PRÉSIDENCE DU CONSEIL

COMMISSARIAT A
L'ÉNERGIE ATOMIQUE

Expériences critiques et sous-critiques sur réseaux U-BeO

par

V. DENIZ, B.V. JOSHI, K. SAHAI
Atomic Energy Establishment Trombay - India

et

P. BENOIST, Ch. GOURDON, J. MARTELLY, M. SAGOT, G. WANNER
Commissariat à l'Energie atomique

Rapport CEA n° **969**

1958

CENTRE D'ÉTUDES
NUCLÉAIRES DE SACLAY
SERVICE DE DOCUMENTATION
Boite postale n° 2 - Gif-sur-Yvette (S.-et-O.)

BENOIST P., DENIZ V., GOURDON C., JOSHI B. V., MARTELLY J., SAGOT M., SAHAI K., WANNER G.

Rapport CEA nº 969.

Expériences critiques et sous-critiques sur réseaux U-BeO.

Sommaire. — Nous avons mesuré par des expériences sous-critiques le laplacien matière de réseaux uranium naturel-oxyde de béryllium, dont la maille carrée a un pas de 15 cm, réalisés avec des barreaux d'uranium de diamètres 2,60 - 2,92 - 3,56 - 4,40 cm. Une expérience critique a été faite ensuite avec des barres creuses d'uranium enrichi à 1,35 pour cent ; l'étude des réseaux U-BeO de pas 18,03 cm est actuellement en cours.

1958 56 pages

BENOIST P., GOURDON C., DENIZ V., JOSHI B. V., MARTELLY J., SAGOT M., SAHAI K., WANNER G.

Report CEA nº 969.

Critical and sub-critical experiments on U-BeO lattices.

Summary. — Sub-critical experiments have allowed us to measure the material buckling of uranium natural oxyde of beryllium lattices with a grid of 15 cm., and made up of uranium bars measuring 2.60 - 2.92 - 3.56 and 4.40 cm ϕ. A critical experiment has then been conducted with hollow 1.35 per cent enriched uranium bars. A study of U-BeO 18.03 cm grid lattices is at present being conducted.

1958 56 pages

RAPPORT C.E.A. n° 969
(CONF. 15/P/1192)

EXPERIENCES CRITIQUES ET SOUS-CRITIQUES SUR RESEAUX U-BeO

par

P. BENOIST (1), V. DENIZ (2), Ch. GOURDON (3), B.V. JOSHI (4),
J. MARTELLY (5), M. SAGOT (6), K. SAHAI (7),

G. WANNER (8)

ERRATA

Page 1, note en bas de page, 2e ligne,

au lieu de : Atomic Energy Establishment of India

lire : Atomic Energy Establishment Trombay - India

Page 5, Eq. 4.

lire : $\phi = \sum_{i=1} \sum_{n=0} A_{i,n} J_n(\lambda_i \frac{r}{R}) \operatorname{sh} \gamma_i (a_i - z) \cos n\theta$

Page 12,

lire : $\frac{\partial^2}{\partial z^2} \bar{\varphi}_i(z) - \gamma_i^2 \bar{\varphi}_i(z) + \lambda_i J_1(\lambda_i) \varphi(z) = 0$ avec $\bar{\varphi}_i(\pm h) = 0$

Page 13,

lire : $\bar{\varphi}_i(z) = \int_{-h}^{+h} K_i(z,\xi) \lambda_i J_1(\lambda_i) \varphi(\xi) d\xi$

$$= \frac{\lambda_i J_1(\lambda_i)}{\gamma_i} \left[\frac{\operatorname{ch}(\gamma_i z)}{\operatorname{ch}(\gamma_i h)} \int_0^h \varphi(\xi) \operatorname{sh} \gamma_i (h - \xi) d\xi - \int_0^z \varphi(\xi) \operatorname{sh} \gamma_i (z - \xi) d\xi \right]$$

Page 16, Eq. 15,

lire : $$T(r_j,\theta,o)+\sum_{i\geq 1}\frac{B_{i,o}(h)}{ch(\gamma_i h)-1}\,J_o\left(\lambda_i\frac{r_j}{R}\right)=\sum_{n\geqslant 0}C_{n,j}\,\cos n\theta$$

Page 16, Eq. 16,

lire : $$T(r,\theta,o)+\sum_{i\geq 1}\frac{B_{i,o}(h)}{ch(\gamma_i h)-1}\,J_o\left(\lambda_i\frac{r}{R}\right)-\sum_{n\geq 1}A_n J_n(B_\perp^o r)\cos n\theta$$

Page 17, Eq. 18,

lire : $$T(r,\theta,o)+\sum_{i\geq 1}\frac{B_{i,o}(h)}{ch(\gamma_i h)-1}\,J_o\left(\lambda_i\frac{r}{R}\right)-\sum_{n\geq 1}A_n J_n(B_\perp^o r)\cos n\theta+C$$

Page 18,

Complément Tableau II

diamètre des barres d'uranium (cm)	2,6	2,92	3,56	4,4
$B_\perp^2 . 10^4$ (cm^{-2})				4,35 ± 0,25

L'erreur sur la valeur de $B_\perp^2$ pour les barreaux de 4,4 cm diam. est de ± 0,25.10^{-4} cm^{-2}. L'importance de cette marge d'erreur par rapport à celle pour les autres barreaux (± 0,18.10^{-4} cm^{-2}) est due à la correction de fissions spontanés, qui est ici relativement grande.

Page 24

Le tableau III devient :

TABLEAU III

Element ou chaîne d'éléments	$T_{1/2}$ substance mère	$T_{1/2}$ émetteur	énergie des γ (Mev)	y_i °/o	f °/o	p x 10^5	β_i x 10^5 (calculé)
Te 132 I 132	77,7h	2,4h	2	4,4	2	$0,128.10^{-3}$	0,0046
Te 131* Te 131	30 h	25 mn	D	0,45	21,6	$0,114.10^{-3}$	0,0045
I 135		6,7 h	2,4 1,8	5,9	2 4	$0,119.10^{-3}$ $0,174.10^{-3}$	0,0225
Kr 88 Rb 88	2,77 h	17,7mn	2,8 1,86	3,1	1 21	$0,226.10^{-3}$ $0,157.10^{-3}$	0,0446
Kr 87		78 mn	1,89 2,3	2	25 25	$0,149.10^{-3}$ $0,114.10^{-3}$	0,0537
Te 134 I 134	44 mn	52 mn	2,2	5,7	1	$0,114.10^{-3}$	0,0027

Page 25

Compléter ainsi tableau IV

Emetteur i	β_i expérimental

Page 25, dernière équation

lire $$\frac{\ell}{\ell + \sum_i \frac{\beta_i}{\lambda_i}} = 0{,}010$$

Page 26, équ. 21

lire $$1 + \varepsilon = \frac{\alpha_{\perp 1}^2 - \alpha_{\perp 2}^2}{|\alpha_{\parallel 1}^2|}$$

Page 27

Compléter ainsi Tableau V

diamètre des barres (cm)	2,6	2,92	3,56	4,4
ε	0,092± 0,05	0,071 ± 0,05	0,035 + 0,04 - 0,035	0,028 (calculé)
$B^2.10^4$ (cm^{-2})	4,83 ± 0,20	5,39 ± 0,20	5,65* ± 0,20	4,31 ± 0,25

Page 30, équ.30

lire $$p = \exp\left(-\frac{V_o N_o I_{eff}}{V_1 \xi \Sigma_s}\right)$$

Page 30, dernière ligne

lire : (précision de ± 0,10 cm)

Page 31, 3ème ligne

Au lieu de : " 5,598 cm^{-1} "

lire : " 5,598. 10^{-4} cm^{-1} "

Page 31, 10ème ligne

Au lieu de : " 1,508 cm^{-1} "

lire : " 1,508. 10^{-2} cm^{-1} ".

Page 32, équ. 34

lire : $$p = \exp\left(-\frac{V_o N_o I_{eff}}{V_1 \xi \Sigma_s} - \frac{V_o N_m I_m}{V_1 \xi \Sigma_s}\right)$$

Page 40, 1ère ligne

Au lieu de : " Pour un flux de 10^{13} "

lire : " Pour un flux de 5.10^{13} "

EXPERIENCES CRITIQUES ET SOUS-CRITIQUES SUR RESEAUX U-BeO

par

P.BENOIST (1), V.DENIZ (2), Ch.GOURDON (3), B.V.JOSHI (4), J.MARTELLY (5), M.SAGOT (6), K.SAHAI (7), G.WANNER (8)

Nous avons mesuré par des expériences sous-critiques le laplacien matière de réseaux uranium naturel - oxyde de béryllium, dont la maille carrée a un pas de 15cm, réalisés avec des barreaux d'uranium de diamètres 2,60 - 2,92 - 3,56 - 4,40cm. Une expérience critique a été faite ensuite avec des barres creuses d'uranium enrichi à 1,35%; l'étude des réseaux U-BeO de pas 18,03cm est actuellem nt en cours.

---

(1) Commissariat à l'Energie Atomique (Service de Physique Mathématique)
(2) (4) (7) Atomic Energy Establishment of India
(3) (5) (6) (8) Commissariat à l'Energie Atomique (Service de Neutronique Expérimentale)

I- CONSIDERATIONS SUR LA MESURE DES LAPLACIENS-ANISOTROPIE -

On écrit habituellement l'équation de diffusion des neutrons dans un milieu multiplicateur ne contenant en son sein aucun source de neutrons autre que celle résultant du processus de fission en chaîne, sous la forme :

$$\nabla^2 \Phi + B^2 \Phi = 0 \qquad (1)$$

(Φ est le flux réel si le milieu est homogène, un flux fictif mesuré en des points homologues de la cellule si le milieu est hétérogène. ∇^2 est l'opérateur laplacien, B^2 le laplacien matière du milieu).

Mais, si le milieu est hétérogène, et si le combustible n'est pas réparti de façon isotrope, B^2 devient un tenseur. Dans le cas qui nous intéresse, il suffit de lui distinguer une composante transversale $B^2_\perp$ et une composante longitudinale $B^2_{//}$ que nous appellerons les laplaciens principaux.

(1) devient alors :

$$\frac{1}{B^2_\perp}\left(\frac{1}{\Phi}\nabla^2_\perp \Phi\right) + \frac{1}{B^2_{//}}\left(\frac{1}{\Phi}\nabla^2_{//}\Phi\right) + 1 = 0 \qquad (2)$$

(l'axe des z étant parallèle aux barreaux

$$\nabla^2_{//} = \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad \text{et} \quad \nabla^2_\perp = \nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2}\Big)$$

Posons

$$-\frac{1}{\Phi}\nabla^2_\perp \Phi = \alpha^2_\perp$$

$$-\frac{1}{\Phi}\nabla^2_{//} \Phi = \alpha^2_{//}$$

(2) devient :

$$\frac{\alpha^2_\perp}{B^2_\perp} + \frac{\alpha^2_{//}}{B^2_{//}} = 1 \qquad (3)$$

et représente l'équation d'une droite dans le plan $(\alpha^2_\perp, \alpha^2_{//})$.

Chaque répartition de flux, caractérisée par ses courbures transversale et longitudinale, correspondant à des conditions aux limites déterminées (forme du milieu étudié et répartition des sources éventuelles) se traduit par un point de la droite.

Si la propagation des neutrons est isotrope, $B^2_\perp = B^2_{//}$, cette droite est parallèle à la seconde bissectrice, le laplacien matière est indépendant du type d'expérience utilisé pour l'obtenir.

Dans le cas contraire, les laplaciens principaux $B^2_\perp$ et $B^2_{//}$ sont différents, nous pouvons poser $B^2_\perp / B^2_{//} = 1 + \varepsilon$ et nous appelons ε 1 coefficient d'anisotropie; la droite est alors inclinée par rapport à la seconde bissectrice. La somme $\alpha^2_\perp + \alpha^2_{//}$ varie avec l'expérience, elle ne représente plus qu'un laplacien apparent qui sera différent du laplacien à utiliser pour le calcul d'une pile critique, s'il n'est pas obtenu par une expérience critique de même configuration que cette pile.

La figure 1 schématise les diverses possibilités : expériences critiques, exponentielles avec direction générale de propagation des n utrons parallèle ou perpendiculaire aux barres d'uranium, expéri nc par la méthode du neutrostat et expérience avec sources en couronn -c lle-ci se caractérise par une source circulaire placée autour d'un échantillon de réseau cylindrique, d'axe parallèle aux éléments d combustible et normal au plan de la source-. Les harmoniques du flux d neutrons sont alors le produit de fonctions cosinus le long de l'axe par des fonctions de Bessel I_0 dans un plan normal à l'ax . La position des points représentatifs de ces expériences n'est donné ici qu'à titre d'indication : les points extérieurs à la zone d s états critiques (premier quadrant) sont d'autant plus proches d celle-ci que l'échantillon a une configuration plus favorabl à l'établissement d'un flux neutronique à dérivées secondes longitudinale et transversale négatives; ils peuvent même, bien que l'expérience soit sous-critique, être situés dans cette zone.

Nous cherchons naturellement à connaître le laplacien d'un pile critique. Si cette pile est cubique, nous avons le point $\alpha^2_\perp = 2\alpha^2_{//}$ et si elle est ortho-cylindrique, le point $\pi^2\alpha^2_\perp = 4(2{,}405)^2\alpha^2_{//}$. Pour obtenir un de ces points à partir d'expériences sous-critiques, plusieurs tactiques sont possibles : soit faire deux expériences dont les points représentatifs sont situés de part et d'autre et assez éloignés de la zone des états critiques; si ces points sont suffisamment bien déterminés, ils permettent de calculer le laplacien d la pile critique choisie et le coefficient d'anisotropie avec un bonne précision. Soit faire une seule expérience dont le point est suffisamment proche de celui de la pile, une anisotropie mal connue influant peu sur la marge d'erreur finale. Nous avons choisi c tte dernière solution en utilisant le neutrostat; nous avons tout - fois précisé l'anisotropie en faisant également une expérience expo- n ntielle à propagation de flux parallèle aux barres de combustibl .

II- DESCRIPTION DE L'EMPILEMENT -

Le milieu étudié se présente sous la forme d'un prism v rtical de hauteur 140cm et de rayon moyen 80,5cm; il est constitué d briques d'oxyde de béryllium, dont la densité est 2,95g/cm^3, et de barres d'uranium gainées d'aluminium A5 d'épaisseur 0,1cm (barr s de diamètre 2,60 et 2,92cm) ou 0,07cm (barres de 3,56cm); c s barr s, au nombre de 90, traversent le prisme parallèlement à son axe dans des canaux de section 5 x 5cm^2 disposés suivant un réseau bidimensionnel à maille carrée de pas 15cm, et frettés par des profilés en aluminium A5 de 5/100 de cm d'épaisseur et de densité linéaire 2,7g/cm. 78 canaux verticaux de section 5 x 0,5cm^2 permettent d placer les détecteurs (manganèse ou indium nu ou sous cadmium) aux maxima du flux microscopique, c'est-à-dire aux centres des maill s du réseau précédent (figure 2).

Le contour de la section droite du prisme a été choisi aussi voisin d'un cercle que possible : il peut être décrit, en fonction de la variable angulaire θ des coordonnées semi polaires, par un série de Fourier dont les premiers harmoniques sont aussi faibles que possible. Nous avons également essayé de conserver au rapport du volume d'oxyde de béryllium au nombre de barres d'uranium sa valeur pour un réseau infini de même hauteur, statistiquement d'abord, localement ensuite jusqu'au bord de l'empilement ; nous évitons ainsi un excès local de modérateur ou de combustible de nature à déformer le spectre des neutrons propre au milieu. Le massif est fretté extérieurement par des profilés en aluminium, cerclés de 4 rubans d'acier.

Le milieu U-BeO est prolongé par deux "semelles de garde" de même axe que lui et approximativement de même section, la hauteur de chacune d'elles étant de 68cm; les mêmes barreaux d'uranium traversent l'ensemble des 3 milieux qui ont donc la même maille de réseau. Les semelles de garde sont modérées par du graphit percé de canaux à section circulaire de diamètre 6,0cm, et par du polyéthylène constituant des manchons encastrés dans ces canaux (diamètre intérieur 4,94cm). Le rapport atomes H/atomes C a été pris égal à 3,9%, de telle sorte que le pouvoir modérateur moyen $\bar{\xi}\Sigma_s$ soit le même que celui de l'oxyde de béryllium, et qu'ainsi le spectre des "neutrons de pile " ne subisse pas de perturbations au voisinage de la frontière BeO-graphite. De plus, l'emplacement choisi pour le polyéthylène assure l'égalité, pour les deux réseaux, du rapp... flux rapide moyen/flux thermique moyen dans la cellule, cette correction n'étant parfaite que lorsque les barres d'uranium ont un diamètre de 2,92cm.

La semelle de garde inférieure repose sur un réflect ur en graphite de 20cm de hauteur. Un réflecteur en paraffine de même albedo surmonte l'empilement pour les expériences besseliennes et parfait la symétrie. L'ensemble est construit dans une fosse de profondeur 5m, dont les côtés ont 10m et 20m, l'axe de l'empilement étant à 5m de la paroi verticale la plus proche; nous n'avons observé aucune réflexion de neutrons dûe aux parois.

Les expériences exponentielles ont d'ailleurs toujours été effectuées avec un blindage de cadmium reposant sur le marbre et enveloppant complètement l'empilement.

III- EXPERIENCES EXPONENTIELLES -

Rappelons brièvement la méthode de ces expériences. Le milieu reproducteur cylindrique étant irradié par une source de neutrons placée à sa base, la répartition du flux de neutrons y est de la forme :

$$\Phi = \sum_{i \geq 1} \sum_{n \geq 0} A_{in} \, J_0\left(\lambda_i \frac{r}{R}\right) \operatorname{sh} \gamma_i (a_i - z) \cos n\theta \qquad (4)$$

r est la distance à l'axe de l'empilement.
R est le rayon extrapolé.
La coordonnée z est comptée positivement vers le haut le long de l'axe de l'empilement, l'origine est située dans le plan médian.
a_i est la cote du plan horizontal situé dans la semelle supérieure, où l'harmonique de rang i s'extrapole à zéro.
λ_i est la racine d'ordre i de la fonction de Bessel J_0.

Le laplacien apparent est :

$$\chi_i^2 = \left(\frac{\lambda_i}{R}\right)^2 - \gamma_i^2 \qquad (5)$$

Après avoir dressé la carte du flux dans la partie du volume multiplicateur où l'équation de la diffusion (2) a un sens, on élimine les harmoniques angulaires et on extrait le premier harmonique indépendant de θ, duquel on déduit χ_1^2.

1°) Disposition de la source de neutrons.

Les 90 barres d'uranium étaient placées symétriquement par rapport au plan médian de l'oxyde de béryllium. L'irradiation du milieu actif était assurée par 12 émetteurs (α, n) de radium-béryllium, de 0,5 curie chacun, groupés dans un porte-source cylindrique en aluminium de diamètre 7cm et de hauteur 5cm. Les neutrons qu'ils produisent ont une énergie moyenne plus grande que les neutrons de fission, et les plus rapides peuvent parcourir une très grande distance avant de subir un premier choc : ils se propagent alors profondément à l'intérieur du milieu étudié et créent au sein de celui-ci des sources parasites de neutrons thermiques. On peut atténuer dans une bonne mesure cette perturbation en plaçant entre les émetteurs Ra-Be et le milieu étudié un matériau de grande section efficace de diffusion inélastique. Nous avons choisi à cette fin l'uranium qui a l'avantage de transformer en partie le spectre des neutrons qui le traversent en spectre de neutrons de fission, et d'atténuer le rayonnement γ, générateur de neutrons dans l'oxyde de béryllium par réaction (γ, n). C'est ainsi que notre porte-source était surmonté d'un cylindre d'uranium de même diamètre que lui et de hauteur 8cm, l'ensemble étant porté par

un vérin d nt la monté t la d sc nt définissai nt le début et la fin d l'irradiati n. P ndant lle-ci, l ntre d gravité des 12 émetteurs était situé sur l'axe de l'empilement, dans la semelle de garde inférieure, à 53cm en dessous du plan de séparation graphite-oxyde de béryllium. Six barres d'uranium proches de l'axe étaient raccourcies de sorte que la sourc était entourée de modérateur pur favorisant le ralentissement des neutrons rapides. L'ensemble de ces conditions favorisait un début de mise en forme du flux et un ajustement convenable du spectre des neutrons. Aucune perturbation n'a pu être déc - lée, à la précision de nos mesures, dans le plan situé à 20cm au-dessus de la semelle inférieure.

2°) Principe des mesures.

Nous avons utilisé dans chaque cas deux programmes de mesure :

a) Une première étude portait sur un nombre relativement élevé de plans horizontaux dans lesquels le flux de neutrons était mesuré seulement en neuf points correspondant à trois valeurs distinctes de leur distance à l'axe. Une combinaison linéaire de ces mesures est exempte des harmoniques d'ordres 2 t 3 indépendants de θ et ne laisse subsister qu'une fraction négligeable de l'harmonique 4; les harmoniques d'ordres supérieurs peuvent être considérés comme suffisamment amortis. On a choisi les rayons de façon que les coefficients de pondération soient tous de même signe et presque égaux, et les azimuts en sorte que les harmoniques angulaires disparaissent pratiqu - ment de la combinaison qui représente bien l'harmonique d'ordr 1.

b) Une exploration complète de trois plans de mesure aussi éloignés que possible dans la région exempte de perturbations. Celle-ci était définie au cours de la première étude par le relevé des flux thermique et résonnant effectué à l'aide de détecteurs en manganèse et en indium sous cadmium.

Nous avons complété cette étude dans un cas (barres d 2,92cm) par une expérience exponentielle dans laquelle des manchons de cadmium de longueur 40cm et de diamètre extérieur 3,3cm étaient placés autour des barres d'uranium, dans la semelle inférieure, le niveau supérieur du cadmium coïncidant avec la frontière graphite-oxyde de béryllium. Le bloc d'uranium placé au-dessus des sources était également entouré de cadmium. Un tel dispositif élimine les neutrons thermiques capables d'engendrer des fissions dans la semelle inférieure et supprime ainsi une grande partie du flux entrant dans le massif U-B O, constituée uniquement par des neutrons de pile : le flux restant comporte la totalité des neutrons rapides émis par les sources Ra-Be non ralentis dans la semelle et est accompagné du rayonnement γ capable de donner des photo-neutrons : toutes les perturbations à craindre subsistent donc, et leurs effets se trouvent relativement exaltés. S'ils sont notables, ils produisent une modification de la répartition du flux dans le milieu reproducteur; en pareil cas, on s'en affranchit en

r tranchant les flux mesurés avec et sans cadmium. Nous n'avons bservé aucune différence significative au cours de ces deux expériences exponentielles avec les barres de diamètre 2,92cm; les effets perturbateurs que nous redoutions étaient donc négli- g ables. Nous n'avons pas jugé utile de doubler les expériences effectuées sur les autres types de barres par des expériences av c cadmium, car ces effets restent du même ordre de grandeur; d s mesures de contrôle avec détecteurs d'indium sous cadmium permettaient simplement de s'assurer de l'absence de perturbation dans les régions étudiées. Signalons toutefois que de telles mesures sont sujettes à un effet parasite lorsque l'échantillon de réseau expérimenté est relativement proche du volume critique et que les étuis de cadmium ont une surface appréciable ($20cm^2$ dans notre cas) : L'introduction des détecteurs recou- v rts de cadmium provoque une diminution du facteur de multiplication, de laquelle résulte un abaissement du flux, qui dépend du nombre de détecteurs utilisés, et qui se fait surtout sentir n aval de ceux-ci, c'est-à-dire dans le sens de la propagation générale des neutrons. Si les mesures sous cadmium sont faites indépendamment des mesures avec les détecteurs nus, et si leur répartition est homogène dans le milieu étudié, on observe une augmentation progressive du rapport cadmium en s'éloignant de la face d'entrée des neutrons : celle-ci provient de la chute du flux due à tous les étuis de cadmium situés entre le point de mesure et la source de neutrons, chute inexistante lorsque l'empilement ne contient que des détecteurs nus. La variation du rapport cadmium n'est alors qu'apparente. Il est donc nécessaire d'introduire simultanément aussi peu de détecteurs recouverts de cadmium que possible et, si besoin est, d'affecter les résultats de corrections qui peuvent être atteintes expérim ntalement.

3°) **Résultats.**

Le domaine des mesures utilisé pour la détermination d s laplaciens s'étendait du plan $z = -50cm$ au plan $z = +50cm$; nous avons laissé de côté de part et d'autre de celui-ci deux tranches de milieu reproducteur d'épaisseur 20cm chacune lesquelles le spectre des neutrons était légèrement perturbé. L s plans $z = -50cm$, $z = 0$ et $z = +50cm$ ont été complètement explorés.

Les harmoniques angulaires ont été éliminés par deux méthodes : dans la première, on intègre les courbes de flux à rayon constant obtenues par interpolation des points de mesur s, et on obtient ainsi pour chaque rayon choisi la valeur de la somme des harmoniques indépendant de θ. Chacun d'eux est alors xtrait par intégration graphique classique. On les obtient directement par la seconde méthode au moyen d'une double intégration :

$$B_{i,0}(z) = \frac{\int_0^R \int_0^{2\pi} \rho(r,z,\theta)\, J_0\left(\lambda_i \frac{r}{R}\right) r\, dr\, d\theta}{\int_0^R \int_0^{2\pi} \left[J_0\left(\lambda_i \frac{r}{R}\right) \right]^2 r\, dr\, d\theta} \qquad (6)$$

où $P(r,z,\theta)$ représente la valeur expérimentale brute au point de coordonnées (r,z,θ)

et $B_{i,0}(z) = A_{i,0} \operatorname{sh} \gamma_i (a_i - z)$

On évite l'intégration sur θ en utilisant les coordonnées cartésiennes et en choisissant les frontières d'intégration convenables :

$$B_{i,0}(z) = \frac{\iint_{\text{section}} P(x,y,z)\, J_0\left(\lambda_i \sqrt{\frac{x^2+y^2}{R}}\right) dx\, dy}{\iint_{\text{section}} \left[J_0\left(\lambda_i \sqrt{\frac{x^2+y^2}{R}}\right)\right]^2 dx\, dy} \quad (7)$$

Les deux méthodes donnent des résultats analogues, mais la seconde a été la plus employée car elle n'utilise que les points expérimentaux eux-mêmes.

La connaissance du rayon extrapolé du milieu reproducteur est évidemment nécessaire à la mise en oeuvre du calcul des harmoniques. Une première estimation en a été faite d la façon suivante : Nous définissons R_0, rayon moyen géométriqu , de telle sorte que πR_0^2 soit égal au produit de la surface totale d'une cellule par le nombre de cellules, ce nombre étant lui-même le rapport du volume total de BeO au volume de BeO dans une cellule; il est égal à 90,44, et le rayon moyen est 80,48cm. Les aspérités du contour constituent un réflecteur discontinu et non pas un réflecteur uniformément réparti à la surface du cylindre comme nous l'avons implicitement supposé. Il en résulte une perte d'efficacité qui se traduit par une correction d'albedo que nous avons estimée à -0,1cm. Le rayon moyen du milieu reproducteur est donc en fait 80,38cm. La longueur d'extrapolation $0,71\ \lambda_t$ est déduite de la valeur $\lambda_t = 1,7$cm en tenant compte des cavités et de l'uranium par un calcul simple :

$$0,71\ \lambda_t = 1,52\text{cm}$$

Le rayon extrapolé en résulte : R = 81,9cm.

On peut préciser cette première approximation en étudiant la relaxation en z des harmoniques d'ordre supérieur à 1. L'harmonique 2 permet en particulier une étude précise : Si le rayon d'extrapolation est mal choisi, il apparait un harmonique d'ordre 2 fictif qui se relaxe comme l'harmonique 1 : il est négatif si la valeur du rayon essayée est faible, positif dans le cas contraire, car il provient de la condition imposée d'annulation des harmoniques indépendants de θ sur le contour extrapolé choisi. L'examen de la relaxation en z de l'harmonique d'ordre 2 permet ainsi de déterminer la valeur expérimentale la plus probable du rayon d'extrapolation. Nous avons trouvé dans tous les cas celle-ci égale à :

$$R = 81,5 \pm 0,3\text{cm}$$

Notons que nous soupçonnons une variation de ce rayon le long de l'empilement, quoique nous n'ayons pu la mettre en évidence d'une façon certaine; nous reviendrons sur cette question chapitre VI.

On a utilisé, pour déterminer le coefficient de relaxation du premier harmonique γ_1 les valeurs $B_{1,0}(z)$ obtenues dans 1 s 3 plans complètement étudiés et dans les plans $z = \pm 25$cm, $z = \pm 40$cm, partiellement explorés. L'inconnue que représente l'é onomie due au réflecteur dans la semelle de garde a été éliminée en symétrisant le premier harmonique mesuré. Le flux fi tif ainsi réalisé est de la forme :

$$\Psi = C_{1,0}\, J_0\left(\lambda_1 \frac{r}{R}\right) \operatorname{ch}(\gamma_1 z) \qquad (8)$$

t $C_{1,0}$ est proportionnel à $A_{1,0}$. On déduit γ_1 en utilisant une valeur d'essai γ par la méthode des moindres carrés appliqué soit directement aux valeurs de la somme $B_{1,0}(z) + B_{1,0}(-z)$, s it au rapport de cette somme à une fonction $\operatorname{ch}(\gamma z)$: la urbe recherchée est alors une droite si ce rapport est porté sur un graphique (fig.3) en fonction de la coordonnée $Z = z\,\operatorname{th}(\gamma z)$. Cette droite est horizontale si γ est égal à γ_1 ; dans le cas c ntraire, on déduit de la pente de la droite la correction à apporter à la valeur d'essai γ . Ces méthodes des moindres carrés sont évidemment utilisées en pondérant convenablement l s valeurs $B_{1,0}(z)$ utilisées suivant le nombre de mesures fait s dans chaque plan et leur précision.

Le tableau I indique les résultats obtenus pour les 4 diamètres de barres étudiés; dans tous les cas, la valeur la plus probable du rayon extrapolé R est 81,5cm, par conséquent la composante transversale des laplaciens est la même :

$$\alpha_\perp^2 = (8{,}706 \pm 0{,}065)\,10^{-4}\,\text{cm}^{-2}$$

L'erreur à craindre sur la composante axiale est constante : $\pm\ 0{,}08.10^{-4}\text{cm}^{-2}$. Nous donnons une erreur sur les laplaciens apparents supérieure à celle que l'on pourrait attendre en la calculant à partir des erreurs indiquées sur leurs composantes afin de tenir compte des perturbations résiduelles systématiques dont l'ordre de grandeur serait celui de la précisi n de nos mesures.

TABLEAU I

diamètre des barres d'uranium (cm)	2,6	2,92	3,56	4,4
$\gamma_1 .10^2$ (cm^{-1})	1,85	1,728	1,675	
$\alpha_\parallel^2 .10^4$ (cm^{-2})	3,42	2,985	2,807	
$\chi^2 .10^4$ (cm^{-2})	$5{,}28 \pm 0{,}15$	$5{,}71 \pm 0{,}15$	$5{,}90 \pm 0{,}15$	

IV- EXPERIENCE BESSELIENNE. NEUTROSTAT -

1. Principe.

Bien qu'il fasse l'objet d'un autre rapport (référ nce 1), nous allons rappeler le principe de cette expérience, ainsi n mmé car les fonctions de Bessel J_0 y jouent un rôle similaire à celui des fonctions expénentielles dans l'expérience du même n m.

Nous nous proposons de réaliser dans un échantillon cylindrique de milieu reproducteur un flux indépendant de la ordonnée z, comptée le long de l'axe du cylindre, c'est-à-dire le flux qui régnerait dans une pile critique cylindrique infinim nt longue :

$$\phi(r,z) = A\, J_0(\chi r) \qquad (9)$$

r désignant la distance à l'axe; χ^2 est le laplacien.

Si les barres de combustible sont parallèles à l'axe, ce flux devient :

$$\phi(r,z) = A\, J_0(B_\perp r) \qquad (10)$$

le laplacien obtenu est maintenant le laplacien principal transversal.

L'irradiation du cylindre échantillon s'effectue à l'aide de deux sources, diamétralement opposées, décrivant périodiquement, et à vitesse constante, une hélice de pas faible, c axi l au cylindre. La période du mouvement étant courte devant c lles des indicateurs radioactifs utilisés pour la mesure du flux neutronique, on obtient les mêmes effets qu'en répartissant une source homogène et constante dans le temps sur toute la surface latérale du cylindre.

Comme la hauteur du cylindre n'est pas infinie, les n utrons s'échappent par les extrémités, et il apparait des termes négatifs de flux de la forme :

$$J_0\left(\lambda_i \frac{r}{R}\right) \mathrm{ch}(\gamma_i z)$$

avec les notations de l'expérience exponentielle.

Des sources dépendant de n paramètres, placées symétriquement en haut et en bas du cylindre, en dehors du milieu en expérimentation, permettent théoriquement de compenser n harmoniqu s.

Nous avons disposé sur l'axe du cylindre, à proximité de ses faces, deux émetteurs de neutrons de faible intensité, qui compensent les fuites par les extrémités du cylindre, et nous avons maintenu constant le flux sur la surface latérale au v i- sinage de ces extrémités par une source correctrice latéral : lorsque les deux sources principales arrivent à leurs cot s extrêmes, leur mouvement vertical reste nul durant un certain nombre de rotations avant de s'inverser. Les deux premiers harmoniques sont ainsi corrigés, ce qui est suffisant, les harm niqu s

d'ordres supérieurs étant pratiquement nuls dans le plan médian d l'empilement.

Nous pouvons d'ailleurs nous contenter de corrections imparfaites; le flux, supposé fonction paire de z -cas auquel il st toujours possible de se ramener en moyennant $\Phi(z)$ et $\Phi(-z)$- vaut alors :

$$\Phi(r,z) = A\,J_0(B_\perp r) - \sum_{i\geq 1} A_i\, J_0\left(\lambda_i \frac{r}{R}\right) \operatorname{ch}(\gamma_i z) \qquad (11)$$

Les A_i se calculent en décomposant en série de Bessel les différences des flux mesurés dans les plans $z = 0$ et $z = \pm h$, R et les γ_i étant connus par une expérience exponentielle antérieure, (celle-ci n'est cependant pas indispensable, ces quantités pouvant être atteintes, avec une précision suffisante par un méthode d'itération).

$$\Phi(0) - \Phi(h) = \sum_{i\geq 1} A_i \cdot J_0\left(\lambda_i \frac{r}{R}\right) \cdot \left[\operatorname{ch}(\gamma_i h) - 1\right]$$

Il suffit alors, en principe, d'identifier, par une méthod d s moindres carrés :

$$\Phi(r,0) + \sum_{i\geq 1} A_i\, J_0\left(\lambda_i \frac{r}{R}\right)$$

avec un $A\,J_0(B_\perp r)$ pour avoir $B^2_\perp$. (Quelques autres corrections, d'importance moindre seront étudiées par la suite).

Remarquons qu'en écrivant l'équation (11), nous avons supposé que le cylindre étudié n'était irradié que :

a) sur sa surface latérale par des sources créant un flux de neutrons constant sur cette surface.

b) sur ses bases par des sources de répartition quelconque, eng ndrant un flux nul sur la surface latérale extrapolée.

En réalité, $\Phi(R,z)$ peut ne pas être constant pour plusi urs raisons :

- Malgré les précautions prises lors de la construction des convertisseurs, des neutrons rapides peuvent sortir par leurs faces inférieures et supérieures et irradier l'empilement, ce qui ne serait pas gênant, perturbation de spectre mise à part, si la hauteur balayée par les convertisseurs était très grande devant celle du domaine des mesures. Comme il n'en st pas ainsi, les plans de mesure centraux reçoivent davantage de neutrons parasites que les plans extrêmes; mais les convertisseurs eux-mêmes, grâce aux phases à côte constante d leur mouvement, destinées, rappelons-le, à rendre le flux principal indépendant de z au voisinage de la surface latérale de l'empilement, compensent, partiellement du moins, cet effet.

- N us avons admis que les sources correctrices axiales engendraient un flux de neutrons décomposable en harmoniques identiques à ceux d'un xp´rienc xponenti ll , c'est-à-dire satisfaisant aux conditions aux limit s du cylindre nu.

Ceci r vi nt à incorporer aux neutr ns émis par les sourc s tournantes ceux qui, provenant des sources axiales, sont réfléchis vers l'empilement par les convertisseurs; leur nombre est fonction de la cote des convertisseurs, et il est maximum lorsque ceux-ci sont à la hauteur des sources axiales : la source superficielle qui en résulte n'est pas indépendante de z. Ces neutrons ne seraient pas à considérer si nous avions supposé les convertisseurs "dilués" sur toute la surface latérale de l'empilement, ce qui correspondrait à une augmentation du rayon d'extrapolation, relatif aux neutrons émis par les sources axiales, d'environ 1,5cm, mais difficile à déterminer avec précision. Le rayon d'extrapolation correspondant aux neutrons émis par les sources correctrices latérales conserv sa valeur primitive.

Néanmoins, notre méthode est correcte, à condition de tenir compte d'une variation de flux sur la surface de l'empilement, qui demeure d'ailleurs faible, car elle provient d l'ensemble des neutrons réfléchis par les convertisseurs, quelle que soit la source qui les a émis à l'origine, et, dès lors que les sources correctrices jouent bien leur rôle, en assurant la constance du flux sur l'axe de l'empilement, aucune perturbation supplémentaire n'est introduite par le pouvoir réflecteur des convertisseurs.

Si $\Phi(R,z)$ n'est toutefois pas indépendant de z, il suffit d'ajouter au second membre de (11) un terme supplémentaire : le flux satisfaisant à l'équation de diffusion des neutrons et aux conditions aux limites :

$$\varphi(z) = \varphi(R,z) = \Phi(R,z) - \Phi(R,h)$$

$$\varphi(r, \pm h) = 0$$

$\varphi(R,z)$ et donc $\varphi(r,z)$ pouvant être considérés comme des fonctions paires de z.

L'équation de diffusion des neutrons, prise sous sa forme (1) multipliée par $J_0(\lambda_i\, r/R)\, r\, dr$ et intégrée entre 0 et R, s'écrit, en tenant compte de ces conditions aux limites :

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2}\,\bar{\varphi}_i(z) - \gamma_i^2\,\bar{\varphi}_i(z) + \lambda_i\, J_1(\lambda_i)\,\varphi(z)$$

en appelant $\bar{\varphi}_i(z)$ la transformée de Hankel finie, de rang i, d $\varphi(r,z)$:

$$\bar{\varphi}_i(z) = \int_0^R \varphi(r,z)\, J_0\left(\lambda_i \frac{r}{R}\right) r\, dr \qquad \left(\bar{\varphi}_i(\pm h) = 0\right)$$

La fonction de Green associée est :

$$K_i(z,\zeta) = \begin{cases} \dfrac{\operatorname{sh}\gamma_i(h-\zeta)\ \operatorname{sh}\gamma_i(h+z)}{\gamma_i \operatorname{sh}(2\gamma_i h)} & \text{si } z < \zeta \\ \dfrac{\operatorname{sh}\gamma_i(h+\zeta)\ \operatorname{sh}\gamma_i(h-z)}{\gamma_i \operatorname{sh}(2\gamma_i h)} & \text{si } z > \zeta \end{cases}$$

et $$\bar{\varphi}_i(z) = \int_{-h}^{+h} K_i(z,\zeta)\ \varphi(\zeta)\ d\zeta$$

$$= \frac{\lambda_i J_1(\lambda_i)}{\gamma_i}\left[\frac{\operatorname{ch}(\gamma_i z)}{\operatorname{ch}(\gamma_i h)}\int_0^h \varphi(\zeta)\operatorname{sh}\gamma_i(h-\zeta)\,d\zeta - \int_0^z \varphi(\zeta)\operatorname{sh}\gamma_i(z-\zeta)\,d\zeta\right] J_0\left(\lambda_i \frac{r}{R}\right)$$

$$\varphi(r,z) = \frac{2}{R^2}\sum_{i\geq 1} \frac{\lambda_i}{\gamma_i J_1(\lambda_i)}\left[\frac{\operatorname{ch}(\gamma_i z)}{\operatorname{ch}(\gamma_i h)}\int_0^h \varphi(\zeta)\operatorname{sh}\gamma_i(h-\zeta)\,d\zeta - \int_0^z \varphi(\zeta)\operatorname{sh}\gamma_i(z-\zeta)\,d\zeta\right] J_0\left(\lambda_i \frac{r}{R}\right) \quad (12)$$

Nous avons donc le moyen de faire notre correction. Pratiquement, comme $\phi(R,z)$ reste constant à la précision des mesures, nous nous sommes contentés de vérifier que cette marge d'erreur, répercutée par (12) sur le laplacien, restait faible.

2. Dispositif expérimental. (Figure 4).

Chacune des deux sources qui irradient l'empilement sur sa surface latérale est constituée par un émetteur (α,n) radium-béryllium de 3 curies, entouré d'un ensemble modérateur et convertisseur de dimensions 80 x 60 x 45cm, composé des éléments suivants : (figure 2).

Entre l'émetteur et l'empilement :

- un écran cylindrique d'uranium de hauteur 11cm et de diamètre 8cm, destiné à ralentir par chocs inélastiques les neutrons très rapides, à absorber les rayons γ du radium, et à engendrer des neutrons de fission,
- un modérateur d'oxyde de béryllium, d'épaisseur 20cm,
- un réseau convertisseur U-BeO, constitué de quatre cellules identiques à celles du réseau étudié, et dont l'épaisseur est 15cm,
- une plaque de paraffine d'épaisseur 5cm, recouvrant les faces inférieure et supérieure du BeO.

De l'autre côté de l'émetteur :

- un bloc en bismuth, atténuant les rayons γ et les neutrons très rapides,
- un réflecteur de graphite entouré sur toutes ses faces, sauf celle qui est tournée vers l'empilement, par une couche de paraffine d'épaisseur 5cm.

Un feuille de cadmium nv loppe ntièrem nt l bloc-source sur toutes ses faces, sauf naturellement celle en regard de l' mpilement; nous évitons ainsi une irradiation parasite, et non uniforme, du milieu étudié.

Nous appelons "convertisseurs" ces blocs porte-source; ils permettent, en effet, d'irradier l'empilement par des neutrons de spectre correct, alors que les neutrons primaires émis par le radium-béryllium ont une énergie moyenne nettement trop élevée.

Le mouvement hélicoïdal des convertisseurs est obtenu de la façon suivante : autour de l'empilement a été scellé un rail circulaire sur lequel tourne une charpente métallique, la "tour", supportée par quatre roues. L'une de ces roues est entraîné par un moteur électrique surpuissant, avec interposition d'un réducteur et d'un variateur. La tour supporte deux jeux diamétralem nt opposés de guides d'ascenseur, disposés verticalement, dans lesquels coulissent les deux convertisseurs, équilibrés par des contre-poids. Un arbre vertical, tournant dans des paliers fixés sur la tour, se termine à sa partie inférieure par un pignon s'engrénant sur une crémaillère cerclant le rail; c'est sur c t arbre qu'est pris, par l'intermédiaire d'un coupleur-invers ur électromagnétique à point mort et d'un réducteur irréversibl le mouvement des convertisseurs par rapport à la tour. Rotation et translation sont ainsi synchronisées, et aucune variation du pas de l'hélice n'est possible; la densité superficielle d sources est donc constante à la seule condition que le mouv m nt de rotation de la tour reste uniforme, ce qui est facile à contrôler.

L'arrêt et l'inversion du mouvement vertical des conv rtisseurs sont commandés à partir de la rotation de la tour : montée et descente correspondent chacune à 12, 25 rotations; les phas s stationnaires durent un nombre entier prédéterminé mais réglable de tours; nous les avons choisies de trois tours chacune. Un cycle complet s'effectue donc en 30,5 tours (les convertiss urs s'échangent ainsi après un cycle, et une non-identité éventu ll ntre eux se compense). Un tour demandant 0,5 minute, il faut donc environ 15 minutes pour décrire un cycle, ce qui rest suffisamment court devant la période des détecteurs utilisés (154,5 minutes pour le manganèse, 54 pour l'indium). Les erreurs ainsi introduites sont inférieures à 1‰ pour le manganèse et 5‰ pour l'indium.

Deux émetteurs (α ,n)(radium-béryllium)de 50 millicuri s chacun,peuvent être introduits dans les semelles de garde inférieure et supérieure, à l'emplacement occupé par la source de l'expérience exponentielle, et à son symétrique par rapport au plan médian de l'empilement; leurs rayonnements sont également amortis par des écrans d'uranium, et une zone privée de barr aux de combustibles, ménagée autour d'elles, permet au spectre des neutrons de se mettre en forme. Un mécanisme permet de présenter et d'escamoter ces sources en synchronisme avec les cycles des convertisseurs. Nous n'avons pas profité de cette latitude, la correction étant satisfaisante lorsque ces sources restent présentées durant toute l'irradiation.

Les détecteurs étant mis en place, la présentation simultané des quatre sources commande le démarrage du premier cycle; l'arrêt de la tour, entraînant l'escamotage des sources, et donc la fin de l'irradiation, peut être obtenu automatiquement après un nombre quelconque de cycles, généralement choisi égal à 16. Le mouvement vertical des convertisseurs était enregistré en permanence, et nous avons vérifié que tous les cycles se traduisaient bi n par des courbes superposables.

3. Dépouillement.

Nous avons effectué des mesures avec détecteurs manganèse, dans les plans $z = 0$, que nous avons exploré complètement, et $z = \pm$ 50cm que nous avons explorés seulement à 50% chacun (2 points symétriques seulement sont étudiés au lieu de 4 dans le plan $z = 0$; cette répartition des points de mesure a été choisie parce que, comme nous le verrons, les plans extrêmes ne constituent qu'une mesure à eux deux). Lors des expériences sur les barres d diamètre 2,92cm, nous avons également fait des mesures dans l s plans $z = \pm$ 35cm, afin de contrôler la validité de notre dépouillement. D'autres mesures, moins nombreuses, ont été faites dans les mêmes plans avec des détecteurs indium, nus ou sous cadmium.

Afin de limiter au maximum les erreurs introduites par une p rturbation possible du spectre, toutes les opérations du dépouill l ment que nous allons maintenant décrire, partent d'une combinaison linéaire des fonctions de répartition spatiale des flux th rmique et résonnant avec une pondération convenable, calcul'e d façon que les perturbations subies par l'une et par l'autr s'éliminent (référence 2). Les pondérations relatives des deux m sures dans la combinaison sont d'ailleurs variables avec la distance à la cause perturbatrice. En pratique, nos calculs nous ont conduits à attribuer à la mesure résonnante (indium sous cadmium) un poids voisin de 0,25 contre 0,75 à la mesure thermiqu (manganèse). Nous appelons cette combinaison la densité d'échange T.

A) Obtention du flux indépendant de z.

Les mesures faites dans les plans $z = \pm h$ (h = 35 ou 50cm) sont moyennées, et leur différence avec les mesures faites dans le plan $z = 0$ est décomposée en série de Bessel, le processus étant le même que celui que nous avons utilisé pour le traitement d'un plan dans l'expérience exponentielle.

Nous obtenons ainsi :

$$T(r,\theta,o) - T(r,\theta,h) = \sum_{i\geq 1} \sum_{n\geq 0} B_{i,n}(h)\, J_n\left(\lambda_i \frac{r}{R}\right) \cos n\theta \qquad (13)$$

et le flux indépendant de z est :

$$T(r,\theta,o) + \sum_{i\geq 1} \sum_{n\geq 0} \frac{B_{in}(h)}{ch(\gamma_i h)-1}\, J_n\left(\lambda_i \frac{r}{R}\right) \cos n\theta \qquad (14)$$

Cette correction est très faible (2% pour $\zeta = 0$). On peut se contenter de corriger les 3 premiers termes Bi_0, les autres étant négligeables.

B) Obtention du flux indépendant de ζ et de θ .

Il subsiste dans le flux que nous venons d'écrire, des harmoniques en θ . Nous les avons éliminés en procédant de plusieurs façons :

a) par intégration des courbes représentant en fonction de θ l'expression (14) à r constant.

b) nous avons calculé les harmoniques en θ à partir du contour géométrique du massif d'oxyde de béryllium et nous les avons retranchés de (14); l'accord avec les résultats obtenus par la méthode (c) a été qualitativement satisfaisant, mais la répartition des barres de combustible crée également des harmoniques, dont nous ne rendons pas compte.

c) nous avons, pour une suite r_j de valeurs de r (r_j = 10, 20,...70cm) décomposé en série de Fourier :

$$T(r_j, \theta, o) + \sum_{i \geq 1} \frac{B_{i,o}(h)}{ch(\gamma_i h)-1} \; J_o\left(\lambda_i \frac{r_j}{R}\right) = \sum_n C_{n,j} \cos n\theta \qquad (15)$$

les valeurs du premier membre étant obtenues par interpolation. Par une méthode de moindres carrés, les $C_{n,j}$ sont identifiés à des $A_n J_n(B_\perp^o r_j)$, $B_\perp^o$ étant une valeur approchée de $B_\perp$. La somme $\sum_{n \geq 1} A_n J_n(B_\perp^o r_j) \cos n\theta$ est calculée pour chaque point de mesure, et retirée de (14) :

$$T(r, \theta, o) + \sum_{i \geq 1} \frac{B_{i,o}(h)}{ch(\gamma_i h)-1} \; J_o\left(\frac{\lambda_i r}{R}\right) - \sum_{n \geq 1} A_n J_n(B_\perp^o r) \qquad (16)$$

est ainsi indépendant de ζ et de θ .

C) Correction de fission spontanée.

Il reste à lui faire subir une dernière correction pour tenir compte du flux engendré par les neutrons de fission spontanée. Nous avons voulu éviter d'avoir à mesurer ce flux, très faible, en chaque point, et de diminuer ainsi notre précision. Or le flux de fission spontanée peut se mettre sous la forme d'un flux indépendant de ζ et de θ diminué d'harmoniques ayant la même expression que ceux qu nous avons corrigés et donc susceptibles de se confondre avec ceux-ci, le flux indépendant de ζ et de θ étant lui-même la différence entre un terme en $J_o(B_\perp r)$ et une constante telle que cette différence soit nulle pour r = R. Finalement, pour corriger la fission spontanée, il nous suffit d'ajouter à notre flux rendu indépendant de ζ et de θ cette constante qui vaut :

$$C = \frac{p\,S}{(k-1)\,\Sigma_a} \times \frac{\Phi_{max}}{\overline{\Phi}} \qquad (17)$$

p étant le facteur antitrappe, Σ_a la section efficace macroscopique d'absorption moyennée dans la cellule et S le nombre de neutrons naissant par seconde et par cm3 de milieu reproducteur supposé homogène. Φ_{max} est le maximum du flux microscopique, $\bar{\Phi}$ la valeur moyenne de ce flux dans la cellule. C représente 2 à 3% du flux au centre.

D) <u>Laplacien transversal</u>.

Il ne reste plus alors qu'à identifier par moindres carrés :

$$T(r,\theta,o) + \sum_{i\geq 1} \frac{B_{i,o}(h)}{ch(\gamma_i h) - 1} J_o\left(\lambda_i \frac{r}{R}\right) - \sum_{n\geq 1} A_n J_n(B_\perp^2 r) + C \qquad (18)$$

avec un $A J_o(B_\perp r)$. Nous l'avons fait en utilisant les points intérieurs à des cercles de différents rayons, afin de déceler un écart systématique entre notre flux corrigé et un J_o. Les résultats obtenus n'évoluent pas d'une façon systématique et tous les points intérieurs à un cercle de 71cm de rayon ont été retenus.

Pratiquement nous effectuons la correction de fission spontanée avant sortie des harmoniques en θ , un calculateur électronique fournissant en une seule opération les harmoniques en θ et le J_o cherché.

En se limitant aux conséquences des erreurs aléatoires de mesures (de l'ordre de 1,2% du flux maximum), le calcul nous a montré que l'erreur standard à craindre sur le laplacien était de l'ordre de $0,10.10^{-4} cm^{-2}$. On peut d'ailleurs distinguer deux composantes principales :

a) l'erreur liée à la correction des termes harmoniques dépendant de z, autrement dit l'approximation avec laquelle le terme longitudinal du laplacien du flux corrigé est nul,

b) l'erreur liée à la précision des mesures dans le plan $z = 0$, ou erreur sur le laplacien transversal.

Chacun de ces deux termes vaut environ $\pm 0,07.10^{-4} cm^{-2}$.

La correction de fission spontanée introduit une imprécision que l'on peut chiffrer à $\pm 0,05.10^{-4} cm^{-2}$.

Les perturbations de spectre dûes aux (γ, n) et aux $(n, 2n)$ peuvent introduire une erreur non négligeable, mais difficile à chiffrer. Nous avons essayé de les mettre en évidence en faisant, sur le réseau à barres de 2,92cm de diamètre, une expérience besselienne où nous avions recouvert de cadmium tout l'uranium se trouvant dans les convertisseurs mobiles et les semelles de garde : la perturbation reste inférieure à la marge d'erreur. Le spectre peut également être perturbé, à la surface de l'empilement, si les convertisseurs jouent mal leur rôle; là non plus, aucun effet n'a pu être mis en évidence de façon certaine.

N'anmoins, nous admettons que c s rreurs systématiques peuvent êtr d l'ordre d ± 0,14.10^{-4}cm^{-2}.

Finalement, $B_\perp^2$ sera connu à ± 0,18.10^{-4}cm^{-2}.

TABLEAU II

diamètre des barres d'uranium (cm)	2,6	2,92	3,56	4,4
$B_\perp^2 .10^4$ (cm^{-2})	4,97	5,51	5,80	

V- EXPERIENCE CRITIQUE -

Elle avait pour objet de vérifier les constantes à utilis r pour le calcul d'une pile modérée au BeO qui furent déterminées à partir des résultats obtenus lors des expériences précédentes; on pouvait préveir la possibilité de réaliser une mesure particulièrem nt précise du laplacien sur une pile critique sans avoir à modifier notre empilement d'oxyde de béryllium, mais simplement en le chargeant d'éléments d'uranium légèrement enrichi.

1°) Description du montage. (figure 5).

L'empilement était donc exactement le même que le précédent t aucune protection n'a été disposée autour de lui afin de garder une pile radialement nue; dans le même esprit, nous avons essayé de supprimer les réflecteurs constitués par les semelles de garde, ou du moins de conserver une faible économie due au réflecteur sans introduire de perturbation spectrale aux frontières : nous avons limité le milieu actif sur ses bases horizontales par des manchons de cadmium qui entourent tout s les barres d'uranium dans les semelles et se terminent à la mêm cote. Les parties ainsi empoisonnées constituent des réflect urs de faible albedo, dont l'économie est de l'ordre de la longueur de ralentissement des neutrons de fission : environ 10cm, alors que l'économie due au réflecteur non empoisonné était d'une trentaine de centimètres. Mais le principal intérêt est que les neutrons rapides et les neutrons thermiques sont réfléchis dans des proportions telles que la composition spectrale du flux de la pile en est très peu altérée si la quantité de cadmium est bien choisie. Cette technique, qui consiste à prolonger dans le réflecteur un réseau reproducteur par un réseau semblable où l'uranium est remplacé par un tube de cadmium, a été utilisé avec succès au cours d'autres expériences. Nous donnons à c dispositif le nom de "Cage de Faraday". A la base inférieure du milieu actif, la frontière ainsi constituée est fixe, car les manchons de cadmium sont rendus solidaires des tubes en aluminium qui gainent les barres d'uranium, et elle coïncide avec le plan séparant l'oxyde de béryllium du graphite. A la base supérieur , la frontière est mobile et sert à régler les dimensions de la pile, agissant ainsi sur sa réactivité comme le ferait le niveau du modérateur liquide dans une pile à eau lourde par exempl .

Cette mobilité est obtenue de la façon suivante : 90 manchons cadmiés coulissant avec jeu autour des barres d'uranium fixées dans l'empilement sont suspendus à un plancher ajouré constitué par une herse de "U" en dural (il faut laisser libres les verticales des puits de mesure, de façon à pouvoir y introduire les détecteurs). Cette herse sert de plancher à un balcon qui peut se déplacer le long de deux rails verticaux. Un groupe moto-réducteur asservi à des selsyns de commande en assure l'entraînement par l'intermédiaire de chaînes qui supportent également un contre-poids équilibrant le balcon.

Afin d'éviter une montée trop rapide ou involontaire de la herse, nous avons intercalé dans la chaîne cinématique un réducteur de rapport 40 et nous nous sommes astreints à entraîner manuellement le selsyn : une rotation d'un tour complet du bouton de commande assure un déplacement de la herse de 0,2cm seulement. De plus une dynamo tachymétrique limite la vitesse à 0,15cm par seconde, ce qui correspond à l'introduction d'environ 20 pcm par seconde au maximum. Une deuxième chaîne de selsyns permet d'afficher la position exacte de la herse indépendamment de tout organe de transmission mécanique.

C'est par ce moyen que nous avons piloté la pile dans toutes les expériences qui ont servi à dresser la carte de flux, aucun absorbant n'était donc introduit dans le cylindre actif. Un deuxième système de pilotage, comportant l'introduction d'une petite barre d'acier dans un canal de mesure, a été utilisé pour d'autres expériences. Sa position était également téléaffichée au tableau de commande.

Deux systèmes de sécurité indépendants ont été prévus : quatre manchons de contrôle centraux, de longueur plus grande, sont reliés au balcon par l'intermédiaire d'embrayages électromagnétiques. Lorsque les embrayages sont sous tension, ces quatre manchons se déplacent comme les 86 autres, les cotes de leurs extrémités inférieures étant identiques; dès que l'alimentation est coupée, ils tombent par gravité jusqu'au centre de la pile, leur chute étant arrêtée par des amortisseurs pneumatiques solidaires des barres d'uranium. Le temps de réponse de cette sécurité est de l'ordre de la seconde.

Pour le cas, absolument improbable d'ailleurs, où la herse serait déplacée latéralement, risquant de coincer les manchons cadmiés contre les barres, la coupure de l'alimentation d'un électro-aimant, placé sous l'empilement, commande la chute dans un canal de mesure d'une barre de cadmium jusqu'au coeur du milieu actif.

Le fonctionnement des divers systèmes de sécurité est obtenu : soit par commande manuelle, soit par trois chaînes de contrôle neutronique agissant indépendamment en cas de dépassement de la puissance prévue, soit par une chaîne de contrôle santé surveillant l'activité ambiante au niveau des expérimentateurs; d'autre part, l'excitation des embrayages électromagnétiques était réglée de telle sorte qu'une baisse de la tension secteur provoque la chute des barres.

Le tablau de commande se trouve à plusieurs mètres en retrait du bord de la fosse dans laquelle est construite la pile, de telle façon qu'il ne soit pas en vue directe de la surface nue de l'empilement. Nous avons complété sa protection par des bacs métalliques remplis d'eau (hauteur 300cm épaisseur 50cm), un hublot permettant la surveillance visuelle du balcon mobil et des manchons de sécurité. Un tableau situé près de cette fenêtre groupe toutes les commandes (mouvement de la herse et de la barre de pilotage, montée et descente lentes des manchons de sécurité, chute des manchons et de la barre de sécurité), ainsi que les répétiteurs de position.

Tout l'appareillage électronique des chaînes de contrôle, ainsi que les enregistreurs graphiques assurant une connaissance instantanée de l'état de la pile sont groupés derrière la protection. On y trouve également les appareils de santé qui contrôlent l'activité ambiante, d'une part au voisinage de la pile et d'autre part au niveau des expérimentateurs.

Toujours afin de ne pas perturber le flux dans le milieu reproducteur, nous avons suivi le fonctionnement de la pile par la mesure du courant neutronique sortant, à l'aide de 3 compteurs à BF_3 et d'une chambre à B_4C placés sur la surface latérale de l'empilement, ainsi que d'un compteur à BF_3 placé dans la semelle inférieure, assez loin de la frontière graphite-oxyd de béryllium.

2°) Eléments de combustible.

Dans chacun des 90 canaux est centrée une barre de combustible constituée par la superposition dans un tube d'aluminium A5 (diamètre intérieur 3,2cm, diamètre extérieur 3,4cm) d'éléments d'uranium placés dans l'ordre suivant, de bas en haut :

- 1 barreau d'uranium naturel diamètre 2,92cm - hauteur 64,5cm,
- 4 tubes d'alliage uranium enrichi à 1,35% - molybdène : on trouve alternativement soit 1 tube à 1,5% en poids de molybdène et 1 tube à 2% de molybdène (barre type A) soit 1 tube à 2% et 1 tube à 1,5% de molybdène (barre type B). Ces tubes ont un diamètre intérieur de 2,2cm et un diamètre extérieur de 3,1cm; ces chiffres sont approximatifs, l'alliage étant brut de coulée. Les tubes sont usinés en bout et ont une longueur égale à 32,3cm,
- 1 tube d'alliage uranium enrichi à 1,35% - molybdène à 10% en poids de molybdène, de mêmes dimensions que les précédents,
- 1 barreau d'uranium naturel - diamètre 2,92cm - hauteur 46cm.

Les barres du type A ont été disposées suivant un réseau à maille carrée centrée de pas 15 $\sqrt{2}$cm, les barres du type B occupant le centre de la maille : on peut considérer dans ces conditions que l'uranium enrichi est allié en moyenne à 1,75% de molybdène.

La figure 6 indique la positi n d s élém nts constitutifs d'une barre de combustible par rapport aux modérateurs. La frontière inférieure uranium enrichi-uranium naturel cofncide av c le plan de séparation oxyde de béryllium-graphite empoisonné par le cadmium fixe. Au-dessus de cette frontière : 129,2cm de mili u BeO-(uranium enrichi à 1,75% de molybdène), puis 32,3cm d'uranium enrichi à 10% de molybdène, dont seulement 10,8cm dans l'oxyde de béryllium, le reste étant dans le graphite supéri ur, et enfin 45cm d'uranium naturel dans ce même graphite. Le cadmium qui coulisse le long de la partie supérieure des barres d combustible peut pénétrer au maximum de 21,5cm dans l'oxyd d béryllium : il masque alors la totalité de l'uranium à 10% d molybdène et l'uranium à 1,75% de molybdène sur une longueur de 10,7cm.

Les densités linéaires dans la cellule des deux alliages uranium-molybdène sont les suivantes :

U-Mo à 1,75% Mo : d_1 = 64,572g/cm soit 63,44g d'uranium/cm

U-Mo à 10% Mo : d_2 = 59,777g/cm soit 53,80g d'uranium/cm

3°) <u>Expériences et résultats</u>.

Après avoir chargé les 90 barres de combustible dans la pile alors que toutes les sécurités étaient armées mais que les manchons de contrôle étaient enfoncés au maximum dans l'oxyde d béryllium, nous avons effectué une approche sous-critique, comme dans le cas classique d'une pile à eau lourde, en élevant progressivement le niveau du milieu actif. Nous avons fait ensuite les mesures habituelles d'étalonnage en réactivité des dispositifs de pilotage et de sécurité. Les figures 7 et 7a m ntrent les courbes d'approches sous-critique et sur-eritique. La réactivité introduite par le déplacement vertical de 0,1cm des manchons de contrôle est 11,2 pcm.

a) <u>Mesure du laplacien</u>. La carte de flux a été dressée, la pil étant critique, au moyen de détecteurs de manganèse; nous avons fait des mesures près des frontières avec des détecteurs d'indium nu d'épaisseur 3/100mm, qui n'ont pas permis de mettr en évidence une perturbation locale du spectre des neutrons. C tte carte de flux a nécessité 11 irradiations successives, soigneusement normalisées entre elles, pour chacune desquelles la hauteur critique du volume actif a été mesurée. Les 11 chargem nts présentaient grossièrement la même absorption, et nous avons trouvé que la correction moyenne δh que doit subir la hauteur critique extrapolée h de la pile nue, déterminée expérim ntalement, pour tenir compte de la réactivité négative introduite par les détecteurs est $\delta h = -1,20 \pm 0,10$cm.

La répartition spatiale du flux de neutron est de la forme :

$$\Phi = \cos \frac{\pi(z-\varepsilon)}{h} \sum_{n \geq 0} A_n J_n \left(\frac{2,405\, r}{R_c}\right) \cos n\theta \qquad (19)$$

R_c st le rayon critique extrapolé, ε la cote du plan de symétrie du flux.

Les figures 8 et 9 représentent respectivement la distribution axiale du flux et sa distribution radiale après correction des harmoniques angulaires. Les courbes ont été déterminées à partir des points expérimentaux par une méthode de moindres carrés. La figure 10 montre les courbes du flux, à rayon constant, en fonction de la coordonnée θ, obtenues par interpolation : elles donnent une idée de l'importance des harmoniques angulaires et de leur relaxation et indiquent qu'il est nécessaire de les corriger avec soin pour bien déterminer le rayon de la pile, qui est trouvé égal à :

$$R_c = 81,25 \pm 0,2cm$$

La hauteur mesurée h est $157,0 \pm 0,5cm$, de laquelle on déduit la hauteur critique $h_c = h + \delta h$ de la pile propre :

$$h_c = 155,8 \pm 0,6cm$$

Le laplacien est par conséquent :

$$B^2 = (12,83 \pm 0,05)10^{-4}cm^{-2}$$

(à la température de 18,7°C).

Remarquons que la longueur d'extrapolation expérimental dans le milieu empoisonné inférieur est 9,2cm, en bon accord avec l'ordre de grandeur que nous attendions.

b) <u>Coefficients de température et de pression</u>. 4 thermocouples ont été placés dans des canaux, destinés normalement au passage des détecteurs, qui furent obturés à leurs extrémités par un isolant thermique. L'évolution des températures qu'ils indiquaient a été suivie régulièrement au cours des périodes de refroidissement ou de réchauffage. Aucune source de chaleur n'a été introduite dans la pile, les variations de température n'ayant été obtenues que par la régulation des moyens de chauffage du local dans son ensemble. Nous n'avons effectué les mesures de cinétique destinées à déterminer le coefficient de température qu'une fois vérifiée l'homogénéité des indications des thermocouples. Cinq expériences furent réalisées respectivement dans les conditions suivantes :

$T_1 = 18,20°C$	$P_1 = 752$ mmHg
$T_2 = 19,06°C$	$P_2 = 753$ mmHg
$T_3 = 11,60°C$	$P_3 = 743$ mmHg
$T_4 = 14,37°C$	$P_4 = 753,6$mmHg
$T_5 = 15,33°C$	$P_5 = 744,4$mmHg

Tous les résultats sont cohérents entre eux. Cependant, les valeurs que nous donnons ici sont déduites de la mesure des périodes par l'intermédiaire de la courbe de Nordheim valable pour une pile à eau lourde : nous introduisons de ce fait une légère erreur puisque le seuil de la réaction (γ, n) est 2,23Mev pour l'eau lourde et seulement 1,67Mev pour l'oxyd

de béryllium. Nous pensons que la correction à apport r au terme tenant compte des photoneutrons retardés dans la formule de Nordheim est faible; l'erreur à craindre que nous indiquons ici n'en tient pas compte :

$$\frac{\partial \rho}{\partial T} = - 10,5 \pm 1,5 \text{ pcm/°C}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial P} = - 0,15 \pm 0,05 \text{ pcm/mmHg}$$

c) Photoneutrons retardés. Nous avons étudié les photoneutrons retardés dûs aux produits de fission dont les périodes d'émission de rayonnement γ sont comprises entre 10 minutes t quelques jours.

La pile a été maintenue pendant 7h30 à un niveau de puissance stable correspondant à un flux au centre de l'ordre de $0,\cdot.10^7$ neutrons/cm^2.sec; à l'issue de cette période, nous avons introduit une antiréactivité d'environ 150pcm en descendant la herse au-dessous du niveau critique, et nous avons étudié la décroissance du flux au cours du temps. L'activité dûe aux sources de fission spontanée seules avait été préalablement mesurée dans les mêmes conditions d'anti-réactivité, sur la pile vierge.

La recherche des produits de fission donnant lieu à un effet (γ,n) a été facilitée par l'existence de deux rapports traitant de cette question (référence 3 et 4).

Nous avons déterminé à partir des éléments groupés dans le tableau III la décroissance théorique du flux entre les temps t = 3 h et t = 50 h (t = 0 étant l'instant du passage à l'état sous-critique). Nous avons ainsi rendu compte de façon correcte de la décroissance expérimentale à un facteur 1,6 près sur l'amplitude du flux, ce qui est relativement satisfaisant étant données les imprécisions des mesures absolues et du calcul d la probabilité que possède un γ, naissant dans une barre de combustible, de donner effectivement un neutron dans l'empil - ment (figure 11). En introduisant une période supplémentaire d 32mn, dûe au Brome 84, avec une importance 4 fois supérieure à celle prévue à partir des données de F.H.Clark (référence 4), on rend compte cette fois de la décroissance du flux dès l'époqu t = 1 heure. La connaissance, bien que très imparfaite, du t rme de fissions spontanées a permis d'obtenir un ordre de grandeur des β_i des divers émetteurs considérés. Ces résultats sont groupés dans le tableau IV.

TABLEAU III

Elément	$T_{1/2}$ substance mère	$T_{1/2}$ émetteur i	énergie des (Mev)	y_i%	f%	p
Te 132 I 132	77,7h	2,4h	2	4,4	2	$0,128.10^{-3}$
Te 131* Te 131	30h	25mn	> D	4,5	21,6	$0,114.10^{-3}$
I 135		6,7h	2,4 1,8	5,9	2 4	$0,119.10^{-3}$ $0,174.10^{-3}$
Kr88 Rb88	2,77h	17,7mn	2,8 1,86	3,1	1 21	$0,226.10^{-3}$ $0,157.10^{-3}$
Kr87		78mn	1,89 2,3	2	25 25	$0,149.10^{-3}$ $0,114.10^{-3}$
T 134 I 134	44mn	52mn	2,2	5,7	1	$0,114.10^{-3}$

y_i% taux de formation de la substance mère par fission

f% taux relatif de l'émission γ considérée

p probabilité qu'a le γ sortant d'une barre de donner un neutron par effet (γ,n) dans l'empilement

p st le produit de 3 facteurs :

- probabilité de sortie de la barre,
- probabilité d'être absorbé dans l'empilement
- rapport de la section efficace de la réaction (γ,n) à la section efficace totale.

TABLEAU IV

Emetteur i	
Te 132, I 132	$0,0076.10^{-5}$
Te 131*, Te 131	$0,0075.10^{-5}$
I 135	$0,037.10^{-5}$
Kr 88, Kr 88	$0,074.10^{-5}$
Kr 87	$0,089.10^{-5}$
Te 134, I 134	$0,0044.10^{-5}$
Br 84	$0,098.10^{-5}$

β_i = nombre de photo-neutrons produits à partir de l'émetteur i pour un neutron ordinaire naissant dans l'empilement .

d) Croissance de la densité de neutrons à $k_{eff} = 1$. On peut montrer par une théorie élémentaire que dans un ensemble juste critique, alimenté en neutrons par les sources de fission spontanée seules, compte tenu de l'effet des neutrons retardés, la croissance de la densité de neutrons tend asymptotiquement vers un loi linéaire de la forme :

$$n(t) = n_o + \frac{S\ell}{\ell + \sum_i \frac{\beta_i}{\lambda_i}} \cdot t \qquad (20)$$

ℓ étant la durée de la vie des neutrons dans le milieu, S le t rme source dû aux fissions spontanées.

Nous avons réalisé une telle montée du flux avec $k_{eff} = 1$, la croissance linéaire a été très rapidement atteinte et nous avons trouvé une pente de $10,4.10^{-5}$ neutrons/cm^3.sec.

$$\frac{S\ell}{\ell + \sum_i \frac{\beta_i}{\lambda_i}} = 10,4.10^{-5} \text{ n/cm}^3\text{.s}$$

On peut estimer S à $10,65.10^{-3}$ n/cm^3.s, d'où

$$\frac{\ell}{\ell + \sum_i \frac{\beta_i}{\lambda_i}} = 0,01$$

VI- INTERPRETATION DES RESULTATS -

1°) Discussion sur le rayon extrapolé.

Nous avons été amenés à donner deux valeurs différentes au rayon extrapolé lors des expériences exponentielles et de l'expérience critique :

$$R = 81,5 \pm 0,3\text{cm}$$

$$R_c = 81,25 \pm 0,2\text{cm}$$

Il semble que la valeur la plus probable de R dépende de la cote du plan étudié, et qu'elle augmente légèrement du plan $z = 0$ au plan $z = \pm 50$cm. Une explication qualitative peut être donnée à cette variation, qui, répétons-le, est inférieure à l'erreur sur la connaissance de R, en même temps qu'à la différence entre R et le rayon critique R_c : les semelles de garde débordent légèrement le milieu U-BeO dans le sens radial et ont sans doute une longueur d'extrapolation supérieure à celle de ce milieu.

Dans une expérience exponentielle, les semelles sont reproductrices de neutrons et elles peuvent créer un flux parasite de neutrons $\Phi(z)$ sur la surface latérale de l'empilement d'oxyde de béryllium. Pour que le développement (4) conserve sa valeur, nous avons montré (équation 12) qu'il faut retrancher aux coefficients des harmoniques $J_0\left(\lambda_i \frac{r}{R}\right)$ obtenus dans des plans z = cte les quantités :

$$\frac{2}{R^2} \frac{\lambda_i}{\gamma_i J(\lambda_i)} \left[\frac{ch(\gamma_i z)}{ch(\gamma_i h)} \int_0^h \Phi(\zeta) \, sh\, \gamma_i (h-\zeta) \, d\zeta - \int_0^z \Phi(\zeta) \, sh\, \gamma_i (z-\zeta) \, d\zeta \right]$$

$\Phi(z)$ étant impossible à mesurer de façon précise, nous n'avons utilisé cette formule que pour obtenir une valeur majorant de l'erreur introduite en négligeant cette correction; compte tenu de l'augmentation de R par rapport à la valeur R_c considérée comme non perturbée, cette erreur est au maximum de $0,04.10^{-4}\text{cm}^{-2}$ sur le laplacien apparent des expériences exponentielles.

Notons qu'une correction analogue devrait être apportée aux expériences besseliennes si l'irradiation n'était pas homogène en z. Le calcul a montré qu'elle restait négligeable.

2°) Anisotropie. Laplacien de la pile cubique.

Le coefficient d'anisotropie ε est obtenu à partir des composantes transversales et longitudinales des laplaciens apparents déterminées par les expériences exponentielles et besseliennes :

$$1 + \varepsilon = \frac{\alpha_{\perp 1}^2 - \alpha_{\perp 2}^2}{\alpha_{\parallel 1}^2} \qquad (21)$$

l'indice 1 est affecté aux expériences exponentielles, l'indice 2 aux expériences besseliennes.

Un calcul d'erreur brutal indiqu qu le coefficient d'anisotropie est connu à ± 0,075 dans le cas des barres de 2,6cm. Cette erreur se réduit à ± 0,06 si l'on tient compte de l'harmonique d'ordre 2 de l'expérience exponentielle, obtenu avec une précision non satisfaisante pour le calcul du laplacien qui lui correspond, mais suffisante pour qu'il soit d'un poids non négligeable dans la détermination de l'anisotropie, étant donné son éloignement (figure 1). Nous indiquons cependant dans le tableau V une erreur à craindre plus optimiste, car nous avons tenu compte de l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus avec les différents types de barres étudiés : il est évident par exemple que les différences entre les coefficients d'anisotropie sont connus avec une meilleure précision que les coefficients eux-mêmes, toutes les erreurs systématiques étant considérablement réduites. La valeur du coefficient d'anisotropi ne peut pas être négative, aussi avons nous limité inférieurement l'erreur à craindre sur ce coefficient dans le cas des barres de 3,56cm à -0,035.

Les valeurs des laplaciens correspondant aux piles cubiqu s sont déduites des résultats obtenus au cours des expéri nces besseliennes après correction d'anisotropie. Le tableau V donne ces valeurs et les coefficients d'anisotropie, la figure 12 montre la variation du laplacien en fonction du diamètre des barres d'uranium.

TABLEAU V

diamètre des barres (cm)	2,6	2,92	3,56	4,4
ε	0,092 ± 0,05	0,071 ± 0,05	0,035 $^{+\ 0,04}_{-\ 0,035}$	
$B^2.10^4 (cm^{-2})$	4,83 ± 0,20	5,39 ± 0,20	5,65* ± 0,20	

* après correction de $-0,08.10^{-4} cm^{-2}$ ramenant l'épaisseur de la gaine de 0,07cm à 0,1cm.

3°) Interprétation des mesures de laplacien.

Plutôt que de calculer le laplacien matière du réseau à partir de paramètres dont le choix comporte un certain arbitraire, il est préférable d'opérer en sens inverse et d'ajust r les paramètres les plus incertains à partir des résultats xpérimentaux sur le laplacien. On a choisi de déterminer les quatres paramètres suivants :

- le coefficient η de l'uranium naturel,
- l'âge dans l'oxyde de béryllium,
- le coefficient du terme de volume de l'intégrale effectiv ,
- le coefficient du terme de surface de l'intégrale eff ctiv .

Il subsist cep ndant, comm on va l voir, une incertitud sur d'autres constantes ainsi qu sur l'adaptation de certain s formules à la configuration envisagée. Cette incertitude réagira bien entendu sur les paramètres à ajuster, qui n'ont de s ns que dans le cadre d'un certain jeu de formules et de constantes.

a) <u>Formules utilisées</u>. Ce sont les formules usuelles d la théorie à deux groupes, résultant de l'hypothèse d'homogénéisation :

$$k_\infty = \left(1 + L^2 B^2\right)\left(1 + L_r^2 B^2\right) \qquad (22)$$

L'expression de k_∞ comporte, outre les quatre facteurs habituels, un facteur supplémentaire, rendant compte des r´actions.des neutrons rapides dans l'oxyde de béryllium :

$$k_\infty = \varepsilon \eta p f \rho \qquad (23)$$

D'après ce que nous verrons chapitre VII, le facteur ρ a pour expression :

$$\rho = 1 + \frac{1 - P_c}{1 - \left(1 - \frac{\sigma_i}{\sigma_t}\right) P_c}\left[\mathcal{P}(n,2n) - \mathcal{P}(n,\alpha)_{Be} - \mathcal{P}(n,\alpha)_0\right] \qquad (24)$$

P_c est la probabilité de collision usuelle pour les neutrons rapides, qui figure également dans l'expression du facteur ε :

$$\varepsilon = 1 + \frac{0{,}0952\ P_c}{1 - 0{,}5208\ P_c} \qquad (25)$$

Le calcul du facteur f a été effectué au moyen de l'expr ssion obtenue dans la référence 5, plus précise que la formule résultant de la théorie élémentaire de la diffusion. Toutefois, un traitement correct des canaux de section carrée paraissant difficile, nous avons été conduits à traiter les canaux carrés comme des canaux annulaires de même section, dans l'espoir que cette modification ne perturbe pas trop les conditions aux limites auxquelles doit satisfaire le flux dans le modérateur. On a de plus surchargé un peu l'expression de manière à tenir compte approximativement de la capture dans les gaines d'aluminium et dans l'azote des canaux (la quantité d'azote occluse dans l'oxyde de béryllium est négligeable):

$$\frac{1}{f} - 1 = \frac{V_1 \Sigma_{1c}}{V_0 \Sigma_{0c}}\left[G' + \frac{2V_0}{S_0} N'\right] + X'_1\left(1 + R_2\right) + R_2 \qquad (26)$$

avec $R_2 = R_{Al} + R'_{Al} + R_{Az}$

$$R_{Al} = \frac{V_{Al}\ \Sigma_{Alc}}{V_0\ \Sigma_{oc}}\ G'$$

$$R'_{Al} = \frac{V'_{Al}\ \Sigma_{Alc}}{V_0\ \Sigma_{oc}} \left[G' + \frac{2\ V_0}{S_0}\ \Sigma_{oc}\ N' \right]$$

$$R_{Az} = \frac{V_c\ \Sigma_{Azc}}{V_0\ \Sigma_{oc}} \left[G' + \frac{V_0}{S_0}\ \Sigma_{oc}\ N' \right]$$

Σ_{Alc} et Σ_{Azc} sont les sections de capture macroscopiques respectives de l'aluminium et de l'azote. V_{Al} est le volume de l'aluminium gainant la barre, V'_{Al} celui de l'aluminium gainant intérieurement BeO, V_1 et V_0 les volumes de BeO et d'uranium, et Σ_{1c} et Σ_{oc} les sections de capture macroscopiques de BeO et de l'uranium respectivement. Les autres notations sont définies dans la référence 5.

L'aire de diffusion a été évaluée au moyen de la formule

$$L^2 = L_1^2 \left[1 - f(1 + R_2) + f\ \frac{\Sigma_{1c}}{\Sigma_{oc}} \left(1 + \frac{V_c}{V_0} \right) \right] T \qquad (27)$$

L_1^2 étant l'aire de diffusion dans BeO. La présence du facteur T traduit l'effet de transport des neutrons à travers les canaux; ce terme a été déduit de la théorie de D.J.Behrens (référence 6) et a pour expression :

$$T = 1 + \frac{V_c}{V_0 + V_1} \left[1 + \frac{4}{3}\ \frac{r}{\lambda}\ F' \beta \right] \qquad (28)$$

r est ici l'épaisseur du canal annulaire équivalent au canal réel et λ le libre parcours de transport des neutrons thermiques dans l'oxyde de béryllium. F' est déterminé assez sommairement : il est déduit du terme F tabulé par Behrens dans le cas d'un canal annulaire par une simple règle de trois, en se recalant sur le cas simple d'un canal entièrement vide ($F' = \frac{1,487}{4/3}\ F$). Le facteur β prend les valeurs, 1, 3/2 ou 3/4 suivant que l'on s'intéresse à l'aire de diffusion moyenne, longitudinale ou transversale. Signalons enfin qu'en ce qui concerne le transport des neutrons, les gaines d'aluminium ont été traitées comme du vide, en raison du grand libre parcours des neutrons dans ce métal.

Pour le calcul de l'aire de ralentissement, on a fait usage de l'expression :

$$L_r^2 = \tau\ (1 - 0,192\ P_c)\ \frac{V_0 + V_1 + V_c}{V_1}\ T_r \qquad (29)$$

τ est l'âge dans BeO, il sera déterminé à partir des laplaciens expérimentaux. Le facteur T_r a même expression que le facteur T défini ci-dessus, au remplacement près du libre parcours de transport des neutrons thermiques par le libre parcours de transport des neutrons rapides. Le facteur $1-0,192\,P_c$ rend compte de l'effet de diffusion inélastique dans l'uranium, le coefficient 0,192 étant déduit empiriquement des données sur les réacteurs au graphite et à l'eau lourde.

L'expression du facteur p est :

$$p = \ell - \frac{V_0 N_0 I_{eff}}{V_1 \xi \Sigma_s} \qquad (30)$$

N_0 étant le nombre de noyaux d'uranium 238 par cm^3, $\xi \Sigma_s$ est le pouvoir de ralentissement de BeO. L'intégrale effective a pour expression :

$$I_{eff} = A\left(1 + \mu \frac{S}{M}\right) \qquad (31)$$

S étant la surface de la barre et M sa masse. Les paramètres A et μ seront déterminés à partir des laplaciens expérimentaux.

b) <u>Constantes numériques</u>. Les valeurs des constantes données ici sont relatives à une densité de 18,8g/cm^3 pour l'uranium et à une densité de 2,95g/cm^3 pour l'oxyde de béryllium; le calcul a en fait été effectué à partir d'une densité de BeO égale à 2,913g/cm^3 pour tenir compte de la présence des canaux destinés au logement des détecteurs.

En ce qui concerne le facteur p, nous verrons au chapitre VII que :

$$\wp_{(n,2n)} - \wp_{(n,\alpha)_{Be}} - \wp_{(n,\alpha)_0} = 6,10^{-2}$$

C'est là une des principales incertitudes du calcul, par suite de la marge d'erreur sur $\wp_{(n,2n)}$; en conséquence, une incertitude sur la réactivité de $1.500.10^{-5}$ de part et d'autre n'est pas exagérée.

La quantité σ_i/σ_c vaut 0,574; d'autre part, la section totale macroscopique des neutrons rapides dans l'uranium a été prise égale à 0,2048cm^{-1}.

Les sections efficaces thermiques de l'uranium sont de 0,3198cm^{-1} pour la capture et de 0,3947cm^{-1} pour la diffusion.

On a pris comme longueur de diffusion dans BeO la valeur de 32,37cm, mesurée par J.C.Koechlin et al. (référence 7), avec une précision de $\pm$ 0,5cm. Le libre parcours de transport des neutrons thermiques dans BeO a été pris égal à 1,759m, valeurs déduites de la mesure faite à Saclay par J.Lacour et al. (référence 9) (précision de $\pm$ 0,05cm).

De ces deux constantes mesurées, nous avons déduit la valeur de la section de capture thermique de BeO au moyen de la relation $\Sigma_{tc} = \lambda/3L_1^2$; la valeur trouvée est de 5,598cm^{-1} pour des neutrons de pile, soit, pour des neutrons de vitesse 2.200m/sec, une section efficace microscopique de 8,891 millibarns. Par suite de l'importante marge d'erreur sur la valeur de λ, la section de capture ainsi obtenue est très imprécise, d'où une incertitude sur la réactivité de plusieurs centaines de $.10^{-5}$.

L'aluminium utilisé a une section de capture de 1,508cm^{-1}; celle de l'azote dans l'air atmosphérique est de $0,708.10^{-4}$cm^{-1}.

La valeur du libre parcours de transport des neutrons rapides dans BeO a été prise égale à 1,688cm et celle du pouvoir modérateur $\xi \Sigma_s$ à 0,1131cm^{-1}; ces deux valeurs ont été obtenues en prenant la moyenne, sur un spectre de ralentissement en $\frac{dE}{E}$, des courbes du libre parcours et du pouvoir modérateur en fonction de l'énergie.

c) <u>Formules et constantes numériques utilisées dans le calcul de l'expérience critique</u>. Elles sont semblables à celles définies ci-dessus. Toutefois, l'emploi de tubes en alliage d'uranium enrichi et de molybdène apporte certaines modifications. Les calculs ont été faits pour une teneur moyenne en molybdène de 1,75% et un enrichissement isotopique de l'uranium de 1,35%.

Le coefficient η de l'alliage combustible se déduit du coefficient η de l'uranium naturel, choisi comme paramètre, par multiplication par un facteur constant, qui vaut 1,191.

La présence de molybdène modifie légèrement les expressions des facteurs φ et ε :

$$\varphi = 1 + \frac{1 - P_c}{1 - \left(1 - \frac{\sigma_i}{\sigma_t}\beta\right) P_c} \left[\mathcal{P}_{(n,2n)} - \mathcal{P}_{(n,\alpha)_{Be}} - \mathcal{P}_{(n,\alpha)_0} \right] \quad (32)$$

$$\varepsilon = 1 + \frac{0,0952\ \beta\ P_c}{1 - (0,5208\beta + 1 - \beta)\ P_c} \quad (33)$$

$\frac{1}{\beta} - 1$ est le rapport de la section efficace macroscopique totale du molybdène à la section efficace macroscopique totale de l'uranium pour les neutrons rapides, compte tenu des proportions respectives de ces deux éléments dans l'alliage (β = 0,9512). Signalons que la probabilité P_c pour la barre creuse a été calculée sans approximation. Il en est de même de la probabilité P_c pour les neutrons thermiques qui intervient dans le calcul de f (voir référence 5 annexe I). La section efficace de capture thermique du molybdène a été prise égale à 2,217 barns pour des neutrons de pile.

Dans les t rmes T t T_r figurant dans les expressions d L^2 et de L_r^2, on a tenu compte du transport dans la cavité int'rieure au tube combustible.

Enfin, l'expression de p est modifiée de la manière suivante :

$$p = \varphi - \frac{V_0 N_0 I_{eff}}{V_1 \xi \Sigma_s} - \frac{V_0 N_M I_M}{V_1 \xi \Sigma_s} \qquad (34)$$

N_0 et N_M étant les nombres respectifs de noyaux d'uranium 238 t de molybdène par cm^3 et I_M l'intégrale de résonance du molybdène qui vaut 13 barns. L'expression de l'intégrale de résonance de l'uranium est légèrement changée :

$$I_{eff} = A \left(\delta + \mu \frac{S}{M} \right) \qquad (35)$$

S étant ici la surface extérieure du tube et δ défini par :

$$\delta = \left(1 + \frac{\Sigma_{MS}}{\Sigma_{OS}}\right)^{0,415} = 1,015 \qquad (36)$$

Σ_{MS} et Σ_{OS} étant les sections de diffusion du molybdène et d l'uranium dans l'alliage pour les neutrons de résonance. Les paramètres A et μ à déterminer sont ceux qui ont été mentionnés plus haut.

d) <u>Ajustement des paramètres</u>. L'âge dans l'oxyde de béryllium a été mesuré jusqu'à la résonance de l'indium (1,44eV) par C.Gourdon et al. (référence 10); la valeur trouvée est de $85 \pm 7 cm^2$. Pour obtenir l'âge effectif à utiliser dans un calcul de pile, il faut corriger cette valeur d'une quantité difficile à déterminer par le calcul. Or la valeur de cet âge influe fortement sur le laplacien des expériences sous-critiques, mais bien plus encore sur celui de l'expérience critique dont le coefficient de multiplication infini est beaucoup plus élevé. Comme de plus la précision de cette dernière expérience est nettement supérieure à celle des autres, on conçoit que, à condition de garder les paramètres η, A et μ dans un domaine de variation raisonnable, l'incertitude sur le paramètre τ pourra être fortement réduite. Le calcul montre que le choix suivant des valeurs des paramètres conduit à des laplaciens en accord satisfaisant avec les laplaciens expérimentaux :

$$\tau = 93 cm^2 \qquad \eta = 1,306 \qquad A = 5,1 \qquad \mu = 7$$

La valeur de l'âge effectif ainsi obtenue est à compar r avec la valeur de l'âge jusqu'à la résonance de l'indium. La corr - tion peut sembler assez faible; ceci tendrait à montrer que la coupure effective de l'intégrale d'âge doit se situer à une énergie assez élevée; c'est également ce que montre la théori de E.R.Cohen, qui place, pour les valeurs usuelles du rapp rt de modération, cette coupure aux environs de 16kT (référenc 23).

Les principaux résultats du calcul sont consignés dans le tableau VI.

TABLEAU VI

diamètre des barres (cm)	2,6	2,92	3,56	4,4	Expérience critique
ε	1,0285	1,0316	1,0375	1,0447	1,0166
η	1,306	1,306	1,306	1,306	1,5555 (de l'alliage)
p	0,9138	0,8967	0,8588	0,8029	0,9235
f	0,8801	0,8965	0,9187	0,9362	0,8865
ρ	1,0500	1,0489	1,0469	1,0445	1,0541
k_∞	1,1343	1,1360	1,1192	1,0713	1,3646
L^2 (cm^2)	142,11	119,23	88,49	64,64	134,25
L_r^2 (cm^2)	126,48	122,83	115,72	107,28	127,57
B^2 (cm^2)	$4,84.10^{-4}$	$5,44.10^{-4}$	$5,67.10^{-4}$	$4,08.10^{-4}$	$12,84.10^{-4}$

4°) Interprétation des mesures du coefficient de température et du coefficient de pression.

A) Coefficient de température.

Le coefficient de température a été obtenu par le calcul* en dérivant la formule du coefficient de multiplication effectif par rapport à la variable T. Comme dans tous les réacteurs à modérateur solide, les effets liés aux variations de densité ont pu être négligés hormis l'effet d'azote, il ne subsiste donc que les différents effets liés à la température des neutrons, et l'effet lié à la température de l'uranium (effet Doppler). On a admis que les valeurs de ces deux températures ainsi que leurs variations étaient égales à celles de la température ambiante. Il est de plus évident que la présence de réactions rapides dans l'oxyde de béryllium ne peut influer sur le coefficient de température. On a d'autre part négligé la variation de la longueur de ralentissement du réseau avec la température, cette variation étant très faible. L'effet Doppler a été calculé en supposant que l'intégrale effective varie suivant une loi du type :

$$I_{eff} = A\left(1 + \mu \frac{S}{M} + \alpha \delta T\right) \qquad (37)$$

* Certaines des formules utilisées proviennent d'une étude antérieure de J. De Lamare (référence 11).

c) l'incertitude sur la variation du libr parcours d transport des neutrons th rmiqu s dans la glucin av c la températur . Il semble seulement que ce libre parcours doive diminuer quand la température s'élève, car la proportion des neutrons dans la région du spectre inférieure à 0,007eV, où la section de transport tombe à une valeur très faible, diminue (référence 8).

Le calcul a conduit aux valeurs suivantes pour les différents effets, en fonction de la variation du libre parcours, prise égale comme inconnue, et pour une élévation de température de 1°C.

Effet du L^2 (du réseau)	$- 17,6.10^{-5}$	$- 0,115$	$\delta\lambda/\lambda$
Effet sur f	$+ 5,3.10^{-5}$	$+ 0,013$	$\delta\lambda/\lambda$
Effet sur η	$- 2,4.10^{-5}$		
Effet du p (Doppler)	$- 1,1.10^{-5}$		
Effet d'azote	$+ 0,3.10^{-5}$		
Effet global	$- 15,5.10^{-5}$	$- 0,102$	$\delta\lambda/\lambda$

On a admis comme négligeable l'effet sur les longueurs d'extrapolation mentionné ci-dessus. On voit que l'effet sur les fuites domine tous les autres; ceci est normal dans un réacteur d'aussi faibles dimensions. L'effet sur η est plus faible que dans un réacteur à uranium naturel, ce qui était prévisible. En comparant l'effet global calculé et l'effet mesuré, $- 10,5\ (\pm 1,5).10^{-5}/°C$, on peut déduire une valeur de $\delta\lambda/\lambda$: $\delta\lambda/\lambda = - 0,142\ (\pm 0,043)\delta T/T$.

En l'absence de mesures directes de $\delta\lambda/\lambda$, il est impossible de juger de la valeur de cette détermination; notons seulem nt que le sens de variation est bien celui auquel on pouvait intuitivement s'attendre. L'effet de température lié à la variation des longueurs d'extrapolation, s'il n'est plus supposé négligeable, doit agir dans le sens d'une diminution de la valeur absolue du $\delta\lambda/\lambda$ obtenu ci-dessus. L'effet sur la température des neutrons agit en sens inverse.

B) <u>Coefficient de pression</u>.

Le calcul aboutit aux valeurs suivantes :

Effet sur f	$- 0,134.10^{-5}$/mmHg
Effet sur L^2 (du réseau)	$+ 0,020.10^{-5}$/mmHg
Effet global	$- 0,114.10^{-5}$/mmHg

Cette valeur est en bon accord avec la valeur mesurée qui est de $- 0,15\ (\pm 0,05).10^{-5}$/mmHg.

δT étant l'élévation de température de l'uranium et α valant environ 3.10^{-4}, valeur en accord avec des mesures effectuées sur différents types de réacteurs. L'effet d'azote (aussi bien l'effet de température que l'effet de pression considéré plus loin), ne concerne que l'azote inclus dans l'air des canaux, car la quantité d'azote occluse dans la glucine est négligeable, la porosité de l'oxyde de béryllium est en effet très faible, sa densité réelle étant très voisine de sa densité théorique.

Les variations des sections efficaces de l'uranium avec la température ont été calculées à partir des formules et des tables de C.H.Westcott (référence 12) en tenant compte à la fois de la variation du terme g et de celle du terme s; le coefficient r, qui présente approximativement la proportion de neutrons rapides dans le spectre, a été estimé après un calcul élémentaire à 0,066; sa variation avec la température est négligeable.

Les trois incertitudes principales de calcul sont, par ordre d'importance croissante :

a) l'incertitude sur la variation de la longueur d'extrapolation dans les semelles de garde. Nous avons négligé cette variation car elle doit être très faible. Dans ce milieu, la variation de la température n'influe pas sur la capture dûe au cadmium dans la partie maxwellienne du spectre aux températures envisagées; elle n'influe pas non plus sur la partie en $\frac{1}{E}$, et l'aire de ralentissement peut être considérée comme constante. La seule variation à craindre est dûe au changement des propriétés diffusantes du modérateur graphite-hydrogène, mais nous avons vu que les phénomènes liés à la diffusion ne jouent qu'un faible rôle devant les phénomènes liés au ralentissement : la longueur d'extrapolation est en effet du même ordre que la longueur de ralentissement. Signalons toutefois qu'un accroissement de la longueur d'extrapolation de 1/10 de mm dans chacun des semelles équivaut à un gain de réactivité d'environ 2.10^{-5}.

b) l'incertitude sur la température réelle des neutrons dans le réseau. En l'absence de données précises, on a admis que la valeur et les variations de cette température étaient égales à celles de la température ambiante. La valeur de la température des neutrons n'influe en elle-même que par un terme du second ordre sur le coefficient cherché. Par contre, si la variation de la température des neutrons s'écarte sensiblement de celle de la température ambiante, l'erreur introduite peut devenir plus importante; ceci peut se produire si le rapport de la température absolue des neutrons à la température absolue ambiante est nettement supérieur à l'unité. Dans ce cas, le coefficient calculé pour les effets relatifs à la température des neutrons, c'est-à-dire pratiquement le coefficient global, devrait être multiplié approximativement par ce rapport, qui pourrait, d'après certains, atteindre 4/3.

VII- INFLUENCE DES REACTIONS (n,2n) ET (n,α) DU BERYLLIUM SUR LE BILAN NEUTRONIQUE D'UN REACTEUR MODERE A L'OXYDE DE BERYLLIUM OU AU BERYLLIUM - CONSEQUENCES SUR L'EVOLUTION A LONG TERME DE LA REACTIVITE -

1. Introduction*.

Les expériences décrites ci-dessus ont fourni des valeurs anormalement élevées du laplacien, si on les compare aux valeurs calculées par les formules habituelles des réseaux au graphit . Il semble bien que ce désaccord doive être attribué aux réactions à neutrons rapides qui se produisent dans l'oxyde de béryllium. Dans le but d'estimer l'effet de ces réactions sur le bilan n utronique d'un réacteur à l'oxyde de béryllium, une étude a ét' entreprise à partir des données existantes, en collaboration av c P.Esclangon (référence 14). Certaines modifications de détail ont depuis été apportées à ce calcul, dont le principe a de plus été appliqué au cas d'un réacteur modéré au béryllium métal (référen 13). D'autre part, J.Horowitz (référence 15) a considéré l'accumulation de noyaux poisons consécutive à la réaction (n,α) du béryllium, et a calculé l'évolution lente de réactivité qui en résulte.

2. Courbes de sections efficaces. Données physiques.

La section efficace de la réaction

$$n + Be_4^9 \rightarrow Be_4^8 + 2n \quad \text{(seuil lab. théorique à 1,85 MeV)}$$

st mal connue. Les seules mesures assez précises pour perm ttr de construire la courbe de section efficace sont :

1°) Celles de J.R.Beyster et al. qui ont fourni pour la différence entre la section totale et la section élastique :

$0,62 \pm 0,03$ barns à 4,07 MeV (réf.16)

$0,55 \pm 0,06$ barns à 7,0 MeV (réf.17)

De ces valeurs on peut déduire la section (n,2n) connaissant la section (n,α) (voir plus loin).

2°) Celles de G.J.Fisher (référence 18) qui s'étendent entre le seuil effectif à environ 2,7 MeV jusqu'à environ 3,2 MeV.

On voit que, dans le domaine d'énergie intéressant les neutrons de fission, une partie de la courbe de section efficace reste inconnue. Pour combler cette lacune, une étude théoriqu a été entreprise à Saclay par R.Balian, C.T. De Dominicis et V.Gillet (référence 19). Ceux-ci ont obtenu jusqu'à maintenant une courbe provisoire, qui nous a servi de base de travail, dans l'attente d'autres résultats. Les valeurs concernant la réaction (n,2n) obtenues plus loin ne peuvent donc représenter qu'un ordre de grandeur de l'effet.

La section efficace de la réaction

$$n + Be_4^9 \rightarrow He_2^6 + He_2^4 \quad \text{(seuil lab. théorique à 0,71 MeV)}$$

a été publiée (références 20 et 21).

---

* Pour une exposition plus détaillée de la présente étude, voir référence 13.

Bien que se manifestant à une énergie nettement plus él vé qu les deux précédentes (référence 21), la réaction (n,α) de l'oxygène n'est pas absolument négligeable dans le bilan neutronique d'un réacteur à oxyde de béryllium (voir plus loin). On p ut par contre négliger la réaction (γ,n) du béryllium en régime p rmanent.

3. Pr©babilités de réaction en milieu infini et homogène de béryllium ou d'oxyde de béryllium.

Soit un neutron rapide naissant en milieu infini d'oxyde d béryllium (le calcul s'étend de manière évidente au béryllium) suivant un certain spectre d'énergie $S_0(E)dE$; quelle probabilité a-t-il de provoquer une réaction d'un type donné (r), de section efficace $\sigma_r(E)$?

La probabilité pour qu'une réaction (r) ait lieu dès le premier choc est :

$$\int_0^\infty \frac{\sigma_r(E)}{\sigma_{tot}(E)} S_0(E)\,dE \qquad (38)$$

à $\sigma_{tot}(E)$ est la somme des sections totales du béryllium t de l'oxygène.

Si le premier choc est une réaction (n,2n), on peut adm ttre sans erreur appréciable que les deux neutrons engendrés ont en moyenne une énergie inférieure au seuil des réactions rapides. Mais si le premier choc est une diffusion élastique, le neutron peut c nserver assez d'énergie pour provoquer ultérieurement une réaction rapide.

Pour évaluer cet effet, nous avons calculé le spectre des neutrons après un choc sur un noyau de béryllium ou d'oxygène, compte tenu de la variation avec l'énergie des sections effica s respectives de ces deux éléments. Ce nouveau spectre n'est plus bi n ent ndu normalisé à l'unité, le neutron ayant eu une certaine probabilité de disparaître au premier choc dans une réaction. On a t nu compte du fait que, aux énergies envisagées, la diffusion élastiqu est anisotrope dans le système du centre de masse, si bien qu la p rte logarithmique moyenne d'énergie est nettement inférieure à ξ. On a négligé les variations de cette anisotropie avec l'énergie et utilisé les courbes de distribution angulaire des neutrons à 2,9M V qui sont publiées pour Be et O (référence 22).

On en déduit les probabilités $P^{(Be)}(x)$ et $P^{(O)}(x)$ pour qu , dans un choc élastique contre un noyau de Be ou de O, le rapport de l'énergie finale à l'énergie initiale soit compris entre x t x + dx. Le spectre après un choc s'écrit alors :

$$S_1(E) = \int_E^{E/\alpha^{(Be)}} \frac{\sigma_{el}^{(Be)}(E')}{\sigma_{tot}(E')} P^{(Be)}\left(\frac{E}{E'}\right) \frac{1}{E'} S_0(E')\,dE' + \int_E^{E/\alpha^{(O)}} \frac{\sigma_{el}^{(O)}(E')}{\sigma_{tot}(E')} P^{(O)}\left(\frac{E}{E'}\right) \frac{1}{E'} S_0(E')\,dE'$$

(39)

$\alpha^{(B)}$ et $\alpha^{(0)}$ étant les pertes maxima d'énergi .

On peut, par itération, construire le spectre des neutrons ayant subi 2,3,...n chocs sur des noyaux d'un type quelconque; on en déduit la probabilité globale pour une réaction (r) :

$$\mathcal{P}_r = \int_0^\infty \frac{\sigma_r(E)}{\sigma_{tot.}(E)} \sum_{n=0}^{\infty} S_n(E)\, dE \qquad (40)$$

qui est nettement supérieure à celle donnée par l'expression (38). Les sommes $\sum_{n=0}^{p} S_n(E)$ obtenues en prenant pour $S_0(E)$ le spe tr de fission sont tracées sur la figure 13 pour l'oxyde de béryllium et sur la figure 14 pour le béryllium. On est conduit aux valeurs suivantes des probabilités de réaction :

Oxyde de béryllium	Béryllium
$\mathcal{P}_{(n,2n)} = 9{,}8.10^{-2}$	$\mathcal{P}_{(n,2n)} = 9{,}8.10^{-2}$
$\mathcal{P}_{(n,\alpha)_{Be}} = 3{,}4.10^{-2}$	$\mathcal{P}_{(n,\alpha)_{Be}} = 4{,}0.10^{-2}$
$\mathcal{P}_{(n,\alpha)_0} = 0{,}4.10^{-2}$	

Les valeurs concernant la réaction (n,2n) ne représentent, comme on l'a vu, qu'un ordre de grandeur de l'effet.

4. Influence sur le bilan neutronique d'un réacteur.

Les neutrons sortant d'une barre à la suite d'une fissi n se divisent en deux catégories : ceux qui sortent à l'état rapide et qu'on supposera distribués suivant un spectre de fissi n (ce qui n'est qu'approximatif); ceux qui ont subi une diffusion inélastique sur un noyau d'uranium et dont l'énergie est en moy nne inférieure au seuil des réactions envisagées. On admettra qu'une fois sorti de la barre, le neutron se trouve laché en mili u infini et homogène d'oxyde de béryllium ou de béryllium, c'est-à-dir placé dans les conditions étudiées ci-dessus. On peut alors montrer que le gain de réactivité a pour expression :

$$\frac{\delta k}{k} = \frac{1 - P_c}{1 - \left(1 - \frac{\sigma_i}{\sigma_t}\right) P_c} \left[\mathcal{P}_{(n,2n)} - \mathcal{P}_{(n,\alpha)_{Be}} - \mathcal{P}_{(n,\alpha)_0} \right] \qquad (41)$$

La probabilité de diffusion inélastique par choc vaut 0,574 dans le cas de l'uranium naturel. P_c est la probabilité d collision utilisée dans le calcul du facteur ξ . Dans le cas d'une barre d'uranium naturel de diamètre 2,92cm, le facteur d'atténuation $\frac{1 - P_c}{1 - \left(1 - \frac{\sigma_i}{\sigma_t}\right) P_c}$ vaut 0,814, d'où un gain de :

$4{,}380.10^{-5}$ dans un réacteur à oxyde de béryllium

$4{,}720.10^{-5}$ dans un réacteur à béryllium

Ces valeurs sont affectées par l'incertitude sur l'eff t d la réaction (n,2n).

5. Conséquences sur l'évolution à long terme de la réactivité.

Nous allons considérer maintenant certaines conséquences de la réaction :

$$n + Be_4^9 \longrightarrow He_2^6 + He_2^4$$

qui ne se manifestent pas dans une expérience à basse puissance, mais seulement dans un réacteur après un certain temps de fonctionnement, tout comme les effets des produits de fission. Le He^6 formé se désintègre avec une période de 0,8sec en Li^6 d'où la réaction à neutrons thermiques

$$n + Li_3^6 \longrightarrow He_2^4 + H_1^3$$

Le tritium se transforme à son tour avec une période de 12,5 ans en He^3, d'où la réaction à neutrons thermiques :

$$n + He_2^3 \longrightarrow H_1^3 + p$$

Nous supposerons que le H^3 et le He^3 ne peuvent s'échapper du réacteur par diffusion gazeuse.

Soient alors :

λ = $1,76.10^{-9}$ sec^{-1} la constante de désintégration du tritium

σ_L = 838 barns la section de capture de Li^6 pour des neutrons de pile

σ_{He} = 4790 barns la section de capture de He^3 pour des neutrons de pile

Φ = le flux moyen dans Li^5 et He^3

$\beta = \dfrac{1 - P_c}{1 - \left(1 - \dfrac{\sigma_i}{\sigma_c}\right) P_c} \mathcal{P}_{(n,\alpha)Be}$ le nombre moyen de réactions (n, α) par neutron de fission

Les autres notations sont évidentes. Les variations de réactivité dûes aux effets Li^6 et He^3 sont données par :

$$\left(\frac{\delta k}{k}\right)_{Li} = - \frac{f \eta \beta}{1 + L^2 B^2} \left(1 - e^{-\sigma_L \Phi t}\right) \qquad (42)$$

$$\left(\frac{\delta k}{k}\right)_{He} = - \frac{f \eta \beta}{1 + L^2 B^2} \frac{\sigma_{He} \Phi}{\sigma_{He} \Phi + \lambda} \left[\lambda t - \frac{\lambda}{\sigma_L \Phi} \left(1 - e^{-\sigma_L \Phi t}\right) - \frac{\lambda}{\sigma_{He} \Phi + \lambda} \right.$$

$$\left. + \frac{\lambda}{\sigma_{He} \Phi + \lambda - \sigma_L \Phi} e^{-\sigma_L \Phi t} - \frac{\lambda \sigma_L \Phi e^{-(\sigma_{He} \Phi + \lambda) t}}{(\sigma_{He} \Phi + \lambda)(\sigma_{He} \Phi + \lambda - \sigma_L \Phi)} \right] \qquad (43)$$

Pour un flux de 10^{13}, on aurait, en exprimant t en années :

$$\left(\frac{\delta k}{k}\right)_{Li} = - \frac{f \eta \beta}{1 + L^2 B^2} \left(1 - e^{-1,32\,t}\right) \qquad (44)$$

soit, pour un réacteur à oxyde de béryllium dans lequel

$$\frac{f \eta}{1 + L^2 B^2} = 1,13$$

avec des barres d'uranium naturel de diamètre 2,92cm ($\beta = 2,77.10^{-2}$) un effet à saturation de $- 3130.10^{-5}$. L'effet hélium est plus lent à se manifester mais ne se sature pas; pour ce même réacteur, il est de :

$- 720.10^{-5}$ pour t = 5 ans
$- 1570.10^{-5}$ pour t = 10 ans

Dans un réacteur à béryllium, les pertes de réactivité sont sensiblement plus importantes par suite de la probabilité accrue de réaction (n,α); pour un réacteur de mêmes caractéristiques que le réacteur à oxyde de béryllium ci-dessus, on aurait $\beta = 3,26.10^{-2}$, d'où un effet lithium à saturation de -3680.10^{-5} et un effet hélium de :

$- 850.10^{-5}$ pour t = 5 ans
$- 1840.10^{-5}$ pour t = 10 ans

La réaction (n,2n) ne jouant aucun rôle dans ce processus, les résultats numériques ci-dessus ne sont pas sujets à caution. Si toutefois on fait confiance aux valeurs obtenues pour l'effet (n,2n), on peut dresser en fonction du temps pour les deux réacteurs définis ci-dessus, le bilan neutronique global dû aux réactions dans le modérateur.

Réacteur à oxyde de béryllium

4880.10^{-5} pour t = 0
1030.10^{-5} pour t = 5 ans
180.10^{-5} pour t = 10 ans

Réacteur à béryllium

4720.10^{-5} pour t = 0
190.10^{-5} pour t = 5 ans
-800.10^{-5} pour t = 10 ans

Les pertes de réactivité dûes à l'empoisonnement peuvent paraître énormes, mais il doit être possible de les compens r au fur et à mesure en jouant sur la formation de plutonium.

Remerciements -

Les signataires membres de l'"Atomic Energy Establishm nt" de l'Inde tiennent à remercier vivement le Commissariat à l'Energie Atomique Française pour l'aimable accueil qui leur a été réservé, et le "Department of Atomic Energy" de l'Inde pour le soutien financier qu'il a bien voulu leur accorder pendant la durée de leur séjour à Saclay.

BIBLIOGRAPHIE

(1) J.MARTELLY
"le Neutrostat" Rapport présenté à cette Conférence n°1193

(2) J.MARTELLY
"Sur un nouveau traitement multigroupe de la diffusion des neutrons dans les milieux reproducteurs"
Journal of Nuclear Energy (à paraître)

(3) BERNSTEIN
"Delayed neutrons from U-235"
Rapport A.E.C.D. 1833

(4) F.H.CLARK
"Decay of fission products gamma"
Rapport N.D.A. 2739

(5) A.AMOUYAL, P.BENOIST, J.HOROWITZ (1957)
"Nouvelle méthode de détermination du facteur d'utilisation thermique d'une cellule"
Journal of Nuclear Energy 6, 1-2, 79

(6) D.J.BEHRENS (1949)
"The effect of holes in a reacting materials on the passag of neutrons"
Proc. of the Phys.Soc., A, 62, 10, 358A

(7) J.C.KOECHLIN, J.MARTELLY, V.P.DUGGAL (1955)
"Mesure de la longueur de diffusion des neutrons thermiques dans l'oxyde de béryllium"
Conférence de Genève, Communication P/359

(8) A.HERPIN; D.SAINT-JAMES (1957)
"La longueur de diffusion d'une poudre cristalline et la déformation du spectre de Maxwell"
Rapport S.P.M. n°223 (Saclay)

(9) J.LACOUR, V.RAIEVSKI
Non publié

(10) C.GOURDON, J.MARTELLY
Non publié

(11) J. DE LAMARE (1956)
"Effets de températures dans les piles hétérogènes à Uranium naturel"
Rapport S.P.M. n°142 (Saclay)

(12) C.H.WESTCOTT (1957)
"Effective cross-section values for well moderated th rmal reactor spectra"
Rapport C.R.R.P. 680 (A.E.C.L. 407, Canada)

(13) P.BENOIST, J.HOROWITZ, K.SAHAI (1958)
"Influence des réactions (n,2n) et (n,γ) du béryllium sur l bilan neutronique d'un réacteur modéré à la glucine ou au béryllium. Conséquences sur l'évolution à long terme de la réactivité"
Rapport C.E.A. n°826 (Saclay)

(14) P.BENOIST, P.ESCLANGON, K.SAHAI (1957)
"Effets des réactions (n,2n) et (n,γ) du béryllium dans un réacteur à glucine"
Rapport S.P.M. n°263 (Saclay)

(15) J.HOROWITZ (1957)
"Evolution lente de la réactivité dans un réacteur modéré à la glucine ou au béryllium, à la suite de la formation de Li^6 et de He^3"
Rapport S.P.M. n°257 (Saclay)

(16) J.R.BEYSTER, R.L.HENKEL, R.A.NOBLES, J.M.KISTER (1955)
"Physical Review 98 - 1222"

(17) J.R.BEYSTER, M.WALT, E.W.SALMI (1956)
"Physical Review 104, 1319"

(18) G.J.FISHER (1957)
"Cross-section for the (n,2n) reaction in Be^9"
Physical Review 108, 99

(19) R.BALIAN, C.T. DE DOMINICIS, V.GILLET
A paraître

(20) P.H.STELSON, E.C. CAMPBELL (1957)
"Cross-section for the Be^9 (n,γ)He^6 reaction"
Physical Review 106, 1252

(21) D.J.HUGHES, R.B.SCHWARTZ (1.1.1957)
"Neutron cross-sections" BNL-325 Supplément n°1 (Brookhaven)

(22) D.J.HUGHES, J.A.HARVEY (1.7.1955)
"Neutron cross-sections" BNL 325 (Brookhaven)

(23) E.R.COHEN (1955)
"Some comments on the effects of epithermal neutrons in a reactor" Rapport NAA-SR-1127

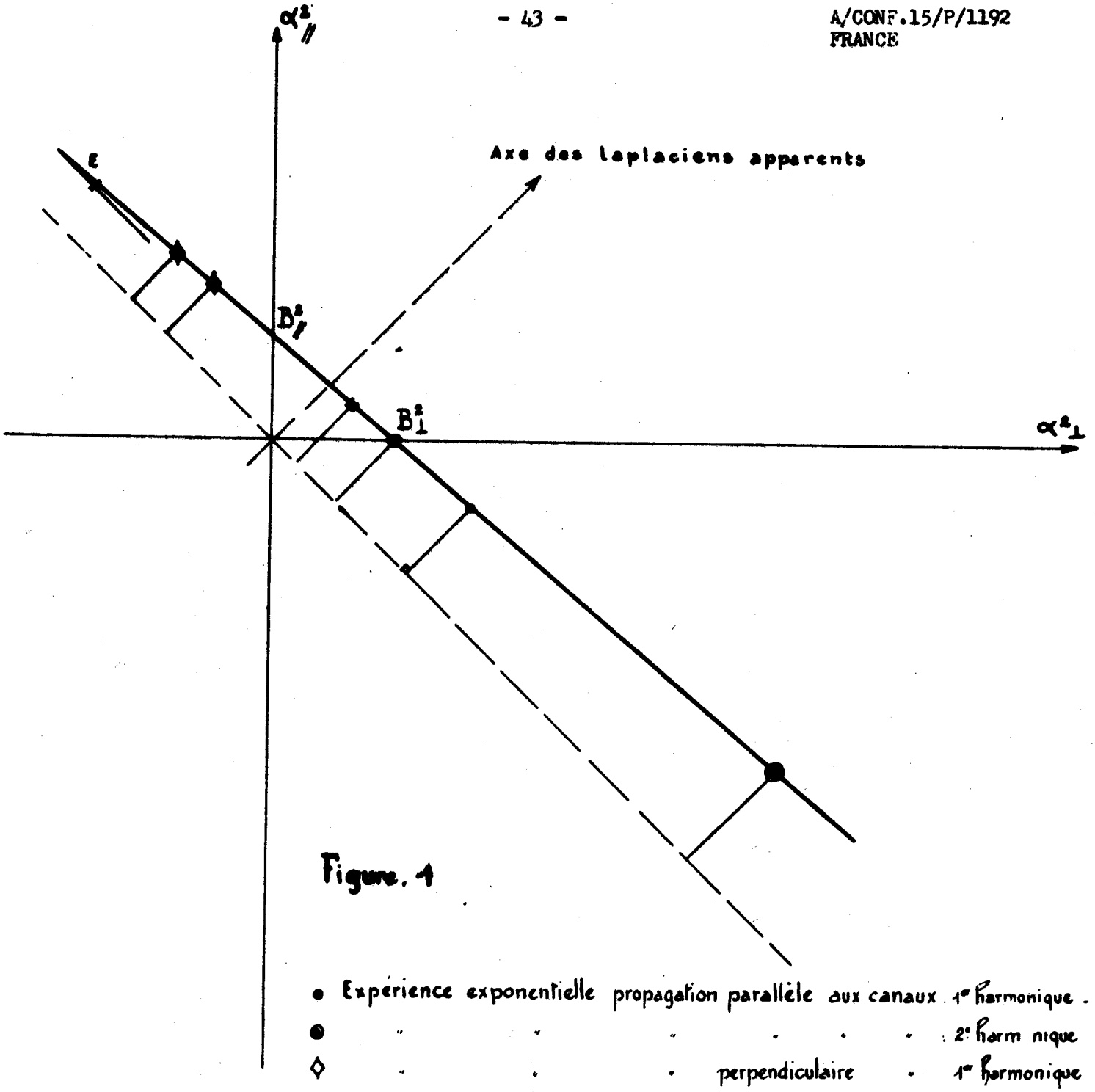
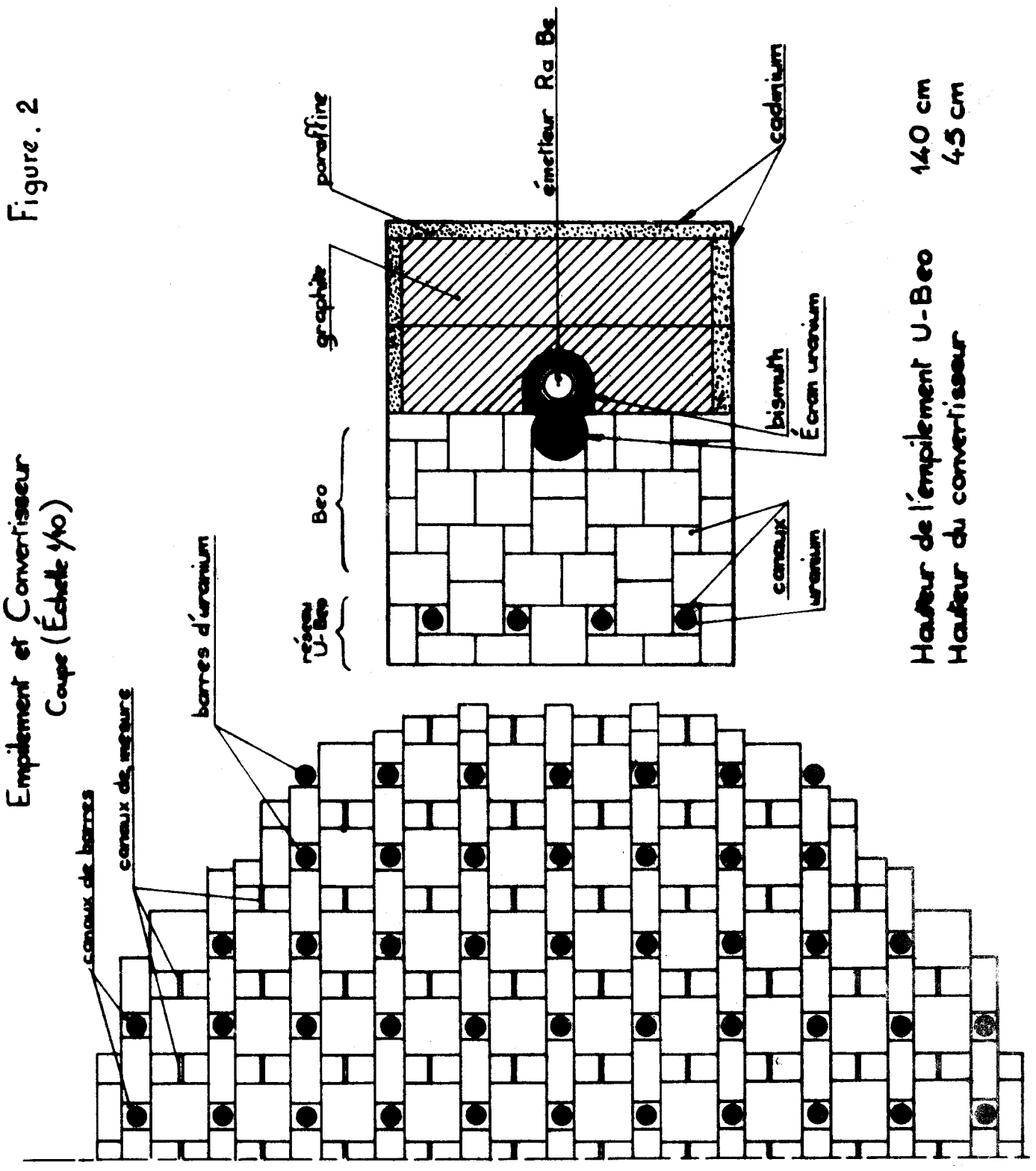


Figure. 1

- ● Expérience exponentielle propagation parallèle aux canaux . 1ère harmonique .
- ● " " " " " " . 2ème harmonique
- ◇ " " " perpendiculaire " 1ère harmonique
- ○ " besselienne.
- ♦ " sources en couronne.
- \+ " pile cubique critique.

Remarque.. les points ◇ et ♦ peuvent être confondus si la hauteur extrapolée de l'échantillon etudié est la même dans les 2 expériences.

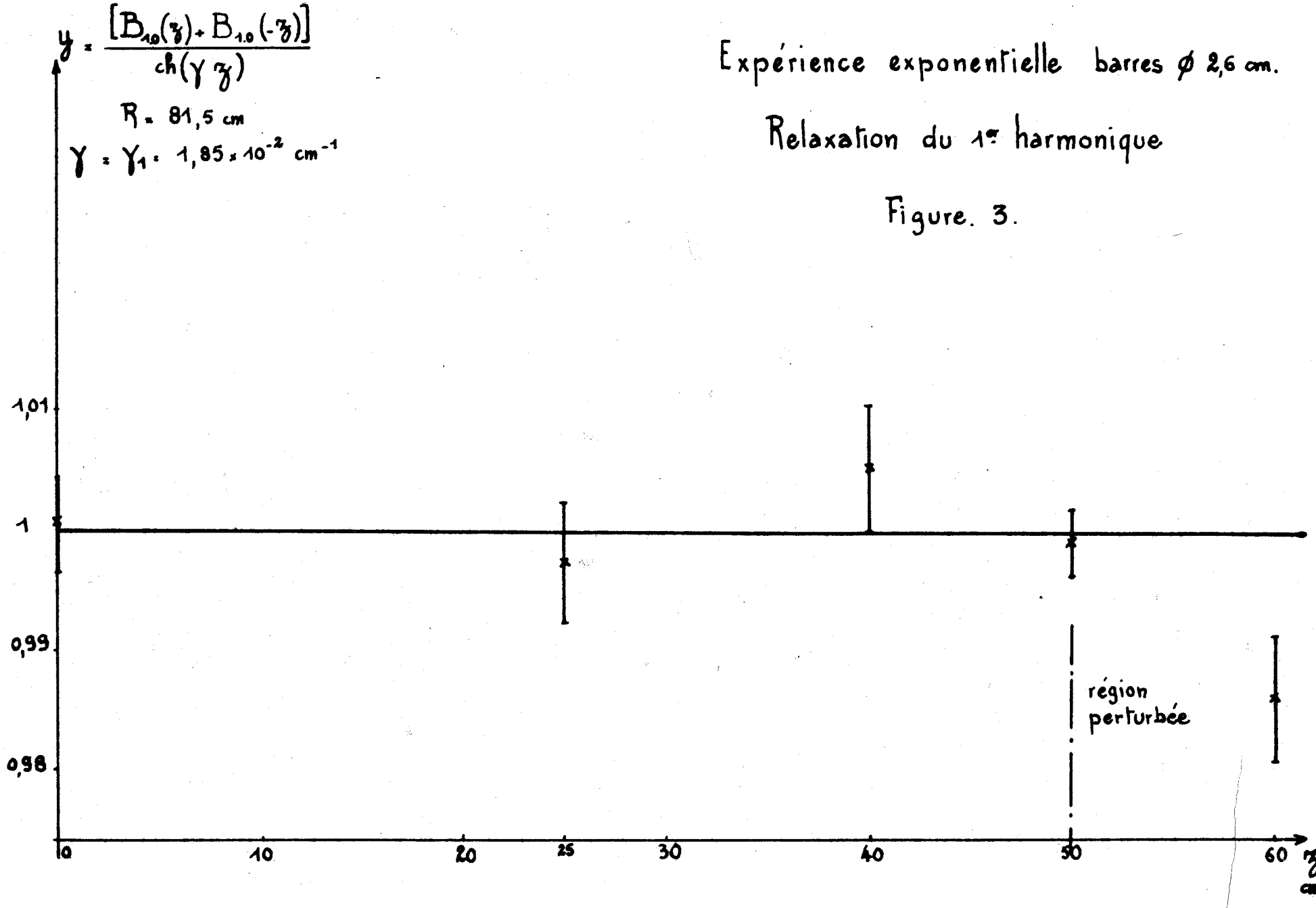
Figure. 2


Empilement et Convertisseur
Coupe (Échelle 1/10)
paraffine
graphite
BeO
réseau U-BeO
émetteur Ra Be
cadmium
bismuth
Écran uranium
canaux uranium
barres d'uranium
canaux de mesure
canaux de barres
Hauteur de l'empilement U-BeO 140 cm
Hauteur du convertisseur 45 cm

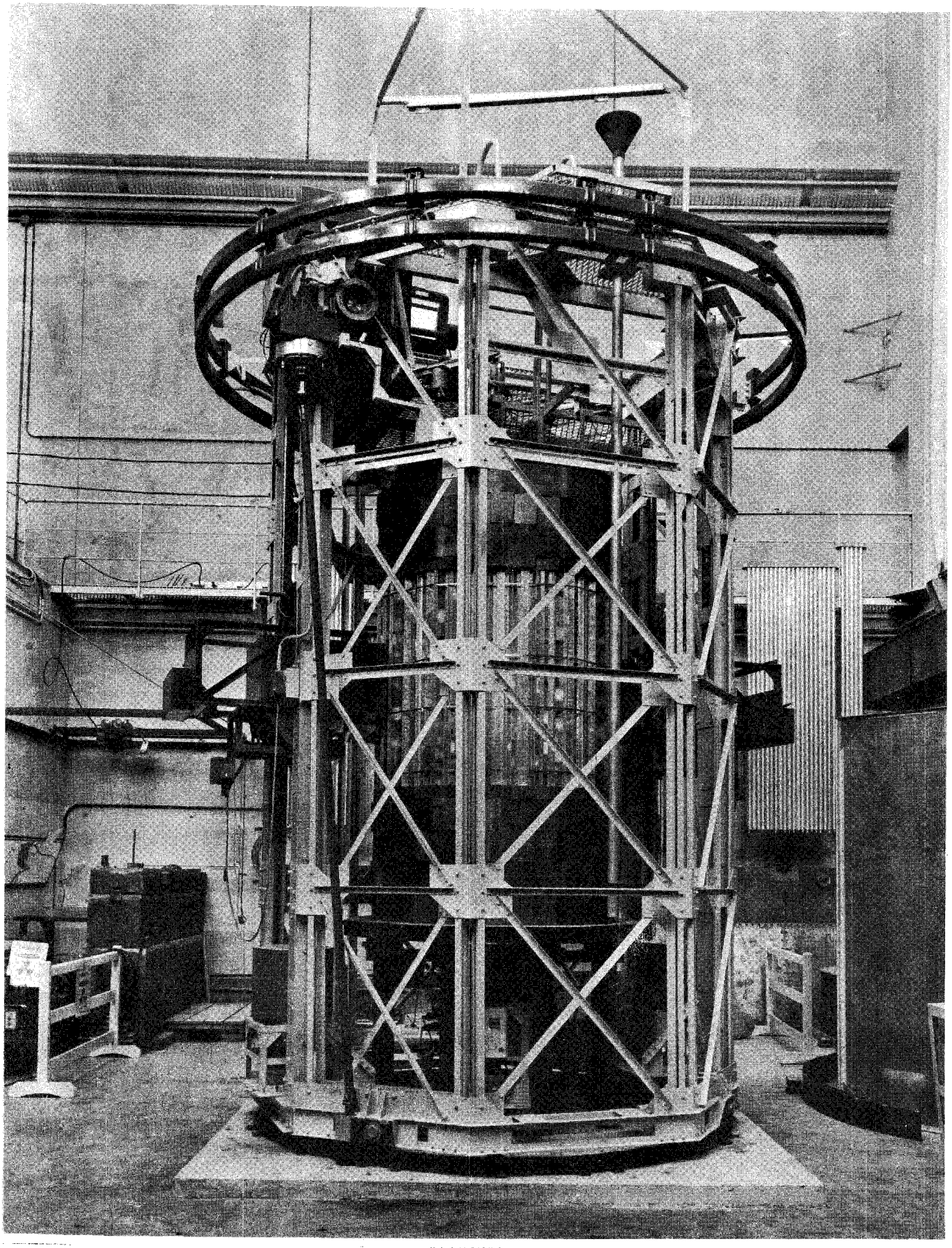
Expérience exponentielle barres ∅ 2,6 cm.

Relaxation du 1er harmonique

Figure. 3.



A/CONF.15/P/1192
FRANCE



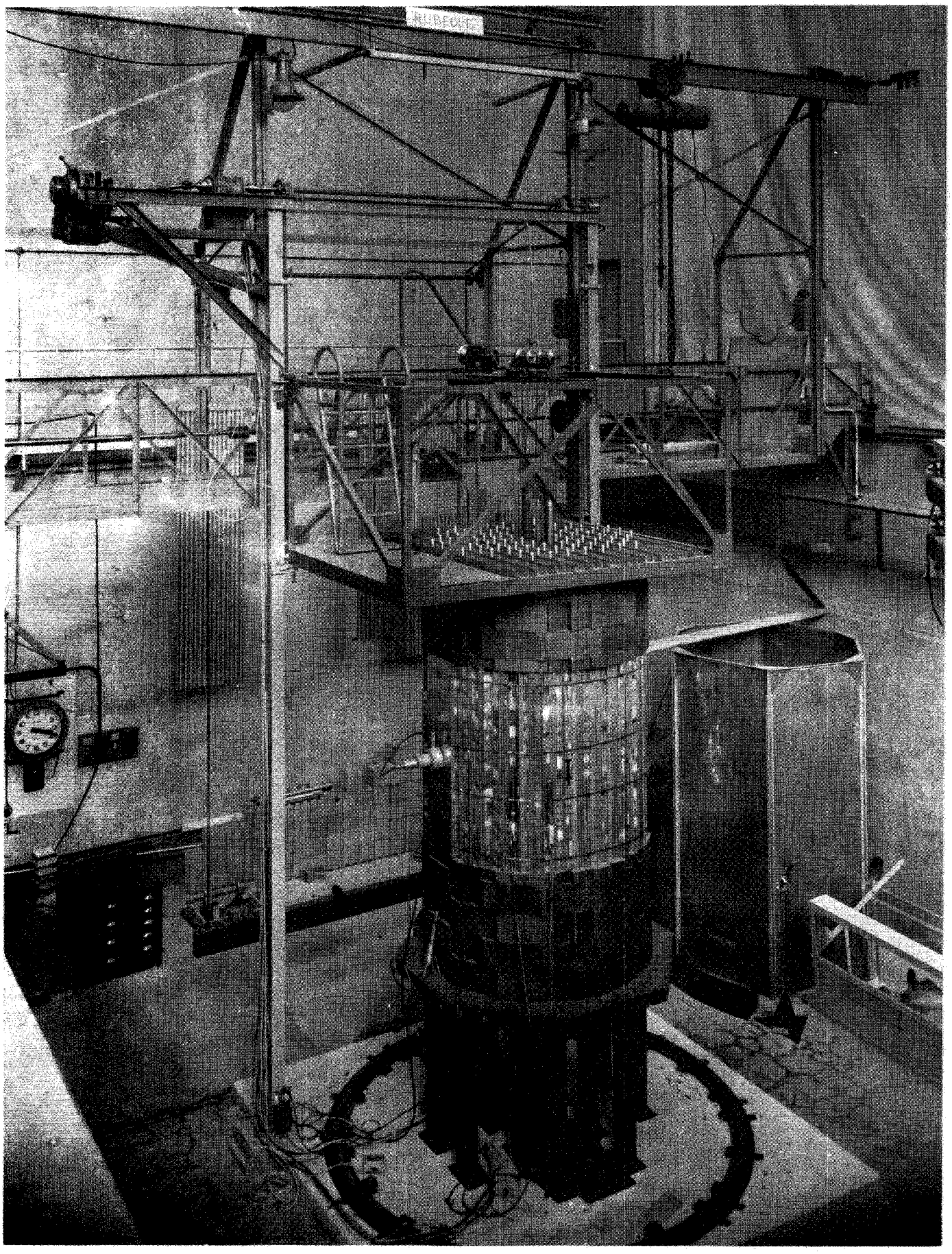
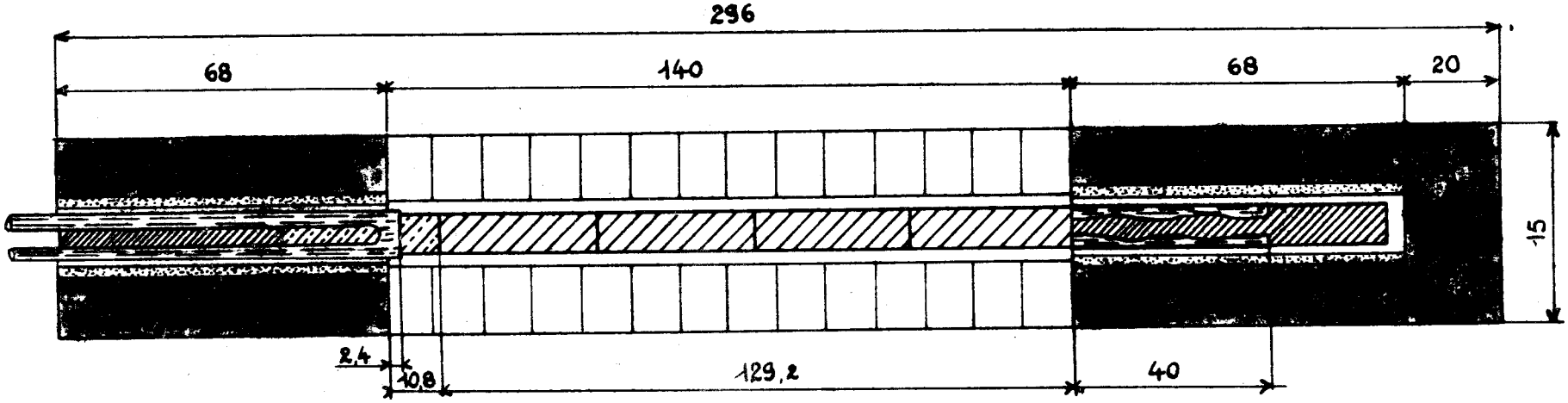


Fig. 5

Expérience critique U-BeO.

Figure. 6.

Disposition des éléments dans la cellule



Graphite

BeO

Polyéthylène

Cadmium

U naturel.

U enrichi (10% Mo)

U enrichi (1.75% Mo)

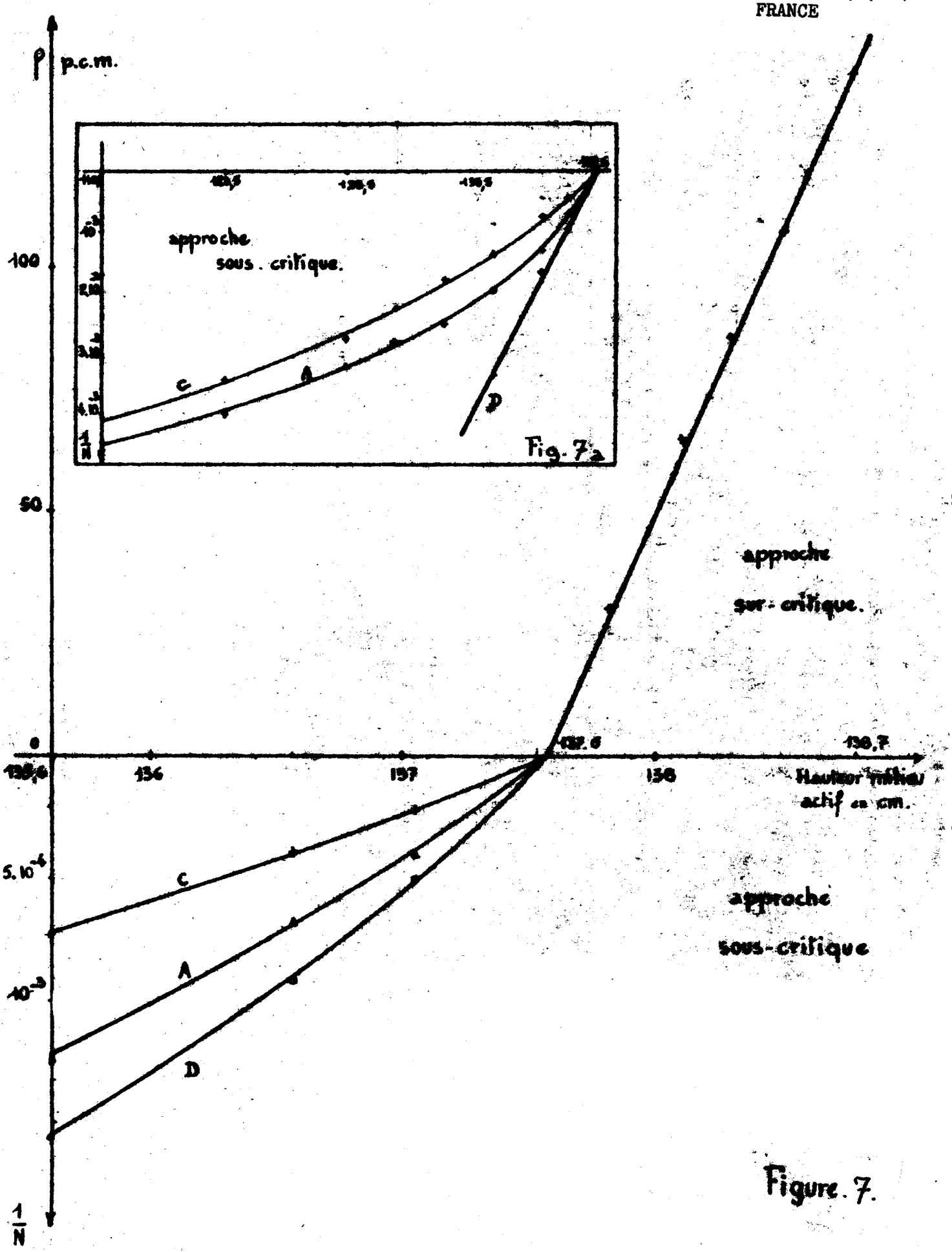

ρ p.c.m.
100
50
0
approche
sous. critique.
C
D
Fig. 7a
approche
sur-critique.
138,6
138,7
136
137
138
Hauteur fictive
actif en cm.
5.10⁻⁴
10⁻³
C
A
D
approche
sous-critique
1/N

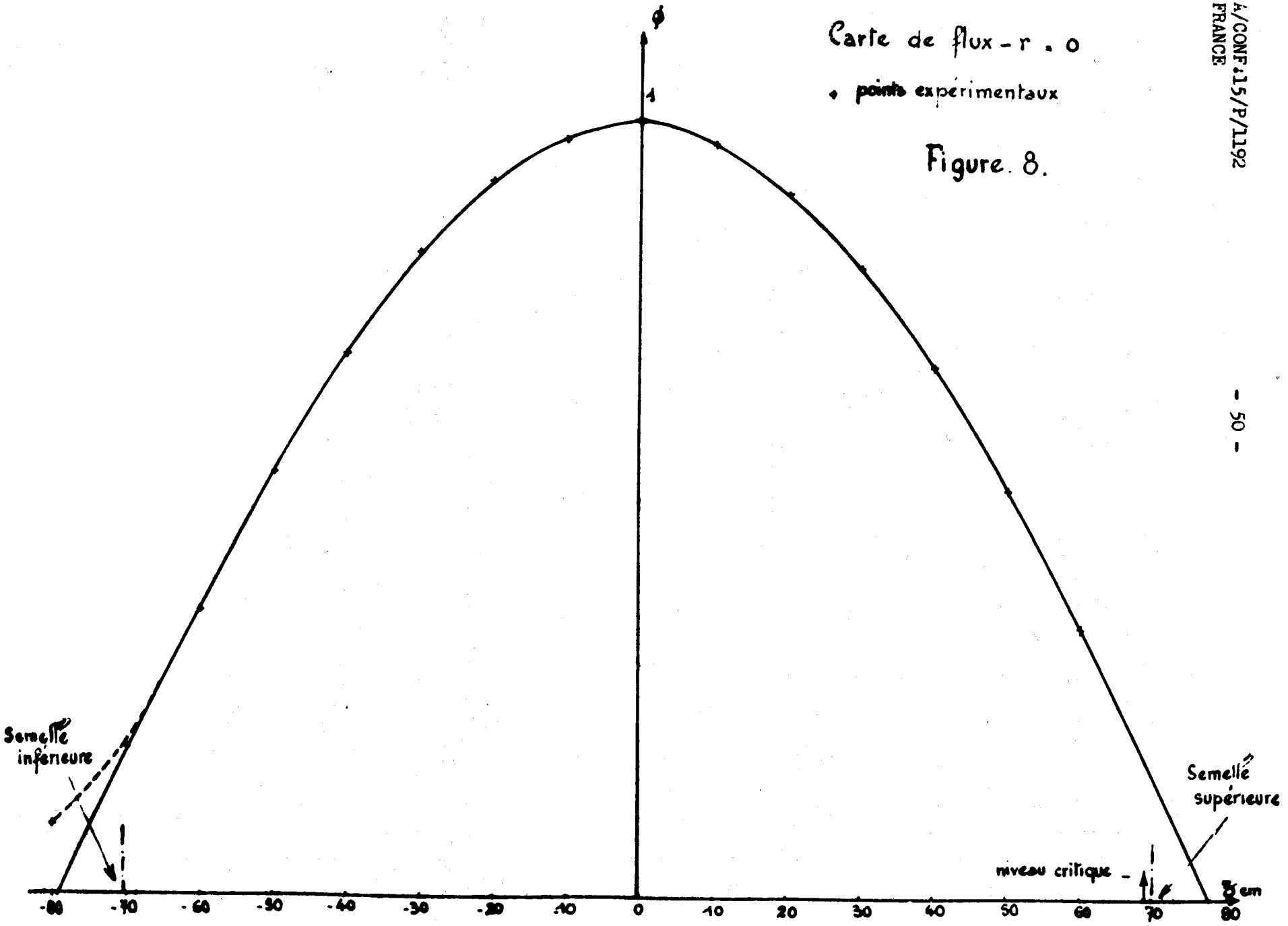
Figure. 7.

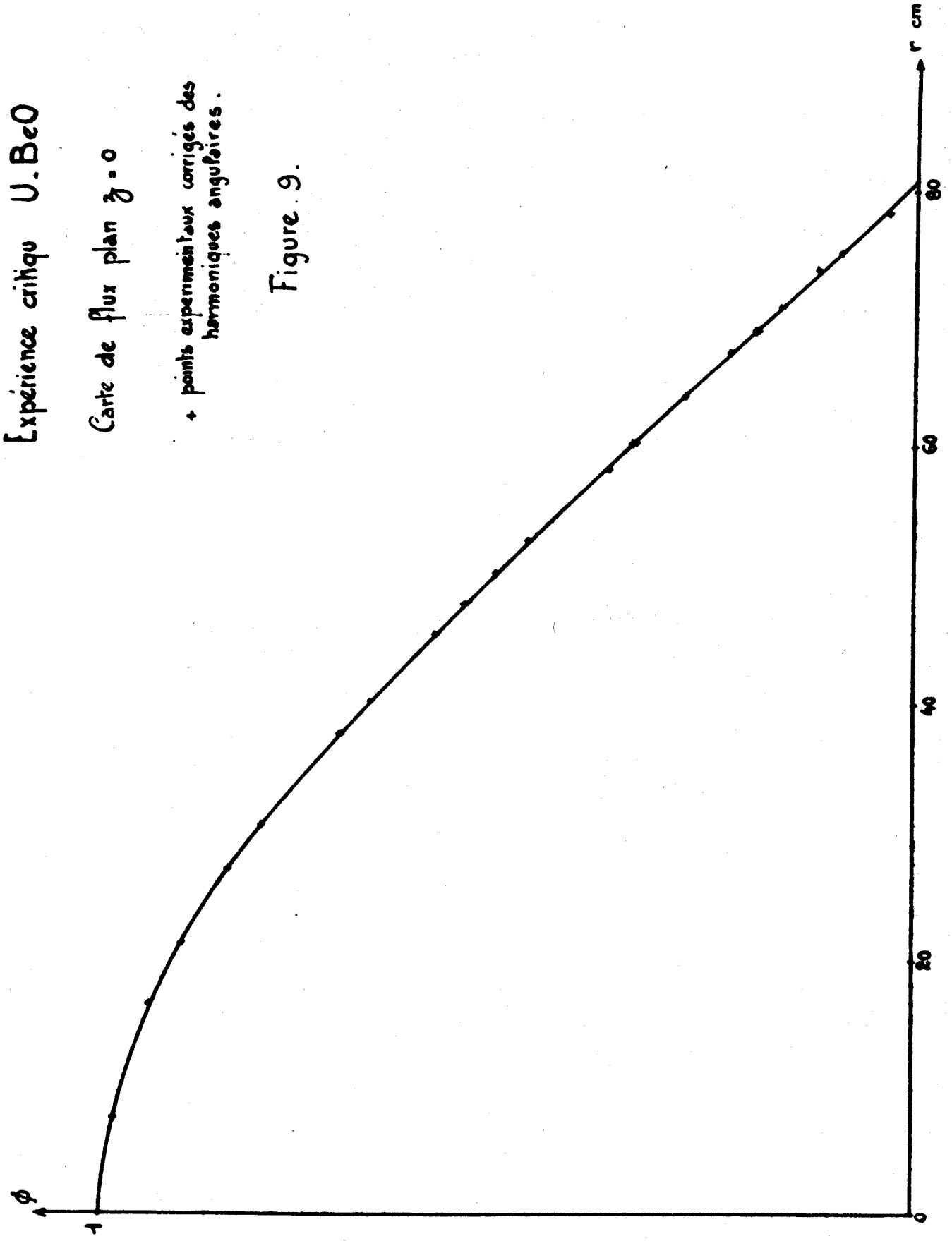
Experience critique U.BeO

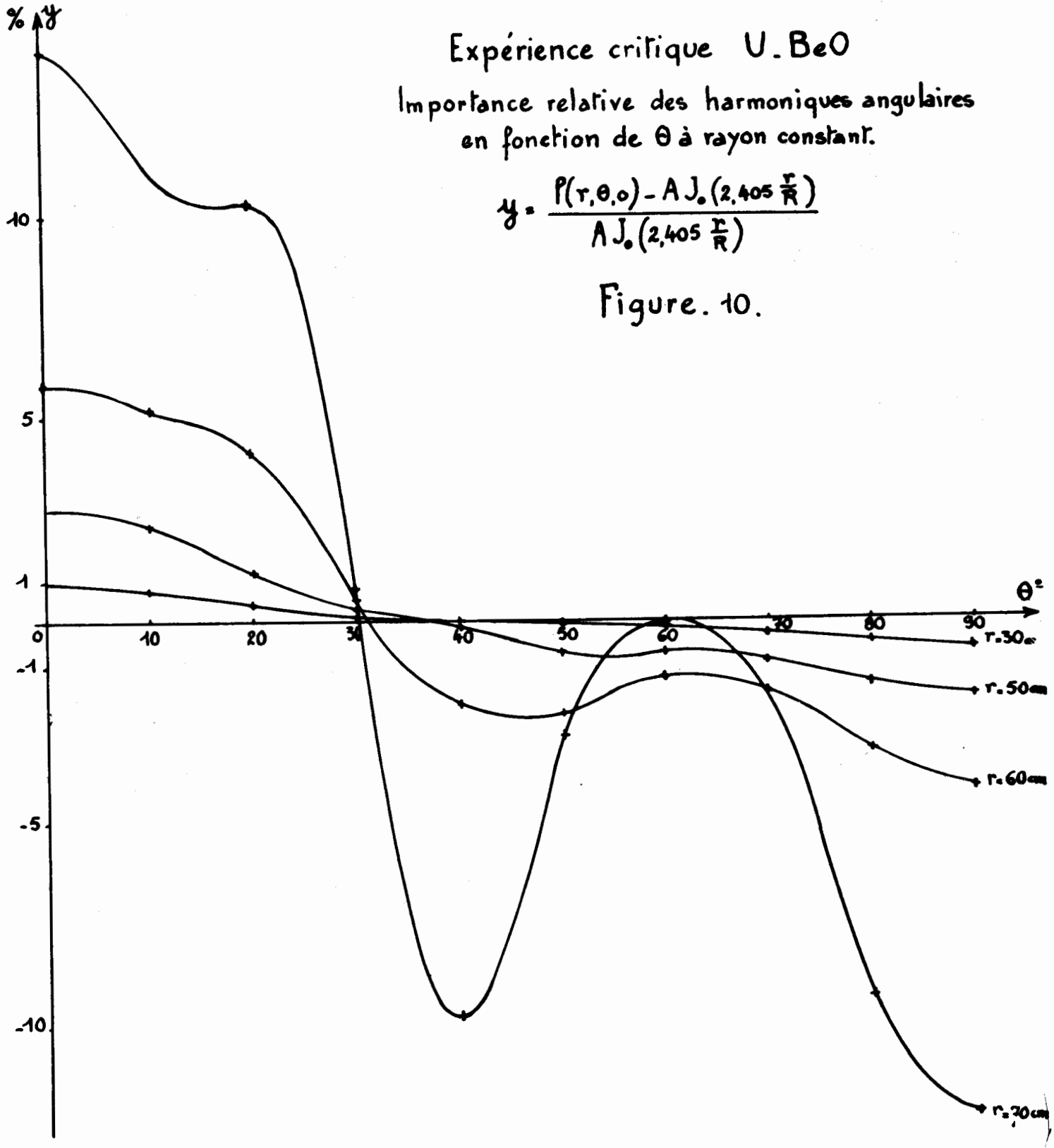
Carte de flux - r . o

• points expérimentaux

Figure. 8.




Expérience critique U.BeO
Carte de flux plan 3.0
+ points expérimentaux corrigés des harmoniques angulaires.
Figure 9.
φ
1
0
20
40
60
r cm



Expérience critique U.BeO

Importance relative des harmoniques angulaires en fonction de θ à rayon constant.

$$y = \frac{P(r,\theta,o) - A J_o(2{,}405 \frac{r}{R})}{A J_o(2{,}405 \frac{r}{R})}$$

Figure. 10.

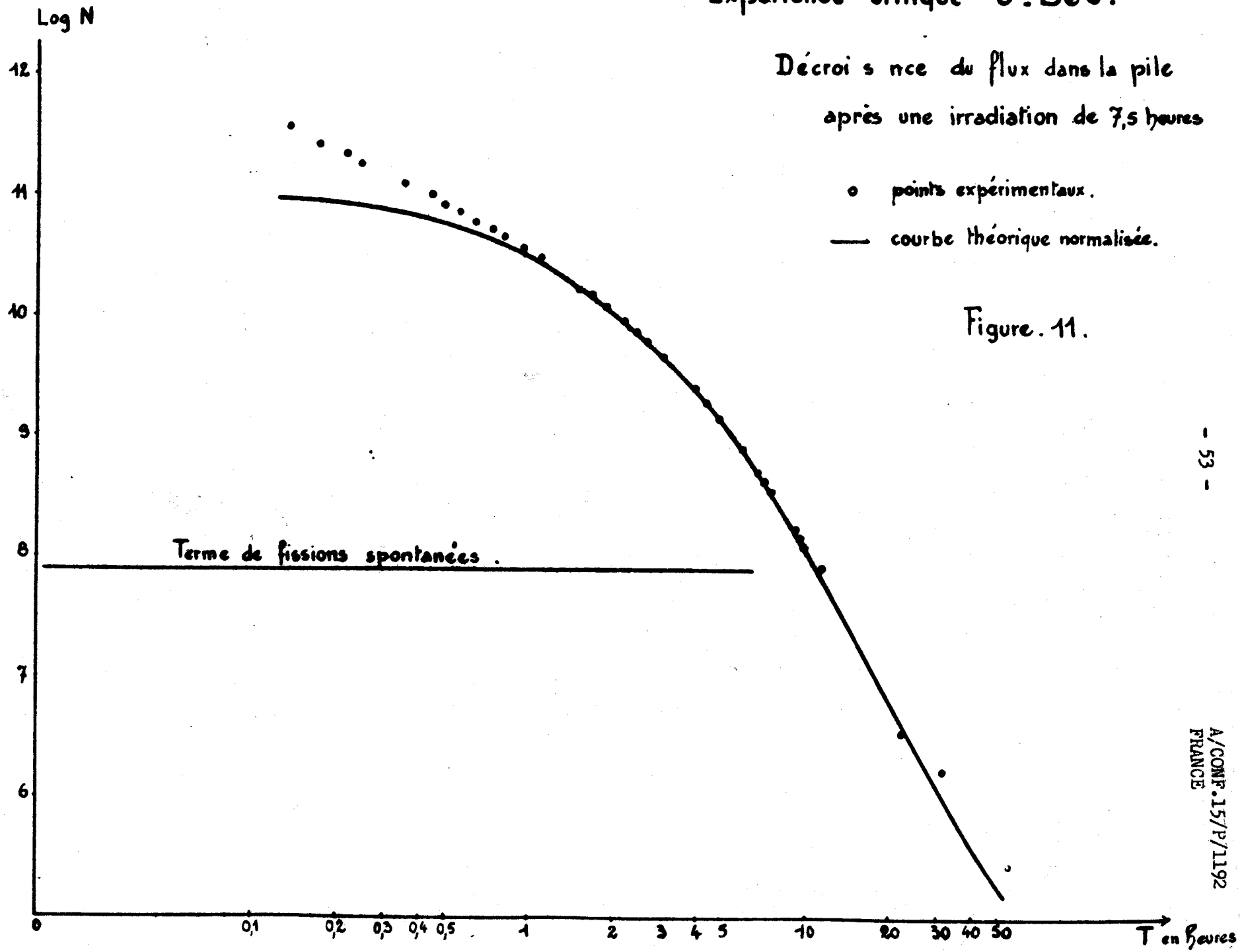
Expérience critique U.BeO.

Décroissance du flux dans la pile après une irradiation de 7,5 heures

o points expérimentaux.

—— courbe théorique normalisée.

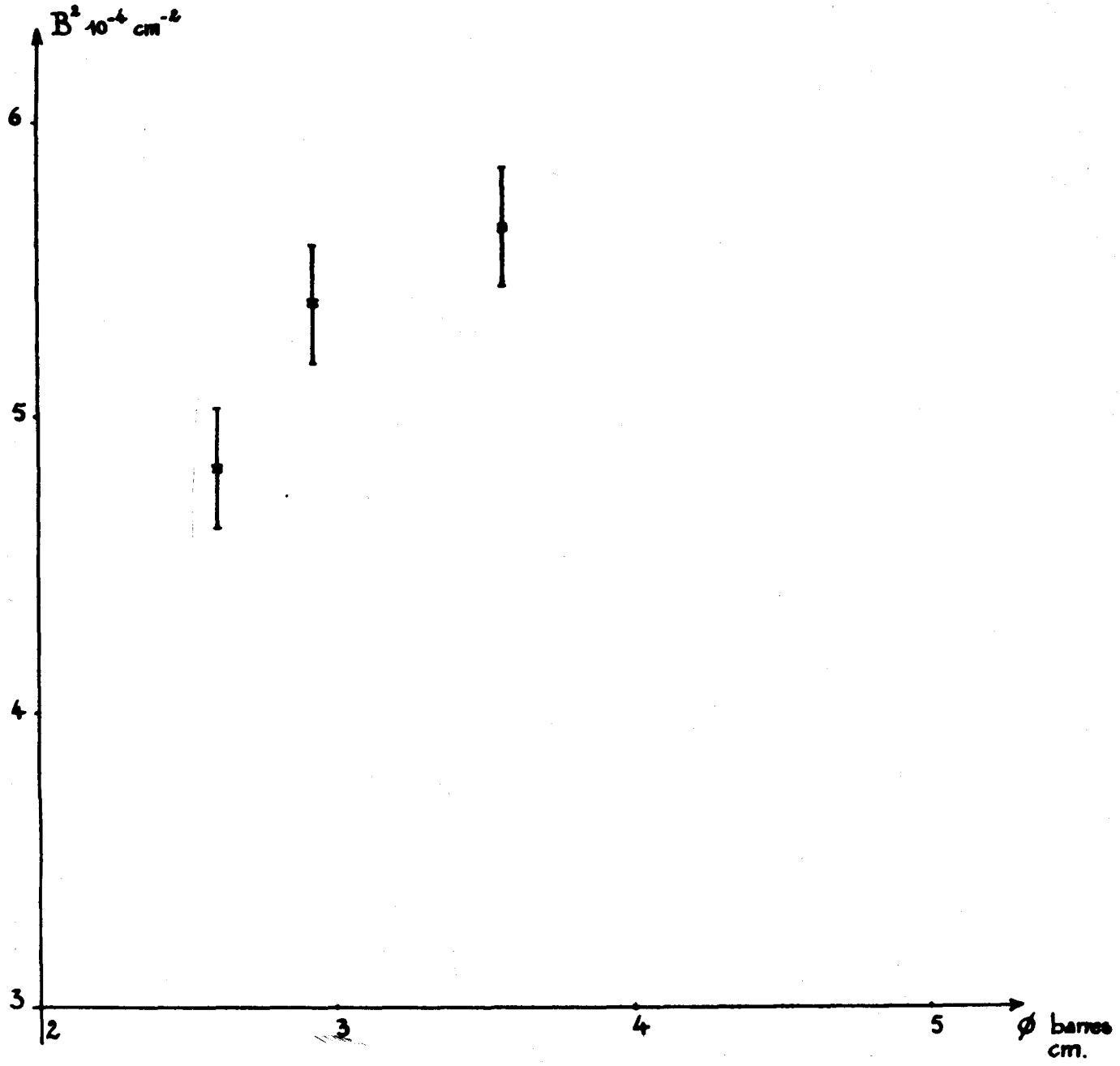
Figure. 11.



A/CONF.15/P/1192
FRANCE

Laplacien des piles cubiques

Figure. 12.



Spectr $\sum_{n=0}^{p}$ Sn (E) dans B O

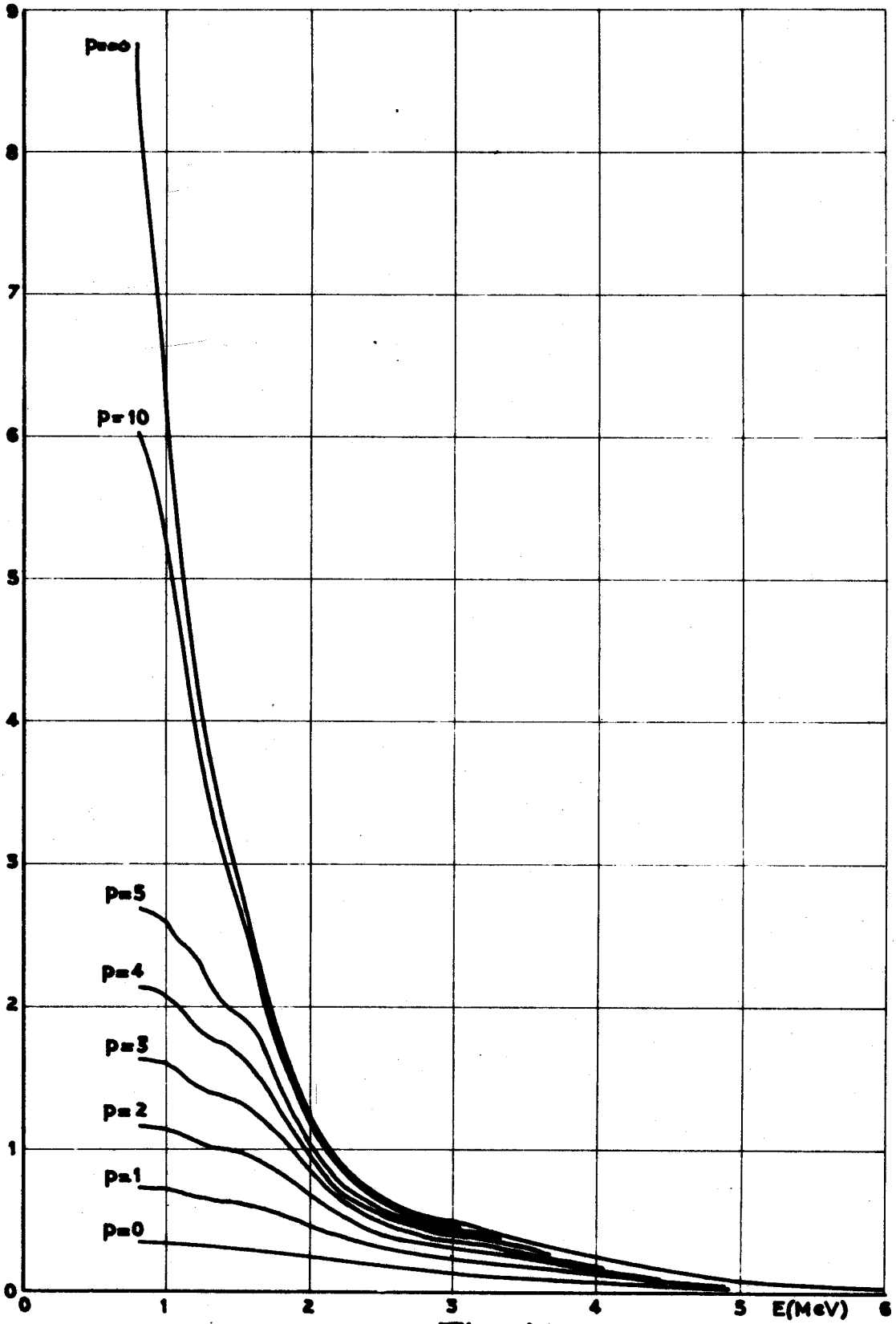


Fig_13

Sp ctr $\sum_{n=0}^{p}$ Sn (E) dans B

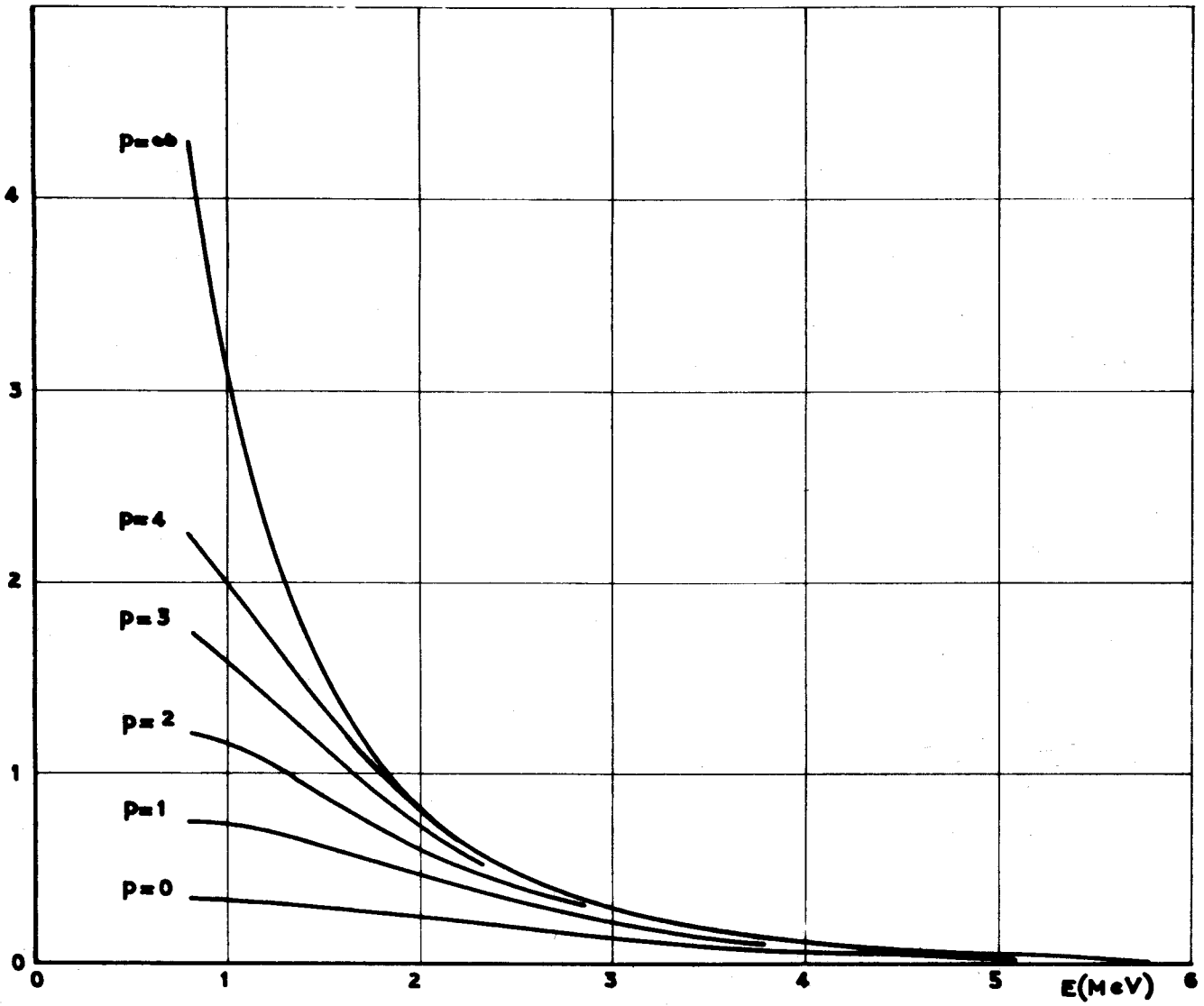


Fig_14

- - - - -