Étude expérimentale des effets dynamiques dans la fission de ^{240}Pu a basse énergie

J. Lachkar, Y. Patin, J. Sigaud

► To cite this version:

J. Lachkar, Y. Patin, J. Sigaud. Étude expérimentale des effets dynamiques dans la fission de ^{240}Pu a basse énergie. Journal de Physique Lettres, 1975, 36 (4), pp.79-83. 10.1051/jphyslet:0197500360407900 . jpa-00231161

HAL Id: jpa-00231161

<https://hal.science/jpa-00231161>

Submitted on 1 Jan 1975

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification
Physics Abstracts
4.390

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES EFFETS DYNAMIQUES DANS LA FISSION DE ^{240}Pu A BASSE ÉNERGIE

J. LACHKAR, Y. PATIN et J. SIGAUD

Service de Physique Nucléaire
Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel, BP 61, 92120 Montrouge, France

(Reçu le 2 août 1974, révisé le 7 février 1975, accepté le 7 février 1975)

Résumé. — Les variations de l'énergie cinétique, de l'énergie d'excitation et des masses des fragments, grandeurs caractéristiques de la fission, ont été étudiées en fonction de l'énergie d'excitation, dans le cas de ^{240}Pu , à partir des réactions (d, pf) et (n, f). Ces résultats sont analysés avec ceux de la fission spontanée et de la fission isomérique, rapportés par ailleurs. Ils tendent à illustrer l'existence de deux modes de fission, le premier superfluide, le second caractérisé par un fort amortissement après la traversée de la barrière.

Abstract. — The variations of kinetic and excitation energies and fragment masses from the (d, pf) and (n, f) reactions have been studied as a function of the excitation energy of ^{240}Pu . These results have been analyzed together with those from spontaneous and isomeric fission reported elsewhere. They tend to illustrate the existence of two modes of fission; the first one is superfluid, the other is strongly damped in the last stage of the fission process.

1. Introduction. — Une bonne connaissance du mécanisme de la fission demande, du fait de sa complexité, une description dynamique. Pendant longtemps, la fission fut décrite essentiellement par son aspect statique c'est-à-dire par la surface d'énergie potentielle en fonction des paramètres de déformation. Récemment des calculs du type macroscopique-microscopique ont permis d'obtenir, avec une bonne précision, cette surface d'énergie potentielle [1]. Par contre, les tentatives de représentations dynamiques font apparaître la nécessité d'une meilleure connaissance des effets d'inertie et des effets d'amortissement [2]. Ces derniers conduisent à un transfert de l'énergie cinétique des degrés de liberté du mode de fission dans les autres degrés de liberté du noyau fissionnant [3]. Une méthode, parmi les plus directes pour apprécier leur importance, consiste à mesurer l'énergie cinétique des fragments en fonction de leur masse et de l'énergie d'excitation du système fissionnant.

Nous avons, dans ce but, étudié à partir de la réaction $^{239}\text{Pu}(\text{d}, \text{pf})$ l'influence de l'énergie d'excitation de ^{240}Pu , entre 4,1 et 9,5 MeV, sur diverses caractéristiques corrélées de la fission de ce noyau : anisotropie d'émission, énergie cinétique et masse des fragments. Ces résultats, dont certains ont déjà été publiés [4, 5], ont été analysés avec ceux relatifs au nombre de neutrons émis par fission [6, 7]. Enfin nous avons étendu cette analyse à la fission de ^{240}Pu dans son état fondamental [8] et dans son état isomé-

rique à 2,35 MeV [9] ainsi qu'à la fission induite dans ^{239}Pu par des neutrons thermiques [8, 10].

2. Dispositif expérimental. — Le dispositif expérimental a été décrit par ailleurs [11] et peut être résumé ainsi : le faisceau de deutérons incidents est accéléré jusqu'à l'énergie de 11,8 MeV par le Van de Graaff Tandem E.N. du Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel. Les protons émis par la réaction (d, p) sont détectés à 90° de l'axe du faisceau. Deux paires de diodes à barrière de surface détectent les fragments de fission émis à $\theta = 0^\circ$ ou $\theta = 90^\circ$ par rapport à la direction de recul du noyau de ^{240}Pu . Les événements corrélés dus aux protons et aux fragments de fission sont enregistrés en coïncidence, événement par événement. Les détecteurs de fission sont étalonnés à partir des données de Neiler *et al.* [10]. L'énergie cinétique totale des deux fragments et la masse du fragment lourd primaire sont déduites, pour chaque événement, en utilisant une méthode de calcul voisine de celle de Schmitt [12] et qui tient compte des effets de recul et d'émission des neutrons prompts.

3. Anisotropie de l'émission des fragments. — Dans la gamme d'énergie d'excitation, $E_{\text{exc.}}$, de ^{240}Pu comprise entre 4,1 et 9,5 MeV nous avons mesuré l'anisotropie de l'émission des fragments de fission [4, 11]. Nos résultats présentent, vers $E_{\text{exc.}} = 5$ MeV, un pic large déjà observé dans les études antérieures [13, 14]. Il a été associé à la présence d'un

état vibrationnel ($K^\pi = 0^+$) [14] du deuxième puits de la barrière de fission. De plus, la présence de structures partiellement résolues dans cette résonance de fission centrée autour de 5 MeV [15] prouve que cet état vibrationnel est couplé aux états composés de classe II voisins. Nos mesures d'anisotropie font apparaître, en outre, à plus basse énergie ($E_{\text{exc.}} = 4,65$ MeV), un second maximum plus étroit, de largeur voisine de 200 keV, qui correspond à un épaulement dans la section efficace (d, pf) à 0° et qui a été peu analysé dans les études antérieures. La faible largeur de ce pic justifie l'hypothèse de la contribution prédominante d'un état vibrationnel peu couplé aux états composés de classe II; la forte valeur de l'anisotropie observée rend probable l'attribution de $K^\pi = 0^+$ pour cet état.

4. Énergie cinétique totale. — Nous avons parallèlement mesuré la valeur moyenne ($\overline{TKE}$) de l'énergie cinétique totale de l'ensemble des fragments primaires, en fonction de $E_{\text{exc.}}$. Les résultats expérimentaux sont présentés dans la figure 1A. Entre 4,75 et 9,5 MeV et, pour les fragments émis, tant à $\theta = 0^\circ$ qu'à $\theta = 90^\circ$, une variation linéaire peut être adoptée avec des pentes respectivement égales à :

$$(d(\overline{TKE})/dE_{\text{exc.}})_{0^\circ} = -0,42 \pm 0,03$$

et

$$(d(\overline{TKE})/dE_{\text{exc.}})_{90^\circ} = -0,45 \pm 0,03.$$

Ces valeurs sont comprises entre celle de Milton *et al.* [16] obtenue au moyen de la réaction $^{239}\text{Pu}(d, pf)$: $-0,54 \pm 0,04$ et celle déduite des mesures de Akimov *et al.* [17] pour la réaction $^{239}\text{Pu}(n, f)$: $-0,35 \pm 0,05$. En dessous de 4,75 MeV, nous avons concentré notre étude sur le pic à 4,65 MeV observé dans l'anisotropie d'émission des fragments et décrit plus haut (§ 3). Pour obtenir une bonne précision statistique dans cette région où la section efficace est faible, nous avons groupé à l'énergie de 4,65 MeV tous les résultats obtenus entre 4,55 et 4,75 MeV, soit une gamme de 200 keV correspondant à la largeur apparente du pic. A cette énergie et à $\theta = 0^\circ$ on observe une brusque augmentation de $\overline{TKE}$ par rapport aux valeurs voisines tandis qu'aucune variation significative n'est observée à $\theta = 90^\circ$. Ceci peut être relié au fait qu'à $\theta = 0^\circ$ les événements dus à $K = 0$ sont prédominants, alors qu'à $\theta = 90^\circ$ les événements dus à $K \neq 0$ sont favorisés.

A plus basse énergie, nous avons porté (Fig. 1A) les dernières valeurs publiées de $\overline{TKE}$ relatives à la fission spontanée ($E_{\text{exc.}} = 0$) et à la fission isomérique ($E_{\text{exc.}} = 2,35$ MeV) [8, 9]. Ces deux valeurs s'alignent avec notre mesure à 4,65 MeV et $\theta = 0^\circ$ sur une droite de pente $d(\overline{TKE})/dE_{\text{exc.}} = +0,95 \pm 0,09$.

L'analyse de l'ensemble des résultats expérimentaux met ainsi clairement en évidence deux sens de variation opposés de $\overline{TKE}$ en fonction de $E_{\text{exc.}}$. Dans le cas de l'isomère et de la fission (d, pf) à 4,65 MeV

FIG. 1A. — Variation de la valeur moyenne $\overline{TKE}$ de l'énergie cinétique totale des fragments primaires de la fission du ^{240}Pu en fonction de l'énergie d'excitation $E_{\text{exc.}}$ du noyau fissionnant. Les résultats obtenus dans ce travail sont portés sous la forme de cercles blancs (a : échelle de gauche) pour les fragments émis à $\theta = 0^\circ$ et sous la forme de cercles noirs (b : échelle de droite) pour ceux qui sont émis à $\theta = 90^\circ$. Pour plus de clarté, la courbe b, qui serait pratiquement confondue avec la courbe a, a été décalée de 2 MeV vers le bas. Chaque point représente la moyenne des résultats expérimentaux sur une petite tranche d'énergie portée en abscisse. L'énergie S_n de séparation du neutron dans ^{240}Pu est également portée sur cet axe. D'autres résultats expérimentaux sont portés sur cette figure (échelle de gauche : V, fission spontanée : F.S. [8], □, isomère de fission : I.F. [9], V-X, fission induite dans ^{239}Pu par des neutrons thermiques [8, 10]). Les droites en trait plein représentent la variation moyenne de $\overline{TKE}$ en fonction de $E_{\text{exc.}}$ pour des zones différentes discutées dans le texte.

FIG. 1B. — Nombre moyen $\bar{\nu}_p$ de neutrons prompts par fission émis dans la fission spontanée de ^{240}Pu et dans la réaction $^{239}\text{Pu}(n, f)$ en fonction de l'énergie d'excitation de ^{240}Pu [6, 7]. La droite en trait plein représente la variation moyenne de $\bar{\nu}_p$ en fonction de $E_{\text{exc.}}$ au-dessus de S_n . Cette droite est extrapolée en dessous de S_n (traits pointillés) pour aboutir à une valeur de $\bar{\nu}_p$ inférieure à la valeur mesurée pour la fission spontanée ($E_{\text{exc.}} = 0$). La droite horizontale en traits mixtes (— · — ·) illustre la variation de $\bar{\nu}_p$ à basse énergie telle qu'elle serait obtenue avec le modèle superfluide et en accord avec nos résultats de $\overline{TKE}$ (Fig. 1A).

et $\theta = 0^\circ$, la quasi-totalité de l'énergie d'excitation de ^{240}Pu se retrouve sous la forme d'un excès d'énergie cinétique totale des fragments. Par contre, entre 4,75 et 9,5 MeV, l'énergie $\overline{TKE}$ est d'autant plus faible que l'énergie d'excitation est plus grande.

5. Nombre moyen de neutrons prompts. — Les fragments de fission se désexcitent partiellement en émettant des neutrons prompts dont le nombre moyen est $\bar{\nu}_p$. La variation de $\bar{\nu}_p$ en fonction de $E_{\text{exc.}}$ de ^{240}Pu est portée sur la figure 1B où sont rassemblés les résultats de la fission spontanée et de la réaction $^{239}\text{Pu}(n, f)$ [6, 7]. Dans ce dernier cas, on observe une variation qui peut être représentée par une droite de pente $d\bar{\nu}_p/dE_{\text{exc.}} = 0,134 \text{ n/MeV}$. Cette région correspond à celle où $\overline{TKE}$ décroît en fonction de $E_{\text{exc.}}$. L'extrapolation de cette droite jusqu'à $E_{\text{exc.}} = 0$ donne, pour la fission spontanée, une valeur de $\bar{\nu}_p$ voisine de 1,98, nettement inférieure à la valeur mesurée : $2,15 \pm 0,06$. Même en tenant compte des erreurs expérimentales, il n'est pas possible de rendre cette dernière valeur compatible avec l'extrapolation linéaire de $\bar{\nu}_p$ mesurée pour la réaction $^{239}\text{Pu}(n, f)$. Cet effet, déjà observé par Okolovich et Smirenkin [18] puis par Conde *et al.* [19], confirme qualitativement les résultats de $\overline{TKE}$ mais les valeurs numériques permettent difficilement de vérifier la conservation de l'énergie de fission dans l'hypothèse où la distribution des masses reste inchangée. Nous verrons plus loin que cette hypothèse n'est pas vérifiée (§ 7).

6. Énergie cinétique en fonction des masses. — Nous avons cherché à préciser la nature du mécanisme de fission en analysant, pour diverses tranches de masses m_H^* du fragment lourd primaire, la variation de la valeur moyenne $\bar{E}_K$ de l'énergie cinétique totale en fonction de l'énergie d'excitation de ^{240}Pu . Dans la gamme comprise entre 4,75 et 9,5 MeV et pour sept tranches de masses, l'énergie $\bar{E}_K$ varie linéairement avec l'énergie d'excitation. La pente $d\bar{E}_K/dE_{\text{exc.}}$ des droites correspondantes a été déduite d'un ajustement par la méthode des moindres carrés. Les valeurs obtenues sont portées dans la figure 2a pour chaque tranche de masses considérée. La pente est faible pour la fission presque symétrique ou pour la fission très asymétrique

$$(d\bar{E}_K/dE_{\text{exc.}} \approx -0,10).$$

Au contraire elle est forte ($d\bar{E}_K/dE_{\text{exc.}} \approx -0,50$) lorsque la fission donne naissance à un fragment lourd de masse comprise entre 130 et 142 c'est-à-dire pour des noyaux peu déformés dans leur état fondamental. De tels effets de couches ne semblent pas apparaître aussi clairement dans les mesures de Milton *et al.* [16] où la pente relative à la fission symétrique est trop grande (Fig. 2a). Nous avons procédé d'une manière identique pour les fragments associés à la fission spontanée [8], à celle de l'isomère de forme [9] et à la fission (d, pf) à 4,65 MeV et $\theta = 0^\circ$. Pour 5 groupes de valeurs de m_H^* nous avons déterminé les pentes ($d\bar{E}_K/dE_{\text{exc.}}$) des droites qui décrivent au mieux la variation de $\bar{E}_K$ pour ces trois valeurs de $E_{\text{exc.}}$ (0 MeV, 2,35 MeV, 4,65 MeV).

FIG. 2. — Variation de la quantité $d\bar{E}_K/dE_{\text{exc.}}$ en fonction de la masse m_H^* du fragment lourd primaire. Chaque point est la moyenne des résultats sur une tranche de valeurs de m_H^* portée en abscisse. La quantité $d\bar{E}_K/dE_{\text{exc.}}$ est obtenue en supposant une variation linéaire de $\bar{E}_K$ en fonction de $E_{\text{exc.}}$ pour les gammes de $E_{\text{exc.}}$ et de m_H^* considérées. Nos résultats relatifs à la réaction $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ entre 4,75 et 9,5 MeV sont portés en a sous la forme de cercles blancs ($\theta = 0^\circ$) et noirs ($\theta = 90^\circ$). Les triangles noirs représentent les données de Milton *et al.* [16] enregistrées à partir de la réaction (d, pf) à $\theta = 90^\circ$ mais dans des conditions expérimentales sensiblement différentes. Les résultats relatifs à l'état fondamental [8], à l'état isomérique [9] et à l'état $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ à 4,65 MeV et $\theta = 0^\circ$ (ce travail) sont portés en b. La droite en traits mixtes (— · — ·) montre que toutes ces données sont compatibles avec $d\bar{E}_K/dE_{\text{exc.}} = +1$.

Ce traitement utilise des données obtenues au cours de trois expériences distinctes effectuées avec des résolutions sensiblement différentes; d'autre part à $E_{\text{exc.}} = 2,35 \text{ MeV}$ et $4,65 \text{ MeV}$, le nombre total d'événements observés est faible. Les conclusions tirées de ce calcul doivent de ce fait être considérées avec quelques réserves. Il apparaît cependant, que pour les cinq tranches de masses du fragment lourd considérées, la valeur de la pente reste constante et voisine de +1 (Fig. 2b).

7. Masse des fragments. — Enfin, pour compléter cette étude nous avons analysé la variation de la valeur moyenne de la masse du fragment lourd primaire, $\langle m_H^* \rangle$, en fonction de l'énergie d'excitation de ^{240}Pu . Chaque masse primaire est déduite des données expérimentales à partir d'un traitement qui nécessite la connaissance, à l'énergie d'excitation considérée, de la variation du nombre moyen de neutrons prompts $\bar{\nu}_p(m^*)$ avec la masse du fragment

et de la valeur de $\bar{\nu}_p$. En admettant qu'entre 4,1 et 9,5 MeV la variation de $\bar{\nu}_p$ avec $E_{\text{exc.}}$ est une droite de pente $d\bar{\nu}_p/dE_{\text{exc.}} = 0,134 \text{ n/MeV}$ et en modifiant en conséquence la variation de $\bar{\nu}_p(m^*)$, on peut ainsi obtenir $\langle m_H^* \rangle$ dans toute cette gamme d'énergie (Fig. 3). Dans cette hypothèse, la valeur de $\langle m_H^* \rangle$ reste sensiblement constante et égale à celle rapportée

FIG. 3. — Variation de la valeur moyenne de la masse du fragment lourd primaire $\langle m_H^* \rangle$ avec l'énergie d'excitation $E_{\text{exc.}}$ de ^{240}Pu . Les mêmes notations que celles de la figure 1 sont adoptées. Pour l'isomère de fission nous avons porté, outre la valeur de $\langle m_H^* \rangle$, celle de $240 - \langle m_L^* \rangle$ rapportées dans [9]. Pour plus de clarté, la courbe *b* a été traduite de 3 UMA. Les droites horizontales tracées sur la figure ont pour ordonnées la valeur de $\langle m_H^* \rangle$ pour la fission spontanée [8] (de 0 à 4,75 MeV) et pour la fission induite par neutrons thermiques [10] (de 4,5 à 9,5 MeV).

par Neiler *et al.* [10] pour la réaction $^{239}\text{Pu}(n, f)$ (139,66 UMA). A 4,65 MeV et $\theta = 0^\circ$, la valeur de $\langle m_H^* \rangle$ est sensiblement différente

$$(138,6 \pm 0,4 \text{ UMA})$$

mais voisine de celle obtenue pour la fission de l'état fondamental et de l'état isomérique (Fig. 3). Elle n'est que peu modifiée ($\langle m_H^* \rangle = 138,7 \pm 0,4$) si on suppose que $\bar{\nu}_p$ prend, à 4,65 MeV, la même valeur que pour la fission spontanée. Ainsi pour les trois états considérés à $E_{\text{exc.}} = 0, 2,35$ et 4,65 MeV ($\theta = 0^\circ$), la valeur de $\langle m_H^* \rangle$ est inférieure d'environ 1 UMA à celle de la fission entre 4,75 et 9,5 MeV.

8. Discussion et conclusion. — Les résultats expérimentaux décrits ci-dessus semblent montrer, d'une manière concordante, l'existence de deux processus différents dans la fission de ^{240}Pu en dessous de 9,5 MeV. Le premier se rapporte à l'état fondamental, à l'isomère de forme et à la réaction $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ à 4,65 MeV et $\theta = 0^\circ$ (§ 3); le second, déjà étudié [16, 17], se produit dans la gamme d'énergie $4,75 \text{ MeV} \leq E_{\text{exc.}} \leq 9,5 \text{ MeV}$.

Dans le premier cas, les états initiaux de ^{240}Pu ont une énergie d'excitation inférieure au sommet de la barrière; ils présentent en outre un caractère collectif peu ou pas couplé aux excitations intrinsèques du noyau. Les chemins de fission correspondant à ces trois états doivent être voisins puisqu'ils conduisent tous à la même valeur de $\langle m_H^* \rangle$. Dans ce cas, l'énergie d'excitation se retrouve essentiellement sous la forme d'une augmentation de l'énergie cinétique $\bar{E}_K$ pour tous les types de fragmentation. Ainsi, une part faible sinon nulle de $E_{\text{exc.}}$ est dissipée en énergie d'excitation des fragments. La valeur de $\bar{\nu}_p$ devrait être la même pour ces trois états mais seule celle de la fission spontanée a été mesurée. Il semble que ces résultats soient l'illustration d'un mode de fission superfluide, à faible amortissement après la traversée de la barrière, tel qu'il a été proposé par Swiatecki et Bjørnholm [3] ou supposé par Nix [20]. Dans ce mode, les nucléons restent couplés par la force d'appariement jusqu'à la scission. Les caractéristiques de la fission, à l'exception de l'énergie cinétique totale, sont alors indépendantes de l'énergie d'excitation du système qui se retrouve essentiellement sous forme d'énergie cinétique de *pré-scission*. Cette dernière vient s'ajouter à la répulsion coulombienne qui reste inchangée pour donner une énergie cinétique totale $\overline{TKE}$ qui croît de la même quantité que $E_{\text{exc.}}$; c'est bien ce qui est observé dans les résultats décrits plus haut.

Dans le deuxième cas, les chemins de fission semblent aussi être très voisins les uns des autres puisque $\langle m_H^* \rangle$ conserve la même valeur mais ils sont probablement différents des trajets superfluides décrits précédemment puisque $\langle m_H^* \rangle$ est supérieur de 1 UMA. Dans ce cas, l'énergie cinétique $\overline{TKE}$ décroît avec l'énergie d'excitation $E_{\text{exc.}}$. Cette décroissance de $\overline{TKE}$ est accompagnée d'une augmentation de $\bar{\nu}_p$ (observée pour $E_{\text{exc.}} > S_n$) ce qui est conforme à la conservation de l'énergie totale de fission. Cependant, si on suppose que $\bar{\nu}_p(m^*)$ ne varie pas en valeur relative avec $E_{\text{exc.}}$, les valeurs expérimentales de $d(\overline{TKE})/dE_{\text{exc.}}$ et de $d\bar{\nu}_p/dE_{\text{exc.}}$ semblent conduire à une valeur trop élevée de l'énergie de séparation moyenne $\langle S_n^f \rangle$ du neutron dans les fragments ($\langle S_n^f \rangle \sim 8,3 \text{ MeV}$).

Pour expliquer les résultats relatifs à $\overline{TKE}$, $\bar{E}_K$ et $\bar{\nu}_p$, nous ne pouvons retenir l'explication proposée par ailleurs [21-23] pour la fission des noyaux légers de la région des actinides, par exemple ^{227}Ac . Celle-ci est basée sur la contribution de deux composantes de la fission conduisant l'une à une fragmentation symétrique, l'autre à une fragmentation asymétrique. En effet, l'analyse de nos résultats expérimentaux [11] montre que la fission symétrique de ^{240}Pu est négligeable dans toute la gamme d'énergie étudiée, en accord avec plusieurs résultats antérieurs [17, 24].

L'interprétation du type de fission observé pour la gamme d'énergie $4,75 \text{ MeV} \leq E_{\text{exc.}} \leq 9,5 \text{ MeV}$ reste donc ambiguë car le transfert de $E_{\text{exc.}}$ en excita-

tion des fragments ne peut pas être expliqué d'une façon simple. Il se peut que, suivant Noremberg [25], la nature des états excités joue un rôle important, surtout dans la partie supérieure de la gamme d'énergie étudiée. Le système contient, dans l'état initial, des excitations de quasi-particules dont la nature serait conservée tout le long du chemin de fission, jusqu'à la scission où l'énergie cinétique de pré-scission est supposée faible. A ce stade, les fragments excités auraient une rigidité qui serait diminuée; ainsi à la scission, les deux fragments, plus allongés, auraient une énergie de répulsion coulombienne plus faible. Après la scission, l'énergie de déformation des fragments se transforme en énergie d'excitation. Les résultats expérimentaux sont en accord avec cette interprétation bien qu'elle soit difficile à justifier dans la partie inférieure de la gamme d'énergie considérée où, au point-selle, l'énergie n'est plus suffisante pour conserver l'excitation de quasi-particules. En supposant que l'énergie cinétique de pré-scission reste faible, il faudrait admettre que de telles excitations pourraient être créées à nouveau après la traversée de la barrière. On serait ainsi conduit, dans ce cas, à un processus visqueux dans lequel le couplage du mode de fission aux degrés de liberté autres que collectifs serait important. C'est un processus voisin de celui décrit par Fong [26] et caractérisé par un fort amortissement du mode de fission. Dans ces deux interprétations successives la structure en couches joue un rôle important;

c'est bien ce que montrent nos résultats puisque dE_K/dE_{exc} dépend, dans toute la gamme comprise entre 4,75 et 9,5 MeV, du mode de fragmentation.

L'ensemble des résultats expérimentaux rassemblés ici, pour la fission de ^{240}Pu à basse énergie, semble donc illustrer l'existence de deux processus de fission déjà envisagée par Swiatecki et Bjørnholm [3]. Dans cette hypothèse, l'un de ces modes, superfluide, est caractérisé par un faible amortissement du mode de fission dans les degrés de liberté autres que collectifs. Dans l'autre processus, la superfluidité est détruite par la nature des états excités, au moins dans la dernière étape de la fission qui reste encore mal comprise mais dans laquelle la viscosité, c'est-à-dire le fort amortissement du mode de fission, joue probablement un rôle important. Cette étude montre également que la connaissance seule de la fission spontanée et de la fission induite par neutrons thermiques peut conduire à des extrapolations inexactes de l'énergie cinétique des fragments ou du nombre moyen de neutrons prompts ainsi qu'à des conclusions erronées concernant l'importance des effets dynamiques dans le mécanisme de la fission.

Remerciements. — Nous remercions M. le Professeur A. Michaudon de nous avoir guidés dans ce travail et dans la rédaction de ce texte. Nous exprimons notre gratitude à B. Back et H. Nifenecker pour les fructueuses discussions que nous avons eues avec eux.

Bibliographie

- [1] BRACK, M., DAMGAARD, JENS, JENSEN, A. S., PAULI, H. C., STRUTINSKY, V. M., WONG, C. Y., *Rev. Mod. Phys.* **44** (1972) 320.
- [2] LEDERGERBER, T., PAULI, H. C., *Nucl. Phys. A* **207** (1973) 1. HAFF, P. K., WILETS, L., *Phys. Rev. C* **7** (1973) 951.
- [3] SWIATECKI, W. J., BJØRNHOLM, S., *Phys. Rep. C* **4** (1972) 325.
- [4] LACHKAR, J., PATIN, Y., SIGAUD, J., *Nat. Soviet Conf. on Neutron Phys. Kiev, URSS, May 28, June 1, 1973, Neitronaya Fizika* **3** (1974) 177.
- [5] LACHKAR, J., PATIN, Y., SIGAUD, J., *International Symposium on Neutron induced Reactions, Smolenice 1, 7 Sept. 1974.*
- [6] MANERO, F., KONSHIN, V. A., *Atom. Energy Rev.* **10** (1972) 637.
- [7] SOLEILHAC, M., FREHAUT, J., GAURIAU, J. et MOSINSKI, G., *Nuclear Data for Reactors (Proc. Conf. Helsinki, 1970) IAEA Vienna* **2** (1970) 145.
- [8] DERUYTTER, A. J., WEGENER-PENNING, G., *Third Conf. Phys. and Chemistry of Fission, Rochester, IAEA/SM* (1973) 174/35.
- [9] WEBER, J., SPECHT, H. J., KONECNY, E., HEUNEMAN, D., *Nucl. Phys. A* **221** (1974) 414.
- [10] NEILER, J. H., WALTER, F. J., SCHMITT, H. W., *Phys. Rev.* **149** (1966) 894.
- [11] LACHKAR, J., PATIN, Y., SIGAUD, J., CHARDINE, J., HUMEAU, C., *Rapport CEA à paraître.*
- [12] SCHMITT, H. W., NEILER, J. H., WALTER, F. J., *Phys. Rev.* **141** (1966) 1146.
- [13] SPECHT, H. J., FRASER, J. S., MILTON, J. C. D., *Phys. Rev. Lett.* **17** (1966) 1187.
- [14] BRITT, H. C., RICEY, F. A., HALL, W. S., *Phys. Rev.* **175** (1968) 1525.
- [15] SPECHT, H. J., FRASER, J. S., MILTON, J. C. D., DAVIES, W. G., *Proc. Symp. on Physics and Chemistry of Fission, IAEA Vienna* (1969) 363.
- [16] MILTON, J. C. D., FRASER, J. S., SPECHT, H. J., *Conf. Aix-en-Provence, proc. Vol. II* (1972) 17.
- [17] AKIMOV, N. I., VOROB'eva, V. G., KABENIN, V. N., KOLOSOV, N. P., KUZ'MINOV, B. D., SERGACHEV, A. I., SMIRENKINA, L. D., TARASKO, M. Z., *Sov. J. Nucl. Phys.* **13** (1971) 272.
- [18] OKOLOVICH, V. N. et SMIRENKIN, G. N., *Sov. Phys. J.E.T.P.* **16** (1963) 1313.
- [19] CONDE, H., HANSEN, J. et HOLMBERG, M., *J. Nucl. Energy* **22** (1968) 53.
- [20] NIX, J. R., *Nucl. Phys. A* **130** (1969) 241.
- [21] TURKEVICH, A. et NIDAY, J. B., *Phys. Rev.* **84** (1951) 52.
- [22] KONECNY, E. et SCHMITT, H. W., *Phys. Rev.* **172** (1968) 1213.
- [23] KONECNY, E., SPECHT, H. J. et WEBER, J., *Phys. Lett.* **45B** (1973) 329.
- [24] CUNINGHAME, J. G., FRITZE, K., LYNN, J. E. et WEBSTE, R. C. B., *Nucl. Phys.* **84** (1966) 49.
- [25] NOREMBERG, W., *Proc. 2nd Symp. on Phys. and Chem. of Fission, IAEA Vienna* (1969) 51.
- [26] FONG, P., *Proc. Symp. on Phys. and Chem. of Fission, IAEA Vienna* (1969) 133.