériaux de la cellule. En particulier <sup>dans</sup> la méthode ABH, seule la section efficace du combustible intervient dans la valeur de  $\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_u$ . L'influence d'une erreur  $\delta\check{\Sigma}_{au}/\check{\Sigma}_{au}$  sur  $\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_u$  est (16) :

$$\frac{\delta(\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_u)}{(\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_u)} = \frac{\delta\check{\Sigma}_{au}}{\check{\Sigma}_{au}} - \frac{1}{(1-f)} \cdot \frac{\delta f}{f} \quad (V.7)$$

On trouvera dans le tableau 10 l'influence d'une erreur de + 1 % sur  $\check{\Sigma}_{au}$ . On constate qu'à froid elle est constante avec le pas et vaut 0,5 % de  $\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_u$ . Alors pour expliquer les écarts calcul-expérience à froid, d'ordre de + 3 % on doit supposer une erreur de + 6 % sur  $\check{\Sigma}_{au}$ .

Si on veut attribuer cette erreur au seul Pu-239, qui représente 1/3 des absorptions dans le combustible, on doit supposer une erreur de + 15 % sur sa section efficace. Ces erreurs ne sont pas acceptables comme une explication satisfaisante des écarts observés. D'une part, l'effet de cette erreur sur la variation de  $\bar{\phi}_m / \bar{\phi}_u$  avec la température serait plus fort pour les grands pas - le contraire de ce qu'on constate (tableau 8 et fig. 6).

D'autre part, l'ordre de grandeur d'une telle erreur sur du Pu-239 n'est pas acceptable. En effet,  $\sigma_a$  à 2200 m/s est connue à peu pourcents près. Et si la faute provenait du modèle de thermalisation, une section effective de l'absorption trop erronée aurait comme conséquence une section effective de fission trop erronée. Or, ceci n'est pas acceptable parce que, d'un côté  $\sigma_a$  et  $\alpha$  à 2200 m/s sont connues à peu pourcents près, et d'autre côté le modèle de thermalisation appliqué au calcul de  $\check{\Sigma}_{f_0}$  est confirmé par les expériences d'indices de spectre (cf. alinéa IV.5).

Tous les calculs ayant été réalisés avec la loi de capture "U/Pu" on peut se demander sur l'effet de les faire avec <sup>la)</sup> loi en "1/v". Le spectre calculé avec la loi en 1/v ne se trouvant plus déprimé à l'endroit de la résonance à 0,3 eV du Pu-239, les sections efficaces effectives vont se trouver augmentées. Dû donc à l'augmentation de  $\check{\Sigma}_{au}$ ,  $\bar{\phi}_m / \bar{\phi}_u$  augmentera (cf. la formule V.7). Mais il y a d'autre part l'effet de l'intégration sur le spectre qui agit en sens contraire. On a vu en effet que cette intégration fait diminuer  $\bar{\phi}_m / \bar{\phi}_u$  et maintenant, en absence de la dépression du spectre, son effet va croître encore. A partir des valeurs numériques du tableau 11 on constate que l'effet d'intégration emporte sur celui d'augmentation de  $\check{\Sigma}_{au}$  :  $\bar{\phi}_m / \bar{\phi}_u$  calculé par la loi 1/v est plus petit que celui calculé par la loi U/Pu. Dans le tableau 12 on montre l'effet de l'intégration pour les deux lois de capture, en fonction du pas et de la température. On présente les valeurs de : 
$$\Delta = \left[ \left( \bar{\phi}_m / \bar{\phi}_u \right)_{\text{Intégré}} - \left( \bar{\phi}_m / \bar{\phi}_u \right)_{\text{Monocinetique}} \right] / \left[ \left( \bar{\phi}_m / \bar{\phi}_u \right)_{\text{Monocinetique}} \right].$$

On constate que pour la loi en 1/v  $\Delta$  est constante avec la température pour le pas 18 cm (spectre "dur") et augmente fortement avec la

température pour le pas 29 cm (spectre "mou").

Il est utile, finalement, de regarder l'influence des écarts (calcul-expérience) des rapports de flux sur les absorptions relatives dans la cellule. On présente dans le tableau 13 les absorptions relatives dans le modérateur, la gaine, les bouchons (c'est-à-dire tout l'acier restant) et le combustible (c'est-à-dire le facteur d'utilisation thermique  $f$ ). Les absorptions relatives ont la forme :

$$R_i = \frac{V_i}{V_u} \cdot \frac{\sum_i \bar{\Phi}_i}{\sum_u \bar{\Phi}_u} \quad (V.8)$$

i = m =	modérateur
= g =	gaine
= b =	bouchons (ici : tout l'acier en dehors de la partie tubulaire)
= c =	air du canal

et le facteur  $f$  satisfait la relation

$$\frac{1}{f} - 1 = \sum_i R_i \quad (V.9)$$

Les  $R_i$  expérimentaux et calculés sont donnés tous les deux par (V.8), en prenant soit le rapport de flux expérimental, soit celui calculé. En plus, les  $R_i$  calculés contiennent les corrections du calcul choc par choc et de l'intégration sur le spectre. On observe que, comme le calcul en général surestime les rapports de flux, les  $f$  calculés sont inférieurs aux  $f$  expérimentaux. L'écart est d'ordre de  $0,3\%$ , même ordre de grandeur de l'incertitude expérimentale sur  $f$  (provenant des marges d'erreur sur les rapports de flux). Néanmoins, on observe une variation systématique de ces écarts, conséquence naturelle des variations systématiques correspondantes des rapports de flux.

### V.5 - Conclusion

On a comparé avec l'expérience les rapports  $\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_u$  et  $\bar{\phi}_g/\bar{\phi}_u$ . En ce qui concerne  $\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_u$ , on a constaté un écart systématique de 3 % à la température ambiante, le calcul surestimant l'expérience.

On a conclu que cet écart provient du fait de n'avoir pas considéré le "self-shielding" thermique dans la correction de l'activation non-1/v des détecteurs de Mn. En fonction de la température,  $\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_u$  est bien calculé au pas plus grand, mais diminue trop rapidement par rapport à l'expérience aux deux pas plus petits. On a émis deux hypothèses :

a) les écarts sont dûs à la fonction correctrice  $\mathcal{Q}(T)$  appliquée aux valeurs expérimentales et qui provient d'une hypothèse arbitraire (V.3) ;  $\phi_{u,c}/\bar{\phi}_u \sim \bar{\phi}_u/\phi_{u,surface} = 1/G$  (G de Benoist (9)). Alors, pour éliminer l'écart,  $\phi_{u,c}/\bar{\phi}_u$  doit varier moins vite avec la température que 1/G, au pas plus petits.

b) les écarts sont dûs à une valeur trop grande <sup>en valeur absolue</sup> de la correction d'intégration sur le spectre à chaud pour les pas plus petits.

En ce qui concerne  $\bar{\phi}_g/\bar{\phi}_u$ , le calcul donne une variation avec le pas de sens opposé à l'expérience. La correction "choc par choc", tend à rétablir la situation expérimentale.

Si on calcule  $f$  à partir des rapports de flux expérimentaux, les erreurs sur ceux-ci donnent une imprécision d'ordre de  $\pm 0,2$  %; les  $f$  calculés se situent systématiquement au-dessous des  $f$  expérimentaux, l'écart étant en général un peu plus grand que l'imprécision expérimentale.

## VI - Les mesures globales

### VI.1 - Introduction

Les expériences globales ont consisté dans la mesure de laplaciens dans l'ensemble exponentiel SCORPIO-I, pour plusieurs pas de réseaux et températures. La comparaison avec le calcul a été faite par l'intermédiaire du  $K_{\infty}$  du réseau. Le  $K_{\infty}$  expérimental a été obtenu à partir de laplaciens mesurés et d'aires de ralentissement et diffusion calculées.

### VI.2 - Description des expériences

#### Caractéristiques des réseaux mesurés

On a déjà présenté dans le tableau 1 les caractéristiques des réseaux étudiés : pas, canal, dimensions de l'empilement, températures. On a étudié quatre pas : 18, 20, 25 ( $18\sqrt{2}$ ) et 29 ( $20\sqrt{2}$ ) cm, avec un réseau carré. Le diamètre du canal a été constant, égal à 7 cm. Avec le barreau de 1,5 cm de rayon on a donc couvert les  $V_m/V_u$  de 39, 53, 84 et 112. On a eu trois températures nominales : 25, 200 et 390 °C, sauf pour le pas 18 cm où il y en a eu quatre : 25, 150, 260 et 390 °C.

#### Description de l'empilement

##### a) Dimensions et orientation

Le tableau 1 donne les dimensions de l'empilement, qui est en gros un cube de 2 m de côté. Les canaux (axe  $Y$ ) sont horizontaux, parallèles au plan de la source ( $XY$ ). La décroissance exponentielle du flux se fait dans la direction  $Z$ . (Cf. fig. II)

b) Sources

L'empilement est excité par 4 sources de 60 curies chacune, d'antimonium - béryllium ( $\gamma, n$ ), donnant un flux d'environ  $10^4$  /cm<sup>2</sup>-s. Elles sont positionnées dans les noeuds du troisième harmonique, de façon à minimiser l'effet d'harmoniques supérieurs. Leur côté est ajustée de façon à que chaque source séparément donne le même flux (à 1 % près) au centre de l'empilement.

c) Frontières

Les frontières de l'empilement ont été définies par des plaques de Boréal de 0,457 cm d'épaisseur.

Les extrémités postérieures des canaux ont été fermées par des plaques d'acier (12 x 5 x 0,3 cm environ) contre lesquelles les éléments combustibles ont été appuyés.

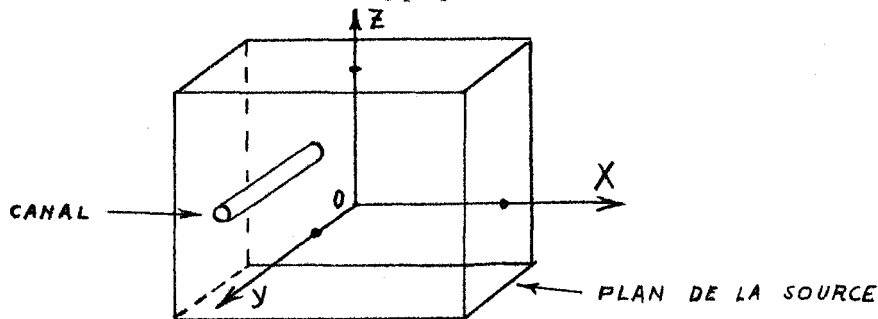


Fig. II : Axes de référence

Technique des mesures

a) Grandeurs mesurées

Les grandeurs directement mesurées ont été les largeurs extrapolées  $W_x$  et  $W_y$ , (selon les axes X et Y) et la longueur de relaxation  $b_{11}$  (selon l'axe Z, perpendiculaire au canaux). Elles ont été déterminées expérimentalement en mesurant le flux selon les trois directions X, Y et Z, les distributions résultantes étant ajustées, par la méthode des moindres carrés, aux fonctions :



$$\phi_x = A_0 \cos \frac{\pi(x - C_x)}{W_x}$$

$$\phi_y = A_0 \cos \frac{\pi(y - C_y)}{W_y}$$

$$\phi_z = A_0 \sinh \frac{(h - z)}{b_n}$$

où  $C_x$  et  $C_y$  sont les coordonnées effectives des centres des distributions transversales.

On a tenu compte du flux de fond, dû au combustible lui-même, d'ordre de 5-10 % du flux induit par les sources.

#### b) Détecteurs

On a employé deux types de détecteurs : a) feuilles de Mn/Ni (88 % Mn), de 2,5 x 1,9 x 0,051 cm b) compteurs proportionnels de BF<sub>3</sub> (96 % B-10) de 1,2 cm de diamètre et 5 cm de longueur active. Ces derniers ont été employés pour des mesures à froid seulement.

Les mesures avec les deux types de détecteurs ont donné des résultats essentiellement identiques, sauf pour la longueur de relaxation, où une petite différence systématique a été vérifiée, entraînant une correction sur la longueur de relaxation de  $\pm 0,15$  %.

#### c) Irradiation et comptage des feuilles

On mesurait à chaque fois, typiquement, une largeur X, une largeur Y et deux longueurs de relaxation, avec un chargement d'environ 30 feuilles (environ 8 feuilles par chaque direction).

On répétait cette mesure 5 fois pour chaque pas et chaque température. On irradiait les feuilles pendant 9 heures, l'activité de chaque feuille arrivant à 90 % de la saturation. Le comptage de l'activité était faite par une installation automatique de compteurs de scintillation plastiques, avec géométrie presque  $4\pi$ . Chaque feuille était comptée 4 fois, donnant un total de 40.000 comptages. Chaque séquence de comptage durait environ 6 heures.

d) Régions de mesure

Toutes les mesures ont été réalisées à plus de 4 pas de distance verticale du plan de la source, pour éviter l'influence des harmoniques existants au-dessous de ce niveau.

Les largeurs  $W_x$  ont été calculées en extrapolant la courbe de flux dans la gamme  $\pm 4$  pas. Les critères pour ce choix ont été la constance du rapport de Cd du Bore (ce qui éliminait une gamme plus grande) et l'effet d'une erreur dans le flux sur la largeur extrapolée (ce qui éliminait une gamme plus petite).

La gamme de mesure selon la direction  $Y$  a été choisie de façon à tenir compte de la constance du rapport de Cd et de l'effet des relèvements de flux entre deux éléments sur la largeur extrapolée (ce qui éliminait une gamme plus petite).

Selon la direction  $Z$ , seulement l'effet des harmoniques a été décisif dans le choix de la gamme des mesures.

e) Obtention de  $W_x$ ,  $W_y$  et  $b_{11}$

Les résultats de comptages étaient transmis par bande perforée de l'installation automatique de comptage à une calculatrice MERCURY, où ils ont été analysés par le programme STOUGE (1).

Le programme calculait les corrections usuelles et faisait l'ajustement des flux à des fonctions cos ou sinh par la méthode des moindres carrés, obtenant ensuite les valeurs de  $W_x$ ,  $W_y$  et  $b_{11}$ . Le programme suppose que l'erreur statistique dans chaque point de flux n'est jamais inférieure à 0,5 %.

Obtention des  $k_{\infty}$  expérimentaux

On a déduit le  $k_{\infty}$  expérimental à partir des largeurs extrapolées et longueurs de relaxation mesurées, par l'expression :

$$k_{\infty} = (1 + L_1^2 B_1^2 + L_{||}^2 B_{||}^2) (1 + \tau_1 B_1^2 + \tau_{||} B_{||}^2) \quad (\text{VI.1})$$

où

1 = radial (perpendiculaire aux canaux)

|| = longitudinal (parallèle aux canaux)

$L^2$  = aire de diffusion

$\tau$  = aire de ralentissement

$$B_1^2 = B_x^2 + B_y^2 = \left( \frac{\pi}{W_x} \right)^2 - \left( \frac{1}{b_{11}} \right)^2$$

$$B_{||}^2 = B_y^2 = \left( \frac{\pi}{W_y} \right)^2$$

Les aires de diffusion et ralentissement sont des valeurs calculées par le programme SPM-123, qui est basé par les méthodes de Benoist (17) et Naudet (18) dont un résumé a été donné dans le chapitre II. On présente dans le tableau 14 les données pour le calcul des  $k_{\infty}$  expérimentaux, dont les valeurs se trouvent dans le tableau 15, avec les marges d'erreur expérimentales respectives. Ces dernières sont les moyennes quadratiques des erreurs sur  $W_x$ ,  $W_y$  et  $b_{11}$ , (tableau 14) qui sont en moyenne 0,5 %. Pour le calcul des coefficients de température expérimentaux, la partie systématique des erreurs en fonction de la température s'annule et l'erreur sur  $W_x$  et  $W_y$  a été réduite à 0,1 %, d'après (1) ; l'erreur sur  $b_{11}$  a été conservée.

Comme on a vu dans le chapitre III les données de base du graphite pour le calcul de  $L^2$  et  $\tau$  ont été : libre parcours moyen de transport  $\lambda_t = 2,606$  cm et age jusqu'à l'énergie de la résonance de l'Indium,  $\tau_{In} = 310$  cm<sup>2</sup> (densité du graphite 1,60 g/cm<sup>3</sup> pour les deux cas).

### VI.3 - Valeurs calculées

Les données pour les calculs sont présentées dans le tableau 3. Ils ont été déjà commentés dans le chapitre III. Notons seulement que la section efficace microscopique d'absorption du graphite à 2200 m/s,  $\sigma_a = 3,938$  mb a été déduite à partir de la mesure expérimentale de  $L^2$  de la référence (1) et du  $\lambda_t$  employé par le programme SPE-125. On a pris en considération la présence de l'air dans les canaux et dans les pores du graphite, en tenant compte de l'effet de la température. Pour tenir compte de la présence de la gaine, fortement absorbante, on a calculé son influence par un calcul choc par choc (cf. alinéa V.3) et appliqué la correction correspondant sur  $f$  aux valeurs des  $k_{\infty}$  ; elle vaut environ - 300 pcm et on trouve ses valeurs dans le tableau 16.

Le plutonium du combustible contenant 3 % de Pu-240, on a tenu compte du "self-shielding" de celui-ci en appliquant la correction suivante sur  $\gamma$  (11) :

$$\frac{d\gamma}{\gamma} = \frac{\check{\sigma}_{a0} - \check{\sigma}_{a0,M}}{\check{\sigma}_{a0}} \left( 1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\pi}{2} \cdot \frac{4V_u}{S_{eff}} \sigma_{r0} N_0}} \right) \frac{\check{\Sigma}_{a0}}{\check{\Sigma}_{a0}} \quad (VI.2)$$

avec

- o = Pu-240
- M = spectre Maxwellien
- v = combustible
- $\sigma_{r0}$  = section efficace d'absorption au pic de la résonance à 1 eV du Pu-240 = 173,4 kb
- $S_{eff} = 2\pi ah$
- a = rayon du barreau de combustible
- h = longueur du barreau de combustible

Cette correction vaut environ + 500 pcm et diminue quand le pas augmente. On trouvera les valeurs dans le tableau 16.

L'effet des fuites sur le spectre a été pris en considération par l'intermédiaire du laplacien matière,  $B_m^2 = (k_\infty - 1)/M^2$  comme expliqué dans le chapitre II.

#### VI.4 - Comparaison calcul-expérience

On présente dans le tableau 15 et la figure 7 les coefficients de multiplications infinis calculés et expérimentaux.

Les écarts (calcul-expérience)/(expérience) se trouvent dans la dernière colonne du tableau 15. On constate le suivant :

a) les écarts sont toujours positifs et en dehors des marges d'erreur.

b) Pour le pas 20 cm ( $V_m/V_u \sim 50$ ), à la température ambiante, l'écart vaut +1700 pcm

c) pour une même température, les écarts diminuent systématiquement quand le pas augmente. (Cf. fig. 8 (a) )

d) pour un même pas, les écarts augmentent avec la température (cf. fig. 8 (b) ).

En conséquence de d), les coefficients de température de réactivité calculés vont être plus grands que les <sup>coefficients</sup> expérimentaux. On peut le constater dans le tableau 17 et la figure 9. On y constate que l'écart entre calcul et expérience diminue quand le pas augmente, ce qui est une conséquence de c).

Si on calcule les coefficients de température pour les intervalles de température 20-200 °C et 200-390 °C (\*) (tableau 18) et compare les écarts entre calcul et expérience avec les marges d'erreur expérimentales (fig 10), on constate qu'ils ne varient systématiquement ni avec le pas, ni avec la température. Ceci veut dire qu'il y a accord entre les courbures expérimentale et calculée des courbes en fonction de T (fig 7).

Passons ensuite aux explications possibles des écarts constatés.

Tout d'abord, analysons les valeurs expérimentales elles-mêmes. Effectivement, elles contiennent des facteurs provenant de calculs (les aires de diffusion et ralentissement, cf l'expression (VI.1)) et il est possible que les écarts soient dûs, au moins en partie, au mauvais calcul de ces facteurs.

Pour faciliter l'analyse, écrivons (VI.1) sous la forme approchée :

$$\begin{aligned} k_{\infty} - 1 &\simeq M_{\perp}^2 \left( B_{\perp}^2 + \frac{M_{\parallel}^2}{M_{\perp}^2} B_{\parallel}^2 \right) \\ &= M_{\perp}^2 K_{\perp}^2 \end{aligned} \quad (\text{VI.3})$$

avec

$$K_{\perp}^2 = B_{\perp}^2 + \frac{M_{\parallel}^2}{M_{\perp}^2} B_{\parallel}^2$$

Le facteur  $M_{\parallel}^2 / M_{\perp}^2$  dépend de l'effet d'anisotropie calculé par la méthode de Benoist (17) qu'on suppose correcte et a été, d'ailleurs, confirmée dans les expériences SCORPIO elles-mêmes (1).

L'effet du calcul est essentiellement concentré dans le facteur

$$M_{\perp}^2 = L_{\perp}^2 + \tau_{\perp} \quad , \text{ dont on va analyser chacun des termes.}$$

L'aire de diffusion de la cellule est essentiellement  $L^2 = L_m^2 (1-f)$  (m = modérateur). Une erreur sur  $L^2$  peut se décomposer comme :

---

(\*) Au pas 18 cm on dispose de trois intervalles : 20-150, 150-260 et 260-390 °C.

$$\frac{dL^2}{L^2} = \frac{dL_m^2}{L_m^2} - \frac{df}{1-f}$$

On a comme incertitude expérimentale  $dL_m^2/L_m^2 = \pm 0,01$  (Ref (1), cf chapitre III) ; le plus grand écart calcul-expérience  $df/(1-f)$  est - 0,03 (pas 29 cm, cf tableau 13) ; donc la plus grande erreur sur  $L^2$  pourrait être :

$$\frac{dL^2}{L^2} = +0,01 + 0,03 = +0,04$$

ce qui entraînerait une erreur d'environ + 400 pcm sur  $K_\infty$ . Elle croîtrait vers les pas plus grands. Alors ni son signe ni le sens de sa variation avec le pas ne serait pas en mesure d'expliquer les écarts. De même façon, une erreur sur  $f$  en provenance des sections efficaces effectives croîtrait avec le pas, dans le sens opposé, donc, des écarts observés.

L'âge - Une erreur sur sa donnée de base, l'âge dans le graphite jusqu'à la résonance de l'Indium, ne serait pas en mesure d'expliquer le sens de la variation des écarts avec le pas. En effet,  $\tau_{In}$  est connu avec  $\pm 2\%$ . Une erreur de - 2% aurait sur  $K_\infty$  l'effet suivant, qui diminue avec le pas :

Pas cm	T °C	pcm. sur $k_\infty$
18	20	- 120
	390	- 130
29	20	- 50
	390	- 100

On observe d'ailleurs que l'ordre de grandeur de l'erreur sur  $k_\infty$  est nettement inférieure aux écarts constatés.

Considérons ensuite une particularité du formalisme du programme SPM-123, où on a :

$$\tau = (\text{age "classique"}) \times p$$

Récemment on a mis en doute cette formulation. Il est utile donc d'analyser l'effet de prendre l'age "classique" au lieu de  $\tau$ , c'est-à-dire de diviser par  $p$  le  $\tau$  actuellement utilisé. Les résultats sont présentés dans le tableau 19. On constate que l'effet serait d'augmenter le  $k_{\infty}$  "expérimental" de 1000 pcm au pas 18 cm et de 200 pcm au pas 29 cm indépendamment de la température. De cette façon, on pourrait expliquer environ le tiers des écarts calcul-expérience, en conservant sa variation avec le pas.

En conclusion, si on cherche d'abord la cause de l'écart ( $k_{\infty}$  calc -  $k_{\infty}$  exp) dans la passage des laplaciens mesurés au  $k_{\infty}$  expérimentaux, qui est faite par les  $L^2$  et  $\tau$  calculés, on constate le suivant :

a) Des erreurs sur les données de base ( $L_m^2$  et  $\tau_{In}$ ) n'expliquent pas ni l'ordre de grandeur ni le sens des écarts.

b) Ni des écarts entre  $f$  calculés et expérimentaux (en provenance des  $\bar{\phi}_m / \bar{\phi}_u$ ), ni la répercussion sur  $f$  d'erreurs sur  $\bar{\Sigma}_{av}$ ,  $\bar{\Sigma}_{am}$  et  $\bar{\Sigma}_{aa}$  (acier), n'explique ni l'ordre de grandeur ni le sens des écarts.

c) Le fait d'employer comme  $\tau$  le  $\tau$  "classique" divisé par  $p$  explique le tiers environ de l'écart et sa variation avec le pas. Par contre, il n'explique pas la variation des écarts avec la température.

En acceptant la conclusion c) ci-dessus, les écarts qui restent à expliquer par l'intermédiaire des  $k_{\infty}$  calculés sont ceux qu'on présente dans le tableau 20. On va analyser successivement les écarts en fonction du pas et de la température.



Écarts en fonction du pas - Le programme SPM-123 n'a pas encore été ajusté sur des expériences critiques, donc l'intégrale de résonance d'U-238 est incorrecte. C'est d'où provient le gros écart moyen, d'ordre de 1000 pcm. La variation des écarts en fonction du pas coïncide avec la variation d'un écart  $\delta k_{\infty}/k_{\infty}$  dû à une erreur sur  $I_R$  = intégrale de résonance d'U-238. Par exemple, si on attribue tout l'écart au pas 18 cm (température ambiante) à la seule erreur sur  $I_R$ , cette même erreur expliquera aussi l'écart constaté au pas de 29 cm. Pour les valeurs numériques en question, en tenant compte du tableau 20 on doit supposer que  $I_R$  est actuellement trop faible de 10 %. Mais d'autre part on constate que  $\delta k_{\infty}/k_{\infty}$  dû à  $\delta I_R/I_R$  ne croît pas avec la température, donc la seule erreur sur  $I_R$  ne suffit pas pour expliquer l'écart total, qui augmente avec la température, pour tous les pas.

Écarts en fonction de la température - En regardant la fig. 9, coefficient de température en fonction du pas, on constate que l'écart entre le calcul et l'expérience diminue quand le pas croît, avec une exception (pas 20 cm).

Pour mieux analyser ces écarts, divisons  $\alpha_{k_{\infty}}$  dans le coefficient de température de l'utilisation thermique,  $\alpha_f$ , et le reste,  $\alpha_{\gamma p} = \alpha_{k_{\infty}} - \alpha_f$  (tableau 17). On constate que  $\alpha_f$  est bien calculé et l'écart provient surtout de  $\alpha_{\gamma p}$ .

Analysons séparément  $\alpha_{\gamma}$  et  $\alpha_p$ , dont les valeurs (seulement calculées) se trouvent dans les deux dernières colonnes du tableau 17. On vérifie que  $\alpha_{\gamma}$  est presque constant avec le pas, tandis que  $\alpha_p$  diminue d'un facteur de 3 entre les pas extrêmes. Or, comme les écarts calcul-expérience diminuent eux aussi d'une même proportion environ avec le pas, on peut envisager comme une explication des écarts une erreur dans le calcul de  $\alpha_p$ . Mais cette erreur devrait être d'ordre de 100 %, ce qui est peu probable, donc cette hypothèse doit être rejetée.

D'autre part, comme les écarts sont plus grands pour les spectres plus durs des petits pas, on pourrait chercher la cause dans le mauvais calcul de  $\alpha_\gamma$ , qui dépend du spectre. On pourrait chercher la cause du mauvais calcul de  $\alpha_\gamma$  dans la forme des courbes de sections efficaces. En effet, on a vu dans le chapitre IV que les expériences d'indices de spectre montraient qu'il devrait avoir une erreur dans l'allure des courbes de sections efficaces de fission utilisées dans les calculs. C'était une erreur de - 3 % sur  $(\check{\Sigma}_{f9}/\check{\Sigma}_r)_{390}$  normalisé à 20 °C, dans un spectre maxwellien. Comme l'indice de spectre était bien calculé, alors il y a une erreur égale sur son numérateur,  $(\check{\Sigma}_{f9}/\check{\Sigma}_{f5})_{390}$  (normalisé à 20 °C), dans le spectre du réseau (cf expression IV.3). Vérifions l'influence de cette erreur sur  $\alpha_\gamma$ .

L'expression de  $\alpha_\gamma$  peut s'écrire en fonction des variations  $\Delta$  des sections efficaces en fonction de la température, comme :

$$\alpha_\gamma = \frac{\Delta\gamma}{\Delta T\gamma} = \frac{1}{\Delta T} \left\{ \sum_{i=9 \text{ et } 5} \left[ A_{fi} (\Delta\check{\Sigma}_{fi} - \Delta\check{\Sigma}_{ai}) + (A_{fi} - A_{au}) \Delta\check{\Sigma}_{ai} \right] - A_{au} \Delta\check{\Sigma}_{a90} \right\} \quad (\text{VI.4})$$

avec

$$A_{fi} = \nu_i / (\nu_9 \check{\Sigma}_{f9} + \nu_5 \check{\Sigma}_{f5})$$

$$A_{au} = 1 / \check{\Sigma}_{au}$$

Avec cette expression nous pouvons chiffrer l'erreur sur  $\alpha_\gamma$  provenant de l'erreur sur les courbes en question. Nous pouvons faire les hypothèses suivantes :

I) L'erreur provient seulement des courbes du Pu-239.

a)  $(\check{\Sigma}_{f9}/\check{\Sigma}_{a9})$  en fonction de T est correct

$$\text{Alors } \frac{\delta(\check{\Sigma}_{a9r}/\check{\Sigma}_{a90})}{(\check{\Sigma}_{a9r}/\check{\Sigma}_{a90})} \simeq 6 \Delta\check{\Sigma}_{a9} / \Delta\check{\Sigma}_{a9} = - 3 \%$$

b)  $(\check{\Sigma}_{a9})$  en fonction de T, est correct.

$$\text{Alors } \frac{\delta(\check{\Sigma}_{f9T}/\check{\Sigma}_{f90})}{(\check{\Sigma}_{f9T}/\check{\Sigma}_{f90})} \approx \frac{\delta(\Delta\check{\Sigma}_{f9} - \Delta\check{\Sigma}_{a9})}{(\Delta\check{\Sigma}_{f9} - \Delta\check{\Sigma}_{a9})} = - 3 \%$$

II) L'erreur provient seulement des courbes du U-235

Le raisonnement est analogue :

$$\begin{aligned} \text{a)} \quad & \frac{\delta \Delta \check{\Sigma}_{a5}}{\Delta \check{\Sigma}_{a5}} = + 3 \% \\ \text{b)} \quad & \frac{\delta(\Delta \check{\Sigma}_{f5} - \Delta \check{\Sigma}_{a5})}{(\Delta \check{\Sigma}_{f5} - \Delta \check{\Sigma}_{a5})} = + 3 \% \end{aligned}$$

On trouve ci-dessous les valeurs numériques pour les deux pas extrêmes :

Pas 18 cm :

$$\alpha_{\eta} = \frac{1}{362} \left\{ (-0,141 + 0,172) + (-0,00172 - 0,00587) - 0,00354 \right\} = 5,5 \text{ pcm}/^{\circ}\text{C}$$

Pas 29 cm :

$$\alpha_{\eta} = \frac{1}{367} \left\{ (-0,168 + 0,203) + (-0,000478 - 0,00961) - 0,002068 \right\} = 6,3 \text{ pcm}/^{\circ}\text{C} (*)$$

Les erreurs en provenance des hypothèses I et II ci-dessus seront :

		Pas 18 cm	Pas 29 cm
I a)	- 3 % sur $\Delta \check{\Sigma}_{a9}$	- 1,4 pcm/ $^{\circ}\text{C}$	- 1,6 pcm/ $^{\circ}\text{C}$
b)	- 3 % sur $(\Delta \check{\Sigma}_{f9} - \Delta \check{\Sigma}_{a9})$	+ 1,1	+ 1,4
II a)	+ 3 % sur $\Delta \check{\Sigma}_{a5}$	- 0,001	- 0,004
b)	+ 3 % sur $(\Delta \check{\Sigma}_{f5} - \Delta \check{\Sigma}_{a5})$	- 0,005	- 0,008

Les écarts existants étant tous positifs, seule l'hypothèse I b) doit être retenue.

---

(\*) Les différences par rapport aux  $\alpha_{\eta}$  du tableau 17 proviennent des termes de 2<sup>nd</sup>e ordre.

L'ordre de grandeur des écarts qu'elle introduit correspond aux écarts effectivement constatés, si on tient compte des marges d'erreurs (tableau 17). La conclusion à laquelle on arrive, alors, est que la courbe  $\sigma_{f_0}$  est incorrecte, celle de  $\alpha_{a_0}$  étant correcte, et on peut attribuer à ce fait les écarts constatés sur  $\alpha_\gamma$ . La variation des écarts avec le pas n'a pas été expliquée ; mais comme elle n'est pas tout à fait systématique, on peut l'attribuer simplement aux marges d'erreur.

Une conclusion très importante qu'on tire en marge de cette analyse est l'extrême sensibilité de  $\alpha_\gamma$  à l'allure de la courbe de section efficace du plutonium. La sensibilité est telle que seulement des expériences intégrales sur du combustible contenant du plutonium seraient, peut-être, en mesure d'ajuster un formulaire qui serait capable de calculer avec précision les coefficients de température du combustible contenant du Pu (irradié par exemple).

La décomposition ci-dessus (expression VI.4) permet de voir l'effet de la loi de capture. D'après le tableau 21, on voit que les  $\alpha_{k_0}$  calculés avec la loi "1/v" sont nettement supérieurs à ceux calculés avec la loi "U/Pu", l'écart provenant surtout de  $\alpha_{\eta p}$ . Mais comme  $\alpha_p$  ne dépend pas de la loi de capture employée, c'est  $\alpha_\gamma$  qui en est surtout sensible. Dû à l'absence de dépression au niveau de la résonance du Pu-239, les sections effectives du Pu-239 sont alors fortement surestimées, mais ce sont les effets différentiels entre  $\bar{\Sigma}_f$  et  $\bar{\Sigma}_a$  qui jouent décisivement sur le coefficient de température. En effet, l'expression (VI.4) s'écrit pour les valeurs numériques du pas 18 cm, avec la loi "1/v" :

$$\alpha_\gamma = \frac{1}{362} \left\{ (-0,189 + 0,230) + (-0,00175 - 0,00486) - 0,00192 \right\} = 9,1 \text{ pcm}/^\circ\text{C}$$

Cette expression est à comparer avec l'expression analogue écrite pour la loi "U/Pu". On s'aperçoit que c'est le premier crochet, représentant l'effet du Pu-239 qui joue le rôle décisif en augmentant  $\alpha_\gamma$ .

D'autre part il y a l'effet sur les valeurs absolues de  $k_{\infty}$ ,  $f$  et  $\eta$ , qui est aussi considérable. On peut le voir dans le tableau 22. On voit que c'est  $\eta$  qui est le plus sensible, comme on pourrait s'attendre à partir de l'analyse ci-dessus.

On conclut que le calcul du spectre avec la loi "1/v" donne des résultats très erronés,  $k_{\infty}$  et  $\alpha_{k_{\infty}}$  se trouvant nettement surestimés.

Influence des données de base - Les hypothèses émises avant pour expliquer les écarts entre calcul et expérience ne sont pas les seules à pouvoir les expliquer. Une combinaison des causes déjà mentionnées avec d'autres est bien possible. En particulier on peut mettre en doute les données de base utilisées par le programme SPM-123, et aussi les données d'entrée des calculs. On pourrait mentionner par exemple les constantes du Pu-239, l'intégrale de résonance d'U-238 (déjà analysée), la section efficace du graphite, le flux moyen expérimental dans la gaine (déduit semi-empiriquement à partir du flux à sa surface)

Pour servir de base à une étude future sur le sujet on a dressé un tableau avec l'effet sur  $f$ ,  $\eta$ ,  $\rho$ ,  $k_{\infty}$  et  $\alpha_{k_{\infty}}$  d'une variation de + 1 % sur plusieurs données de base (tableau 23). L'effet est chiffré en pcm ( $10^{-5}$ ).

Voici les expressions utilisées :

1) Effet sur  $\eta$

$$\eta = \frac{\sum_i v_i \Sigma_{fi}}{\sum_i \Sigma_{ai}}$$

$$\Sigma_f: \quad d\eta = \frac{v_k (d\Sigma_{fk})}{\sum_i \Sigma_{ai}}$$

$$\Sigma_a: \quad \frac{d\eta}{\eta} = - \frac{(d\Sigma_{ak})}{\sum_i \Sigma_{ai}}$$

$$v: \quad d\eta = \frac{\Sigma_{fk} (dv_k)}{\sum_i \Sigma_{ai}}$$

2) Effet sur  $f$

$$\frac{df}{f} = \frac{1}{f + (1-f) \left[ (1-h) \sqrt{\frac{f_0}{f}} + \frac{h}{1 + \frac{d\check{\Sigma}_{au}}{\check{\Sigma}_{au}}} \right]} - 1 \quad (\text{Ref. (16)})$$

$$h = \bar{\phi}_u / \bar{\phi}_m$$

$$\check{\Sigma}_{au} = \sum_i \check{\Sigma}_{ai}$$

$$\frac{d\check{\Sigma}_{au}}{\check{\Sigma}_{au}} = \frac{d\check{\Sigma}_{ak}}{\check{\Sigma}_{au}}$$

$$\frac{1}{f} - 1 = \frac{1}{V_u \check{\Sigma}_{au}} \sum_i V_i \check{\Sigma}_{ai} \bar{x}_i, \quad \text{avec } \bar{x}_i = \bar{\phi}_i / \bar{\phi}_u$$

$$\check{\Sigma}_a : \quad - \frac{df}{f^2} = \frac{V_k \bar{x}_k (d\check{\Sigma}_{ak})}{V_u \check{\Sigma}_{au}} \quad (\text{Hypothèse: variation de } \check{\Sigma}_{ak} \text{ n'influe pas sur les } \bar{x}_i)$$

$$\bar{x}_k : \quad - \frac{df}{f^2} = \frac{V_k \check{\Sigma}_{ak} (d\bar{x}_k)}{V_u \check{\Sigma}_{au}}$$

3) Effet sur  $\bar{x}_m = \bar{\phi}_m / \bar{\phi}_u$

$$\frac{d\bar{x}_m}{\bar{x}_m} = + \frac{d\check{\Sigma}_{au}}{\check{\Sigma}_{au}} - \frac{1}{1-f} \frac{df}{f}$$

4) Effet sur p

$$p = \exp \left[ \frac{-V_u N_u I_{eff}}{V_m \xi \Sigma_s} \right]$$

$$\frac{dp}{p} = - \frac{V_u N_u}{V_m \xi \Sigma_s} (dI_{eff})$$

Les effets ont été calculés pour les deux pas extrêmes, 18 cm et 29 cm et les deux températures extrêmes, 20 °C et 390 °C. Les données nécessaires pour les calculs ont été prises à partir des résultats du programme SPM-123.

On va analyser en particulier l'effet des nouvelles constantes du Pu-239, qui fournissent pour  $\eta$  à 2200 m/s une valeur d'environ 2,11 contre 2,095 adopté dans le programme SPM-123. En effet, la littérature récente recommande : Westcott (13) :  $2,114 \pm 0,010$  ; Sher et Felberbaum (14) :  $2,116 \pm 0,009$  ; mesures à Hanford (citées dans (15)) :  $2,11 \pm 0,02$ . Ces valeurs, d'environ 1 % supérieures à la valeur du programme SPM-123 sont dues à un changement simultané de  $\nu$  (-1 %) et  $\sigma_a$  (-2 %),  $\sigma_f$  restant inaltéré. A partir du tableau 21 on peut déduire l'influence de ces nouvelles valeurs sur  $\eta$  du réseau :

d $\eta/\eta$ (pcm)		
T (°C)	PAS (cm)	
	18	29
20	+ 190	+ 120
390	+ 250	+ 80

On constate que l'adoption des nouvelles valeurs entraînerait une augmentation du  $k_{\infty}$ , qui est déjà trop élevée par rapport à l'expérience et, à moins d'une compensation d'erreurs, ceci ne peut être une explication des écarts observés.

D'autres erreurs raisonnables sur les données de base donneraient des effets soit sur  $k_{\infty}$  soit sur  $\alpha_{k_{\infty}}$  trop faibles par rapport aux écarts existants. On peut dire qu'il n'y a pas de fortes évidences pour mettre en doute les données de base utilisées.

Pour terminer, mentionnons que la correction du calcul "choc par choc" (tableau 16) agit dans le sens de rapprocher les valeurs calculées de l'expérience et semble, donc être correcte.

#### VI.5 - Conclusion

On a comparé avec le calcul les mesures des largeurs extrapolées et longueurs de relaxation, par l'intermédiaire des  $k_{\infty}$ . Le  $k_{\infty}$  "expérimental" a été calculé à partir des laplaciens expérimentaux et aires de diffusion et ralentissement calculées. L'incertitude sur les  $k_{\infty}$  provenant des erreurs expérimentales est environ  $\pm 200$  pcm ; sur les coefficients de température moyens entre 20° et 390 °C, elle est d'environ  $\pm 1$  pcm/°C.

Les écarts entre les  $k_{\infty}$  calculés et expérimentaux sont toujours positives et varient systématiquement avec le pas (ils diminuent quand le pas augmente) et avec la température (ils croissent avec la température). Pour un réseau à  $V_m/V_u \simeq 50$ , à la température ambiante, l'écart est + 1700 pcm. Les coefficients de température de réactivité calculés sont supérieurs aux coefficients expérimentaux, l'écart diminuant quand le pas augmente. Pour le pas plus petit (18 cm) il vaut + 2,5 pcm/°C.



Une fraction (environ 1/3) de la valeur absolue des écarts pourrait être expliquée par le fait que le programme SPM-123 emploie dans son formalisme un âge qui est l'âge "classique" multiplié par  $p$ .

La variation des écarts avec le pas peut être attribuée au non ajustement de l'intégrale de résonance. Elle serait trop faible actuellement (de  $\sim 10\%$ ).

La variation des écarts avec la température se traduit par des écarts dans les coefficients de température, qui peuvent être expliqués par une pente trop faible de 3 % dans la courbe  $[\sigma_t(v).v]$  du Pu-239 employée dans les calculs ce qui a été confirmé, dans les expériences d'indices de spectre (chapitre IV).

L'analyse de la répercussion de cette erreur sur  $\alpha_{k_{\infty}}$  montre l'extrême sensibilité des coefficients de température des combustibles contenant du plutonium à des faibles erreurs dans les courbes de sections efficaces du Pu-239, ce qui pourrait rendre indispensable l'emploi d'expériences intégrales pour leur ajustement.

L'utilisation d'une loi de capture en "1/v" pour le calcul du spectre donne des résultats très faux : dans un cas typique ( $V_m/V_u = 40$ )  $k_{\infty}$  est surestimé de 1600 pcm, (à froid) et  $\alpha_{k_{\infty}}$  de 4 pcm/°C (50 %) par rapport à la loi "U/Pu".

L'examen des effets d'erreurs sur les données de base n'a pas démontré l'existence d'une erreur évidente. La correction du calcul "choc par choc" appliquée aux  $k_{\infty}$  calculés agit dans le sens de rapprocher le calcul de l'expérience.

## VII-Conclusion

La comparaison des calculs effectués par le programme SPH-123 avec les expériences sous critiques à chaud SCORPIO a montré :

a) les indices de spectre calculés et expérimentaux sont cohérents, ce qui démontre que le modèle de thermalisation utilisé est correct, à condition d'utiliser la loi de capture du Pu-239 ;

b) les références thermiques des indices de spectre, calculées et expérimentales, ne sont pas cohérentes, ce qui peut s'expliquer par l'allure incorrecte dans la région thermique des courbes des sections efficaces de fission utilisées dans le programme ;

c) le rapport des densités neutroniques moyennes modérateur/combustible, calculé par intégration sur le spectre du rapport correspondant à chaque vitesse, est cohérent avec l'expérience, à froid, donc cette façon approchée de coupler les distributions spatiales et énergétiques des neutrons est correcte dans ce cas ; à chaud, l'intégration sur le spectre pourrait être la cause des petits écarts constatés ;

d) les  $k_{\infty}$  calculés sont supérieurs aux valeurs expérimentales de 2000 pcm en moyenne ; cet écart n'est pas caractéristique des réseaux avec plutonium et provient du non ajustement des paramètres rapides et résonnants dans le programme ;

e) les coefficients de température de réactivité calculés sont supérieurs aux valeurs expérimentales, surtout dans les spectres plus "durs" où l'écart atteint 3 pcm/°C ; ces forts écarts s'expliqueraient par l'allure de la courbe de section efficace de fission du Pu-239 dans la région thermique, dont la pente moyenne serait incorrecte de quelques pourcents (cf. (b) plus haut).

En conclusion, on constate que malgré la manière correcte de traiter la thermalisation et les phénomènes thermiques, des erreurs importantes persistent sur les coefficients de température. Ils sont, en effet, très sensibles aux données de base du Pu-239, en particulier à l'allure des courbes de section efficace. La mise au point définitive du programme demande donc une connaissance plus poussée des données de base. Des expériences critiques sur du combustible avec plutonium seront en mesure de les fournir avec la précision désirable.

## REFERENCES

---

- 1 - Carter D.H. et al. (1964) Buckling and reaction rate experiments in plutonium/uranium metal fuelled, graphite moderated lattices at temperatures up to 400 °C. ABEW-R 318.
- 2 - Gibson M. (1965) Comparison of lattice physics experiments in heated graphite stacks containing plutonium-uranium fuel with theoretical prediction. Journal of Nuclear Energy, Parts A/B, vol. 19, 343-356.  
Harper R.G.
- 3 - Naudet R. (1963) Calcul des sections efficaces effectives et thermalisation des neutrons. Note CEA-438.
- 4 - Sanders J.E. (1965) Communication personnelle.
- 5 - Buckler A.N. (1963) A description of TRACER-1 computational scheme. ABEW-R 305.  
Mac dougall J.D.
- 6 - Cogné F. (1964) Mesures fines dans les réseaux à graphite  
Rapport CEA-R 2479.  
Journet J.
- 7 - Chavardes D. (1965) Mesures d'indices de spectre dans le réacteur  
Rapport SEC-164.  
Frichet J.P.
- 8 - Harper R.G. (1964) An analysis of experiments on graphite moderated assemblies fuelled with uranium, plutonium and uranium-plutonium metal. ABEW-R 325.

- 9 - Amouyal A. (1956) Nouvelle méthode de détermination du facteur  
Benoist P. d'utilisation thermique d'une cellule.  
Rapport CEA-571.
- 0 - Westcott C.H. (1960) Effective cross-section values for well  
moderated thermal reactor spectra. ORRP-960.
- 1 - Cogné F. (1962) Calculs des réseaux avec sections efficaces  
effectives. Rapport SPM-736.
- 2 - Sjöstrand N-G (1961) Neutron cross-sections and fission parameters  
Story J.S. of U-233, U-235, and Pu-239 at 2200 m/s.  
AEEW-M 125.
- 3 - Westcott CH et al (1965) A survey of values of the 2200 m/s constants  
for four fissile nuclides  
Rev. d'En. Atomique, v.3, n.2, p.3 (AIEA)
- 4 - Sher R. (1962) Least squares analysis of the 2200 m/s  
Felderbaum J. parameters of U-233, U-235 and Pu-239.  
BNL-722.
- 5 - Gomolinski M. (1965) Le choix des sections efficaces à 2200 m/s  
et des intégrales de résonance des noyaux  
fissiles. Note SPM-347.
- 6 - Cailly J.L. (1962) Variation de  $f$  avec la température et l'évolu-  
tion du combustible. Note SPM-151.
- 7 - Benoist P. (1964) Théorie du coefficient de diffusion des  
neutrons dans un réseau comportant des cavi-  
tés. Rapport CEA-R 2278.

- 18 - Naudet R. (1964) Etude de la migration des neutrons dans un milieu multiplicateur en fonction de l'intensité et la distribution des captures. Rapport CEA-R 2476.
- 19 - Dalton G.R. (1961) Flux perturbations by thermal neutron detectors.  
Osborne R.K.  
Nucl. Sci. Engng. 9 (2), 198.
- 20 - King D.T. (1965) Communication personnelle.
- 21 - Naudet R. (1963) Incidence des progrès récents en théorie de la thermalisation sur la physique des réacteurs. Symposium de l'EAES "Progrès en Physique des réacteurs", Karlsruhe.  
Trétiakoff O.
- 22 - Horowitz J. (1960) Effective cross sections for thermal reactors  
Trétiakoff O.  
EANDC (E) 14.
- 23 - Cadilhac M. (1964) Thermalisation et spectres de neutrons.  
Soulé J.L.  
Trétiakoff O.  
3ème Conf. Genève, P/73.
- 24 - Naudet R. (1964) Perfectionnements dans les méthodes de calcul neutronique des réacteurs thermiques.  
Amouyal A.  
Benoist P.  
3ème Conf. Genève, P/74.
- 25 - Soulé J.L. (1964) Les moments de transfert d'énergie en thermalisation. Rapport CEA-R 2472.  
Pillard D.
- 26 - Amouyal A. (1960) Calcul du facteur d'utilisation thermique dans une cellule formée d'un nombre quelconque de milieux concentriques.  
Benoist P.  
Rapport SACE-29 (SPM-626).

Tableau 1

CARACTERISTIQUES DES EXPERIENCES SCORPIO

S sé)	$\frac{V_m}{V_u}$	Températures ( °C)			Dimensions de l'empilement (cm)		
		Mesures globales	Structure fine	Indices de spectre	X	Y	Z
,8	39,4	25	27	26	214	214	214
		147	200	204			
		262					
		387	390	387			
,3	53,1	25	20	26	221	214	262
		199	204	202			
		389	389	389			
.2	84,3	21	20	20	214	214	214
		198	-	-			
		387	-	-			
7	111,7	23	25	27	221	214	262
		200	203	204			
		390	388	387			

Canal :  $\emptyset$  6,98 cm

Elément combustible : barreau  $\emptyset$  3,04 cm, h = 70,0 cm.

Alliage Pu/U : 0,2494 % poids de Pu dont 3,24 % Pu-240 ;

0,4395 % atomes U-235. Gaine en inox :  $\emptyset_{ext}$  3,226 cm,  $\emptyset_{int}$  3,150 cm.

Tableau 2

DONNEES DE BASE DU PROGRAMME SPM-123

Graphite ( $\rho = 1,60 \text{ g/cm}^2$ )

$$\lambda_t = 2,606 \text{ cm}$$

$$3\Sigma_s = 0,0606 \text{ cm}^{-1}$$

$$\tau_{In} = 310 \text{ cm}^2$$

Combustible - constantes à 2200 m/s

U-235

$$\sigma_a = 680,5 \text{ b} \quad \nu = 2,430$$

$$\sigma_f = 579,9 \text{ b} \quad \eta = 2,070$$

Pu-239

$$\sigma_a = 1026,7 \text{ b} \quad \nu = 2,905$$

$$\sigma_f = 740,6 \text{ b} \quad \eta = 2,095$$

U-238

$$\sigma_a = 2,72 \text{ b}$$

$$I_R = 4,48 + 47,2 \text{ (S/M) b (S/M en g/cm}^2\text{)}$$

Pu-240

$$\sigma_a = 277,87 \text{ b}$$

$$\sigma_{ra} = 173,4 \text{ kb}$$



Tableau 3

DONNEES DU PROGRAMME SPM-123

DONNEE	VALEUR	MODE D'OBTENTION	REF.
longueur d'uranium	70,0093 cm		(1) p 95
longueur de l'élément	71,9544 cm		"
coefficient axial	0	voir explication dans le texte.	
coefficient radial	0		
rayon du barreau	1,5183 cm		(1) p 95
coefficient interne	0		
surface de gaine	0,9305 cm <sup>2</sup>	$S = \pi(\text{rayon gaine}^2 - \text{rayon barreau}^2)$ $= \pi(1,6129^2 - 1,5183^2)$	
$\gamma_3$	0,14	constante caractérisant le flux dans la gaine. Ajusté à partir d'un calcul choc par choc	
coefficient de centreurs	0		
$\gamma_4$	0		
coefficient de gaine interne	0		
$\mu_1$	0		
volume des bouchons	1 cm <sup>3</sup>	valeur arbitraire. On conserve le produit du volume par la section efficace : $v \Sigma = (m_1 + m_2) \sigma_1 + m_2 \sigma_2 = 2,448 \text{ cm}^2$ $m_1 =$ masse des extrémités = 26,9 g $m_2 =$ masse des composants de laiton, en grammes équivalent à l'acier = 28,6 g $m_3 =$ masse des composants d'acier = 20,5 g $\sigma_1 = 0,0319 \text{ cm}^2/\text{g}$ $\sigma_2 = 0,0331 \text{ cm}^2/\text{g}$	(20)
$\mu_2$	1	constante caractérisant le flux dans les bouchons. Il a été pris égal au flux à la surface de l'uranium	

Tableau 3 (suite)

DONNEE	VALEUR	MODE D'OBTENTION	REF
épaisseur de "chemise"	0		
$\gamma_5$	0		
largeur du canal	3,4925 cm		(8) p 40
largeur de la cellule	Pas    Rayon cm      cm	cellule cylindrique équivalente à la cellule de pas carré : 7 in, 8 in, $7\sqrt{2}$ in et $8\sqrt{2}$ in	(8) p 40
	18    10,031		
	20    11,463		
	25    14,186		
	29    16,212		
forme des briques	1,4763	cellule carrée	
entre briques	0		
de contrôle	0		
pression d'air	1 atm		
densité du graphite	0,875		
<u>sections efficaces</u> <u>microscopiques :</u>	$0,09833 \text{ cm}^{-1}$	$\Sigma = m\sigma / Sh$  $m = \text{masse de la gaine} = 200,8 \text{ g}$ $\sigma = \text{s. efficace de la gaine} = 0,0319 \text{ cm}^2/\text{g}$ $S = \text{section droite de la gaine} = 0,9305 \text{ cm}^2$ $h = \text{longueur de la gaine} = \text{longueur de l'uranium} = 70,0093 \text{ cm}$	(20)
pression interne	0		
épaisseur de "chemise"	0		
pression des bouchons	$2,449 \text{ cm}^{-1}$	voir commentaire sur le volume des bouchons, dans ce tableau	
longueur de la cellule (microscopique)	3,938 mb	calculé à partir de la mesure de $L^2$ : $L^2 = 2569 \text{ cm}^2$ (21°C) (avec air)	(1) p. 38 et 98
		$\bar{\Sigma} = (\lambda_c/3) (\lambda_{60}/\rho_1)/L^2 = 0,3147 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ $\lambda_c = 2,606 \text{ cm}$ (valeur du programme SPM-123) $\rho_1 = 1,719 \text{ g/cm}^3$ $\sigma_{2200} = (\bar{\Sigma}/N)\sqrt{4/\pi} = 4,116 \text{ mb}$ (avec air)	

Tableau 3 (suite)

DONNEE	VALEUR	MODE D'OBTENTION	REF
		$\text{correction air} = \frac{12}{11200} \cdot 0,79 \alpha \frac{P_0 - P}{P_0} \frac{P}{P_0} \frac{273}{T} \sigma$ $= \frac{12}{11200} \cdot 0,79 \times 0,875 \frac{2,25 - 1,719}{2,25 \times 1,719} \times 1 \times \frac{273}{294} \cdot 1,88$ $= 0,178 \text{ mb}$ $\sigma_{2200} \quad 4,116 - 0,178 = 3,938 \text{ mb} \quad (\text{sans air})$	
tous les matériaux (sauf le graphite)	0		
densité d'uranium	18,5871 g/cm <sup>3</sup>		(1) p 95
densité du graphite	pas $\rho$ 18 1,714 20 1,724 25 1,713 29 1,722		(1) p 98
<u>g/cm<sup>3</sup></u>	(x 10 <sup>21</sup> )		
	46,71608	N (U) = (% masse U) $\rho_0 N_0 / A$	
	0,206223	N (8 ou 5) = (% atomes 8 ou 5) x N(U)	
		% masse U = 99,7506 %	
		% atomes 8 = 99,5606 %	
		% atomes 5 = 0,4395 %	(1) p 95
		$\rho_0 = 18,5871 \text{ g/cm}^3$	
		$N_0 = 6,025 \times 10^{23}$	
		A = 238,7	
1-241	0,350346 x 10 <sup>-4</sup>	Formules analogues, avec :	
1-239	0,112963		
2-237	0	% masse Pu = 0,2494 %	
1-240	0,00378374	% atomes 241 = 0,03 %	
		" 239 = 96,73 %	(1) p 95
		" 240 = 3,24 %	
		A = moyenne pondérée = 239,16	

Tableau 3 (suite)

DONNÉE	VALEUR	MODE D'OBTENTION	REF
U-242	}		
U-241			
U-243			
Xe			
Sm			
I-236			
I-238	0		
au de structure	}		
température du modérateur		PAS °C 18 : 25, 147, 200, 262, 387 20 : 20, 25, 199, 204, 389 25 : 21, 198, 387 29 : 23, 27, 200, 204, 390	
température de l'uranium		Pour les calculs, on a supposé égales deux températures qui diffèrent moins de 4 °C (cf Tableau 1) égale à celle du modérateur	(1) p. 17 64 et 87

Tableau 4

INDICES DE SPECTRE PU/U

S )	TEMP. (°C)	COMBUSTIBLE : CENTRE			MODERATEUR : ANGLE CELLULE		
		EXPERIENCE	CALCUL	(C-E)/E %	EXPERIENCE	CALCUL	(C-E)/E %
	26	1,267 ± 0,017	1,267	0	1,276 ± 0,016	1,316	+ 3,1
	204	1,209 ± 0,021	1,188	- 1,7	1,226 ± 0,021	-	-
	387	1,055 ± 0,019	1,057	+ 0,2	1,119 ± 0,017	-	-
	26	1,213 ± 0,014	1,215	+ 0,2	1,209 ± 0,014	1,236	+ 2,2
	202	1,165 ± 0,018	1,150	- 1,3	1,164 ± 0,015	-	-
	389	1,039 ± 0,017	1,039	0	1,099 ± 0,020	-	-
	20	1,160 ± 0,015	1,156	- 0,3	1,132 ± 0,015	1,149	+ 1,5
	27	1,154 ± 0,017 (*)	1,127	- 2,3 (*)	1,088 ± 0,012	1,115	+ 2,5
	204	1,068 ± 0,015	1,089	+ 2,0	1,076 ± 0,014	-	-
	387	1,006 ± 0,015	1,008	+ 0,2	1,037 ± 0,017	-	-

Mesure dans la "Cold Fine Structure Assembly" :  $1,130 \pm 0,006$   
(0,5 %)

Dans ce cas (C-E)/E = -0,3 %

Tableau 5

REFERENCE THERMIQUE ( $X_9/X_5$ ) NORMALISE A 20 °C

EXPERIENCE			CALCUL	ECARTS %		
PAS (cm)				PAS (cm)		
18	20	29		18	20	29
1,269 ± 1,7 %	1,281 ± 1,4 %	1,287 ± 0,5 %	1,238	- 2,4	- 3,4	- 3,7
1,750 ± 1,2 %	1,724 ± 1,4 %	1,732 ± 0,6 %	1,681	- 3,9	- 2,5	- 2,9

OBS. Ordre chronologique des expériences : 20 cm, 29 cm, 18 cm.

Valeurs absolues, expérimentales à 20 °C : 1,868 ± 0,009 (20 cm)  
 1,849 ± 0,005 (29 cm)  
 1,821 ± 0,009 (18 cm)

Tableau 6

INFLUENCE DE LA LOI DE CAPTURE SUR LES INDICES DE SPECTRE

PAS cm	T °C	$F_9$ (combustible)				
		EXPERIENCE	CALCUL		ECARTS %	
			U/Pu	1/v	U/Pu	1/v
18	26	$1,267 \pm 0,017$	1,267	1,394	0	+ 10
	387	$1,055 \pm 0,019$	1,057	1,251	+ 0,2	+ 18
29	27	$1,154 \pm 0,017(*)$	1,127	1,188	- 2,3(*)	+ 3,0 (*)
	387	$1,006 \pm 0,015$	1,008	1,188	+ 0,2	+ 8,2

(\*) Cold Fine Structure :  $1,130 \pm 0,006$

Alors écarts : U/Pu = - 0,3 % , 1/v = + 5,5 %

Tableau 7

FONCTIONS CORRECTIVES DES FLUX EXPERIMENTAUX

PAS cm	T °C	Pour $\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_u$		Pour $\bar{\phi}_g/\bar{\phi}_u$	
		C	$\varphi$ (T)	C	F (T)
18	27	1,0316	1	1,0154	1
	200	1,0257	1,0441	-	-
	390	1,0231	1,0624	1,0088	0,9330
20	20	1,0257	1	1,0125	1
	204	1,0205	1,0452	-	-
	389	1,0181	1,0616	1,0072	0,9333
29	25	1,0146	1	1,0069	1
	203	1,0114	1,0416	-	-
	388	1,0100	1,0560	1,0043	0,9400

Voir l'alinéa V.2 pour la signification de ces fonctions.



Tableau 8

RAPPORT DE FLUX DANS LE MODERATEUR AU FLUX DANS LE COMBUSTIBLE

S	T °C	$\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_u$		$\frac{C-E}{E}$ %	$\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_u$ NORMALISE A LA TEMPERATURE AMBIANTE		
		CALCUL	EXPERIENCE		CALCUL	EXPERIENCE	$\frac{C-E}{E}$ %
3	27	1,850	1,807 ± 1 %	+ 2,4			
	200	1,751	1,753 ± 3 %	- 0,1	0,946	0,970 ± 2 %	- 2,5
	390	1,701	1,718 ± 3 %	- 1,0	0,919	0,951 ± 2 %	- 3,4
1	20	1,938	1,885 ± 1 %	+ 2,8			
	204	1,312	1,309 ± 3 %	+ 0,2	0,935	0,960 ± 2 %	- 2,6
	389	1,751	1,745 ± 3 %	+ 0,3	0,904	0,926 ± 2 %	- 2,4
1	25	2,132	2,065 ± 1 %	+ 3,2			
	203	1,957	1,918 ± 3 %	+ 2,0	0,918	0,929 ± 2 %	- 1,2
	388	1,884	1,828 ± 3 %	+ 3,1	0,884	0,885 ± 2 %	0

Tableau 9

RAPPORT DE FLUX GAINÉ/COMBUSTIBLE (TEMPERATURE AMBIANTE)

PAS cm	$\overline{\phi_g/\phi_u}$			Ecart %	
	avec Corr. C.P.C.	sans Corr. C.P.C.	Experience	avec Corr.	sans Corr.
18	1,353	1,340	1,290 $\pm$ 1 %	+ 4,7	+ 3,9
20	1,352	1,325	1,306 $\pm$ 1 %	+ 3,5	+ 1,5
29	1,345	1,315	1,332 $\pm$ 1 %	+ 1,0	- 1,3

Tableau 10

EFFET SUR  $\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_u$  D'UNE VARIATION DE + 1 % DE  $\check{\Sigma}_a$   
 (% de  $\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_u$ )

		$\check{\Sigma}_{au}$		$\check{\Sigma}_{as}$		$\check{\Sigma}_{a5}$		$\check{\Sigma}_{a9}$	
PAS cm		18	29	18	29	18	29	18	29
T °C									
20		+ 0,5	+ 0,5	+ 0,16	+ 0,15	+ 0,16	+ 0,16	+ 0,19	+ 0,17
390		+ 0,3	- 0,5	+ 0,07	- 0,12	+ 0,07	- 0,12	+ 0,13	- 0,21

Tableau 11

INFLUENCE DE LA LOI DE CAPTURE SUR  $\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_u$

PAS cm	T °C	$\bar{\phi}_m/\bar{\phi}_u$				
		EXPERIENCE	CALCUL		ECARTS %	
			LOI U/PU	LOI $\lambda/V$	LOI U/PU	LOI 1/V
18	27	1,807 ± 1 %	1,850	1,818	+ 2,4	+ 0,5
	390	1,718 ± 3 %	1,701	1,605	- 1,0	- 6,6
29	25	2,065 ± 1 %	2,132	2,100	+ 3,2	+ 1,7
	388	1,828 ± 3 %	1,884	1,770	+ 3,1	- 3,2

Tableau 12

$$\Delta = [(\bar{\phi}_m / \bar{\phi}_v)_{\text{Integré}} - (\bar{\phi}_m / \bar{\phi}_v)_{\text{Monocinétique}}] / [(\bar{\phi}_m / \bar{\phi}_v)_{\text{Monocinétique}}]$$

EN FONCTION DE LA LOI DE CAPTURE

PAS cm	T °C	LOI U/PU	LOI 1/V
18	27	- 0,0813	- 0,122
	390	- 0,0046	- 0,132
29	25	- 0,0014	- 0,041
	388	- 0,0011	- 0,106

Tableau 13

TERMES D'ABSORPTION RELATIVE

PAS cm	T °C	Rm		Rg		Rb	f		ECARTS(f) %
		Calcul	Expérience	Calcul	Expérience		Calcul	Expérience	
18	27	0,0600	0,0584	0,0397	0,0378	0,0144	0,898	0,900 ± 0,1 %	- 0,2
	390	0,0466	0,0472	0,0323	0,0305	0,0118	0,917	0,918 ± 0,2 %	- 0,1
20	20	0,0868	0,0845	0,0405	0,0391	0,0147	0,875	0,879 ± 0,1 %	- 0,4
	389	0,0659	0,0658	0,0326	0,0313	0,0119	0,900	0,902 ± 0,3 %	- 0,2
29	25	0,2080	0,2013	0,0414	0,0414	0,0150	0,790	0,795 ± 0,2 %	- 0,6
	388	0,1525	0,1485	0,0332	0,0331	0,0122	0,834	0,838 ± 0,4 %	- 0,5

Tableau 14

DONNÉES POUR LE CALCUL DU  $k_{\infty}$  EXPERIMENTAL

PAS cm	T °C	$W_x$ cm	$W_y$ cm	$b_{H1}$ cm	$B_1^2$ $\text{cm}^{-2} \times 10^4$	$B_{H1}^2$ $\text{cm}^{-2} \times 10^4$	$L_1^2$ $\text{cm}^2$	$L_{H1}^2$ $\text{cm}^2$	$\tau_1$ $\text{cm}^2$	$\tau_{H1}$ $\text{cm}^2$
18	25	221,39 ± 1,11	222,78 ± 1,12	63,19 ± 0,33	- 0,492	1,9887	174,8	187,8	331,8	357,0
	147	221,49 ± 1,11	222,83 ± 1,12	64,02 ± 0,36	- 0,428	1,9878	193,0	207,7	321,3	345,6
	262	221,60 ± 1,11	222,88 ± 1,12	65,53 ± 0,41	- 0,319	1,9867	204,4	220,2	314,7	338,6
	387	221,71 ± 1,11	222,94 ± 1,12	68,99 ± 0,48	- 0,092	1,9858	212,7	229,3	309,7	333,2
20	25	228,67 ± 1,14	222,24 ± 1,12	68,16 ± 0,22	- 0,265	1,9983	227,5	240,6	322,8	342,9
	199	228,83 ± 1,14	222,31 ± 1,12	71,19 ± 0,23	- 0,089	1,9971	257,9	273,4	308,6	327,7
	389	229,00 ± 1,15	222,40 ± 1,12	77,83 ± 0,33	+ 0,233	1,9954	275,3	292,2	300,3	318,9
25	21	220,77 ± 1,10	221,46 ± 1,12	60,11 ± 0,33	- 0,744	2,0124	347,1	359,8	320,8	334,5
	198	220,93 ± 1,10	221,54 ± 1,12	62,89 ± 0,39	- 0,506	2,0110	394,6	409,8	305,2	318,2
	387	221,10 ± 1,11	221,62 ± 1,12	68,67 ± 0,47	- 0,101	2,0096	420,4	437,0	296,7	309,3
29	23	228,17 ± 1,14	221,14 ± 1,13	56,35 ± 0,12	- 1,255	2,0181	446,1	458,5	314,9	325,6
	200	228,33 ± 1,14	221,22 ± 1,13	59,99 ± 0,24	- 0,887	2,0167	507,2	522,1	299,0	309,1
	390	228,51 ± 1,14	221,30 ± 1,13	64,94 ± 0,23	- 0,482	2,0153	540,8	557,1	290,5	300,3

Tableau 15

COEFFICIENT DE MULTIPLICATION INFINI

PAS cm	T °C	$k_{\infty}$		(C-E)/E %
		CALCUL	EXPERIENCE	
18	25	1,110	1,085 ± 0,002	+ 2,3
	147	1,119	1,090 ± 0,002	+ 2,7
	262	1,131	1,097 ± 0,002	+ 3,1
	387	1,146	1,110 ± 0,002	+ 3,2
20	25	1,124	1,105 ± 0,002	+ 1,7
	199	1,144	1,118 ± 0,002	+ 2,2
	389	1,172	1,140 ± 0,002	+ 2,8
25	21	1,107	1,092 ± 0,003	+ 1,4
	198	1,136	1,114 ± 0,003	+ 2,0
	387	1,173	1,148 ± 0,003	+ 2,2
29	23	1,073	1,064 ± 0,003	+ 0,8
	200	1,108	1,098 ± 0,003	+ 0,9
	390	1,152	1,137 ± 0,003	+ 1,3



Tableau 16

CORRECTIONS DE "SELF-SHIELDING" DU PU-240 ET DU CALCUL  
"CHOC PAR CHOC"

PAS cm	T °C	SELF- SHIELDING	CHOC p. CHOC
		$d\gamma/\gamma$ p.c.m.	$df/f$ p.c.m.
18	25	649	- 210
	147	648	- 185
	262	666	- 156
	387	688	- 133
20	25	496	- 260
	199	518	- 214
	389	548	- 162
25	21	338	- 386
	198	356	- 313
	387	382	- 234
29	23	263	- 487
	200	276	- 392
	390	297	- 292

Tableau 17

COEFFICIENTS DE TEMPERATURE MOYENS ENTRE 20 °C ET 390 °C

(p.c.m./°C)

PAS cm	$\alpha_{k_{\infty}}$		(C-E) pcm/°C		$\alpha_f$		$\alpha_{yp} (*)$		(C-E) pcm/°C		$\alpha_y$		$\alpha_p$	
	CALCUL	EXPERIENCE	CALCUL	EXPERIENCE	CALCUL	EXPERIENCE	CALCUL	EXPERIENCE	CALCUL	EXPERIENCE	CALCUL	EXPERIENCE	CALCUL	EXPERIENCE
18	8,9	6,4 ± 0,9	+ 2,5	5,5 ± 1,1	+ 0,3	3,1	0,9 ± 2,0	2,2	4,8	- 1,9				
20	11,6	8,6 ± 0,6	+ 3,0	7,4 ± 1,5	+ 0,3	3,8	1,2 ± 2,1	2,6	4,9	- 1,2				
25	16,3	14,0 ± 1,3	+ 2,3	11,9	- (**)	4,4	-	-	-	-				
29	20,0	18,7 ± 1,3	+ 1,3	15,2	14,7 ± 2,4	+ 0,5	4,8	4,0 ± 3,7	0,8	5,3	- 0,6			

(\*)  $\alpha_{yp} = \alpha_{k_{\infty}} - \alpha_f$

(\*\*) Pas de mesures de structure fine à chaud

Tableau 18

COEFFICIENTS DE TEMPERATURE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE

PAS cm	Limites temp. °C	$\Delta T$ °C	Erreur °C	$\alpha_{k_{00}}$ (pcm/°C)		C - E pcm/°C
				CALCUL	EXPERIENCE	
18	25 - 147	122	4	6,6	3,9 ± 2,4	2,7
	147 - 262	115	6	9,3	5,6 ± 2,5	3,7
	262 - 387	125	8	10,6	9,5 ± 10,5	1,1
20	25 - 199	174	4	10,2	6,8 ± 1,0	3,4
	199 - 389	190	8	12,9	10,4 ± 1,2	2,5
25	21 - 198	177	4	14,8	11,4 ± 2,5	3,4
	198 - 387	189	8	17,2	16,7 ± 2,8	0,5
29	23 - 200	177	4	18,4	18,0 ± 2,3	0,4
	200 - 390	190	8	20,9	18,7 ± 2,4	2,2

Tableau 19

EFFET DE L'INTRODUCTION DE  $\tau$  "CLASSIQUE",

PAS cm	T °C	$\tau$ cm <sup>2</sup>	$\rho$	$\tau/\rho = \tau_{cl.}$ cm <sup>2</sup>	$\tau_{cl.} - \tau$ cm <sup>2</sup>	$M^2$ cm <sup>2</sup>	% $M^2$	pcm sur $k_{\infty}$
18	20	332	0,867	383	51	507	10	+ 1000
	390	310	0,861	360	50	522	10	+ 1000
29	20	315	0,951	331	16	761	2	+ 200
	390	291	0,949	307	15	831	2	+ 200

Tableau 20

ECARTS  $(k_{\infty C} - k_{\infty E}) / k_{\infty E}$  APRES LA CORRECTION  
DES  $k_{\infty}$  EXPERIMENTAUX

PAS cm	T °C	ECARTS (pcm)	
		AVANT	APRES
18	25	2300	1300
	387	3200	2200
29	23	800	600
	390	1300	1100

Tableau 21

EFFET DE LA LOI DE CAPTURE SUR LES COEFFICIENTS DE TEMPERATURE

PAS cm	$\alpha_{k_{\infty}}$		$\alpha_f$		$\alpha_\gamma$	
	U/Pu	1/v	U/Pu	1/v	U/Pu	1/v
18	8,9	13,4	5,8	7,3	4,8	7,9
29	20,0	27,9	15,2	19,2	5,3	8,6

OBS :  $\alpha_p = \frac{1}{\Delta T} \cdot \frac{\Delta p}{p}$  est le même pour les deux lois de capture.

Tableau 22

INFLUENCE DE LA LOI DE CAPTURE SUR  $k_{\infty}$ ,  $f$  et  $\eta$

PAS cm	T °C	$k_{\infty}$			$f$			$\eta$		
		U/Pu	1/v	ECART %	U/Pu	1/v	ECART %	U/Pu	1/v	ECART %
18	25	1,110	1,128	1,6	0,898	0,901	0,3	1,378	1,394	1,3
	387	1,146	1,183	3,2	0,917	0,925	0,9	1,402	1,434	2,3
29	23	1,073	1,085	1,1	0,790	0,795	0,6	1,378	1,386	0,5
	390	1,152	1,196	3,8	0,834	0,851	2,0	1,405	1,430	1,8

Tableau 23

EFFET D'UNE VARI

PAS cm	PLUTONIUM-23			U-238		ACIER		GRAPHITE	
	$\Sigma_f$			$\sigma_{rs}$		$\Sigma_a$ ou $\bar{\phi}/\bar{\phi}_a$		$\Sigma_a$ ou $\bar{\phi}/\bar{\phi}_a$	
T °C	18	29	18	18	29	18	29	18	29
f 20 °			+ 20			- 48	- 44	- 53	- 165
f 390 °			+ 30			- 40	- 37	- 44	- 130
$\gamma$ 20 °	+ 550	+ 500	- 3800						
$\gamma$ 390 °	+ 610	+ 600	- 4600						
p 20 °				- 140	- 50				
p 390 °				- 95	- 33				
$k_{\infty}$ 20 °	+ 550	+ 500	- 3600	- 140	- 50	- 48	- 44	- 53	- 165
$k_{\infty}$ 390 °	+ 610	+ 600	- 4300	- 140	- 50	- 40	- 37	- 44	- 130
$\alpha_{k_{\infty}}$ cm/°C	+ 0,14	+ 0,27	- 0,1	0	0	+ 0,02	+ 0,02	+ 0,02	+ 0,10



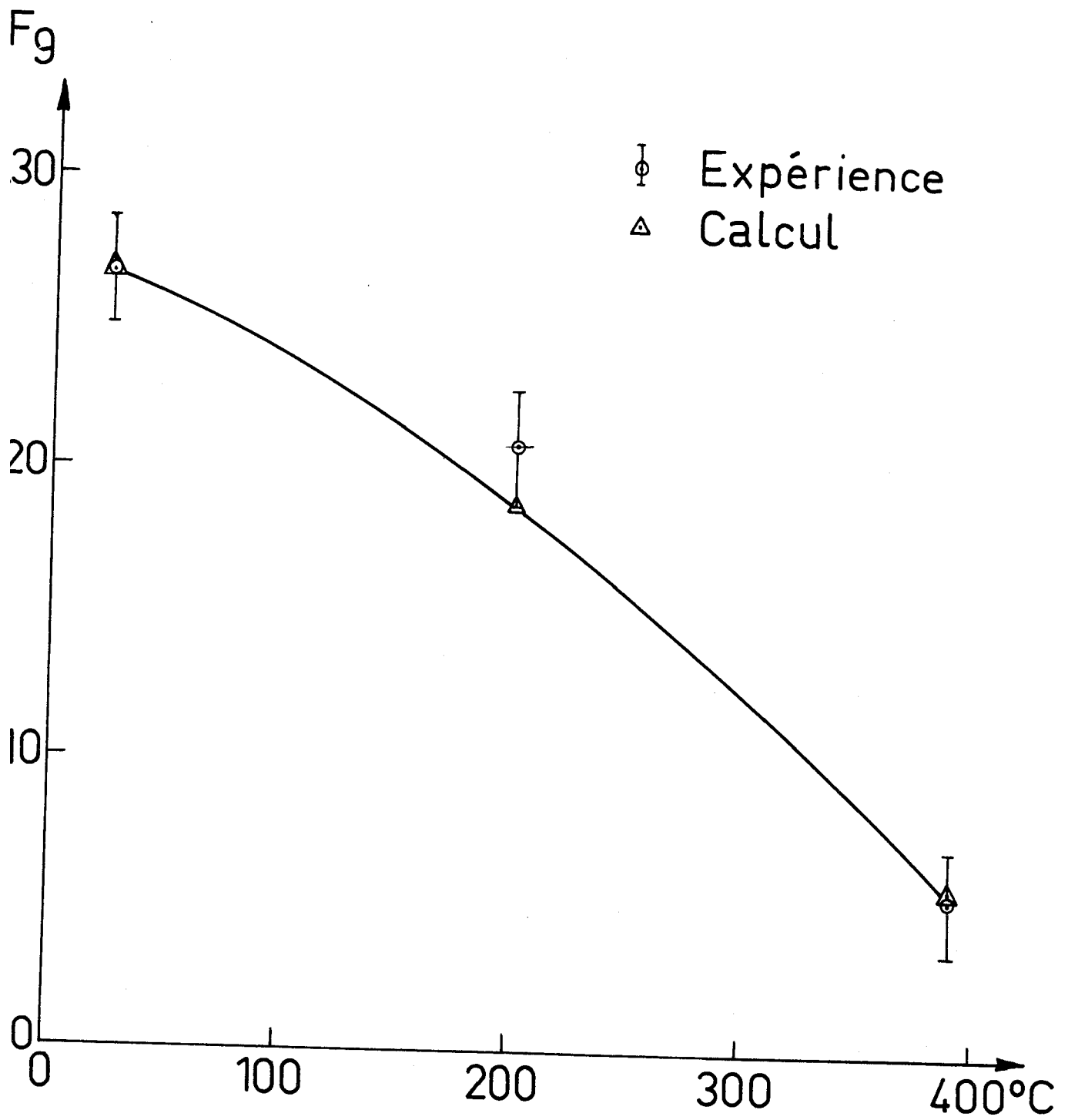


Fig.1 Indices de spectre. Pas 18 cm

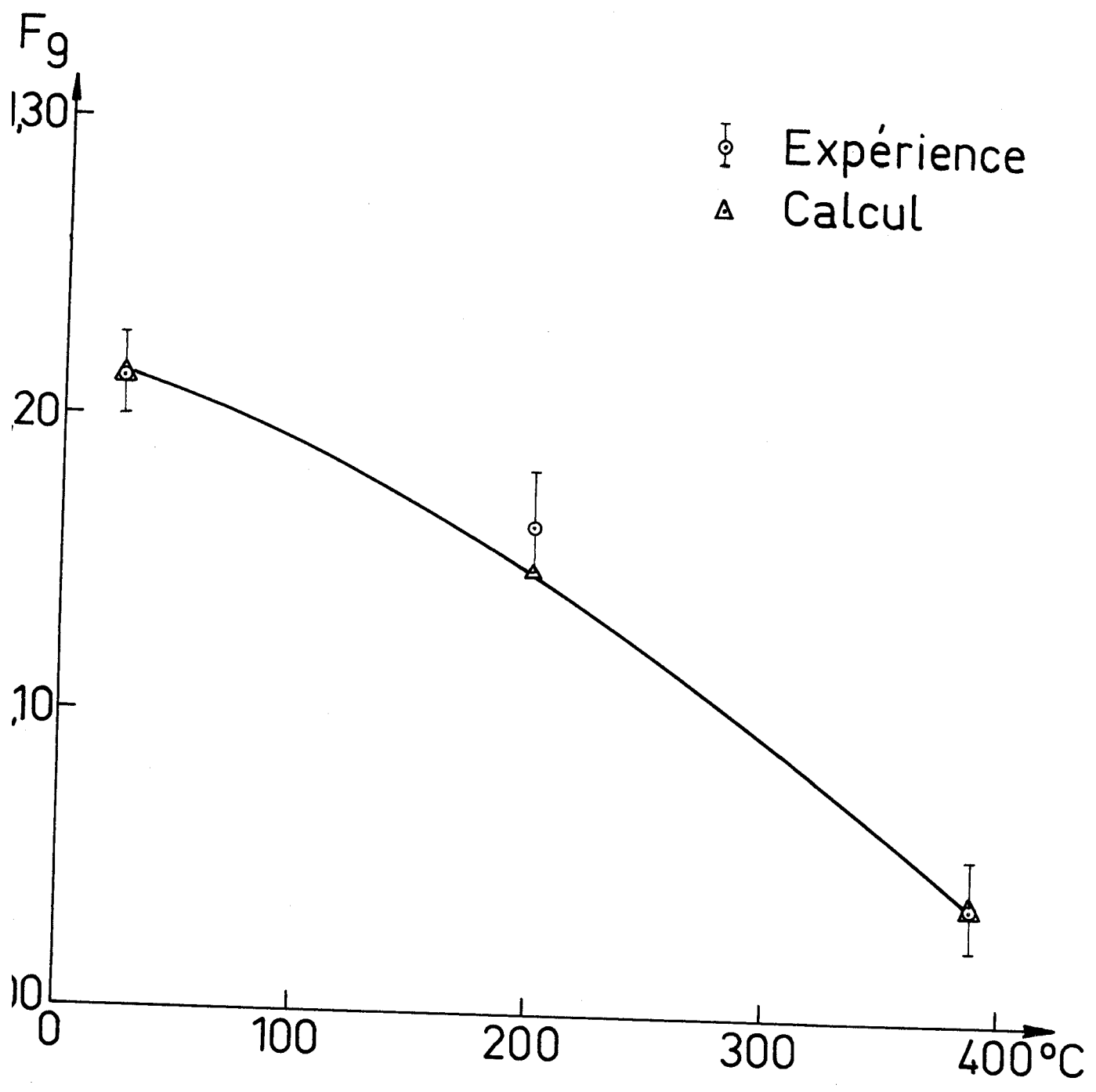


Fig.2 Indices de spectre - Pas 20 cm

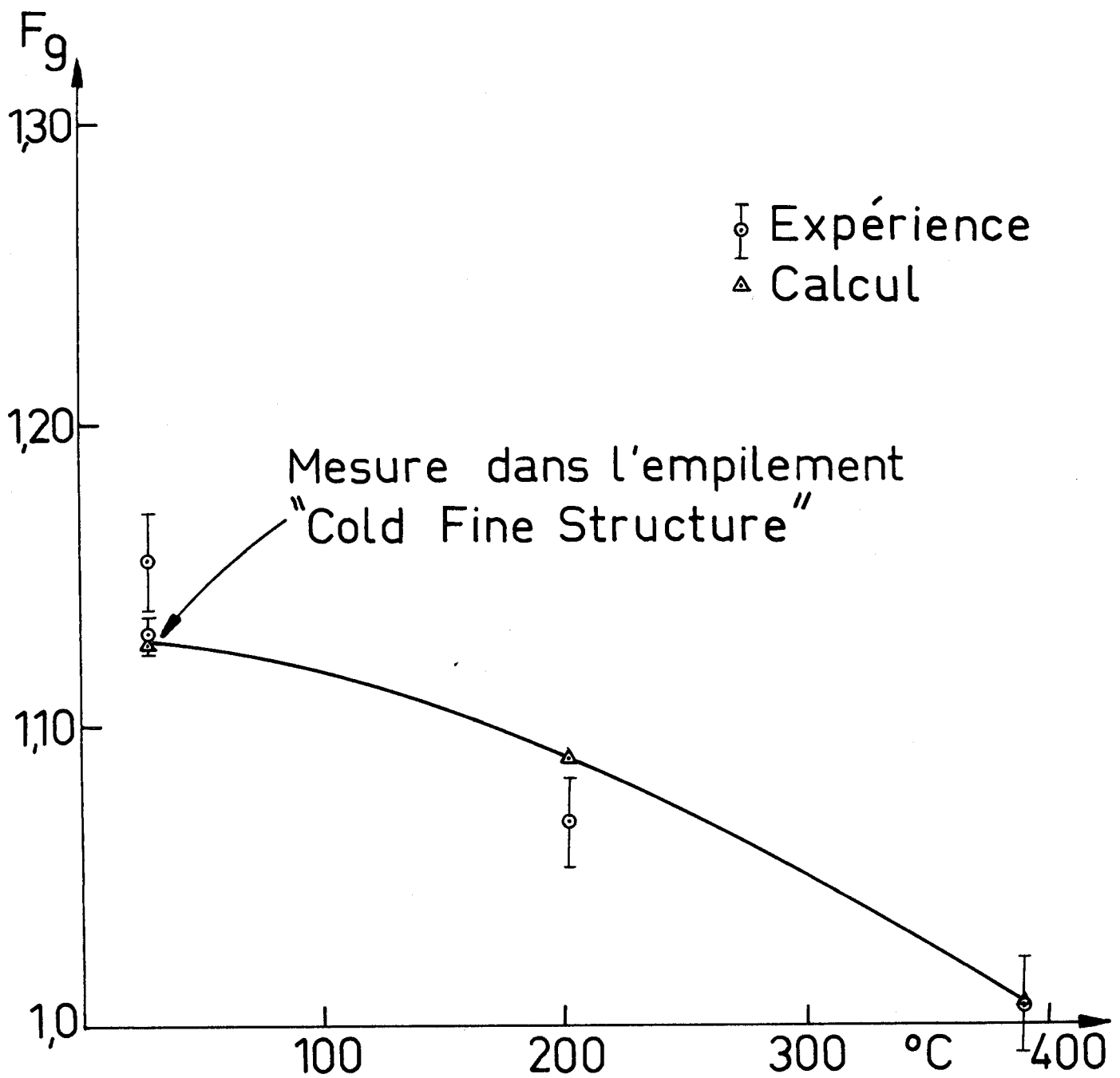


Fig.3 - Indices de spectre - Pas 29 cm

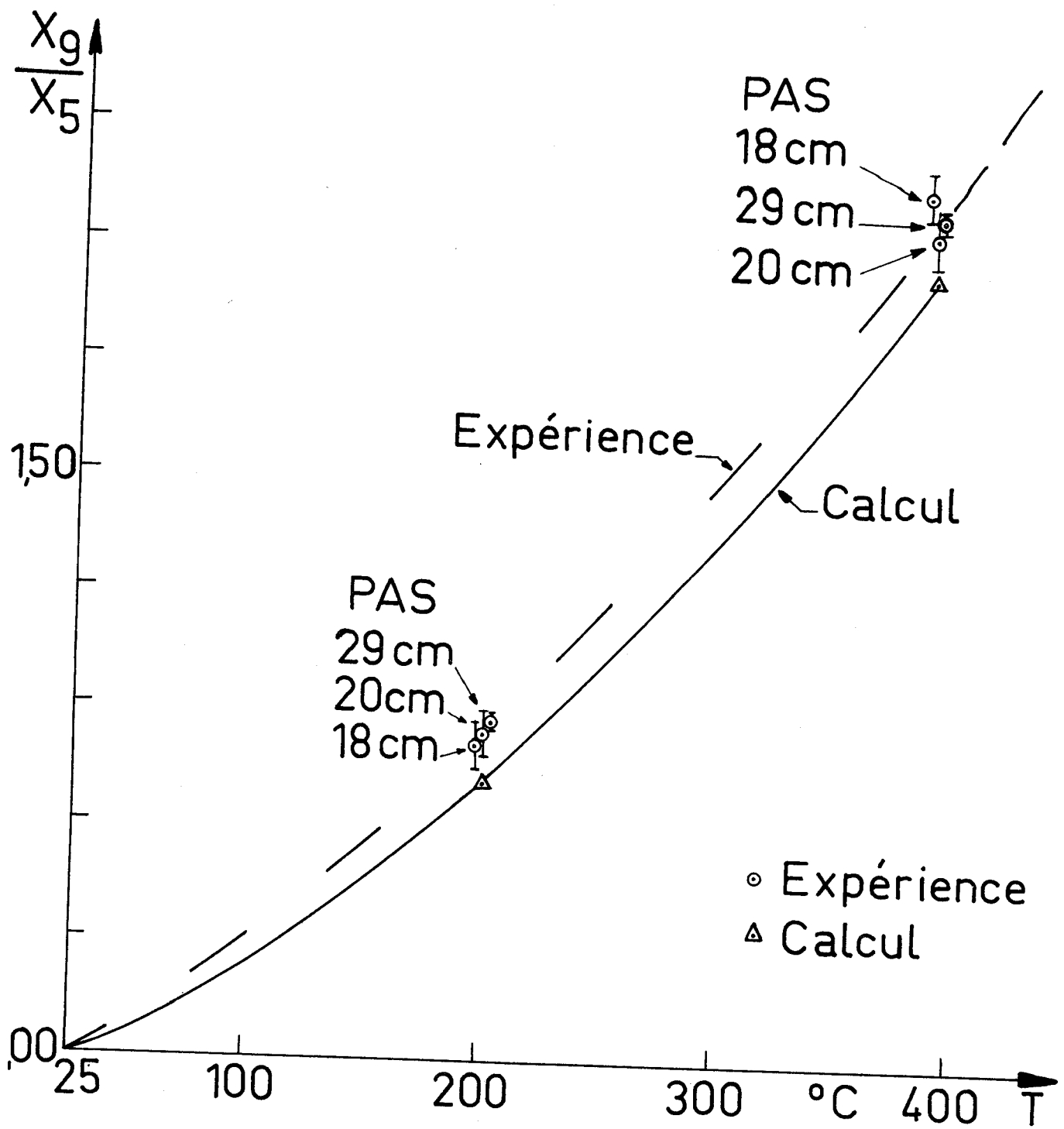


Fig.4 Rapport d'activation  $X_9 / X_5$   
dans un spectre maxwellien.

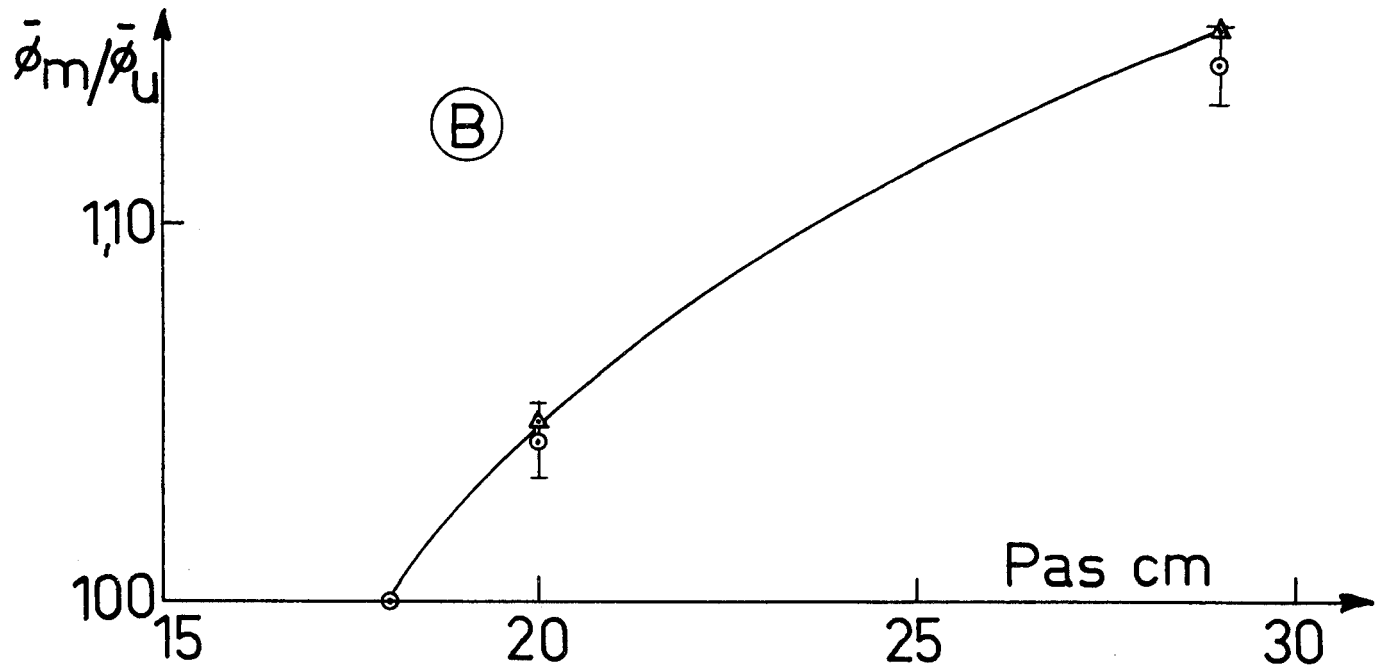
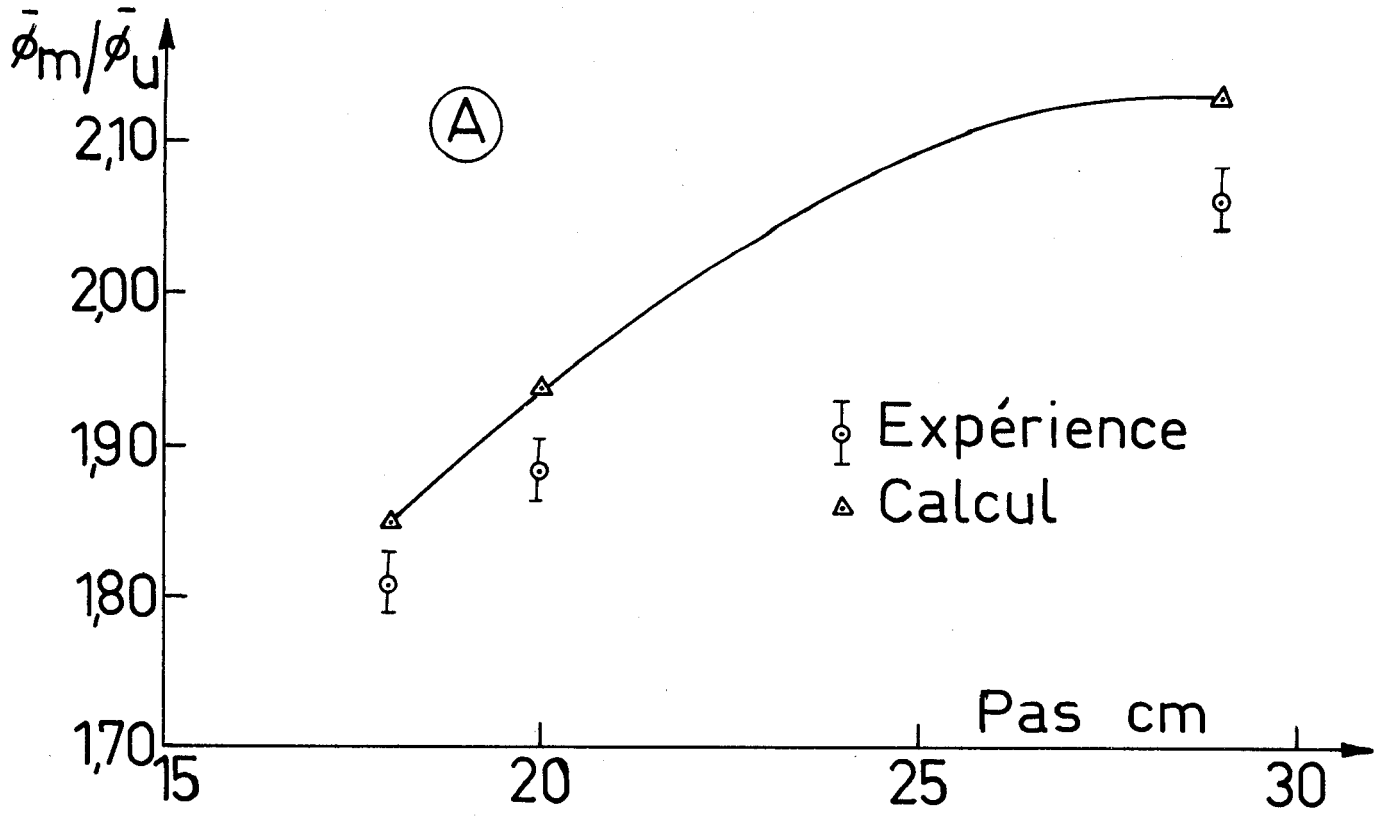


Fig.5 - Rapport de flux modérateur/combustible à la température ambiante  
 A - Valeurs absolues  
 B - Normalisées au pas 18 cm

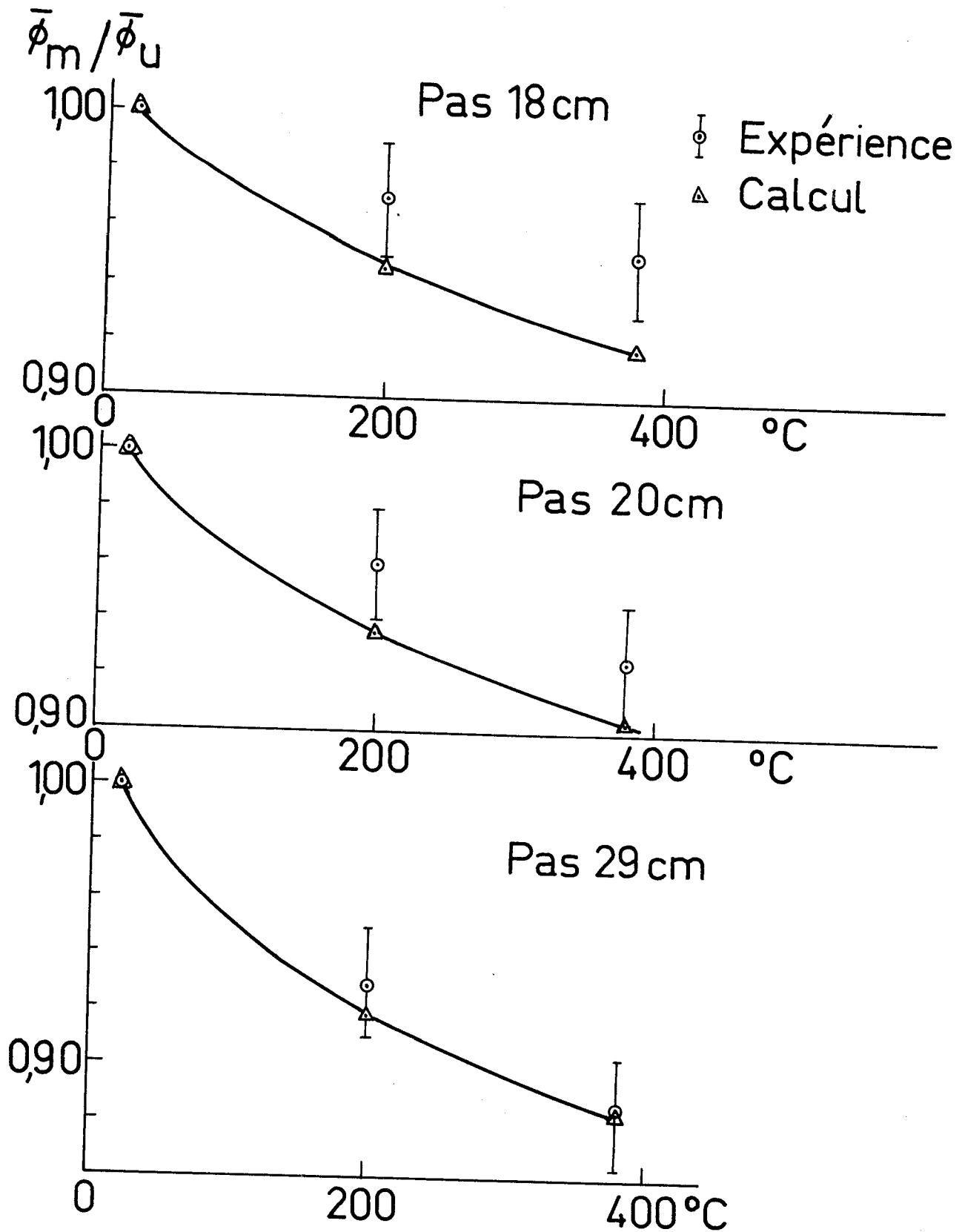
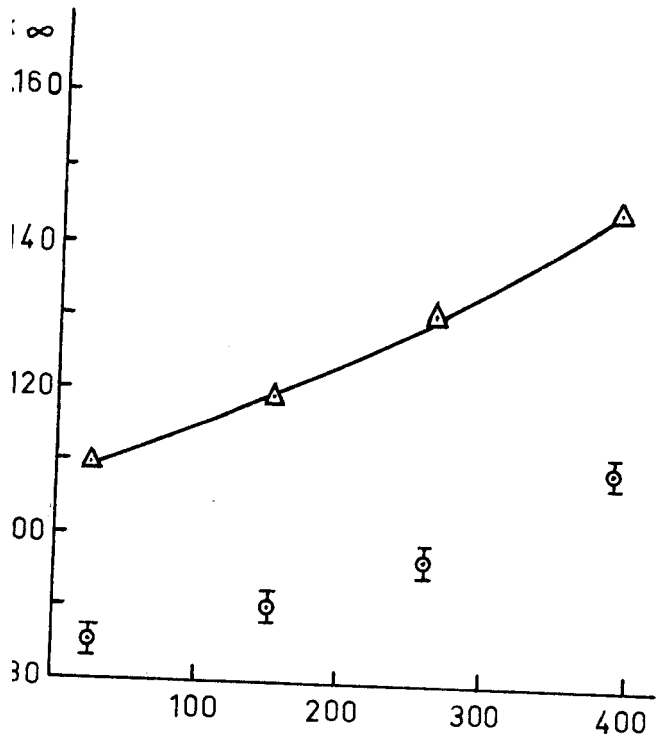
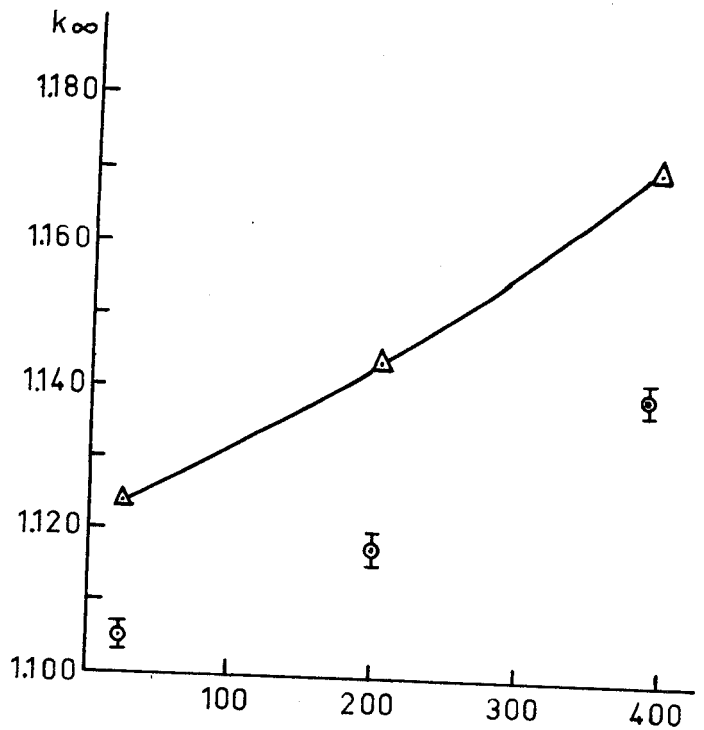


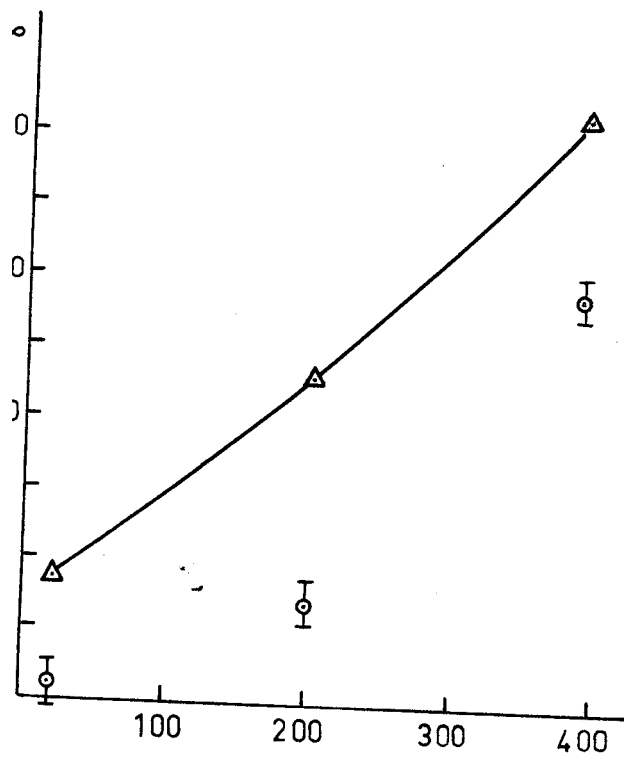
Fig.6 - Rapport de flux modérateur/ combustible normalisé a la température ambiante.



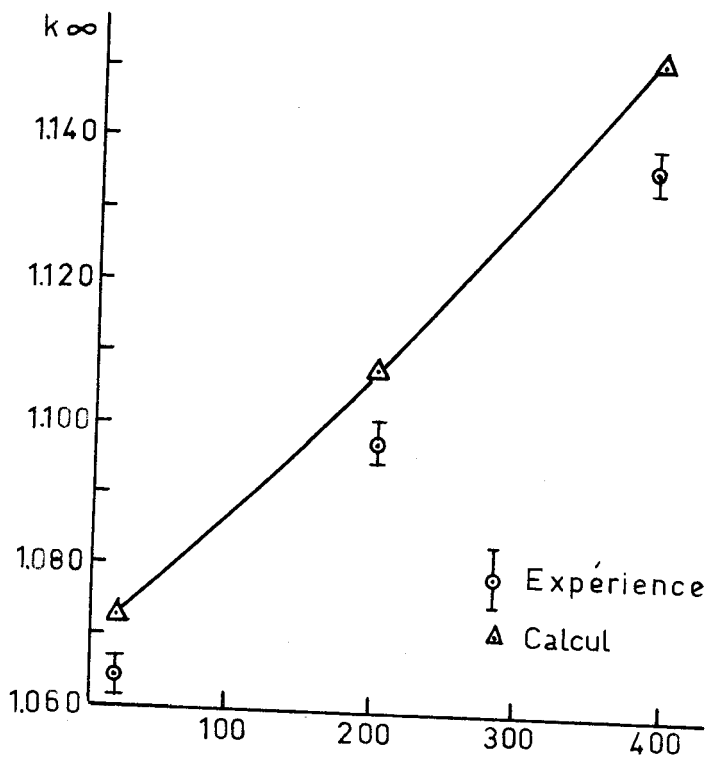
(a) PAS 18 cm



(b) PAS 20 cm



(c) PAS 25



(d) PAS 29

Fig.7 Coefficients de multiplication infinis

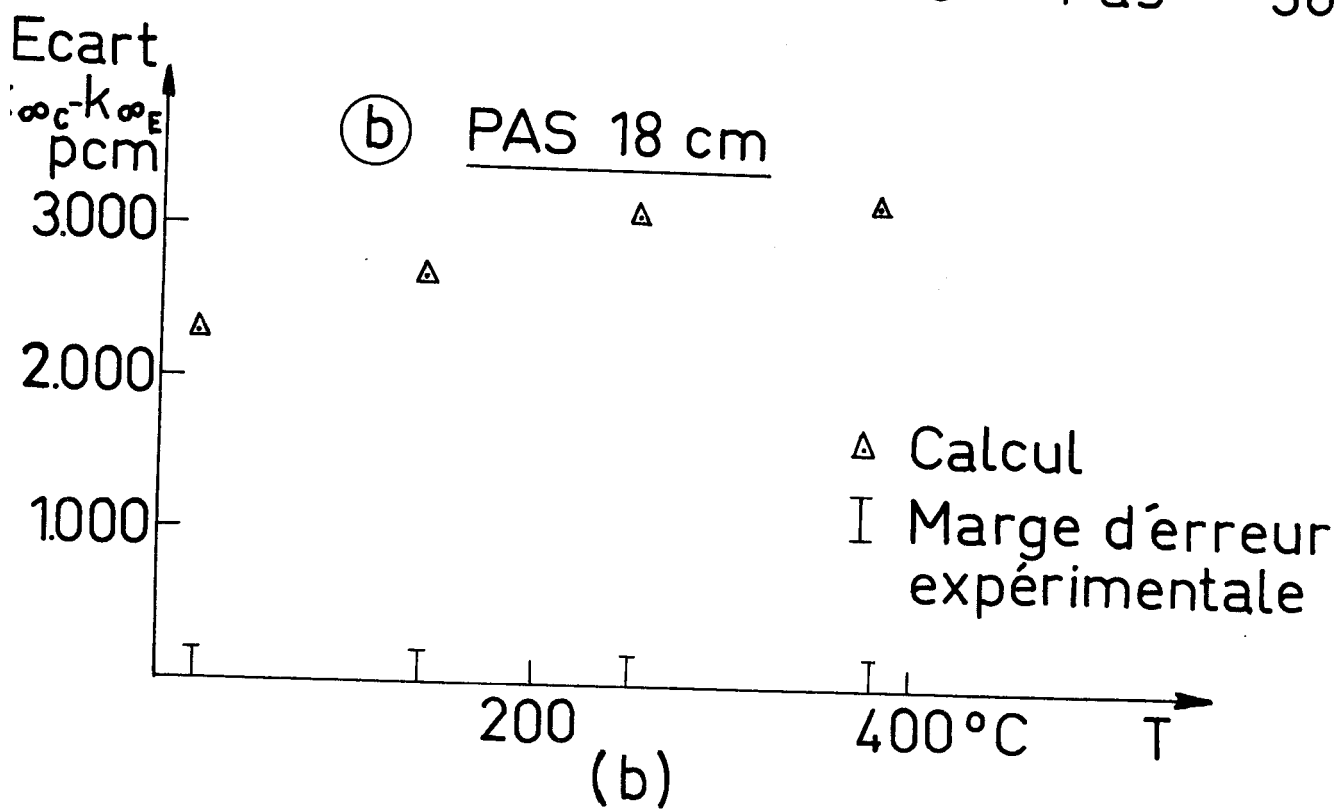
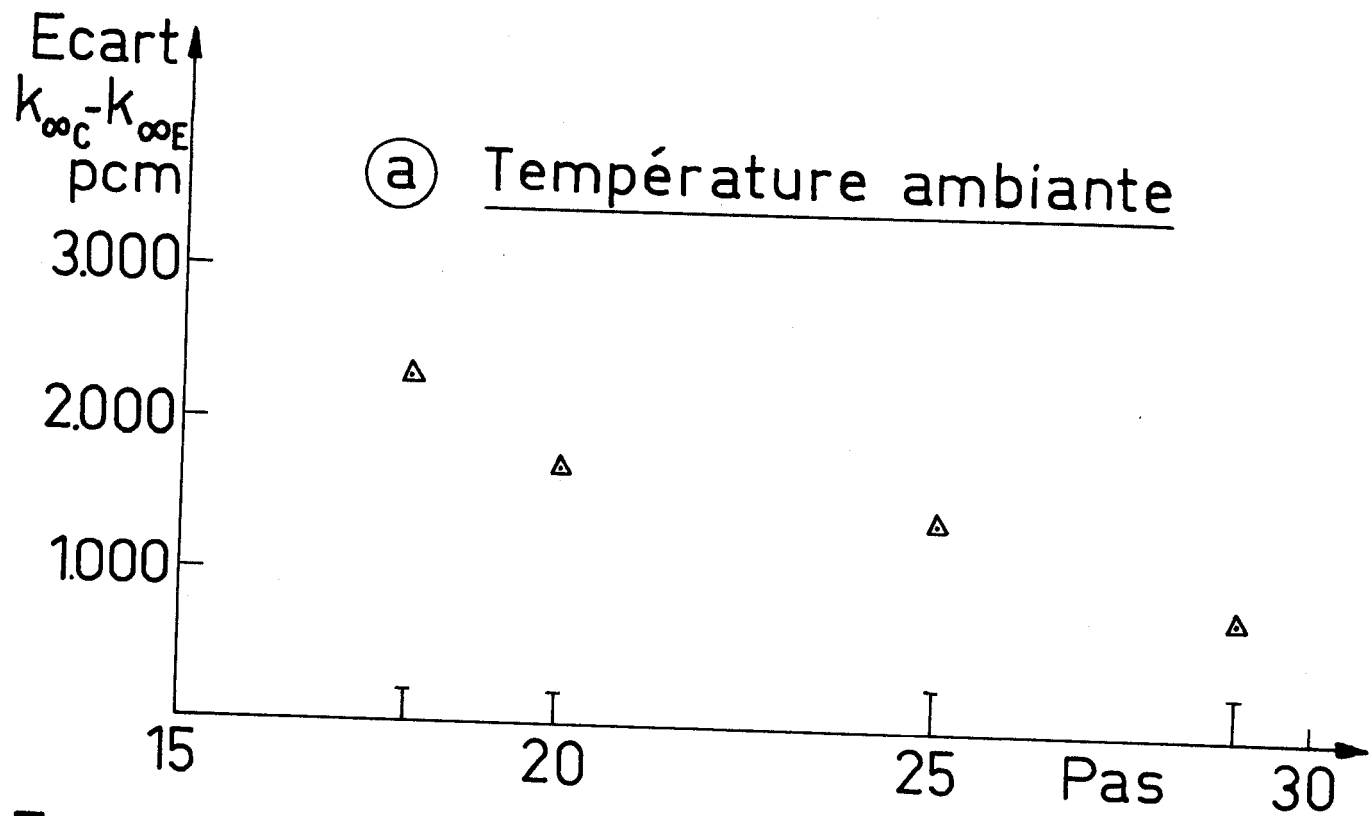


Fig.8 Variation des écarts  $k_{\infty}$ (Calculé)- $k_{\infty}$ (Expérimental)



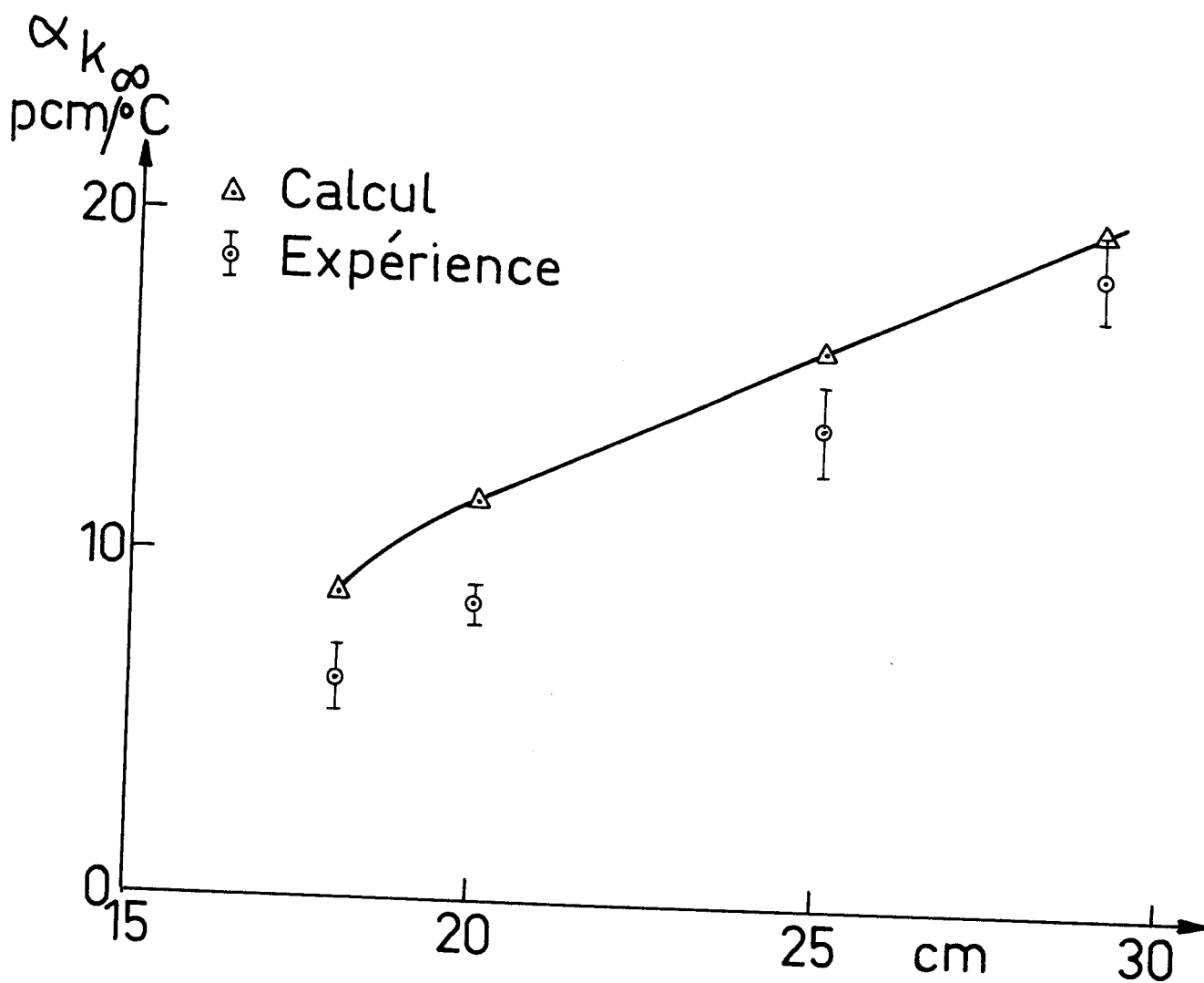
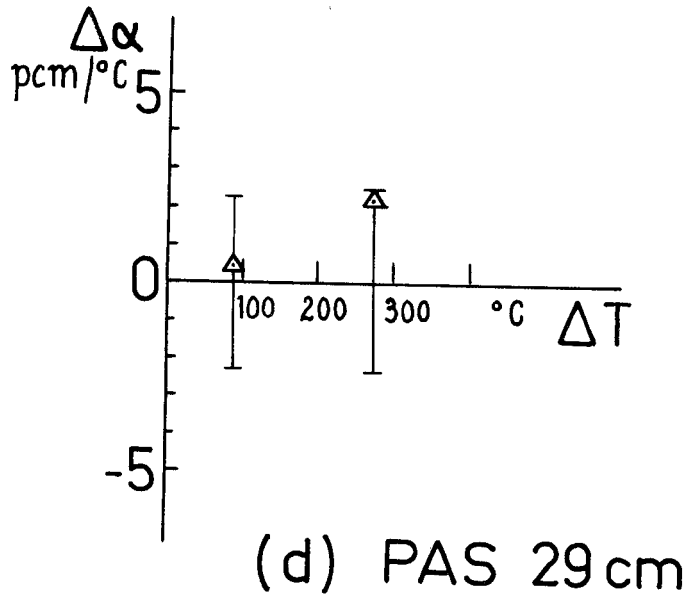
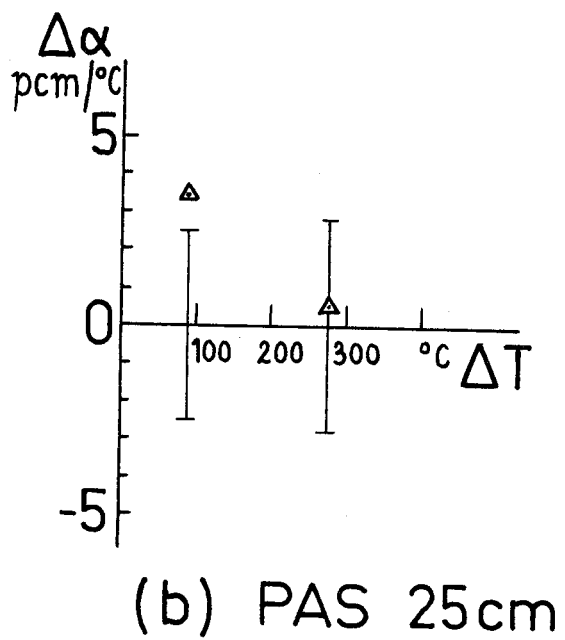
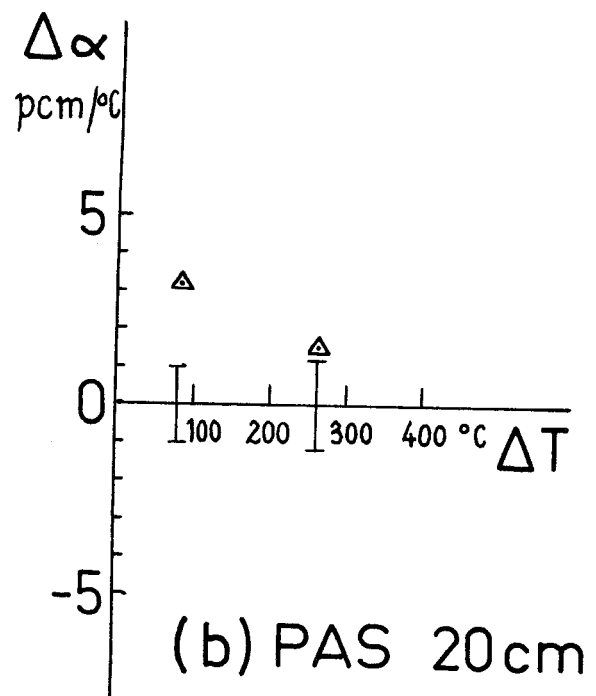
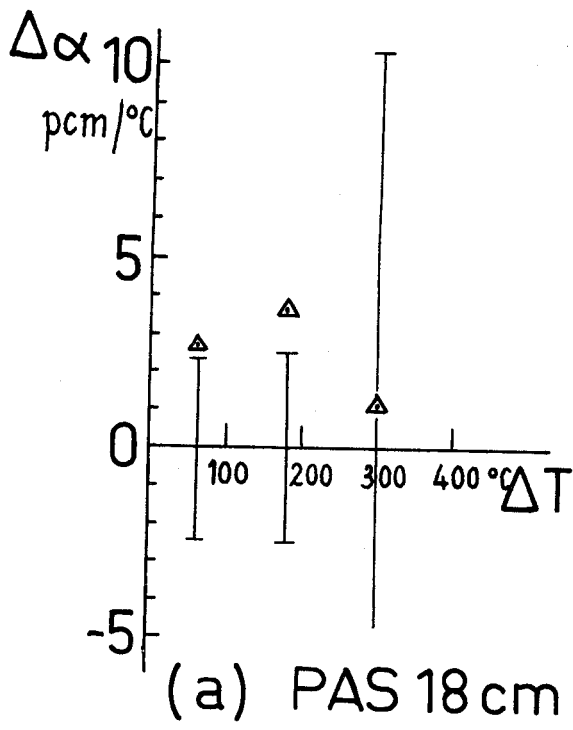


Fig.9 Coefficient de température de réactivité



△ Calcul [ ] Marge d'erreur expérimentale

Fig.10 Coefficient de température de reactivité : différence  $\Delta = \alpha(\text{Calculé}) - \alpha(\text{Expérimental})$