

2  
COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

CENTRE D'ETUDES NUCLEAIRES DE SACLAY

Service de Documentation

F91191 GIF SUR YVETTE CEDEX

CEA-CONF --8861

L3

CEA-DPh-N-S--2399

PROBABILITES DE FISSION A HAUTE RESOLUTION DES REACTIONS (d, pf)

229, 230, 232<sub>Th</sub> ET 233, 236<sub>U</sub>

Blons, J.; Fabbro, B.; Hisleur, J.M.; Mazur, C.; Patin, Y.; Paya, D.;  
Ribrag, M.

CEA CEN Saclay, 91-Gif-sur-Yvette (France). Dept. de Physique Nucleaire

Communication présentée à :

Fission meeting  
Arcachon (France)  
14-17 Oct 1986

PROBABILITES DE FISSION A HAUTE RESOLUTION DES REACTIONS (d,pf) :  
229,230,232Th et 233,236 U.

JOURNEES D'ETUDES SUR LA FISSION, Arcachon, 14-17 Octobre 1986

J. Blons, B. Fabbro, J.M. Hisleur, C. Mazur, Y. Patin\*,  
D. Paya et M. Ribrag

Service de Physique Nucléaire - Métrologie Fondamentale  
CEN Saclay, 91191 Gif sur Yvette cedex, France

RESUME :

La probabilité de fission et les distributions angulaires associées ont été mesurées auprès du Tandem Van de Graaff de Saclay pour les noyaux 229,230,232Th et 233,236U. La résolution en énergie était de 7 KeV pour les réactions 230,232Th(d,pf) et 233,236U(d,pf) et de 12 KeV pour la réaction 229Th(d,pf).

Les données expérimentales ont été analysées à partir d'une évaluation DWBA et d'un calcul de pénétrabilité d'une triple barrière de fission. L'analyse des structures fines au voisinage des seuils de fission pour les isotopes du thorium prolonge et renforce l'interprétation des résultats obtenus en réactions 230,232Th(n,f) en termes de 2 bandes de rotation situées dans le 3ème puits peu profond de la barrière de fission.

La fonction d'excitation du noyau 234U\* présente un nombre important d'états résonants dont les distributions angulaires suggèrent leur appartenance au second puits. Cet effet disparaît pour le noyau 237U\* à l'exception d'un "accident" aux environs de 6,1 MeV d'énergie d'excitation qui pourrait s'expliquer par un couplage entre états des second et troisième puits de la barrière de fission de 237U.

I-INTRODUCTION.

Les mesures à haute résolution réalisées en réaction (n,f) par la méthode du temps de vol ont montré l'existence d'un effet de "structure fine" dans la section efficace de fission,  $\sigma_f$ , des isotopes 230 et 232 du thorium [B184].

- Chaque "structure fine" a pu être interprétée en termes de 2 bandes de rotation appartenant au 3ème puits de la barrière de fission.

- Cependant, ce type d'expériences comporte certaines contraintes :

- . La gamme d'énergie d'excitation explorée est limitée aux énergies supérieures à  $B_n$ , énergie de liaison du neutron.
- . Les neutrons ( $E_n$  de l'ordre de 1 à 2 MeV) n'apportent que de faibles moments angulaires  $\lambda < 3$ .
- . Ces expériences nécessitent plusieurs centaines de mg de matériau fissile (jusqu'à 6,6 g pour une expérience 232Th(n,f)).
- . Les mesures simultanées de la section efficace de fission et des distributions angulaires sont difficilement compatibles avec des mesures à haute résolution et un taux de comptage important.

- Les réactions (d,p) conduisant au même noyau fissionnant ne subissent pas ces contraintes : elles permettent avec de faibles quantités de matériau

---

\*PTN, C.E. Bruyères-le-Chatel, 92542 Montrouge Cedex, France.

fissile (de l'ordre de 100  $\mu\text{g}$ ) l'étude simultanée de la probabilité de fission et des distributions angulaires associées au voisinage du seuil de fission avec des valeurs du moment angulaire significatives jusqu'à  $\lambda=6$ . Notons cependant que, dans ce cas, le prix à payer est une moins bonne résolution en énergie :  $\text{FWHM (d,pf)} \sim 7 \text{ KeV}$  à comparer à  $\text{FWHM (n,f)} = 1,7 \text{ KeV}$ .

La figure 1 illustre le cas le plus probant de l'existence d'un 3ème minimum dans la barrière de fission du noyau  $^{231}\text{Th}$ . Les données expérimentales,  $\diamond$ , et les résultats de l'analyse (trait continu) obtenus en réaction  $(n,f)$  sont comparés aux prédictions attendues pour la réaction  $^{230}\text{Th(d,p)}$   $^{231}\text{Th} \rightarrow f$  à partir d'un calcul en DWBA et avec les barrières obtenues en réaction  $(n,f)$  (tirets). Cette comparaison montre que l'on doit s'attendre à un renforcement de la probabilité de fission aux plus hautes énergies et, qu'en particulier, les états  $9/2^+$  et  $11/2^-$  doivent être clairement séparés. Cette prédiction se devait donc d'être confirmée par l'expérience, c'est ce que nous avons entrepris.

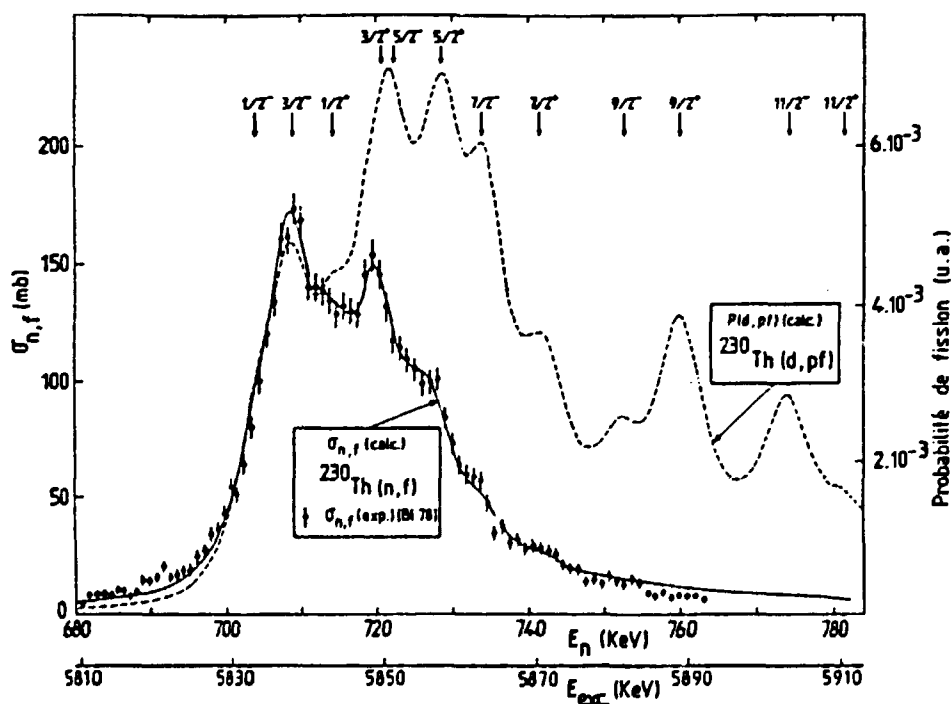


Fig. 1 - Probabilité de fission calculée de la réaction  $^{230}\text{Th}(d,pf)$  (--) comparée à la section efficace de la réaction  $^{230}\text{Th}(n,f)$  ( $\diamond$  et —) [Bl 78].

## II-TECHNIQUES EXPERIMENTALES.

Les données expérimentales que nous allons présenter ont toutes été obtenues auprès de l'accélérateur Tandem Van de Graaff de Saclay. Le dispositif expérimental était identique pour les 5 réactions  $^{229},^{230},^{232}\text{Th}(d,pf)$  et  $^{233},^{236}\text{U}(d,pf)$  [Fa 83] (figure 2).

La procédure expérimentale consiste à mesurer l'énergie des protons émis à un angle de  $130^\circ$  par rapport à la direction des deutons incidents, en coïncidence avec les fragments de fission émis à un angle  $\theta$  par rapport à la direction de recul du noyau fissionnant. L'énergie des protons était mesurée à l'aide du spectromètre magnétique QD3. L'angle solide de détection des protons était de 20 msr. La focale du QD3 était équipée de 2 compteurs proportionnels à fil et d'un scintillateur plastique. Les compteurs proportionnels étaient utilisés comme détecteurs de position. Celle-ci était déterminée par division de charges sur le fil résistif du compteur.

Les caractéristiques des compteurs sont résumées dans le tableau 1.

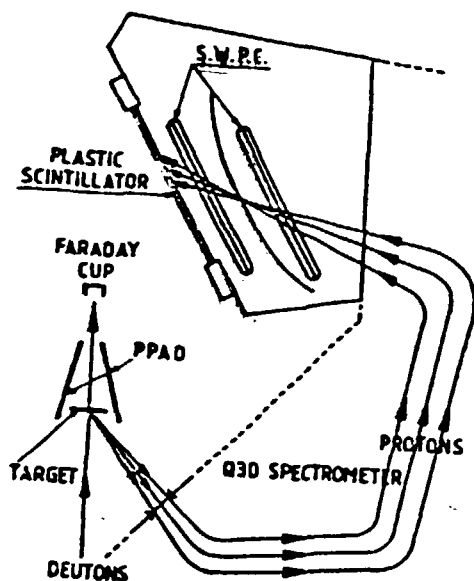


Fig. 2 - Schéma de principe de l'expérience (d,pf).

Tableau 1

Caractéristiques des compteurs.	
Longueur utile :	80 cm.
Hauteur utile :	5 cm
Épaisseurs utiles :	1,4 cm ; 2,2 cm ; 3,8 cm
Fil :	Ni-Cr
Diamètre :	$\varnothing = 15 \mu\text{m}$
Résistivité :	$\rho = 5720 \Omega \times \text{cm}$
Fenêtres d'étanchéité :	mylar : 2,5 $\mu\text{m}$
Cathodes :	mylar aluminisé : 1,5 $\mu\text{m}$

- L'emploi de deux détecteurs de position permet :
- l'identification de la trajectoire du proton dans le QD3 ;
  - la correction de la courbure de la focale.

Le scintillateur plastique placé derrière les compteurs arrête les protons et donne un signal rapide utilisé comme "start" du convertisseur temps-amplitude, TAC, le "stop" provenant des cathodes des détecteurs de fragments de fission (signal retardé  $\sim 1 \mu\text{s}$ ). De plus, une coïncidence lente entre le scintillateur plastique et le deuxième compteur proportionnel permet de s'affranchir des détections parasites (essentiellement neutrons).

Signalons que l'énergie des deutons a été choisie de manière telle que les résonances parasites du carbone et de l'oxygène ne contaminaient pas la région d'intérêt en énergie d'excitation.

Les cibles ont toutes été fabriquées au BCMN de Geel par la méthode d'électrospraying sur support de carbone ou de polyimide ( $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) recouvert d'or ( $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) (sauf pour celle de  $^{229}\text{Th}$  obtenue par déposition d'une gouttelette et séchage à l'air).

Les fragments de fission étaient détectés par deux détecteurs à avalanches à plaques parallèles (PPAD) couvrant un angle solide de 2,7 stéradians et disposés de part et d'autre de la cible (figure 3).

Les caractéristiques et conditions d'utilisation des PPAD sont résumées dans le tableau 2. La mesure de la distribution angulaire des fragments de fission est réalisée de la façon suivante : les deux anodes sont divisées chacune en sept bandes couvrant une ouverture angulaire de 10 ou 5° de façon à explorer les angles de 0 à 90° par rapport à la direction de recul du noyau fissionnant. Chaque bande est reliée à ses voisines par une ligne à retard de 2 ns. La mesure de la différence de temps d'arrivée de l'impulsion aux extrémités de la ligne ainsi constituée permet de connaître l'angle  $\theta_f$ .

La figure 4 montre un spectre de localisation sur les anodes des PPAD obtenu sans coïncidences avec les protons en un temps très court (quelques

Tableau 2

CARACTERISTIQUES ET CONDITIONS D'UTILISATION DES DETECTEURS A PLAQUES PARALLELES
<b>CATHODE</b> : 1.5µm mylar + 1µg/cm <sup>2</sup> dépôt d'or par évaporation sous vide
<b>TAILLE DES ELECTRODES</b> : 65x45 mm
<b>ESPACEMENT DES ELECTRODES</b> : 22 mm
<b>FENETRES D'ETANCHEITE</b> : 1.5 µm mylar
<b>TENSION CATHODE</b> : -500 Volts
<b>GAZ</b> : isobutane, 6 torr

minutes). L'intensité du faisceau de deutons était de l'ordre de 100 à 200 nA et le comptage des PPAD de l'ordre de 30 000 à 100 000 coups par seconde, à comparer à quelques coups par seconde obtenus en coïncidence proton-fission. Chaque pic correspond à un secteur d'anode, c'est-à-dire à une bande angulaire de la distribution des fragments de fission.

La résolution totale  $\Delta = [(\Delta E_d)^2 + (\Delta_{cible})^2 + (\Delta_{QD3})^2]^{1/2}$  était d'environ 7 keV. Le terme prépondérant était essentiellement dû aux instabilités du faisceau durant une longue période (2 à 3 semaines) à l'exception de l'expérience <sup>229</sup>Th(d, pf) où la résolution de l'ordre de 12 keV était surtout due aux impuretés contenues dans la cible.

Obtention des résultats

Les événements écrits sur bandes magnétiques sont caractérisés par six paramètres :

- les signaux (X<sub>1</sub>, X<sub>1</sub>') et (X<sub>2</sub>, X<sub>2</sub>') provenant des deux extrémités des deux compteurs proportionnels ;
- le retard (TVB) provenant du temps de vol des protons dans le QD3 ;
- le paramètre d'identification (localisation) provenant des bandes angulaires des PPAD.

Les sommes X<sub>1</sub> + X<sub>1</sub>' et X<sub>2</sub> + X<sub>2</sub>' sont respectivement proportionnelles à l'énergie perdue dans le premier et le deuxième compteur à fil et sont utilisées pour séparer les protons, des autres particules. Les rapports  $x_1 = X_1 / (X_1 + X_1')$  et  $x_2 = X_2 / (X_2 + X_2')$  définissent les points d'interception des trajectoires des protons avec les fils des compteurs, ce qui donnera l'énergie des protons. (Au préalable, on effectue une calibration par diffusion élastique de protons sur une cible mince d'or et une ouverture très réduite de l'angle du QD3). Les énergies d'excitation des noyaux fissionnants sont

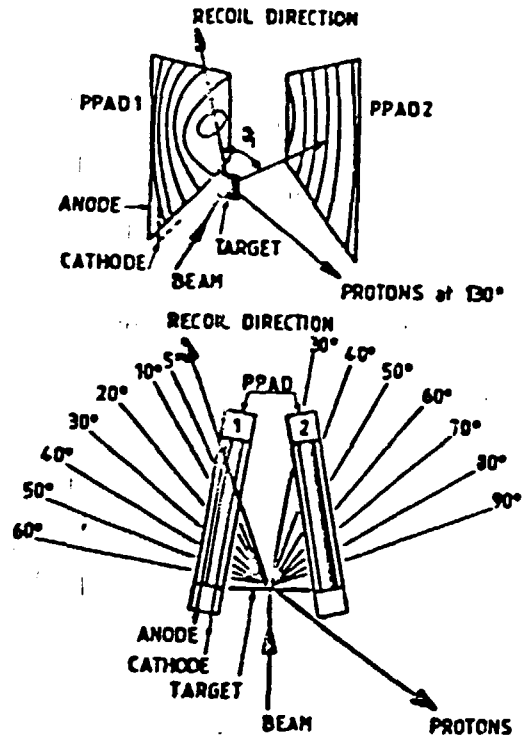


Fig. 3 - Schéma de principe des détecteurs de fission.

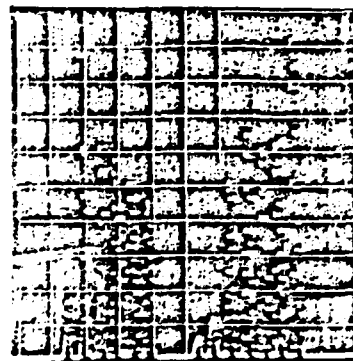


Fig. 4 - Spectre de localisation sur les anodes des PPAD.

alors calculées au moyen des tables de masses de Wapstra et al. [Wa 75]. Un événement (d,p) est défini lorsqu'une particule sortante est identifiée comme proton par les deux compteurs à fil et le scintillateur. la condition supplémentaire pour qu'il y ait événement (d,pf) est que la coïncidence proton-fission se trouve dans la fenêtre du TAC. La largeur de cette fenêtre est réduite en corrigeant le temps de vol du proton dans le QD3. Cette correction est réalisée par l'identification de la trajectoire basée sur la différence ( $x_1 - x_2$ ) avec celle mesurée pour une trajectoire centrale du test de calibration proton-proton.

### III - RESULTATS EXPERIMENTAUX

#### III.1 Réaction $^{229}\text{Th}(d,pf)$

La réaction  $^{229}\text{Th}(d,pf)$  a été étudiée avec des deutons d'énergies 14 MeV et 11,5 MeV pour des gammes en énergies respectives de 5,5 à 6,1 MeV et 5,8 à 6,8 MeV. La figure 5 présente la probabilité de fission entre 5,6 et 6,8 MeV. La résonance située aux environs de 6,1 MeV, en réaction  $^{231}\text{Pa}(t, \alpha f)$  [Ba 74] est clairement observée comme un doublet situé à 6,07 et 6,14 MeV. Ceci est dû à l'effet de résolution en énergie FWHM  $\sim 12$  keV dans nos résultats, à comparer à FWHM  $\sim 140$  keV des résultats de Back et al. De plus, à plus basse énergie, il existe aux environs de 5,6 à 5,8 MeV une indication claire de structure fine observée pour la première fois (figure 6A). La figure 6B présente les distributions angulaires dans les deux parties a) et b) de la structure fine. La distribution angulaire de la partie a) à plus basse énergie est pratiquement isotrope alors que celle de la partie b) est caractéristique de moments angulaires  $\ell > 3$ .

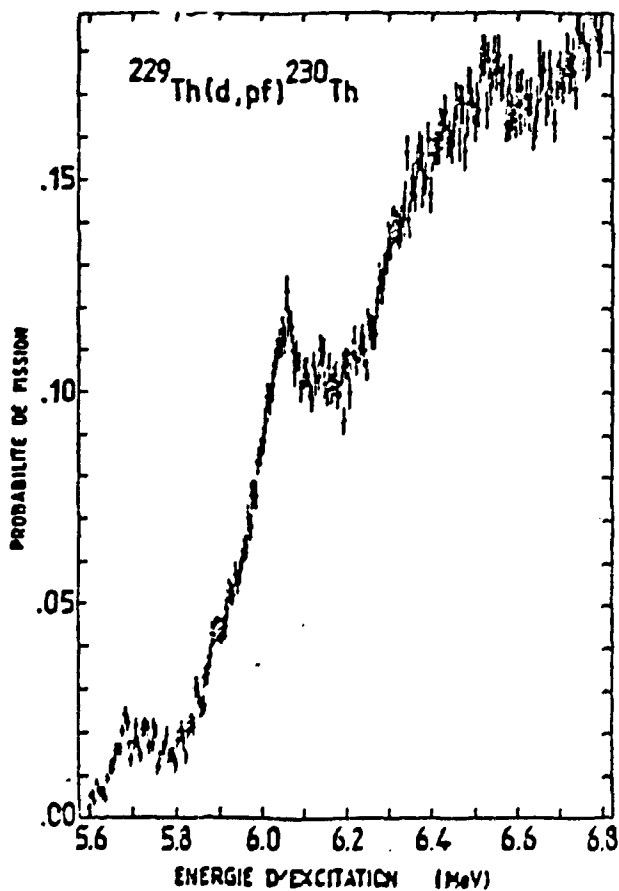


Fig. 5

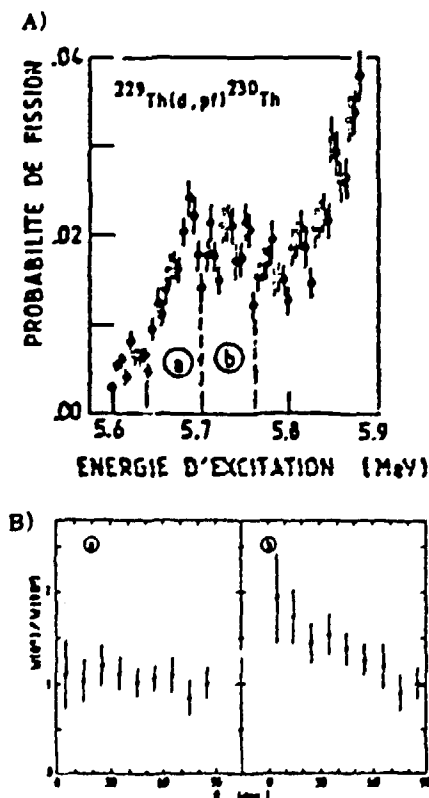


Fig. 6

### III.2 Réaction $^{230}\text{Th}(d, pf)$

La réaction  $^{230}\text{Th}(d, pf)$  a été étudiée dans la gamme en énergie d'excitation comprise entre 5,4 et 6,2 MeV par des deutons de 12,5 MeV. La résonance déjà observée en réaction (n,f) aux environs de 5,85 MeV apparaît clairement en figure 7 où les probabilités de fission obtenus en réaction (n,f) et (d,pf) sont comparées entre 5,7 et 6,0 MeV. Cette figure montre que la résonance observée en réaction (d,pf) est plus large avec une contribution plus importante lorsque l'énergie d'excitation croît. Ceci est en accord avec le fait que la réaction (d,pf) excite des niveaux de moments angulaires plus élevés. Ceci est également en accord avec les distributions angulaires présentées en figure 8 pour 3 zones en énergies de 5,8 à 5,9 MeV. Ces distributions sont de plus en plus dirigées vers les angles avant lorsque l'énergie d'excitation croît. Les deux résonances étroites observées à 5,89 et 5,90 MeV (figure 8A) seraient de bons candidats pour les états  $9/2^+$  et  $11/2^-$  qui ne sont pas excités en réaction (n,f) figure 8B.

Signalons, d'autre part, que la structure fine observée en réaction (n,f) n'apparaît pratiquement pas en réaction (d,pf) du fait, vraisemblablement, de la détérioration de la résolution (7 keV à comparer à 1,7 keV).

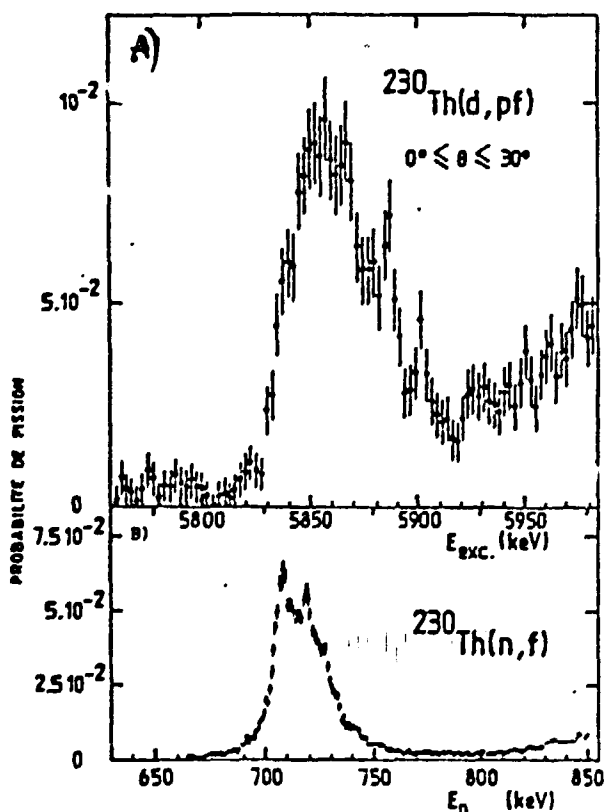


Fig. 7 - Comparaison des probabilités de fission de  $^{231}\text{Th}^*$  en réaction (d,pf) pour  $0^\circ < \theta < 30^\circ$  A) et en réaction (n,f) B).

6,7 MeV. La probabilité de fission présentée en figure 9A montre l'existence d'un effet de structure fine de largeur à mi-hauteur d'environ 10 keV, phénomène également observé en réaction (n,f). Les distributions angulaires présentées en figure 9B sont également semblables à celles observées en réaction (n,f).

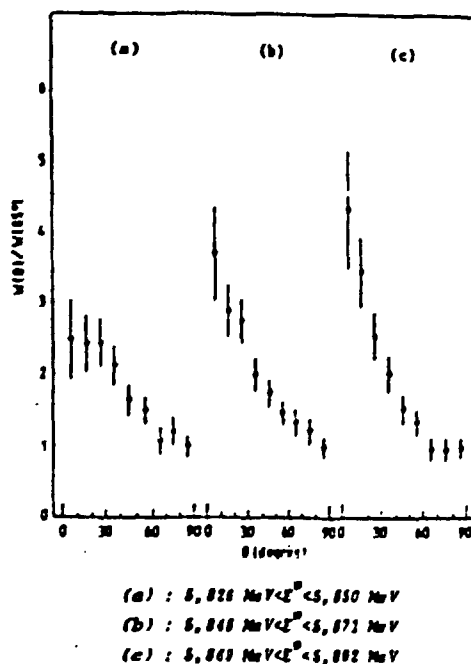


Fig. 8 - Distribution angulaires en réaction  $^{230}\text{Th}(d, pf)$ .

### III.3 Réaction $^{232}\text{Th}(d, pf)$

La réaction  $^{232}\text{Th}(d, pf)$  a été étudiée avec des deutons de 13 MeV dans une gamme d'énergie d'excitation allant de 6,0 à

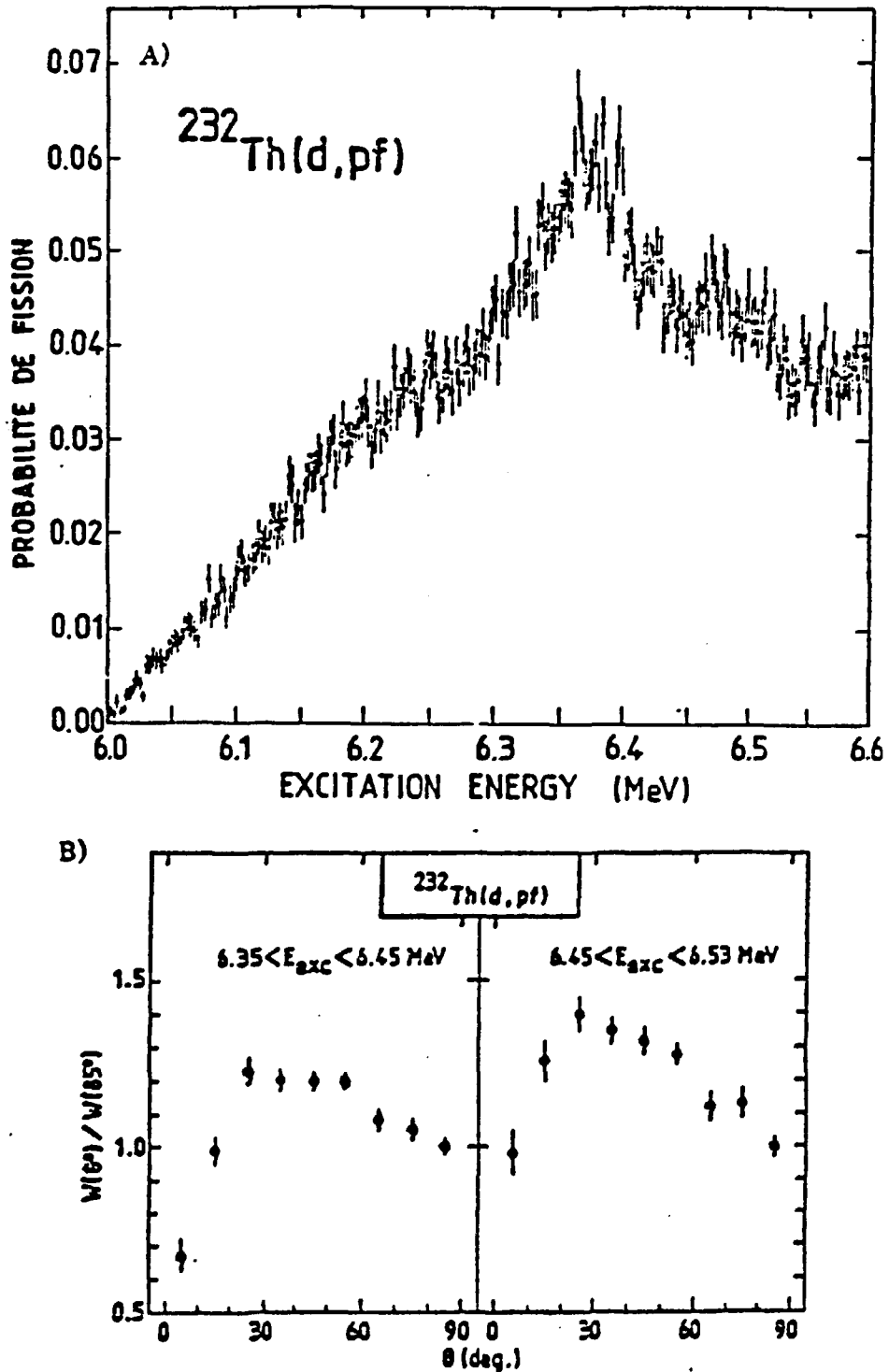


Fig. 9 - Probabilité de fission A) et distributions angulaires des fragments de fission B) de la réaction  $^{232}\text{Th}(d, pf)$ .

#### III.4 Réaction $^{233}\text{U}(d, pf)$

L'étude de la réaction  $^{233}\text{U}(d, pf)$  couvre la gamme en énergie comprise entre 4,6 et 5,6 MeV. L'énergie des deutons incidents était de 12,5 MeV. Le comportement le plus spectaculaire de la probabilité de fission est la présence, dans toute la gamme d'énergie, d'un grand nombre de résonances larges (environ 200 keV) présentant un effet de sous-structure. Ceci contraste avec les résultats obtenus pour les isotopes du thorium où la structure fine est beaucoup moins prononcée et strictement localisée en 1 ou 2 grosse résonance



isolée. De plus, la largeur des résonances étroites de l'uranium (environ 20 keV) est intermédiaire entre celles de la structure fine (10 keV) et de la grosse résonance (70 keV) observée dans les thoriums. Signalons que les mesures antérieures [Ba 74] du fait de la mauvaise résolution en énergie (FWHM ~ 65 keV) ne pouvaient détecter les sous-structures présentées dans ce travail, elles montraient seulement les grosses résonances aux énergies suivantes : 4,85 ; 5,07 ; 5,38 et 5,62 MeV.

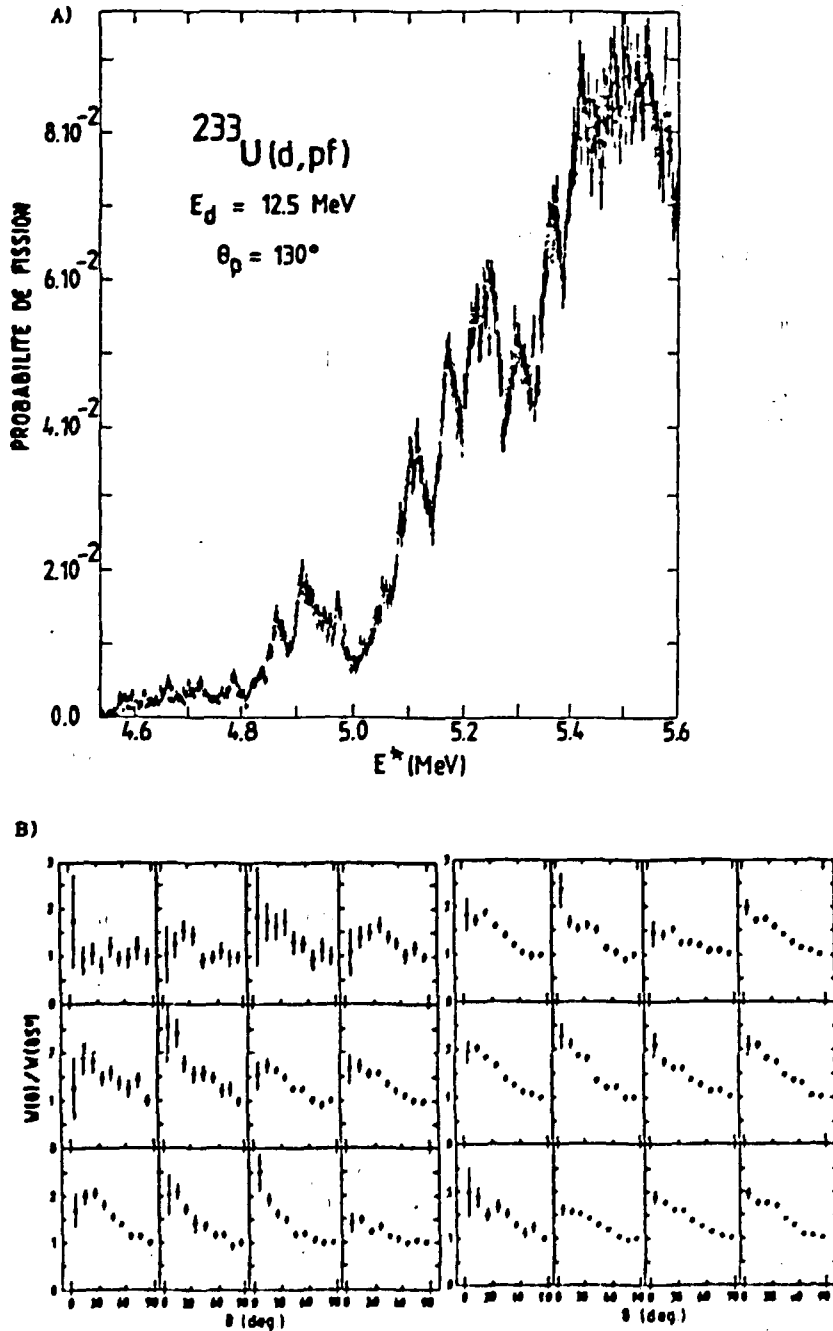


Fig. 10 - Probabilité de fission A) et distributions angulaires des fragments de fission dans les résonances B) de la réaction  $^{233}\text{U}(d, pf)$ .

### III.5 Réaction $^{236}\text{U}(d, pf)$

La réaction  $^{236}\text{U}(d, pf)$  a également été étudiée avec des deutons de 12,5 MeV. La gamme en énergie d'excitation allait de 5,6 à 6,4 MeV. La probabilité de fission présente aux environs de 6,1 MeV une résonance large qui apparaît comme un doublet et aux environs de 6,25 MeV une autre résonance encore plus large. Ces deux résonances avaient été observées en réaction  $(n, f)$  par Rösler et al. [Ro 72] pour des énergies de neutrons respectives de 0,95 et 1,15 MeV. Cependant, bien que les deux expériences aient été réalisées avec la même résolution en énergie (7 KeV) il n'existe pas de doublet en réaction  $(n, f)$  aux environs de 6,1 MeV. Remarquons que, à part ce doublet, il n'existe pratiquement pas d'effet de structure fine dans la probabilité de fission de  $^{237}\text{U}$  ; ce comportement est totalement différent de celui observé pour  $^{234}\text{U}$ .

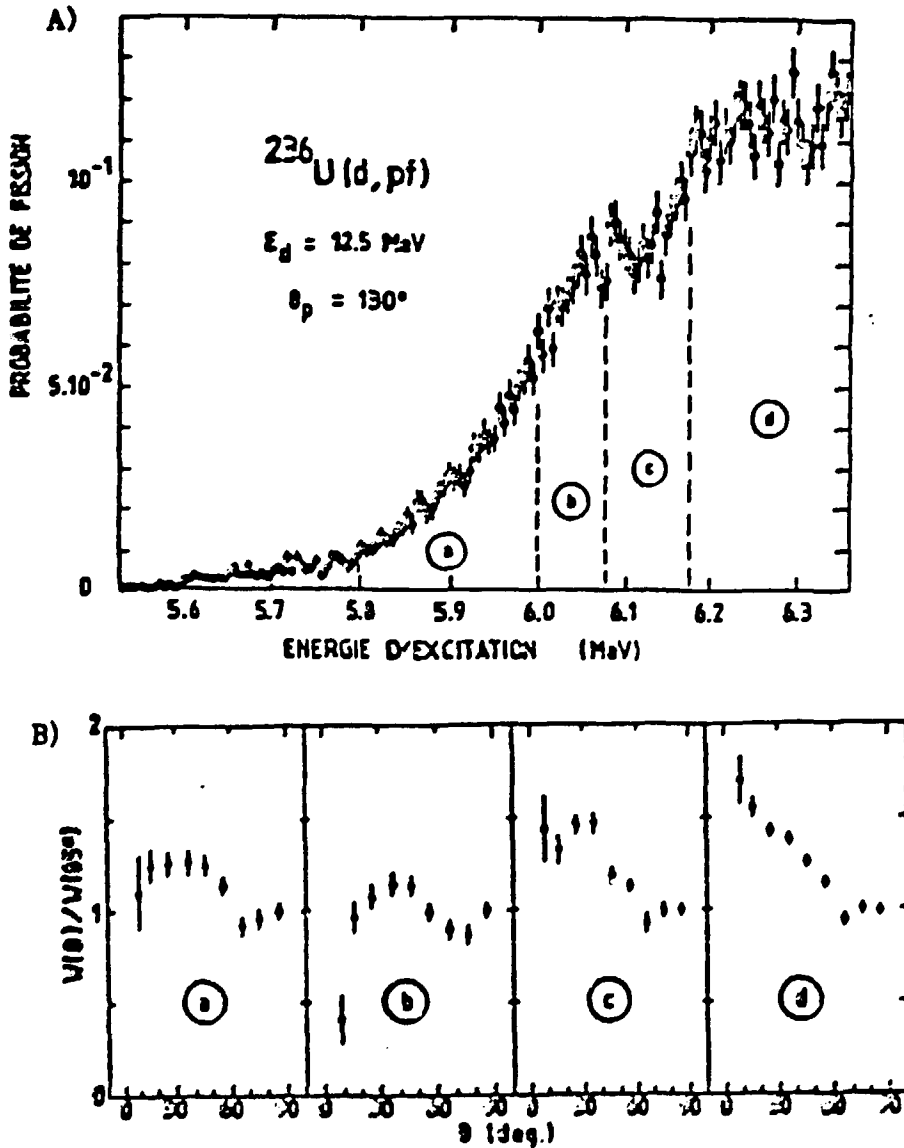


Fig. 11 - Probabilité de fission A) et distributions angulaires des fragments de fission B) de la réaction  $^{236}\text{U}(d, pf)$ .

#### IV - MODELE D'ANALYSE

On admet que la réaction (d,pf) se déroule en deux étapes :

- formation du noyau composé dans le premier puits par réaction (d,p) ;
- désexcitation par fission de ce noyau composé en compétition avec d'autres modes de décroissance (émission de rayons  $\gamma$  ou émission de neutrons lorsque  $E_{exc.} > B_n$ ).

La section efficace d'émission des fragments de fission dans un angle solide donné  $d\Omega$  et pour un angle donné  $\theta$  relatif à la direction de recul du noyau fissionnant peut s'exprimer de la façon suivante :

$$d\sigma_{d,pf}(E, \theta) = \frac{d\Omega}{2\pi} \sum_{J^\pi} \sigma_{dp}(E ; J^\pi) \frac{\sum_K T_f(E ; J^\pi, K) W_{JK\pi}(\theta)}{\sum_K T_f(E ; J^\pi, K) + T_\gamma(E ; J^\pi) + T_n(E ; J^\pi)} \cdot F$$

où  $\sigma_{dp}(E, J^\pi)$  est la section efficace de formation du noyau composé avec un spin  $J$  et une parité  $\pi$  à l'énergie d'excitation  $E$  en réaction (d,p).

$T_f$ ,  $T_\gamma$  et  $T_n$  sont respectivement les coefficients de transmission pour les voies fission, gamma et éventuellement neutrons.

$F$  est un facteur correctif qui tient compte des fluctuations statistiques dues à la distribution, en  $\chi^2$  des largeurs de fission (en général voisin de l'unité).

Les distributions angulaires  $W_{JK\pi}(\theta)$  des fragments de fission émis par le noyau fissionnant de nombres quantiques  $J$ ,  $K$ ,  $\pi$  s'expriment de la façon suivante [Sp 66] :

$$W_{JK\pi}(\theta) = \sum_{M} W_{MK}^J(\theta) \sum_j \frac{\sigma(E ; j, J, \pi)}{\sigma(E ; J, \pi)} \cdot \frac{2j+1}{2(2J+1)} \cdot \sum_{\pm} \langle J_j, j, M \mp s, \pm s | JM \rangle^2$$

où  $J_j$  est le spin du noyau cible,  $s$  et  $j$  respectivement le spin et le moment angulaire total du neutron transféré.

Pour une énergie d'excitation de l'ordre de 6 MeV la densité de niveaux dans le premier puits justifie l'hypothèse de l'équilibre statistique. A part  $T_f$ , les autres termes  $\sigma$ ,  $T_n$  et  $T_\gamma$  varient lentement en fonction de l'énergie. En pratique,  $\sigma$  et  $T_n$  sont calculés dans le cadre de l'évaluation DWBA.  $T_\gamma$  est calculé en supposant que seules les transitions E1 contribuent au mode  $\gamma$  de décroissance  $\gamma$ . Le terme crucial dans le calcul de la probabilité de fission est donc  $T_f$  qui donnera les détails des structures. Les résonances observées en fission sont associées aux états localisés dans le second ou le troisième puits (états de classe II ou III). Cependant si le sommet de la première barrière est nettement inférieur à l'énergie d'excitation étudiée, il n'y a plus de distinction claire entre états de classe I et états de classe II auxquels on peut appliquer le même traitement. Dans ce cas, seuls les états de classe III apparaîtront comme des résonances distinctes (à notre valeur de la résolution). Comme ces états sont supposés purement collectifs,  $T_f$  peut se calculer comme le coefficient de transmission d'une barrière de potentiel. On utilisera des barrières à une dimension pour chaque valeur de nombres quantiques  $K$ ,  $J$ ,  $\pi$ . Afin de réduire le nombre de paramètres libres, on admet que l'énergie de rotation est indépendante de la déformation du noyau : les barrières de même valeur de  $K$  auront toutes la même forme. Enfin, la dépendance en parité est introduite par un décalage en

énergie de la valeur calculée de  $T_f$ , décalage qui est une fonction croissante de l'énergie d'excitation.

V - ANALYSE ET INTERPRETATION

V.1  $^{231}\text{Th}$

Les expériences en réaction (n,f) ont montré que le noyau  $^{231}\text{Th}$  était le meilleur candidat au troisième minimum de la barrière de fission. Les données obtenues en réaction (d,pf) au voisinage de l'énergie d'excitation  $E_{exc} \sim 5,85$  MeV ont donc été analysées dans la même optique que celles de la réaction (n,f). La probabilité de fission différentielle est calculée à l'aide du code de DWBA (DWUCK) pour la voie d'entrée et les paramètres de barrières de fission sont ceux déduits de l'analyse des résultats (n,f). La figure 12 compare les résultats des calculs aux données expérimentales pour des fragments de fission émis entre  $0$  et  $30^\circ$ . L'accord est remarquable, en particulier pour les états  $9/2^+$ ,  $11/2^-$  et  $13/2^+$  qui n'étaient pas observés jusqu'à présent. Ils se situent à l'énergie prévue par les paramètres de rotation de la version C [B1 84]

$$\begin{aligned} (\hbar^2/2J)^+ &= (1,9 \pm 0,1) \text{kev} \\ a^+ &= (0,2 \pm 0,1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (\hbar^2/2J)^- &= (2,0 \pm 0,1) \text{kev} \\ a^- &= (-0,1 \pm 0,1) \end{aligned}$$

et avec la bonne intensité.

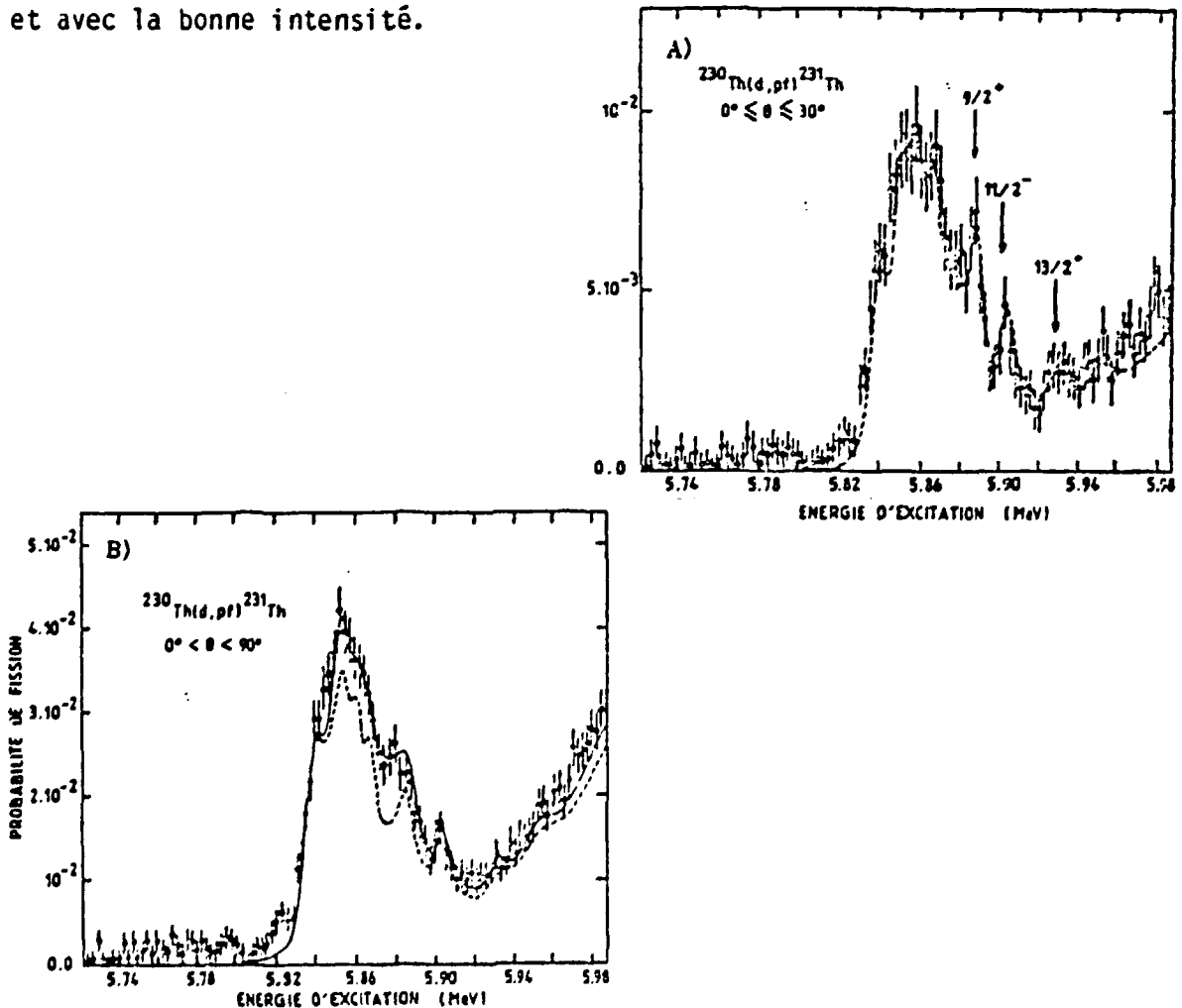


Fig. 12 - Comparaison des probabilités de fission expérimentales,  $\dagger$ , et calculées pour  $K=1/2$ , ---, et pour  $K=1/2 + K=7/2$ , —, pour  $0^\circ < \theta < 30^\circ$  en A) et  $0^\circ < \theta < 90^\circ$  en B).

Cependant l'accord n'est pas aussi bon pour  $\theta > 30^\circ$ . La probabilité de fission calculée pour  $0^\circ < \theta < 90^\circ$  est nettement inférieure à la valeur mesurée. De plus, un examen détaillé des données révèle un désaccord encore plus important. Par exemple, à  $E_{exc.} = 5,878$  MeV les valeurs expérimentales présentent une résonance là où la courbe calculée indique un minimum. Cette résonance observée pour  $0^\circ < \theta < 90^\circ$  est quasi-inexistante pour  $0^\circ < \theta < 30^\circ$  ce qui est caractéristique d'une valeur  $J=K$  assez élevée. Ceci suggère donc d'ajouter une contribution  $K > 5/2$ . Le meilleur ajustement est obtenu pour  $K=7/2$  ; il est représenté sur la figure 12B par la courbe en trait plein. Signalons que le bon accord ainsi obtenu ne se fait pas au détriment de celui obtenu aux angles avant puisque dans ce cas la contribution  $K=7/2$  est négligeable. D'autre part, la contribution  $K=7/2$  n'a pas d'effet sur les données obtenues en réaction  $(n,f)$  puisque, comme on l'a déjà signalé, les neutrons d'énergie  $E_n \sim 0,7$  MeV n'apportent pas assez de moment angulaire pour exciter notablement de tels spins. Les distributions angulaires conduisent bien évidemment, à la même situation. La figure 13 montre le bon accord obtenu avec  $K=1/2 + K=7/2$  (courbe en trait plein) alors qu'une seule valeur de  $K$  ( $K=1/2$ ) (courbe en tirets) surestime les angles avant.

Comment expliquer l'existence de bandes  $K=7/2$  situées à des énergies très voisines de celles  $K=1/2$  ? Ceci peut être dû à la présence fortuite de deux niveaux intrinsèques très voisins aux déformations correspondants au troisième minimum ou, par exemple, à l'existence de vibrations octupolaires d'un niveau intrinsèque  $K=3/2$ .

V.2  $^{233}\text{Th}$

Un travail similaire a été réalisé pour le noyau  $^{233}\text{Th}$ . Comme on l'a déjà observé en réaction  $^{232}\text{Th}(n,f)$  les résonances situées aux environs de 6,38 et 6,48 MeV se superposent à une contribution importante due à d'autres voies de fission. En réalité, les données de la réaction  $(n,f)$  ont pu être ajustées entre 5,5 et 6,6 MeV en prenant en compte six voies de fission chacune représentée par un double jeu de barrières  $J=K, K+1 \dots$ . Plus précisément, la probabilité de fission au voisinage de 6,38 MeV et les distributions anglaires associées étaient décrites par la juxtaposition de deux bandes de rotation responsables de la structure fine tandis qu'une résonance large  $K=5/2$  et une contribution  $K=1/2$  et  $K=3/2$  étaient responsables du piedestal.

Afin de comparer les données obtenues en réaction  $(d,pf)$  et en réaction  $(n,f)$  une procédure identique à celle utilisée pour l'analyse de la réaction  $^{230}\text{Th}(d,pf)$  a été employée : la section efficace du noyau composé est calculée en approximation DWB tandis que les voies de fission sont celles utilisées dans l'analyse des données  $(n,f)$  (le seul paramètre ajustable étant un coefficient de normalisation).

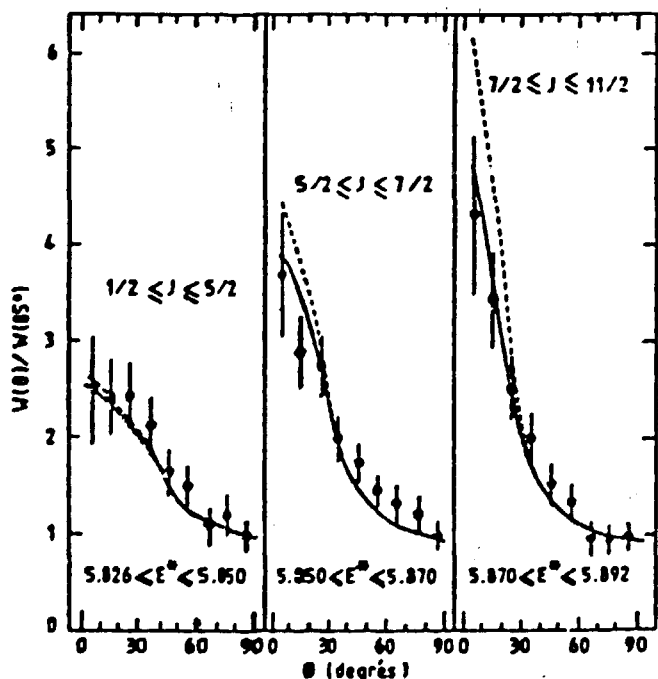


Fig. 13 - Comparaison des distributions angulaires expérimentales,  $\dagger$ , avec celles calculées pour  $K=1/2$ , ---, et  $K=1/2 + K=7/2$ , —.

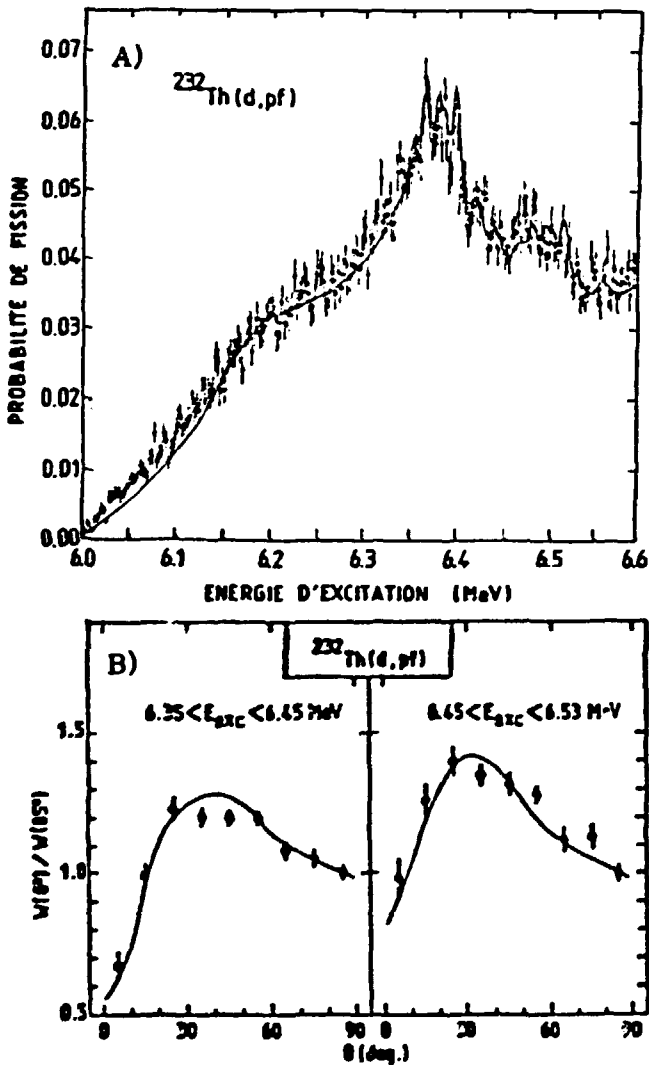


Fig. 14 - Comparaison A) de la probabilité de fission expérimentale et calculée, B) des distributions angulaires expérimentales et calculées de la réaction  $^{232}\text{Th}(d,pf)$ .

La figure 14 montre qu'il existe un bon accord entre les données expérimentales et les calculs à la fois pour la probabilité de fission et pour les distributions angulaires. Ceci confirme la validité du choix effectué pour les voies de sortie fission dans l'analyse précédente.

### V.3 $^{230}\text{Th}$

La probabilité de fission et les distributions angulaires associées ont été analysées dans la gamme d'énergie d'excitation 5,6-6,4 MeV suivant la même méthode que celle suivie pour les deux isotopes  $^{231}$  et  $^{233}$  du thorium et pour une valeur identique du paramètre d'inertie  $\hbar^2/2J = 2 \text{ keV}$ .

Nous avons montré en figure 6 que la première zone en énergie a) de 5,64 à 5,70 MeV présente une distribution angulaire isotrope. Cette distribution est compatible avec les valeurs  $K=0$ ,  $J^\pi=0^+$  et  $2^+$  tandis que la partie b) de 5,70 à 5,76 MeV correspondrait aux composantes  $K=0$ ,  $J^\pi=4^+$ ,  $6^+$ ,  $1^-$  et  $3^-$ . L'allure générale des résultats expérimentaux est correctement reproduite par deux bandes de rotation  $K^\pi=0^+$  et  $0^-$  espacée d'environ 55 keV (figure 15). Remarquons néanmoins, aux environs de 5,85 MeV,

l'existence de résonances non expliquées et la nécessité d'introduire une contribution  $K=2$ . A plus haute énergie (figure 16) le doublet situé à 6,07 et 6,14 MeV est attribué aux deux composantes  $K^\pi=2^+$ ,  $2^-$  tandis qu'aux environs de 6,5 MeV on introduit les composantes  $K^\pi=4^+$ ,  $4^-$ .

La différence essentielle entre les probabilités de fission des deux isotopes voisins  $^{231}\text{Th}$  et  $^{230}\text{Th}$  est l'absence pour ce dernier de séparation claire entre la structure fine composée d'états de classe III et le seuil de fission. Cet effet est interprété en supposant un troisième puits très plat  $\hbar\omega_{III} = 0,25 \text{ MeV}$  à comparer à  $\hbar\omega_{III} = 0,5 \text{ MeV}$  pour l'isotope  $^{231}\text{Th}$ . Cette hypothèse semble être en accord avec les récents calculs Hartree-Fock de Berger, Gogny et Girod [Be 82] (figure 17).

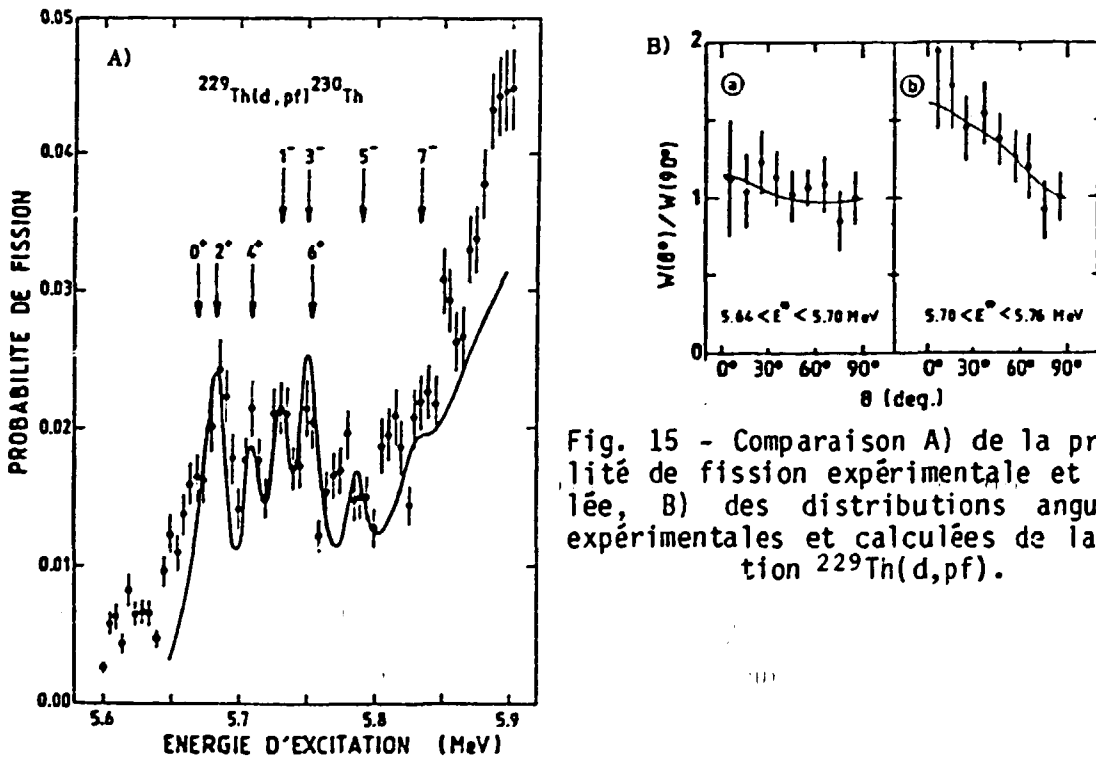


Fig. 15 - Comparaison A) de la probabilité de fission expérimentale et calculée, B) des distributions angulaires expérimentales et calculées de la réaction  $^{229}\text{Th}(d,pf)$ .

## VI - DISCUSSION

La haute résolution des résultats expérimentaux obtenus en réaction (d,pf) a mis en évidence de nouveaux états de moments angulaires  $\lambda > 3$  qui n'avaient pas été observés en réaction (n,f) et plus particulièrement dans le cas du noyau  $^{231}\text{Th}^*$  pour lequel un calcul de la probabilité de fission (d,pf) à partir de l'analyse des résultats obtenus en réaction  $^{230}\text{Th}(n,f)$  a été confirmé. Ces résultats apportent une preuve nouvelle à l'existence du troisième minimum de la barrière de fission. Seules les fonctions d'excitation des trois isotopes  $^{230}, ^{231}, ^{233}\text{Th}$  ont été analysées dans le cadre d'un modèle statistique et à l'aide d'une triple barrière de fission. Le tableau 3 présente une comparaison des paramètres de barrières expérimentaux et théoriques.

Tableau 3

Noyau		$E_A$ (MeV)	$E_{II}$ (MeV)	$E_B$ (MeV)	$E_{III}$ (MeV)	$E_C$ (MeV)
$^{230}\text{Th}$	Exp. (ce travail)	5,4	2,3	5,75	5,55	6,45
	Th [Be 86]	5,2	2,4	6,5	5,6	6,4
	Th [Ho 80]	4,0	2,75	6,57	6,41	8,29
$^{231}\text{Th}$	Exp. (ce travail)	5,1	2,3	5,90	5,65	6,51
	Th [Ho 80]	4,6	2,45	6,85	6,51	8,34
$^{233}\text{Th}$	Exp. (ce travail)	5,1	2,5	6,05	5,21	6,82
	Th [Ho 80]	5,17	1,84	7,07	6,53	7,78

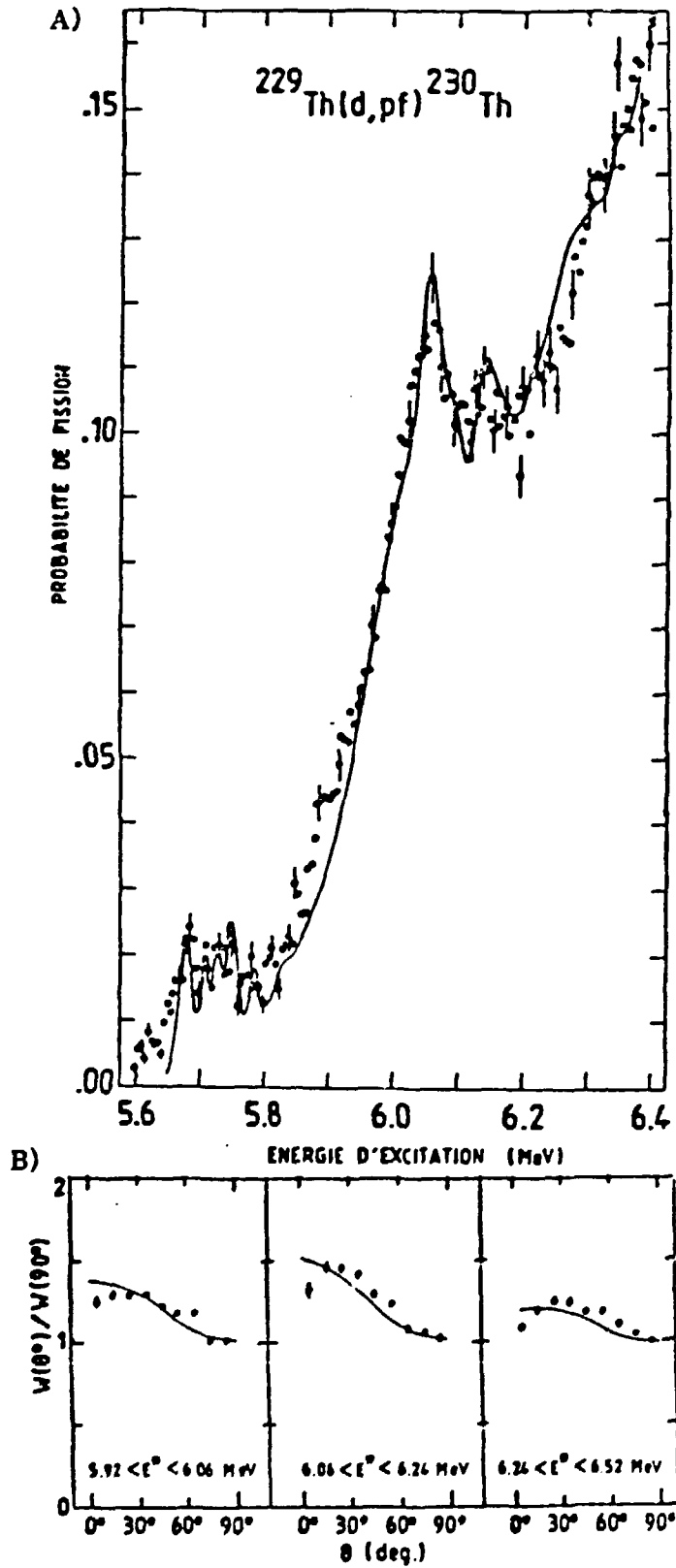


Fig. 16 - Comparaison A) de la probabilité de fission expérimentale et calculée, B) des distributions angulaires expérimentales et calculées de la réaction  $^{229}\text{Th}(d, pf)$ .



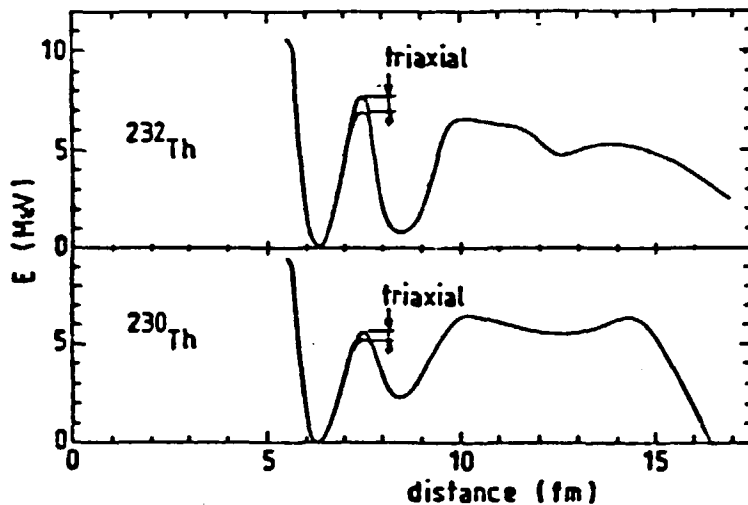


Fig. 17 - Calcul par la méthode de Hartree-Fock de l'énergie potentielle de  $^{232}\text{Th}$  et de  $^{230}\text{Th}$  [Be 86].

Signalons que les paramètres théoriques de la barrière de fission de  $^{230}\text{Th}$  obtenus par calculs de type Hartree-Fock [Be 86] sont aujourd'hui très proches de nos valeurs expérimentales alors que ceux obtenus par la méthode macroscopique-microscopique [Ho 80] sont supérieurs d'environ 2 MeV pour la troisième barrière de  $^{230}\text{Th}$  et  $^{231}\text{Th}$ .

Les résultats obtenus pour les deux isotopes 234 et 237 de l'uranium ne peuvent s'interpréter dans le même esprit que ceux des thoriums. Ni le grand nombre de résonances observées dans la probabilité de fission de  $^{234}\text{U}$  ni leurs distributions angulaires ne peuvent être attribués à des états de classe III. Ces résonances seraient plutôt des états de classe II couplés à des états de vibration dans le second puits. Ceci peut se comprendre sachant que dans les uraniums la première barrière est plus haute que dans les thoriums et permet de séparer les états de classe I des états de classe II. Ce grand nombre d'états de classe II, bien séparés, masque la présence éventuelle d'états de classe III. Dans le cas du noyau impair  $^{237}\text{U}$ , la densité des états de classe II est bien plus importante que celle du noyau pair  $^{234}\text{U}$  ; on peut alors penser que le recouvrement de niveaux est tel qu'il conduit à une probabilité de fission sans structures. Ceci est observé expérimentalement dans la figure 11 à l'exception d'un doublet aux environs de 6,1 MeV qui pourrait s'expliquer par un couplage entre états de classe II et états de classe III.

#### REFERENCES

- [Ba 74] B.B. Back et al., Phys. Rev. C9 (1974) 1924.
- [Be 86] J.F. Berger, communication privée.
- [Bl 78] J. Blons et al., Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1282.
- [Bl 84] J. Blons et al., Nucl. Phys. A414 (1984) 1.
- [Fa 83] B. Fabbro, Thèse n°2765, Université Paris-Sud (1983).
- [Ho 80] W.M. Howard et P. Möller, Atomic Data and Nucl. Data Tables 25 n°3 Mai 1980.
- [Ro 72] H. Rösler et al., Phys. Lett. 38B (1972) 501.
- [Sp 66] H.J. Specht et al., Phys. Rev. Lett. 17 (1966) 1187.
- [Wa 75] A.H. Wapstra et K. Bos, Atomic Data and Nucl. Data Tables, 17 (1975) 411.