

EUR 2208.f

LIBRARY COPY

COMMUNAUTE EUROPEENNE DE L'ENERGIE ATOMIQUE - EURATOM

**ETUDE PHYSIQUE DES CYCLES DE COMBUSTIBLES
CENTRALE A GRAPHITE URANIUM NATUREL**

par

**A. MEYER-HEINE
(C.E.A.)**

1964



**Rapport C.E.A. N° 762 établi par
le Commissariat à l'Energie Atomique
Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, France**

Contrat EURATOM N° 004-62-9 ECIF

AVERTISSEMENT

Le présent document a été élaboré sous les auspices de la Commission de la Communauté Européenne de l'Energie Atomique (EURATOM).

Il est précisé que la Commission d'EURATOM, ses cocontractants ou toute personne agissant en leur nom :

- 1° — Ne garantissent pas l'exactitude ou le caractère complet des informations contenues dans ce document, ni que l'utilisation d'une information, d'un équipement, d'une méthode ou d'un procédé décrit dans le présent document ne portent pas atteinte à des droits privés.
- 2° — N'assument aucune responsabilité pour les dommages qui pourraient résulter de l'utilisation d'informations, d'équipements, de méthodes ou procédés divulgués dans le présent document.

Ce rapport est vendu au prix de 160 francs belges, sur demande adressée à : PRESSES ACADEMIQUES EUROPEENNES - 98, Chaussée de Charleroi, Bruxelles 6.

Le paiement se fait par versement à :

- la BANQUE DE LA SOCIETE GENERALE (Agence Ma Campagne) - Bruxelles - compte N° 964.538.
- la BELGIAN AMERICAN BANK AND TRUST COMPANY - New York - compte N° 22.186.
- la LLOYDS BANK (Europe) Ltd. - 10 Moorgate, London E.C. 2.

en mentionnant la référence : «EUR 2208.f - Etude physique des cycles de combustibles - Centrale à graphite uranium naturel».

Le présent document a été reproduit à partir de la meilleure copie disponible.

Achévé d'imprimer par SMEETS S.A.
Bruxelles, décembre 1964.

EUR 2208.f

E R R A T U M

Etude Physique des cycles de combustibles

Centrale à graphite uranium naturel

par

A. MEYER-HEINE
(C.E.A.)

Veillez noter que la mention

"Rapport CEA N° 762 établi par
le Commissariat à l'Energie Atomique"

doit être lue

"Rapport établi par le Commissariat à l'Energie Atomique".

EUR 2208.f

COMMUNAUTE EUROPEENNE DE L'ENERGIE ATOMIQUE - EURATOM

**ETUDE PHYSIQUE DES CYCLES DE COMBUSTIBLES
CENTRALE A GRAPHITE URANIUM NATUREL**

par

**A. MEYER-HEINE
(C.E.A.)**

1964



**Rapport C.E.A. N° 762 établi par
le Commissariat à l'Energie Atomique
Centre d'Études Nucléaires de Saclay, France**

Contrat EURATOM N° 004-62-9 ECIF

Manuscrit reçu le 16-10-64.

DEFINITION DE L'ETAT D'EQUILIBRE
ETUDE PARAMETRIQUE DU CYCLE DE REFERENCE

1ère Partie

TABLE DES MATIERES

1ère Partie

<u>Introduction</u>	p.	3
<u>Chapitre I</u>	<u>Evolution de la réactivité en fonction de</u>	
	<u>l'irradiation de rejet</u>	5
I-1	Evolution locale	5
I-2	Circulation idéale	7
I-3	Evolution du canal	10
	1) Déchargement canal par canal entier	10
	2) Déchargement avec permutation	11
	a) Canal à température uniforme	11
	b) Influence de la variation de température	11
I-4	Cycle de référence	13
<u>Chapitre II</u>	<u>Etude paramétrique du cycle de référence</u>	14
<u>Conclusion</u>		16

Annexes

<u>Annexe I</u>	Mise sous forme paramétrique des principales caractéristiques du combustible	p. 17
<u>Annexe II</u>	Variation de la réactivité en fonction du mode de déchargement	20
<u>Bibliographie</u>		22

INTRODUCTION

L'irradiation maximum de rejet du combustible des piles graphite-gaz est généralement prise égale à 3500 MWJ/T. On ignore en effet si les caractéristiques métallurgiques de l'uranium permettent d'envisager des irradiations supérieures et si des taux d'irradiations plus élevés sont compatibles avec un bilan neutronique correct.

D'autre part cette valeur de 3500 MWJ/T, couramment admise dans la littérature, représente un seuil au dessous duquel le nombre élevé de charges de combustible nécessaires à la vie du réacteur rendrait la filière à graphite plus difficilement compétitive.

Le but de cette étude est de connaître les difficultés auxquelles on se heurte en envisageant des irradiations de rejet élevées ainsi que l'influence de ces taux sur les coûts des cycles de combustible.

Au cours de son séjour en pile, l'uranium subit certaines modifications qui en altèrent les caractéristiques physiques et neutroniques ; la réactivité d'une pile varie ainsi avec l'irradiation. Il est bien évident que cette évolution dépend de la manière dont on remplace le combustible déchargé. On cherchera donc d'abord à définir un schéma de déchargement qui permette d'obtenir les séjours en pile le plus long possible du combustible.

Pour celà il a été mis au point un ensemble de formules qui rendent compte avec une bonne précision de l'expérience que le C.E.A. possède sur les réseaux à graphite uranium naturel.

Les résultats expérimentaux proviennent d'une part de la mise en route de G_2 et de G_3 (expériences critiques, bilan de réactivité, évolution) d'autre part de l'exploitation de l'empilement critique Marius (mesures de substitution, structures fines, indices de spectre etc ...)

Le formulaire ainsi obtenu, permet de calculer avec une bonne précision les réseaux à graphite-uranium naturel dans le domaine étudié jusqu'à présent en France au début de la vie de la pile: sections de combustible comprises entre 7 et 20 cm², rapport de modération variant entre 30 et 70. (Ref 1 et 2).

C'est à l'aide d'un tel formulaire que l'étude qui suit a été conduite.

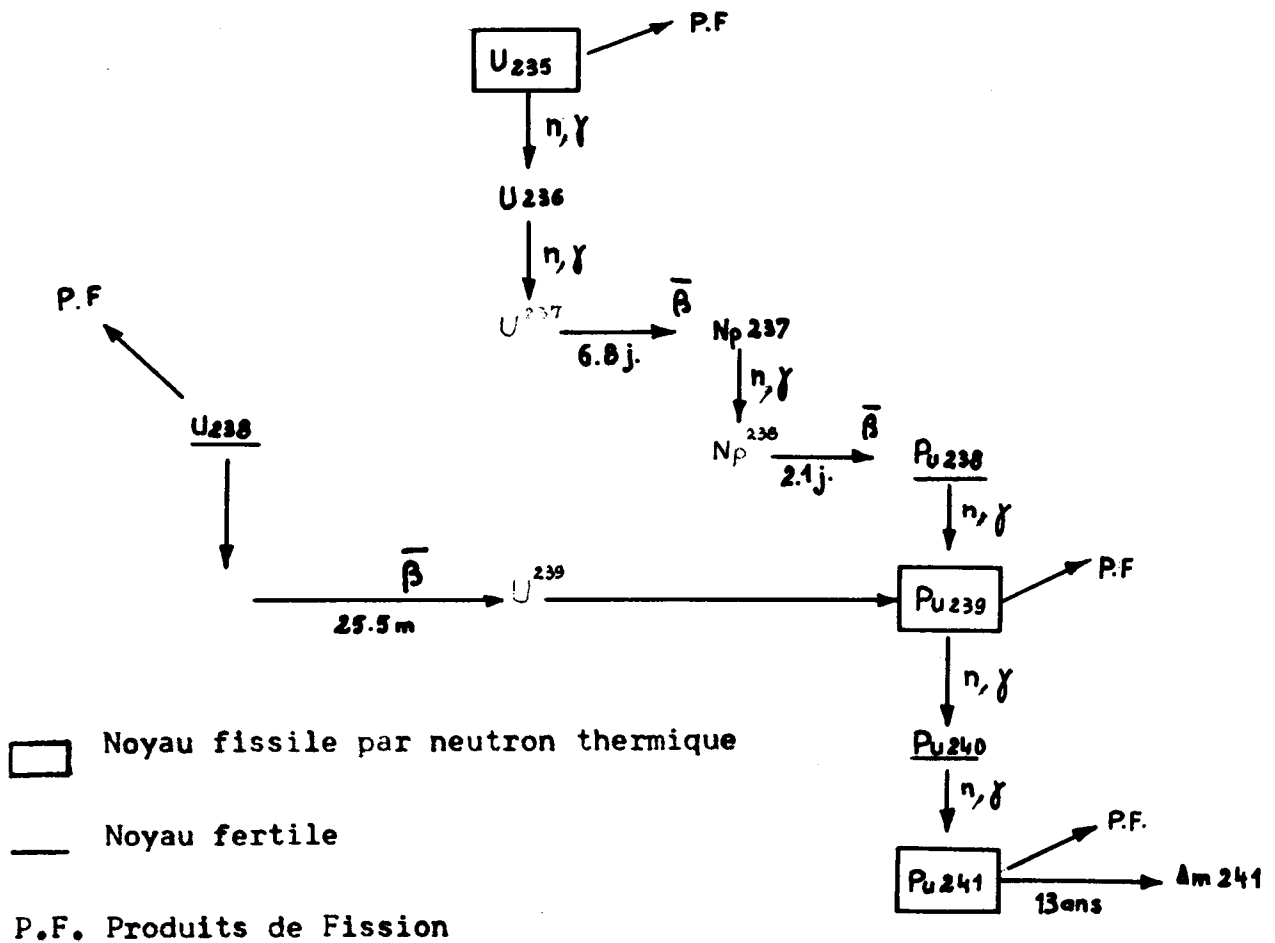
Ce rapport se compose de trois parties : la définition d'un cycle de référence ainsi que l'évolution de la réactivité à l'équilibre fait l'objet de la première partie. On recherche dans la seconde, l'influence de l'irradiation de rejet sur l'économie d'une centrale. Quant à la troisième partie, elle contient l'étude de points particuliers : coefficients de température, formation de plutonium, enrichissement etc ... ainsi que la discussion des incertitudes physiques.

CHAPITRE I

EVOLUTION DE LA REACTIVITE EN FONCTION DE L'IRRADIATION DE REJET

I-1 Evolution locale

La chaîne des principales réactions nucléaires modifiant la composition d'un combustible au cours de son séjour en pile est représentée par le schéma ci-contre :



Les noyaux de courtes durée de vie sont figurés par des points (U_{239} et NP_{239}) et l'on suppose leur descendant formé directement. (Par exemple U_{238} Pu_{239}). Cette hypothèse est légitime étant donné le temps de séjour du combustible dans un réacteur de puissance.

L'évolution du combustible immobile d'un réacteur homogène à flux uniforme sera définie par la suite comme " évolution locale". Pour un réseau graphite-uranium naturel la réactivité d'un tel combustible commence par décroître par suite de la formation de xénon et de samarium. Puis elle croît sous l'influence du plutonium 239 formé et diminue enfin à cause de la disparition du Pu_{239} , de l'absorption due au plutonium 240 et aux produits de fission. Avec des réseaux types EDF₂ (section d'uranium : 10 cm², rapport de modération de 50, température 620 °K, 1.1 % de molybdène) la réactivité repasse par sa valeur initiale pour des irradiations de l'ordre de 4000 MWJ/T .

Les sections d'absorption du Xe. et du Sm. étant très élevées (2400 et 41 kilo barns à 2200 m/s ces corps seaturent très rapidement : 2 jours environ pour le xénon, 1,5 mois pour le Samarium. Comme les temps de séjour envisagés pour le combustible sont de l'ordre de 3 ans, on pourra supposer pour toutes les courbes tracées par la suite que le Xe. et le Sm. sont saturés dès l'instant initial. Cette hypothèse sous estime de 600 pcm environ la réactivité à l'instant 0.

I-2 Circulation idéale

On conçoit donc qu'il soit possible, en mélangeant des combustibles de différentes irradiations, d'augmenter le taux d'irradiation de rejet. La circulation d'un combustible sera supposée par la suite "idéale" s'il existe en chaque élément de volume du réacteur une répartition uniforme d'uranium entre 0 et l'irradiation de rejet. τ_M . Les propriétés du milieu multiplicateur sont alors représentées par leurs valeurs moyennes :

$$K_{\infty} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau_M} K_{\infty}(\tau) d\tau$$

Pour un réacteur ponctuel dont le flux est supposé constant le long d'un canal les figures 1 et 2 montrent les variations de réactivité suivant que le combustible est immobile ou obéit à une loi de circulation idéale.

Les calculs ont été faits pour les trois régions d'EDF 2 dont les caractéristiques diffèrent essentiellement par le rapport de modération. En effet, afin d'avoir une courbe de flux radial aplatie, le réseau central est volontairement sous modéré*, le rapport carbone sur uranium étant en deçà de l'optimum. Cette zone présente ainsi un bilan neutronique déficitaire, d'où une perte de réactivité pour l'ensemble du réacteur. Mais les neutrons perdus par capture dans l'U 238 sont restitués au cours de l'évolution sous forme de PU 239.

On voit en effet sur la figure 2 que le coefficient multiplicateur de la zone centrale, inférieur de 2000 pcm à celui de la zone extérieure à l'instant initial, ne présente plus qu'un déficit de 950 pcm à 4000 MWJ/T.

* Cette disposition est étudiée plus en détail dans la 3ème partie.

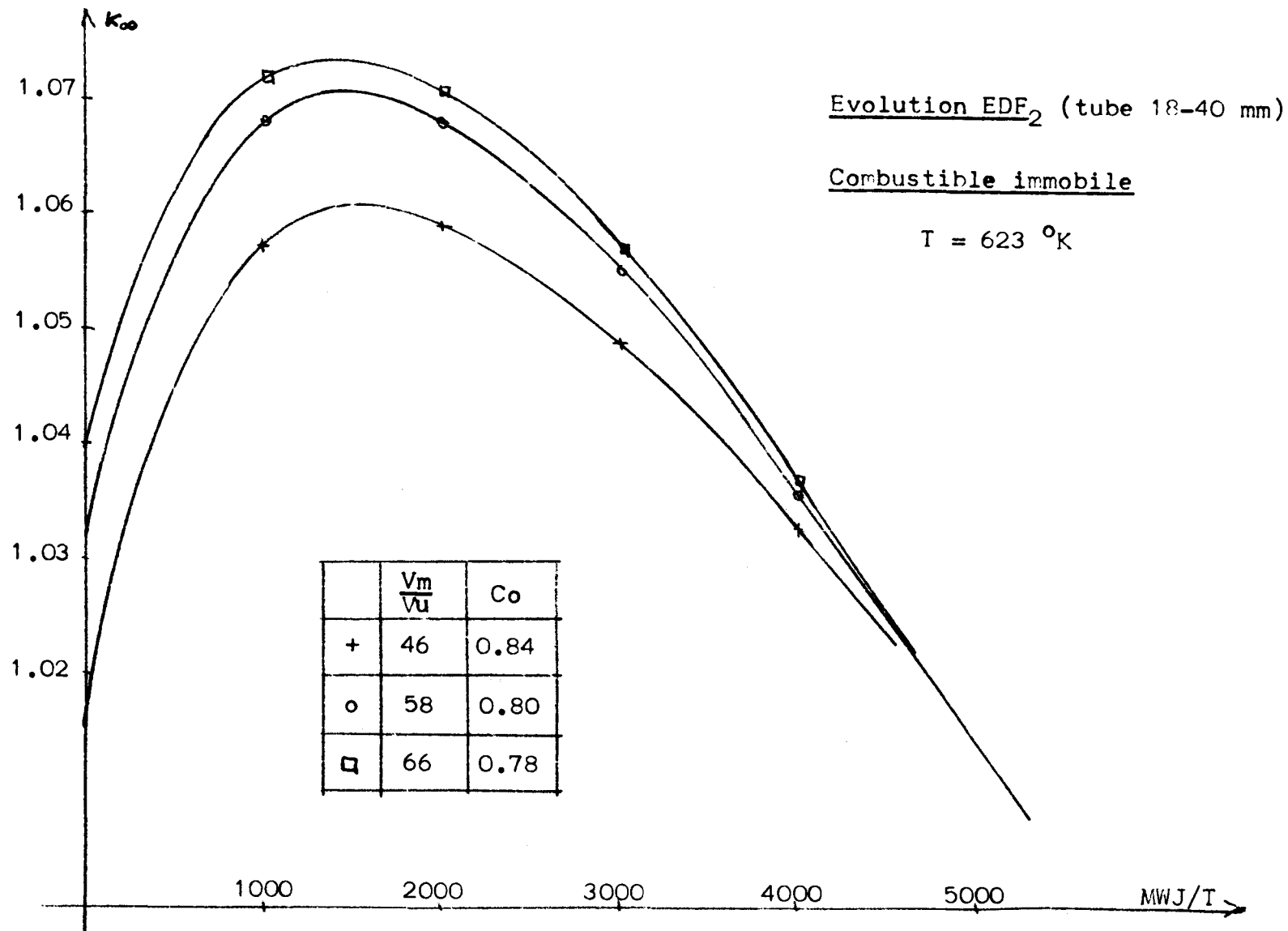
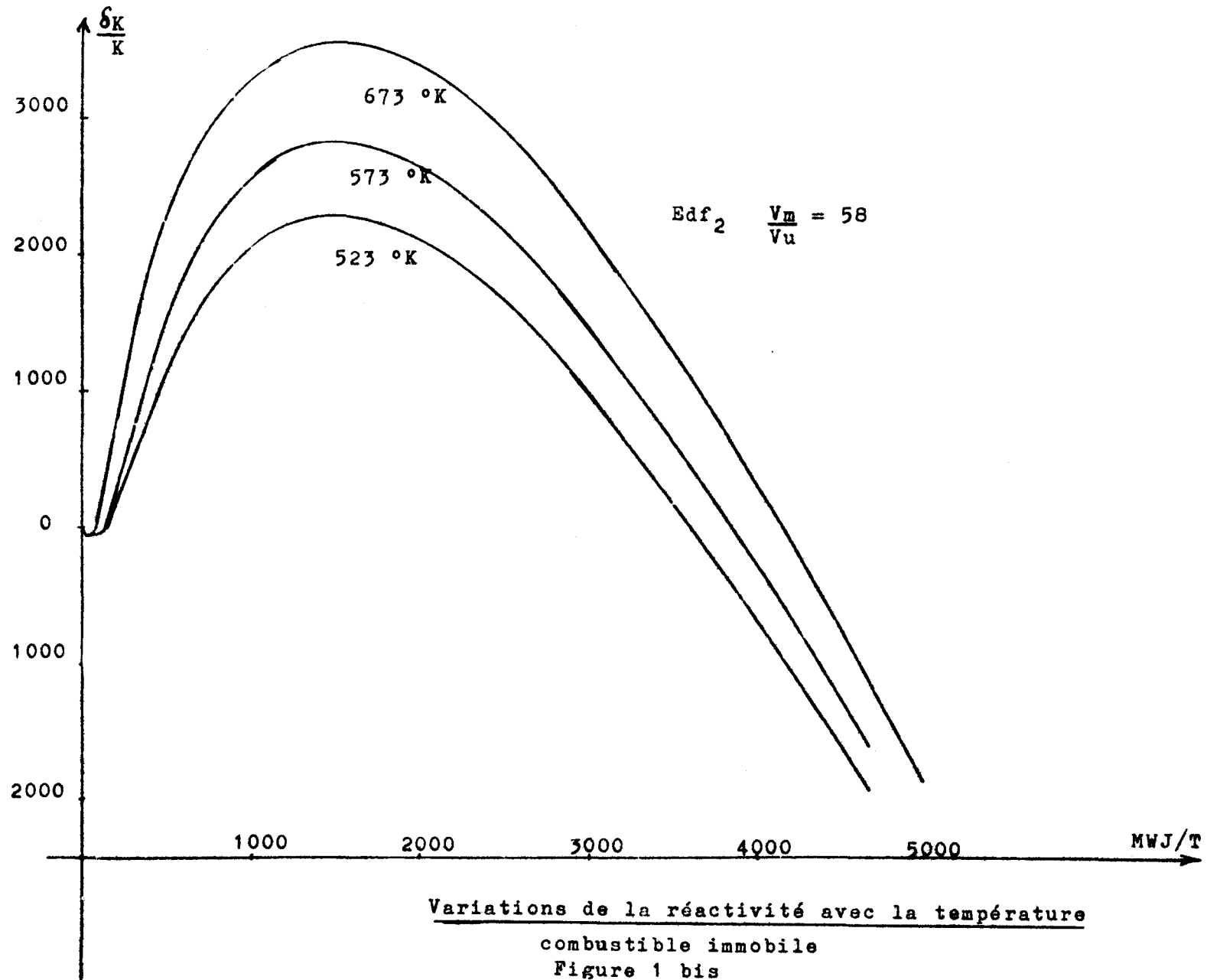


Figure 1



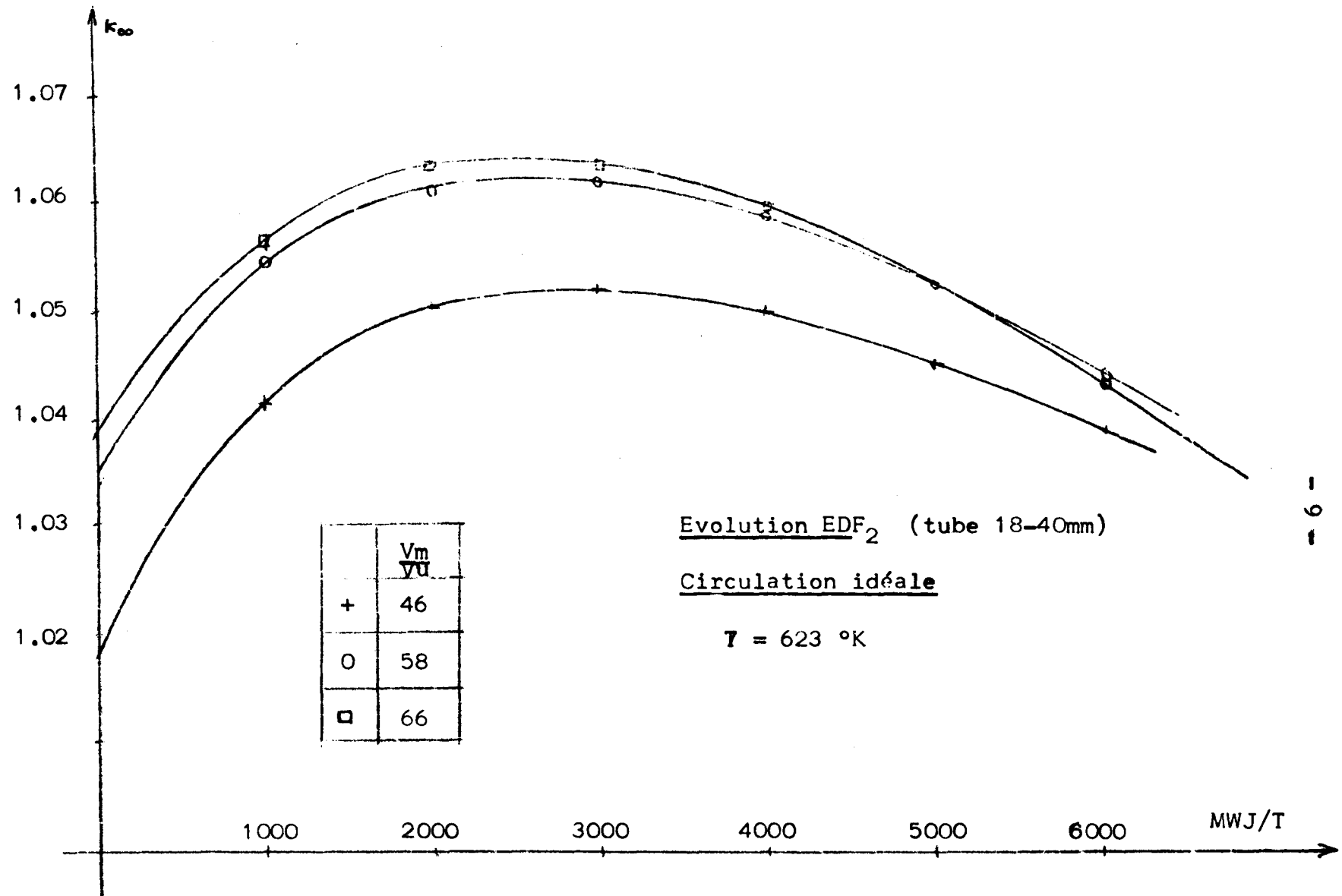


Figure 2

Ces trois courbes d'évolution indiquent qu'avec un schéma de circulation "idéale" K_{∞} repasse par sa valeur initiale pour des irradiations supérieures à 6000 MWJ/T. On est donc conduit à rechercher un mode de déchargement qui permette de se rapprocher de ce cycle idéal.

I-3 Evolution du canal

1) Déchargement canal par canal entier

Il est théoriquement toujours possible de grouper les canaux par ensembles tels que dans chaque ensemble il existe une répartition uniforme de canaux irradiés entre 0 et l'irradiation maximum de rejet. Mais en réalité, contrairement aux hypothèses précédentes le flux n'est pas constant le long d'un canal. En admettant qu'il varie suivant une loi en cosinus, la courbe d'évolution correspondante s'obtient en pondérant la courbe d'évolution locale par le carré du flux $\varphi^2(\bar{\tau})$

Supposons que l'on ait représenté la courbe d'évolution locale par un polynôme en fonction de l'irradiation : τ

$$K_{\infty} = a_0 + a_1\tau + a_2\tau^2 + \dots + a_5\tau^5$$

la courbe d'évolution pondérée sera donnée par l'expression

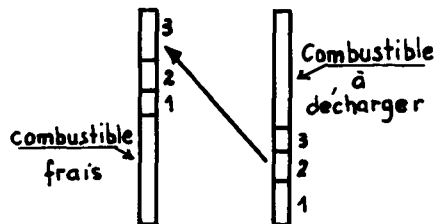
$$K_{\infty \text{ pondérée}} = a_0 + \frac{\int K_{\infty}(\tau) \cdot \varphi^2(\bar{\tau}) d\bar{\tau}}{\int \varphi^2(\bar{\tau}) d\bar{\tau}}$$

La figure 3 montre que l'on perd entre 400 et 800 pcm par rapport au cycle "circulation idéale" lorsque les irradiations sont de l'ordre de 3000 à 4000 MWJ/T. Par contre, le gain est de 750 pcm par rapport à l'évolution ponctuelle.

2) Déchargement avec permutation de cartouches

a) Canal à température uniforme

Afin d'augmenter l'irradiation moyenne de rejet, et par conséquent se rapprocher du cas de la circulation idéale, il peut être intéressant lors du renouvellement de combustible d'un canal, de conserver 3 cartouches terminales (sur les 12) en les translatant d'une extrémité à l'autre.



Les trois cartouches irradiées primitivement dans la zone froide sont par exemple placées dans la zone chaude. Elles ont ainsi reçu, à leur rejet, une irradiation à peu près égale à l'irradiation maximum du canal, et l'irradiation moyenne de rejet augmente de 20% environ.

Le problème a d'abord été traité comme précédemment en supposant le canal à une température moyenne uniforme. La figure 3 montre que l'on se trouve ainsi pratiquement ramené au cas d'une circulation idéale de combustible. L'écart n'est plus que 200 pcm pour une irradiation de rejet de 4500 MWJ/T.

b) Influence de la variation de température le long du canal

L'évolution des cartouches, placées après translation dans la zone chaude (673°K) a finalement été étudiée en tenant compte d'une première irradiation à une température initiale de 573°K. La température de la zone centrale est la température moyenne (623°K) précédemment employée.

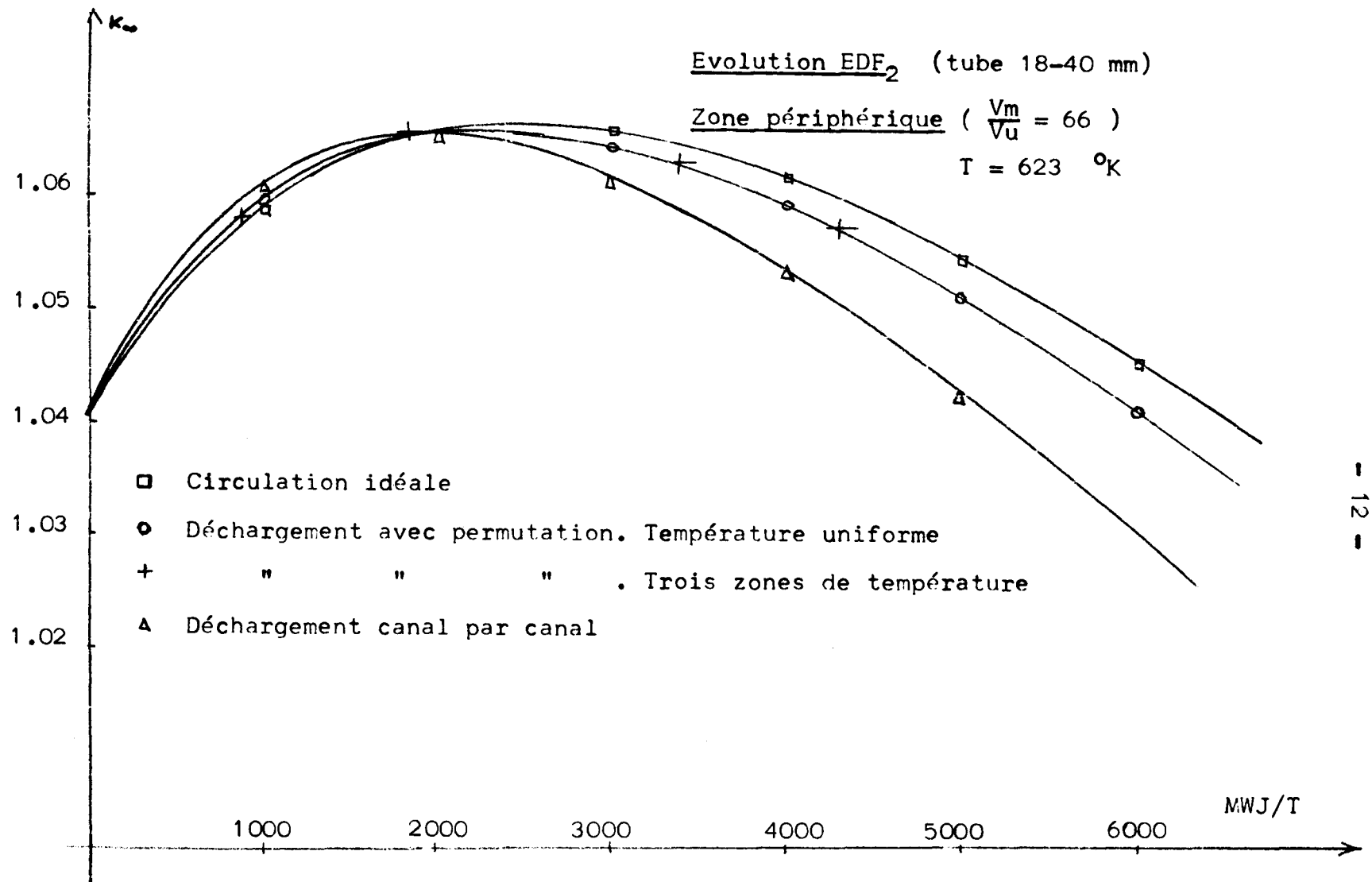


Figure 3

Le canal ainsi divisé en 3 zones de températures différentes, une pondération simple permet de connaître les caractéristiques du combustible. Les points tracés se placent pratiquement sur la courbe d'évolution du β a précédent. (Cf. fig.3).

I-4 Cycle de référence

Dans la suite de cette étude on appellera cycle de référence un cycle ayant les caractéristiques du β I-3 b.

c'est à dire :

1) Il existe en chaque point du réacteur une répartition uniforme de combustible irradié entre 0 et τ_i

τ_i étant l'irradiation maximum au point I.

2) Le flux varie suivant une loi en cosinus le long d'un canal.

3) Le canal est divisé en trois zones de température: froide, moyenne, chaude.

4) Le déchargement de chaque canal se fait en plaçant dans la zone chaude (supérieure) les trois cartouches irradiées primitivement dans la zone froide (inférieure).*

Ces quatre hypothèses permettent de définir un schéma de déchargement réaliste, qui on l'a vu, donne une variation de réactivité en fonction du temps, très proche de la courbe de circulation idéale si les taux d'irradiations de rejet sont compris entre 3000 et 5000 MWJ/T. On pourra donc, au cours des études ultérieures confondre dans la plage 3000-5000 MWJ/T le cycle de référence et le cycle idéal.

* En toute rigueur l'hypothèse 1 n'est applicable que pour les 9 cartouches inférieures.

CHAPITRE II

ETUDE PARAMETRIQUE DU CYCLE DE REFERENCE

Le calcul des différentes constantes neutroniques d'un réseau nécessite l'utilisation d'un programme assez complexe sur machine. Afin de se libérer de cette sujétion, une étude systématique a permis une mise sous forme paramétrique de ces constantes. Il a été ainsi établi une série de relations algébriques simples qui permettent de calculer à la main les principales caractéristiques du combustible.

Les paramètres choisis sont :

Le rapport de modération

La section de passage du gaz

La corde moyenne du combustible (définie comme égale à 4 fois volume/surface extérieure).

La température

L'irradiation

Le combustible est de l'uranium naturel allié ou non avec du Molybdène.

On donne ces expressions en annexe ainsi que les plages de variation des différents paramètres. La précision obtenue est excellente.

Par exemple pour un combustible de 10 cm² de section d'uranium, 3,5 cm de corde moyenne, 6 cm² de section de gaine les valeurs exactes et paramétrées des différentes constantes d'un réseau frais, pour un rapport de modération variable sont les suivantes .

$\frac{V_m}{V_u}$	K_{∞} calculé	K_{∞} paramétré	$L^2 //$ cal.	$L^2 //$ param.	L_{\perp}^2 calc.	L_{\perp}^2 param.
30	1.00523	1.00518	360.69	359.45	300.04	299.26
40	1.03808	1.03812	424.47	421.53	364.61	262.19
50	1.05141	1.05151	487.32	483.61	428.31	425.12
60	1.05471	1.05488	549.11	545.69	490.98	488.05
70	1.05220	1.05205	609.76	607.77	552.51	550.98

Les formules paramétrées représentent les caractéristiques du cycle de référence même pour des irradiations très élevées. On note en effet, conformément aux résultats de la figure 3, que le coefficient multiplicateur ainsi calculé, est pessimiste par rapport au cas "circulation idéale", de 400 pcm environ à 6000 MWJ/T.

C O N C L U S I O N

On a donc vu que les calculs de réseaux pouvaient s'écrire avec une précision excellente sous forme d'expressions fonctions de quelques paramètres seulement.

D'autre part, les paragraphes précédents ont montré que si des taux de combustion de 3500 MWJ/T sont réalistes du point de vue neutronique avec un combustible immobile, il est possible d'atteindre des irradiations de l'ordre de 5500 MWJ/T à l'aide de mouvements de combustible.

Tous ces calculs supposent, bien entendu, que les cartouches d'uranium sont capables de recevoir une irradiation élevée sans inconvénient. L'importance de ces limites technologiques sera précisée dans la troisième partie.

En conséquence, l'étude économique entreprise dans la seconde partie, reposera essentiellement sur l'emploi des formules simples trouvées et supposera que le cycle à l'équilibre est le cycle de référence précédemment défini.

ANNEXE I

MISE SOUS FORME PARAMETRIQUE DES PRINCIPALES CARACTERISTIQUES
DU COMBUSTIBLE.

Les paramètres choisis, ainsi que leurs plages de variation sont :

$\frac{S_m}{S_u}$	Rapport de modération	=	50	±	20
S_u	Section droite d'uranium	=	10	±	6 cm ²
$\frac{s}{S_u}$	<u>Section de passage de gaz</u>	=	6	±	2
$\frac{S}{S_u}$	<u>Périmètre d'uranium</u>	=	1.25	±	0.2
$\frac{S_g}{S_u}$	<u>Section droite de gaine</u>	=	0.6	±	0.2
T	Température du modérateur (°C)	=	350	±	50
Ir	Irradiation en milliers de MWJ/T	=	4	±	1

Par ailleurs, un certain nombre de quantités ont été fixées:

Longueur d'uranium par cartouche	:	54 cm
Longueur d'une cartouche	:	60 cm
Densité de l'uranium avec 0.5% de Mo	:	18.86 g/cm ³
Section efficace du graphite	:	3.80 mbarn
Densité du graphite	:	1.65
Température moyenne d'uranium	:	447 °C

EXPRESSIONS PARAMETRIQUES DES VARIATIONS DES PROPRIETES
DES RESEAUX AVANT L'EVOLUTION

$$\begin{aligned}
 (K_{00}-1) 10^5 &= 5175 + 5210 \left(1 - \frac{143.6}{\frac{S_m}{S_u} + 28.6}\right) \left(\frac{S}{S_u} - 1.25\right) \\
 &- 1.87 \left(\frac{S_m}{S_u} + 2.7\right) (S_u - 10) + 1.5 \left(\frac{S_m}{S_u} - 16\right) \left(\frac{S}{S_u} - 6\right) \\
 &- 930 \left(\frac{S_g}{S_u} - 0.6\right) - 2.92 \left(61.8 - \frac{S_m}{S_u}\right)^2 - 0.0024 \left(61.8 - \frac{S_m}{S_u}\right)^4 \\
 &- 1155 \left(1 + \frac{18.85}{\frac{S_m}{S_u}}\right) (M_0 - 0.5) + \text{correction de Xénon} \\
 \text{Correction Xénon : } \left(\frac{\delta K}{K}\right) &= -\frac{dL}{L^2} = 12.783(\bar{\alpha} P_m - 49.6)
 \end{aligned}$$

avec : $\frac{P_m}{\alpha}$: puissance spécifique maximum en W/cm³
 α : coefficient de pondération pour le carré du flux

$$\begin{aligned}
 L^2_{//} &= (-1.3 \frac{S_m}{S_u} - 41.8) \left(\frac{S}{S_u} - 1.25\right) + (0.074 \frac{S_m}{S_u} + 2.88) (S_u - 10) \\
 &+ (-0.088 \frac{S_m}{S_u} + 36.7) \left(\frac{S}{S_u} - 6\right) + 6.078 \left(\frac{S_m}{S_u} - 50\right) + 473 \\
 L^2_{\perp} &= (-1.36 \frac{S_m}{S_u} - 12.48) \left(\frac{S}{S_u} - 1.25\right) + (0.077 \frac{S_m}{S_u} + 1.23) (S_u - 10) \\
 &+ (-0.069 \frac{S_m}{S_u} + 20.65) \left(\frac{S}{S_u} - 6\right) + 6.157 \left(\frac{S_m}{S_u} - 50\right) + 417 \\
 L^2_{r//} &= (-0.182 \frac{S_m}{S_u} + 37.9) \left(\frac{S}{S_u} - 1.25\right) + (-0.122 \frac{S_m}{S_u} + 12.74) (S_u - 10) \\
 &+ (-0.387 + \frac{2 \cdot 100}{S_m/S_u + 7.28}) \left(\frac{S}{S_u} - 6\right) + \frac{8557}{S_m/S_u + 8.79} + 374.64 \\
 L^2_{r\perp} &= (-0.433 \frac{S_m}{S_u} + 61.3) \left(\frac{S}{S_u} - 1.25\right) + (-0.083 \frac{S_m}{S_u} + 8.70) (S_u - 10) \\
 &+ 0.231 + \frac{1260}{S_m/S_u + 7.29} \left(\frac{S}{S_u} - 6\right) + \frac{5394}{S_m/S_u + 9.8} + 375.15
 \end{aligned}$$

Correction de température

$$\left(\frac{\delta K}{K}\right)_{pcm} = -(3.066 - 0.0372 \frac{S_m}{S_u}) (T - 350)$$

Lorsque S_u est supérieur à 16 cm^2 , les corrections suivantes sont à apporter aux quantités précédemment calculées :

$$K_{\infty} = K_{\infty} + 8.75 (S_u - 16) 10^{-5}$$

$$L^2 // = L^2 // - 1 - 0.406 (S_u - 16)$$

$$L_r^2 // = L^2 // - 2.8 + 0.008 \left(\frac{S_m}{S_u} - 50 \right)^2 + \left[0.0025 \left(\frac{S_m}{S_u} - 50 \right)^2 - 0.375 \right] (S_u - 16)$$

$$L_{r\perp}^2 = L_{r\perp}^2 - 0.833 + 0.00833 \left(\frac{S_m}{S_u} - 50 \right)^2 + \left[0.0025 \left(\frac{S_m}{S_u} - 50 \right) - 0.375 \right] (S_u - 16)$$

EXPRESSIONS PARAMETRIQUES DES VARIATIONS DES PROPRIETES DES RESEAUX DUES A L'EVOLUTION (Cycle de référence)

$$\begin{aligned} \left(\frac{\delta K}{K} \right)_{\text{pcm}} &= 2730 + 110(3.5 - I_r) I_r \\ &- 525(0.926 + I_r) \frac{S_m/S_u - 50}{S_m/S_u + 0.745} \\ &+ \left\{ (I_r + 3) \left[0.0327 \left(\frac{S_m}{S_u} \right)^2 - 19.27 \frac{S_m}{S_u} + 982 \right] - 5000 + 97.5 \frac{S_m}{S_u} \right\} \\ &\quad (S/S_u - 1.25) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{SL^2}{L^2} &= -0.063 - 0.0105 I_r + (0.0495 + 0.00518 I_r) \\ &\frac{S_m/S_u - 50}{S_m/S_u - 3.16} + \left\{ -0.0306 - 0.0052 I_r + (-0.382 + 0.095 I_r) \frac{S_m/S_u - 50}{S_m/S_u} \right\} (S/S_m - 1.25) \end{aligned}$$

DIFFERENCE DE REACTIVITE DE DEUX RESEAUX AYANT ETE IRRADIES A DEUX TEMPERATURES DIFFERENTES

$$\left(\frac{\delta K}{K} \right)_{\text{pcm}} = 0.0000272 (T - 350)$$

INFLUENCE D'UN LEGER ENRICHISSEMENT SUR LA REACTIVITE

$$\left(\frac{\delta K}{K} \right)_{\text{pcm}} = \left[0.4 - (0.115 + 0.0035 \frac{I_r - 3.5}{0.5}) \right] \frac{E - 1}{E}$$

avec $E = \frac{\text{Pourcentage d'U 235, combustible enrichi}}{\text{Pourcentage d'U 235, uranium naturel}}$

ANNEXE II

VARIATION DE LA REACTIVITE EN FONCTION DU MODE DE DECHARGEMENT

1°) DECHARGEMENT CANAL par CANAL

Pour un flux constant, en supposant une circulation idéale de combustible on peut écrire :

$$K_{\infty} = a_0 + a_1 \tau + a_2 \tau^2 + \dots + a_n \tau^n$$

Si le flux varie en cosinus le long du canal, l'irradiation étant proportionnelle au flux, on aura :

$$\varphi = \varphi_{\max} \cos \frac{\pi x}{L'}$$

$$\tau = \tau_{\max} \cos^2 \frac{\pi x}{L'}$$

avec x = abscisse comptée à partir du centre du canal

L' = hauteur extrapolée

d'où

$$K_{\infty} = a_0 + \frac{\int \sum_{n=1}^{\infty} a_n \tau_{\max}^n \left(\cos \frac{\pi x}{L'} \right)^{n+2} dx}{\int \cos^2 \frac{\pi x}{L'} dx}$$

Posons

$$a_n = \frac{\int \cos^{n+2} \frac{\pi x}{L'} dx}{\int \cos^2 \frac{\pi x}{L'} dx}$$

Pour un gain de réflecteur axial constant, égal à 120 cm on trouve :

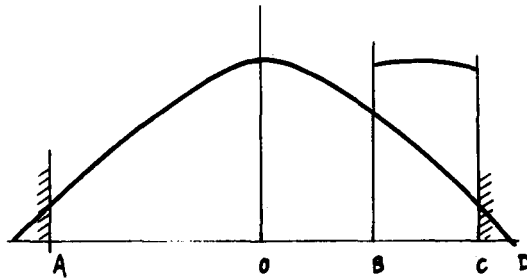
	1	2	3	4	5
α_n	0.8521	0.7534	0.6826	0.6281	0.5849

Remarque Le gain de réflecteur fait passer l'irradiation de rejet de

$$\tau = \frac{2}{h} \tau_{\max} \quad \text{à} \quad \tau = 0.7 \tau_{\max}$$

2°) DECHARGEMENT AVEC PERMUTATION

La variation de l'irradiation le long d'un canal est donnée par la figure ci-jointe :



Un raisonnement analogue à celui du cas précédent permet de trouver pour les différents coefficients α_n

$$\alpha_n = \frac{\int_A^B \cos^{n+2} \frac{\eta x}{L'} dx + \int_B^C \left[\cos \frac{\eta x}{L'} \left(\frac{L}{2} + 00-x \right) + \cos \frac{\eta x}{L'} \right] \cos^2 \frac{\eta x}{L'} dx}{\int_A^C \cos^2 \frac{\eta x}{L'} dx}$$

n	1	2	3	4	5
α_n	0.9095	0.8451	0.7976	0.7606	0.7315

Remarque : L'irradiation moyenne de rejet est dans ce cas :

$$\tau = 0,86 \tau_{\max}$$

B I B L I O G R A P H I E

- (1) Physics experiments in graphite lattices. Par P. Bacher et F. Cogné. Rapport CEA N° 2157.
- (2) Mesures physiques sur les piles de Marcoule. Par A. Teste du Bailler, Rapport CEA N° 2158(1962).
- (3) Physics of natural uranium-graphite power reactors. Par P. Bacher et F. Minnard. American Nuclear Society. San Fransisco. Sept.63.
- (4) Effective cross-sections for thermal reactors. Par J. Horowitz et O. Trétiakoff. EANDC (2) 14.
- (5) Etude d'orientation d'une centrale nucléaire graphite-gaz à éléments combustibles annulaires par P. Bacher et L. Guccia. Bulletin d'informations Scientifiques et Techniques du CEA. Oct. 63.
- (6) Calculated performances of a large natural uranium graphite gas cooled power-reactor. Par P. Bacher. Américan Nuclear Society San Fransisco. Sept. 63.
- (7) Les cycles de combustible dans les réacteurs de puissance à eau lourde refroidis par gaz. Par R. Naudet et M. Salesse. Société Européenne d'Energie Atomique. Baden. Baden 63.
- (8) L'utilisation du plutonium dans les réacteurs thermiques et rapides. Par J. Bussac, A. Kania, A. Meyer-Heine, G. Vendryes, C.P. Zaleski. Société Européenne d'Energie Atomique. Baden-Baden 63

- (9) Neutron cross-sections and fission parameters of U 233, U 235, and Pu 239, at 2200 m/s, by N.G Sjostrand and J.S Story.
AEEW. M. 125.
- (10) Problèmes d'alimentation en combustibles des réacteurs industriels du type Calder Hall. Par R.R Gallic - H.H. GOST - F.C.W. CALDER (Genève 58).
- (11) Notes on the sensitivity of calculated moderator coefficients to the model and cross sections used. Par C.F GRIGGS et H.M SUMMER
AEEW.M. 221.

INFLUENCE DE L'IRRADIATION DE REJET SUR LA DEFINITION
ET L'ECONOMIE DE LA CENTRALE

2ème Partie

TABLE DES MATIERES

2ème Partie

<u>Introduction</u>	P.	3
<u>Chapitre I</u>	<u>Détermination de la centrale optimum</u>	5
	I-1 Postes de prix. Investissements	6
	Consommation actualisée	6
	I-2 Choix des paramètres	7
	Partie réacteur	7
	Partie secondaire	7
	Couplage primaire-secondaire	8
	I-3 Relation entre les paramètres	9
	A) Etude des systèmes à th_1, s , fixés	9
	Détermination du primaire	10
	Détermination du secondaire	14
	B) Etude des systèmes à th_1, s , variables	18
	Limitations technologiques	18
	I-4 Caractéristiques des centrales choisies	23
<u>Chapitre II</u>	<u>Influence de l'irradiation sur les paramètres et les prix.</u>	25
	II-1 Influence sur les paramètres thermiques	25
	II-2 Influence sur les paramètres neutroniques	27

II-3	Influence sur les postes de prix	p. 29
II-4	Décomposition des différents postes de prix	34
II-5	Etude des coûts marginaux	35
	coûts marginaux nets.	35
	coûts marginaux des investissements	35
II-6	Comparaison des cycles de combustibles	37
	Conclusion	39

*

*

*

Annexes

<u>Annexe I</u>	Constantes employées	40
<u>Annexe II</u>	Calculs thermiques du canal	43
<u>Annexe III</u>	Etude de l'aplatissement	48
<u>Annexe IV</u>	Calcul du réacteur	54
<u>Annexe V</u>	Cycle thermodynamique	58
<u>Annexe VI</u>	Fonction de prix	60
	Bibliographie	65

INTRODUCTION

A priori aucune limitation technologique impérative empêche d'envisager des taux d'irradiations nettement supérieurs aux 3500 MWj/T généralement pris comme référence dans la littérature. On considère dans ce qui suit l'influence sur le bilan neutronique et sur les prix de la pile d'irradiations allant jusqu'à 6000 MWj/T.

Une circulation idéale de combustible est définie comme répartition uniforme d'uranium entre 0 et l'irradiation de rejet. On a vu* que pour un flux variant en cosinus le long d'un canal, il était possible de ramener l'étude de l'évolution avec déchargement partiel à celle d'un combustible à circulation idéale. Il suffit par exemple, de placer, dans la zone chaude, quelques cartouches primitivement irradiées dans la zone froide.

* Etude physique des cycles de combustibles. Première partie.

La courbe de variation de réactivité d'un tel combustible est alors encore positive pour des taux d'irradiation supérieurs à 6000 MWj/T. Ceci permet donc d'envisager des irradiations de rejet dépassant nettement 3500 MWj/T.

Mais l'étude de la répercussion de ces irradiations élevées sur les prix n'est possible que si l'on sait définir la centrale optimum correspondant à un cycle de combustible donné.

Il faut toutefois noter que tous les coûts calculés par la suite ne peuvent être considérés en valeur absolue. Seules leurs variations relatives, en fonction des différents paramètres étudiés doivent être prises en ligne de compte.

CHAPITRE I

DETERMINATION DE LA CENTRALE OPTIMUM

Il s'agit de calculer une centrale de prix minimum le barreau de combustible étant fixé.

On peut chercher à minimiser:

- le coût du Kw installé, charge initiale comprise.
- le total de l'investissement initial et de la consommation actualisée du combustible*.

Le second critère implique des hypothèses sur le taux d'intérêt et sur l'utilisation de la centrale; il est cependant plus proche du prix de revient de l'énergie et tient compte de l'influence du rendement. C'est donc celui qui a été retenu.

* Si U_i est le nombre d'heures de marche pendant l'année i , t le taux d'intérêt et n la durée de vie de la centrale exprimée en année, le nombre d'heures de "marche actualisée" est

$$U_n = \sum_{i=1}^n \frac{U_i}{(1+t)^i} \quad \text{et la consommation actualisée est égale}$$

à $P \times \frac{W \cdot U_n}{z}$, où P est le prix unitaire de l'uranium, W la puissance thermique du réacteur et z l'irradiation de rejet de l'uranium.

I - 1 Postes de prix

Le prix total P_T que l'on veut minimiser est donc la somme

1°) Du prix des investissements comprenant:

a) Le primaire ou réacteur proprement dit, de prix P_p , se décomposant en prix:

- du caisson P_c
- de l'empilement P_e
- du contrôle et de la manutention P_{cm}
- de la première charge d'uranium P_u et d'un stock de 10%.

On a:

$$P_p = P_c + P_e + P_{cm} + P_u.$$

b) le circuit secondaire de prix P_s , limité aux échangeurs, turbo-soufflantes et tuyauteries principales de CO_2 .

2°) Du prix actualisé de la charge d'uranium nécessaire à la marche de la centrale pendant la durée de vie envisagée.

Les calculs ont été faits avec une durée de vie de 25 ans, un taux d'intérêt de 7%. L'utilisation annuelle est de 6000 heures pendant les 5 premières années et décroît ensuite linéairement entre 6000 et 0. Ceci correspond à une "marche actualisée" de la centrale d'environ 50.000 heures.

Finalement:

$$P_T = P_p + P_s + P_c \text{ act.}$$

En particulier, ont été considérés comme constants pour une puissance électrique donnée, et sont donc exclus de la présente étude:

- les frais de site.
- les travaux de génie civil et de bâtiment
- les installations de traitement et de stockage
- les groupes turbo-alternateur,
- le poste d'eau et le condenseur
- les auxiliaires de la centrale.

I - 2 Choix des paramètres.

Les variables indépendantes permettant de définir l'ensemble réacteur-circuit secondaire sont les suivantes:

1°) Pour la partie réacteur:

Deux variables de tailles:

(R : rayon du coeur.

(H : Hauteur extrapolée.

Six variables neutroniques et géométriques:

ζ_m : irradiation maximum

$\frac{R_a}{R} = x$: rayon d'aplatissement
rayon du coeur

S : Périmètre du combustible

Su: section du combustible

$\frac{V_m}{V_u}$: Rapport de modération de la zone périphérique.

s : Section de passage du gaz.

Des paramètres définissant la gaine du combustible.

2°) Pour le secondaire

θ : écart minimum de température dans l'échangeur à l'entrée du vaporisateur et à la sortie du surchauffeur (supposés égaux).

P_v : pression de vapeur à l'admission de la turbine.

ΔP_e : perte de charge dans l'échangeur.

3°) Variables communes couplant les deux parties, appelées Th_1 , par la suite. Ce sont:

p : pression de CO_2

$\Delta \theta$: $\theta_s - \theta_e$: échauffement du CO_2 dans le réacteur.

θ_m : Température moyenne du CO_2 dans le réacteur

σ_r : rapport puissance soufflage/puissance thermique du réacteur.

Les relations liant ces variables ont été simplifiées de façon à alléger la programmation et à permettre certains calculs manuels. Le coefficient multiplicateur du réseau, le facteur d'aplatissement radial du flux, la condition critique et le rendement ont été paramétrés en fonction des grandeurs physiques et de l'irradiation maximum.

Les calculs et les formules sont présentés dans les annexes:

- Calculs thermiques du canal (Annexe II)
- Etude de l'aplatissement du réacteur (Annexe III)
- Calculs du réacteur pour un canal donné (Annexe IV)
- Etude du cycle et formule de rendement (Annexe V)

Les expressions paramétriques de K_{∞} , L^2 , L_r^2 , en fonction de $\frac{v_m}{v_g}, \frac{s}{s_u}$, s_u et Σ ont été données dans la première partie de l'étude.

Ces formules permettent de calculer entièrement la centrale.

Enfin, pour permettre une discussion économique, des fonctions de prix ont été rassemblées dans l'annexe VI.

Elles concernent les parties de la centrale variables avec les caractéristiques choisies.

I - 3 Relations entre les paramètres.

L'élément combustible choisi étant celui d'EDF₂, S (12.56 cm) et s_u (10 cm²) sont connus. D'autre part, la longueur du canal ne peut varier que d'un nombre entier de cartouches d'uranium. Elle a été prise égale à 960 cm (16 cartouches). Il est difficile en effet d'augmenter la hauteur de crainte des instabilités axiales, tandis qu'une pile moins haute entraînerait un diamètre plus grand et un accroissement des difficultés technologiques de réalisation du caisson.

De même la pression du gaz est une constante: 25.8 hpz.

1) Etude des systèmes à Th_1 , s , fixés. et à irradiation donnée.

La puissance totale étant supposée donnée on fixe alors les variables communes Th_1 ($\Delta\theta$, θ_m , σ_r) ainsi que s (section de passage du gaz). Ces variables imposent les caractéristiques thermiques - canal, notamment la puissance du canal le plus chargé (cf. Annexe II), et l'on verra dans les paragraphes suivants qu'elles permettent de définir raisonnablement toute la centrale.

1° Détermination du primaire.

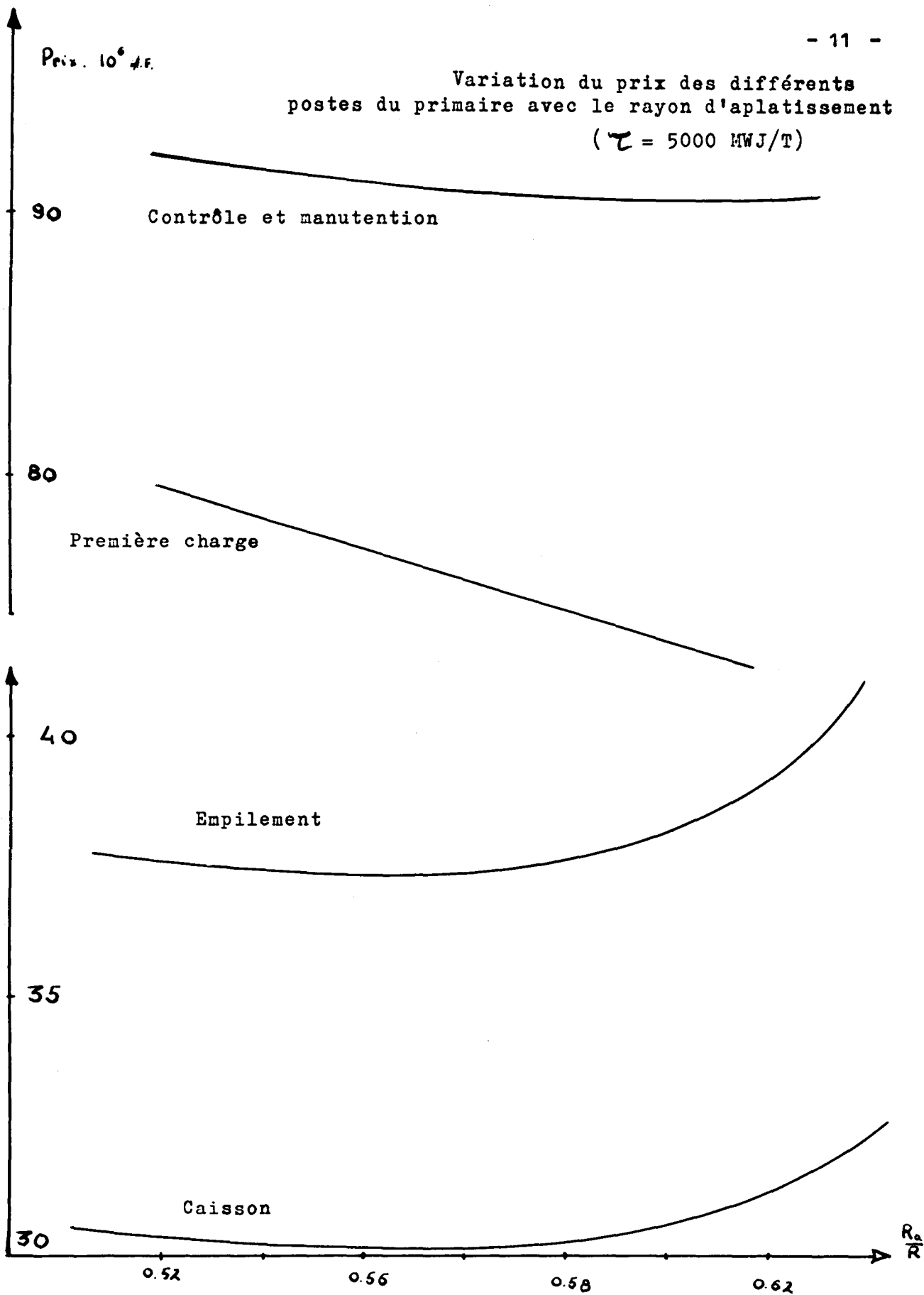
Les 3 paramètres neutroniques x , $\frac{V_m}{V_u}$, et R seront déterminées:

- par la condition de criticalité.
- par la condition de puissance totale.
- par une relation économique.

En effet, la puissance du canal le plus chargé et la puissance totale imposent une relation entre le nombre de canaux et l'aplatissement, c'est-à-dire entre x , $\frac{V_m}{V_u}$ et R . On peut donc, à l'aide des 2 premières relations calculer $\frac{V_m}{V_u}$ et R en fonction de x . Le choix de la meilleure valeur de x est alors basé sur le prix du primaire.

Pour les faibles valeurs de l'aplatissement, on perd beaucoup sur la puissance spécifique moyenne et donc sur la charge de combustible. Pour les fortes valeurs le coût en réactivité est tel que les piles doivent être trop grosses et trop modérées. Ainsi le coût du primaire présente un minimum assez net quand x varie; (cf graphique 1 et 2) ce minimum fixe la valeur de x , comme le montre le tableau ci-dessous.

Variation du prix des différents postes du primaire avec le rayon d'aplatissement
($\tau = 5000 \text{ MWJ/T}$)



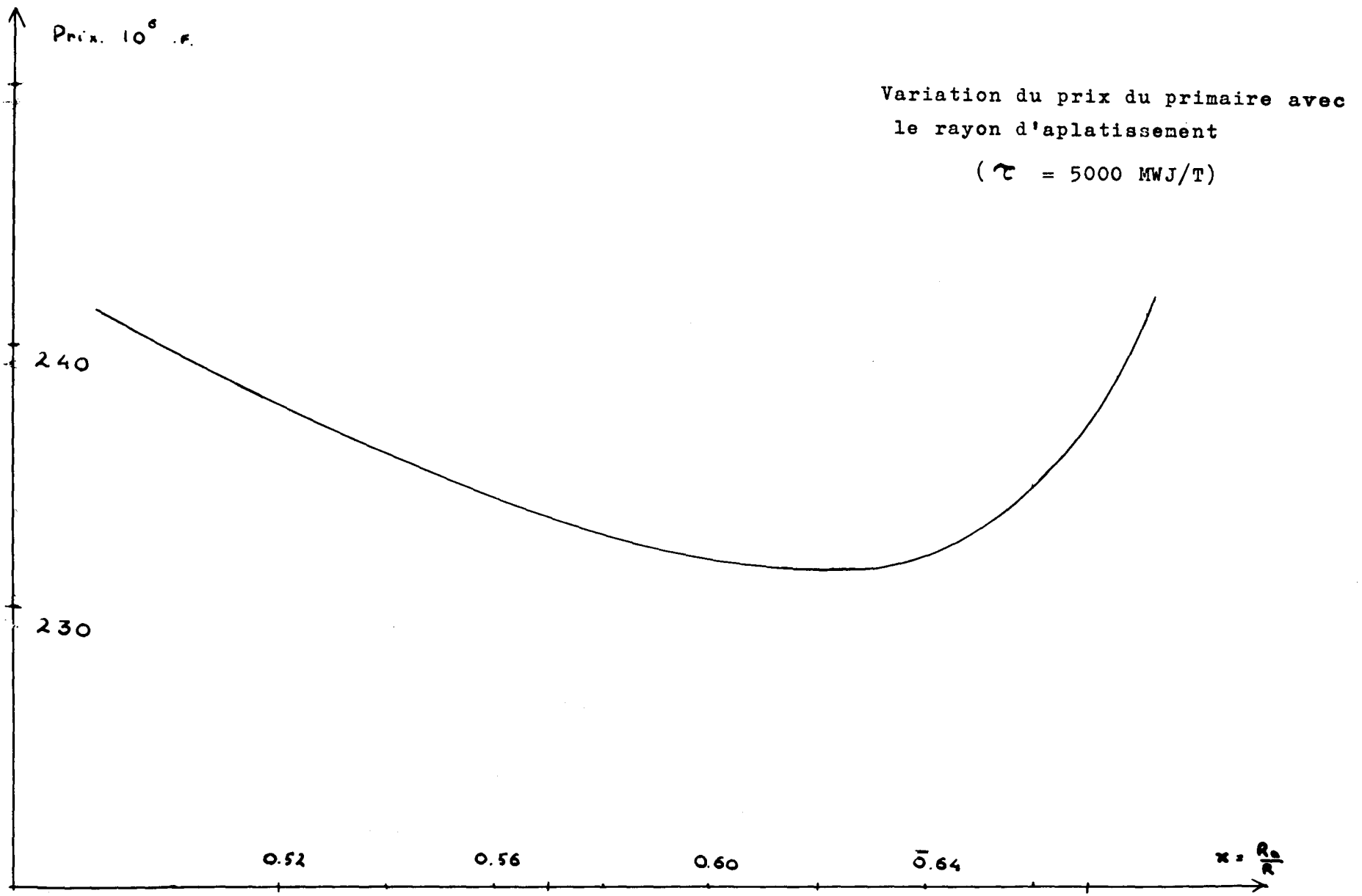


Tableau 1

Σ : 5000 MWj/T

X	Δ	R_{cm}	Tu (tonne)	$P_p \cdot 10^6 . F$
0.50	0.760	548	347	240
0.52	0.771	544	335	238.2
0.54	0.784	543	329	236.3
0.56	0.797	543	324	234.6
0.58	0.810	544	318	233.2
0.60	0.822	546	314	232.2
0.62	0.835	551	309	231.6
0.64	0.846	560	305	232.0
0.66	0.856	582	302	235
0.68	0.870	628	300	242

2° Détermination du secondaire

Il reste trois variables caractérisant le secondaire

- la pression de vapeur p_v .
- le pincement dans l'échangeur θ .
- la perte de charge dans l'échangeur Δp_e .

A θ_m et σ_r fixés la formule de rendement ne dépend plus que de P_v . On admet que la pression de vapeur est choisie pour chaque cycle de telle sorte que η soit maximum. Cette simplification s'est avérée nécessaire pour utiliser les renseignements existants sur les rendements et les fonctions de prix. D'ailleurs prix et rendement varient peu autour de cette pression optimum et l'hypothèse faite n'apporte pas d'imprécision significative.

Les deux variables à déterminer sont alors Δp_e et θ . Or le primaire a été optimisé pour une puissance W_{th} . On cherche, pour la même puissance, le secondaire de prix minimum. Etant donné qu'à chaque valeur de W_{th} correspond une valeur de η , on est amené à optimiser le secondaire à rendement donné. Seuls sont intéressés par cette optimisation les soufflantes et les échangeurs. Les canalisations ne dépendent (à pression de CO_2 donnée) que du débit et donc de la puissance thermique.

A chaque valeur de θ prise entre 10° et 20° correspond, pour un rendement fixé, une valeur de Δp_e , donc des échangeurs et des soufflantes de prix déterminés. On cherche ainsi le couple θ , Δp_e qui donne le secondaire le moins cher. Pour une irradiation maximum de 5000 MWj/T par exemple, les résultats sont les suivants (Prix en 10^6 F.):

Tableau II

θ	$\Delta p_e (pz)$	$P_{\text{échangeurs}}$	$P_{\text{Soufflante}}$	$P_{\text{Canalisation}}$	$P_{\text{Secondaire}}$
10	0.49	23.	15.58	13.20	51.78
11	0.42	23.06	15.15	13.20	51.41
12	0.35	23.48	14.72	13.20	51.40
13	0.28	24.41	14.28	13.20	51.89
14	0.21	26.20	13.83	13.20	53.23

A toute valeur de W_{th} dans une plage raisonnable on peut donc associer un secondaire de prix minimum tel que la puissance électrique de l'installation soit donnée.

Pour cette valeur W_{th} on a précédemment déterminé la valeur de $\frac{Ra}{R}$ qui donne le primaire de prix minimum (P_p).

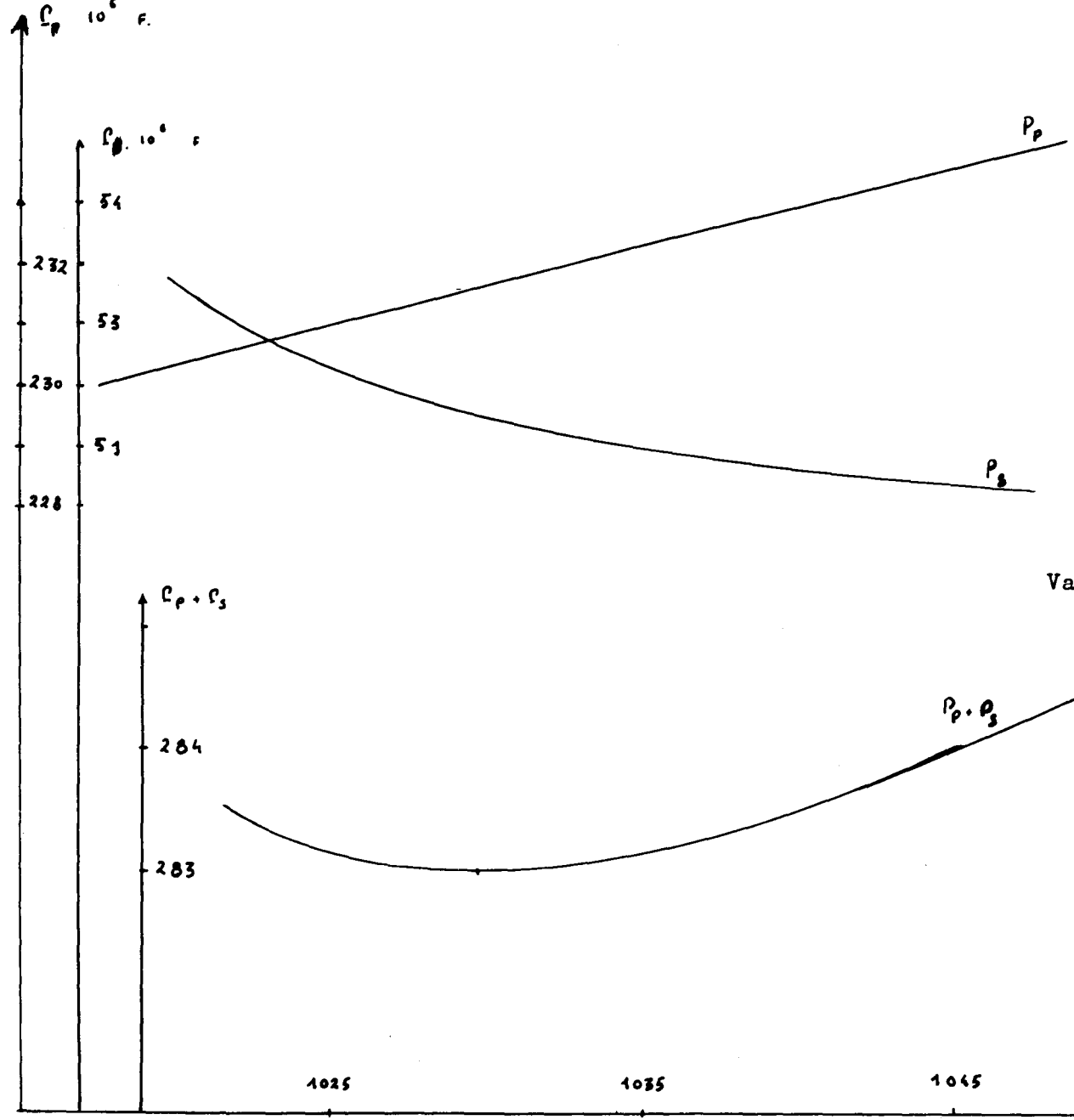
On connaît ainsi le prix total ($P_p + P_s$) d'une centrale de rendement $\eta = \frac{W_{el}}{W_{th}}$

Or le rendement dépend surtout de θ_m et peu de θ et Δp_e

La donnée des paramètres thermique-canal définit donc une plage de rendement d'amplitude réduite.

D'où la marche à suivre:

$Z_m = 5000 \text{ MWJ/T}$



Optimisation à canal fixé.
Variation du prix avec le rendement

III

Pour chaque point de cette plage, on optimise séparément comme nous l'avons vu, primaire et secondaire. Quand le rendement diminue, la puissance que doit fournir le réacteur augmente, le prix du primaire va donc croître. On constate aussi que la valeur optimum de θ décroît avec le rendement et que le prix du secondaire augmente. Il existe donc un minimum de P_p et P_s qui détermine η (cf graphique 3).

On a ainsi associé à chaque système (th_1, s) un ensemble primaire-secondaire de coût minimum.

B) Etude des système à Th_1, s variables.

La recherche précédente supposait connus th_1 et s , c'est-à-dire $\Delta\theta, \theta_m, \sigma_r$ et s . On montre par la suite qu'il est intéressant d'introduire la variable sans dimension $B = \frac{HS}{s}$.

La discussion de B et σ_r à θ_e et θ_s donnés fait alors intervenir les limitations technologiques de température, pression, sureté.

Limitations technologiques:

- les températures limites de gaine et d'uranium sont fixées à 445° et 590°.

- la sureté: en cas d'accident et d'arrêt brutal du soufflage, l'excursion de la température de gaine doit rester

en dessous de 650° pour éviter la fusion des gaines. Cela impose une relation entre T_g , θ_e et la puissance spécifique maximum dans l'uranium. Nous avons admis qu'elle était de la forme:

$$T_g + 65 \frac{T_g - \theta_e}{230} + 125 \frac{w}{5 \text{ MW/t}} \leq 650^\circ \quad *$$

- la pression dynamique maximum dans le canal, peut être limitée pour deux raisons:

- vibration et envol des cartouches, pour une circulation de bas en haut du gaz de refroidissement.

- efforts sur les ailettes, et sur les extrémités de cartouches.

Seule la première limitation a été introduite quantitativement; elle est caractérisée par le rapport $R = \frac{P}{\Delta p \cdot s'}$

P poids de l'élément chemise comprise

s' section droite totale de l'élément (y compris la chemise de graphite)

Δp perte de charge aux bornes de l'élément:

$$\Delta p = f_0 \cdot \frac{S}{s} \cdot pd^* \quad \text{avec:}$$

pd pression dynamique maximum

* Cette limitation doit normalement disparaître lorsque l'ensemble du circuit primaire de CO₂ est contenu à l'intérieur du caisson.

S périmètre extérieur de l'uranium.

s section de passage des gaz.

f_0 coefficient de frottement.

Nous avons admis, à titre de simplification, que s' était constant et que le poids de l'élément était proportionnel à la section d'uranium.

Le rapport R varie comme $\frac{Su}{f_0 S pd}$.

Pour EdF_2 , la pression dynamique maximum est 5,8 pz et nous avons retenu comme valeur limite la valeur correspondante du rapport R. ($f_0 = 0,103$).

- isthme minimum: dans la brique hexagonale de graphite, entre le diamètre extérieur de la chemise et le fond du logement des clavettes d'empilement. Pour des raisons de tenue mécanique sa valeur * ne doit pas être trop faible. Elle a été prise égale à 27,5mm dans tout ce qui suit.

Dans un plan (σ_r, B), à θ_e, θ_g donnés, ces limitations sont représentées par des courbes séparant un domaine de valeur admissibles pour σ_r et B.

- iso-température de gaine: parallèles à l'axe des σ_r
(T_g ne dépend que de B)

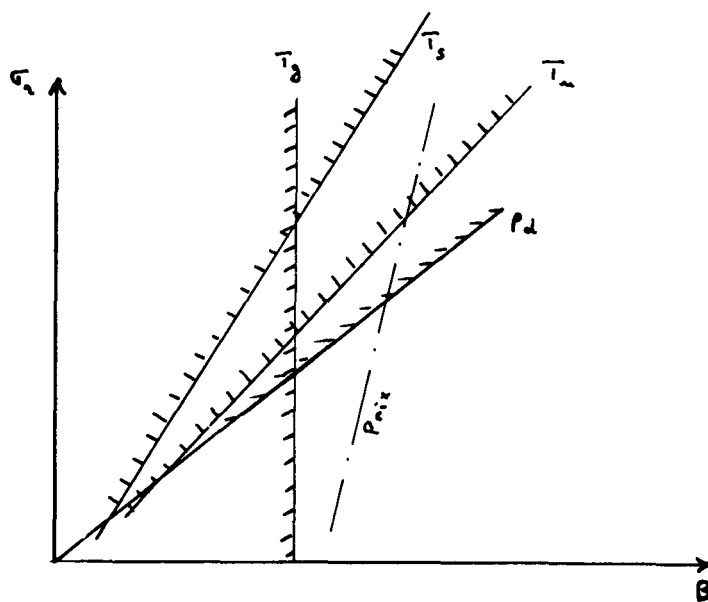
- iso-pression dynamique: droites passant par l'origine.
(pd dépend de $\sigma_r \propto \frac{\Delta \theta}{B}$)

- iso-température d'uranium: courbes de la forme
 $\sigma_r = K B^4$ dans le voisinage du point $\sigma_r = 2\% B = 150$.

* Cette limitation rencontrée dans les réacteurs EDF_2 et EDF_3 peut disparaître pour certaines conceptions de l'empilement.

- iso-sureté de la forme $1,28 T_g + 1,34 W = Cte$, assez voisines des iso-températures d'uranium et légèrement plus inclinées sur l'axe des B.

Les limitations étant, en première approximation représentées par des droites, le domaine des valeurs possibles est limité par une ligne polygonale convexe. Les isoprix sont elles mêmes pratiquement rectilignes dans le domaine qui nous intéresse. Le point (σ_r, B) de prix minimum est donc nécessairement un des sommets de la ligne polygonale des limites, donc un point où 2 limitations au moins sont atteintes en même temps. Pour certains couples θ_g, θ_s , 3 des contraintes peuvent être atteintes simultanément.



T_u , T_g , p_d sont en général plus astreignants que T_s , et dans le plan Θ_a , Θ_s il est alors possible de tracer la courbe Γ correspondant à des couples σ_r , B tels que T_u , T_g , p_d soient saturés à la fois et T_s variable.

On optimisera la centrale, comme il a été dit pour chaque point de Γ et l'on choisira le minimum comme définissant les caractéristiques de l'ensemble primaire-secondaire.

Ces optimisations ont été faites pour les irradiations de rejet de 3500, 4000, 5000 et 6000 MWj/T.

I - 4 Caractéristiques des centrales choisies.

Les principales caractéristiques de ces 4 centrales sont résumées dans les tableaux III et IV.

La discussion de ces tableaux fera l'objet du chapitre II.

Tableau III

MWj/T	R _{cm}	A	N _c	T _u (tonne)	η
3500	537	0.863	1881	299	0.2945
4000	540	0.856	1899	302	0.2930
5000	551	0.835	1945	309	0.2910
6000	575	0.792	2057	327	0.2885

Tableau IV

Barreau commun 18-40

Diamètre intérieur 18 mm. Diamètre extérieur 40 mm.

Périmètre 12.56 cm

Section de combustible 10 cm², développement $\frac{S}{S_u} = 1.254 \text{ cm}^{-1}$

MWj/T	θ_u	θ_g	Pd	θ_e	θ_s	θ_m	$q_{Kg/s}$	s_{cm^2}	σ_r	X	R _{cm}
3500	590	445	5.8	228.1	391.5	309.8	3.58	74.4	0.0231	0.66	537
4000	590	445	5.8	228	391.8	308.4	3.52	73.3	0.0228	0.65	540
5000	590	445	5.8	217.7	392.3	305	3.39	70.5	0.0211	0.62	551
6000	590	445	5.8	209	392.8	301	3.35	67.2	0.0211	0.57	575

●
CHAPITRE II

INFLUENCE DE L'IRRADIATION DE REJET SUR LES PARAMETRES

ET LES PRIX.

Une augmentation du taux d'irradiation à deux conséquences:

a) Le combustible moyen a un coefficient multiplicateur plus faible. Il faut donc dégager une certaine réactivité en diminuant l'aplatissement. Pour garder la même puissance totale il est alors nécessaire d'augmenter le rayon du coeur (cf graphique IV), ce qui contribue d'ailleurs à gagner de la réactivité.

Le prix du primaire va donc croître.

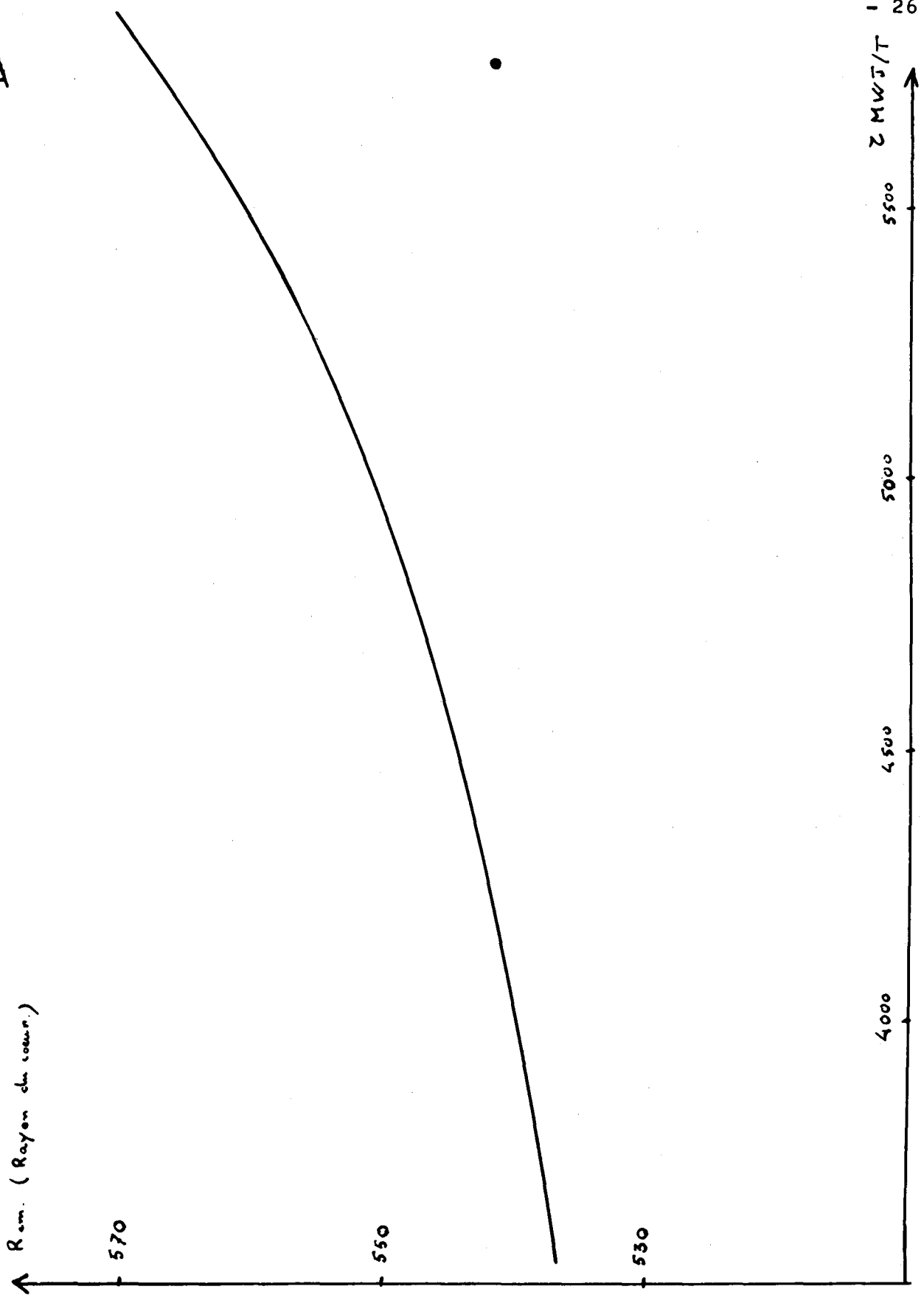
b) Mais le nombre de charges nécessaires à la vie de la pile diminue, il y a abaissement du prix de la consommation actualisée.

II - 1 Influence sur les paramètres thermiques

Nous avons vu que le prix total était la somme:

- 1°) Du prix du primaire.
- 2°) Du prix du secondaire.
- 3°) Du prix de la consommation actualisée.

IV



Etant donné que le prix de la consommation actualisée est inversement proportionnel au rendement, le minimum de prix se déplacera vers des rendements d'autant plus bas que l'importance du poste 3 est moindre. L'augmentation de l'irradiation maximum de rejet ayant pour effet de diminuer le coût de la consommation en uranium, les rendements et les températures moyennes seront légèrement plus faibles avec des taux d'irradiation croissants.

Cette diminution de Θ_m entraîne une augmentation de la puissance superficielle γ_0 puisqu'on suppose toujours que la température d'uranium est constante. L'échauffement $\Delta \Theta$ croît de même légèrement.

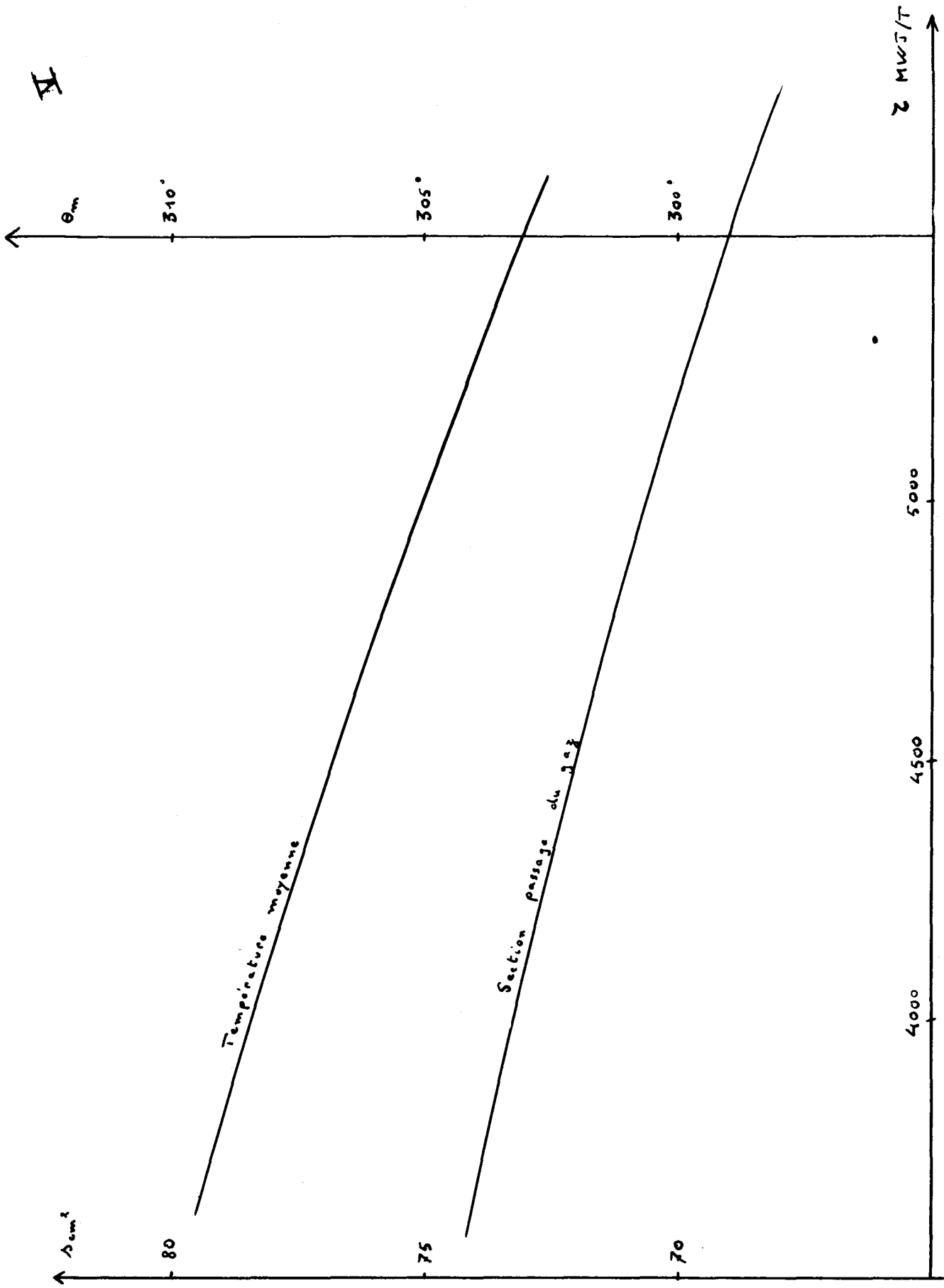
On constate aussi que la section de passage du gaz diminue (graphique V)

II - 2 Influence sur les paramètres neutroniques

Pour passer de 3500 à 4000, 5000, 6000 MWj/T il faut disposer de 300, 1100, 2100 pcm.

L'aplatissement diminue pour dégager la réactivité nécessaire, et le rapport $\frac{R_a}{R}$ passe de 0.66 à 0.65, 0.62 et 0.57

II



Nous avons vu que pour conserver la même puissance la taille de la pile, devait augmenter ce qui diminue les fuites et améliore le bilan neutronique.

Tableau V

MW _j /T	R _{cm}	A	η	θ_m	s _{cm²}
3500	537	0.863	0.2945	309.8	74.4
4000	540	0.856	0.2930	308.4	73.3
5000	551	0.835	0.2910	305	70.5
6000	575	0.792	0.2885	301	67.2

D'autre part, la légère diminution de température moyenne abaisse faiblement la réactivité, mais la diminution de la section de passage du gaz compense cette variation.

II - 3 Influence sur les postes de prix.

Le prix du primaire augmente par suite de l'augmentation du rayon et donc des dimensions du caisson et du nombre de canaux.

Le prix du secondaire diminue par suite du déplacement vers des rendements plus faibles. et des performances moins poussées qui lui sont demandé.

Le prix de la consommation actualisée diminue.

Cependant, l'augmentation du primaire est toujours supérieure à la diminution du secondaire et la somme $P_p + P_s$ croît avec l'irradiation.

Les résultats sont consignés dans le tableau VI.

Variation des prix des différents postes avec l'irradiation

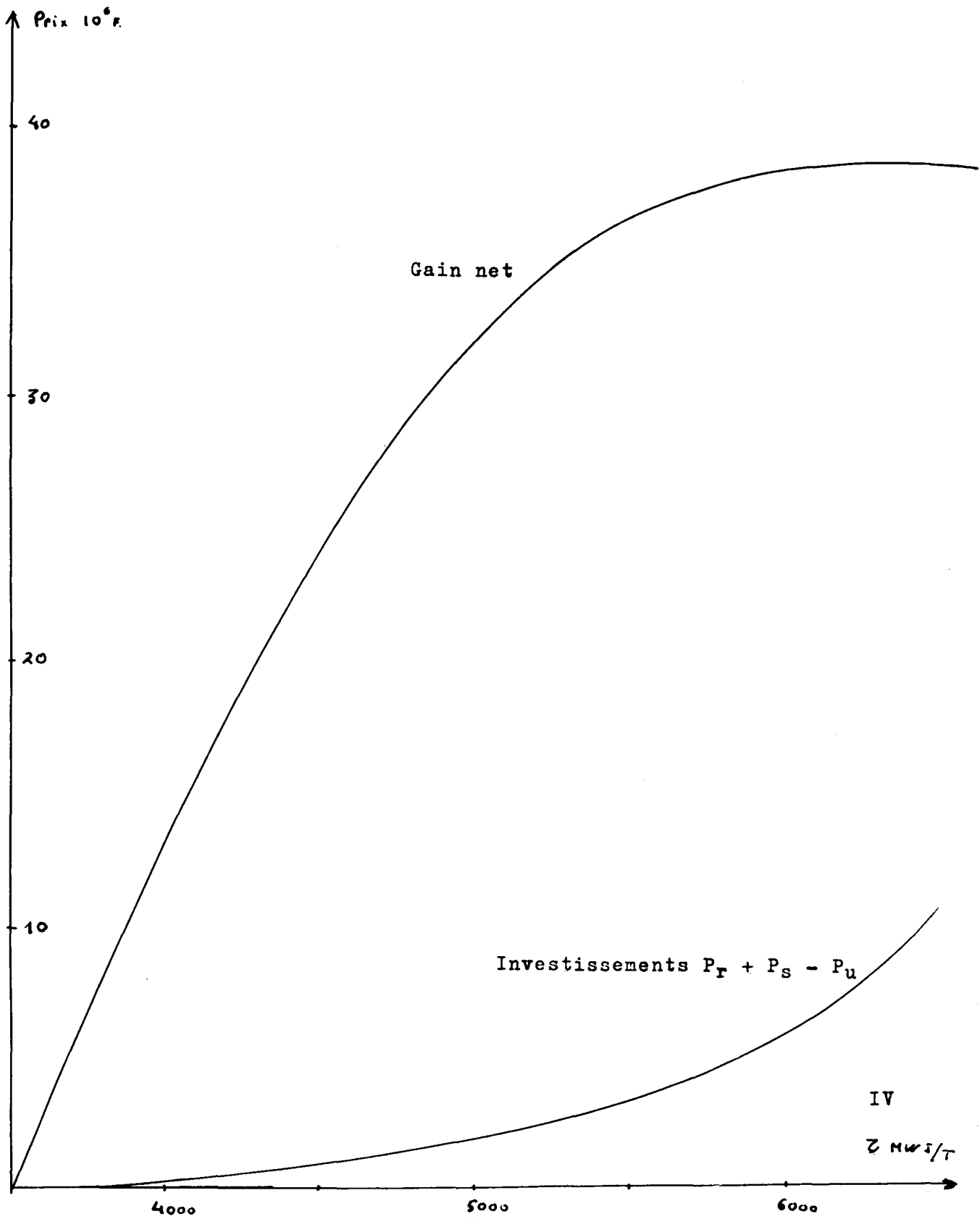
τ_{MWT}	A	R _{om}	Nb canaux	P caisson	P Empil.	P Uran.	P c.Nant	P _p	P _s	P _p +P _s	Comb.	P _{OT}
3500	0.863	537	1881	29.6	36.3	70.6	89.2	225.7	53.4	279.1	122.11	401.1
4000	0.856	540	1893	30	37	71.6	89.6	228.2	52.3	280.5	107	387.5
5000	0.835	551	1945	30.56	37.95	72.95	90.20	231.6	51.4	283.0	86.2	369.2
6000	0.792	575	2047	31.94	40.57	76.76	91.74	240.0	50.7	290.7	72.2	362.9

Prix en 10⁶ F

Tableau VI

En supposant que l'on puisse atteindre les irradiances de 4000, 5000, 6000 MWj/T, les gains se décomposent comme suit (Prix en $10^6 \times F$). L'irradiation de référence est 3500 MWj/T dans tout ce qui suit

τ	Gain sur consommation	Perte sur $P_p + P_s$	Gain net
4000	15	1.5	13,5
5000	35.8	3.9	31.9
6000	49.8	11.6	38.2



IV
Z MW S/T

Il y a donc peu d'intérêt à augmenter l'irradiation de rejet de 5000 à 6000 MWj/T. L'accroissement du gain n'est que de $7.10^6 \times F$ (Graphique VI).

II - 4 Décomposition des différents postes de prix.

Z	1ère Charge	$P_p + P_s - P_u$	Consommation
3500	17.3 %	51.2 %	31.5 %
4000	18.2 %	53.1 %	28.5 %
5000	19.5 %	56.2 %	24.3 %
6000	20.8 %	58.5 %	20.7 %

Plus l'irradiation de rejet est élevée, plus le pourcentage des investissements est fort. A 5000 MWj/T l'ensemble première charge + investissements représente 75.7 % du prix de l'énergie produite.

Cependant la répartition des dépenses du poste $P_p + P_s$ ne varie presque pas avec l'irradiation. On trouve à 1 % près.

Caisson: 13 %

Empilement: 15.8 %

Première charge: 31.2 %

Contrôle Manutention 40%.

II - 5 Coûts marginaux

1°) Les coûts marginaux nets (cf graphique VII) sont les suivants.

Entre 3500 et 4000 MWj/T	-	0.027	10^6	F/MWj/T
- 4000 et 5000 MWj/T	-	0.0184	10^6	F/MWj/T
- 5000 et 6000 MWj/T	-	0.0063	10^6	F/MWj/T

On s'approche très vite de la saturation qui est pratiquement atteinte à 6000MWj/T.

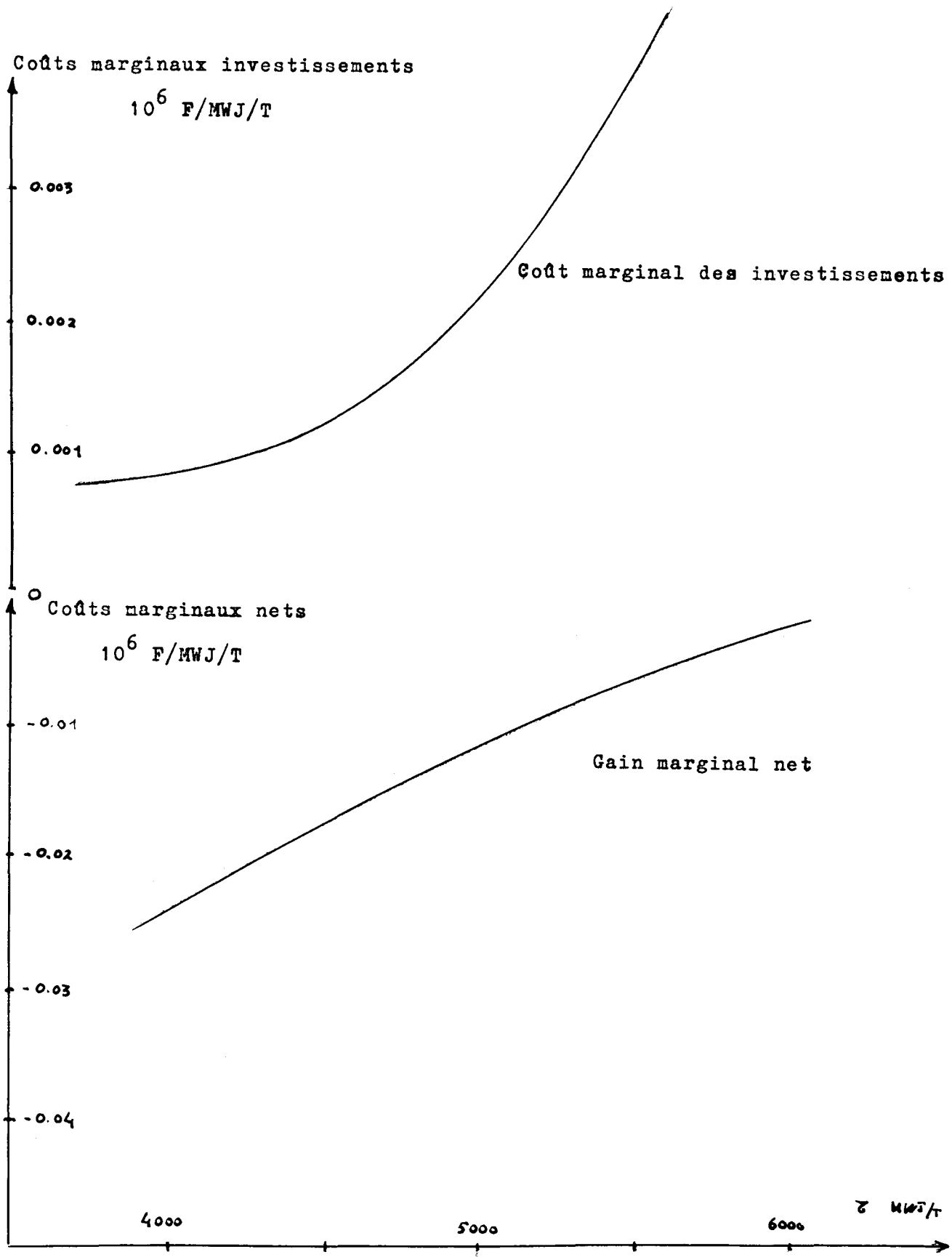
2°) Coûts marginaux des investissements ($P_p + P_s - P_u$)

Entre 3500 et 4000 MWj/T	+	0.0008	10^6	F/MWj/T
- 4000 et 5000	-	0.0012		-
- 5000 et 6000	-	0.00384		-

On met ainsi en évidence les répercussions de l'augmentation de l'irradiation de rejet sur les prix. Pour passer de 3500 à 6000 MWj/T il a fallu dégager 1900 pcm environ. L'aplatissement passe donc de 0.86 à 0.79 et le rayon du coeur de 537 cm à 575 cm.

Les prix du caisson, de l'empilement, de l'ensemble contrôle manutention croissent ainsi d'autant plus vite que τ_{max} est élevé.

C'est l'augmentation très rapide du coût marginal des investissements qui diminue l'intérêt d'une irradiation supérieure à 5000 MWj/T.



II - 6 Comparaison des cycles de combustible.

Les coûts des cycles de combustible se décomposent en:

- Prix de la première charge, ou investissement initial
- Prix de la consommation actualisée.

L'investissement initial est inversement proportionnel à la puissance spécifique moyenne.

Les dépenses actualisées sont proportionnelles au nombre de jours de fonctionnement actualisés (N) et inversement proportionnelles à l'irradiation de rejet du combustible (Z).

Enfin, le total des dépenses de combustible est inversement proportionnel au rendement et au coût de la tonne de combustible (cf annexe V).

Pour un nombre de kilowatts-heure actualisé de 15 milliards (50 000 h x 300 MW)
les prix des cycles de combustible sont les suivants:

Z MWj/T	Dépense première charge (10 ⁶ F)	Dépense consom. actualisé (10 ⁶ F)	Dépense totale sur combustible (10 ⁶ F)	Coût cycle combustible (C/KWh)
3500	70.6	122	192.6	1.28
4000	71.6	107	178.6	1.19
5000	72.9	85.2	158	1.05
6000	76.7	72.2	148.9	0.99

Ces coûts comprennent le prix de la première charge. Ils donnent une indication des gains relatifs que l'on peut espérer par suite de l'augmentation de l'irradiation de rejet.

On a supposé, conformément à la formule de prix de l'annexe VI que le combustible était déchargé dès l'instant initial. Si l'on différât de 2 ans par exemple le début du déchargement les coûts des cycles de combustible pour les 3 irradiations précédentes seraient de 1.21, 1.13, 1. et 0.95 centimes.

Ici encore on remarque que le gain est de:

7 %	quand l'irradiation passe de 3500 à 4000 MWj/T
11.8 %	" " " 4000 à 5000 MWj/T
6. %	" " " 5000 à 6000 MWj/T

La croissance de la charge initiale de combustible due à la diminution de l'aplatissement et à la légère baisse de rendement affaiblit l'intérêt d'irradiations de rejet très élevées.

Conclusion

L'étude dont les résultats sont exposés dans cette partie montre qu'il est parfaitement concevable, des stricts points de vue neutronique et économique, de prolonger l'irradiation du combustible d'une pile à uranium naturel et graphite très au delà du chiffre de 3500 MWj/T couramment admis dans les études économiques.

Il est toutefois nécessaire, pour prolonger l'irradiation jusqu'à 6000 MWj/T par exemple, d'augmenter le volume du coeur d'environ 15% et la charge initiale de combustible d'environ 10%. L'augmentation des investissements initiaux, de l'ordre de 10 millions de francs pour une centrale de 300 MWE (2 à 3%) est alors très largement compensée par le gain escompté d'environ 50 millions de francs sur les dépenses de renouvellement du combustible. La part du cycle de combustible dans le coût du kWh tombe parallèlement de 1,30 c/kWh à moins de 1 c/kWh (pour un coût d'uranium gagné de 200 f(kg)).

Ces conclusions reposent évidemment sur les méthodes de calcul neutronique en vigueur actuellement au Commissariat à l'Energie Atomique. On montrera dans la suite de l'étude les conséquences possibles d'erreurs sur ces méthodes de calcul.

D'autre part, nous avons admis dans cette étude que le combustible, identique à celui d'EDF₂, était de l'uranium allié à 1,1 % de molybdène. On peut se demander jusqu'où on pourrait accepter d'augmenter cette teneur, dans la mesure où une telle augmentation serait nécessaire du point de vue métallurgique pour prolonger l'irradiation. Il paraît également intéressant d'étudier les conséquences d'un léger enrichissement. Ces deux études seront faites dans la troisième partie.

ANNEXE I

CONSTANTES EMPLOYEES

Dimensions:

Hauteur: 60 cm
Longueur d'uranium: 54 cm
Diamètre intérieur: 18 mm
Diamètre extérieur: 40 mm

Composition de l'uranium:

U naturel avec 1,1 % en poids de Molybdène
Densité: 18.58 g/cm^3
Densité de l'U contenu dans l'alliage: 18.37 g/cm^3
Nombre d'atomes d'U naturel contenu dans l'alliage
 $N_u = 46.75 \cdot 10^{21} \text{ atomes/cm}^3$
Nombre de noyaux d' $^{235}\text{U} = 0.3363 \cdot 10^{21} \text{ noyaux/cm}^3$
" " $^{238}\text{U} = 46.41 \cdot 10^{21}$ " "

Gaine:

Mg avec 0.6% en poids de Zr.
 $\Sigma_a = 0.293 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$

L'étude est faite avec la gaine EDF_2 soit:

48 ailettes de 6 mm de hauteur, 1.4 mm d'épaisseur à la base; 0,7 mm d'épaisseur en pointe; 6 rainures de 2,3 mm de largeur, pas de 300 mm; diamètre du fond de gorge 43.6 mm.

Caractérisée par:

- le coefficient de frottement

$$f_0 = 1.1 a_g \left(\frac{S}{4\pi}\right)^{0.4}, \quad a_g = 0.094 \text{ (S périmètre d'uranium)}$$

- le facteur de qualité $f_k = 61.10^6$

- le facteur de correction $f_c = 1.33$

Section droite $S_g = 6 \text{ cm}^2$

Bouchons: même composition que la gaine

Modérateur

Graphite de densité $1,65 \text{ g/cm}^3$

$$\sigma_a = 3.80 \text{ mbarn}$$

$$\} \Sigma_s = 0.0526 \text{ cm}^{-1}$$

Rapport de gavage $G: 1.23^*$ ce qui correspond à

- une pile à réseau hexagonal comportant deux zones:
- une zone centrale où 11 canaux sur 12 sont chargés et
- une zone périphérique où 3 canaux sur 4 sont chargés.

Réflecteur

Les gains de réflecteur radiaux et axiaux ont été pris égaux à 75 cm et 50 cm dans tous les cas.

* $1 + G$ est le rapport des surfaces de cellule des zones centrale et périphérique.

Température des neutrons

$$T_n = \left(\frac{\theta_e + \theta_s}{2} + 50 + 273 \right) ^\circ K$$

On a supposé une température de modérateur supérieure de 50° à la température moyenne du gaz.

Température d'uranium pour l'effet Doppler

$$T_u = 447^\circ$$

Perte de charge dans les canalisations: 10 pz

ANNEXE II

CALCULS THERMIQUES DU CANAL.

Notations.

- b Chute superficielle au contact uranium-gaine ($0,5^\circ/w/cm^2$)
f_o coefficient de frottement de gaine.
f_c coefficient de correction pour le calcul du point chaud de gaine
fk facteur de qualité $\frac{Mo^3}{fo}$
h' rapport des longueurs d'uranium et de cartouche (0,9)
h
H hauteur du coeur actif
He hauteur extrapolée
Mo nombre de Margoulis moyen dans le canal.
k_u conductibilité de l'uranium
P_d pression dynamique maximum
q débit-masse par canal
R rendement des soufflantes
s section de passage des gaz
S périmètre du combustible
ε fraction de l'énergie libérée ailleurs que dans l'uranium = 0,06
β facteur géométrique intervenant dans le calcul du gradient de température dans l'uranium
θ_m température moyenne du gaz = $\frac{\theta_e + \theta_i}{2}$
Δ θ = θ_s - θ_e
δ θ chute maximum de température gaine-gaz.
ω puissance spécifique maximum.
φ flux superficiel maximum.

Les équations utilisées sont les suivantes:

Perte de charge dans le canal:

$$\Delta p_c = \frac{1}{2} f_0 \frac{HS}{s} \frac{1}{\rho_m} \left(\frac{q}{s}\right)^2 \cdot 1.04$$

Le facteur 1.04 a été introduit pour tenir compte d'une correction de perte de charge due à l'augmentation de température.

Puissance de soufflage pour le canal et puissance du canal:

$$W_{sa} = \frac{1}{R} q \frac{\Delta p_c}{\rho_c}$$

$$W_c = q C_p \Delta \theta$$

$$\sigma_a = \frac{\Delta p_c}{R \rho_c C_p \Delta \theta}$$

Echange de chaleur:

$$h_o = M_o C_p \frac{q}{s}$$

$$\gamma_o = \frac{W_c}{\alpha HS}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha = \frac{1}{1-\varepsilon} \frac{R'}{R} \frac{\sin \gamma}{\gamma} \\ \gamma = \frac{\pi}{2} \frac{H}{H_o} \end{array} \right.$$

$$\delta \theta = \frac{\gamma_o}{h_o}$$

Températures:

$$T_{g \max} = \theta_m + \sqrt{(\delta\theta)^2 + \left(\frac{\Delta\theta}{2\sin\gamma}\right)^2}$$

$$T_{u \max} = \theta_m + \sqrt{\left(\frac{\rho \cdot S}{4\pi K_u} \beta + \epsilon \rho_0 \cdot \delta\theta'\right)^2 + \left(\frac{\Delta\theta}{2\sin\gamma}\right)^2}$$

$$\text{où } \delta\theta' = 0.9 \delta\theta$$

Ce facteur 0.9 permet de tenir compte de l'amortissement des écarts de température dans l'uranium.

Pression dynamique et puissance spécifique.

$$p_d = \frac{1}{\rho_s} \left(\frac{q}{s}\right)^2$$

$$\bar{\omega} = \frac{\rho_0 S}{\lambda_u}$$

Gaines:

Elles sont caractérisées par les coefficients f_0 et

M_0

$$f_0 = a_g \left(\frac{S}{4\pi}\right)^{0.4}$$

$$\frac{M_0^3}{f_0} = b_g \left(\frac{S}{4\pi}\right)^{0.8} \frac{70000}{R_{e_0}} \left(\frac{1}{f_0}\right)^3$$

où R_{e0} est le nombre de Reynolds $= \frac{S}{\mu} \frac{q}{s}$

Pour un type de gaine donné, le facteur de qualité f_K et le facteur de correction f_c sont donnés.

Nous avons retenu les valeurs:

$$a_g = 0.094$$

$$f_K = 61.10^{-6}$$

$$f_c = 1.33$$

Valeurs qui correspondent aux gaines types EDF₂

Le facteur de correction f_c correspond à la prise en compte des irrégularités longitudinales, azimutales dues aux chevrons

*

* *

Pour mettre en évidence les résultats intéressants du calcul thermique, on peut faire apparaître les relations suivantes (Posons $B = \frac{HS}{s}$).

$$\frac{q}{s} = \sqrt{\beta_c \beta_m} \sqrt{\frac{2RC_p}{1.04f} \frac{G_s \Delta\theta}{B}}$$

$$\beta_c = \frac{1}{\alpha B M_s} \Delta\theta$$

$$W_c = q C_p \Delta\theta$$

On voit ainsi que lorsque les paramètres th_1 ($\theta_e, \theta_s, \sigma_r$) et s sont fixés, la puissance du canal est imposée

De même, à θ_e et θ_s donnés:

T_g max ne dépend que de B et pas de σ_r

$\frac{q}{s}$, p_0 , $\bar{\omega}$, p_d , T_{um} et W_c dépendent de B et σ_r .

Le choix de B revient à choisir T_g max, celui de σ_r

à choisir T_u max et la pression dynamique. Cette remarque permet de rattacher les principales limitations technologiques aux variables indépendantes B et σ_r .

ANNEXE III

ETUDE DE L'APLATISSEMENT

Notations.

A	Facteur d'aplatissement radial = flux moyen dans l'uranium / flux maximum dans l'uranium
G	gavage de la zone centrale ⁽¹⁾
He	hauteur extrapolée du coeur
K	coefficient multiplicateur en milieu infini
M_z^2	aire de migration axiale
M_r^2	aire de migration radiale
Ra	rayon d'aplatissement
R	rayon du coeur
Re	rayon extrapolé
s	saut de flux à la frontière de la zone centrale ⁽²⁾
$x = \frac{Ra}{R}$	
$y = \frac{Ra}{Re}$	
α	rapport du flux moyen au flux maximum dans le coeur
χ	facteur de correction des fuites radiales

(1) $1 + G$ est le rapport des surfaces de cellule des zones centrales et périphérique pour un aplatissement par gavage.

(2) $1 + s$ est le rapport des parties principales des flux dans les deux zones, prolongés jusqu'à leur frontière. $s = 0.435 G$ pour G de l'ordre de 0.20 à 0.30

A - Aplatissement par poison

1°) Coefficient multiplicateur en zone périphérique

Soit une pile, juste critique, de rapport de modération uniforme et aplatie par poison jusqu'à un rayon R_a .

Soient R et R_e le rayon du coeur et le rayon extrapolé,

Dans la partie aplatie, le coefficient multiplicateur du milieu est:

$$K_1 = 1 + M_V^2 \left(\frac{\pi}{He} \right)^2$$

Dans la partie périphérique le coefficient multiplicateur est:

$$K_2 = 1 + M_V^2 \left(\frac{\pi}{He} \right)^2 + M_A^2 \nu^2$$

où ν^2 , laplacien radial, peut se mettre sous la forme

$$\nu^2 = \chi \left(\frac{j}{R_e} \right)^2$$

En théorie à un groupe, le flux s'écrit:

$$\varphi = 1 \quad ; \quad r \leq R_a$$

$$\varphi = A J_0(\nu r) + B Y_0(\nu r) \quad ; \quad R_a \leq r \leq R_e$$

ν étant donné par les conditions aux limites

$$\varphi(R_e) = 0$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial r}(R_a) = 0$$

ν est donc solution de:

$$\frac{J_0(\nu R_e)}{Y_0(\nu R_e)} = \frac{J_1(\nu R_a)}{Y_1(\nu R_a)}$$

Posons $\frac{R_a}{R_e} = y$

χ est très bien représenté par la formule:

$$\chi = \frac{0.426}{(1-y)^2} \left[1 + 0.25(1-y) + 0.28(1-y)^4 \right]^2$$

La précision obtenue est inférieure à 1% pour les valeurs de x comprises entre 0 et 0.75.

2°) Rapport du flux moyen au flux maximum.

La théorie à un groupe donne la valeur:

$$\alpha = \frac{\varphi_{moyen}}{\varphi_{max}} = \left(\frac{R_a}{R}\right)^2 + \frac{R_a}{R} \left[J_1(\nu R_a) Y_1(\nu R) - Y_1(\nu R_a) J_1(\nu R) \right]$$

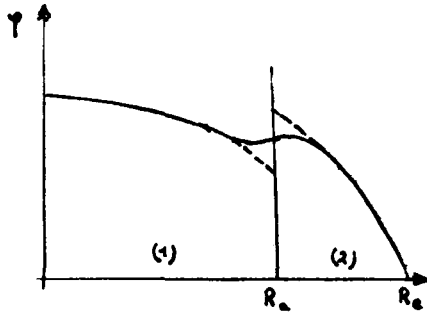
On peut prendre pour α la formule ajustée:

$$\alpha = 1.293 - 0.861 \frac{R}{R + 75} + 0.564 \left(\frac{R_a}{R}\right)^{1.3}$$

B - Aplatissement par gavage.

On cherche la condition critique d'une pile aplatie par gavage dans la zone centrale, en appliquant une méthode de perturbation par rapport à l'aplatissement par poison.

On ajoute dans la zone centrale G% de barreaux en plus par rapport à la zone périphérique. Le rapport des surfaces de cellules des deux zones est $1 + G$.



La forme du flux thermique est représentée sur la figure ci-contre. Ce flux présente une remontée, dans la zone 2, près de la frontière, due à la différence des spectres entre les régions gavée et non gavée.

En première approximation on se place dans des conditions telles que les valeurs maxima du flux dans les zones 1 et 2 sont égales. De plus, le flux dans la zone 1 étant la somme d'un J_0 et d'une fonction de transition T_0 , importante à la frontière seulement, peut être représenté par un J_0 (en pointillé sur la figure). De même la partie principale du flux dans la zone (2) peut être prolongée analytiquement jusqu'à la frontière commune ($\psi(R_a +)$).

Si l'on appelle s , le saut à la frontière, on aura:

$$\frac{\psi(R_a+)}{\psi(R_a-)} = 1 + s.$$

et on trouve $s \approx 0.435 G$ pour G variant de 0.20 à 0.30.

R_a étant petit, un développement limité de $J_0(\nu R_a)$ donne

$$J_0(\nu R_a) = 1 - \frac{\nu R_a^2}{4} \text{ d'où}$$

$$\nu = \frac{4s}{1+s} \frac{1}{R_a^2}$$

Les laplaciens des zones centrales et périphériques sont alors résumés dans le tableau suivant.

	Laplacien zone centrale	zone périphérique
Poison	0	$\chi \left(\frac{J}{Re} \right)^2$
Gavage	$4 \frac{s}{1+s} \frac{1}{Ra^2}$	$\left(\frac{j}{Re} \right)^2 (\chi + d\chi)$

Un calcul de perturbation classique permet alors de relier $d\chi$ à s , Ra et Re :

Soit u et v les poids respectifs des zones centrale et périphérique.

On aura:

$$\frac{4s}{1+s} \frac{1}{Ra^2} u + v \times d\chi = 0$$

Un calcul approché donne:

$$\frac{u}{v} = \frac{27.7 y^2}{16y(1-y) + 5(1-y)^2}$$

et le laplacien de la zone périphérique sera:

$$\chi' = \chi - d\chi \quad \text{avec} \quad d\chi = \frac{s}{s+1} \frac{19.7}{16y(1-y) + 5(1-y)^2}$$

Rapport du flux moyen dans le coeur au flux maximum dans le coeur

Dans la plage qui nous intéresse $0.4 < \frac{Ra}{R} \leq 0.75$ on constate que la formule de l'aplatissement par poisons donne de bons résultats à 1.5% près, la remontée de flux à la frontière compensant assez exactement la dépression de la zone centrale.

Il reste à déterminer le rapport A du flux moyen dans l'uranium au flux maximum dans l'uranium, qui diffère de α parce que la densité en uranium dans le coeur varie suivant les zones. Ce calcul est effectué dans l'Annexe IV.

ANNEXE IV

CALCUL DU REACTEUR

Notations:

- b rayon de la cellule périphérique
- B_{\perp}^2 Laplacien géométrique radial $(2,405/R_e)^2$
- B_{\parallel}^2 Laplacien géométrique axial $(\pi/H_e)^2$
- E Enrichissement rapporté à l'uranium naturel ($\neq 1$)
- G Gavage de la zone centrale: $1 + G = \frac{\text{section cellule périphérique}}{\text{section cellule centrale}}$
- H Hauteur du coeur
- H_e Hauteur extrapolée
- k facteur de multiplication en zone périphérique (U naturel)
- k' facteur de multiplication en U enrichi
- $L_{\perp}^2, L_{\parallel}^2$ aires de diffusion radiale et axiale
- $M_{\perp}^2, M_{\parallel}^2$ aires de migration radiale et axiale
- N_1, N_2 nombres de canaux zones centrale et périphérique
- N nombre total de canaux
- R rayon du coeur
- R_a rayon d'aplatissement

- R_e rayon extrapolé
- s section de passage du gaz
- s_m section droite, de modérateur, cellule périphérique
- s_u section droite d'uranium.
- S périmètre extérieur de l'uranium
- W_1, W_2 puissance thermique zones centrale et périphérique.
- W puissance totale de la pile
- W_c puissance du canal le plus chargé
- $x = Ra/R.$
- α flux moyen/flux maximum radial.
- χ' facteur de correction des fuites radiales (défini en annexe III)
- z irradiation du combustible déchargé.

Calcul de la pile:

La pile, aplatie par gavage, comprend deux zones. Le calcul de la pile doit fournir, pour une puissance thermique donnée et un canal central donné, le rayon critique R en fonction de x ($=Ra/R$).

Dans la zone périphérique, le nombre de canaux est:

$$N_2 = \frac{R^2}{b^2} (1 - x^2).$$

Dans la zone centrale, du fait du gavage, il est:

$$N_1 = \frac{R^2}{b^2} (1 + G) x^2$$

D'où

$$N = \frac{R^2}{b^2} (1 + G x^2)$$

Si $\bar{\varphi}$ est le flux moyen dans la zone périphérique, le flux maximum étant pris égal à 1, on a:

$$W_1 = N_1 W_c$$

$$W_2 = N_2 \bar{\varphi} W_c \times 0.96^{(1)} \quad (\text{cf. p. 57})$$

Or

$$\bar{\varphi} = \frac{\alpha - x^2}{1 - x^2}$$

D'où la puissance totale de la pile:

$$W = W_1 + W_2 = (0,96 \alpha + G x^2 + 0,04 x^2) \frac{R^2}{b^2} W_c$$

De même le rapport flux moyen dans l'uranium au flux maximum dans l'uranium se définira par

$$A = \frac{W_1 + W_2}{N W} = \frac{\alpha + G x^2}{1 + G x^2}$$

La condition critique s'exprime par la relation:

$$k = 1 + M_{//}^2 \left(\frac{\pi}{He} \right)^2 + M_{\perp}^2 \left(\frac{2.405}{R_e} \right)^2 \chi'$$

k , $M_{//}^2$, M_{\perp}^2 sont les caractéristiques du réseau de la zone périphérique

Les variables indépendantes étant $R, H, s, s_u, S, \frac{sm}{su}, x, z$, le calcul de la pile se fait à z, s_u, S (élément^{su} combustible), H, s (canal) donnés.

Les relations donnant la puissance et la condition critique permettent de calculer $\frac{sm}{su}$ et R en fonction de x .

Pour faire ce calcul simplement on a utilisé les expressions paramétriques de k, M^2, B^2 en fonction de $\frac{V_m}{V_u}, \frac{s}{su}, su$ et z données dans la première partie de l'étude.

(1) Le coefficient 0,96 est introduit pour tenir compte de ce que le rapport du flux dans l'uranium au flux dans le modérateur est plus petit en zone périphérique qu'en zone centrale et que la section efficace de fission du combustible irradié est également plus petite dans cette zone.

ANNEXE IV

CYCLE THERMODYNAMIQUE

Notations.

- η rapport de la puissance électrique aux bornes de l'alternateur à la puissance thermique du réacteur
- θ : écart terminal dans les échangeurs.
- θ_e : température d'entrée du gaz dans le réacteur
- θ_s : température de sortie du gaz du réacteur
- σ : rapport de la puissance de soufflage à la puissance thermique du réacteur

La formule de rendement est valable pour un cycle à une pression avec resurchauffe, et turbo-soufflante amont.

Elle correspond à la plage.

$$220 < \theta_e < 260$$

$$385 < \theta_s < 505$$

$$3\% < \sigma < 4\%$$

$$10^\circ < \theta < 20^\circ$$

$$\eta = 6,91 - 0,53 \sigma + 0,052 \theta_e + 0,0325 \theta_s - 0,085 \theta$$

η et σ sont exprimé en pour cent.

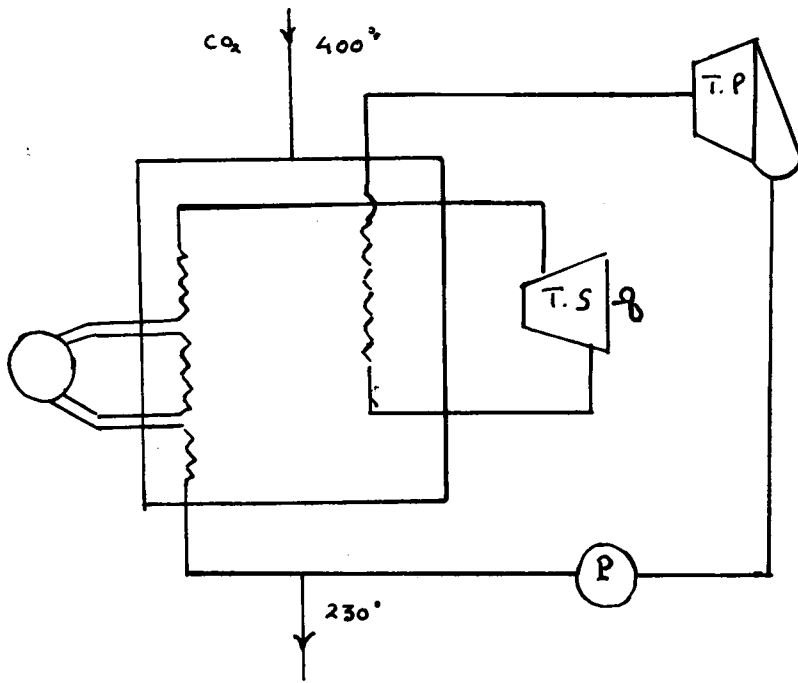
$$G = G_r + G_c + G_e$$

avec

$$G_r = \frac{\text{puissance soufflage réacteur}}{\text{puissance thermique}}$$

$$G_c = \frac{\text{P. soufflage canalisation}}{\text{puiss. Th.}}$$

$$G_e = \frac{\text{P. souffl échangeur}}{\text{puiss. th.}}$$



Circuit de vapeur.

ANNEXE VI

FONCTIONS DE PRIX

Les prix ci-dessous sont des prix hors taxes, aux conditions économiques, de mai 1961.

1. Notations

p = prix en 10^6 F

R = rayon actif du coeur en m

H = hauteur active du coeur en m.

N = nombre de canaux chargés

$D_c = 2 R + 4,56$

$H_c = H + 14$

$d = \frac{D_c}{19}$

$h = \frac{H_c}{21,14}$

Nous avons supposé une épaisseur des réflecteurs égale à 1 m. Les fonctions de prix sont valables pour un réacteur graphite-gaz de 300 MWe, type EDF-3

2. Fonctions graphite-empilement.

La fonction de prix englobe:

- le graphite du modérateur et du réflecteur: fourniture usinage et montage.

- les pavés de lestage.
- la protection latérale
- l'aire support
- les parties métalliques de l'empilement
- les plots de centrage
- les culasses inférieures et supérieures.
- les transformateurs de réseau.

La fonction adoptée est la suivante:

$$10^2 p = 5,62.(R + 1)^2 (H + 2) + 0,34 R^2 H + 5,26 (R + 1)^2 \\ + 6,38 (R + 1) (H + 2) + 4,39 R^2 + 49,1 \cdot 10^{-3} N$$

3. Fonction contrôle

La fonction de prix englobe:

- les barres de contrôle
- la DRG
- les mesures de flux
- le contrôle
- les mesures de température, de pression, etc...

La fonction adoptée est la suivante:

$$10^2_p = 16,5 R^2 + 0,46 N + 1.690$$

4. Fonction caisson.

La fonction concerne un caisson en béton précontraint calculé pour une pression de service de 27 kg/cm^2

$$10^2 p = d^2 h^2 (18,9 h + 9,9 d) + d^2 h (166,3 h + 99,9 d) \\ + 222,2 d^3 + dh (9,2 h + 326,4 d) + d (118,4 h + 222d)$$

Cette fonction est valable pour:

$$6 \text{ m} < R < 9 \text{ m}$$

$$3 \text{ m} < H < 11 \text{ m}$$

5. Fonction habillage du caisson.

Cette fonction concerne la peau d'étanchéité, le calorifugeage et le refroidissement du caisson.

$$10^2 p = 4,49 D_c \left(H_c + \frac{D_c}{2} \right)$$

6. Fonction manutention

Cette fonction est valable pour N voisin de 2000

$$p = 46,70 + 0,0065 N$$

7. Turbo soufflantes

Dans l'hypothèse d'un nombre de boucles égales à 4, et sur la base d'une puissance de soufflage totale de 36 MW, nous avons admis en première approximation la fonction de prix:

$$p = 13 \left(\frac{W_s}{9} \right)^{0,7}$$

où p est le prix en 10^6 F.

W_s la puissance de chaque soufflante en MW.

8. Circuits CO₂

Ce poste englobe les tuyauteries principales CO₂, la robinetterie et les joints de dilatation.

Nous admettrons en première approximation la fonction de coût suivante:

$$p = 4,8 \cdot 10^3 p' \sqrt{Q} + 0,826 p' Q (p' + 1) F$$

Q est le débit total de CO₂ en kg/s.

p' la pression moyenne en kg/cm².

9. Echangeurs

$$p = \frac{W}{1500} \left[0,23 (S-66) + \frac{100}{(\theta_e - \theta_s) 0,5} (27,8 + 0,108 \frac{p'}{\Delta p_e}) \right]$$

S = surface en milliers de m²:

$$S = \frac{405}{\theta_e - \theta_s} (160 + \frac{1130}{\theta})^{0.224} \times \left(\frac{100}{\theta_e - \theta_s} \right)^{0.112} \left(\frac{1}{p_e} \right)^{0.224}$$

Δp_e perte de charge en grammes.

10. Fonction uranium

On prend pour l'uranium gainé un prix au kilog en F.

$$p_u = 135 + \frac{650}{su}$$

où 135 F est le prix d'un kilog d'uranium sous forme métallique et $\frac{650}{su}$ F le prix du gainage associé à 1kg d'uranium.

11. Consommation actualisée d'uranium

Si l'on appelle

τ : irradiation de rejet du combustible

n : nombre d'années d'utilisation de la centrale.

t : taux d'intérêt

u_i : nombre d'heures de marche à la $i^{\text{ème}}$ année.

On aura:

$$P_{ca} = \frac{W\epsilon l}{24.\eta\tau} \sum_{i=1}^n \frac{u_i}{(1+t)^i}$$

On a pris $t = 0.07$

$n = 25$ ans

u_i est tel que $U_n = \sum_{i=1}^n \frac{u_i}{(1+t)^i} \simeq 50.000 \text{ h} \sim 2080 \text{ j}$

12. Coût du cycle de combustible

Sachant que l'investissement initial en combustible est inversement proportionnel à la puissance spécifique moyenne, le coût du cycle de combustible s'écrit:

$$C = 10^3 \times p_u \frac{W\epsilon l}{\eta} \left[\frac{1}{P_{S.moy.}} + \frac{U_n}{\tau} \right]$$

B I B L I O G R A P H I E

- (1) Physics experiments in graphite lattices. Par P. Bacher et F. Cogné. Rapport CEA N° 2157.
- (2) Mesures physiques sur les piles de Marceule. Par A. Teste du Bailler. Rapport CEA N° 2158 (1962)
- (3) Physics of natural uranium-graphite power reactors. Par P. Bacher et F. Minnard. American Nuclear Society. San Fransisco. Sept. 63.
- (4) Effective cross-sections for thermal reactors. Par J. Horewitz et O. Trétiakoff. EANDC (2) 14.
- (5) Etude d'orientation d'une centrale nucléaire graphite-gaz à éléments combustibles annulaires par P. Bacher et L. Guccia. Bulletin d'Informations Scientifiques et Techniques du CEA. Oct. 63.
- (6) Calculated performances of a large natural uranium graphite gaz cooled power-reactor. Par P. Bacher. American Nuclear Society. San Fransisco. Sept. 63.
- (7) Les cycles de combustible dans les réacteurs de puissance à eau lourde refroidis par gaz. Par H. Naudet et M. Salesse. Société Européenne d'Energie Atomique. Baden-Baden 63.

- (8) L'utilisation du plutonium dans les réacteurs thermiques et rapides. Par J. Bussac, A. Kania, A. Meyer-Heine, G. Vendryes, C.P. Zaleski.
Société Européenne d'Energie Atomique. Baden-Baden 63.
- (9) Neutron cross-sections and fission parameters of U_{233} , U_{235} and Pu_{239} , at 2200 m/s, by N.G. Sjöstrand and J.S. Story.
AEEW. M. 125.
- (10) Problèmes d'alimentation en combustible des réacteurs industriels du type Calder-Hall par R.R. Gallic - H.H. Gott - F.C.W. Colmer (Genève 58).
- (11) Notes on the sensitivity of calculated moderator coefficients to the model and cross-section used. Par C.F. Griggs et H.M. Summer. A.E.E.W. M. 221.

COEFFICIENTS DE TEMPERATURE DU MODERATEUR
VARIATIONS DE LA COMPOSITION ISOTOPIQUE
DISCUSSION DES INCERTITUDES PHYSIQUES
COMPARAISON DES APLATISSEMENTS PAR POISONS ET PAR GAVAGE
VARIATIONS DE LA REACTIVITE AU COURS DU DEMARRAGE
CONSEQUENCES D'UN LEGER ENRICHISSEMENT

3ème Partie

TABLE DES MATIERES

3ème Partie

<u>Introduction.</u>	p. 4
<u>Chapitre I Variations de la teneur isotopique.</u>	
<u>Teneur en Plutonium.</u>	5
I-1 Description générale du phénomène	5
I-2 Influence de la température	7
I-3 Influence du rapport de modération	8
I-4 Influence de la corde moyenne	8
I-5 Conclusions	9
<u>Chapitre II Coefficient de température du modérateur</u>	12
II-1 Etude générale	12
II-2 Décomposition du coefficient de température	13
A) Importance des différents constituants	17
B) Influence du modèle du spectre	19
II-3 Conclusions	19
<u>Chapitre III Calcul des incertitudes</u>	21
III-1 Influence des constituants	21
III-2 Expériences permettant de diminuer les marges d'incertitudes	26

III-3 Comparaison avec les piles à eau lourde p. 29

Chapitre IV Comparaison des aplatissements par poisons et par gavage. 32

IV-1 Introduction 32

IV-2 Aplatissement par poisons 33

IV-3 Aplatissement par gavage 34

IV-4 Conclusions. Intérêt du gavage. 37

Chapitre V Etude des régimes transitoires 38

V-1 Performances de l'appareil de décharge-
ment 39

A) Zone centrale 39

B) Zone périphérique 39

C) Choix du degré d'étalement optimum 40

V-2 Etude de la zone centrale 40

A) Etalement unité 40

B) Etalement variable 42

- Rythme de déchargement constant 42

- Rythme de déchargement variable 44

V-3 Etude de la zone périphérique 46

V-4 Conséquences pratiques pour le contrôle
du réacteur 48

Chapitre VI Influence de l'addition de matériau de structure et d'un léger enrichissement 52

VI-1 Introduction. 52

VI-2 Influence d'un élément d'alliage 53

VI-3 Influence d'un léger enrichissement 58

	A) Irradiation de rejet fixée	p. 59
	B) Irradiation de rejet variable	63
VI-4	Comparaison avec les piles à eau lourde	68
	<u>Conclusions</u>	73
	<u>Bibliographie</u>	75
	<u>Annexes</u>	
	<u>Annexe I.</u> Etude des régimes transitoires.	77
	<u>Annexe II.</u> Variation de f avec la température et l'évolution du combustible.	81

INTRODUCTION

Les première et deuxième parties de cette étude ont permis de définir un cycle de référence et ont montré l'influence de l'irradiation de rejet sur la définition et l'économie d'une centrale. Il reste à examiner les variations avec l'irradiation d'un certain nombre de caractéristiques des combustibles : coefficients de température, composition isotopique du plutonium formé, ainsi que l'intérêt des réseaux sous-modérés.

D'autre part, le combustible avait été, jusqu'à présent, de l'uranium allié à 1,1% de Molybdène. En admettant qu'un pourcentage plus élevé de matériau de structure soit nécessaire pour atteindre les irradiations de 5000 à 6000 MWj/T envisagées, on recherchera les répercussions de teneurs croissantes en Molybdène sur le bilan neutronique et l'économie du cycle de combustible. Par voie de conséquence l'influence d'un léger enrichissement sera également considérée ;

En outre, tous les calculs d'optimisation précédents supposaient un cycle à l'équilibre. Comme des écarts de réactivité importants peuvent se produire lors du démarrage d'une centrale, l'approche de l'état d'équilibre ci-dessus défini sera envisagé d'une manière plus précise.

L'ensemble de cette étude repose essentiellement sur les méthodes de calculs appliquées au C.E.A. On cherchera donc à connaître l'importance des erreurs entraînées par les incertitudes sur les données de base et en particulier sur les sections efficaces effectives.

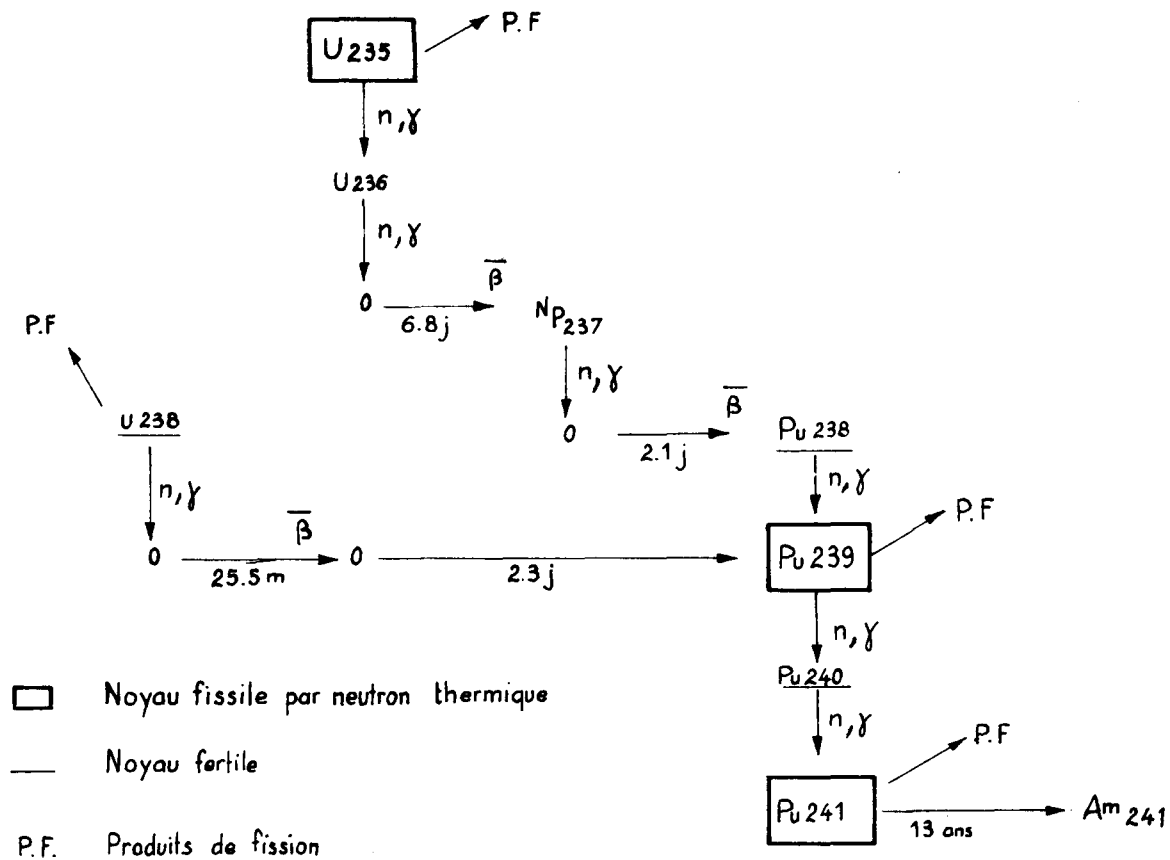
CHAPITRE I

VARIATIONS DE LA TENEUR ISOTOPIQUE

TENEUR EN PLUTONIUM

I-1 Description générale du phénomène.

Rappelons la chaîne des principales réactions nucléaires modifiant la composition d'un combustible au cours de son séjour en pile :



Les propriétés neutroniques d'un combustible irradié dépendront donc essentiellement de l'importance relative des événements suivants :

a) Destruction de l'uranium 235.

b) Formation d'atomes fissiles de Pu 239 caractérisés par une section d'absorption élevée (1.5 fois celle de L'U 235) et par une résonance à 0.3 ev.

c) Formations d'isotopes lourds et notamment :

- du Pu₂₄₀ qui a une résonance notable à 1. ev. Il en résulte pour ce corps une autoabsorption qui en limite la concentration, et un effet d'ombre dépendant de la géométrie du combustible.

- du Pu₂₄₁ dont les sections d'absorption et de fission sont respectivement 2 et 1.5 fois celle de L'U₂₃₅.

- de l'U₂₃₆ qui intervient en quantités non négligeables aux fortes irradiations de rejet.

d) Formation enfin de produits de fission de sections efficaces encore mal connues, et dont la concentration peut devenir importante.

A irradiation donnée, la composition isotopique d'un combustible dépendra d'abord du "modèle" choisi pour définir le spectre de ralentissement. Dans toute la suite de cette étude nous avons pris un schéma type " gaz lourd" dans lequel on suppose que le modérateur est un gaz dont la masse et la section de diffusion sont infinies, le produit $\xi\Sigma_s$, et donc la perte d'énergie à chaque choc étant alors finis.

L'évolution sera aussi fonction de paramètres tels que la température et le rapport de modération qui déterminent les sections effectives. Nous verrons par contre que les paramètres géométriques intervenant dans les calculs de self-shielding du Pu₂₄₀ et de l'U₂₃₈ ont une influence négligeable.

I-2 Influence de la température

Un relevé des sections effectives du Pu₂₃₉ et de l'U₂₃₅ conduit au tableau suivant :

Tableau I

T° c		20	200	400
Pu ₂₃₉	σ_a/σ_a^*	1.317	1.682	2.307
	σ_f/σ_f^*	1.237	1.521	2.019
U ₂₃₅	σ_a/σ_a^*	0.970	0.945	0.936
	σ_f/σ_f^*	0.959	0.929	0.914

Si les sections effectives de l'U₂₃₅ varient peu avec la température il n'en est pas de même pour le Pu₂₃₉. La résonance à 0.3 ev. est telle que la section d'absorption double presque

* σ_a^* et σ_f^* sont les sections efficaces à 2.200 m/s

$$\frac{V_m}{V_u} = 50 \quad T = 250 \text{ } ^\circ\text{C}$$

τ	1000	2000	3000	4000	5000
U 235 %	0.61	0.52	0.45	0.39	0.33
Pu %	0.08	0.14	0.19	0.24	0.28

Composition du Pu

Pu 239 %	91.68	84.27	77.59	71.58	66.18
Pu 240 %	7.69	14.06	19.56	24.33	24.46
Pu 241 %	0.60	1.54	2.52	3.46	4.35
Pu 242 %	0.03	0.12	0.31	0.58	0.94

$$\frac{V_m}{V_u} = 50 \quad T = 300 \text{ } ^\circ\text{C}$$

τ	1000	2000	3000	4000	5000
U 235 %	0.61	0.52	0.45	0.39	0.34
Pu %	0.08	0.14	0.19	0.23	0.27

Composition du Pu

Pu 239 %	90.95	83.02	75.95	69.67	64.08
Pu 240 %	8.37	15.20	21.02	26.00	30.27
Pu 241 %	0.65	1.65	2.67	3.65	4.56
Pu 242 %	0.03	0.13	0.34	0.64	1.02

Variations de la composition isotopique avec la température

$$\frac{V_m}{V_u} = 50 \quad T = 350 \text{ } ^\circ\text{C}$$

Σ	1000	2000	3000	4000	5000
U 235 %	0.61	0.53	0.46	0.39	0.34
Pu %	0.08	0.14	0.18	0.22	0.26

Composition du Pu

Pu 239 %	90.19	81.75	74.34	67.79	62.02
Pu 240 %	9.08	16.37	22.51	27.72	32.14
Pu 241 %	0.69	1.71	2.76	3.76	4.68
Pu 242 %	0.03	0.14	0.36	0.67	1.08

$$\frac{V_m}{V_u} = 50 \quad T = 400 \text{ } ^\circ\text{C}$$

Σ	1000	2000	3000	4000	5000
U 235 %	0.61	0.53	0.46	0.39	0.34
Pu %	0.08	0.14	0.18	0.22	0.26

Composition du Pu

Pu 239 %	89.44	81.06	72.69	65.91	60.00
Pu 240 %	9.78	17.50	23.90	29.27	33.75
Pu 241 %	0.75	1.87	2.98	4.03	4.98
Pu 242 %	0.03	0.16	0.40	0.75	1.20

Variations de la composition isotopique avec la température

entre 20° et 400°, le facteur de fission thermique η_9 diminuant de 7%. Les calculs d'évolution seront donc très sensibles à la température et les résultats ultérieurs se rapporteront toujours à du combustible à 350°C.

I-3 Influence du rapport de modération

Un rapport de modération élevé conduit à un coefficient de conversion initial, c_0 , faible. Il y a relativement moins de neutrons absorbés dans l'uranium 238, ce qui explique qu'à irradiation donnée, la teneur en plutonium décroît lorsque le rapport de modération augmente.

Les tableaux II donnent les variations de la composition isotopiques pour des valeurs de $\frac{V_m}{V_u}$ comprises entre 40 et 70, plage correspondant aux combustibles usuels.

I-4 Influence de la corde moyenne ($4 \frac{SU}{S}$)

A température donnée, l'allure de la courbe de réactivité dépend essentiellement de sa pente à l'origine et donc du facteur de conversion initial. Or, c_0 augmente de 12% lorsque le rapport de modération varie entre 70 et 40, et de 2% seulement quand la corde moyenne passe d'un extrême à l'autre de son domaine de variation possible. Ce dernier paramètre aura donc peu d'influence sur l'évolution de la composition isotopique.

Des calculs systématiques ont été passés en faisant varier le rapport $\alpha = \text{Périmètre du combustible} / \text{Section droite}$, entre 1.15 et 1.35*, plage qui correspond aux combustibles couramment employés. On vérifie que pour un même rapport de modération les compositions isotopiques sont constantes à moins de 1% près. Les calculs sont relatifs à un combustible pour lequel α vaut 1.25.

* Des valeurs supérieures correspondraient à une perte de réactivité importante et l'épaisseur du tube deviendrait trop mince pour assurer une tenue mécanique suffisante.

I-5 Conclusions

Les tableaux (II), montrent l'influence rapidement prépondérante du Pu. On verra d'une manière plus précise au chapitre III qu'à 4000 MWj/T plus de la moitié des fissions ont lieu dans le plutonium 239 et 5% dans le plutonium 241, ce dernier corps étant en quantité faible mais non négligeable. Le pourcentage de Pu 242 présent est au contraire toujours très bas.

Les courbes de variations isotopiques présentent des asymptotes. Pour une irradiation infinie, il est évident que le pourcentage de U 235 devient nul, et l'on peut montrer simplement que les isotopes du plutonium seraient alors en quantités proportionnelles à leurs sections de capture.

Tableau II

$$\frac{V_m}{V_U} = 40$$

Z	1000	2000	3000	4000	5000
U 235 %	0.61	0.53	0.46	0.40	0.35
U 236% *	0.01	0.03	0.04	0.05	0.06
Pu %	0.08	0.15	0.19	0.24	0.27
Composition du Pu					
Pu 239%	90.13	81.77	74.50	68.12	62.52
Pu 240%	9.06	16.17	22.11	27.12	31.35
Pu 241%	0.77	1.88	2.98	4.00	4.94
Pu 242%	0.03	0.16	0.38	0.70	1.11

$$\frac{V_m}{V_U} = 50$$

Z	1000	2000	3000	4000	5000
U 235%	0.61	0.53	0.46	0.39	0.34
Pu %	0.08	0.14	0.18	0.22	0.26
Composition du Pu					
Pu 239%	90.19	81.75	74.34	67.79	62.02
Pu 240%	9.08	16.37	22.51	27.72	32.14
Pu 241%	0.69	1.71	2.76	3.76	4.68
Pu 242%	0.03	0.14	0.36	0.67	1.08

* Le pourcentage d'U 236 ne change pratiquement pas avec le rapport de modération

$$\frac{V_m}{V_u} = 60$$

Z	1000	2000	3000	4000	5000
U 235 %	0.61	0.53	0.45	0.39	0.33
Pu %	0.08	0.13	0.18	0.22	0.25
Composition du Pu					
Pu 239%	90.23	81.73	74.21	67.54	61.65
Pu 240%	9.11	16.52	22.81	28.17	32.71
Pu 241%	0.63	1.60	2.61	3.69	4.51
Pu 242%	0	0.14	0.34	0.65	1.06

$$\frac{V_m}{V_u} = 70$$

Z	1000	2000	3000	4000	5000
U 235%	0.61	0.53	0.45	0.39	0.33
Pu %	0.07	0.13	0.18	0.21	0.25
Composition du Pu					
Pu 239%	90.26	81.72	74.14	67.38	61.41
Pu 240%	9.12	16.63	23.02	28.49	33.12
Pu 241%	0.58	1.51	2.49	3.46	4.37
Pu 242%	0	0.13	0.33	0.63	1.04

CHAPITRE II

COEFFICIENT DE TEMPERATURE DU MODERATEUR

II-1 Etude générale.

Une élévation de la température du modérateur change l'énergie à laquelle les neutrons sont en équilibre avec les noyaux de graphite. Si les sections efficaces des corps en présence ne suivent pas une loi " $\frac{1}{v}$ " la proportion des neutrons absorbés dans les différents constituants varie ainsi que le facteur de fission thermique η . D'autre part, la diminution du facteur de désavantage et de la capture moyenne avec la température modifie le facteur d'utilisation thermique (f) et l'aire de diffusion L^2 .

Cependant $\frac{1}{L^2} \frac{dL^2}{dT}$ variant peu au cours de l'évolution, nous ne tiendrons pas compte de la variation des fuites thermiques dans la définition du coefficient de température du modérateur. Ce dernier sera calculé pour un milieu infini et donné par la relation :

$$\alpha = \frac{1}{\eta f} \frac{d\eta f}{dT} \text{ p.c.m./}^\circ\text{C}$$

Pour une pile type EDF 2, non irradiée, α se décompose en général comme suit :

$$\text{Température ordinaire : } \frac{1}{\eta} \frac{d\eta}{dT} = -7.10^{-5}/^\circ\text{C} \quad ; \quad \frac{1}{f} \frac{df}{dT} = 5.10^{-6}/^\circ\text{C}$$

$$\text{Température de fonctionnement } \frac{1}{\eta} \frac{d\eta}{dT} = -5.10^{-5}/^\circ\text{C} \quad ; \quad \frac{1}{f} \frac{df}{dT} = 3.10^{-6}/^\circ\text{C}$$

Soit dans les deux cas, un coefficient de température du modérateur de l'ordre de -2 . p.c.m./ $^\circ\text{C}$.

Nous avons vu qu'il y avait au cours de l'évolution disparition progressive de l'uranium 235 et apparition de Pu 239 et d'isotopes lourds. Tableaux (II). La proportion des corps dont les sections efficaces suivent ou non une loi en $\frac{1}{v}$ est donc altérée. Le tableau (I) montrait en effet que si l'on pouvait admettre en première approximation que $\sigma_{2200} \sqrt{T}$ était constant pour l'U 235 ce produit variait du simple au double pour le Pu 239 entre 20° et 400°C.

Le coefficient de température du modérateur sera ainsi sensiblement modifié au cours du séjour du combustible en pile.

On a tracé (courbes 1 et 2) pour différentes valeurs du rapport de modération, correspondant à des réseaux du réacteur EDF 2, les variations de α , combustible immobile ou circulation idéale*. Ce dernier est simplement la valeur moyenne du précédent. Ces mêmes courbes ont été faites pour diverses températures du modérateur (graphique 3).

II-2 Décomposition du coefficient de température

Appelons φ_i le rapport : flux moyen dans le corps i / flux moyen dans la cellule. La contribution relative des différents constituants s'écrit immédiatement.

$$\alpha_i = \frac{N_i v_i \frac{\partial(\varphi_i v_i)}{\partial T}}{\sum_j N_j v_j \sigma_{fj}} - \frac{N_i \frac{\partial(\sigma_{ai} v_i)}{\partial T}}{\sum_j N_j \sigma_{aj}}$$

A 350°C, pour deux valeurs différentes du rapport de modération, on trouve les valeurs suivantes en 10^{-5} dans le cas d'un combustible immobile.

* cf première partie

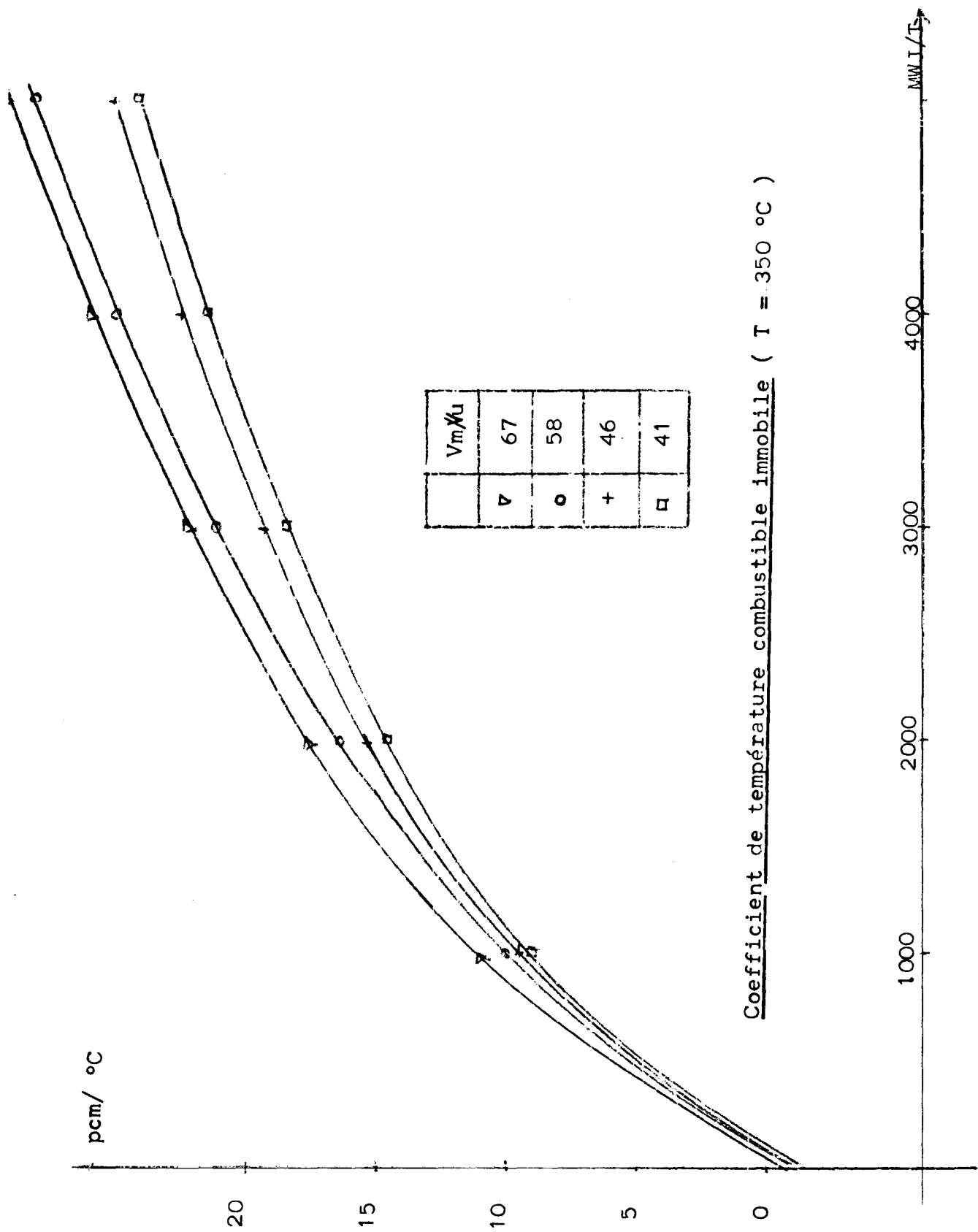


Figure 1

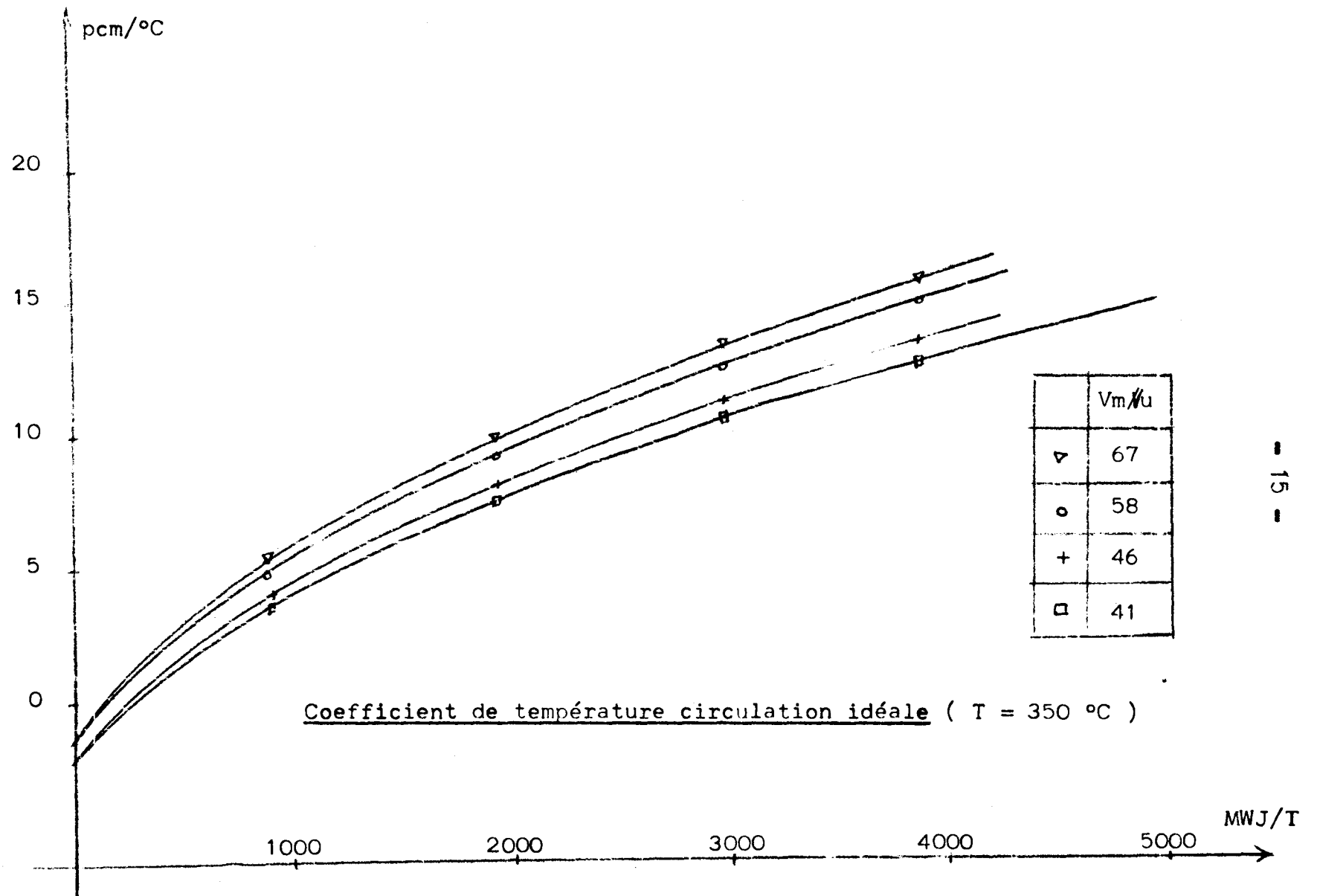


Figure 2

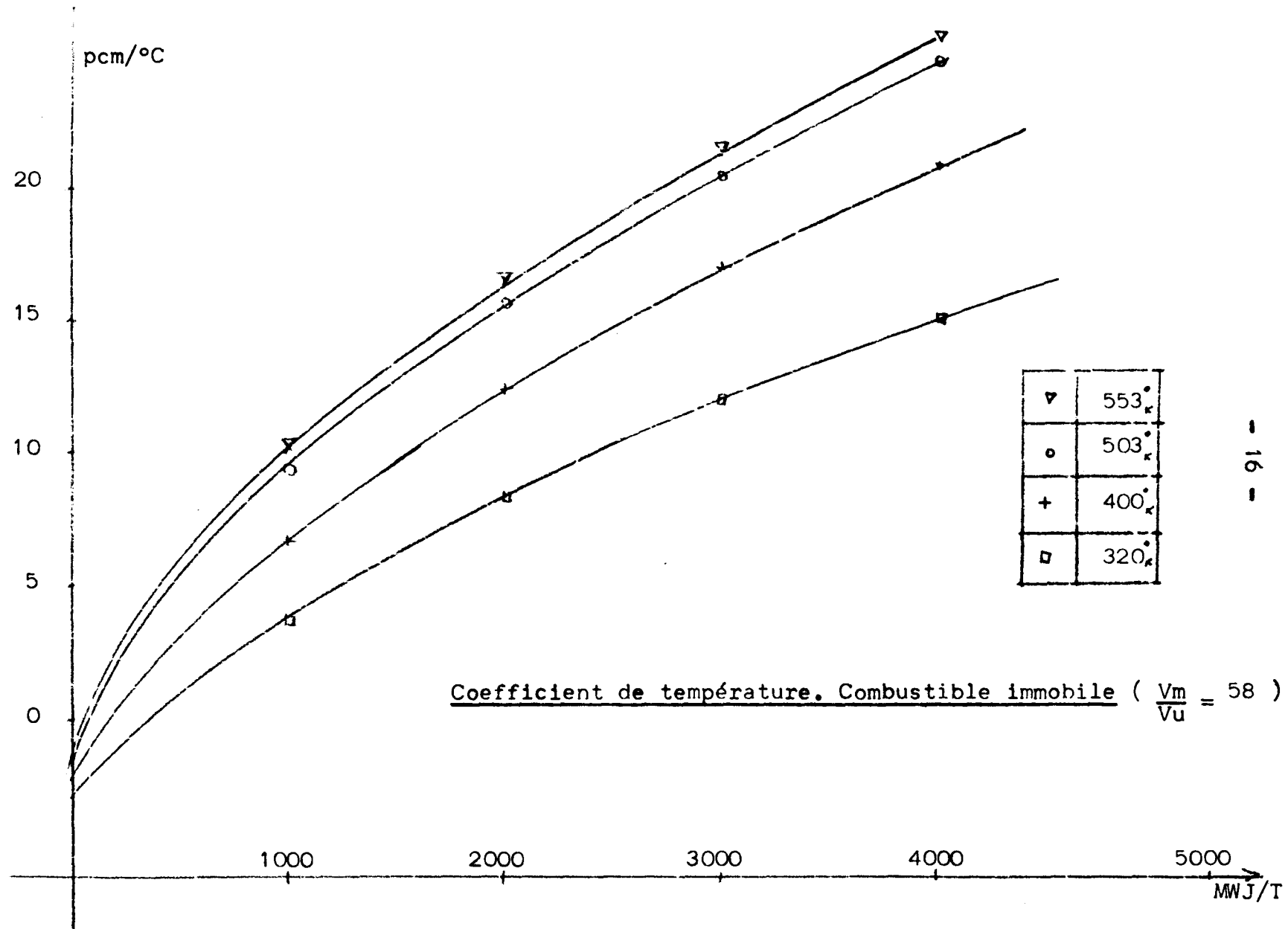


Figure 3

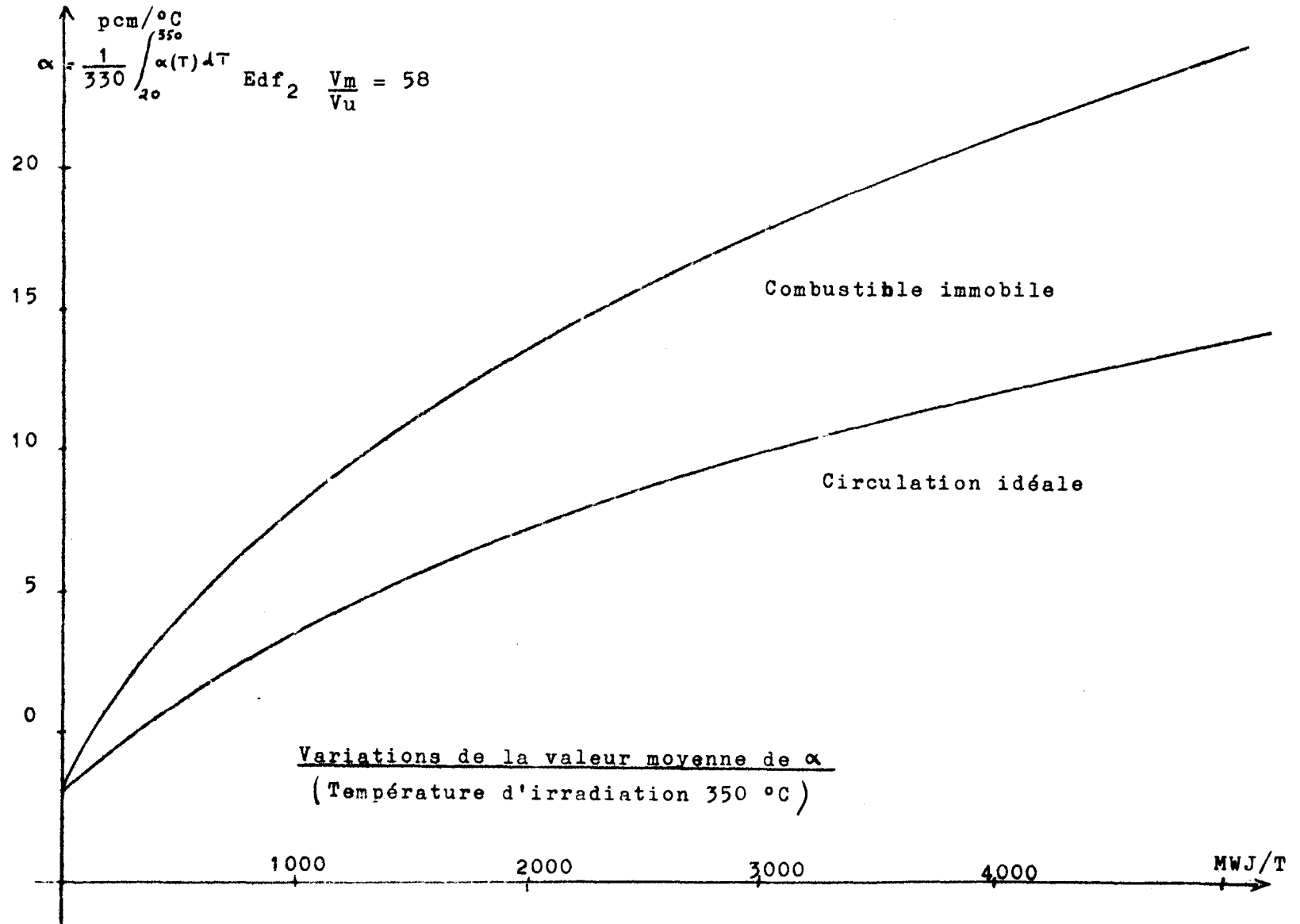


Figure 3 bis

Tableau III

τ MWj/T	0		2000		4000		5000	
$\frac{V_m}{V_u}$	58	46	58	46	58	46	58	46
U 235	-3.2	- 3.2	- 2.2	- 2.04	- 1.65	- 1.19	- 1.45	- 1.3
Pu 239	0	0	14.3	13.34	20.7	18.5	23.53	21.1
Pu 240	0	0	- 0.15	- 0.2	- 0.69	- 0.75	-0.95	- 1.06
Pu 241	0	0	0.3	0.35	1.22	1.5	1.82	1.73
Graphite	1.5	1.2	3.5	2.74	4	3.15	4.15	3.2
Xe	0.35	0.35	0.40	0.45	0.4	0.45	0.4	0.45
Sm	- 0.1	- 0.1	- 0.15	- 0.15	- 0.21	- 0.2	- 0.25	- 0.2
Gaine	0.2	0.2	0.3	0.35	0.4	0.4	0.45	0.45
Total	- 1.2	- 1.2	16.30	14.8	24.17	22.26	27.70	24.77

A) Importance de chacun des constituants.

a) L'U 235 a toujours un effet négatif, α^{235} variant en première approximation comme la concentration en Uranium 235.

b) Pu 239 . On peut écrire pour de faibles irradiations (N_9 petit devant N_5).

$$\eta = \frac{V_5 \Sigma_{f5} + V_9 \Sigma_{f9}}{\Sigma_8 + \Sigma_5 + \Sigma_9} \sim \frac{V_5 \Sigma_{f5}}{\Sigma_8 + \Sigma_5} \left(1 + \frac{V_9 \Sigma_{f9}}{V_5 \Sigma_{f5}} - \frac{\Sigma_9}{\Sigma_8 + \Sigma_5} \right)$$

et

$$\alpha_9 = \frac{1}{1 + \frac{V_9 \Sigma_{f9}}{V_5 \Sigma_{f5}} - \frac{\Sigma_9}{\Sigma_8 + \Sigma_5}} \left[\frac{V_9}{V_5} \frac{\Sigma_{f9}}{\Sigma_{f5}} \frac{d\Sigma_{f9}}{\Sigma_{f9} \cdot \delta T} - \frac{\Sigma_9}{\Sigma_8 + \Sigma_5} \frac{d\Sigma_9}{\Sigma_9 \cdot \delta T} \right]$$

Le terme entre crochet augmente au cours de l'irradiation à cause de la disparition progressive de l'uranium 235. Le coefficient de température du plutonium 239 croît donc à mesure que le taux d'irradiation s'élève. Le tableau III montre que cette croissance est moins rapide que celle du nombre de noyaux de plutonium.

En effet, pour des irradiations très élevées, α_9 s'écrit en négligeant N_5 devant N_9 :

$$\alpha_9 = \frac{dZ f_9}{Z f_9 \cdot \delta T} - \frac{Z_9}{Z_8 + Z_9} \cdot \frac{dZ_9}{Z_9 \cdot \delta T}$$

$\frac{dZ f}{Z f \cdot \delta T}$ et $\frac{dZ}{Z \cdot \delta T}$ ainsi que N_8 sont constants, cependant $\frac{Z_9}{Z_8 + Z_9}$ croît avec N_9 . On voit donc que α_9 diminue lorsque la teneur en plutonium augmente. Ce phénomène n'apparaît pas pour les irradiations usuelles envisagées dans les piles à graphite.

c) Pu₂₄₀ . Pu₂₄₁ ; Xe.S_m.

Les coefficients de température de chacun de ces corps sont faibles même pour des irradiations élevées, l'effet global étant de l'ordre de $1.10^{-5}/^{\circ}\text{C}$ à 4000 MWj/T

d) Graphite et gaine. (effet sur f)

La diminution du facteur de désavantage avec la température entraîne un coefficient de température partiel non négligeable, ($4.10^{-5}/^{\circ}\text{C}$) qui croît légèrement avec le taux de rejet. Cette croissance est surtout sensible aux faibles irradiations car $\frac{\varphi_{\text{graph}}}{\varphi_{\text{cell}}}$ augmente avec l'apparition de Pu.

B) Influence du modèle du spectre.

Nous avons vu l'importance de α_0 , qui peut atteindre 20pcm/°c. Les calculs du coefficient de température du modérateur sont donc très sensibles aux valeurs respectives de Σ_0 et de $\frac{\partial \Sigma_0}{\partial T}$ et par voie de conséquence au modèle du spectre de ralentissement.

Les calculs et les chiffres cités se rapportent à un modèle gaz lourd. Pour une irradiation de rejet de 2000 MWj/T, l'emploi de sections effectives "Wescott" et "graphite"* conduirait aux valeurs suivantes:

Modèle	Westcott1958	Westcott 1960 Modèle S4	Gaz Lourd	Graphite
$\alpha_0 (10^{-5})$	8.5	10.2	13.3	12.9

II-3 Conclusions

- Cette étude montre que le coefficient de température d'une pile à graphite à 350°C est élevé, 10 pcm/°C dans le cas d'une circulation idéale, pour une irradiation de rejet de 5000 MWj/T. L'effet de température moyen entre 20° et 350° est de l'ordre de 12pcm/°C. De plus les incertitudes sur α sont assez importantes. Nous avons vu qu'il pouvait y avoir 5. pcm d'écart suivant le modèle de sections effectives utilisé.

* Le "modèle" graphite est un opérateur différentiel du 2° ordre comportant une fonction arbitraire G. Celle-ci est ajustée de manière à représenter les variations du pouvoir ralentisseur du modérateur produites par les liaisons cristallines.

On utilise ici la fonction G déduite des expériences de D.C. Leslie.

- En cas d'arrêt du réacteur, les écarts de réactivité entre pile froide et chaude dus au coefficient de température du modérateur seraient de 4000 pcm environ. Comme l'effet Xénon et l'effet Doppler permettent de récupérer 2000 pcm et 900 pcm respectivement, il manquerait 1200 pcm environ pour diverger. La réserve de réactivité que permettent de dégager les barres de contrôle doit donc être soigneusement prévue lors de l'établissement du projet.

Cependant les problèmes d'instabilités de la pile, dus à des variations locales de température sont tempérés par la forte constante de temps du graphite (10ms environ), et sur ce point le contrôle peut-être adopté sans difficultés particulières.

CHAPITRE III

CALCUL DES INCERTITUDES

L'économie du cycle de combustible dépend essentiellement de l'irradiation maximum que l'on peut atteindre, et donc de l'évolution des propriétés neutroniques. Dans le domaine des irradiations envisagées, entre 4000 et 6000 MWj/T, la contribution des produits de fission est relativement faible, ainsi que celle des isotopes supérieures du Pu₂₃₉. Cependant, l'évolution est très sensible à la compétition entre la formation du PU₂₃₉ et la destruction de l'U₂₃₅. Nous avons vu, d'autre part, l'importance de la température quant aux variations des sections effectives du PU₂₃₉.

Ainsi, les propriétés d'un réseau évolué vont dépendre avant tout des caractéristiques choisies pour le PU₂₃₉, et à un degré moindre de celles des produits de fission.

III-1 Influence de chacun des constituants

Pour chiffrer l'importance relative des différents corps prenons l'évolution de la zone centrale d'EDF 2 à 350°. Les contributions des noyaux à l'absorption (ai) et à la fission (fi) sont les suivantes (en %)

Tableau IV

$Z_{MWj/T}$		U 238	U 235	Pu 239	Pu 240	Pu 241	P.F
1000	ai	32.7	47.49	17.11	0.72	0.12	0.7
	fi		77.20	27.98		0.17	
3500	ai	29.02	26.85	35.82	3.54	1.79	2.5
	fi		48	49.20		2.8	
5000	ai	28.68	22.92	37.74	4.41	2.54	3.2
	fi		42.33	53.47		4.09	

On en déduit que :

- Le Pu₂₃₉ prend rapidement une part prépondérante dans le bilan neutronique. A 5000 MWj/T plus de la moitié des fissions ont lieu dans ce corps.

- La contribution du Pu₂₄₀ est toujours faible, mais l'incertitude sur la variation de sa section efficace avec la concentration est telle qu'elle peut entraîner des erreurs importantes sur le bilan.

- La contribution des produits de fission est loin d'être négligeable étant donnée l'incertitude sur leurs sections effectives.

On peut évaluer, dans l'exemple donné, l'influence sur le bilan neutronique d'erreurs sur les différentes sections efficaces, en tenant compte non seulement de l'effet sur les propriétés neutroniques du noyau considéré, mais également de la variation de formation des noyaux de filiation. Les marges d'incertitudes choisies sont les suivantes :

σ_{a_g} Nous avons admis une erreur possible de 5% sur σ_{a_g} et σ_{f_g} , cet écart étant sensiblement celui qui existe entre les modèles graphite et gaz lourd. On a de plus supposé que les erreurs sur les rapports $\sigma_{a_g}/\sigma_{f_g}$ et $\sigma_{a_s}/\sigma_{f_s}$ étaient négligeables.

$\sigma_{g\text{eff}}$ L'incertitude sur $\sigma_{g\text{eff}}$ provient à la fois de l'imprécision du calcul de p , et de la mauvaise connaissance du rapport $\frac{\hat{\sigma}_g}{\hat{\sigma}_s}$.

Si l'on admet que les sections efficaces $\hat{\sigma}_g$ et $\hat{\sigma}_s$ sont connues à 1% et σ_g à 15% près la marge d'erreur portant sur $\sigma_{g\text{eff}}$ est de 5% environ.

$\nu_g, \nu_s, \sigma_s, \sigma_{sf}$ conformément à la référence (9) nous avons admis une erreur de 1%

σ_o L'incertitude sur la correction de self-Shielding du Pu 240 est telle qu'une marge d'erreur de 30% n'est pas invraisemblable.

σ_1 et σ_{1f} En l'absence de résultats expérimentaux nous avons admis 10% d'erreur.

Produits de fission Afin de traiter simplement les problèmes d'évolution, les produits de fission ont été groupés en trois corps fictifs de sections efficaces, 40,200 et 1000 barns qui suivraient une loi en $\frac{1}{v}$; et l'on a tenu compte des résonances en modifiant les différents pourcentages de formation de ces trois corps fictifs. L'ANL 5800 (1963) décompose les produits de fission en quatre groupes avec résonance. Un programme de calcul est en cours d'étude au C.E.A. pour connaître l'influence d'un tel groupement. Cependant une comparaison rapide semble indiquer que les sections prises pour cette étude sont de 15% à 20% plus faibles.

Les tableaux ci-dessous donnent en pcm les écarts sur la courbe de réactivité en fonction des incertitudes sur les différentes sections efficaces.

Résultats

Combustible circulation idéale

	$\sigma_{g\text{eff}}$	$\sigma_g \text{ et } \sigma_{fg}$	V_g	σ_o	$\sigma_1 \text{ et } \sigma_{1f}$	V_1	$\sigma_5 \text{ et } \sigma_{5f}$	V_5	$\sigma_{P.F.}$
MWJ/T	$\pm 5 \%$	$\pm 5 \%$	$\pm 1 \%$	$\pm 30\%$	$\pm 10 \%$	$\pm 1\%$	$\pm 1 \%$	$\pm 1\%$	$\pm 10\%$
1000	± 320	± 181	± 151	± 70	± 2	± 0	∓ 85	∓ 82	∓ 55
3500	767	292	350	280	27	9	170	191	180
4000	831	299	371	307	34	12	180	205	200
5000	948	301	410	343	46	20	198	271	300

Combustible immobile

	$\sigma_{g\text{eff.}}$	$\sigma_g \text{ et } \sigma_{fg}$	V_g	σ_o	$\sigma_1 \text{ et } \sigma_{1f}$	V_1	$\sigma_5 \text{ et } \sigma_{5f}$	V_5	$\sigma_{P.F.}$
MWJ/T	$\pm 5 \%$	$\pm 5 \%$	$\pm 1\%$	$\pm 30\%$	$\pm 10 \%$	$\pm 1\%$	$\pm 1 \%$	$\pm 1\%$	$\pm 10\%$
1000	± 578	± 285	± 267	± 179	± 9	± 0	∓ 143	∓ 248	∓ 97
3500	1200	462	520	462	68	26	239	492	325
4000	1287	472	544	472	82	32	249	517	375
5000	1447	450	583	450	108	46	265	555	450

Si on ajoute les carrés de ces différentes erreurs pour obtenir une estimation de l'erreur globale on trouve :

Z MWJ/T	1000	3500	4000	5000
Combustible immobile	780	1600	1700	1850
Combustible idéal	425	980	1060	1215

On note donc un effet de saturation très sensible à partir 2000 MWj/T du à la compétition entre la formation du Pu₂₄₀ et à la disparition du Pu₂₃₉. Les propriétés du réseau évolué sont pratiquement connues dès que l'on a déterminé avec précision la pente à l'origine de la courbe de réactivité en fonction de l'irradiation.

Admettons que l'on veuille connaître l'évolution de la réactivité à 250 pcm près à 3500 MWj/T. La contribution de chaque erreur ne doit pas dépasser $\frac{250}{\sqrt{6}} = 100$ pcm(le rapport V_9/V_5 peut être compté comme un seul paramètre et l'on peut négliger les imprécisions apportées par les erreurs sur le Pu₂₄₁. Les précisions sur chaque section efficace devraient alors être les suivantes :

σ_8 eff.	σ_9 et σ_{9f}	V_9/V_5	σ_0	σ_5 et σ_{5f}	P.F
$\pm 0.6 \%$	$\pm 1.7 \%$	$\pm 0.18\%$	$\pm 11 \%$	$\pm 0.6 \%$	$\pm 9\%$

III-2 Expériences permettant de diminuer les marges d'incertitudes

Le tableau précédent permet de mesurer les difficultés auxquelles se heurtent les études d'évolution :

Pu₂₄₁ : Les incertitudes sur les sections efficaces et σ_g ne dépassent probablement pas les tolérances admissibles. Seul le nombre d'atomes peut causer des surprises, du fait de la section de capture du Pu .

Pu₂₄₀ : Le nombre d'atomes doit être connu avec une précision convenable puisqu'en cumulant les incertitudes raisonnables sur σ_g eff. et σ_c , on ne dépasse pas 10% d'erreur. Par contre la section de capture varie du double au simple lorsque la concentration augmente.

Pu₂₃₉ : La précision à atteindre sur les sections efficaces du Pu₂₃₉ confirme l'importance à la fois d'une bonne connaissance du spectre et des températures.

En ce qui concerne le Pu₂₃₉, et le Pu₂₄₀, une première difficulté réside dans l'importance de la résonance du Pu₂₃₉ à 0.3 ev. et du Pu₂₄₀ à 1ev. Il est malaisé de mettre au point un schéma simple qui rende compte du spectre des neutrons dans le domaine épithermique. J. Horowitz a proposé de représenter le modérateur par un modèle plus ou moins complexe suivant le degré de précision demandé. Les tables de sections efficaces utilisées dépendent de trois paramètres : T, Température, r, rapport de la capture à la densité de ralentissement, Z, fonction du facteur de désavantage. Un grand nombre d'expériences ont déjà été faites (au moyen de détecteurs au Pu), pour vérifier ces théories, des mesures avec des détecteurs à l'In, Au, Lu¹⁷⁶ sont en cours et permettent de mieux connaître les différentes parties du spectre *

* ces études font l'objet du contrat Euratom CEA n° 3742

Un second type d'expériences consiste en des analyses de combustibles irradiés. Tout d'abord, des analyses d'échantillons faiblement irradiés, pour qu'il soit facile de tenir compte de la seule formation du Pu 239, et pour ainsi permettre de connaître le rapport Pu 239/ U₂₃₅. La connaissance du rapport Pu 240/Pu~~239~~, proportionnel à σ_9/σ_8 eff, réduit ensuite les marges d'erreurs de la courbe de réactivité, tandis que celle du rapport Pu 241/Pu240 précise la valeur de la section efficace du Pu 240 en fonction de l'évolution.

Un programme d'analyses de combustibles irradiés dans des piles à graphite (100 à 2000 MWj/T) est d'ailleurs en cours au C.E.A.

Toutes ces expériences complètent nos connaissances sur la composition isotopique du combustible. Il est cependant nécessaire de mesurer les propriétés neutroniques de combustible comportant du Pu en quantité connue afin de déterminer directement l'effet du plutonium sur les propriétés des réseaux. Il devient alors possible de séparer l'effet du plutonium de l'effet des autres isotopes, contenus dans les combustibles irradiés.

La méthode d'oscillations proposée par Trétiakoff est une manière élégante de résoudre ce problème. Elle donne une mesure directe du changement des sections d'absorption et de fission dus aux atomes fissiles ou aux absorbants irradiés :

On fait successivement osciller dans la pile un échantillon de référence et un combustible de même géométrie dont on veut mesurer les propriétés neutroniques.

- L'effet global sur la réactivité du système est en première approximation proportionnel à $\frac{\Delta\eta}{\eta}$.

L'effet local, mesuré à l'aide d'une chambre à dépôt de bore donné la différence entre l'absorption de l'échantillon et celle du combustible de référence.

Cette méthode ne fournit que des valeurs relatives et l'on doit tout d'abord mesurer les signaux donnés par un combustible de référence. On utilise généralement des échantillons à uranium enrichi ou appauvri pour calibrer le signal global, et des échantillons empoisonnés au bore ou au cuivre pour le signal local.

Ces expériences, très sensibles, permettent de déceler des variations de 0.5% sur σ_f et σ_a . Des mesures systématiques de ce type, avec un combustible ayant un pourcentage croissant, de Pu 239 ainsi qu'un rapport Pu 240/ Pu239 variable, fournissent une bonne connaissance des effets respectifs du Pu₂₃₉ et du Pu 240.

Il est aussi possible d'obtenir des points de référence précis en ce qui concerne les propriétés neutroniques de l'U₂₃₅, Pu 239, Pu 240 en fonction de la température, par des mesures de remplacement progressif de combustibles reconstitués. Cette méthode de substitution, bien au point, permet de mesurer à 100.10^{-5} près les différences entre les coefficients multiplicateurs des réseaux de référence et des réseaux substitués:

En résumé, quatre types d'expériences compléteront nos connaissances sur l'évolution d'un combustible :

- Des mesures de spectres avec différents types de détecteurs
- Des analyses isotopiques de combustibles irradiés.
- Des expériences d'oscillations de combustibles reconstitués.

- Des expériences de remplacement progressif de combustibles reconstitués.

III-3 Comparaison avec les piles à eau lourde.

En guise de vérification des hypothèses prises pour les différentes valeurs des sections effectives, nous avons comparé le bilan neutronique d'un réacteur à graphite type EDF 2 et celui d'un réacteur à eau lourde EL 4 tel qu'il est cité par Naudet.(Ref.7). De plus afin de montrer les tendances de l'évolution de la filière graphite nous avons aussi choisi un réacteur avancé caractérisé par un rapport de modération plus faible et un élément combustible annulaire à forte section d'uranium.

Dans le tableau V les absorptions et les taux de production sont exprimés en barns par atome fissile initial

Tableau 5

	EDF 2 Graphite		Filière avancée		Eau lourde EL 4	
Combustible	U. Mo		U naturel		U O2	
$\bar{\varphi}$ mm	18-40		77-95		Grappes 18 cravons	
Rapport de modération	58		53		33 (equival.métal)	
Gaine	Mg		Mg		Beryllium	
Irradiations de rejet	4000		4000		9300	
	Neutrons absorbés produits		Neutrons absorbés produits		Neutrons absorbés produits	
U 235	476	968	479	968	330	678
U 238	372+157	38	373+182	38	372+185	41
Pu 239	296	554	325	602	400	774
Pu 240	16		19		46	
Pu 241	7	17	9	20	26	58
U236, Pu242 etc.	3		3		3	
Xe	23		31		35	
Sm	7		9		11	
Autres P.F	18		18		43	
Modérateur	91		73		15	
Gaines-Bouchons	12		15		3	
Isolement tube de force	0		0		47	
Matériau de structure	16		0		0	
TOTAL	1337+57	1539+38	1354+182	1590+38	1331+185	1510+41
	1494	1577	1536	1628	1516	1551

A 4000 MWj/T il existe donc pour un réseau graphite, infini, 5600 à 6000 pcm excédentaires. En comptant 2500 à 3500 pcm pour les fuites et la réactivité nécessaire à l'aplatissement, et 1000 p cm de réserve, on voit qu'il est raisonnable, du strict point de vue neutronique d'espérer atteindre des taux de rejet de 5000 à 5500 MWj/T.

Quant à la filière eau lourde, toujours à cause de la réactivité nécessaire pour l'aplatissement, l'irradiation de rejet se situerait vers 8300 MWj/T. Ref. (7).

Comme le fait observer Naudet, les possibilités d'irradiations dépendent essentiellement des captures parasites dans les matériaux de structure. Ces captures sont de l'ordre de 4.2% à 5.4% des captures totales pour EL 4 suivant que l'on utilise une gaine au Beryllium ou au zirconium, et de 8.5% et 6.5% pour EDF 2 et la pile au graphite avancée ; ces chiffres sont extrêmement voisins.

En effet :

a) la température plus élevée du modérateur (370°C pour la filière graphite contre 60°C dans les piles à eau lourde) multiplie par deux environ, les sections d'absorption et de fission du plutonium 239 des réacteurs graphite-gaz. On voit d'ailleurs clairement sur le tableau V l'importance du plutonium 239 dans le bilan neutronique des piles à graphite.

b) d'autre part, la tendance à des rapports de modération de plus en plus faible pour la filière graphite améliore aussi le bilan de réactivité au cours de l'irradiation.

En conclusion, compte tenu des hypothèses prises pour les sections effectives le tableau V montre comment s'établissent les bilans neutroniques des différentes filières et permet de comprendre pourquoi les écarts entre les taux de rejet des piles à graphite et des piles à eau lourde n'est pas aussi grand qu'on aurait pu le croire à priori.

CHAPITRE IV

COMPARAISON DES APLATISSEMENTS PAR POISONS ET PAR GAVAGE

IV-1 Introduction

Il est souhaitable, afin d'extraire le maximum de puissance d'une pile, d'obtenir un rapport : flux moyen dans l'uranium/flux maximum dans l'uranium, aussi élevé que possible, et donc de réaliser un profil radial de flux aplati. Deux méthodes permettent de déformer la courbe du flux en J_0 d'une pile homogène :

- Par empoisonnement de la région centrale.

L'addition d'absorbants permet d'obtenir un laplacien radial nul dans cette zone. Notons que la mise en place dans la zone centrale de combustible appauvri entraîne aussi un aplatissement du flux.

- Par gavage, en diminuant le pas de la zone centrale.

La puissance extraite croît alors sous l'effet simultané d'une amélioration de l'aplatissement et d'un plus grand nombre de canaux dans la zone centrale.

Dans l'annexe III de la deuxième partie de cette étude nous avons trouvé des formules simples qui donnaient le coefficient multiplicateur K_2 de la zone périphérique d'une pile aplatie par poisons et par gavage.

Les notations étaient les suivantes :

M_{\parallel}^2 et M_{\perp}^2 : longueurs de migration axiale et radiale

He et Re : hauteur et rayon extrapolés

R : Rayon de coeur

Ra : Rayon de la zone aplatie

x : $\frac{Ra}{R}$

y : $\frac{Ra}{Re}$

1 + G : Rapport des surfaces de cellule périphérique et centrale.

s = 0.435 G Paramètre proportionnel au saut du flux thermique à la frontière des deux zones d'une pile aplatie par gavage.

IV - 2 Aplatissement par poisons

L'aplatissement se traduit par une augmentation des fuites dans la zone périphérique. Pour une pile juste critique, de rapport de modération uniforme et aplatie par poisons nous avons :

$$K_2 = 1 + M_{\parallel}^2 \left(\frac{\pi}{He} \right)^2 + M_{\perp}^2 \chi \left(\frac{J}{Re} \right)^2$$

avec $\chi > 1$

Le spectre étant constant sur toute la pile, un calcul avec une théorie à un groupe rend bien compte des résultats. Nous avons vu (2ème partie) que χ peut s'écrire :

$$\chi = \frac{0,426}{(1-y)^2} \left[1 + 0,25(1-y) + 0,28(1-y)^4 \right]^2$$

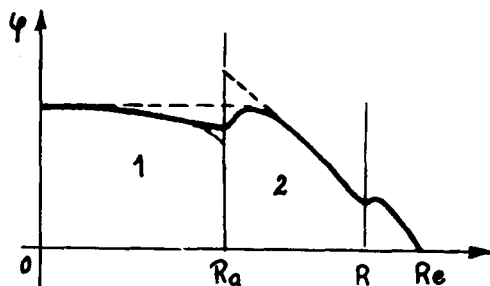
Le rapport du flux moyen au flux maximum est :

$$\alpha = 1,293 - 0,861 \frac{R}{R+75} + 0,564 \left(\frac{Ra}{R} \right)^{1,3}$$

IV-3 Aplatissement par gavage

A la différence du cas précédent, le laplacien n'est pas nul dans la zone centrale, mais positif. Le flux présente une remontée dans la zone dégavée due à la différence des spectres des deux zones. Il n'est plus alors possible de traiter le problème avec une théorie à un seul groupe.

Si l'on se place dans des conditions telles que les valeurs maxima des flux soient les mêmes dans les régions gavées et non gavées, nous avons (cf. 2ème partie).



$$K_2 = 1 + M^2 // \left(\frac{\pi}{He} \right)^2 + M^2 \perp \left(\frac{1}{Re} \right)^2 (X \cdot dX)$$

avec

$$dX = \frac{s}{s+1} \frac{19.7}{16y(1-y) + 5(1-y)^2}$$

Le pas n'étant pas uniforme dans toute la pile les aplatissements en flux et en puissance ne sont pas égaux. Le rapport du flux moyen dans l'uranium au flux maximum dans l'uranium est alors (cf. 2ème partie).

$$A = \frac{\alpha + Gx^2}{1 + Gx^2}$$

Cependant bien que le laplacien radial ne soit pas nul dans la zone centrale, la forme du flux est suffisamment voisine de celle obtenue dans un aplatissement par poisons pour que l'on puisse garder pour α , la formule paramétrée précédemment trouvée.

Nous voyons donc que :

1°) Le coefficient multiplicateur d'une pile aplatie par poisons doit être supérieur de $M_1^2 \rho_1^1 (x-1)$ à celui d'une pile dont le flux est en Jo.

2°) Dans le cas d'un aplatissement par gavage ce coefficient n'est plus supérieur à celui d'une pile non aplatie que de $M_1^2 \mu_1^2 [(X-dX)-1]$. Le gain de $M_1^2 \mu_1^2 dX$ p.c.m. est du à la courbure du flux dans la zone centrale.

Prenons par exemple une pile dont le rayon vaut 6 m (rayon du coeur 5.25m). Les réactivités nécessaires suivant les deux types d'aplatissement sont les suivantes :

A	0.7	0.75	0.8	0.85
Poisons	500	750	1150	1800
Gavage	200	400	700	1400

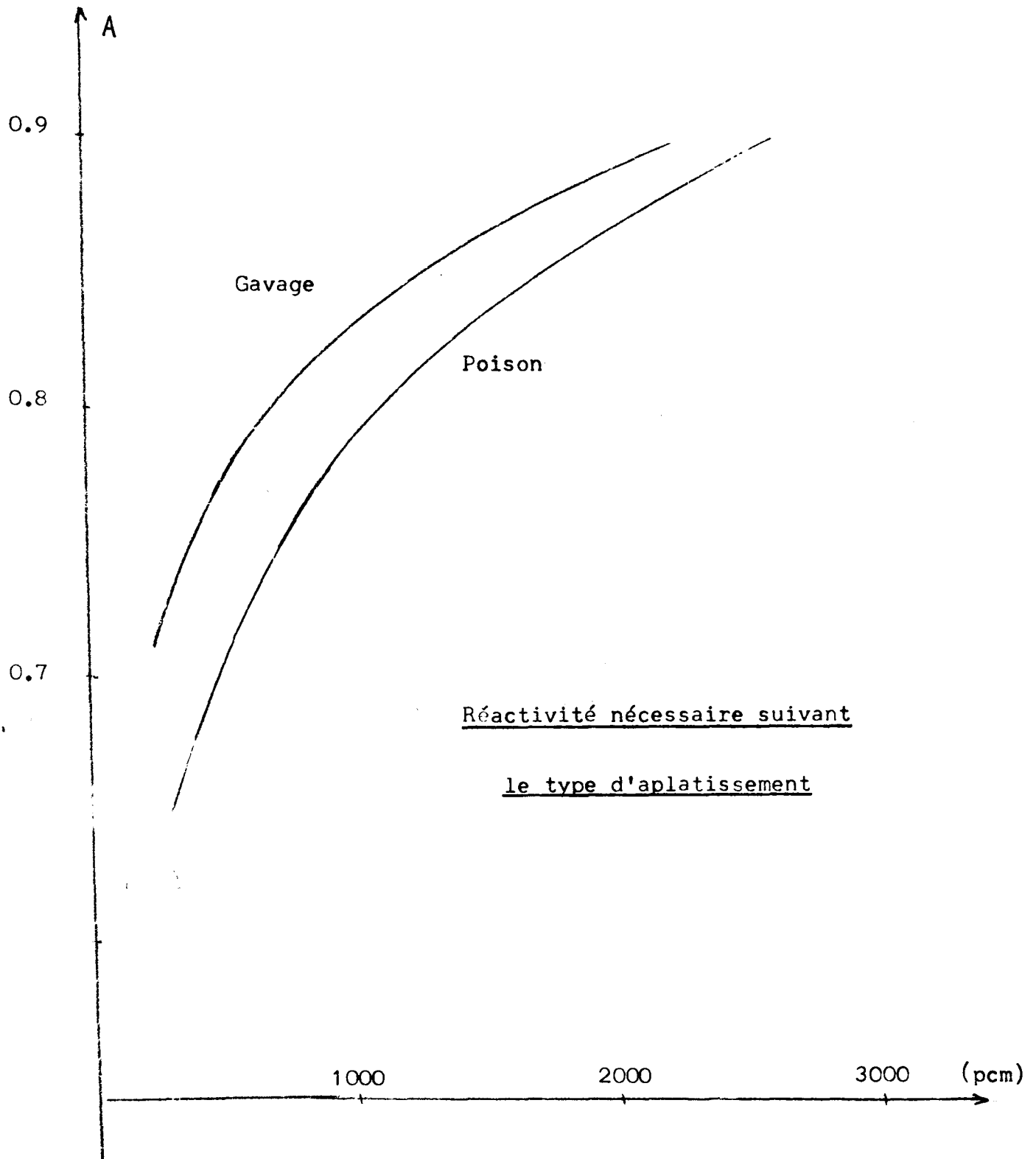
On voit sur la courbe 4 que l'accroissement de l'aplatissement coûte d'autant plus en réactivité qu'il est élevé : 300 pcm font gagner 7% ou 3% sur la puissance, suivant que l'aplatissement de départ est de 0.75 ou 0.8.

Le choix de A lors de l'établissement d'un projet est donc un compromis entre :

D'une part un aplatissement faible, mais pour lequel une erreur minime sur la réactivité ferait perdre beaucoup sur la puissance thermique.

D'autre part, un aplatissement élevé qui coûte cher en réactivité.

On choisit ainsi généralement une valeur de A voisine de 0.8 qui permet de concilier l'investissement en réactivité et la perte due aux erreurs possibles de calculs.



Réactivité nécessaire suivant
le type d'aplatissement

Figure 4

IV-4 Conclusion - Intérêt du gavage

L'aplatissement par gavage permet de gagner sur deux hostes simultanément. D'une part, grâce à la plus grande quantité d'uranium placé dans la région centrale, la puissance extraite croît de 1.5% environ. D'autre part nous avons vu que pour un même réseau périphérique, et un même aplatissement, le gain de réactivité est de 400 à 500 pcm.

En effet, un neutron absorbé par un poison est définitivement perdu, mais s'il est capturé par l'uranium 238, (cas d'un aplatissement par gavage ou par uranium appauvri) il donne naissance à du plutonium 239.

Ainsi pour EDF2, tandis que l'écart de réactivité entre zone centrale et zone périphérique est de 2000 pcm pour la pile vierge, il n'est plus que de 950 pcm à l'irradiation de 4000 MWJ/T. (Cf 1ère partie, courbe 1). Cet effet sera d'autant plus important que le rapport de modération de la zone centrale sera plus faible. L'évolution permet ainsi de récupérer les neutrons initialement investis dans l'aplatissement, contrairement à ce qui se passe si l'on utilise des poisons. Il est de même possible de prolonger l'irradiation de la zone centrale, ou encore à irradiation donnée, de transférer en périphérie des éléments contenant plus de plutonium.

CHAPITRE V

ETUDE DES REGIMES TRANSITOIRES

Un cycle à "circulation idéale" a été défini précédemment (1ère partie) comme une répartition uniforme de combustible irradié entre 0 et l'irradiation de rejet. Compte tenu des permutations de trois cartouches de la zone froide placées ensuite dans la zone chaude, et de la répartition en cosinus du flux axial, on a montré que l'on pouvait obtenir une courbe donnant la réactivité en fonction de l'irradiation, très proche de l'état idéal.

Cette étude avait été conduite en supposant un régime à l'équilibre. On se propose maintenant de connaître les variations de réactivité de la pile au cours de la période transitoire.

V-1 Performances de l'appareil de déchargement

Le profil radial aplati d'une pile type EDF 2 entraîne l'existence de deux zones dont les caractéristiques sont très différentes :

A) Zone centrale

Le flux est radialement constant. Afin de répartir l'irradiation uniformément entre 0 et l'irradiation de rejet Z_m on est tenté de commencer le déchargement dès l'instant initial et d'étaler au maximum le renouvellement du combustible. L'irradiation moyenne est alors $\frac{Z_m}{2}$ et l'on perd ainsi une demi-charge.

Il est donc économiquement plus avantageux de différer le début du déchargement. On montrera cependant que trop attendre conduit à une perte de réactivité inadmissible. De plus les probabilités de ruptures de gaines peuvent devenir importantes et les performances demandées à l'appareil de déchargement trop élevées.

B) Zone périphérique

On s'impose de retirer les cartouches lorsqu'elles atteignent l'irradiation maximum fixée. Comme on peut en première approximation admettre que le flux varie linéairement en fonction du carré du rayon l'appareil de déchargement est sollicité d'une manière sensiblement uniforme en cours du temps.

Différer le déchargement conduit donc à des périodes de pointes ou de creux suivant que l'on décharge la zone périphérique seule ou les deux zones simultanément.

C) Choix du degré d'étalement optimum

Il apparait donc comme un compromis entre :

- a) La perte sur le combustible
- b) Les performances neutroniques
- c) La capacité de l'appareil de déchargement
- d) L'importance des ruptures de gaines

Une étude complète représente un travail considérable qui dépasse le cadre de ce rapport. Par la suite , le début du déchargement sera simplement différé au maximum dans les limites de possibilités neutroniques, et l'on s'assurera qu'un tel choix entraîne des valeurs acceptables pour les points (c) et (d).

Comme les réserves de réactivité des zones centrales et périphériques différent, l'implantation des barres de contrôle n'est pas la même dans chacune de ces régions. On étudiera donc ces 2 zones séparément, la liaison entre les deux régions étant imposée par la condition de criticalité de la pile.

Afin de mieux comprendre la déformation des courbes de réactivité, différents schémas de déchargement ont été abordés dans un ordre de complexité croissante.

V-2 Etude de la zone centrale

A) Etalement unité

On voit, figure 5 l'allure des courbes B et C des K_{∞} en fonction du temps pour différentes valeurs de l'irradiation de rejet, compte tenu des permutations axiales.

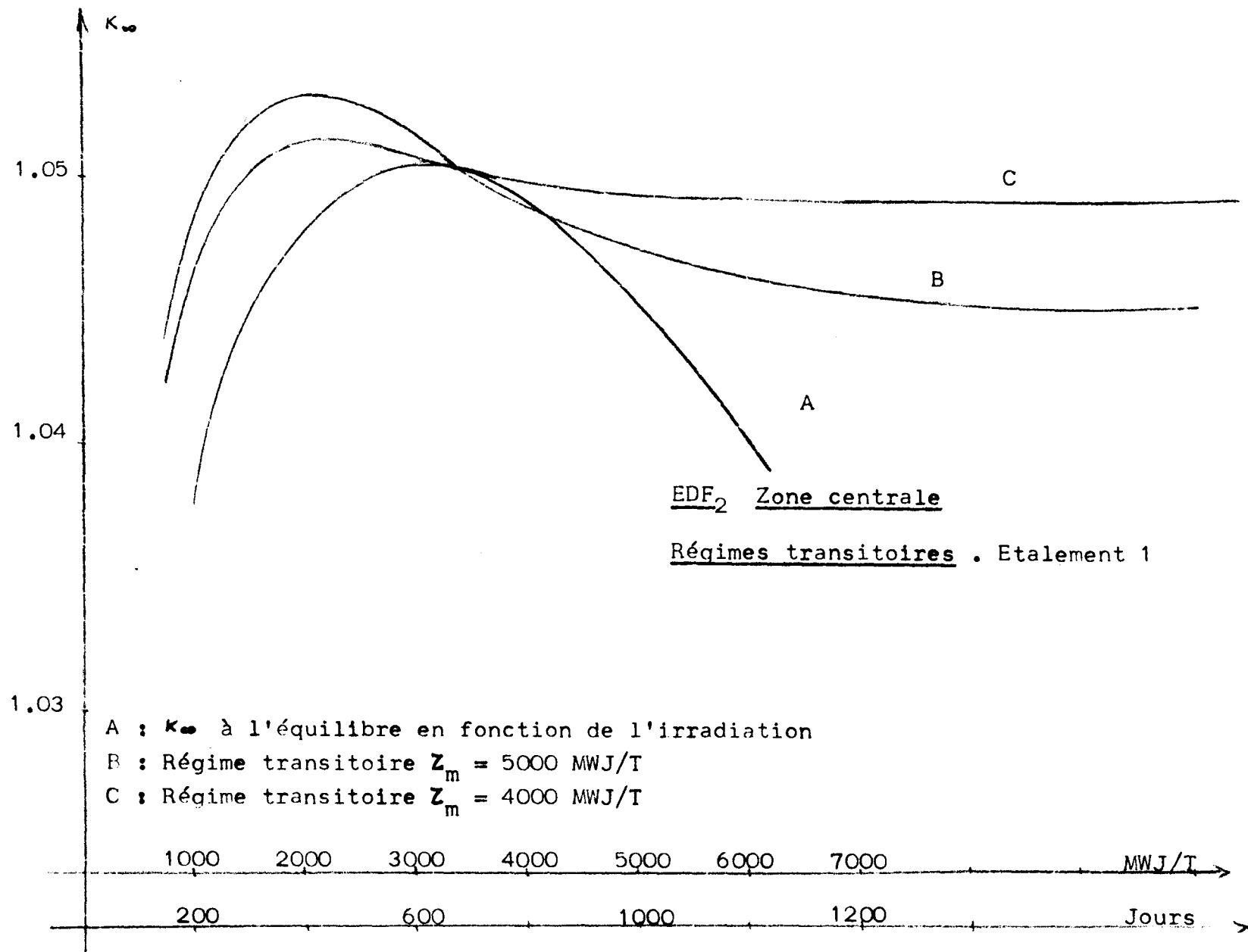


Figure 5

La courbe A donne le coefficient multiplicateur à l'équilibre en fonction de l'irradiation. Dans cet exemple et dans la suite de ce chapitre le passage de l'échelle des irradiations maximum à celle des temps se fera en supposant une puissance spécifique de 5 MW/T. Une variation de celle-ci se traduira par un simple changement d'échelle de l'axe des abscisses.

La réactivité passe par un maximum et n'atteint son équilibre qu'à la fin du deuxième chargement. On montre en annexe que toutes les courbes passeraient par le sommet de A et que l'équilibre serait atteint à la fin de la première charge s'il n'y avait pas de permutations axiales.

B) Étalement variable

On a tout d'abord supposé que le rythme de déchargement était imposé. Il est bien entendu qu'un dépassement de l'irradiation maximum de rejet ne peut être alors envisagé que s'il porte sur un nombre restreint de canaux au cours d'une période limitée de la vie du réacteur, le risque d'incident étant ainsi faible.

De la même manière, on pourra envisager un rythme de déchargement supérieur au rythme nominal pendant de brèves périodes si l'irradiation de rejet est une limite impérative.

a) Rythme de déchargement constant

Un étalement unitaire fait perdre une demi-charge de combustible. Nous supposons maintenant que le déchargement ne commence qu'au temps X jours après le démarrage du réacteur, à un rythme $\frac{1}{R} = \frac{1}{Z_m} \cdot T/MWJ$.

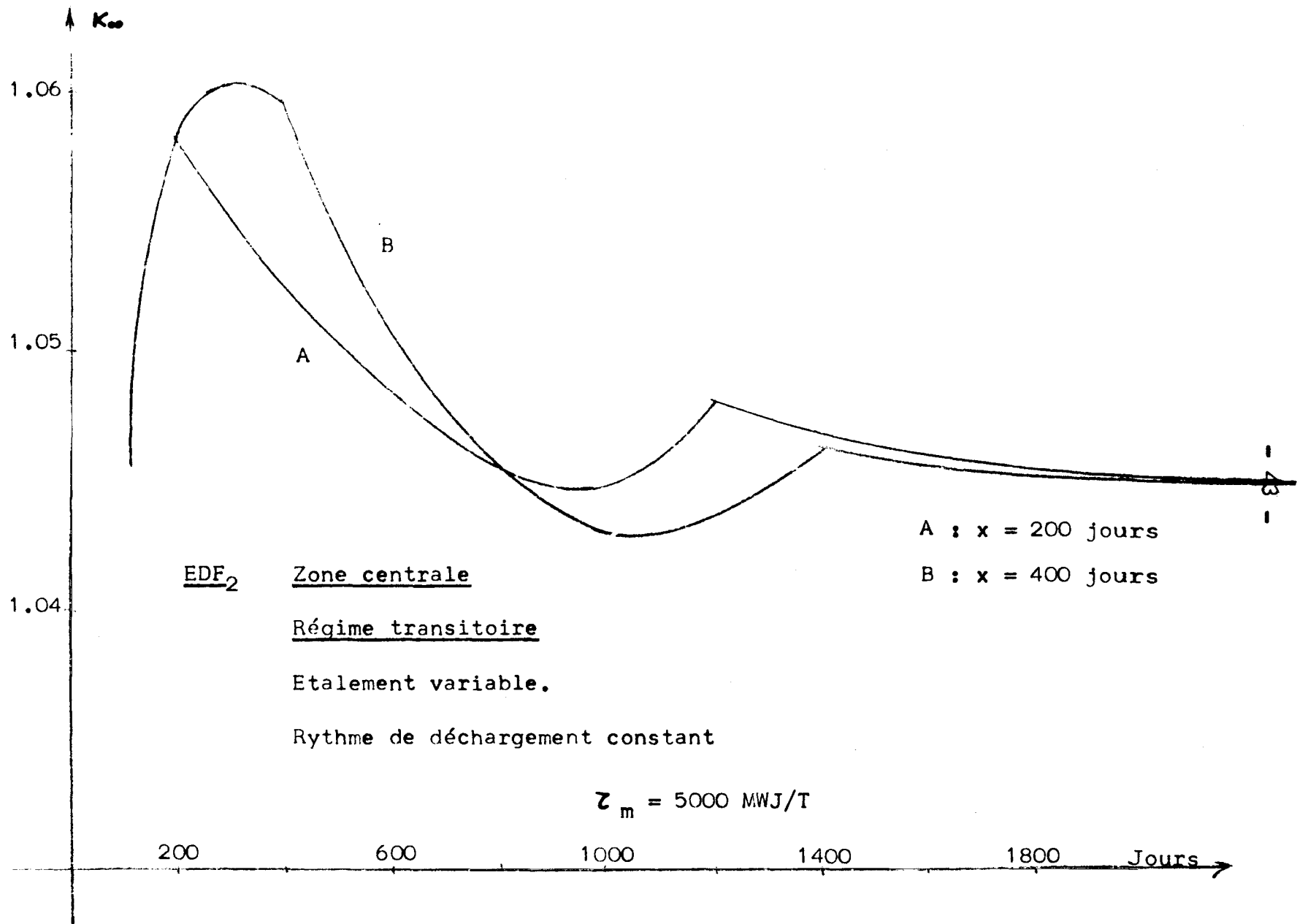


Figure 6

La figure 6 montre que la réactivité passe par maximum puis un minimum. L'équilibre est encore atteint à la fin du deuxième déchargement, mais une partie du combustible a reçu une irradiation Z_0 supérieure à l'irradiation de rejet Z_m

$$Z_0 = Z_m + X P_{\text{puis. spécif. maxi}}$$

b) Rythme de déchargement variable

Dans le cas où Z_m ne doit pas être dépassé, la première charge est renouvelée à un rythme plus rapide que les charges ultérieures. Fig. 7. On remplacera d'abord le combustible à la cadence

$$1/R_1 = \frac{1}{Z_m - X P} T / MWJ \quad \text{puis au rythme constant} \quad \frac{1}{R_2} = \frac{1}{Z_m} \quad .$$

Le minimum de réactivité est moins accusé que sur la figure précédente. Bien que l'équilibre ne soit rigoureux qu'à la fin de la 3ème charge, on peut le supposer atteint à la fin de la seconde à moins de 100 pcm près.

Nous adopterons le schéma de déchargement décrit ci-dessus comme étant le plus vraisemblable. A savoir :

- Combustible immobile pendant un certain temps (OA)
- Déchargement à un rythme $1/R$ (AB)
- Déchargement à un rythme plus lent $1/R_2$ (BC)

En pratique on laisserait le combustible immobile un certain temps après le renouvellement de la première charge (B), afin d'éviter de décharger du combustible n'ayant reçu que l'irradiation $Z = X P_0$. Mais cette hypothèse entrainerait un programme de calcul

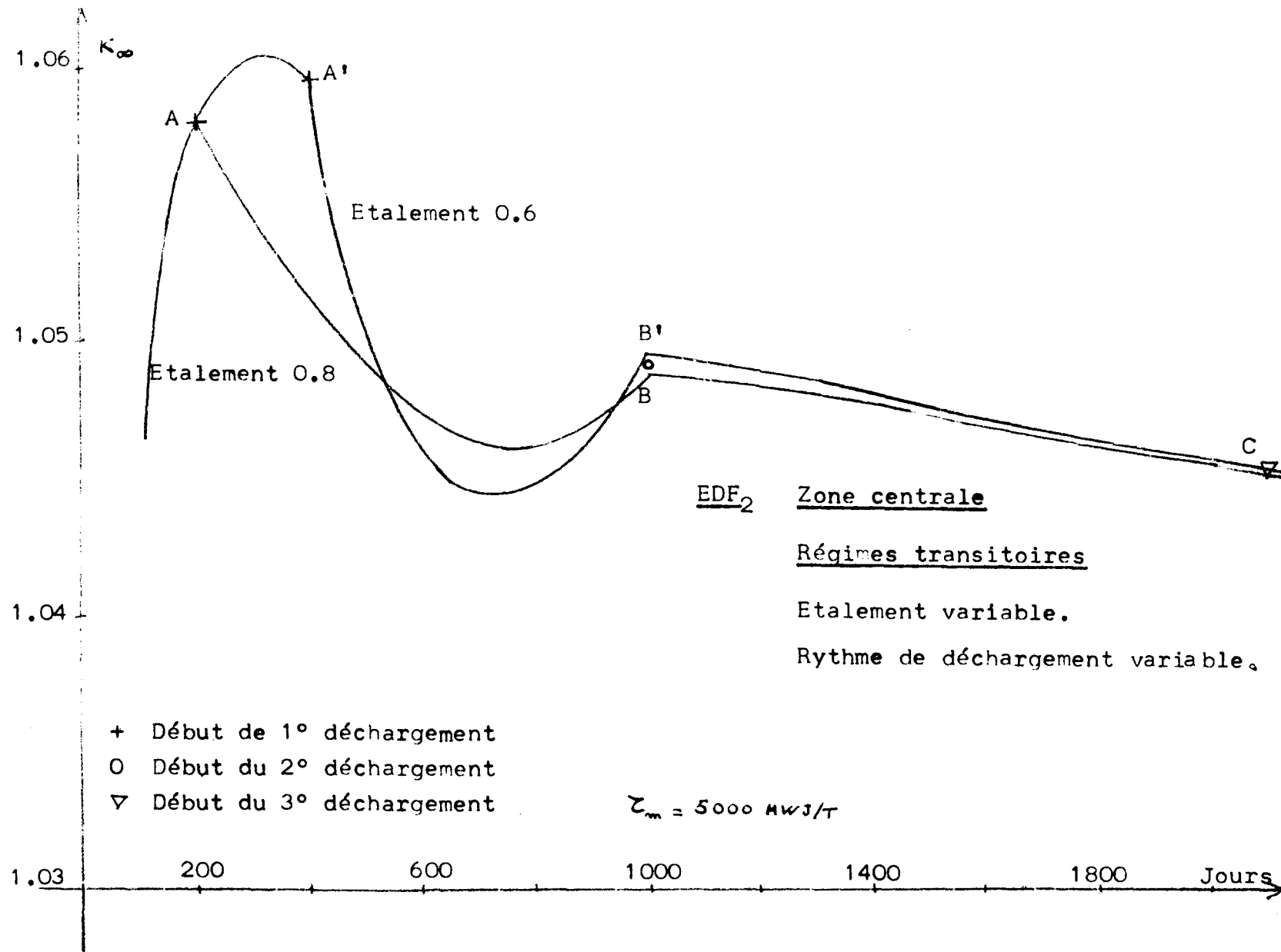


Figure 7

plus complexe sans apporter de grandes modifications aux conclusions du schéma étudié. En première approximation X sera choisi ici de telle manière que la réactivité minimum ne soit pas inférieure à la réactivité à l'équilibre. Pour $Z_m = 5000 \text{ MWJ/T}$, X est de l'ordre de 250 jours.

V-3 Etude de la zone périphérique

Le flux radial varie linéairement entre φ_{max} et $0,3 \varphi_{\text{max}}$. On suppose de plus que chaque canal est retiré dès qu'il a atteint l'irradiation maximum.

Après une croissance rapide la courbe de réactivité (fig.8) est de forme sinusoïdale et présente une série de maximum et de minimum alternés. Comme les fuites axiales, radiales, et la réserve de réactivité représentent respectivement 1100, 3000 et 1000 pcm, le minimum de réactivité doit correspondre à $5100 \cdot 10^{-5}$ environ.

L'allure des courbes donnant les coefficients multiplicateurs des deux zones étant connues, il reste à vérifier que les hypothèses précédentes ne conduisent pas à une cadence de déchargement trop élevée en période de pointe.

Pour une zone centrale et une zone périphérique de 800 et 1200 canaux respectivement, une irradiation de rejet de 5000 MWJ/T , une immobilisation initiale de 250 jours on trouve les cadences suivantes :

Zone centrale : 1 canal par jour

Zone périphérique : 1.2 canal par jour.

Avec les mêmes hypothèses, mais en supposant une irradiation de rejet de 3500 MWJ/T , les cadences seraient de 1.8 et 1.7 canaux pour les zones centrales et périphériques.

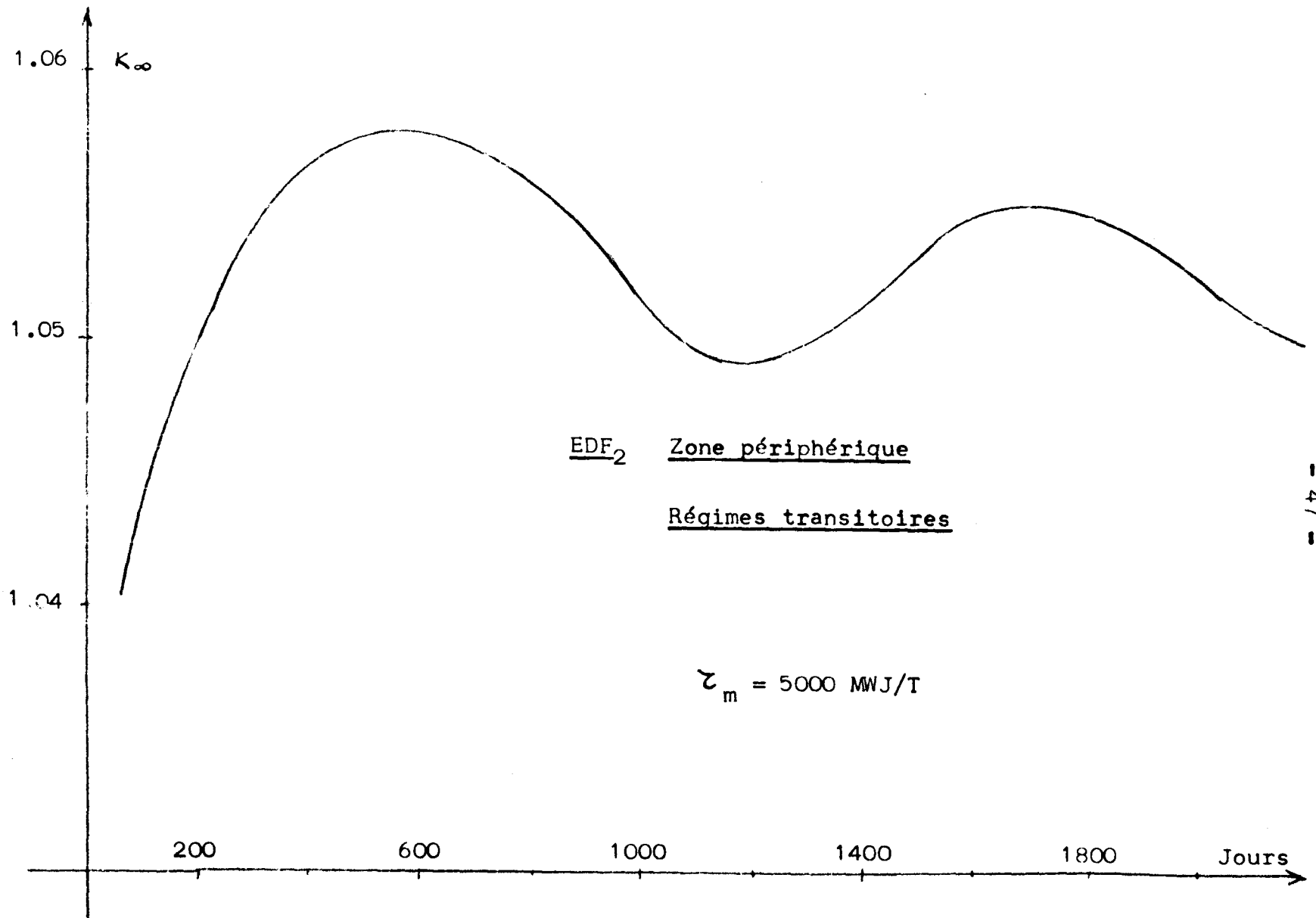


Figure 8

On voit ainsi que dans-les deux cas, un appareil de déchargement pouvant accepter des rythmes de l'ordre de 3 à 5 canaux par jour laisserait une marge de sécurité suffisante pour décharger sans délai des éléments combustibles ayant subi une rupture de gaine.

V-4 Conséquences pratiques pour le contrôle du réacteur

Les courbes précédentes représentent les coefficients multiplicateurs et ne tiennent pas compte des fuites respectives des deux zones. La fig.9 donne les réactivités transitoires pour une pile qui a été optimisée pour une irradiation de 5000 MWJ/T.

Les bilans neutroniques se décomposent ainsi :

<u>Zone Centrale</u>		<u>Zone périphérique</u>
Fuites axiales	1100 pcm	1100 pcm
Fuites radiales	500 pcm *	3000 **
Réserve	1000	1000
Excès de réactivité	2000.	0.

* De la zone centrale vers la zone périphérique

** Dont 1500 sont nécessaires pour obtenir l'aplatissement radial du flux.

1) Dans la zone centrale il existe toujours un excès de réactivité important 2000 pcm environ, qui peut être absorbé au moyen de poisons par exemple.

2) Au début de la vie du réacteur, il manque 1500 pcm, ceci pendant 4 mois environ.

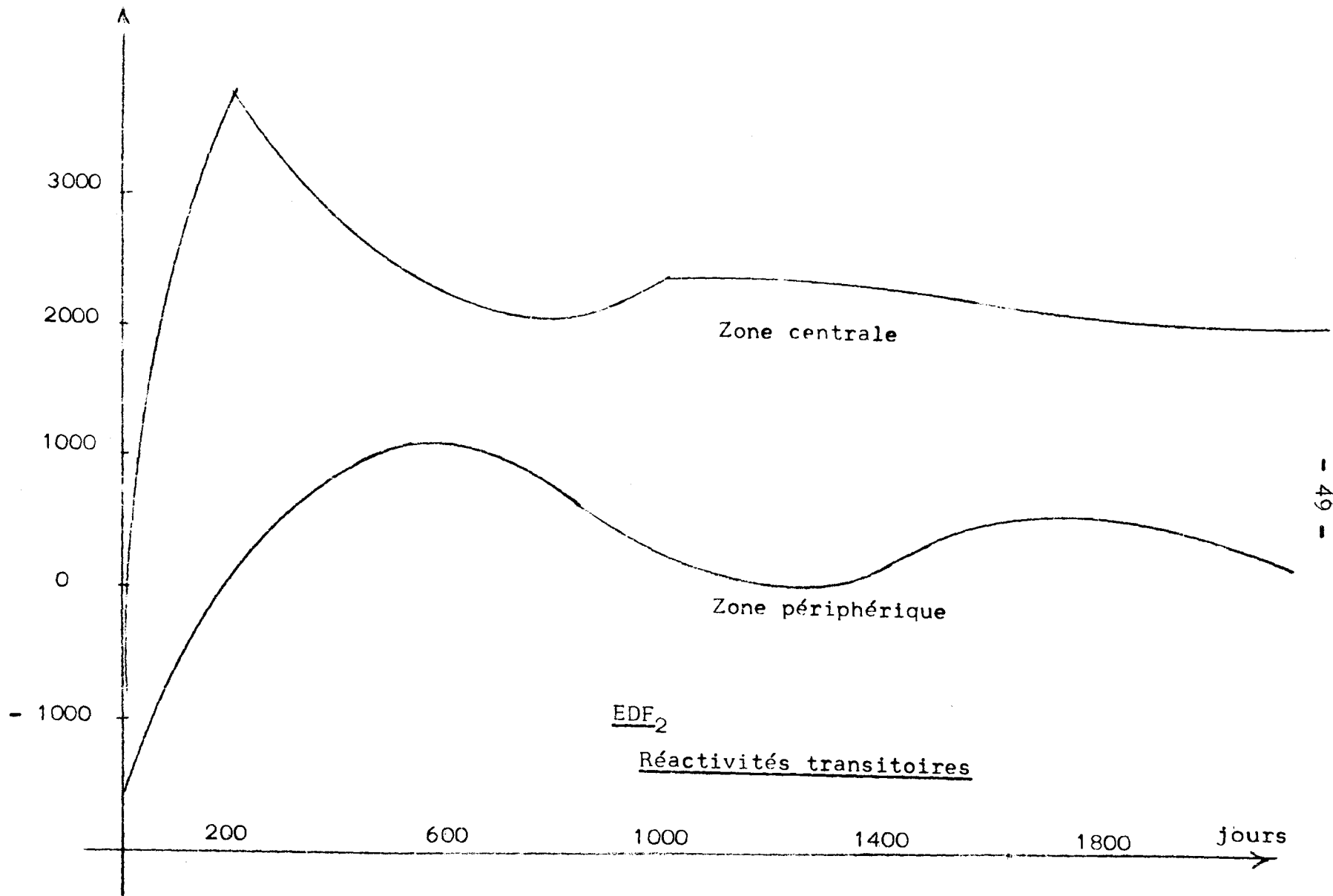
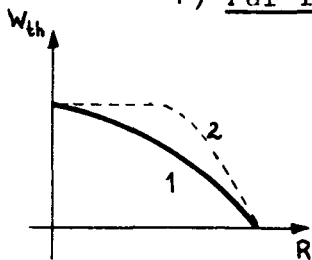


Figure 9

La réactivité apportée par le plutonium au cours de l'évolution a en effet permis de calculer une pile d'une taille inférieure à celle qui aurait été définie avec un réseau vierge. Il en résulte un bilan neutronique déficitaire pendant une courte période de démarrage, tant que la quantité de plutonium fourni n'est pas suffisante.

On dispose en fait de 500 pcm environ qui sont investis dans le contrôle. Plusieurs solutions se présentent alors pour gagner les 1000 pcm nécessaires.

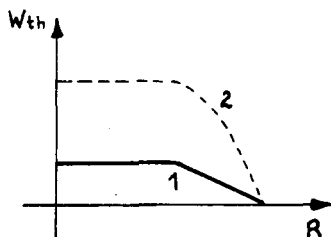
1) Par réduction de l'aplatissement A



- 1. Puissance lors du démarrage
- 2. Puissance à l'équilibre.

On perd dans ce cas, d'une part sur la puissance thermique (Celle-ci diminue proportionnellement à A) d'autre part sur le rendement. Les débits de CO_2 sont en effet réglés pour une courbe de flux nominale, et les canaux étant moins chargés sont alors trop refroidis. La puissance électrique diminue d'autant.

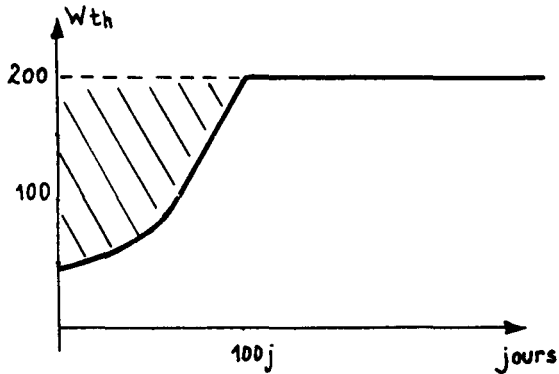
2) Par réduction de la puissance spécifique, en conservant A



Une réduction de la puissance spécifique maximum de 5 à 1 MW/T permet de gagner 1100 pcm sur l'effet xénon. Dans ce cas le rendement n'est pas modifié et l'appareil de déchargement n'a pas de travail supplémentaire pour faire varier le rayon de la zone gavée

La solution la meilleure semble être un compromis entre ces deux hypothèses.

On peut aussi envisager d'enrichir la zone périphérique pour la première charge seulement. Il faudrait alors dans une pile comme EDF 2, 60 kg d'U 235 supplémentaire soit une dépense de $3 \cdot 10^6$ F.



Par rapport à un démarrage sous puissance réduite cette méthode permettrait de gagner $240 \cdot 10^6$ kwh environ (aire hachurée). Le coût du kwh de démarrage serait alors de 1.25 c et l'on voit immédiatement l'intérêt d'une telle solution.

CHAPITRE VI

INFLUENCE DE L'ADDITION D'UN ELEMENT D'ALLIAGE ET D'UN LEGER ENRICHISSEMENT DU COMBUSTIBLE

VI-1 Introduction.

Afin de réduire les déformations et les modifications physiques de l'uranium irradié, on peut avoir intérêt à utiliser un combustible légèrement allié.

L'addition de Molybdène par exemple évite un grossissement trop important du grain et empêche les déformations de surface. Les possibilités de flambage des tubes d'uranium sont ainsi diminuées.

Les études précédentes ont été faites en supposant un combustible allié à 1.1% de Molybdène. On étudie dans ce chapitre l'influence d'addition croissante de Molybdène dans la mesure où l'emploi de combustible fortement allié serait nécessaire du point de vue métallurgique pour prolonger l'irradiation.

Pour chacune des teneurs en Molybdène on a optimisé le réacteur, suivant la méthode exposée dans la 2ème partie, en cherchant le minimum de la somme " investissements et consommation actualisée".

Dans la suite, la pile de référence emporte 1.1 % de Molybdène, l'irradiation de rejet étant de 3500 MWj/T, et c'est à un tel réacteur que sont comparés les coûts des différentes piles.

VI-2 Influence de l'élément d'alliage

L'addition de Molybdène détériore le bilan neutronique. Pour le rétablir il faut diminuer l'aplatissement. Ainsi à puissance thermique donnée, le rayon du coeur augmente et par conséquent le prix des investissements, comme l'indique le tableau ci-dessous :

TABLEAU 6

z	3500			4000			5000		
	% Mo	A	Rcm	P _{ot} *	A	Rcm	P _{ot} *	A	Rcm
0	0.908	499	392.86	0.900	497	375.01	0.895	513	356.6
0.5	0.892	518	394.91	0.879	515	379.67	0.865	523	361.81
1.1	0.863	537	401.43	0.862	543	386.66	0.834	552	369.20
1.5	0.847	558	406.88	0.833	559	392.70	0.811	579	378.98
2	0.817	585	414.58	0.803	593	402.76	0.749	613	392.21

* P_{ot}: Prix total de la partie optimisée

S'il est nécessaire d'utiliser un combustible contenant 2% de Molybdène pour atteindre 5000 MWj/T le volume du coeur augmente de 30% par rapport à celui d'une pile utilisant du combustible avec 1.1 % de Mo mais dont l'irradiation de rejet ne serait que de 3500MWj/T.

La décomposition des différents postes de prix est la suivante : (Prix en M.F)

Réacteur	Rcm	Investissements	Première charge	Cons.ac-tualisée	Secondaire	Total
I 3500-1.1% MWJ/T	537	155.47	70.56	122	53.4	401.43
II 5000 2% MWJ/T	613	173.26	81.35	86.2	51.4	392.21

Bien que les coûts des investissements et de la première charge augmentent la diminution du poste "consommation" actualisée est telle que le réacteur II permet encore une économie de 9.10^6 F. Le calcul des prix du réacteur ne tient pas compte des charges fixes. En supposant que l'optimisation ne porte que sur les deux tiers du coût réel, ce gain correspond à 1.5% du prix total.

A teneur en Molybdène donnée nous avons déjà vu que lorsque l'irradiation augmente les gains passent par un maximum qui résulte de la compétition entre la diminution du poste cycle de combustible et l'augmentation des investissements. Ces maximums seront d'autant plus bas que la teneur en Molybdène est élevée, il en sera de même pour les irradiations optimum. (fig.10)

On remarque que pour des teneurs en Molybdène inférieures à 1.1% les taux de rejet optimum sont supérieurs à 6500 MWj/T.

Cependant les incertitudes deviennent d'autant plus grandes que les taux de rejet sont élevés. D'autre part, en cas de déchargement défectueux le cycle de circulation idéal n'est pas atteint et une région du réacteur comporte du combustible immobile. Des irradiations de rejet trop élevées conduiraient à des zones où le κ_{∞} local serait très faible et donc à des perturbations locales du flux.

Comme les courbes précédentes sont très aplaties on a toujours intérêt à se placer à gauche de l'optimum et donc en pratique à ne jamais dépasser 6500 MWj/T.

Il n'est pas possible actuellement de relier l'irradiation de rejet à la teneur en Molybdène. Cependant les courbes 10 permettent de trouver la plage de variations de ces irradiations pour un pourcentage déterminé en Molybdène. La limite supérieure est fixée par l'irradiation qui donne le gain maximum. On a pris pour limite inférieure l'irradiation correspondant à un gain de 5.10^6 F.

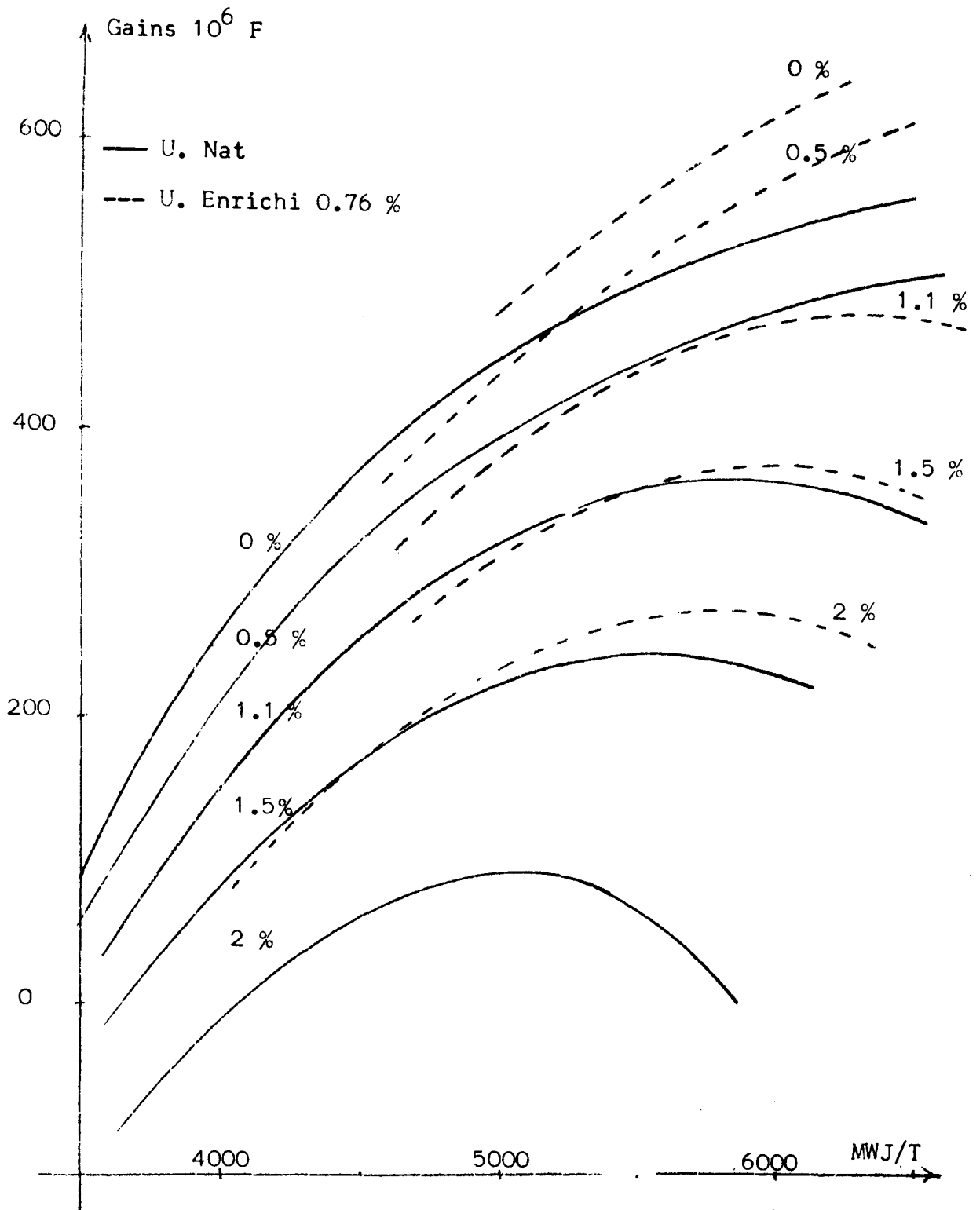


Figure 10

La figure (11) donne la déformation de ces plages avec le pourcentage d'alliage, ainsi que l'allure des isogains. Les résultats ont été repris ci-dessous :

Teneur en Mo		Irradiation Optimum	Irradiation correspondant à un gain de $5 \cdot 10^6$ F (en F)
0		6500	3400
	gain	56	5
0.5		6500	3500
	gain	51	5
1.1		6000	3700
	gain	37	5
1.5		5500	3800
	gain	24	5
2		5000	4300
	gain	9.5	5

L'emploi de combustible fortement allié n'est donc souhaitable que si l'on est assuré d'augmenter nettement les taux de rejet. Il faut ainsi espérer atteindre 4500 MWj/T environ avec 2% de Mo.

A 5000 MWj/T par ex. la décomposition des différents postes de prix en (10^6 F) est la suivante :

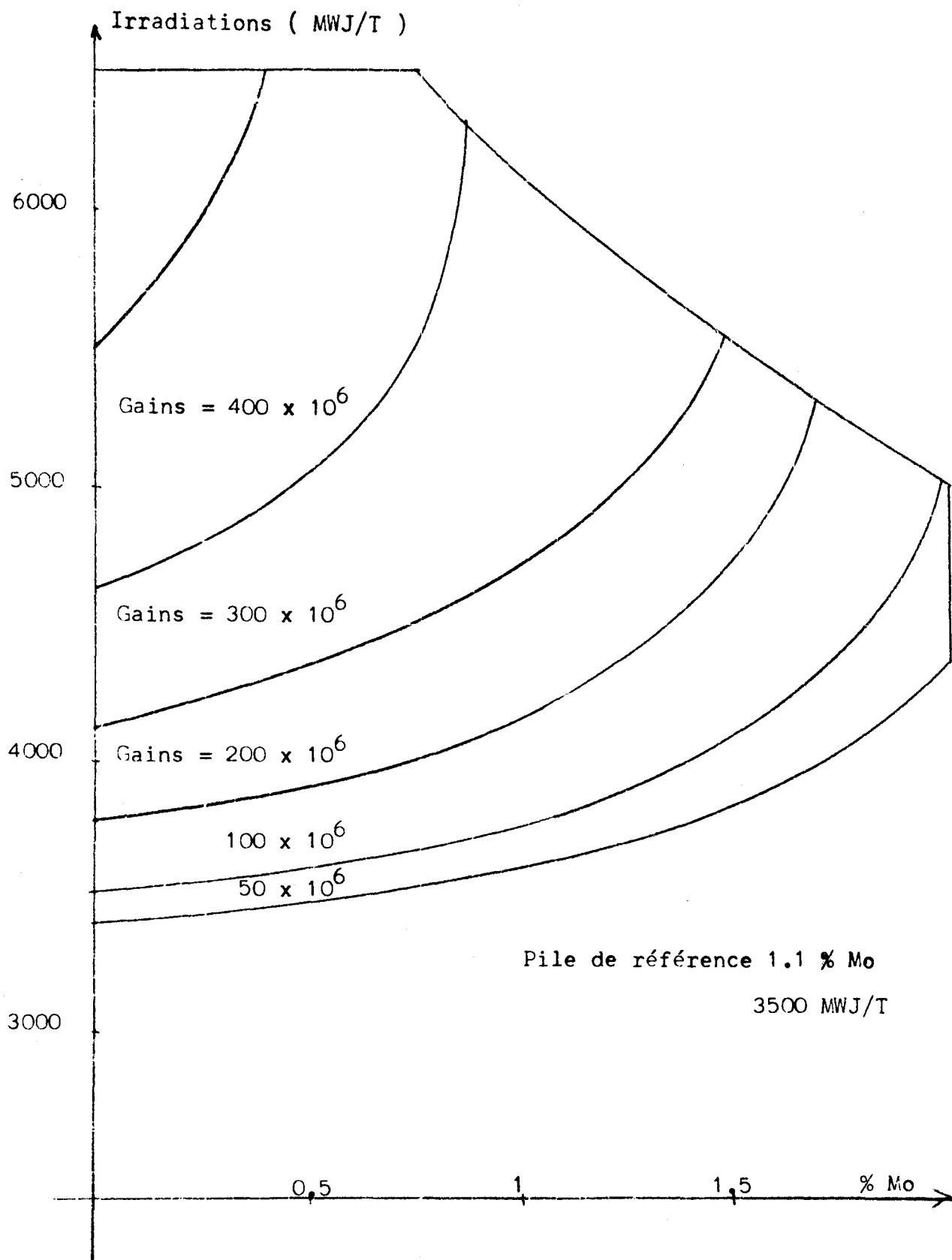


Figure 11

Teneur en Mo	0.5	1.1	1.5	2
Investissements première charge exclue	153.1	157.9	164.9	168.4
Première charge	71.1	73.9	75.8	86.2
Gains par rapport à 3500 MWj/T 1.1%Mo	40	32	23	9

Grace au gain sur l'ensemble "investissements et première charge", l'utilisation d'un combustible allié à 0.5% de Mo, au lieu de 2%, diminue le coût total charges fixes comprises, de 5% environ.

On met ainsi en évidence l'importance de bien connaître l'influence du matériau de structure sur la tenue du combustible. Une teneur en molybdène élevée grève fortement le prix de la pile et n'est possible que si l'irradiation maximum de rejet est en contrepartie fortement relevée.

VI-3 Influence d'un léger enrichissement

L'addition de Molybdène est une contrainte imposée par la tenue de l'uranium aux fortes irradiations. Pour du combustible très allié il est nécessaire d'augmenter beaucoup la taille des piles afin de disposer d'une réactivité suffisante. Nous avons vu qu'à 5000 MWj/T, l'emploi d'un combustible à 2% au lieu de 0.5% de Mo augmente le volume du coeur de 30%. On peut se demander s'il ne serait pas plus avantageux de compenser ce défaut de réactivité au moyen d'un léger enrichissement. Comme l'étude des régimes transitoires a mis en évidence que seule la réactivité de la zone périphérique limitait les performances du réacteur, on placera le combustible enrichi dans cette région.

Dans tout ce qui suit le prix de l'uranium enrichi et celui donné par le barème américain 1963

Enrichissement	0.72	0.75	0.80	0.85
Prix au kg non gagné (F)	135	149	169	193

A) A irradiation fixée, quand l'enrichissement E croît la taille de la pile diminue. Le coût des investissements commencent par décroître car le gain dû à la diminution de la taille de la pile l'emporte sur l'augmentation du poste "première charge". Pour des valeurs plus élevées de l'enrichissement, le coût de l'U 235 ajouté est tel que le prix des investissements s'élève (cf Tableau 7).

Le coût du réacteur passe donc par un minimum lorsque E augmente. On remarque aussi que le poste "consommation actualisée" croît avec E d'autant plus vite que le nombre de jours de marche actualisée est grand.

On a tracé (graphique 12 et 13) les variations avec l'irradiation de rejet des postes investissements et consommation actualisée pour différentes valeurs de l'enrichissement.

Tableau VII

IRRADIATION DE REJET : 5000 MWJ/T

1.1% de Molybdène

Enrichissement	0.72	0.76	0.78	0.9	1.01
R (cm)	551	516	508	480	480
U ₂₃₅ supplémen- taire (kg)	0	69	95	160	210
Investissements Première charge com- prise (10 ⁶ F)	231.6	223.1	221.6	217	217.5
Consommation actua- lisée (10 ⁶ F)	86.2	89.2	90.6	98	107
Prix total primaire (10 ⁶ F)	317.8	312.3	312.2	315	324.5

Variations des investissements (première charge comprise)

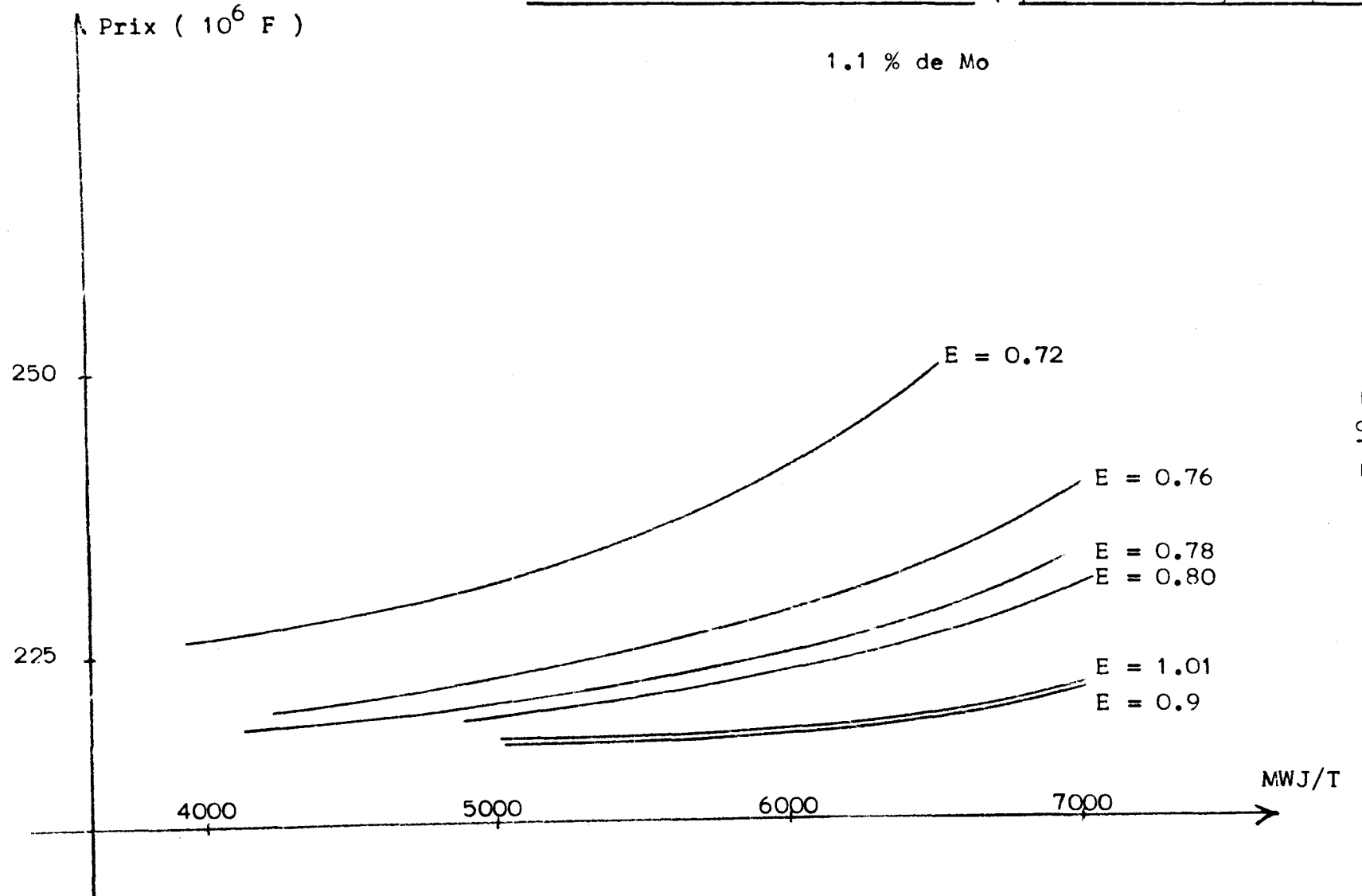


Figure 12

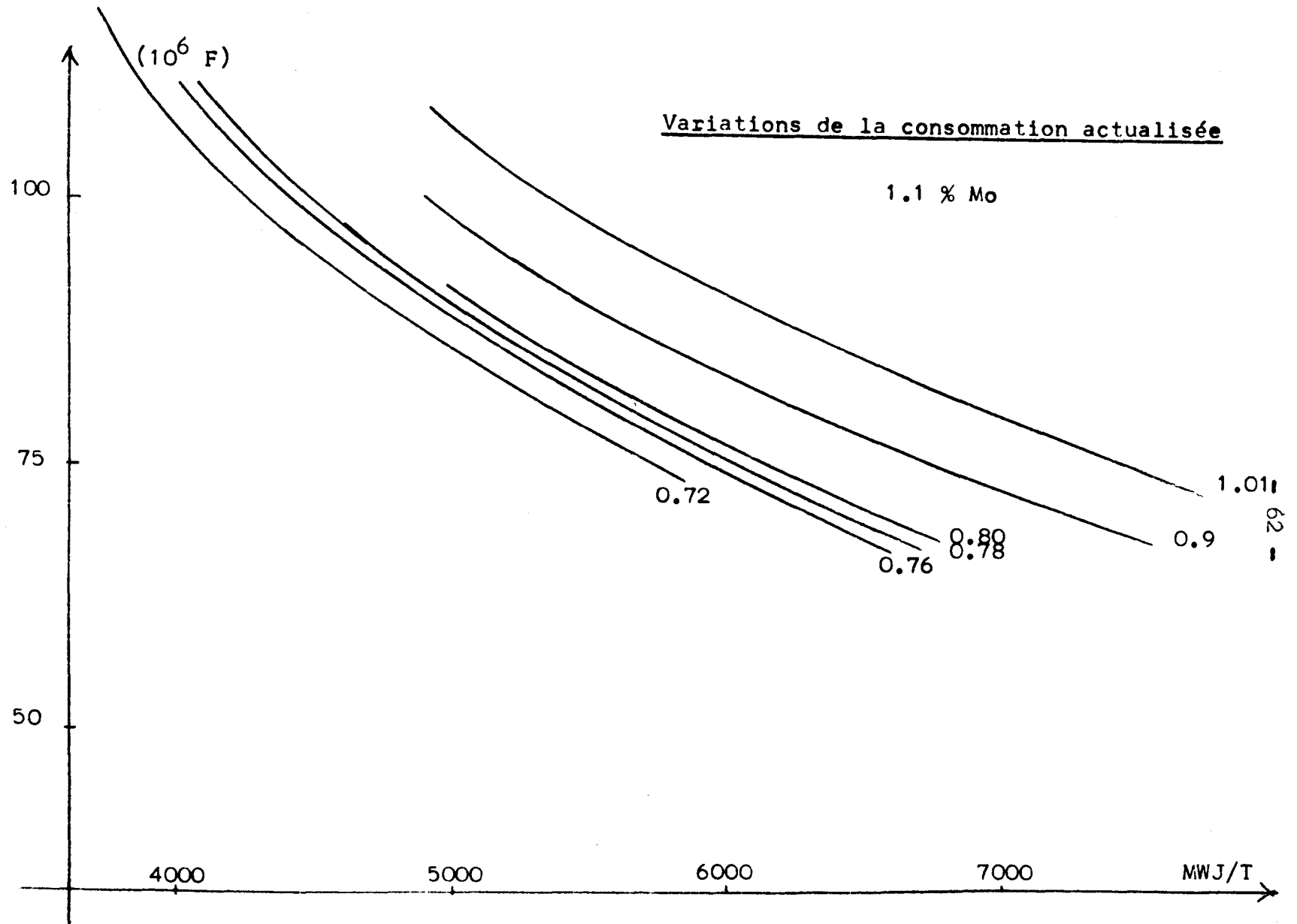


Figure 13

On remarque (courbe 12) que l'on perd sur les investissements quand E dépasse 1% environ, et ceci quelque soit l'irradiation.

Les courbes 13 correspondent à 2000 jours de marche actualisée. Une augmentation de ce nombre, pénaliserait les faibles irradiations de rejet et l'enrichissement optimum, à irradiation donnée, se déplacerait vers des valeurs plus faibles. Dans le cas d'EDF 2, les valeurs de l'enrichissement sont respectivement 0,78% et 0,76% pour 2000 ou 3000 jours actualisés.

B) A irradiation de rejet variable et enrichissement constant les courbes de variations du prix total de la pile sont d'allures paraboliques comme celles que nous avons trouvées pour l'uranium naturel.

On peut comparer sur le graphique 10, les familles de courbes correspondants à l'uranium naturel et à un enrichissement de 0,76%.

Pour une même teneur en Molybdène, les gains maximum augmentent avec l'enrichissement . Ils correspondent d'ailleurs à de irradiations de rejet de plus en plus élevées.

Le tableau (8) et le graphique (14) donnent les différences entre les gains maximums que l'on pourrait obtenir avec une pile enrichie et le gain maximum d'une pile à uranium naturel, à même teneur en Molybdène. On a également relevé les irradiations optimums de rejet (Gains en $10^6 F$).

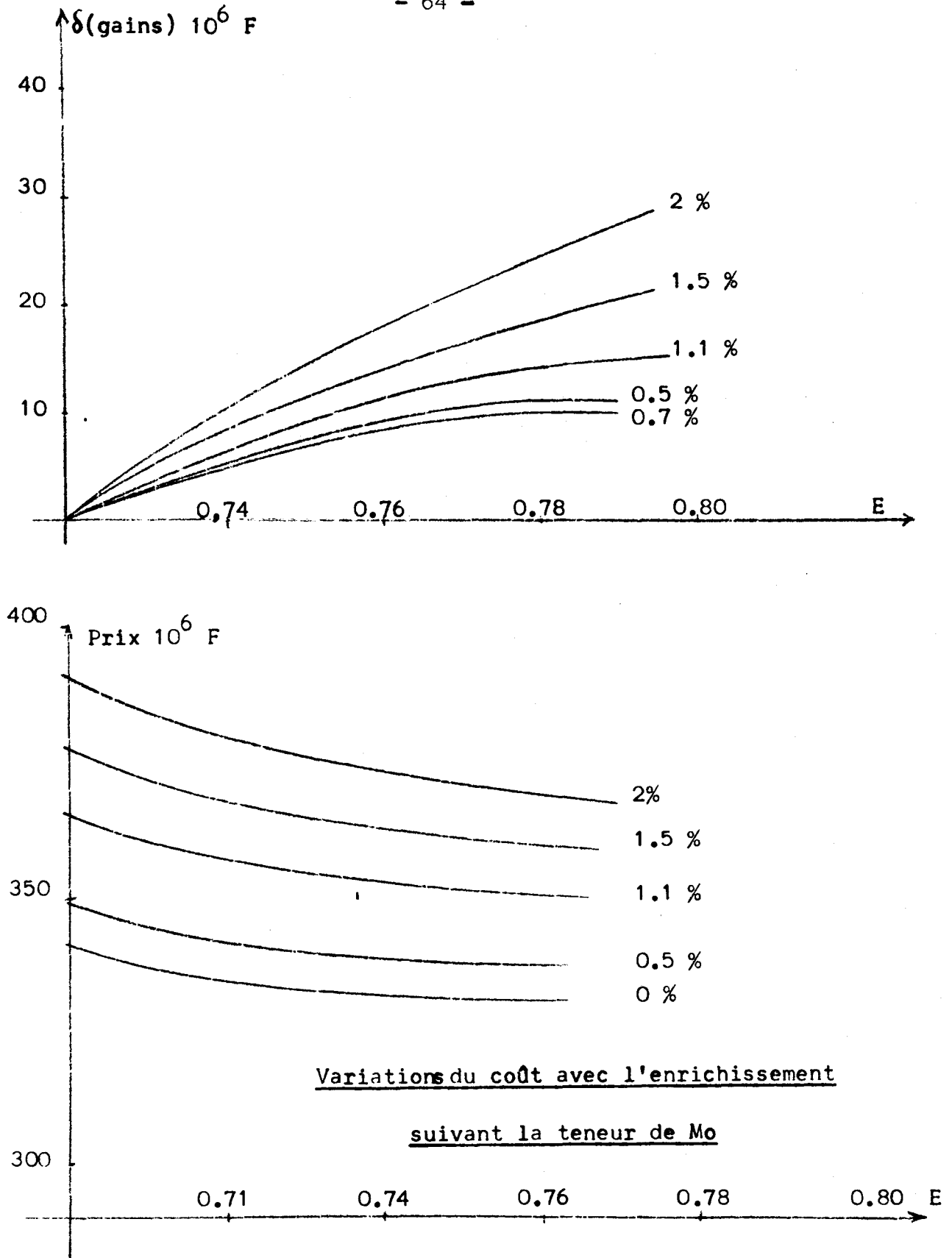


Figure 14

Tableau VIII

Mo		E	0.72	0.76	0.78
		0	δ (gain)	0	8
Z MWJ/T	> 6500		> 6500	> 6500	
0.5	δ (gain)	0	8.2	12	
	Z	> 6500	> 6500	> 6500	
1.1	δ (gain)	0	11.5	14.5	
	Z	6000	6300	> 6500	
1.5	δ (gain)	0	14	18.4	
	Z	5500	6000	6300	
2	δ (gain)	0	18.2	24.4	
	Z	5000	5800	6400	

1°) Les courbes (14) sont d'~~allures~~ paraboliques très aplaties. Bien qu'il soit aventureux de parler actuellement d'irradiations dépassant 6.500 MWj/T, on peut montrer, en prolongeant les calculs jusqu'à des taux de rejet de 7.000 à 8.000 MWj/T, que les gains diminuent quand l'enrichissement devient trop élevé, la valeur de l'optimum est 0.93% dans le cas d'EDF2 par exemple avec 1.1% de Mo.

2°) Plus la teneur en molybdène est basse, plus l'intérêt de l'enrichissement est douteux. Le bilan neutronique est en effet suffisant pour construire des piles bien aplaties, il faut donc une importante dépense en uranium enrichi pour améliorer leurs performances.

On a tracé sur le graphique (14) les variations du coût total du réacteur (investissement et consommation actualisée) en fonction de l'enrichissement. Les gains maximums sont les suivants :

10^7 F avec 0.5% de Mo
 15.10^6 F avec 1,1% de Mo
 30.10^6 F avec 2 % de Mo

Si l'on admet qu'un gain n'est significatif que s'il dépasse 5.10^6 F on remarque que les avantages apportés par l'enrichissement sont relativement faibles pour les teneurs en Molybdène inférieures à 0.5% et deviennent importants lorsque le combustible comporte plus de 1,1% de matériau de structure.

En supposant , comme précédemment que l'optimisation ne porte que sur les deux tiers du coût réel, les gains sont de 1,9% 2,7 % et 5% pour les trois teneurs en Molybdène citées.

Etant donnée la forme des courbes, on a toujours intérêt à se placer à gauche du minimum. Les risques sont en effet plus faibles, d'autre part, l'utilisation de la matière fissile ajoutée est meilleure, le nombre de fissions par atome fissile initial étant plus grand.

Il n'est donc pas intéressant de dépasser des enrichissements supérieurs à 0,76% quand le pourcentage de Molybdène est inférieur à 1,1%, l'enrichissement optimum passe à 0,8% s'il y a 2% de matériau de structure.

Pour du combustible du type EDF 2, avec 1,1% de Molybdène, enrichi à 0,76%, le gain total serait de 1,7%. Il est donc faible sans être négligeable.

TABLEAU IX

E	3500					4000					5000					6000					
	A	R	Pp	U*	Pot	A	R	Pp	U*	Pot	A	R	Pp	U*	Pot	A	R	Pp	U*	Pot	
Q72	0	0908	499	21746	0	39286	0895	497	21571	0	37501	0899	513	219	0	3566	0866	514	221,82	0	344,72
	1.1	0863	537	226,03	0	401,43	0862	543	227,36	0	38666	0834	552	231.6	0	3692	0792	575	241,7	0	364,59
	2	0817	585	239,18	0	41458	0803	593	243,46	0	40276	0749	613	254.6	0	3922					
Q76	0	0936	484	211,36	38	390,19	0936	487	211,93	38	37427	0923	485	212,94	41	353,1	0909	493	216,1	45	341.4
	1.1	0905	514	219,62	46	39887	0893	510	220,50	49	38340	0879	516	223,07	53	363,69	0886	534	228,85	57	354,47
	2	0874	548	229,18	53	40886	0861	547	230,74	56	39401	0834	558	237,21	65	378,33	0791	586	247,5	77	373,77
078	0	0950	480	210,20	(55	390,81	0949	482	210,77	55	37465	0942	486	213,01	58	354,4	0925	486	214,3	65	340,71
	1.1	0920	504	217,51	66	39881	0908	499	218,26	72	383,09	0900	508	221,57	75	363,7	0883	521	225,21	82	353,18
	2	0890	530	225,73	78	407,73	0889	537	227,15	79	392,25	0856	538	232,49	94	375,6	0835	566	239,65	100	367,31

* kg d'U₂₃₅ ajoutés

Les conclusions relatives au gain sur le coût total de la partie optimisée c'est à dire sur la somme des investissements et de la consommation actualisée, sont à fortiori valables pour les coûts des cycles de combustible comme le montre le tableau suivant.

Z	E	0.72	0.76	0.78
4000	Première charge(10^6 F)	71.6	71.2	71.3
	Consommation actualisée	107	110.6	112.5
	Coût Cycle(centime)	1.19	1.21	1.22
5000	Première charge	73.9	73.2.	72.7
	Consommation actualisée	86.2	89.2	90.6
	Coût Cycle(centime)	1.05	1.07	1.08
6000	Première charge	76.7	75.7	74
	Consommation actualisée	72.2	74.9	76.2
	Coût du cycle	0.99	1	1.01

VI-4 Comparaison avec les piles à eau lourde.

On aurait pu croire, à priori, qu'un léger enrichissement était très avantageux, or, nos conclusions différent assez nettement de celles auxquelles arrive Naudet pour un réacteur à eau lourde (ref.7), nous analyserons donc dans ce paragraphe les causes de ce désaccord apparent.

Les caractéristiques nécessaires au calcul des coûts des cycles sont résumées dans le tableau (X).

Tableau X

	Pile à graphite avancée	Pile à eau lourde
Irradiation de rejet (U.nat)	5500	8600
Puissance Spécifique moyenne	4 MW/T	18 MW/T
Rendement	0.31	0.34
Prix du kg du combustible gainé (U.nat)	200 F	400 F (gainage Béryllium)
Réactivité nécessaire pour prolonger l'irradiation de 1000MWj/T	1250	800

On remarque que la pente de la courbe de réactivité est plus faible dans le cas de la pile à eau lourde, essentiellement à cause de la valeur inférieure de la section d'absorption du Pu 239.

Le coût du cycle de combustible se décompose en :

Prix de la première charge ou investissement initial

Prix de la consommation actualisée.

Rappelons que l'investissement initial est inversement proportionnel à la puissance spécifique moyenne.

Les dépenses actualisées sont proportionnelles au nombre de jours de fonctionnement actualisés et inversement proportionnelles à l'irradiation de rejet.

Enfin, le total des dépenses de combustible est inversement proportionnel au rendement et au coût de la tonne de combustible.

Si l'on appelle Z l'irradiation de rejet du combustible.

U le nombre de jours de marche actualisée

P_u le prix au kg. en F de l'uranium gagné,

le coût du cycle de combustible s'écrit donc :

$$C = 10^3 \cdot P_u \cdot \frac{W_{\text{elect.}}}{\eta} \left[\frac{1}{P_{\text{moy}}} + \frac{U_n}{Z} \right]$$

On en déduit les coûts suivants en C/KWh pour les cycles de combustibles des deux types de piles considérées.

	Pile à graphite	Pile à eau lourde
Coût de la consommation actualisée *	0.49	0.57
Coût de la première charge	0.31	0.13
Coût Total	0.80	0.70

* Le nombre de jours de marche actualisée est pris égal à 2100.

2°) Combustible enrichi

Supposons un enrichissement de 0.78%. Le prix du gramme d'uranium 235 supplémentaire étant fixé à 60 F, le coût du kilog, de combustible gagné est majoré de 36F.

Le nombre de pcm apporté par cet enrichissement est de 1.900 environ pour une irradiation de l'ordre de 7000 MWj/T. l'irradiation maximum passe donc à

11.000 pour les piles à eau lourde

7.000 pour les piles à graphite

D'où le tableau ci-dessous :

	Pile à graphite	Pile à eau lourde
Coût de la consommation actualisée (c/KWH)	0.45	0.49
Coût de la première charge (C/KWH)	0.38	0.14
Coût Total(C/KWH)	0.83	0.63

Ainsi pour une pile non optimisée, un léger enrichissement se solde par un gain de 0.07 c/kwh. pour une pile à eau lourde, mais par une perte de 0.03 c/kwh. dans le cas d'un réacteur graphite.

Ceci est du :

a) A l'importance du coût de la première charge des piles à graphite. Leur puissance spécifique est en effet cinq à six fois plus faible que celle des piles à eau lourde.

b) Au rapport : $\frac{\text{Coût U 235 supplémentaire}}{\text{Coût Unat gagné}}$ deux fois plus grand dans le cas de la filière graphite.

En réalité après une optimisation complète, un enrichissement de 0.78% se traduit pour une pile à graphite par un gain de 0.04 c/kwh si l'on garde les mêmes hypothèses sur les irradiations de rejet.

L'intérêt de l'enrichissement pour la filière graphite n'est donc pas aussi évident qu'on aurait pu le croire à priori. Nous avons vu que pour des combustibles à basse teneur en Molybdène le gain était faible (2% environ du prix total charges fixes incluses Cette valeur peut être portée à 5% pour des taux plus élevés. Loin d'être négligeables, ces gains ne permettent pas d'envisager l'utilisation éventuelle d'uranium enrichi avec autant d'intérêt que dans le cas d'une pile à eau lourde.

Les conclusions précédentes reposent essentiellement sur le fait que le bilan neutronique d'une pile à graphite - uranium naturel permet d'atteindre des irradiations de rejet élevées.

5.500 MWj/T. Le chapitre III a cependant montré que les erreurs sur la courbe d'évolution pourraient être de l'ordre de 1000 pcm à 4000 MWj/T. Comme on peut admettre qu'il revient au même de manquer de réactivité ou d'utiliser un combustible plus allié, il est facile de connaître la répercussion sur les résultats d'erreurs éventuelles sur la courbe d'évolution.

* 1.% de Molybdène correspond à une perte de $1400 \cdot 10^{-5}$ environ.

CONCLUSION

L'ensemble de cette étude a permis de montrer qu'il était réaliste du point de vue neutronique d'envisager des irradiations de rejet de 5000 à 5500 MWj/T. Il n'est nullement nécessaire d'enrichir le combustible, même s'il est allié à 1.1% de Molybdène pour atteindre un tel taux. En effet le bilan neutronique d'un réacteur graphite-gaz, s'il n'est pas aussi bon que celui d'une pile à eau lourde s'en rapproche sensiblement. Ceci est dû :

- A la température élevée du modérateur, (350° C au lieu de 60°C pour la filière à eau lourde) ce qui multiplie par 1.5 environ les sections d'absorption et de fission du plutonium 239.

- A la tendance à avoir des rapports de modération de plus en plus bas pour la filière graphite.

L'utilisation d'uranium très faiblement enrichi, avec un pourcentage inférieur à 0.8 n'est donc intéressant que si les erreurs sur les variations de réactivité en fonction de l'évolution sont importantes, 1000 pcm par exemple à 4000 MWj/T, ou encore si l'on doit employer un combustible allié à près de 2% de Molybdène .

Il en résulte qu'il faut connaître avec précision la courbe d'évolution du combustible, la marge d'erreur souhaitable ne devant pas dépasser 250 pcm environ à 4000 MWj/T. Pour déterminer à la fois l'évolution de la composition isotopique du combustible et l'évolution de ses propriétés neutroniques, il est nécessaire de lancer un programme simultané d'analyses de combustible faiblement irradié et d'expériences d'oscillation dans un empilement chaud.

D'autre part, les paragraphes précédents ont montré l'importance du coefficient de température aussi bien pour les questions d'instabilité que pour les problèmes de démarrage après arrêt.

L'indétermination portant sur ce coefficient ne peut être levée que par des études approfondies sur les différents modèles de thermalisation et par des expériences portant sur des réseaux à la température nominale de fonctionnement.

Cependant, l'inconnue principale reste la tenue de l'uranium aux irradiations élevées et par voie de conséquence l'influence d'un alliage sur l'amélioration des performances du combustible. Il est bien évident que seule la réponse à ces problèmes métallurgiques permettra de savoir si les hypothèses envisagées ci-dessus sont vraisemblables.

B I B L I O G R A P H I E

- (1) Physics experiments in graphite lattices. Par P. Bacher et F. Cogné. Rapport CEA N° 2157.
- (2) Mesures physiques sur les piles de Marcoule. Par A. Teste du Bailler, Rapport CEA N° 2158(1962).
- (3) Physics of natural uranium-graphite power reactors. Par P. Bacher et F. Minnard. American Nuclear Society. San Fransisco. Sept.63.
- (4) Effective cross-sections for thermal reactors. Par J. Horowitz et O. Trétiakoff. EANDC (2) 14.
- (5) Etude d'orientation d'une centrale nucléaire graphite-gaz à éléments combustibles annulaires par P. Bacher et L. Guccia. Bulletin d'informations Scientifiques et Techniques du CEA. Oct. 63.
- (6) Calculated performances of a large natural uranium graphite gas cooled power-reactor. Par P. Bacher. American Nuclear Society San Fransisco. Sept. 63.
- (7) Les cycles de combustible dans les réacteurs de puissance à eau lourde refroidis par gaz. Par R. Naudet et M. Salesse. Société Européenne d'Energie Atomique. Baden. Baden 63.
- (8) L'utilisation du plutonium dans les réacteurs thermiques et rapides. Par J. Bussac, A. Kania, A. Meyer-Heine, G. Vendryes, C.P. Zaleski. Société Européenne d'Energie Atomique. Baden-Baden 63

- (9) Neutron cross-sections and fission parameters of U 233, U 235, and Pu 239, at 2200 m/s, by N.G Sjostrand and J.S Story. AEEW. M. 125.
- (10) Problèmes d'alimentation en combustibles des réacteurs industriels du type Calder Hall. Par R.R Gallic - H.H. GOST - F.C.W. CALDER (Genève 58).
- (11) Notes on the sensitivity of calculated moderator coefficients to the model and cross sections used. Par C.F GRIGGS et H.M SUMMER AEEW.M. 221.

ANNEXE I

ETUDE DES REGIMES TRANSITOIRES

1°) Flux uniforme. Etalement unité. Pas de permutations axiales

Appelons $\rho(z)$ la courbe de réactivité en fonction de l'irradiation pour un combustible immobile et Z_m l'irradiation de rejet. La réactivité correspondant à l'irradiation Z s'écrit pour un déchargement à cadence constante :

$$\rho_1(z) = \left(1 - \frac{z}{Z_m}\right) \rho(z) + \int_0^z \rho(z-x) \frac{dx}{Z_m} \quad \text{avec } z \leq Z_m$$

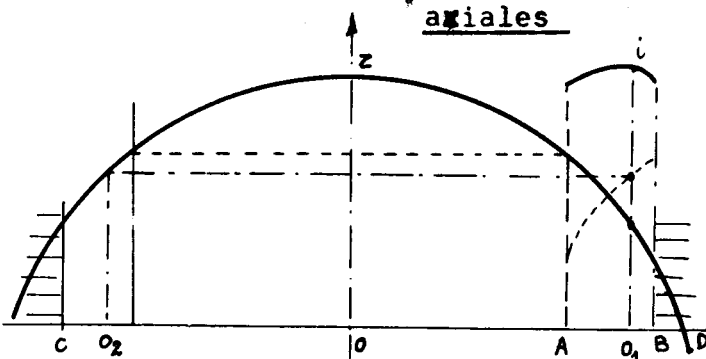
Le premier terme représente la contribution du combustible qui n'a pas encore été changé, le second celle du combustible neuf dont la quantité augmente progressivement

ρ_1 peut encore s'écrire :

$$\rho_1(z) = \left(1 - \frac{z}{Z_m}\right) \rho(z) + \frac{1}{Z_m} \int_0^z \rho(z) dz$$

et l'on voit simplement que ρ_1 passe par le maximum de $\rho_2 = \frac{1}{Z} \int_0^z \rho(z) dz$ or ρ_2 est la courbe de réactivité du cycle idéal.

2°) Etalement unité, flux en cosinus, avec permutations axiales



La variation de l'irradiation le long d'un canal est donnée par la figure ci-contre.

On appelle Z l'irradiation maximum du canal en temps T . L'irradiation d'un point s'abaisse x entre A et B est :

$$o_1 i = Z \cos \overline{O O_1} + Z \cos \overline{O O_2} = Z \cos x + Z \cos y$$

avec $y = \overline{O D} + \overline{O A} - x$

a) $z \leq z_m$

Si α, β, γ sont trois coefficients de pondération pour les carrés des flux sur BO, AC, AB , la réactivité correspondant à z est :

$$\rho(z) = 2\alpha \left(1 - \frac{z}{z_m}\right) \rho(z) + \beta \int_0^z \rho(z-t) \frac{dt}{z_m} + \gamma I_1$$

- Le premier terme est la contribution du combustible qui n'a pas encore été changé.

- Le second et le troisième représentent les contributions des parties AC et AB du combustible dont la quantité augmente progressivement.

Calcul de I_1

Prenons un canal qui a été renouvelé à $(z - dz)$. Un élément dx , s'abscisse x entre A et B, a reçu quand l'irradiation maximum est z , l'irradiation :

$$z_1 = dz \cos x + (z - dz) \cos y$$

la réactivité correspondante est :

$$\rho [dz \cos x + (z - dz) \cos y]$$

La contribution de tous les éléments dx homologues, des canaux déchargés entre 0 et z est donc :

$$I_1 = \left\{ \rho [dz \cos x + (z - dz) \cos y] + \rho [2dz \cos x + (z - 2dz) \cos y] + \dots + \rho (z \cos x) \right\} \frac{dz}{z_m}$$

Soit :

$$I_1 = \frac{1}{z_m (\cos y - \cos x)} \int_{z \cos x}^{z \cos y} \rho(u) du$$

Et l'on a :

$$\gamma I_1 = \frac{\int_A^B \cos^2 x \cdot I_1(z, x) dx}{\int \cos^2 x dx}$$

On pondère de même les deux premières intégrales

2°) $z > z_m$

Prenons comme origine des irradiations le début du second déchargement

ρ s'écrit alors

$$\rho(z) = \beta I_2 + \gamma I_3$$

avec

$$I_2 = \frac{1}{z_m} \int_0^{z_m} \rho(z) dz \quad \text{et}$$

$$I_3 = \frac{1}{z_m \cos x} \int_{z_m \cos y}^{z_m \cos y + z \cos x} \rho(z) dz + \frac{1}{z_m (\cos x - \cos y)} \int_{z_m \cos y + z \cos x}^{z_m \cos x + z \cos y}$$

3°) Etalement variable. Rythme de déchargement constant, avec permutation axiale

Supposons que le début du déchargement commence à z_1

a) $0 < z \leq z_1$

$$\rho = 2\alpha \rho(z)$$

b) $z_1 < z < z_m + z_1$

Si la cadence de déchargement est $\frac{1}{R} = \frac{1}{z_m} T/MWJ$

on aura $\rho(z) = 2\alpha \left(1 - \frac{z-z_1}{R}\right) \rho(z) + \frac{\beta}{R} \int_0^{z-z_1} \rho(z) dz + \gamma I_1(z, x)$

avec

$$I_1(z, x) = \frac{1}{R (\cos x - \cos y)} \int_{z \cos y}^{(z-z_1) \cos x + z_1 \cos y}$$

c) $z > z_m + z_1$

La nouvelle origine des irradiations est $z_m + z_1$

$$\rho(z) = \beta I_2(z, x) + \gamma I_3(z, x)$$

avec

$$I_2 = \frac{1}{z_m} \int_0^{z_m} \rho(z) dz$$

$$I_3 = \frac{1}{z_m \cos x} \int_{z_m \cos y}^{z_m \cos y + z \cos x} \rho(z) dz + \frac{1}{z_m (\cos x - \cos y)} \int_{(z_m + z_1) \cos y + z \cos x}^{(z_1 + z) \cos y + z_m \cos x}$$

4°) Etagement variable. Rythme de déchargement variable, avec permutation.

- a) $0 < z < z_1$
 $\rho = z \alpha \rho(z)$
- b) $z_1 < z < z_m$

le rythme de déchargement est tel que tout est déchargé entre z_1 et z_m
 donc :

$$\frac{1}{R_1} = \frac{1}{z_m - z_1} T / MWJ$$

On a la même loi qu'au § 3. b, R étant remplacé par R_1

- c) $z_m < z < 2z_m$

L'origine des irradiations est alors le début du second déchargement

On adopte un rythme plus lent: $\frac{1}{R_2} = \frac{1}{z_m} T / MWJ$, et

$$\rho(z) = \beta \left[\frac{1}{R_1} \int_0^{[R_1 + (1 - \frac{R_1}{R_2})z]} \rho(z) dz - \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \int_0^z \rho(z) dz \right] + \gamma I_3(z, x)$$

avec :

$$I_3(z, x) = \frac{1}{R_2 \cos x} \left(\begin{array}{l} R_1 \cos y + \left(\frac{R_2 - R_1}{R_2} \right) z \cos y + z \cos x \\ R_1 \cos y + \left(\frac{R_2 - R_1}{R_1} \right) z \cos y + \frac{(R_2 - z)}{R_2 (R_1 - z) (\cos x - \cos y)} \end{array} \right) \left(\begin{array}{l} (z + z) \cos y \\ R_1 \cos x \\ (R_2 + z_1) \cos y \end{array} \right)$$

ANNEXE II

VARIATIONS DE F AVEC LA TEMPERATURE

ET L'EVOLUTION DU COMBUSTIBLE *

Soient V_m le volume de modérateur

V_o le volume de combustible

$\hat{\Sigma}_m$ la section efficace effective macroscopique d'absorption du modérateur

$\hat{\Sigma}_o$ la section efficace effective macroscopique d'absorption du combustible

h le rapport du flux moyen thermique dans le combustible au flux moyen thermique dans le modérateur.

On a, en négligeant la gaine ,

$$\begin{aligned} \frac{1}{f} - 1 &= \frac{V_m}{V_o} \frac{\hat{\Sigma}_m}{\hat{\Sigma}_o} \frac{1}{h} \\ &= X + \frac{V_m}{V_o} \frac{\hat{\Sigma}_m}{\hat{\Sigma}_o} (N+C) \end{aligned}$$

T désignant la température absolue du modérateur, A_1 des quantités indépendantes de la température et de l'irradiation.

$$X = \frac{A_1}{\sqrt{T}}$$

$$N = \frac{A_2}{\sqrt{T}} \hat{\Sigma}_o$$

$$G \approx 1 + \frac{A_3}{\sqrt{T}} \hat{\Sigma}_o$$

d'où $\hat{\Sigma}_m$ étant indépendant de T,

$$\frac{1}{f} - 1 \approx \frac{A_3}{\sqrt{T}} + \frac{A_4}{\hat{\Sigma}_0}$$

soit, en désignant par l'indice 0 les valeurs de référence

$$\frac{1}{f} - 1 \approx \left(\frac{1}{f_0} - 1 \right) \left[(1-h_0) \sqrt{\frac{T_0}{T}} + h_0 \frac{\hat{\Sigma}_0}{\Sigma_0} \right]$$

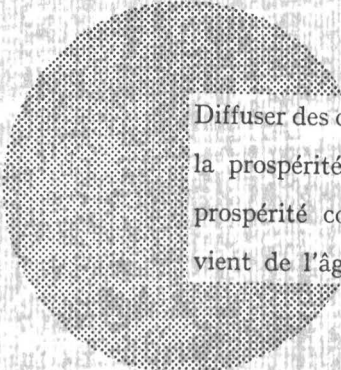
d'où l'on déduit

$$\frac{\delta f}{f_0} = \frac{1}{f_0 + (1-f_0) \left[(1-h_0) \sqrt{\frac{T_0}{T}} + \frac{h_0}{1 + \frac{\delta \hat{\Sigma}_0}{\hat{\Sigma}_0}} \right]} - 1$$

et

$$\frac{\delta h}{h_0} = - \frac{\delta \hat{\Sigma}_0}{\hat{\Sigma}_0} + \frac{1}{1-f_0} \frac{\delta f}{f_0}$$

* Cette étude est due à Monsieur CAILLY Ingénieur au S.P.M.



Diffuser des connaissances c'est distribuer de la prospérité — j'entends la prospérité collective et non la richesse individuelle — et cette prospérité contribue largement à la disparition du mal qui nous vient de l'âge des ténèbres.

Alfred Nobel

EURATOM — C.I.D.
51 - 53, rue Belliard
Bruxelles (Belgique)