

NETTER Francis

Rapport C.E.A. n° 1913

QUELQUES ASPECTS DU PROCESSUS DE FISSION NUCLEAIRE (1961).

Sommaire :

Le présent travail débute par un aperçu de l'état actuel de nos connaissances sur le processus de fission nucléaire, notamment sur le passage par le point-seuil. Puis sont évoqués des aspects liés au niveau d'énergie d'excitation auquel est porté le noyau qui subit la fission. Les mesures de sections efficaces de fission induite dans ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu et ^{240}U par des neutrons rapides effectuées à Saclay sont décrites en premier lieu; elles font apparaître pour ^{235}U une ondulation caractéristique du rôle des états collectifs d'excitation du noyau déformé au point-seuil. Des expériences sur la fission avec émission de particules de long parcours confirment cet aspect tout en démontrant que la fréquence relative de ce type de fission ne varie guère lorsqu'on passe des neutrons thermiques aux neutrons de 2 MeV, mais qu'elle est notablement plus faible pour le noyau composé ^{239}U pour les noyaux composés pairs-pairs. Enfin, une étude est consacrée aux rayonnements gamma liés à l'absorption des neutrons lents dans ^{235}U : le rayonnement intense de 4,5 MeV apparaît, d'après des expériences de temps-de-
vol, associé pour une large part à la capture radiative.

NETTER Francis

Report C.E.A. n° 1913

SOME ASPECTS OF THE NUCLEAR FISSION PROCESS (1961).

Summary :

In the following report one can find first a short general view on the present situation of our knowledge concerning the nuclear fission process, namely on the nucleus going through the saddle-point. Then there are some aspects connected with the excitation energy of the fissioning nucleus. The measurements made at Saclay on the fast neutron fission cross-section of U^{235} , U^{238} , Pu^{239} , U^{240} are described at the beginning of this work. It appears that for U^{235} there is some characteristic shape modulation of the cross-section curve, in relation with the collective excited state of the deformed nucleus at the saddle-point. Good evidence of this is also given by the study of the relative fission rate with emission of long-range particles; it appears also that this ternary fission rate does not change substantially for neutron between thermal energy and 2 MeV, but that is very lower for the compound nucleus U^{239} than for even-even compound nuclei. At the end there are some experiments on the strong 4,5 MeV gamma-ray originated by slow neutron absorption in U^{235} . Time-of-flight device is used to establish that this 4,5 MeV gamma-ray seems mostly connected with radiative capture.

PREMIER MINISTRE
COMMISSARIAT A
L'ÉNERGIE ATOMIQUE

QUELQUES ASPECTS DU PROCESSUS DE FISSION NUCLÉAIRE

par

Francis NETTER

Rapport C.E.A. n° 1913

1961

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

Série A. N° 3715

N° d'ordre :

4566

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
de l'Université de PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Francis NETTER

PREMIÈRE THÈSE

Quelques aspects du processus de fission nucléaire

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la faculté

Soutenues le

devant la Commission d'Examen

MM. F. PERRIN

Président

A. BERTHELOT

M. JEAN

E. COTTON

} Examineurs

REMERCIEMENTS

Je tiens spécialement au moment où je présente ce mémoire, à rappeler les noms de ceux qui ont guidé mes premiers pas en physique des neutrons. Ma pensée ira d'abord au grand disparu, le professeur F. Joliot-Curie, qui était à la tête du Commissariat à l'Energie Atomique au moment où j'y suis entré, et de qui, au cours d'entretiens malheureusement trop brefs à l'occasion de la présentation de mes premiers travaux, je recueillis de précieux conseils au cours des années qui suivirent. Je n'aurai garde d'omettre ici ce que je dois à L. Kowarski qui me fit bénéficier de toute son expérience en physique des neutrons, me donna au début mes sujets de travail et m'assura les moyens d'entreprendre la construction de nouveaux équipements. Mais je remercie de façon toute spéciale celui qui a implanté au C.E.A. la recherche fondamentale en physique nucléaire, le professeur A. Berthelot, auprès de qui j'ai trouvé la direction, l'aide et le soutien les plus efficaces et les plus chaleureux. Je tiens également à rappeler le rôle de Monsieur le Haut-Commissaire F. Perrin qui nous a beaucoup aidé à rendre publics certains travaux.

Les travaux exposés ici ont été essentiellement effectués en équipe et ces travaux collectifs ont trouvé les conditions d'accomplissement les meilleures grâce à l'autorité si bienveillante de notre Chef de Section, E. Cotton, qui n'a pas ménagé sa peine pour faciliter notre travail. C'est à son soutien de tous les instants que je dois d'avoir présenté ce mémoire. Qu'il trouve à cette occasion une expression bien imparfaite de ma profonde reconnaissance. J'y associe notre Chef de Département A. Abrogam dont l'appui sûr et les encouragements décisifs m'ont été précieux.

Les membres des équipes dans lesquelles j'ai travaillé savent tous combien je leur suis redevable et je leur exprime ma bien sincère gratitude. Je citerai en premier lieu J. Julien, animateur des travaux de notre équipe, dont le rôle doit être particulièrement souligné pour les expériences sur la tripartition et encore davantage pour l'ensemble de nos expériences sur les rayonnements gamma consécutifs à la capture des neutrons sélectionnés par temps-de-vol, et C. Corge, lui aussi étroitement associé à tous nos travaux, qui s'est notamment attaché au calcul des différentes corrections apportées aux mesures de sections efficaces de fission induite par les neutrons rapides. Je remercie V. Naggiar et D. Szteinszneider qui m'ont accueilli dans leur équipe puis R. Ballini pour son efficace coopération lors de nos expériences avec les neutrons rapides, ainsi que H. Faraggi et A. Garin-Bonnet sans lesquelles je n'aurais jamais pu aborder les expériences de tripartition par la méthode des émulsions nucléaires et qui m'ont déchargé de tout souci dans ce domaine, J. Turkiewicz, V.-D. Huynh et J. Morgenstern qui eux aussi ont prodigué leurs efforts de nuit comme de jour à divers stades de nos expériences, pour leur aboutissement.

Ce genre de travail exige une grande abondance et une extrême diversité de matériels dont la préparation et le bon fonctionnement ont été assurés par tous ceux que je remercie de grand cœur, à commencer par les électroniciens de notre groupe, chronologiquement J. Moisset, A. Bloch et L. Cohen, ainsi que C. Lopata qui a également veillé à la mise en état de nos chambres-compteurs pour les mesures de tripartition, et L. Roussel qui a consacré tout son soin à nos détecteurs à scintillations. Je remercie également G. Gobert pour le dynamisme avec lequel il s'est occupé de tous nos appareils mécaniques. Je joins à eux les laboratoires d'électronique de A. Pagès et M. Fiehrer que nous avons mis à maintes reprises à contribution.

Nous avons utilisé des neutrons de provenances variées grâce à tous ceux que je remercie actuellement : les équipes de l'accélérateur Van de Graaff de 5 MeV animées par B. Olkowsky , l'ensemble des personnels des réacteurs de recherche auprès desquels nous avons toujours trouvé le meilleur accueil grâce à l'obligeance des Chefs de Service du passé ou du présent, MM. Bourgeois et Balligand, les équipes de l'accélérateur linéaire à électrons et notamment MM. Bergère et Vayssière dont les efforts pour améliorer la machine ont donné des résultats fructueux ; je remercie également R. Joly et R. Genin pour nous avoir accueillis auprès de leur spectromètre à cristal.

Je veux également exprimer ma reconnaissance aux théoriciens de Saclay qui acceptent bien volontiers de s'intéresser aux préoccupations des expérimentateurs et spécialement à Cl. Bloch pour de précieuses discussions.

Ch. Cassinot nous a préparé le premier échantillon d'uranium enrichi, qu'il en soit remercié ici, ainsi que Mlle Valentin qui a confectionné pour nous de nombreux dépôts de matières fissiles et M. Doury qui a préparé diverses cibles pour nous.

La présentation matérielle de ce mémoire eût été impossible sans le dévouement efficace et permanent de P. Gugenberger qui sait combien je lui en suis reconnaissant. J'associe à ce sujet J. Giacometti qui a dessiné maintes figures de ce travail et toutes les personnes qui ont pris part à la confection de ce recueil.

SOMMAIRE

	Pages
Remerciements	3
A. DEROULEMENT DU PROCESSUS DE FISSION NUCLEAIRE	
1. Introduction	
1.1. Définition	7
1.2. Etat des connaissances ..	7
1.3. But du présent travail	8
1.4. Limitation du travail	8
2. La fission de noyaux présentant divers degrés d'excitation	8
2.1. Le noyau subissant la fission ne reçoit aucune énergie extérieure : fission spontanée	8
2.2. Le noyau subissant la fission est excité	9
2.3. Le processus de fission ne présente pas de seuil d'énergie	9
3. Le point-seuil	10
3.1. Le modèle de la goutte liquide	10
3.2. Le point-seuil	11
3.3. Les états collectifs du noyau au point-seuil	11
3.4. Quelques conséquences de la théorie de A. Bohr	13
4. Du point-seuil à la scission	14
4.1. Dans quelle mesure le point-seuil détermine-t-il la scission ? Le problème de la répartition des masses des fragments	14
4.2. La théorie statistique	14
4.3. Etat du noyau à la scission déduit de l'état d'excitation des fragments	14
4.4. Division symétrique ou asymétrique en masse et modes de fission	16
4.5. Rôle de la structure en couches	18
4.6. Rôle des groupements préformés	19
4.7. Remarques sur les connexions entre ces diverses interprétations	19
B. EXAMEN DE CERTAINS ASPECTS DEPENDANT DE LA QUANTITE D'ENERGIE DISPONIBLE	
1. Fission induite par les neutrons de résonance	21
1.1. Caractères spécifiques des niveaux de résonances pour la fission des noyaux composés ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu	21
1.2. Valeurs du spin attachées aux résonances	21
1.3. Mesure directe de ce spin	21
1.4. Essais de classement systématique des résonances	21
1.5. Nécessité d'envisager une autre interprétation	23

2. Aspects traduisant l'existence des états collectifs	23
2.1. Ondulations dans les courbes de sections efficaces pour la fission induite par des neutrons rapides	23
2.2. Aspects collectifs révélés par l'étude des réactions (d, pf)	24
3. Mesures effectuées à Saclay des sections efficaces de fission de ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu et ^{238}U sous l'action des neutrons de 0,1 à 4 MeV	27
3.1. Mesures effectuées dans la région de 50 à 2000 keV	27
3.2. Extension des mesures de 1 à 4 MeV. Modalités expérimentales	30
3.3. Facteurs de correction de ces mesures	34
3.4. Résultats. Comparaison avec les autres laboratoires	35
4. La fission avec émission d'une particule de long parcours	46
4.1. Un processus lié à la scission du noyau : l'émission d'une particule de long parcours	46
4.2. Travaux relativement récents sur le sujet	47
4.3. Cas de la fission induite par des neutrons rapides	48
4.4. Objet du présent travail	48
5. Méthodes expérimentales	49
5.1. Production des neutrons	49
5.2. Mesures à l'aide d'émulsions nucléaires	49
5.3. Dispositif expérimental pour la méthode des émulsions nucléaires	49
5.4. Etude des traces enregistrées dans l'émulsion	50
5.5. Mesure par une méthode de coïncidences. Dispositif expérimental	50
6. Résultats et conclusions	53
6.1. Résultats obtenus à Saclay	53
6.2. Autres résultats	54
 C. ETUDE DE CERTAINS RAYONNEMENTS GAMMA LIÉS A LA FISSION	
1. Spectre du rayonnement gamma associé instantanément à la fission	55
1.1. Spectres connus	55
1.2. Problèmes posés par ces données	55
2. Rayonnements gamma liés à l'absorption des neutrons lents dans ^{235}U	56
2.1. Origine de ces rayonnements	56
2.2. Observations de Bartholomew et Campion	56
3. Expérience effectuée à Saclay par la méthode de temps-de-vol	57
3.1. Méthode d'analyse	57
3.2. Dispositif expérimental	57
3.3. Résultats	58
D. CONCLUSION	59
Bibliographie	61

A - DÉROULEMENT DU PROCESSUS DE FISSION NUCLÉAIRE

1. INTRODUCTION

1.1. Définition : La fission nucléaire est une réaction nucléaire dont l'intérêt particulier ne vient pas seulement des applications pratiques variées qu'il peut en être fait, mais aussi des propriétés complexes qu'elle présente et qui réservent de nombreux sujets de réflexion au chercheur soucieux de comprendre les lois de la physique nucléaire.

Par définition, la fission nucléaire est la coupure d'un noyau lourd en deux noyaux dont l'ordre de grandeur des masses est la moitié de la masse initiale.

Cette définition exclut ainsi les réactions du type (n, α) sur les noyaux légers, aussi bien que la radioactivité alpha des noyaux lourds, ou les réactions dites de "spallation".

Le partage en deux noyaux de masse moyenne n'exclut pas cependant l'apparition d'un troisième noyau, notamment d'un noyau léger. C'est là un cas de "fission ternaire". On peut éventuellement envisager aussi la fission quaternaire, quoiqu'elle ait été fort rarement observée (A 111).

La définition fait état de noyaux émis dans la fission. Ce sont les *fragments de fission*. Dans leur compte ne figurent donc pas les neutrons ou les photons accompagnant la fission. Si on fait le bilan des *particules* de toutes sortes émises durant une fission, on en trouvera évidemment bien plus de deux.

1.2. Etat des connaissances : La fission nucléaire a été mise en évidence par des procédés physiques dès le mois de janvier 1939, par Frisch (A 121) à Copenhague et Joliot (A 122) à Paris, travaillant indépendamment et quasi-simultanément quelques semaines à peine après la découverte du processus par Hahn et Strassmann (A 123). Dans les mois qui suivirent, une floraison de travaux permettait rapidement d'aboutir à une connaissance assez poussée du processus. Dès 1940, Turner en donnait une récapitulation impressionnante (A 124).

Si les applications de la fission se sont grandement développées depuis lors, ce n'est qu'en 1955, avec la nouvelle interprétation donnée par A. Bohr (A 125) du déroulement du processus de fission, que l'étude fondamentale de la fission a pris un nouvel essor. La variété et l'abondance des résultats obtenus dans ces dernières années ont conduit divers auteurs à rédiger des mises au point très complètes sur l'état de nos connaissances dans ce domaine. Citons particulièrement I. Halpern (A 126) et E. K. Hyde (A 127). Les rapports présentés à la récente Conférence Internationale sur la structure nucléaire tenue à Kingston (Canada) par J. J. Griffin (A 128) et G. C. Hanna (A 129) constituent aussi de précieux documents dégagant clairement certains des points les plus controversés de la théorie de la fission. Ils montrent notamment comment on peut à présent espérer que la fission constitue, par une sorte de retour des choses, une source d'informations originales sur la structure nucléaire.

1.3. But du présent travail : L'existence des deux revues d'ensemble de Halpern et Hyde nous détourne de l'idée de commencer ce travail par un examen détaillé de tous les aspects de la fission nucléaire : en premier lieu ce pourrait sembler n'être qu'un effort peu fructueux de traduction ; en second lieu, bien que chacune de ces deux études laisse délibérément de côté certains aspects des problèmes posés, elles dépassent de très loin par leur volume les dimensions du chapitre introductif d'une thèse. C'est un livre qu'il faudrait écrire sur le sujet.

Cependant un rappel des idées qui prévalent actuellement sur le déroulement même du processus de fission paraît indispensable et occupera la première partie de ce mémoire. Il fait un large usage des articles d'ensemble déjà cités, mais ne prétend pas éviter les défauts inhérents à un résumé.

La deuxième partie sera consacrée à certains aspects qui dépendent de la quantité d'énergie disponible pour le noyau qui va subir la fission. Après un examen sommaire de ce que les travaux publiés jusqu'à présent nous apprennent sur la région d'énergie correspondant à la fission induite par des neutrons de résonance, les résultats de mesures du taux de production de la fission dans des noyaux de ^{233}U , ^{235}U et ^{239}Pu sous l'action des neutrons d'énergie comprise entre 0,1 et 4 MeV seront exposés et comparés aux mesures analogues effectuées dans d'autres laboratoires.

Puis une étude spéciale sera faite du cas de la fission avec émission de particules de long parcours, pour les trois mêmes noyaux et ^{238}U , afin de rechercher une éventuelle variation importante du taux de cette fission ternaire relativement au taux de production de la fission binaire avec l'énergie des neutrons qui les induisent.

Par ailleurs, la troisième partie du mémoire se rapportera aux rayonnements gamma accompagnant la fission. A ce propos sera exposée une expérience destinée à préciser l'origine d'un rayonnement gamma intense de 4,49 MeV observé par G. A. Bartholomew et P. J. Campion (A 131) lors de l'absorption de neutrons lents par ^{235}U et attribué par eux essentiellement au produit de fission ^{90}Rb . Il apparaît que ce rayonnement s'explique mieux comme provenant principalement du processus de capture radiative et qu'il n'a donc pas de ce fait de lien avec la fission nucléaire dans les noyaux de ^{235}U .

En conclusion, seront évoqués certains des aspects qui appellent le plus impérieusement de nouvelles données expérimentales.

1.4. Limitation du travail : Ainsi qu'il ressort du plan précédent, les travaux expérimentaux dont il sera rendu compte sont tous relatifs à la fission induite par des neutrons, lents ou rapides, mais dont l'énergie reste inférieure à celle permettant d'observer la fission après diffusion inélastique des neutrons, car ce n'est qu'au-dessus d'une énergie de neutrons de l'ordre de 5 MeV que la contribution des processus (n, n') devient essentielle.

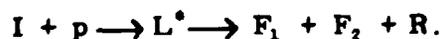
Les grandes intensités de neutrons disponibles avec les installations existant au C. E. N. de Saclay favorisaient le choix de ce domaine de travail. On doit cependant noter que les études sur la fission gagneraient à être davantage développées dans le cas particulièrement pur de la fission spontanée. Mais ceci exige la disposition d'éléments à période relativement courte de fission spontanée comme ^{252}Cf (période de fission spontanée : 66 ans), ce qui n'est pas le cas actuellement. Il s'agirait alors d'expériences sur le déroulement même du processus et des rayonnements qui y sont associés, alors que nous considérons surtout ici les incidences d'une variation des conditions d'excitation du noyau qui va subir la fission.

2. LA FISSION DE NOYAUX PRESENTANT DIVERS DEGRES D'EXCITATION

2.1. Le noyau subissant la fission ne reçoit aucune énergie extérieure : fission spontanée. Dans ce cas il n'y a pas de distinction entre le noyau initial et le noyau subissant la fission. Dans tous les autres cas le noyau se fissionnant présentera une certaine énergie d'excitation par rapport à la situation de fission spontanée. On constate cependant que, dans des limites assez larges, l'allure des phénomènes n'en est pas fortement altérée et c'est là un des points que doit expliquer la théorie de la fission.

2.2. Le noyau subissant la fission est excité. Le noyau se fissionnant peut cependant être encore le noyau initial : c'est le cas de la photofission où l'énergie est apportée sous forme de rayonnement électromagnétique. Ce processus est notable seulement pour des rayonnements gamma d'énergie égale au moins à 5 MeV.

Mais, le plus souvent, il y a distinction entre le noyau initial I et le noyau subissant la fission L, après qu'une particule p ait bombardé I :



Le noyau L^* , toujours excité, donne les deux fragments lourds F_1 et F_2 , et divers autres rayonnements : neutrons, rayons gamma, etc., englobés sous le symbole R.

La particule p peut être chargée, mais compte tenu de la répulsion coulombienne à vaincre, elle devra posséder une énergie cinétique notable et l'excitation de L en sera augmentée.

Au contraire si la particule est un neutron, l'excitation de L (noyau de masse $A + 1$, si I a la masse A) pourra se réduire, si l'énergie cinétique du neutron est négligeable, à l'énergie de liaison d'un neutron avec I.

Un cas très particulier est celui de la réaction $I(d,p)L$ suivie de fission, équivalente pour les plus grandes énergies de protons à la fission qui serait induite dans I par des neutrons d'énergie cinétique négative, c'est-à-dire apportant moins que l'énergie de liaison d'un neutron libre avec I.

Notons donc bien que la fission induite par les réactions (n,f) ou (d,pf) dans les noyaux cibles ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu etc. est la fission des noyaux composés excités ^{234}U , ^{236}U , ^{240}Pu , soit donc, dans ces cas particulièrement étudiés, la fission de noyaux pairs-pairs.

2.3. Le processus de fission ne présente pas de seuil d'énergie. La seule existence de la fission spontanée suffit à prouver que, s'il est courant de parler de seuil d'énergie pour la fission, c'est une impropriété de langage.

La fission est un processus *exoénergétique*. C'est donc une erreur de rechercher par exemple un seuil de photofission au sens où il existe effectivement un seuil pour la production de photoneutrons (réactions (γ, n)).

Il s'agit plutôt de quelque chose d'analogue à l'énergie d'activation pour une réaction chimique exothermique. La valeur du "seuil" de fission dépend de la sensibilité de la mesure de la section efficace de ce processus.

Le "seuil d'énergie" pour la fission doit être considéré comme une région de *changement de pente* de la courbe donnant la probabilité de fission en fonction de l'énergie d'excitation de L.

Si l'on n'adopte pas cette interprétation, on est conduit à des contradictions : par exemple le ^{239}Pu présente un "seuil de photofission" fixé à une énergie de $5,31 \pm 0,25$ MeV pour les rayonnements gamma incidents ; cela n'empêche pas qu'il subisse la fission spontanée mais avec une période de $5,5 \cdot 10^{25}$ ans.

Au contraire, il est possible de tirer des conclusions de l'observation de ce "seuil" apparent, car la discontinuité dans la probabilité de fission de L en fonction de l'énergie d'excitation de ce noyau est indépendante du mode de formation de L. Donc la connaissance, par exemple, du "seuil" d'énergie cinétique d'un neutron rapide incident sur I pour obtenir un taux notable de fission du composé L, détermine, en y ajoutant l'énergie de liaison d'un neutron avec I, la valeur du "seuil" de photofission de L.

De la même façon, des "seuils" de fission sont obtenus en étudiant la réaction (d, pf) ($A = 231$) sur ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , noyaux qui ne présentent pas de "seuil" pour la réaction (n, f) ; ainsi est défini un "seuil d'excitation" des noyaux composés ^{234}U , ^{236}U , ^{240}Pu correspondant à un changement d'ordre de grandeur du rendement de fission.

Il n'est cependant pas certain que les mesures de "seuils" de fission induite puissent donner des résultats directement comparables aux évaluations de barrières de potentiel déduites des périodes de fission spontanée. En effet rien ne prouve que la barrière à vaincre pour que L se fissionne ait la même hauteur pour la fission spontanée et pour la fission du même noyau considéré comme composé à la suite d'une réaction nucléaire. Rien n'indique non plus qu'il n'en soit pas ainsi.

3. LE POINT-SEUIL

3.1. Le modèle de la goutte liquide. Dès les premiers jours de la découverte de la fission, L. Meitner et O. Frisch (A 311) désignaient le processus comme la déformation d'une goutte liquide et peu de temps après, N. Bohr et J. Wheeler (A 312), et indépendamment J. Frenkel (A 313), développaient une théorie de la fission fondée sur le modèle de la goutte liquide.

Cette description, qui combine un terme de volume exprimant la répulsion coulombienne et une tension de surface expliquée par les forces nucléaires, est restée jusqu'à présent la seule base disponible de maintes explications du processus de fission. Notons cependant qu'elle laisse dans l'ombre de nombreux aspects, ne serait-ce que l'asymétrie dans la distribution des masses des fragments de fission qui n'est pas prédite par la théorie de la goutte, ni d'ailleurs interdite.

Le paramètre Z^2/A qu'elle introduit, quotient du carré du numéro atomique par la masse atomique du noyau subissant la fission, s'est avéré souvent commode pour analyser les résultats ou les présenter de façon systématique. La figure A 31 illustre (A 127) une telle systématique portant sur les périodes de fission spontanée. Elle montre à la fois que l'extrapolation à la fission spontanée instantanée (périodes de l'ordre de 10^{-20} seconde) conduit à $Z^2/A = 47$, valeur limite prédite par la théorie de N. Bohr et J. Wheeler, et que, dans leur détail, les résultats font apparaître

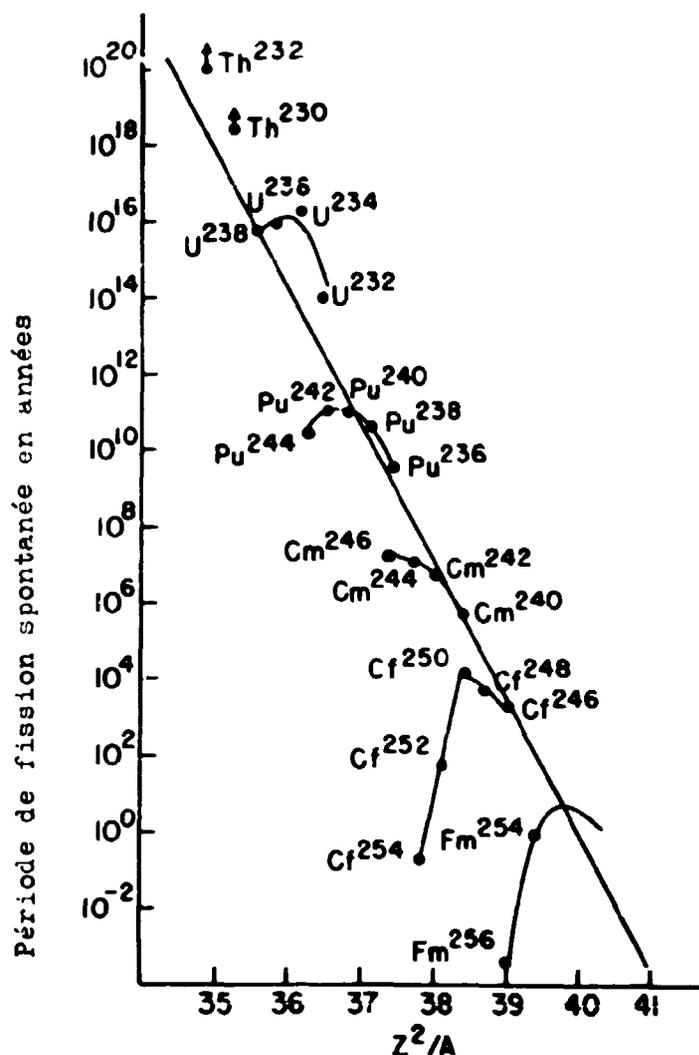


Fig. A 31 - Périodes de fission spontanée des noyaux pairs-pairs en fonction de Z^2/A .

des structures que n'explique pas la théorie de la goutte, y compris l'éventuelle existence d'une couche saturée de 152 neutrons au-delà de laquelle les périodes seraient notablement plus courtes (A 314).

Ce paramètre Z^2/A continue à être utilisé même lorsque l'analyse théorique est plus élaborée comme c'est le cas dans le travail de S. Johansson (A 315) où sont expliquées les différences d'ordre de grandeur des périodes de fission spontanée entre noyaux de masse paire et noyaux de masse impaire.

3.2. Le point-seuil. De nombreux calculs sur la déformation d'une goutte liquide ont été effectués, afin de décrire l'état du noyau au "point-seuil", c'est-à-dire juste avant sa coupure en deux, alors qu'il se trouve dans un état d'équilibre métastable, correspondant à un minimum sur la surface de potentiel dessinée en fonction de divers paramètres de déformation (fig. A 32). Le nom de "point-seuil" doit s'entendre au sens où l'on parle d'un seuil montagneux ; on pourrait encore dire point-col. Dans certains cas on peut envisager l'existence de plusieurs vallées sur la surface de potentiel, avec plus d'un point-seuil.

Mais c'est à A. Bohr (A 125) qu'est due la première description de l'état du noyau au point-seuil susceptible d'expliquer un ensemble de faits expérimentaux jusque là sans interprétation..

3.3. Les états collectifs du noyau au point-seuil. Théorie de A. Bohr. A. Bohr suppose qu'à peu près toute l'énergie d'excitation disponible est dépensée sous forme d'énergie de déformation et que le noyau parvient ainsi au point-seuil à l'état de "noyau froid" auquel il ne reste plus d'énergie d'excitation disponible, ou en tout cas très peu. Cette hypothèse est applicable à tous les cas où le mode de formation du noyau se fissionnant ne l'a pas amené à des énergies très supérieures à celles correspondant au "seuil" apparent de fission.

Pour préciser ce point, notons d'abord que la théorie de Bohr, considérant ce noyau d'un type nouveau, fortement déformé, lui prédit des états d'excitation analogues à ceux des noyaux stables déformés : il présente un spectre d'états collectifs de vibration et de rotation suivi plus haut, lorsqu'il reste assez d'énergie d'excitation, d'un spectre d'états excités de particules.

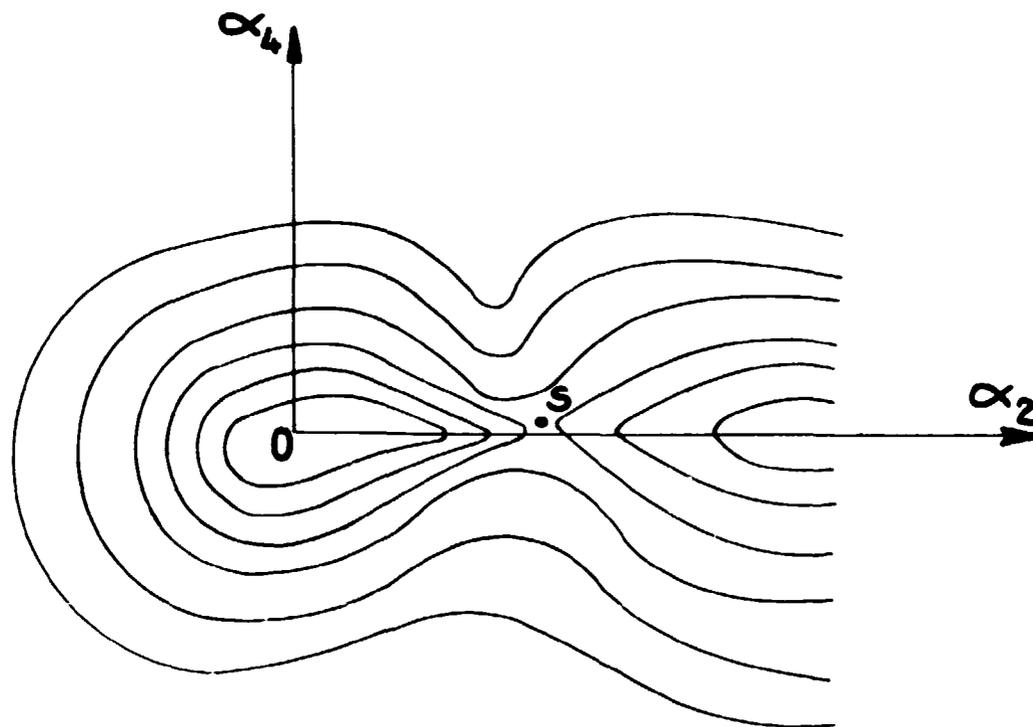


Fig. A 32 - Carte schématique de la surface de potentiel en fonction des paramètres α_1 et α_2 de déformation. O correspond au noyau non déformé. S est un point-seuil.

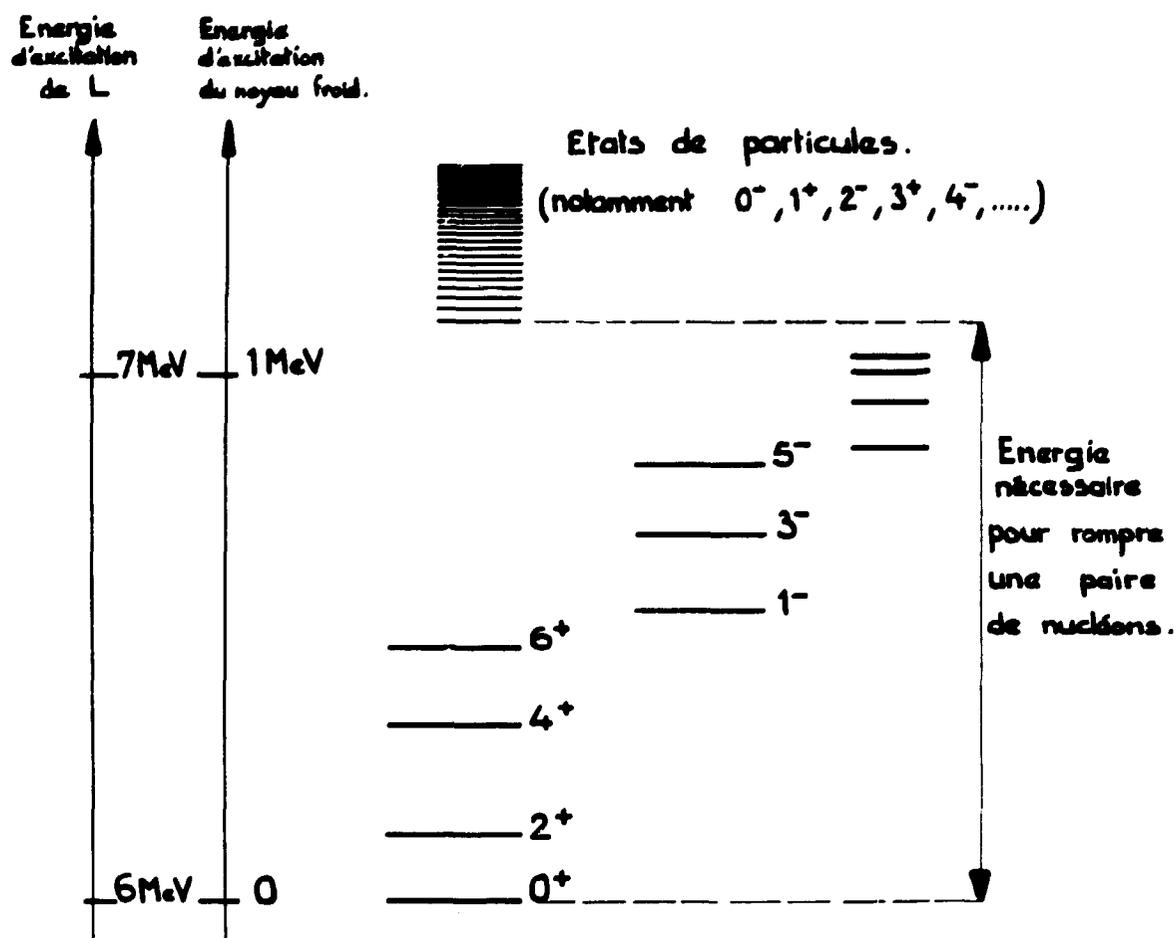


Fig. A 33 - Etats d'excitation du noyau déformé au point-seuil. Les énergies ne sont données qu'à titre d'ordre de grandeur.

Dans le cas le plus fréquemment étudié d'un noyau pair-pair au point-seuil, la figure A 33 résume la séquence des états : on y voit une première bande de rotation édifée sur l'état fondamental 0^+ du noyau froid, suivie d'une bande de rotation fondée sur un état de vibration à spin impair et parité négative, puis encore d'autres états de vibration, enfin les états de particule qui ne se manifestent ici que lorsque l'énergie d'excitation disponible est assez élevée pour rompre une paire de nucléons.

Raisonnant toujours dans le cas d'un noyau composé pair-pair, on voit que tous les états ainsi décrits ne seront pas accessibles indifféremment : cela dépend du mode de formation du noyau composé (ou simplement de son mode d'excitation dans le cas de la photofission) et les "seuils" apparents pour la fission seront déterminés par ce choix d'états disponibles.

1) Dans le cas de la fission induite par des neutrons lents, donc des neutrons "s", de moment orbital $l = 0$, si J est le spin du noyau cible I, le noyau L subissant la fission ne sera susceptible d'exister au point-seuil que dans les états de spin $J + 1/2$ ou $J - 1/2$ et de même parité que celle de I. En général l'un de ces états sera assez notablement plus excité que l'autre, tant que l'énergie disponible ne permet pas de dépasser largement les premiers états de particule. Le tableau suivant résume les trois cas les plus classiques :

Tableau A 33

Cible I	Spin J	Parité de I	Noyau composé L	1er état accessible	2ème état accessible
^{233}U	5/2	+	^{234}U	2 ⁺ (1ère bande de rotation)	3 ⁺ (états de particule)
^{235}U	7/2	-	^{236}U	3 ⁻ (2ème bande de rotation)	4 ⁻ (états de particule)
^{239}Pu	1/2	+	^{240}Pu	0 ⁺ (fondamental)	1 ⁺ (états de particule)

2) Dans le cas de la *fission provoquée par réaction (d, p)* en se limitant aux énergies de protons les plus élevées, donc aux excitations les plus faibles du noyau L, les valeurs de spin qui interviendront seront cependant en général distinctes de celles envisagées ci-dessus. Par exemple on peut former le même état 0⁺ pour les trois noyaux de ^{234}U , ^{236}U et ^{240}Pu grâce à des valeurs convenables du moment orbital du neutron capturé dans la réaction (d, p), de spin $l \pm 1/2$, soit

$$\begin{array}{cccc} \text{pour} & ^{234}\text{U} & ^{236}\text{U} & ^{240}\text{Pu} \\ l = & 2 & 3 & 0 \end{array}$$

Il y correspond des poids statistiques différents. La structure en seuil qui sera observée par la réaction (d, p) ne sera donc pas strictement analogue à celle étudiée sur d'autres noyaux par la réaction (n, f).

3) Dans le cas de la *photofission* de la même façon, au "seuil", avec le minimum d'énergie d'excitation, les photons n'engendreront que des états de spin 1 dans une cible paire-paire. L'état le plus bas accessible sera donc 1⁻ et non 0⁺, ce qui montre que le "seuil" de photofission pour le noyau L (A + 1) est un peu plus élevé que celui défini par exemple par la fission induite par des neutrons incidents sur le noyau I (A) dans des conditions permettant la formation du niveau 0⁺. La différence peut atteindre plusieurs dixièmes de MeV.

Il est ainsi possible de préciser le domaine d'énergie auquel s'applique plus spécialement la théorie de A. Bohr : c'est celui où l'énergie d'excitation de L reste voisine de son "seuil" apparent, la notion de voisinage s'évaluant, en ordre de grandeur, par l'énergie nécessaire pour exciter les états de particule du noyau déformé L.

3.4. Quelques conséquences de la théorie de A. Bohr. Un des points les plus troublants du processus de fission était l'apparente contradiction entre la multitude des modes de séparation, traduite par le grand nombre de combinaisons différentes de la répartition des masses des deux fragments, et la constatation que la statistique des largeurs partielles de fission Γ_f , mesurées pour les résonances d'absorption de neutrons lents dans les matériaux classiques, ^{235}U par exemple, n'était compatible qu'avec un petit nombre de degrés de liberté, n'excluant pas l'unité.

On s'attendait en effet à observer, de résonance en résonance, pour la réaction $^{235}\text{U}(n, f)$ par exemple, des largeurs Γ_f , grossièrement constantes, comme il est, en première approximation, d'usage pour les largeurs radiatives Γ_γ . En effet le grand nombre de modes de répartition des masses laissait supposer qu'il y avait aussi un grand nombre de voies de fission et donc que Γ_f , moyenne prise sur l'ensemble des voies, avait peu de chance de fluctuer beaucoup de résonance en résonance. On pouvait tout au plus envisager deux groupes de valeurs correspondant aux combinaisons de spin $J + 1/2$ et $J - 1/2$.

En fait les résultats expérimentaux montrent de grandes fluctuations pour Γ_f .

Ceci s'explique bien dans la théorie de A. Bohr : à chaque état excité du noyau froid au point-seuil ne correspond qu'une seule voie de fission. La répartition en masse dépend du processus de scission qui va suivre le processus de déformation.

Une autre illustration brillante de la théorie de A. Bohr est l'analyse de la distribution angulaire des fragments de fission dans le cas de la fission induite par des neutrons d'énergie cinétique notable mais incidents sur des noyaux à "seuils" apparents positifs. C'est par exemple le cas des neutrons bombardant des noyaux pairs-pairs (l'état du composé est alors de spin $1/2$). On trouve dans le rapport déjà cité de J.J. Griffin (A 128) une analyse détaillée de cette interprétation et notamment à partir des expériences de R. Henkel et J. Simmons (A 341).

Nous présenterons dans la seconde partie de cette étude d'autres exemples d'application de la théorie de A. Bohr.

4. DU POINT-SEUIL A LA SCISSION

4.1. Dans quelle mesure le point-seuil détermine-t-il la scission ? Le problème de la répartition des masses des fragments. La partie la plus obscure du déroulement du processus de fission nucléaire est celle qui rend compte du passage de l'état métastable du noyau déformé au point-seuil, à la situation de division en deux fragments lourds résultant de l'opération finale de scission.

Parmi les récentes études théoriques sur le sujet, une des plus élaborées paraît être celle de L. Willets (A 411). Un point important est en discussion : le temps est-il assez long pour que s'établisse un équilibre statistique ? Cette question est résolue par l'affirmative dans les théories dites "statistiques". Mais on peut objecter qu'il ne semble pas qu'à la scission les fragments soient beaucoup plus écartés qu'au point-seuil (peut-être de 20 % (A 412)) ; le déroulement serait alors très rapide et il n'y aurait pas d'équilibre statistique.

La question est évidemment liée à celle de la répartition des masses entre les deux fragments. La théorie statistique sera en mesure de la calculer. Au contraire dans l'hypothèse d'un déroulement très rapide, la répartition des masses sera gouvernée d'une part par l'allure de la déformation au point-seuil et de l'autre (ceci laissant la possibilité de combinaisons variées) par le choix de la région où se localise la scission.

4.2. La théorie statistique (A 421). La théorie due à P. Fong considère que le temps qui s'écoule du point-seuil à la scission est long devant le temps mis par un nucléon pour traverser le noyau. Les résultats, assez encourageants en ce qui concerne la fission induite par neutrons lents dans ^{235}U , concordent moins avec la distribution de masses observée dans le cas du noyau ^{239}Pu . Les diverses tentatives d'améliorer la théorie de Fong ne sont pas très concluantes.

Par ailleurs, la théorie prédit une plus grande probabilité pour les modes de fission donnant davantage d'énergie d'excitation aux fragments (car alors la densité de niveaux est plus grande). Ceci explique bien la grande probabilité de la fission asymétrique. Mais nous allons voir que le fragment "léger" est très excité lors de la fission symétrique en masse, bien que la probabilité de ce mode soit très faible ; il est vrai que l'autre fragment est peu excité. C'est là néanmoins un fait difficilement compatible avec la théorie statistique.

4.3. Etat du noyau à la scission déduit de l'état d'excitation des fragments. La description du noyau à la scission doit expliquer notamment les résultats de W. Stein et S. Whetstone (A 431) sur la variation du nombre total de neutrons émis instantanément dans la fission spontanée de ^{252}Cf en fonction de la répartition des masses entre les fragments et de l'énergie cinétique qui leur est communiquée. Mais le fait expérimental déterminant est l'observation du nombre de neutrons émis instantanément par un fragment déterminé, en fonction du mode de répartition des masses, car il donne une appréciation de l'état d'excitation de chacun des deux fragments.

Fraser et Milton (A 432), étudiant la fission induite dans ^{233}U par des neutrons thermiques, ont fait œuvre de pionniers dans ce domaine. Ils remarquent que les neutrons sont émis de préférence par les plus lourds des fragments légers et les plus lourds des fragments lourds.

Leur conclusion est confirmée et développée par les travaux ultérieurs de S. Whetstone (A 433) sur la fission spontanée de ^{252}Cf et de V. Apalin, Yu. Dobrinin, V. Zakharova, I. Kutikov et L. Mikaelyan (A 434) sur la fission induite par les neutrons lents dans ^{235}U . Les dernières communications de Stein et Whetstone (A 435) précisent encore les résultats relatifs à ^{252}Cf , représentés dans

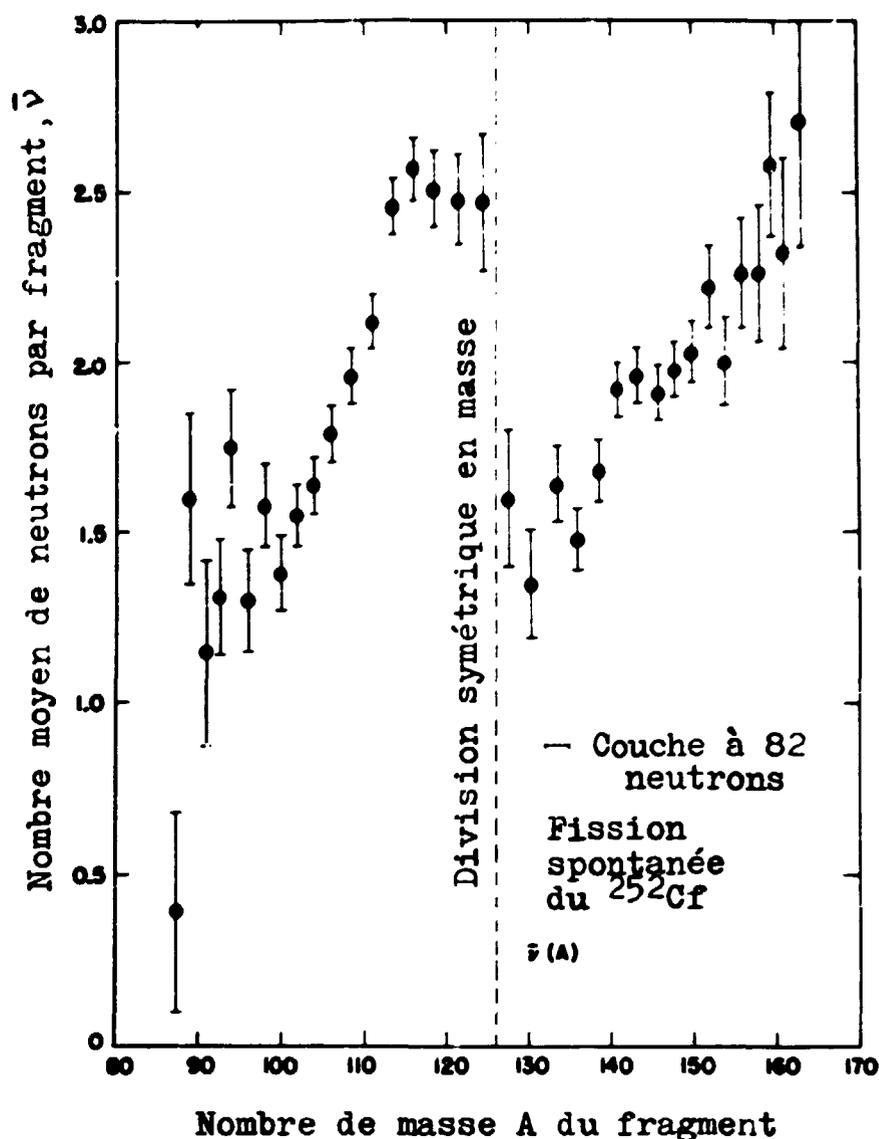


Fig. A 431 - Le nombre moyen des neutrons émis par fragment est représenté en fonction du nombre de masse du fragment. La normalisation est choisie de façon à donner en moyenne sur tous les modes de fission $\bar{\nu} = 3,86$.

leur première version sur la figure A 431. Toute l'analyse de Whetstone repose sur l'hypothèse très acceptable d'une émission isotrope des neutrons dans le système de référence lié au fragment.

L'interprétation de ces résultats remarquables (A 433 et A 126) part de l'idée émise par V. Vladimírsky (A 436) que le point-seuil peut avoir une configuration asymétrique pour aboutir à la description du noyau au moment de la scission tel qu'il est représenté schématiquement sur la figure A 432.

En bref la fission symétrique en masse apparaît comme un processus fondamentalement asymétrique.

Le noyau est constitué au moment de la scission de deux fragments de taille inégale reliés par un cordon. Le mode de division en masse va dépendre du point où se coupe ce cordon. La fission symétrique en masse correspond à une scission s'effectuant au voisinage immédiat du plus gros fragment, lequel est alors laissé dans un état peu excité, tandis que le petit fragment reste associé au cordon, formant ainsi un noyau très déformé donc très excité. Au contraire la fission très asymétrique en masse correspond à la coupure au voisinage du plus petit des fragments, laissant ainsi le gros fragment associé au cordon et donc très excité. Le cas le plus probable est celui d'une coupure à peu près médiane du cordon. Il y correspond la fission asymétrique en masse,

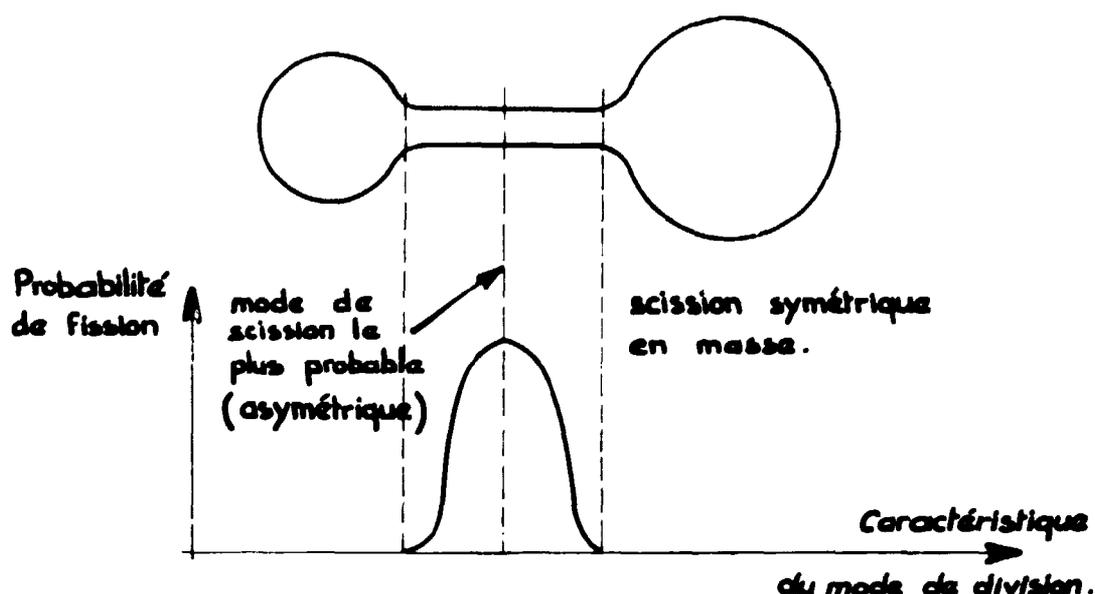


Fig. A 432 - Schéma illustrant les divers modes de scission dans l'hypothèse de Whetstone.

la plus probable, et où l'énergie d'excitation est répartie à peu près également entre les deux fragments.

4.4. Division symétrique ou asymétrique en masse et modes de fission. De nombreuses expériences ont montré que si le taux de fréquence de la fission symétrique en masse est très faible relativement à celui de la fission asymétrique dans le cas de la fission spontanée ou de la fission induite par des neutrons d'énergie modérée, il n'en est plus de même lorsque la fission est induite à plus haute énergie, ou que le noyau subissant la fission est plus léger que les classiques noyaux fissiles.

Ainsi la fission induite par des protons dans du bismuth ne présente qu'un seul pic pour la distribution des masses et celle induite par des protons de 11 MeV dans ^{226}Ra présente une allure insolite à 3 bosses (fig. A 441) démontrant que la fission symétrique joue un rôle important (A 441).

Des mesures effectuées (A 442) par bombardement de ^{226}Ra par des deutérons de 14,5 MeV et de 21,5 MeV et des ions hélium de 31 MeV et 43 MeV, correspondant donc respectivement à la fission des noyaux ^{228}Ac et ^{230}Th plus ou moins excités (sous réserve de tenir compte de l'éventuelle émission préalable de nucléons qui conduit par exemple à la fission de ^{227}Ac etc.), montrent qu'à des excitations comparables ^{228}Ac (pour des deutérons de 21,5 MeV) présente surtout la fission symétrique et ^{230}Th (pour des hélions de 31 MeV) surtout la fission asymétrique, alors qu'avec les deutérons de 14,5 MeV il y a des taux comparables de fission symétrique et asymétrique de ^{228}Ac et qu'avec les hélions de 43 MeV, le pic de distribution de masse pour la fission de ^{230}Th est unique et très large.

La loi de variation avec l'énergie est bien exprimée aussi sur la figure A 442 représentant la distribution des masses pour la fission obtenue en bombardant ^{235}U par des particules alpha d'énergies variées (A 443). Ces résultats concordent également avec les mesures de Komar (A 444) sur la photofission de ^{232}Th obtenant en plus des deux pics classiques de la distribution en masse l'apparition d'un troisième pic central encore petit.

Une des manières les plus usitées de rendre compte de ces propriétés est d'admettre qu'il y a toujours deux modes principaux de fission d'abondance relative très variable suivant les conditions de préparation du noyau L. L'un de ces modes donnerait alors une distribution des masses complètement asymétrique, tandis que l'autre serait à l'origine d'une distribution tout à fait symétrique. Ils se superposeraient en général.

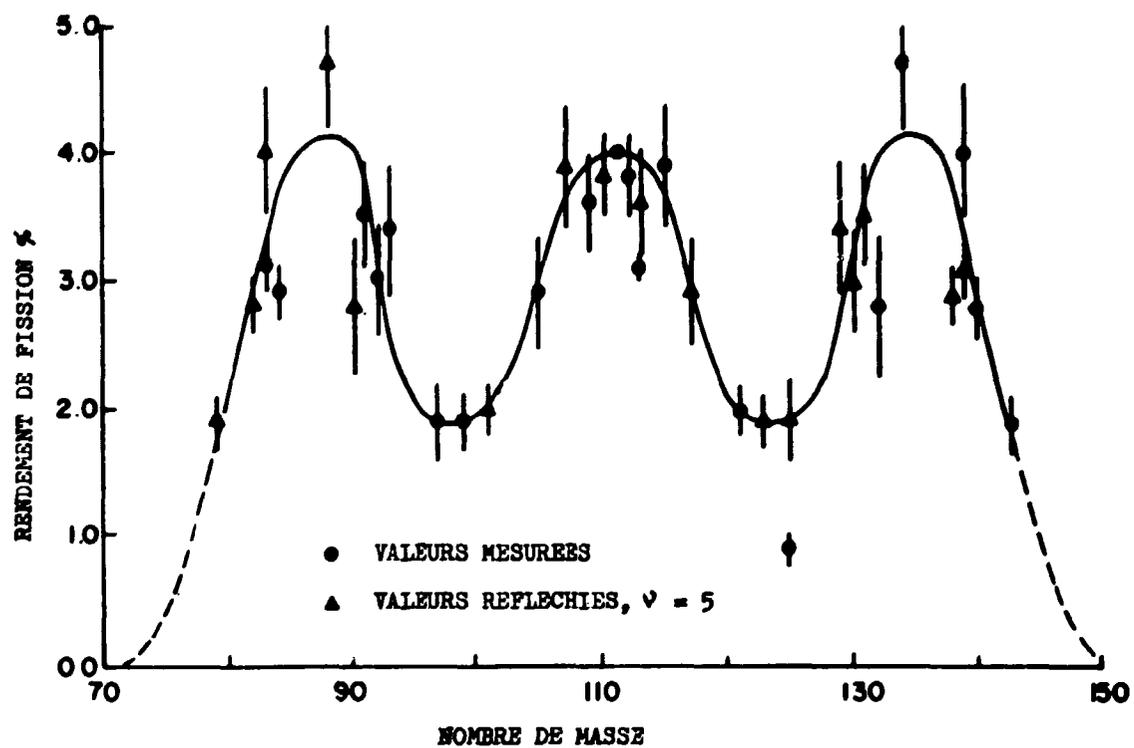


Fig. A 441 - Rendement de fission de ^{226}Ra bombardé par des protons de 11 MeV (fission de ^{227}Ac excité à 16 MeV).

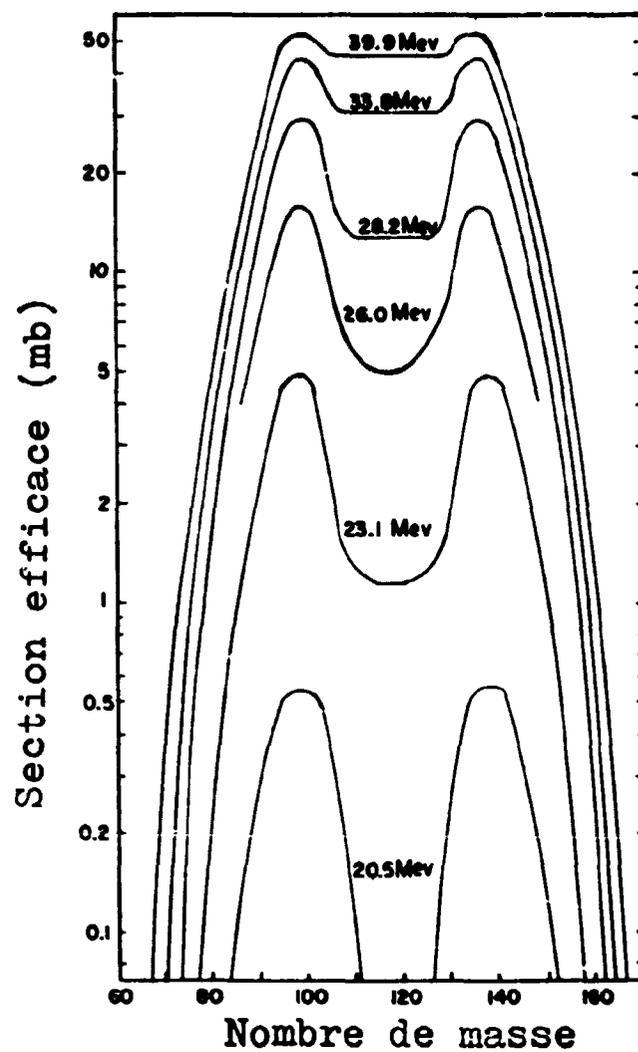


Fig. A 442 - Fission provoquée par le bombardement de ^{235}U par des ions hélium d'énergie portée sur la figure.

G. Ford (A 445) a effectué une analyse systématique de l'hypothèse de fission en deux modes. Il démontre d'ailleurs qu'un mode *unique* pourrait conduire sous certaines conditions à une courbe de distribution des masses à 3 bosses.

Dans un article récent, Johansson (A 412) adopte un point de vue légèrement différent. Développant une idée émise par divers auteurs, il introduit l'hypothèse d'une déformation octupolaire et montre que, dans le cas de noyaux très allongés, cette déformation peut devenir stable. On obtient alors deux vallées asymétriques sur la surface de potentiel à la barrière de fission. On en déduit le caractère asymétrique de la distribution des masses des fragments. Mais quand le paramètre de déformation $r = a/b$ approche une valeur encore plus élevée (2,5), les niveaux responsables du processus changent assez brutalement et, les forces de rappel devenant prédominantes, on est ramené au cas d'une vallée unique et par là, à la fission symétrique en masse. Ce dernier cas est celui de Z^2/A petit, donc de noyaux relativement légers.

Par ailleurs Johansson admet que le passage du point-seuil à la scission se fait très rapidement. La composante symétrique qui apparaît à haute énergie proviendrait de la rapidité même du processus qui interdit à l'équilibre statistique de se produire.

Ainsi il y aurait deux sortes de fission symétrique. L'une peu importante à basse énergie et dont l'intensité va croissant lorsque l'énergie d'excitation augmente, proviendrait d'un point-seuil asymétrique associé à une absence d'équilibre statistique. L'autre, spécifique aux petites valeurs de Z^2/A , pour les noyaux précédant le thorium, serait fondamentalement symétrique, provenant en effet d'un point-seuil symétrique.

Nous notons alors que si cette hypothèse est vraie, la répartition des nombres de neutrons associés à chaque fragment dans la fission de ^{226}Ra par les protons de 11 MeV par exemple devrait ne plus présenter le caractère asymétrique des résultats relatifs à l'uranium ou au californium. L'expérience reste à faire.

4.5. Rôle de la structure en couches. Dès les débuts de la théorie des couches, son application possible à la fission a été envisagée par M.G. Mayer (A 451) et reprise par maints auteurs (A 452) sous l'énoncé : les modes de fission les plus probables sont ceux qui conduisent au nombre minimum de neutrons extérieurs à des couches fermées, ce nombre étant totalisé pour les deux fragments. Il s'entend que nous restons ici dans un domaine où l'énergie d'excitation ne doit pas être trop grande.

Le point le plus clair est le rôle privilégié joué par le noyau $^{132}_{50}\text{Sn}$ qui présente des couches doublement saturées (50 protons, 82 neutrons). En fait on sait que dans la courbe classique de distribution en masse le pic relatif aux fragments lourds ne se déplace guère lorsque le nombre de masse A du noyau se fissionnant varie, qu'il s'agisse de la fission du noyau composé ^{235}U ou de la fission spontanée de ^{252}Cf , et c'est le pic relatif aux fragments légers qui se déplace en conséquence, se rapprochant du pic des fragments lourds lorsque A augmente.

De façon plus complexe, il semble bien que le pic des fragments lourds soit élargi par la probabilité attachée à la masse 132 qui reste élevée pour toutes les valeurs de A du domaine considéré. Le sommet "véritable" de ce pic correspondrait à une masse plus élevée et diminuant légèrement lorsque A augmente, ce qui entraîne un amincissement du pic pour A élevé (^{252}Cf). Le pic des fragments légers reflète cet aspect.

Quant à la couche à 50 neutrons, elle influence manifestement la forme du pic des fragments légers (^{84}Se , ^{85}Br , ... ^{90}Zr).

Il semble cependant que la structure en couches détermine davantage la nature des produits de fission, donc la courbe de distribution des masses mesurée par des procédés radiochimiques, que celle des fragments, donc la distribution de masse mesurée par l'intermédiaire de l'énergie cinétique ou du temps de vol des fragments. Toute explication faisant intervenir la structure en couches seulement pour les produits et pas du tout pour les fragments se heurte à des objections, mais il n'est pas non plus possible de considérer que la structure en couches agit seulement sur la division en deux fragments sans voir ses effets amplifiés par les possibilités plus ou moins grandes d'évaporation de neutrons dans la transformation des fragments en produits de fission.

4.6. Rôle des groupements préformés. Pour expliquer certains aspects de la structure nucléaire, divers auteurs ont à maintes reprises essayé d'invoquer l'existence de groupements préformés dans le noyau. Récemment ces tentatives ont pris corps spécialement pour les noyaux légers et moyens (A 461, A 462).

Elles peuvent également trouver un champ d'application dans la théorie de la fission. Il y a déjà plusieurs années R. Hill (A 463) avait suggéré que l'un des fragments pouvait comporter un petit cœur saturé, comme ^{40}Ca , les autres nucléons étant répartis statistiquement entre les deux fragments. Wildermuth et Faissner (A 464) suggèrent à présent l'intervention de deux groupements préformés l'un de 50 neutrons, l'autre de 82 neutrons. Cela ne détruirait cependant pas la couche à 126 neutrons, grâce à l'indiscernabilité des nucléons. Il faut attendre l'accumulation de nouvelles données expérimentales pour éprouver le bien fondé de cette théorie.

4.7. Remarques sur les connexions entre ces diverses interprétations. Bien que cela ne semble pas énoncé explicitement dans les publications actuelles, il apparaît bien qu'il faille établir une relation entre le modèle décrit par Whetstone (paragraphe 4.3.) et le rôle de la structure en couches ou même d'éventuels groupements préformés.

On est en particulier tenté d'admettre qu'un groupement préformé à 50 protons serait à l'origine de la constitution du plus gros des fragments du modèle de Whetstone.

Des deux modes de fission, l'asymétrique ferait intervenir cette structure, le symétrique ne l'impliquerait pas. Il est de plus banal de remarquer que la théorie des deux groupements à 50 et 82 neutrons exige l'existence dans le noyau se fissionnant d'un minimum de 132 neutrons ce qui explique que la fission asymétrique ne pourrait faire son apparition qu'aux environs du radium et se manifesterait de moins en moins lorsqu'on considère des noyaux de plus en plus légers à partir du thorium.

B – EXAMEN DE CERTAINS ASPECTS DÉPENDANT DE LA QUANTITÉ D'ÉNERGIE DISPONIBLE

1. FISSION INDUITE PAR LES NEUTRONS DE RESONANCE

1.1. Caractères spécifiques des niveaux de résonances pour la fission des noyaux composés
 ^{234}U , ^{236}U , ^{240}Pu , ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu . L'apparition de résonances pour l'interaction de neutrons lents avec les noyaux est prévue de la même façon que dans le cas des noyaux non fissiles par la théorie de Breit et Wigner.

Certains caractères spécifiques leur sont cependant attachés. On sait déjà que les fluctuations des largeurs de fission Γ , traduisent l'existence d'un petit nombre de voies. Ce fait est corroboré par l'observation d'interférences entre niveaux voisins. Une analyse détaillée conduit à expliquer l'allure des courbes de section efficace de fission par des interférences, notamment dans le cas de la fission induite dans ^{235}U , entre les niveaux correspondant à des énergies de neutrons de 0,282 - 1,138 - 3,6 - 6,4 - 8,79 eV, auxquels est évidemment attribué le même spin (B 111), tandis que la statistique des Γ , favorise le choix d'un nombre de degrés de liberté égal à 2 (B 112, B 113). On est amené à introduire des formules de Breit et Wigner à plusieurs niveaux (B 114, B 115, B 116, B 117) pour représenter les courbes de section efficace.

1.2. Valeurs du spin attachées aux résonances. L'état excité du noyau composé correspondant à une résonance considérée présente l'une ou l'autre des valeurs de spin $J = j \pm 1/2$ (voir parag. A. 3. 3.).

On recherche évidemment à classer les résonances observées pour un noyau donné en deux familles auxquelles soient respectivement attachés les signes + et - pour le calcul du spin.

Les critères de classement sont en particulier les valeurs des largeurs de fission Γ , et une éventuelle différence systématique dans l'allure de la courbe de distribution des masses, traduite par des proportions différentes de fission symétrique et asymétrique en masse.

Dans l'hypothèse où le choix de l'un des signes conduirait à emprunter au point-seuil un état d'excitation du noyau déformé situé près d'un MeV plus bas que dans le cas du choix opposé, on conçoit que les valeurs moyennes de Γ , puissent être différentes, la plus grande valeur moyenne étant attachée au niveau le plus bas. Ainsi pour $^{239}\text{Pu} + n$, on a vu que le choix du signe - est compatible avec le niveau fondamental 0^+ du noyau déformé, alors que le choix du signe + impose un niveau 1^+ excité d'au moins l'énergie nécessaire pour rompre une paire de nucléons. De même pour $^{235}\text{U} + n$, c'est le signe - qui conduit au niveau 2^+ de la première bande de rotation situé de l'ordre de 1 MeV au-dessous du niveau 3^+ (signe +).

Ce n'est que dans le cas de $^{235}\text{U} + n$ que la différence est peut-être moins marquée car elle ne se présente qu'entre l'état 3^- situé dans une bande fondée sur le niveau de vibration, à une excitation qui n'est sans doute pas très distante du début de la région des états de particule, et l'état 4^- dans cette dernière région.

On s'attend par ailleurs à trouver davantage de fission symétrique en masse lorsque la voie empruntée fait intervenir un niveau de spin pair et parité positive et proche du niveau fondamental du noyau déformé que lorsque la voie implique un niveau de spin impair et de parité négative. En effet (B 121, B 122) dans le cas du niveau 3⁻ par exemple, on démontre que la proportion de fission symétrique doit être particulièrement basse, même relativement au cas du niveau 4⁻, en s'appuyant sur la nature de vibration asymétrique liée à ce niveau 3⁻. Le cas des niveaux 3⁺ ou 4⁻ correspondrait à une valeur intermédiaire du taux de fission symétrique en masse.

La portée de telles remarques est limitée par l'ignorance où on est généralement de la valeur réelle du spin \mathcal{J} attaché à la résonance. Un certain nombre de valeurs probables sont estimées à partir des résultats de mesures de sections efficaces totales.

1.3. Mesure directe de ce spin. Mais il existe maintenant un cas où des expériences assurent directement l'attribution exacte du spin : c'est celui des mesures de Fraser et Schwartz (B 131) sur la section efficace de diffusion des neutrons de résonance par ²³⁹Pu qui ont déjà donné les résultats suivants :

Energie de résonance (en eV)	7,8	10,9	11,9	14,7	17,6	22,2	41,4	44,5
Spin \mathcal{J} du niveau de ²⁴⁰ Pu	1	1	1	0	1	0	1	0

Ces mesures ont été rendues possibles, malgré la très faible part de la diffusion dans l'ensemble des processus (essentiellement la fission et la capture radiative) intervenant à la résonance, grâce aux très fortes intensités de neutrons fournies par l'accélérateur linéaire à électrons de Harwell avec une cible multiplicatrice associée. Elles fournissent la section efficace de diffusion σ_n en fonction de l'énergie E des neutrons, qui est proportionnelle à $g\Gamma_n^2$.

Γ_n , largeur neutronique est obtenue dans les mesures de section efficace totale et de fission sous la forme du produit ($g\Gamma_n$). Le facteur statistique g ne dépend que du spin :

$$g = \frac{2\mathcal{J} + 1}{2(2\mathcal{J} + 1)}$$

g a l'une des valeurs :

$$g_+ = \frac{\mathcal{J} + 1}{2\mathcal{J} + 1} \qquad g_- = \frac{\mathcal{J}}{2\mathcal{J} + 1}$$

Pour ²³⁹Pu, $\mathcal{J} = 1/2$, $g_+ = 3/4$, $g_- = 1/4$. C'est le cas le plus favorable où $g_+/g_- = 3$.

De la comparaison des valeurs expérimentales de $g\Gamma_n^2$ et de $g\Gamma_n$ donc $g^2\Gamma_n^2$, on peut facilement déduire le choix entre g_+ et g_- .

Des essais analogues ont été tentés antérieurement pour ²³³U (B 132).

1.4. Essais de classement systématique des résonances. Un bon résumé de ces tentatives de classement est donné par Griffin (A 128).

1) Cas de ²³⁵U + n → ²³⁶U : L'irradiation (A 127) d'une "roue" d'uranium exposée aux neutrons issus d'une explosion expérimentale d'arme nucléaire a fourni, grâce à la méthode du temps-de-voil, une statistique étendue à 54 niveaux de résonance de ²³⁵U, montrant une fluctuation significative de l'asymétrie en masse. Cependant les résultats ont été obtenus après l'analyse radiochimique des morceaux de la roue découpés au mieux, en mesurant l'abondance de ⁹⁹Mo (caractéristique du rendement au pic de la distribution en masse) et de ¹¹¹Ag (caractéristique du rendement dans le creux de la distribution); il n'est pas exclu que des perturbations assez notables proviennent d'un manque de rigueur dans le découpage.

Si l'on considère les deux groupes de résonances ainsi définis par la plus ou moins grande symétrie en masse, on ne trouve malheureusement pas de différence suffisamment significative entre les deux valeurs 34 meV et 22 meV des moyennes de Γ , étendues respectivement aux deux groupes.

Il n'est pas exclu que cette absence de distinction entre deux familles de résonances traduise la proximité des niveaux 3^- et 4^- ce qui signifierait que dans le noyau déformé ^{236}U , l'énergie de vibration définissant la bande "impaire" $1^-, 3^-, \dots$ est voisine de l'énergie exigée pour rompre une paire de nucléons et parvenir aux états de particule.

2) Cas de $^{233}\text{U} + n \rightarrow ^{234}\text{U}$: La statistique sur Γ_f de Pattenden et Harvey (B 141) est plus facile. Le groupement en deux familles, l'une correspondant à des petites largeurs ($\Gamma_f = 212$ meV pour 28 niveaux) et l'autre à de grandes largeurs ($\Gamma_f = 822$ meV pour 5 niveaux) semble assez convaincant.

Il s'accorde par ailleurs avec l'analyse de l'asymétrie de la distribution de masse, étendue il est vrai encore à 3 résonances (B 142). Le groupe de résonances de petites largeurs favorise bien une diminution du taux de fission symétrique en masse.

3) Cas de $^{239}\text{Pu} + n \rightarrow ^{240}\text{Pu}$: Les mesures de spin jointes aux groupements effectués (B 117) pour l'analyse de la section efficace de fission conduisent à attribuer au niveau à 0,3 eV un spin différent de celui des trois niveaux qui suivent, donc 0^+ . Mais la distribution des masses pour ce niveau 0^+ apparaît comme particulièrement déficiente en fission symétrique. C'est précisément le contraire du résultat attendu.

Quant à essayer de vérifier l'existence de deux valeurs bien distinctes de Γ_f , l'une pour les niveaux de spin 1, l'autre pour les niveaux de spin 0, il n'y faut guère songer, le niveau à 15,5 eV étant si large ($\Gamma_f = 758$ meV) qu'il détermine à lui seul l'ordre de grandeur de la moyenne ($\bar{\Gamma}_f = 245$ meV) du groupe dans lequel on l'intègre. Ajoutons que le spin de ce niveau n'a pas pu être mesuré de façon directe et que la valeur prévue pour cette résonance à 15,5 eV dans l'analyse de Vogt (B 117) est 1^+ , ce qui est contraire au classement effectué suivant les valeurs de $\bar{\Gamma}_f$. La résonance à 0,3 eV ferait au contraire partie du groupe des petites valeurs de Γ_f ($\Gamma_f = 75$ meV) ce qui concorde avec la faible fréquence de fission symétrique.

En conclusion, dans le cas de ^{239}Pu où l'on pouvait espérer effectuer une analyse mieux fondée, la loi de distribution des masses et le groupement des valeurs de Γ_f sont en corrélation (corrélation il est vrai établie sur une seule résonance) convenable ensemble mais de façon tout à fait contradictoire avec l'attribution des valeurs de spin.

1.5. Nécessité d'envisager une autre interprétation. Les données expérimentales sont encore trop peu nombreuses pour conclure clairement à un échec de l'interprétation déduite de l'hypothèse de A. Bohr. Des difficultés apparaissent cependant de façon assez sérieuse dans le domaine d'énergie défini par les neutrons de résonance.

La situation ne s'améliore pas lorsqu'on examine les résultats récents obtenus pour des neutrons de 125 keV induisant la fission dans ^{235}U (B 151). Les neutrons proviennent pour une part importante d'ondes "p" et le noyau composé se présente sous des états variés, $2^+, 3^+, 4^+, 5^+$, en plus des états 3^- et 4^- formés par les neutrons "s". On peut s'attendre à trouver une fréquence relative plus grande que la moyenne pour la fission symétrique en masse, grâce aux niveaux 2^+ et 4^+ . Là encore il n'en est rien. Le rapport du rendement de la fission symétrique relativement à celui de la fission asymétrique pour les neutrons de 125 keV est inférieur à ce rapport mesuré pour des neutrons thermiques.

2. ASPECTS TRADUISANT L'EXISTENCE DES ETATS COLLECTIFS

2.1. Ondulations dans les courbes de sections efficaces pour la fission induite par des neutrons rapides. Constatées dès la Conférence de Genève de 1955, des ondulations observées dans les courbes de sections efficaces de fission sous l'action des neutrons rapides sont interprétées à l'aide de l'hypothèse de A. Bohr par J. Wheeler (B 121).

Lorsque l'énergie apportée par le neutron est suffisante pour atteindre un nouvel état collectif du noyau au point-seuil, une nouvelle voie de fission s'ouvre et la section efficace de fission augmente.

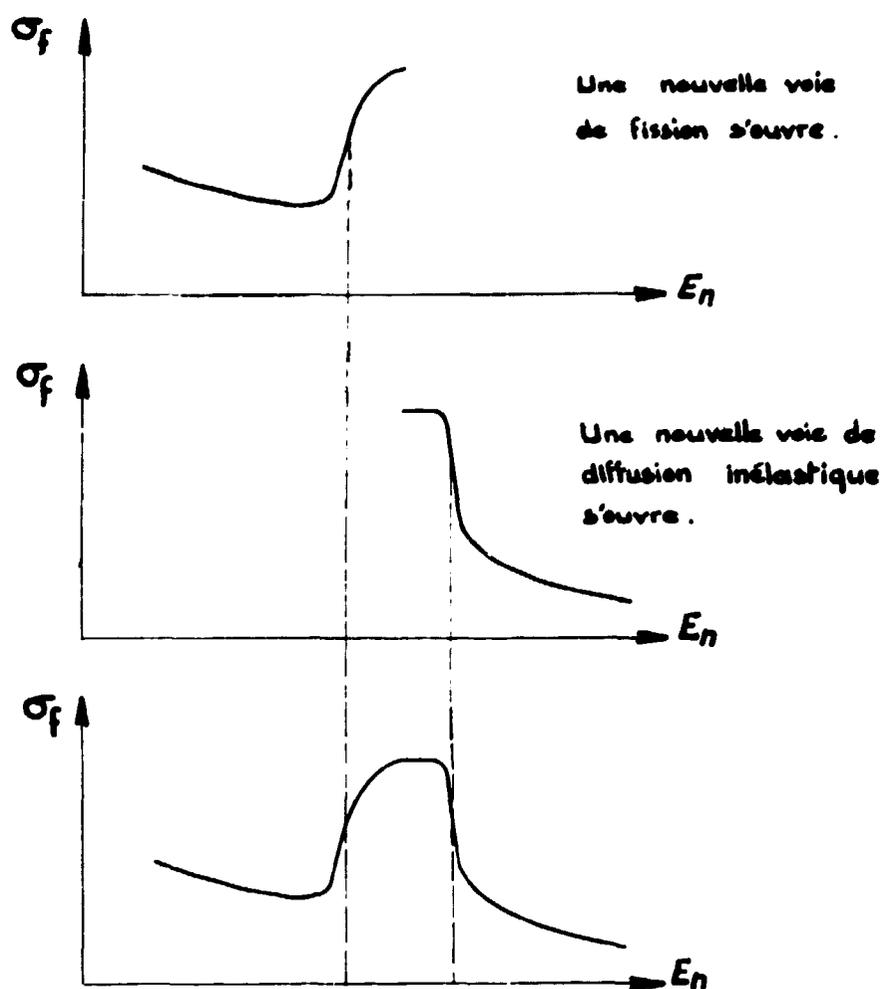


Fig. B 211 - Interprétation des ondulations dans les courbes de sections efficaces de fission induite par neutrons rapides.

Par ailleurs, il y a compétition entre la fission et la diffusion inélastique des neutrons sur le noyau cible. Si l'énergie apportée par le neutron est suffisante pour exciter un niveau du *noyau cible*, une nouvelle voie de diffusion inélastique s'ouvre et entre en concurrence avec les voies de fission. Il en résulte une diminution de la section efficace de fission.

La juxtaposition de ces effets aboutit à des ondulations, comme la figure B 211 le schématise.

Les plus belles illustrations expérimentales de la compétition entre la fission et la diffusion inélastique sur le noyau cible sont obtenues pour la fission induite par les neutrons dans les noyaux pairs-pairs, car au voisinage du "seuil" de fission, lorsque la probabilité de fission n'est pas encore très grande, l'effet de la compétition est plus sensible. Les figures B 212 et B 213 représentent les cas des noyaux cibles ^{238}U et ^{236}U .

Mais de telles ondulations sont également visibles pour les noyaux cibles ^{233}U et ^{239}Pu comme il sera exposé plus loin au paragraphe B 31.

2.2. Aspects collectifs révélés par l'étude des réactions (d, pf). Comme il était prévisible, l'étude des réactions (d, pf) sur ^{233}U , ^{235}U et ^{239}Pu ($A = 231$) a mis en évidence une allure des processus analogue à celle obtenue pour les noyaux à "seuils" d'énergie positifs. Ici l'exploration est faite en quelque sorte, cela a déjà été souligné, avec une énergie cinétique de neutrons négative.

On suppose que lorsque l'énergie des deutérons varie un peu, la variation de la section efficace de la réaction (d, p γ) est faible. On peut alors normaliser le nombre de protons observés en

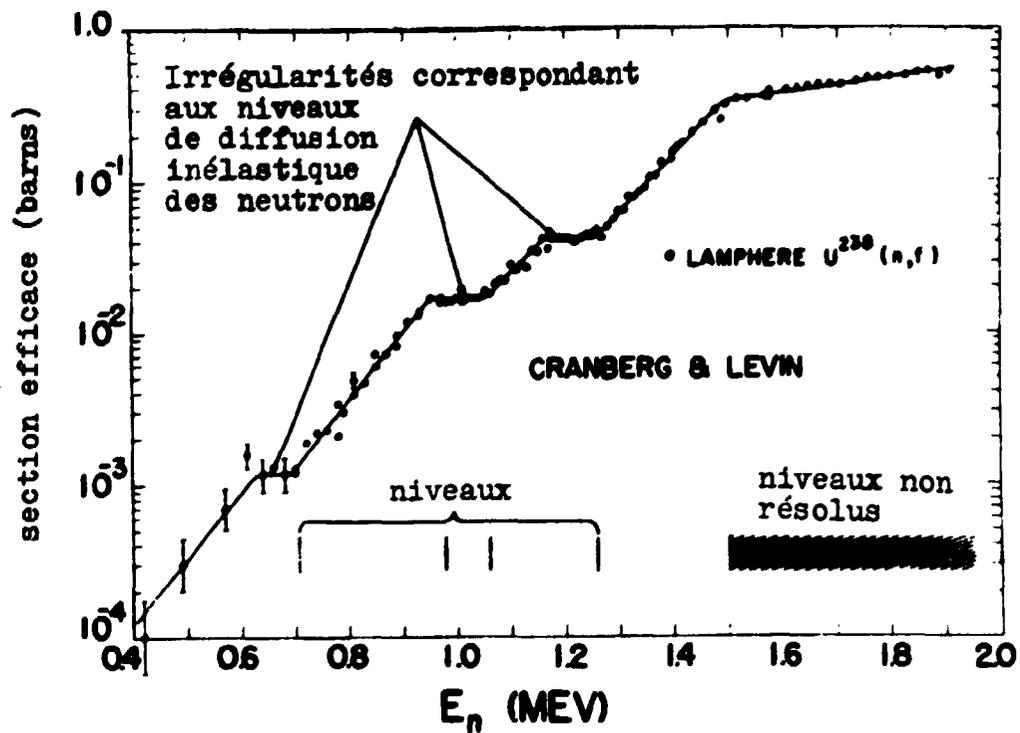


Fig. B 212 - Variation de la section efficace de fission de ^{238}U sous l'action des neutrons rapides au voisinage du "seuil" (B 211) comparée avec les positions des niveaux de diffusion inélastique de neutrons observés par Cranberg et Levin (B 212).

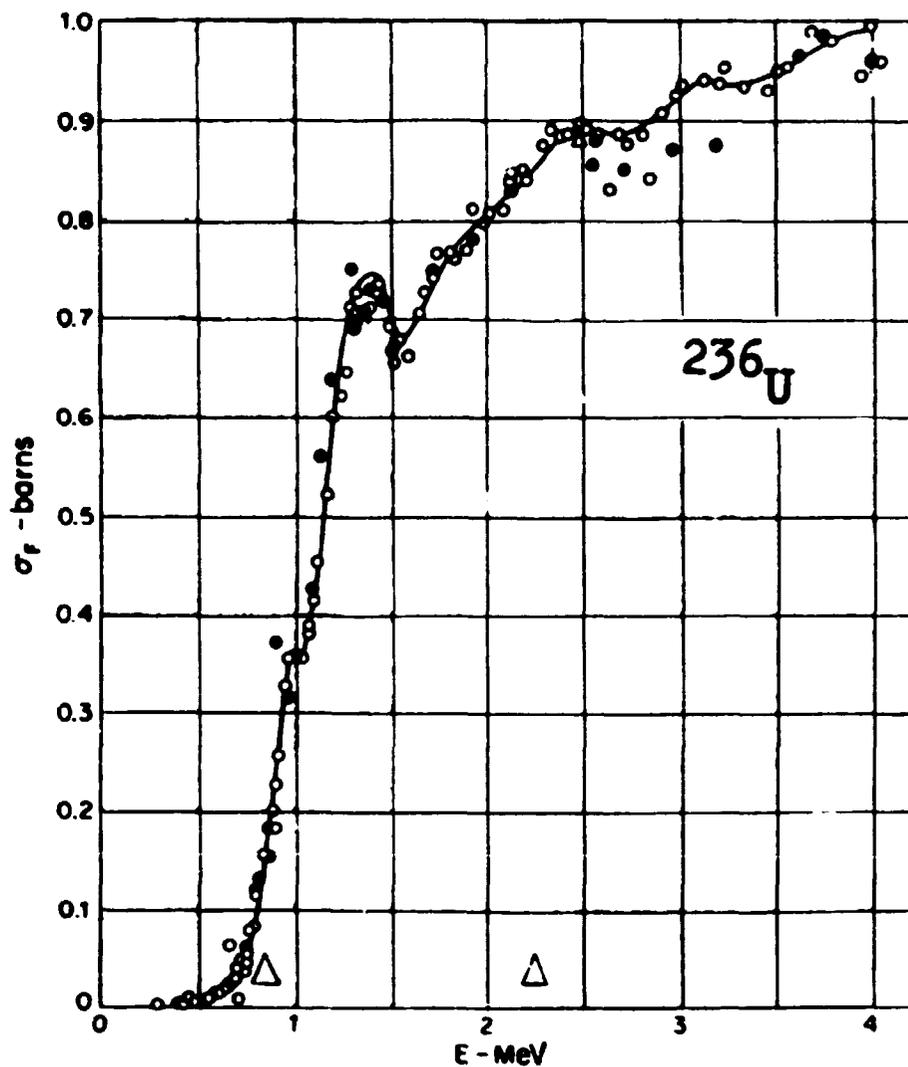


Fig. B 213 - Fission de ^{236}U sous l'action des neutrons rapides.

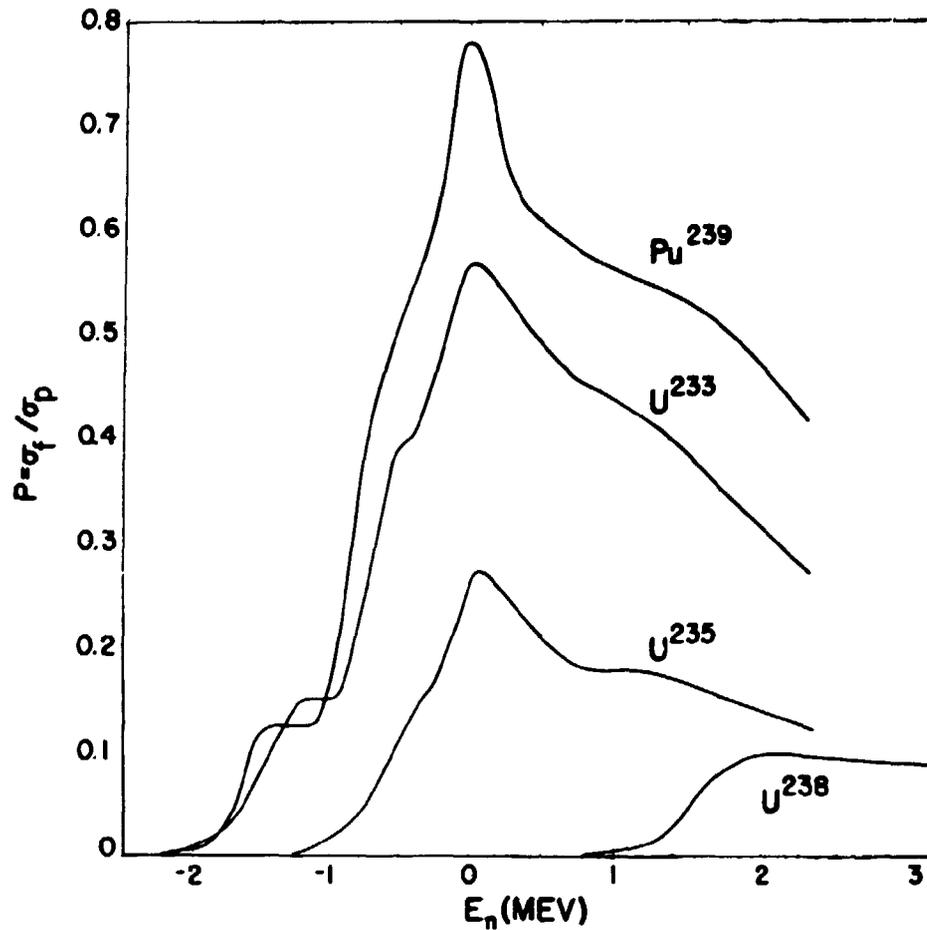


Fig. B 22 - Probabilité de fission en fonction de l'énergie des neutrons.

coïncidence avec des fissions au nombre total de protons provenant d'une façon générale de la réaction (d, p). Ceci est effectué pour une valeur donnée de l'énergie des deutérons et toutes les valeurs d'énergie de protons, auxquelles correspondent des énergies équivalentes de neutrons.

L'ensemble des résultats se trouve porté sur la figure B 22.

Pour ^{233}U et ^{239}Pu , on constate l'existence d'une structure en deux "seuils" aux énergies équivalentes de neutrons :

pour ^{233}U - 1,47 MeV et - 0,72 MeV

pour ^{239}Pu - 1,61 MeV et - 0,72 MeV.

L'interprétation de ces "seuils" est que le plus bas correspond à la première bande de rotation (0^+ , 2^+ , 4^+ ...) et que le second correspond au niveau de vibration donnant naissance à la bande 1^- , 3^- ...

Dans le cas de ^{235}U , un seul "seuil" est perceptible à - 0,60 MeV. Cela peut signifier que le second seuil se manifeste pour les énergies de neutrons positives. Mais compte tenu des valeurs de spin mises en cause dans la fission de ^{235}U par les neutrons lents (3^- et 4^-), il est plus vraisemblable qu'il ne se manifeste pas clairement. De toutes façons la fission de ^{235}U par les neutrons lents est un processus nettement moins éloigné du "seuil" que dans les deux cas de ^{233}U et ^{239}Pu .

On remarquera que les énergies de "seuils" sont définies de façon assez conventionnelle. Ainsi, de la même façon, on retient la valeur de + 1,51 MeV pour ^{238}U .

3. MESURES EFFECTUEES A SACLAY
DES SECTIONS EFFICACES DE FISSION DE ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu ET ^{238}U
SOUS L'ACTION DES NEUTRONS DE 0,1 A 4 MeV

3.1. Mesures effectuées dans la région de 50 à 2000 keV. Ce travail a été présenté par l'équipe composée de D. Szeinsznaider, V. Nagglar et F. Netter à la première Conférence de Genève en 1955 (B 311). Nous ne nous étendrons pas sur les modalités expérimentales, nous réservant de détailler davantage la deuxième série de mesures, prolongeant celles-ci à plus haute énergie.

La cible de matériau fissile est placée dans une chambre d'ionisation et soumise à un flux de neutrons monocinétiques. Le nombre de fissions compté est N_f :

$$N_f = KNe \sigma \varphi \quad \text{par unité de temps}$$

où K est l'efficacité globale de la chambre d'ionisation utilisée, incluant l'efficacité du dispositif électronique,

N est le nombre de noyaux fissiles par cm^3 de la cible,

e est l'épaisseur de la cible exprimée en cm ,

σ est la section efficace de fission pour l'énergie E de neutrons considérée,

φ est le flux de neutrons incident sur la cible supposée mince pour les neutrons.

Les mesures sont effectuées de deux façons :

a) avec une chambre d'ionisation simple, en comparant N_f au comptage d'un moniteur de flux $N_\varphi = k\varphi$ dont l'efficacité k est connue (σ est alors entièrement déterminée par la mesure simultanée de N_f et N_φ).

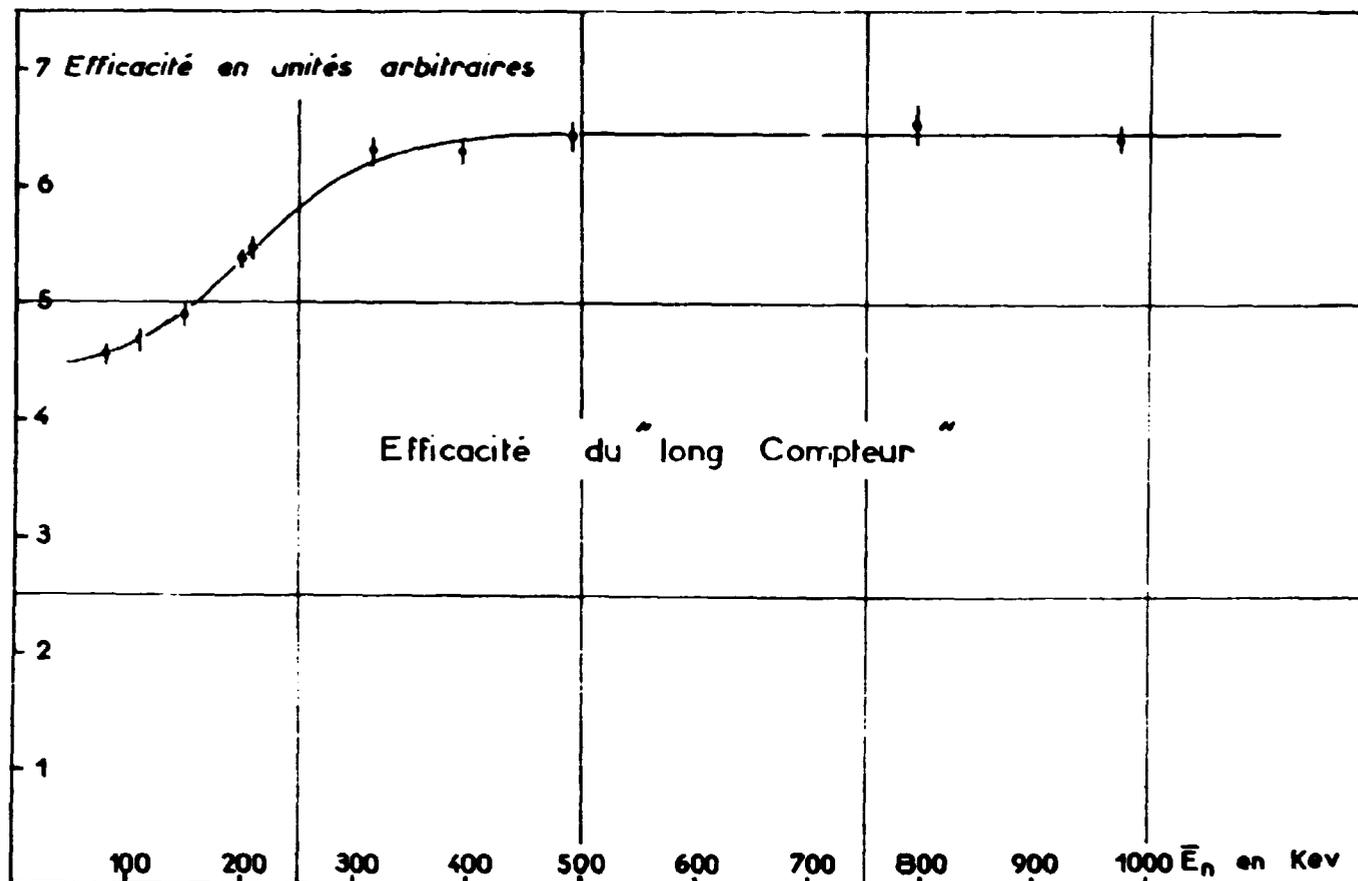


Fig. B 311 - Efficacité du long compteur mesurée avec un compteur à protons de recul.

b) avec une chambre d'ionisation double où deux cibles de matériaux différents sont montées dos à dos, ce qui permet l'étude simultanée des deux corps placés dans la chambre et l'élimination de certains facteurs de correction. Du rapport mesuré N_r/N_l pour les deux matériaux et de l'hypothèse que le rapport K/K' des efficacités des deux portions de la chambre est constant lorsque change l'énergie des neutrons, on déduit σ/σ' . En effet la constante $KNe/K'N'e'$ est éliminée par une mesure effectuée dans un faisceau de neutrons thermiques pour lequel $(\sigma/\sigma')_{th}$ est connu.

Dans ces mesures, la section efficace de fission de ^{239}Pu est comparée à celle de l'uranium naturel, publiée, dès cette époque, dans la région d'énergie de 1500 à 2000 keV, ce qui assure, à partir de la valeur $\sigma = 0,34$ barn pour ^{238}U et $E = 1600$ keV, la normalisation des résultats. Le moniteur de flux est un long compteur (B 312) dont la variation d'efficacité portée sur la figure B 311 est mesurée avec un compteur proportionnel à protons de recul du type décrit par Skyrme (B 313) et autres, dans la région (au-dessous de 500 keV) où elle n'est pas constante. Les résultats relatifs à ^{233}U et ^{235}U sont déduits de comparaisons effectuées avec ^{239}Pu dans la chambre double. La figure B 312 indique les diverses dispositions des appareillages.

Les neutrons sont engendrés selon la réaction $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ par un faisceau de protons de l'accélérateur Van de Graaff de Saclay bombardant un dépôt de lithium sur un support de tantale. Les résultats aux énergies de neutrons supérieures à 500 keV sont corrigés de l'effet du deuxième groupe de neutrons associé à l'état excité de ^7Be .

Dans ces mesures, on ne disposait pour tout échantillon de ^{235}U , que d'une cible enrichie de 20 mg obtenue au séparateur d'isotopes par M. Cassagnol et dont l'analyse isotopique indiquait un rapport masse 238/ masse 235 = $6,72 \pm 0,10$. Pour ^{233}U , la seule cible disponible, de 0,7 mg, con-

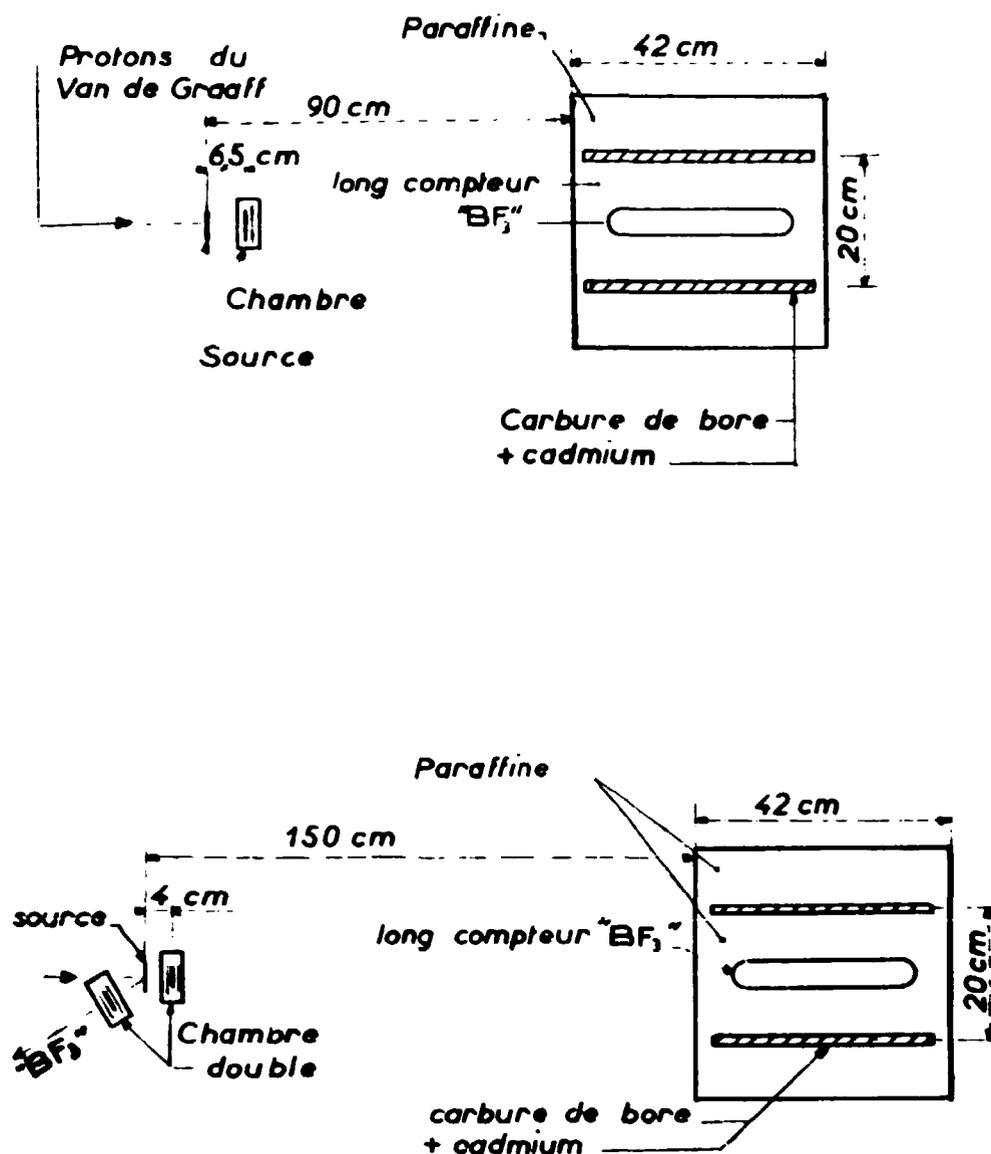


Fig. B 312 - Disposition des appareillages.

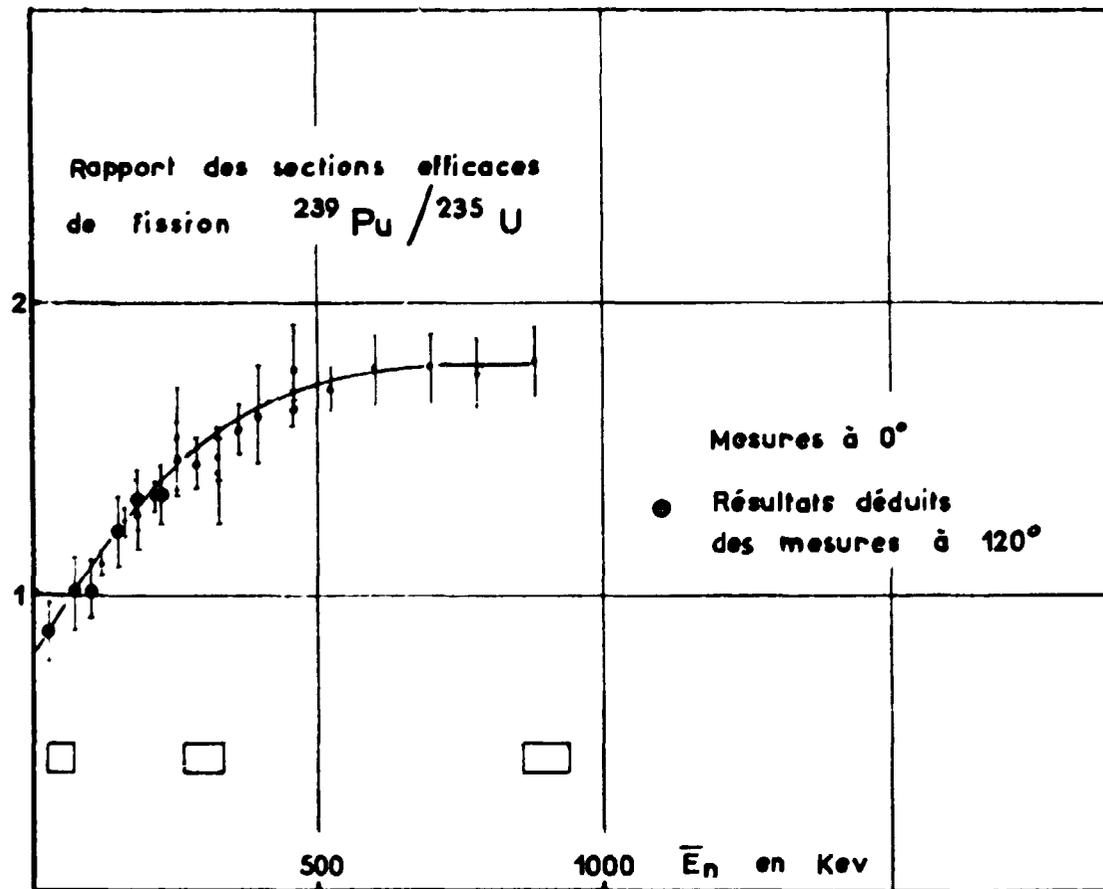


Fig. B 313 - Résultats des mesures dans la chambre double contenant les échantillons de ^{239}Pu et d'uranium enrichi.

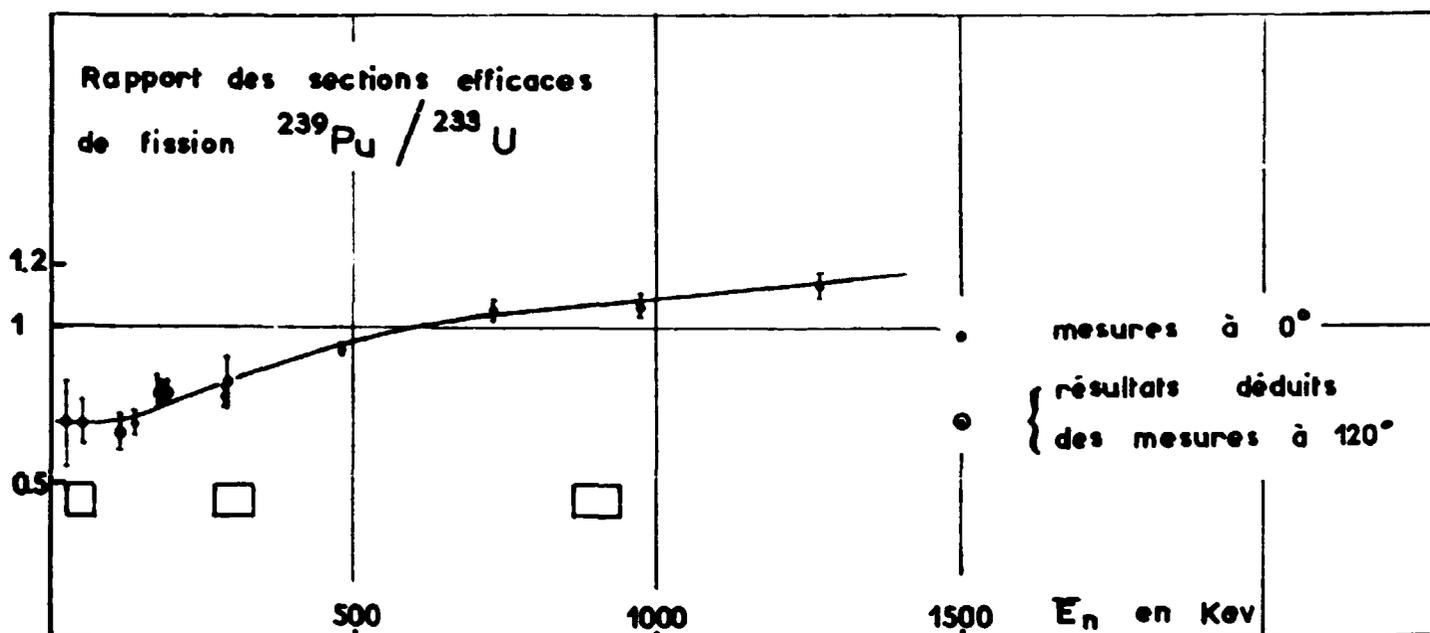


Fig. B 314 - Résultats des mesures dans la chambre double contenant les échantillons de ^{239}Pu et ^{233}U .

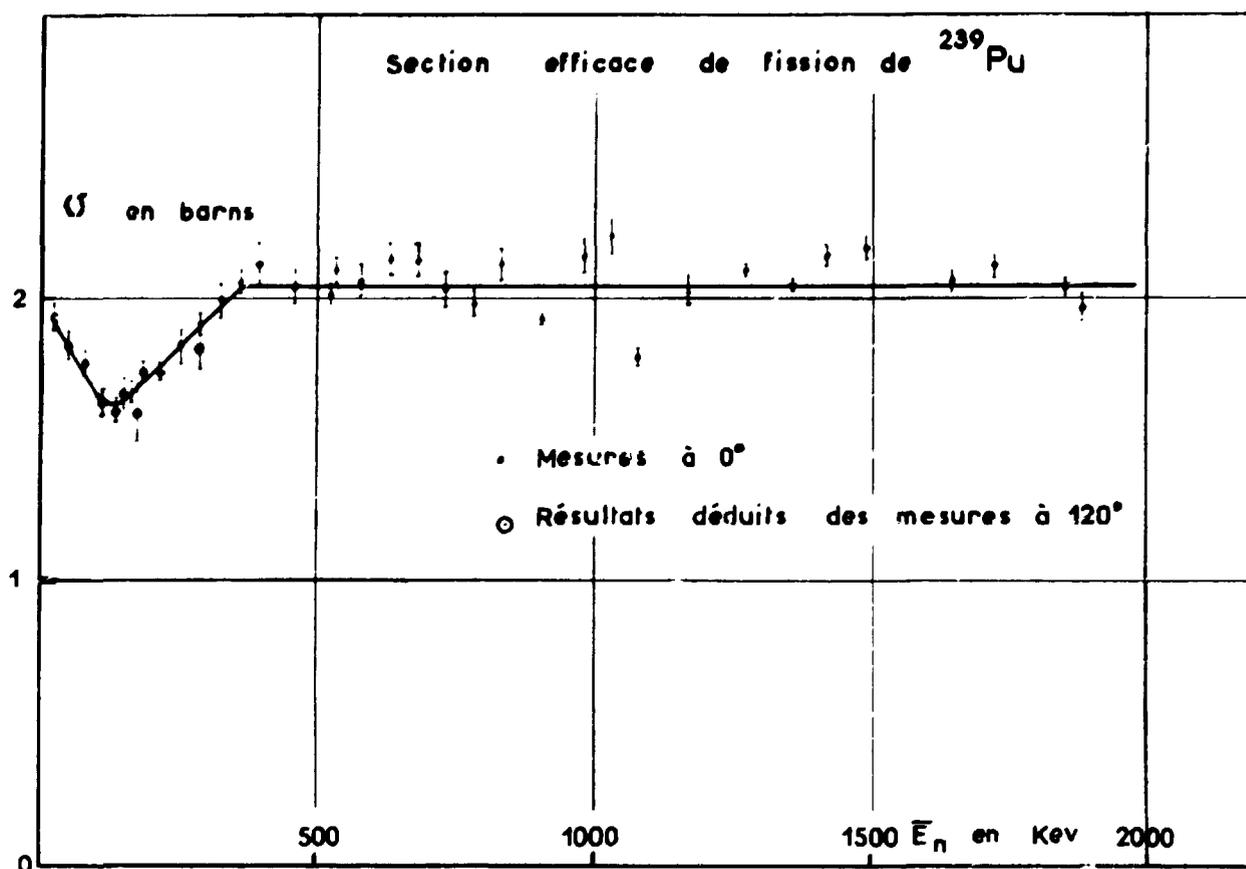


Fig. B 315 - Résultats des mesures sur ^{239}Pu avec le long compteur comme moniteur, normalisées à la valeur 2,04 barns au-dessus de 1 MeV.

tenait 50 % environ d'uranium naturel. Aussi les résultats étaient-ils limités à 1000 keV environ, la contribution de ^{238}U n'étant pas gênante au-dessus de cette énergie. Pour ^{239}Pu , le dépôt de 2 mg contenait de l'ordre de 1 % de ^{238}U , et a donc été étudié jusqu'à 2 MeV.

Une certaine proportion de neutrons parasites, provenant de réflexions sur les parois de la salle d'expériences a perturbé les mesures, ainsi qu'en témoigne la variation du taux de comptage N_r qui ne suit pas strictement la loi en $1/d^2$, d étant la distance de la source de neutrons au matériau fissile. Cet effet a pu être réduit en plaçant la chambre proche de la cible et en l'entourant de cadmium pour la protéger des neutrons thermiques.

Les résultats concernant la région d'énergie inférieure à 200 keV sont obtenus avec des neutrons émis sous l'angle de 120° dans le système du laboratoire, car à 0°, il y a deux groupes d'énergie. Mais on doit noter qu'à 120°, la chambre est plus éloignée de la cible et la perturbation due aux neutrons diffusés est relativement plus importante. Les points aux énergies inférieures à 100 keV sont peu précis, ne serait-ce que du fait de l'épaisseur de la cible de lithium choisie pour avoir une forte intensité de neutrons, mais entraînant avec les autres facteurs classiques une dispersion de ± 20 keV pour des neutrons de 50 keV.

Les résultats sont finalement portés sur les figures B 313, B 314, B 315, B 316 et B 317.

La valeur de la section efficace de fission de ^{239}Pu a été trouvée constante au-dessus de 1 MeV et égale à $2,04 \pm 0,12$ barns en fonction de la normalisation effectuée par rapport à ^{238}U .

Le fait le plus remarquable est l'ondulation observée aux environs de 300 keV dans la courbe relative à ^{239}U . Confrontée aux autres résultats publiés à la même Conférence, elle se confirme. Les points obtenus à Harwell ont été marqués par des croix sur la figure B 317. Elle s'interprète par les considérations de Wheeler exposées au paragraphe B.2.1. Une remontée dans la section efficace de fission de ^{239}Pu au-dessus de 200 keV a peut-être la même interprétation.

3.2. Extension des mesures de 1 à 4 MeV. Modalités expérimentales. Les travaux ont été poursuivis par une seconde équipe composée de R. Ballini, Ch. Corge, J. Julien et F. Netter qui a

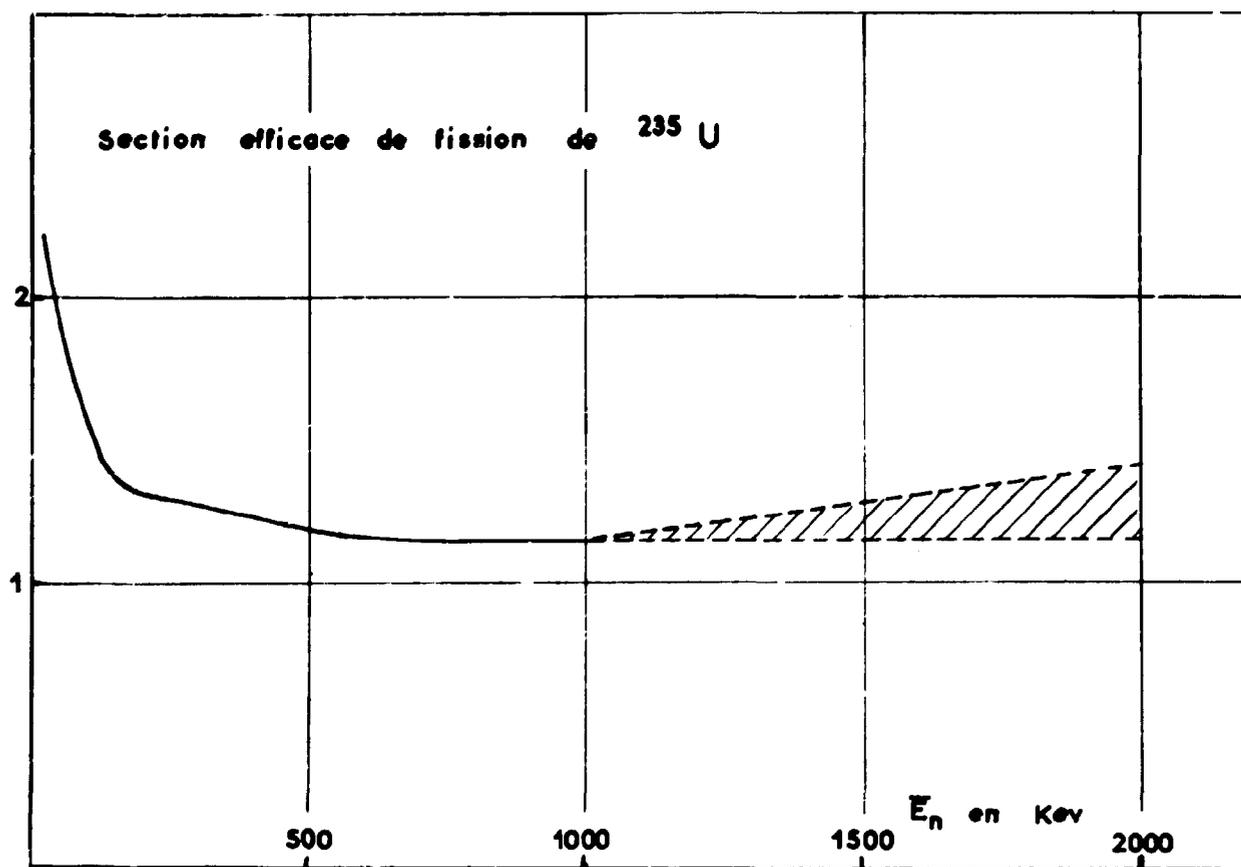


Fig. B 316 - Section efficace de fission de ^{235}U déduite des résultats portés sur les figures B 313 et B 315.

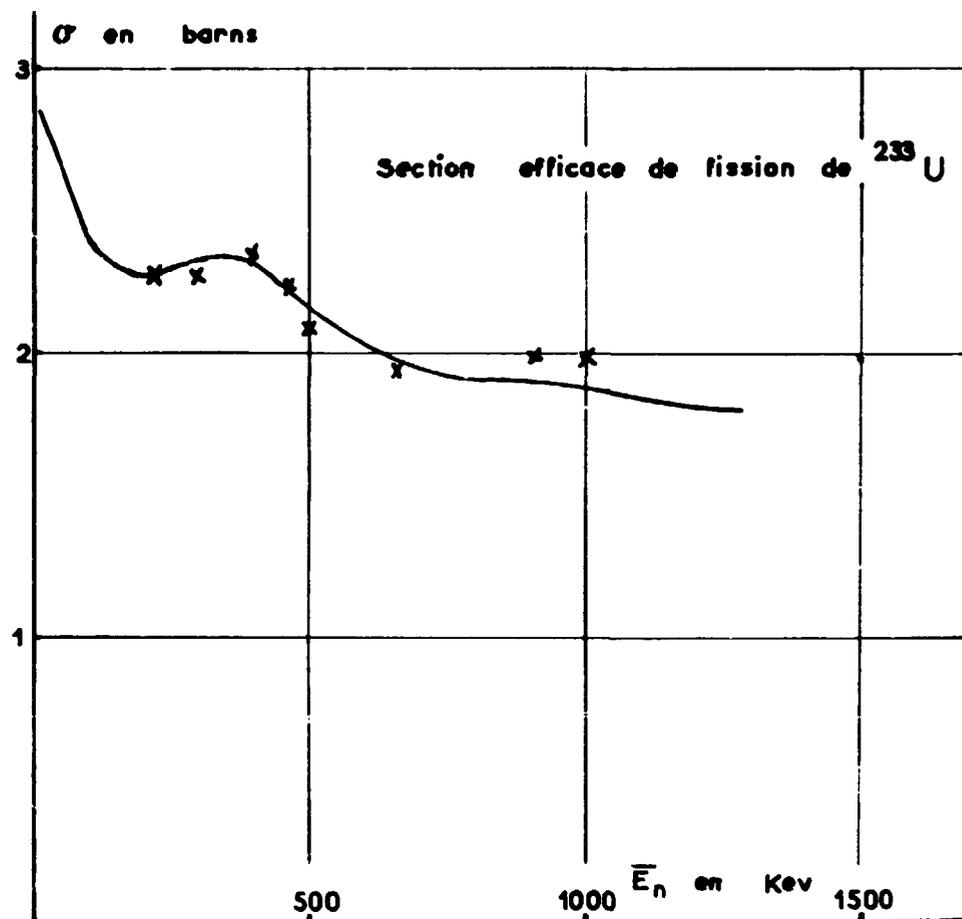


Fig. B 317 - Section efficace de fission de ^{233}U déduite des résultats portés sur les figures B 314 et B 315.

présenté des résultats partiels à la Conférence sur les réactions nucléaires d'Amsterdam (1956) (B 321) après en avoir donné une version préliminaire (B 322) au Colloque de la Société française de Physique (Paris, mars 1956). L'analyse définitive de ces expériences n'a jamais été publiée. Elle a fait l'objet d'une communication privée à W. Allen qui l'a incluse dans la revue d'ensemble publiée par Allen et Henkel en 1958 (B 323). Elle figure également sur les courbes de l'atlas BNL-325 édité par le Laboratoire national de Brookhaven.

Les méthodes expérimentales sont analogues à celles décrites au paragraphe précédent. Cependant l'utilisation de la chambre double a été plus systématique. La normalisation a été conventionnellement effectuée à la valeur de 2,04 barns pour la fission induite dans ^{239}Pu par des neutrons de 1600 keV, valeur en bon accord avec celle trouvée dans les laboratoires britanniques et américains. D'autre part une fosse avait été creusée dans la salle d'expériences pour réduire l'effet des diffusions parasites.

Les neutrons sont généralement produits par la réaction $^3\text{H}(p, n)^3\text{He}$, plutôt que par la réaction $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$. Il n'y a alors plus lieu de considérer un deuxième groupe de neutrons associé à l'état excité de ^7Be . L'étalonnage en énergie du faisceau de protons de l'accélérateur Van de Graaff de Saclay est effectué à l'aide des seuils de ces deux réactions. Les valeurs respectivement utilisées sont 1,019 et 1,882 MeV. La définition de l'énergie est contrôlée à mieux de 1/1000 par une mesure du champ magnétique par la méthode de résonance magnétique nucléaire. Les faisceaux de protons utilisés sont d'une intensité de l'ordre de 5 μA (sauf vers 5 MeV de protons où l'intensité descend vers 2 μA).

La meilleure cible de tritium est déposée suivant un cercle de 2,5 cm de diamètre sur une feuille de tantale de diamètre 2,8 cm. Le tritium y est occlus dans du titane. Elle comporte, dans environ 2,2 mg de titane, à peu près 0,46 cm³ de gaz tritium mesuré dans les conditions TPN. On a également utilisé une cible qui donne une production de neutrons parasites lorsqu'on approche de l'énergie de protons de 5 MeV, faite de tritium occlus dans du zirconium et déposée sur argent. La cible la plus épaisse de ce genre est constituée de 370 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'argent, contenant au total 0,192 cm³ TPN de tritium. Cette dernière cible convient bien jusqu'aux énergies de neutrons de 3 MeV ; mais au-dessus de cette valeur apparaît un bruit de fond gênant. L'utilisation d'un support en tantale au lieu d'argent permet de gagner environ 500 keV de plus. Mais vers l'énergie de neutrons de 3,6 MeV un nouveau bruit de fond survient, engendré par la réaction $\text{Zr}(p, n)\text{Nb}$, d'où l'intérêt de remplacer le zirconium par du titane.

Les dépôts d'uranium enrichis en ^{235}U utilisés sont au nombre de deux :

- le dépôt précédemment utilisé dont les proportions isotopiques étaient :

$$\frac{\text{masse } 238}{\text{masse } 235} = 6,72 \pm 0,10$$

- un dépôt de masse totale de l'ordre de 30 mg pour lequel :

$$\frac{\text{masse } 238}{\text{masse } 235} = 1,19 \quad ;$$

il s'agit d'un dépôt effectué au TEG à partir d'une solution importée dont l'analyse isotopique précise est :

noyau	^{235}U	^{234}U	^{238}U
% de la masse	45,7 \pm 0,5	1,3 \pm 0,6	53,0 \pm 0,5

On dispose de plus d'un dépôt d'uranium naturel.

Le dépôt de ^{239}Pu est celui précédemment utilisé. Sa teneur en ^{238}U n'excède pas 1 %. Il en est de même pour le nouveau dépôt de ^{235}U , d'environ 8 mg. Les dépôts sont protégés par environ

10 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de Formvar et généralement déposés sur une feuille d'acier inoxydable de 1/10 mm d'épaisseur. Cependant les dépôts d'uranium enrichi sont effectués sur des plaques d'acier épaisses de 1 mm.

Les chambres d'ionisation doubles présentent une électrode centrale connectée à la haute tension et portant les deux dépôts. La distance entre les électrodes qui sont des plateaux parallèles est de 1 cm. Le remplissage est effectué avec de l'argon sous 2 atmosphères. La collection électronique est favorisée par l'adjonction de CO_2 (sous 2 cm de mercure). Les chambres sont utilisées en collection électronique et avec des amplificateurs dont la bande passante est ajustée de façon à réduire le nombre d'empilements des particules alpha dans le cas de ^{233}U et surtout de ^{239}Pu . Un seuil de discrimination est imposé de façon à ne pas compter les empilements alpha. Pour contrôler la dérive des chambres (très faible) et de l'électronique on utilise un générateur d'impulsions mais surtout le comptage des particules alpha en multipliant par deux le gain de l'amplificateur.

Par exemple, pour le plutonium, on utilise un amplificateur "2 mégacycles" pour lequel les constantes de différentiation et d'intégration sont affichées égales à 10^{-7} seconde (soit en fait voisines de $3 \cdot 10^{-7}$) et le gain affiché est de 1000. Pour un seuil donné de discrimination, on compte, en l'absence de neutrons, une impulsion en 3 minutes (bruit de fond d'empilements). En portant le gain à 2000, il y a 29 200 impulsions à la minute. Un comptage typique avec un faisceau de protons de $2,5 \mu\text{A}$ tombant sur la cible de tritium est alors (avec le gain revenu à la valeur 1000) de 40 impulsions par minute.

Les paliers des chambres d'ionisation ont été à plusieurs reprises contrôlés en provoquant les fissions par un faisceau de neutrons de pile. La figure B 321 représente un tel palier.

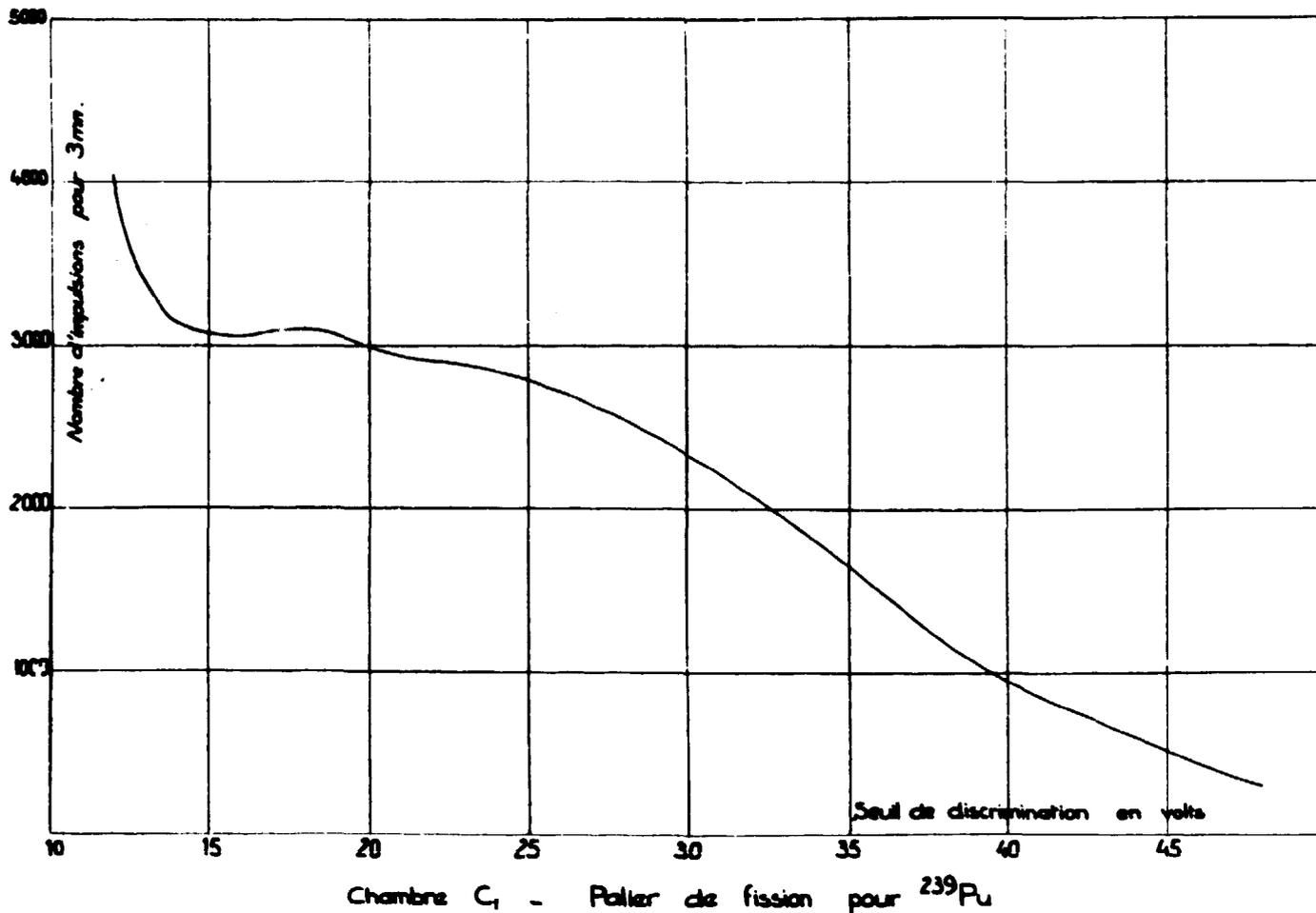


Fig. B 321

3.3. Facteurs de correction de ces mesures.

1) Dispersion en énergie : Elle résulte de trois facteurs :

a) L'erreur sur l'énergie des protons due à la résolution finie de l'analyseur associé à l'accélérateur Van de Graaff, compte tenu des largeurs de fente utilisées, intervient pour moins de 5 pour mille.

b) Les épaisseurs de cibles, mesurées au seuil de la réaction engendrant les neutrons, sont de 21 keV pour la cible de lithium et de 35 keV pour les cibles de tritium.

c) L'ouverture angulaire du cône utile de neutrons introduit une dispersion du fait de l'anisotropie de la réaction T (p, n). Le demi-angle au sommet est de $10^{\circ}15'$. On adopte comme énergie moyenne celle qui correspond à la direction définie par un angle de 8 degrés.

L'énergie moyenne caractéristique de chaque point expérimental est évaluée en fonction de ces deux derniers facteurs.

2) Neutrons provenant de diffusions parasites : On mesure le rapport $\sigma(^{233}\text{U})/\sigma(^{239}\text{Pu})$ pour différentes énergies de neutrons en plaçant la chambre double à diverses distances de la cible comprises entre 2 et 7 cm et l'on constate qu'il reste constant dans les limites des erreurs expérimentales. Ceci vérifie donc que le nombre de neutrons diffusés par les parois de la salle d'expérience a été ramené à un niveau tel qu'il ne perturbe pas les résultats.

On remarquera d'ailleurs que les anciennes mesures indiquant un certain effet de la distance ont dû être corrigées du fait que les deux premiers dépôts utilisés de ^{233}U et ^{239}Pu n'avaient pas la même géométrie, l'un étant rectangulaire et l'autre circulaire. Il en résulte un effet de variation de l'angle solide utile suivant la distance à la cible qui est pour l'essentiel responsable de l'effet de distance signalé en 1955.

La diffusion des neutrons par les parois de la chambre est négligeable dans le domaine d'énergie étudié.

En revanche, il faut tenir compte de la diffusion des neutrons par la cible selon un effet signalé par W. Allen : les neutrons émis à divers angles dans le système du laboratoire lors du bombardement de la cible par les protons arrivant suivant l'axe de référence, peuvent être diffusés par le matériau du support de cible et renvoyés ainsi dans la direction de la chambre à fission. On répartit pour le calcul ces neutrons en deux familles : les uns sont émis à 90° environ et ont donc une grosse probabilité d'être diffusés par le support de cible abordé suivant la tranche ; les autres sont émis à des angles plus petits, traversant une épaisseur encore faible de support de cible, mais sont évidemment beaucoup plus nombreux ; on attache à ces derniers une énergie définie par l'obliquité moyenne. Le calcul effectué pour le support d'argent de la cible de tritium, de rayon 1,4 cm et d'épaisseur 0,2 mm, conduit par exemple à des corrections de 2,5 % pour ^{233}U et 4 % pour ^{239}Pu pour des neutrons de 150 keV ; mais ces chiffres deviennent respectivement 6 % et 4 % pour des neutrons de 1200 keV.

3) Neutrons provenant de réactions parasites : Pour éliminer cet effet, on est conduit, comme on l'a vu, à utiliser une cible de tritium occlus dans du titane déposé sur tantale. L'apparition de neutrons en provenance de réactions parasites est surveillée par la mesure du flux de neutrons en parallèle avec le long compteur et avec un compteur à scintillations de Hornyak. L'efficacité de ce dernier étant une fonction rapidement croissante de l'énergie des neutrons, l'adjonction d'une certaine proportion de neutrons d'énergie faible provenant d'une réaction nucléaire au voisinage de son seuil entraîne une diminution sensible du rapport du taux de comptage du compteur de Hornyak au taux de comptage du long compteur.

D'autre part des contrôles systématiques sont pratiqués en alternant des mesures avec la cible normale et des mesures avec une cible identique à la différence près qu'il n'y a pas de tritium occlus dans le titane. Ils ont permis de montrer la difficulté de dépasser par ces procédés, dans le cas de notre équipement, l'énergie de 4 MeV de neutrons pour laquelle l'effet du fond continu de neutrons sur les divers comptages dépasse largement 10 %.

4) Exactitude de la mesure du flux de neutrons : Les mesures à la chambre double ne mettent pas en cause le moniteur de flux. Mais la mesure de la section efficace de fission de ^{239}Pu rapportée au comptage du long compteur l'implique. Les résultats supposent l'efficacité du compteur constante de 1 à 4 MeV. On sait en fait qu'elle est un peu variable. La figure B 331 extraite de résultats communiqués par Henkel du laboratoire de Los Alamos indique l'efficacité d'un certain

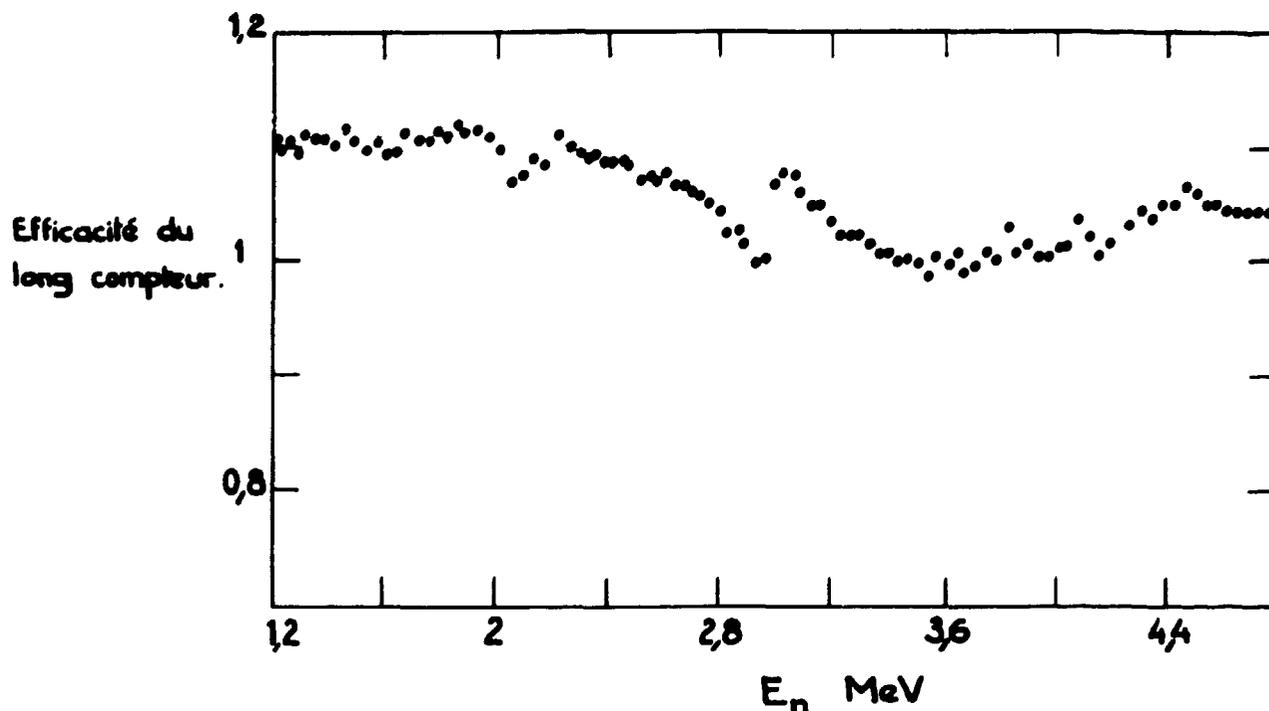


Fig. B 331

long compteur dans cette région. En fait nos résultats n'indiquent pas de déviation systématique pour les valeurs d'énergie où la courbe d'efficacité présente de faibles accidents (résonances de diffusion de carbone, constituant de la paraffine). Le long compteur de Saclay a peut-être une réponse encore plus constante que celui de Los Alamos.

Par ailleurs il est tenu compte de la fluctuation du rapport du flux de neutrons reçu par le long compteur relativement au flux reçu par les dépôts fissiles, compte tenu de l'anisotropie variable avec l'énergie pour la réaction $T(p,n)$. C'est un effet qui peut atteindre 4 à 5 %.

Enfin les taux de comptage du long compteur, qui n'ont cependant jamais dépassé la cadence de 100 impulsions par seconde, sont le cas échéant corrigés de l'effet du temps-mort.

5) Mesures effectuées en neutrons thermiques : Dans les mesures à la chambre double, on élimine la constante $K_{Ne}/K_{N'e}$ par des comptages effectués dans un faisceau de neutrons de pile. On corrige naturellement le résultat de l'effet de cadmium et on utilise les valeurs des sections efficaces de fission intégrées sur le spectre des neutrons thermiques. On introduit la petite correction liée au support d'un mm d'acier des dépôts d'uranium.

L'entrée des neutrons dans la chambre se fait par 4 mm d'acier : la transmission est de 90 %.

3. 4. Résultats. Comparaison avec les autres laboratoires.

1) La figure B 341 donne les résultats pour ^{239}Pu .

2) Pour ^{235}U et ^{238}U , le calcul est effectué à partir des sections efficaces σ_{M_1} et σ_{M_2} des deux mélanges isotopiques M_1 et M_2 , correspondant aux deux cibles disponibles, l'une faiblement, l'autre fortement enrichie en ^{235}U . On obtient deux combinaisons linéaires dont les coefficients sont fixés en normalisant aux valeurs communément admises pour des neutrons de 2,9 MeV :

pour	^{235}U	$\sigma = 1,27$ barns
pour	^{238}U	$\sigma = 0,54$ barn .

La figure B 342 représente les résultats pour ^{239}U , la figure B 343 montre un autre tracé associant les résultats exposés au paragraphe B 3.1. La figure B 344 est relative à ^{238}U .

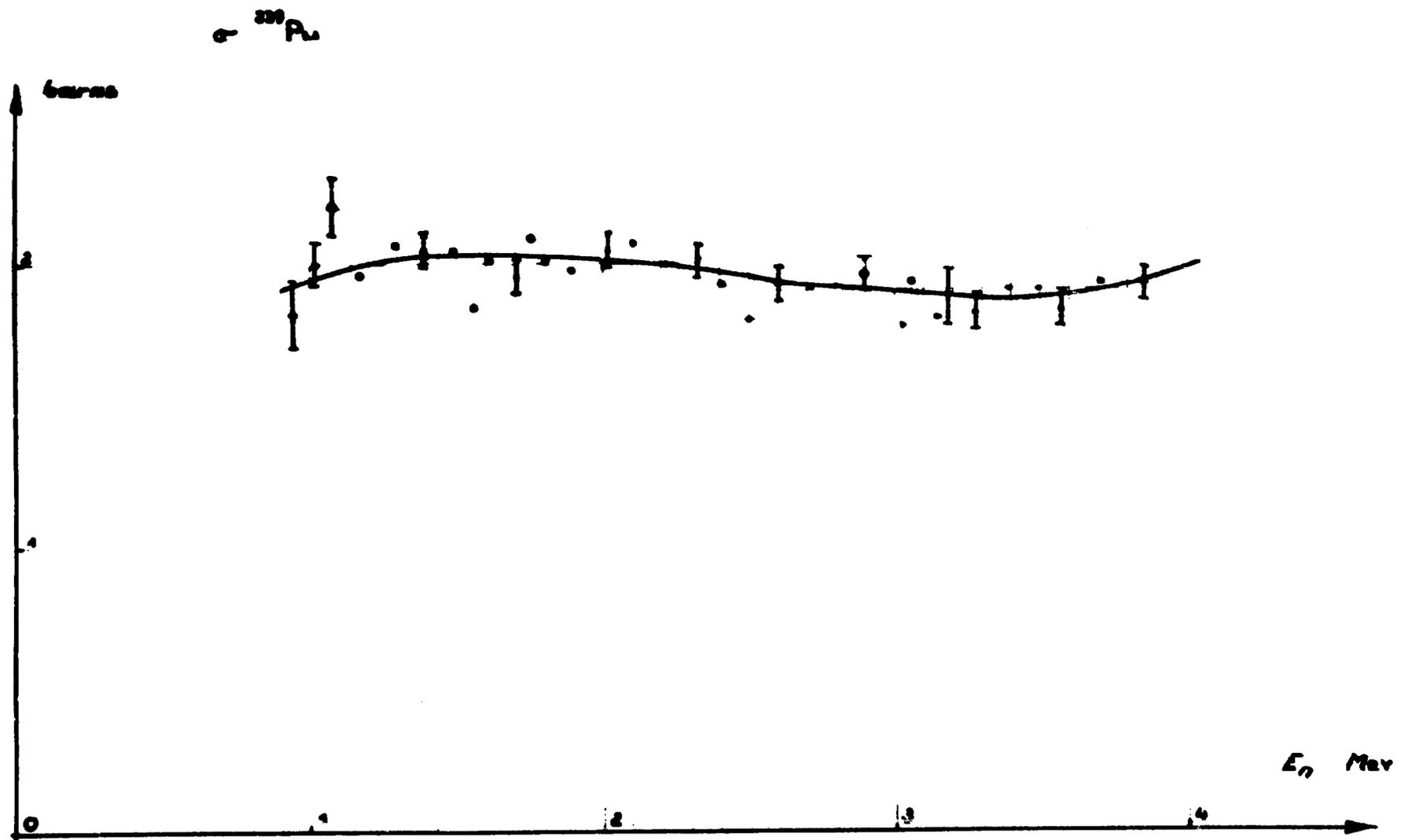


Fig. B 341

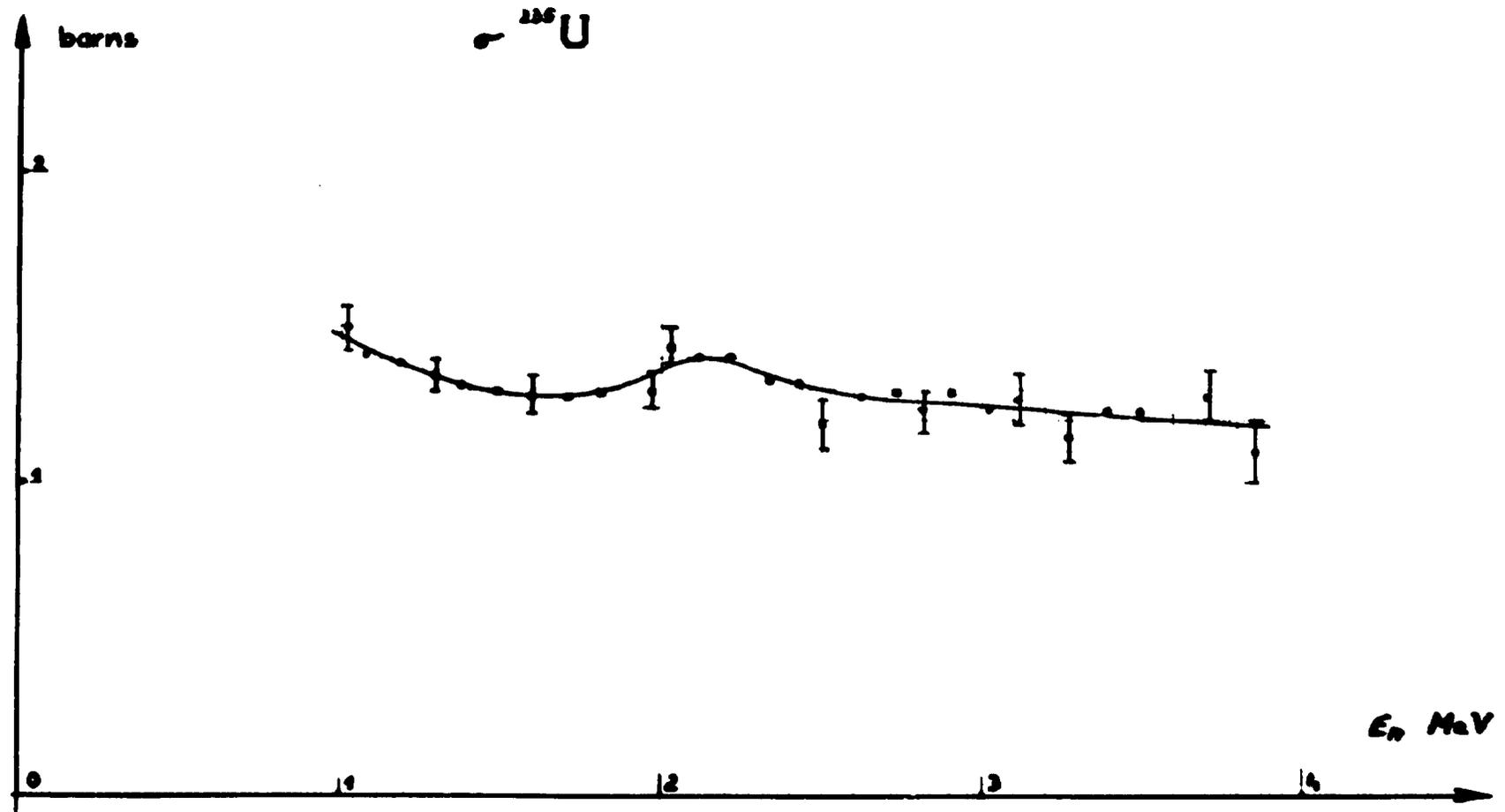


Fig. B 342

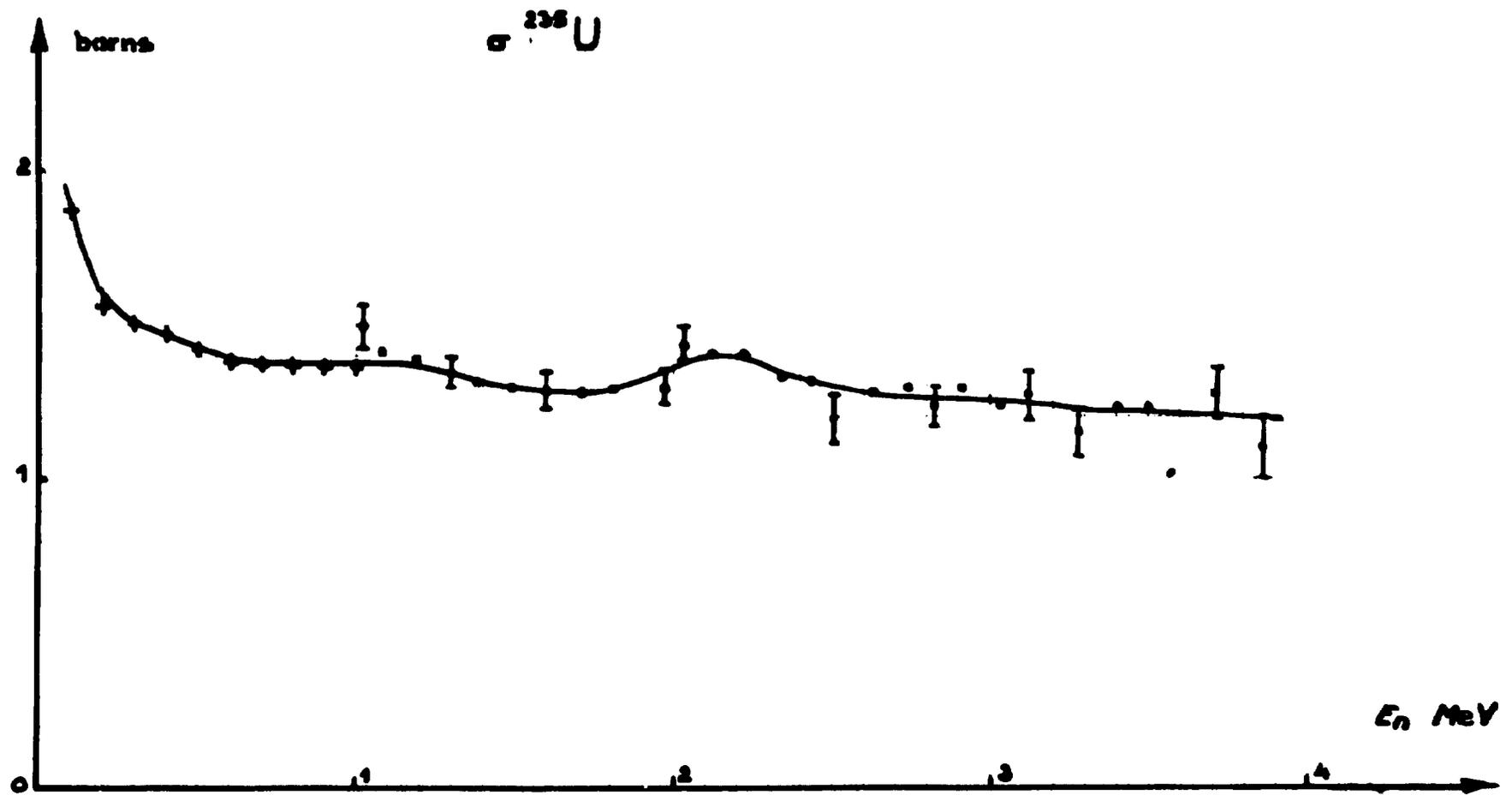


Fig. B 343

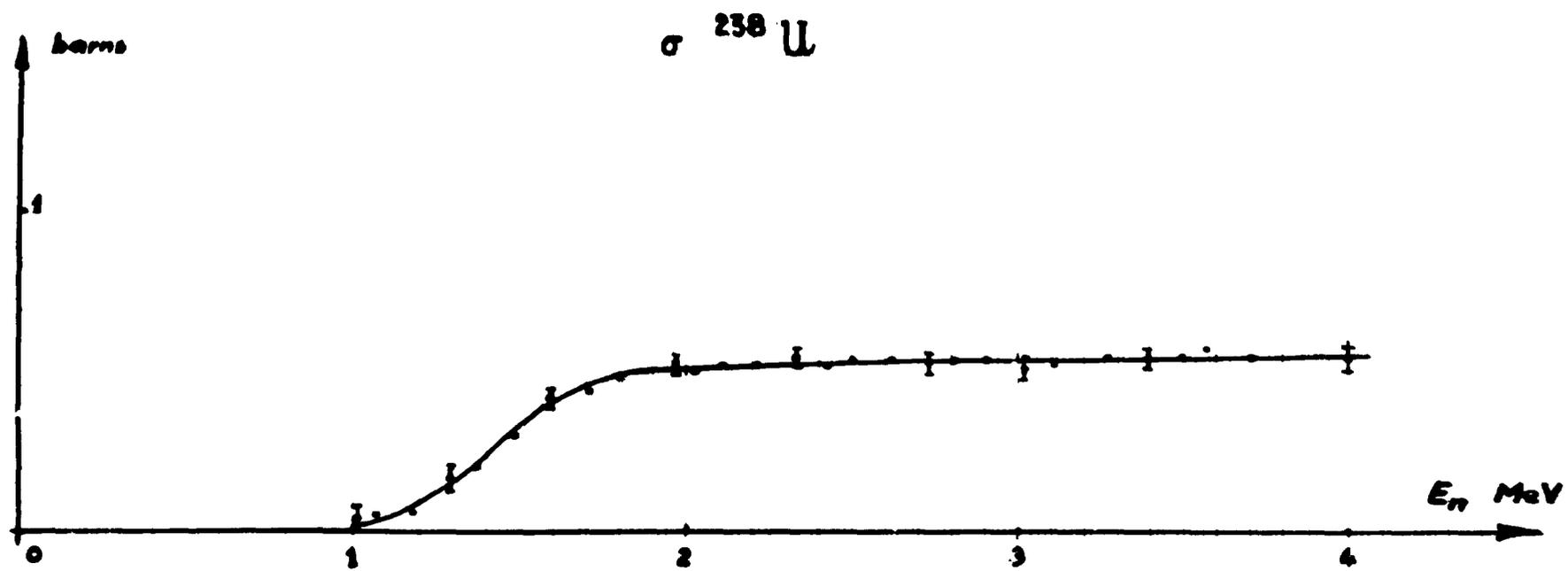


Fig. B 344

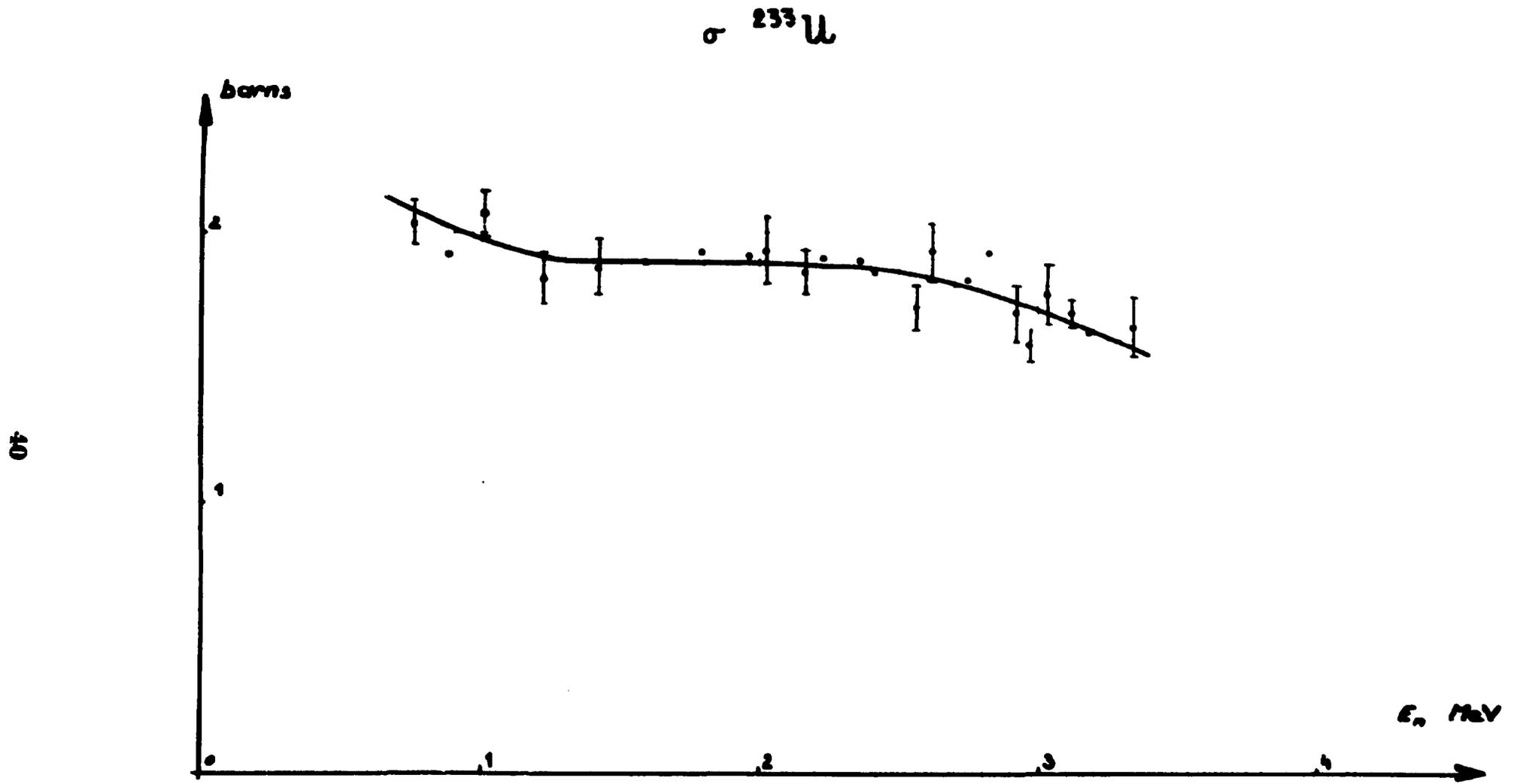


Fig. B 345

3) La figure B 345 donne les résultats pour ^{233}U .

4) Sur la figure B 346 on a porté les rapports des sections efficaces de ^{233}U ou ^{235}U à la section efficace de ^{239}Pu , rapports qui ne dépendent pas de l'efficacité du long compteur.

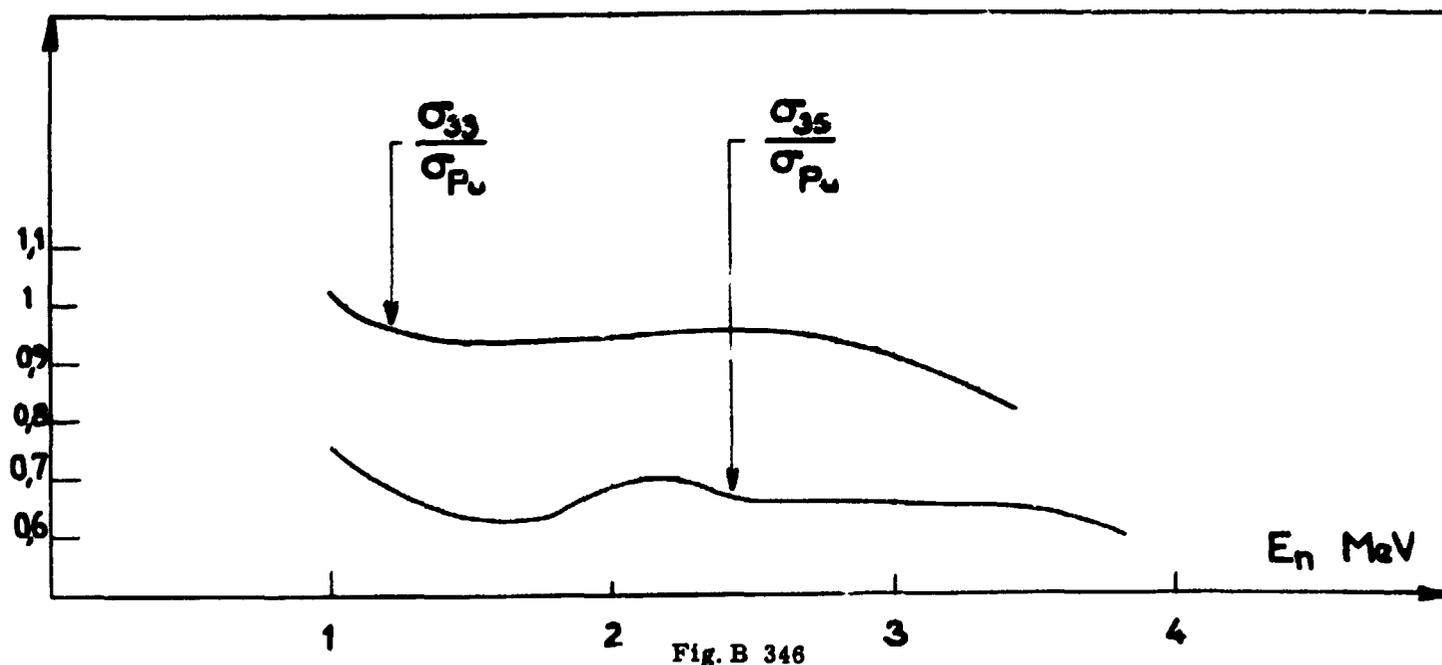


Fig. B 346

Le tableau B 34 résume les valeurs déduites du tracé optimum des courbes.

Tableau B 34

Energie des neutrons keV	σ_{Pu} barns	σ_{33} barns	σ_{35} barns	$\frac{\sigma_{33}}{\sigma_{Pu}}$	$\frac{\sigma_{35}}{\sigma_{Pu}}$
1 000	1,95	1,98	1,47	1,02	0,75
1 100	1,98	1,94	1,42	0,98	0,72
1 200	2	1,92	1,38	0,96	0,69
1 300	2,02	1,90	1,34	0,94	0,66
1 400	2,03	1,90	1,31	0,94	0,65
1 500	2,03	1,90	1,29	0,94	0,64
1 600	2,04	1,90	1,28	0,93	0,63
1 700	2,03	1,89	1,28	0,93	0,63
1 800	2,03	1,89	1,29	0,93	0,64
1 900	2,02	1,89	1,32	0,94	0,65
2 000	2,01	1,89	1,36	0,94	0,68
2 100	2	1,88	1,40	0,94	0,70
2 200	1,99	1,88	1,39	0,94	0,70
2 300	1,98	1,88	1,36	0,95	0,69
2 400	1,97	1,87	1,32	0,95	0,67
2 500	1,95	1,85	1,30	0,95	0,67
2 600	1,93	1,83	1,28	0,95	0,66
2 700	1,92	1,81	1,27	0,94	0,66
2 800	1,91	1,78	1,26	0,93	0,66
2 900	1,90	1,74	1,25	0,92	0,66
3 000	1,89	1,71	1,25	0,90	0,66
3 100	1,88	1,67	1,24	0,89	0,66
3 200	1,88	1,63	1,23	0,87	0,65
3 300	1,87	1,58	1,22	0,85	0,65
3 400	1,86	1,54	1,22	0,83	0,66
3 500	1,87		1,21		0,65
3 600	1,88		1,20		0,64
3 700	1,90		1,19		0,63
3 800	1,92		1,18		0,61

Efficacité du long compteur supposée constante

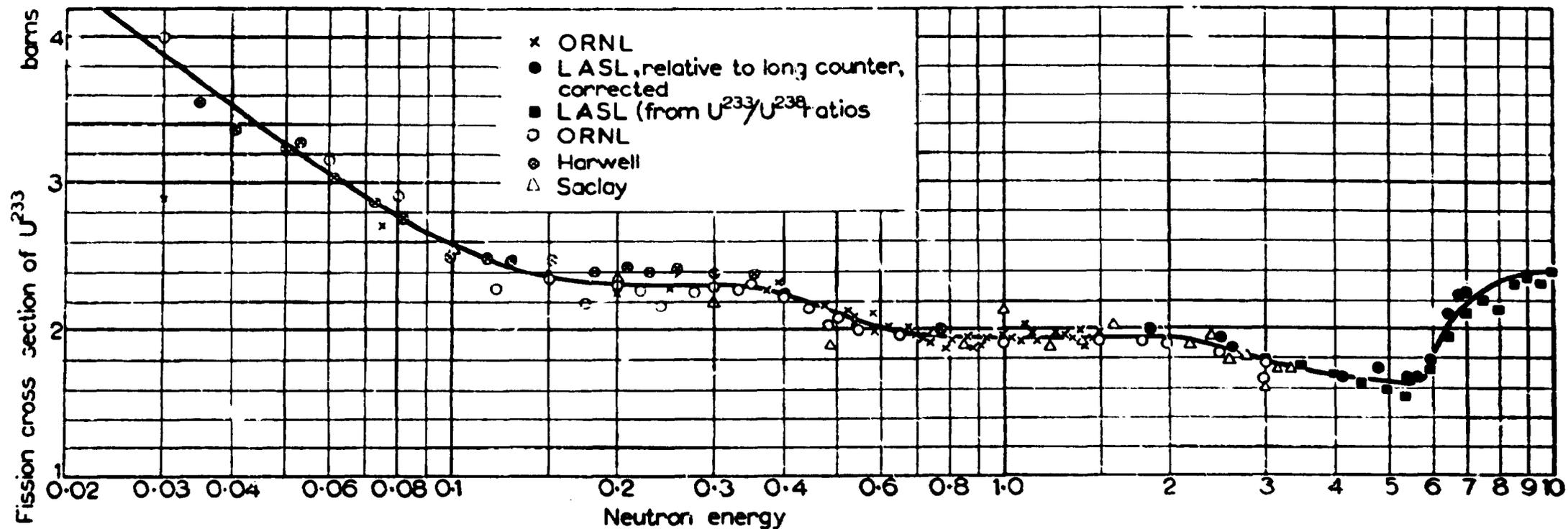


Fig. B 347 - Présentation de Allen et Henkel.

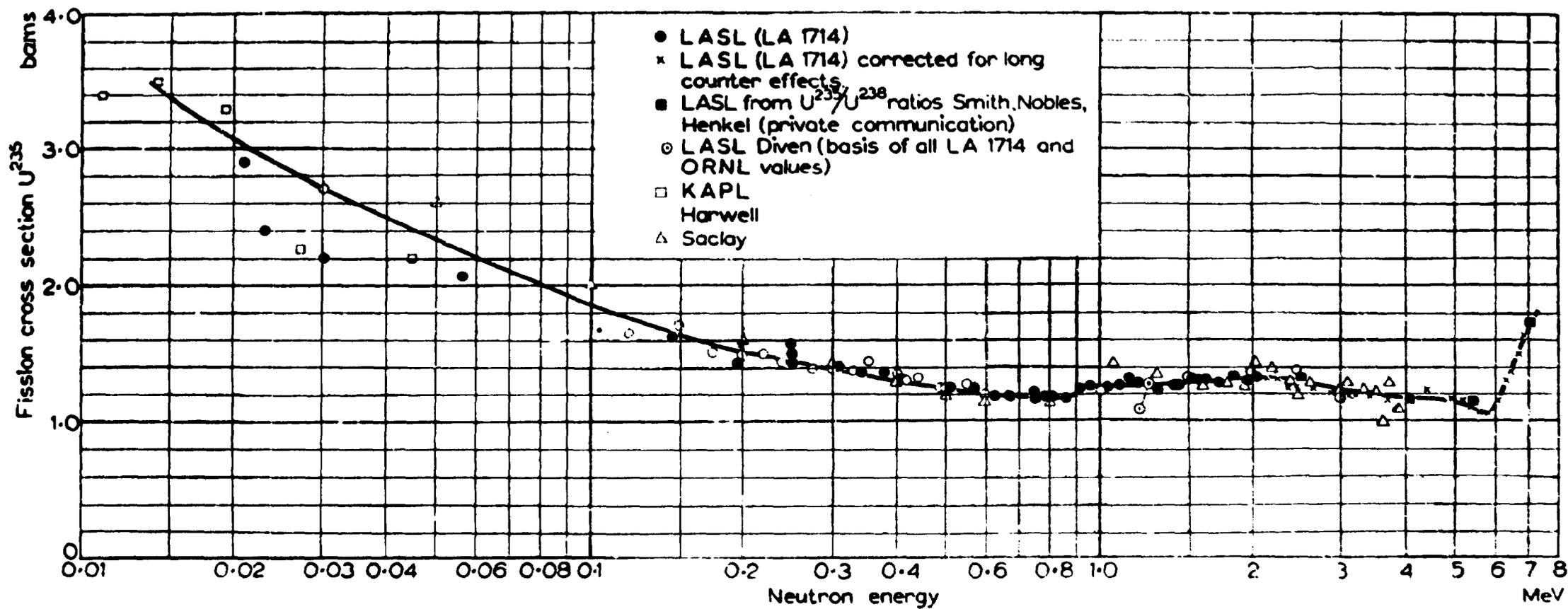


Fig. B 348 - Présentation de Allen et Henkel.

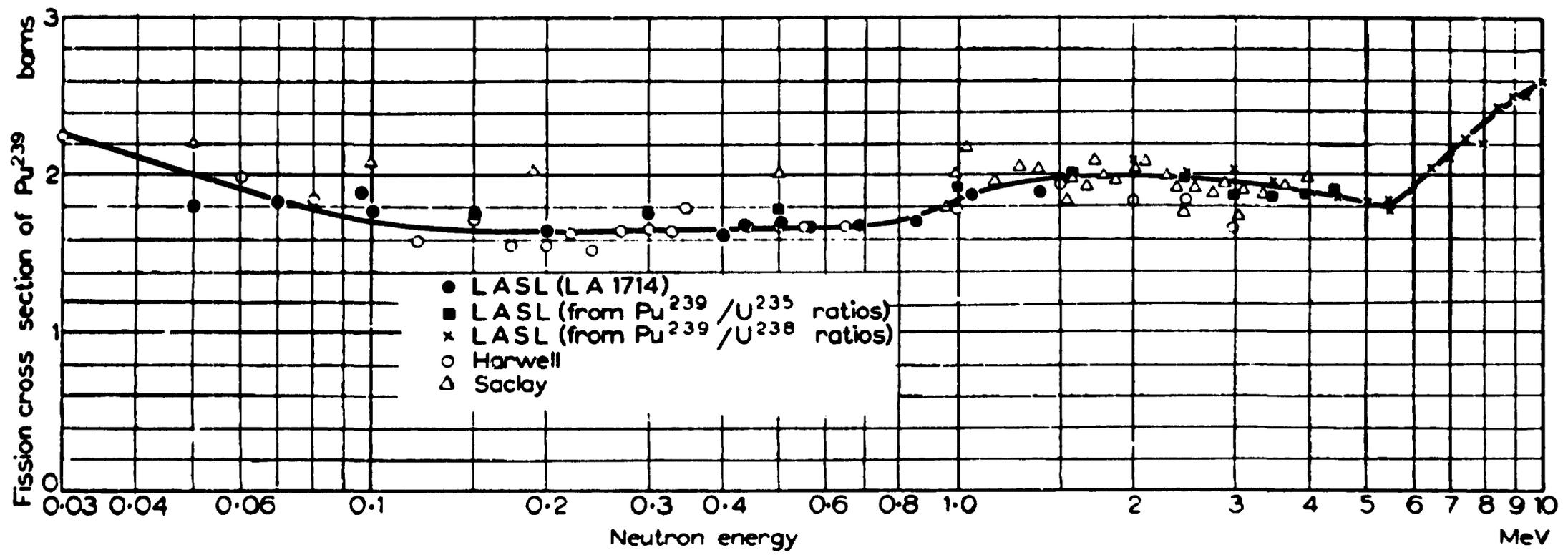


Fig. B 349 - Présentation de Allen et Henkel.

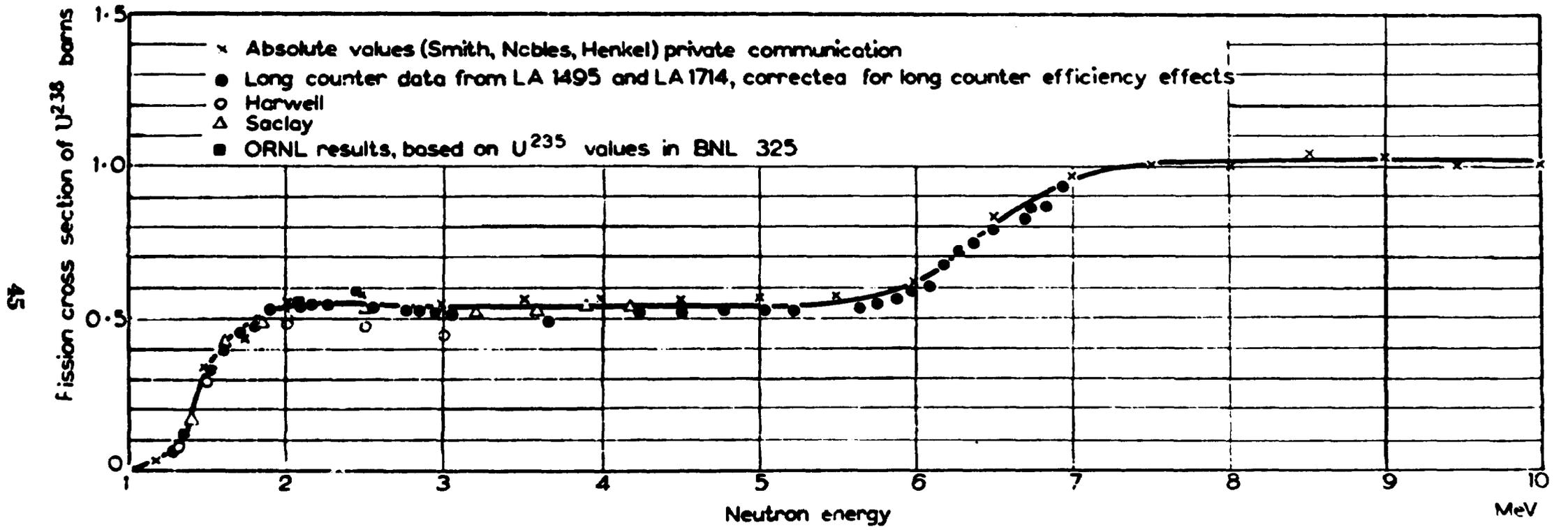


Fig. B 350 - Présentation de Allen et Henkel.

On constate que les courbes représentatives des sections efficaces s'écartent indiscutablement d'un tracé en ligne droite, mais les légères ondulations observées sont difficilement interprétables et certainement pas par des considérations aussi simples que celles applicables en dessous de l'énergie de neutrons d'un MeV. L'accident le plus manifeste concerne ^{235}U au voisinage de 2 MeV.

On trouvera dans l'article d'ensemble de Allen et Henkel (B 323) une comparaison de résultats britanniques, américains et français. L'accord est bon, au-dessus du MeV en tout cas. Les figures B 347, B 348, B 349 et B 350 l'illustrent. Les résultats de Gorlov (B 341) et autres sont également en accord convenable pour la région (en-dessous de 800 keV) qu'ils concernent.

A plus haute énergie, dans une région que nous avons commencé à aborder en produisant les neutrons par des réactions (d, d) dans des expériences que nous avons abandonnées, on observe sur les résultats étrangers une montée de la section efficace de fission, vers les énergies de neutrons supérieures à 5 MeV, qui s'explique par la contribution de la réaction (n, n') c'est-à-dire la fission des noyaux ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu eux-mêmes excités par diffusion inélastique des neutrons.

4. LA FISSION AVEC EMISSION D'UNE PARTICULE DE LONG PARCOURS

4.1. Un processus lié à la scission du noyau : l'émission d'une particule de long parcours. L'émission de particules de long parcours associées à la fission des isotopes de l'uranium et du plutonium, depuis sa découverte pour le noyau composé ^{236}U par Tsien et autres (A 111), et indépendamment par Alvarez (signalé dans (B 412)), avait fait l'objet de nombreux travaux il y a déjà près de dix ans quand W. Whitehouse en donnait la bibliographie dans son article d'ensemble sur la fission (B 413).

Dès ce moment le mécanisme (suggéré en premier par Tsien (B 411)) qui conduit à cette émission semble assez bien expliqué : au moment de la scission il se produit la mise en liberté d'une particule, probablement une particule alpha, dont l'individualité se manifeste à la scission, et celle-ci est ensuite accélérée sous l'influence répulsive du champ coulombien des deux fragments lourds qui s'éloignent l'un de l'autre. Cette description explique la distribution angulaire des particules de long parcours, présentant un pic voisin de 90° par rapport à la direction commune de déplacement des fragments, avec une légère préférence vers le côté où s'éloigne le fragment le plus léger donc le plus rapide.

Tableau B 41

Proportion de fission avec émission de particules de long parcours induite par les neutrons (cf. B 413)

Auteurs, référence	Noyau cible	Types de neutrons	Proportion des longs parcours par rapport aux fissions binaires
Allen et Dewan, B 414	^{239}Pu	de pile	$1/445 \pm 35$
" " "	^{235}U	thermiques	$1/550 \pm 30$
" " "	"	de pile	$1/505 \pm 50$
" " "	^{233}U	de pile	$1/405 \pm 30$
Titterton, B 415	^{235}U	de pile	$1/422 \pm 50$
Green et Livesey, B 416	^{235}U	ralentissement après production au cyclotron	$1/300$ (cf. Tsien et autres)
Farwell, Segré et Wiegand, B 412	^{239}Pu	"	$1/500$
" " "	^{235}U	"	$1/250$
Demers, B 417	^{235}U	ralentissement à partir d'une source Ra - α - Be	$1/250$
Marshall, B 418	^{235}U	thermiques de pile	$1/230$
Fulmer et Cohen, B 421	^{235}U	thermiques de pile	$1/310$

La proportion de cas d'émission de particules de long parcours dans la fission induite par neutrons lents est de l'ordre d'une émission pour quelques centaines de fissions binaires. Le tableau B 41 rassemble des résultats publiés sur ce sujet. Le spectre d'énergie des particules est largement étalé autour d'un maximum à 15 MeV environ.

L'intérêt de ce processus est d'être susceptible éventuellement de traduire certains des caractères du passage du noyau par la scission qui est, nous l'avons dit, le point le moins élucidé de toute la fission.

4.2. Travaux relativement récents sur le sujet : Les problèmes abordés dans divers laboratoires se classent en quelques rubriques générales :

1) Comment l'émission se caractérise-t-elle en fonction de la configuration du noyau au point-seuil et jusqu'à la scission ?

a) Ici se pose la question de la nature de la particule de long parcours. Le travail le plus convaincant a été effectué par Fulmer et Cohen (B 421) qui ont démontré par analyse magnétique la nature des particules émises dans le cas de l'action des neutrons lents sur ^{235}U : il s'agit de particules alpha. Notons cependant que la contribution de tritons d'énergie inférieure à 8 MeV n'est pas exclue par ce travail.

Dans le cas de la fission spontanée de ^{252}Cf , Watson (B 422) a pu préciser la présence de particules alpha avec une distribution en énergie étalée sur une largeur de 15 MeV autour de la valeur moyenne 16 MeV et de tritons avec une distribution en énergie étalée sur une largeur de 8 MeV autour de la valeur moyenne 9 MeV, les proportions respectives étant : 1 particule alpha pour 345 ± 20 fissions et 1 triton pour 4500 ± 900 fissions. On remarquera que Muga et autres (B 423) n'envisagent pour ^{252}Cf que des particules alpha dont le spectre d'énergie a un maximum à 19 ± 1 MeV et une largeur à mi-hauteur de 10 MeV et dont l'abondance est de $1/415$ fissions ($\pm 10\%$) en accord avec un autre résultat de Nobles : $1/450$. Par ailleurs Albenesius a signalé la présence, dans l'uranium irradié des piles de Savannah-River, de tritium qu'il interprète comme provenant de tripartitions du noyau composé ^{236}U à un taux d'une tripartition pour 1 à $2 \cdot 10^4$ fissions ce qui n'est pas incompatible avec le résultat de Watson pour ^{252}Cf .

Admettant qu'il s'agit presque toujours de particules alpha, certains auteurs envisagent l'existence d'un groupement préformé (ou "cluster"). Il ne semble pas que l'on ait jusqu'à présent souligné combien le modèle proposé par Whetstone pour décrire le noyau au point-seuil (fig. A 432) offre un cadre agréable pour loger cette particule alpha préformée (ou éventuellement un triton) dans le col entre les deux fragments.

b) En ce qui concerne la distribution en masse, certains auteurs ont pu suggérer aussi que l'émission des particules de long parcours était toujours associée à un mode défini de fission, en l'espèce la fission symétrique. L'expérience leur donne tort. Les distributions en énergie observées sont grossièrement analogues à celles de la fission binaire et incompatibles avec des distributions en masse très différentes de celles de la fission binaire. Notamment Mostovoi et autres (B 425) pensent que l'asymétrie des fragments semble plus prononcée que dans la fission binaire, avec des résultats analogues à ceux obtenus par Dmitriev et autres (B 426). Cependant Muga et autres (B 423) estiment qu'il y aurait plutôt dans le cas de ^{252}Cf qu'ils étudient, comme dans celui de ^{235}U bombardé par des neutrons, pour lequel ils regroupent divers anciens travaux, une tendance à un peu plus de symétrie dans la distribution en masse.

c) L'état d'excitation des fragments est aussi une source d'informations. Mostovoi et autres (B 425) déduisent de leurs mesures un chiffre en bon accord avec la détermination expérimentale d'Apalin et autres (B 428) : le nombre moyen de neutrons produits dans la fission induite dans ^{235}U sous l'action des neutrons lents est réduit à $\bar{\nu} = 1,77 \pm 0,09$, ce qui, même compte tenu de la valeur de l'énergie de liaison d'un neutron, plus faible pour des fragments relativement plus riches en neutrons que dans la fission binaire du fait de la soustraction d'une particule alpha, conduit à une diminution de l'énergie d'excitation de l'ensemble des deux fragments de 4 à 5 MeV par rapport à la fission binaire. Peut-être cela signifie-t-il que la déformation était déjà moins grande lors de la scission. Il vaut la peine d'être précisé que ce chiffre obtenu par Apalin s'avère être le même que l'on retienne toutes les particules alpha d'énergie supérieure à 9 MeV ou seulement celles d'énergie supérieure à 22 MeV.

Là encore on remarquera qu'en suivant le modèle simpliste de Whetstone, si l'on soustrait une portion du col qui constitue la particule de long parcours, les débris du col entraînés par les fragments sont moins volumineux, et la déformation de chaque fragment est moins grande. Dans

cette description naïve on peut imaginer que la scission se fasse simultanément en deux points du col, de part et d'autre d'une particule alpha.

2) L'émission dépend-elle du degré d'excitation du noyau qui subit la fission ? On peut penser que si le noyau est trop excité, l'existence d'une particule alpha préformée sera moins facilement préservée. Dans ce cas l'émission de particules de long parcours serait favorisée dans la fission spontanée. Les taux de tripartition mesurés pour ^{252}Cf par divers auteurs (B 422, B 423, B 427) sont du même ordre que ceux obtenus pour des noyaux du type du noyau composé ^{236}U excité du montant de l'énergie de liaison d'un neutron. Il serait abusif d'en conclure quelque chose, les noyaux étant différents.

Une comparaison valable annoncée à la première Conférence de Genève (1955) au cours de la discussion de la séance 7A, a été effectuée par T. Mostovaia (B 429) en ce qui concerne ^{240}Pu : le taux d'émission de particules de long parcours serait dans la fission spontanée $1,6 \pm 0,15$ fois le taux observé lorsque le noyau est formé par action des neutrons lents sur ^{239}Pu .

4.3. Cas de la fission induite par des neutrons rapides. En augmentant au contraire l'énergie d'excitation, ce qui est le cas si on bombarde un noyau fissile par des neutrons rapides, on s'attend également à une diminution de la fréquence relative des tripartitions. Mais de quel ordre est cet affaiblissement ?

Tsien (B 431) n'a pas réussi à observer une proportion notable de tripartitions avec émission de particules de long parcours lors de l'action de neutrons produits par la réaction $\text{Be}(d, n)$ sur ^{238}U ou ^{232}Th . Il en conclut à un taux extrêmement affaibli. Les résultats expérimentaux de Titterton (B 432) obtenus avec des neutrons de 2,5 MeV ne sont pas en accord : 8 particules de long parcours sont observées pour 12 000 fissions dans l'uranium et 7 pour 14 000 fissions dans le thorium. Il y a bien un affaiblissement, mais pas d'un ordre de grandeur. En ce qui concerne les neutrons intermédiaires, on peut penser aussi que la nature du niveau excité du noyau qui subit la fission a une certaine influence. Déjà en 1950 Allen et Dewan (B 414) suggèrent que les variations dans les taux de fréquence déterminés avec des spectres étendus de neutrons lents par divers auteurs s'expliquent par des différences dans ce spectre d'énergie des neutrons.

L'opinion générale des auteurs est alors qu'il serait bien intéressant de faire des mesures plus précises dans ces domaines. Cela n'explique pas pourquoi pendant plusieurs années le sujet a été abandonné : sans doute du fait des difficultés rencontrées avec les techniques de l'époque.

Il a été abordé à nouveau dans la région des neutrons lents agissant sur ^{235}U par Auclair (B 433) à Saclay sans qu'une conclusion définitive ne se dégage.

4.4. Objet du présent travail. La question principale posée est de savoir si la probabilité de tripartition, pour un nombre global de fissions constant, change d'ordre de grandeur lorsqu'on passe des neutrons lents aux neutrons rapides, ou non.

Deux explications extrêmes sont possibles :

- ou bien la probabilité relative d'émission d'une troisième particule de long parcours diminue lorsque l'énergie des neutrons augmente, ce qui correspond, pour un noyau donné, à l'augmentation de l'énergie d'excitation du noyau déformé ; c'est l'opinion généralement admise.

- ou bien cette probabilité dépend de la catégorie de noyaux considérée : elle est plus forte lorsque le noyau qui subit la fission est pair-pair (cas de ^{238}U , ^{236}U , ^{240}Pu) que dans le cas contraire de ^{239}U ; c'est ce que nos expériences indiquent.

Elles ont été effectuées à Saclay au cours des années 1957 et 1958 et présentées partiellement à la deuxième Conférence de Genève (1958) (B 441). Elles visent à déterminer la variation de la section efficace de la fission avec émission de particules de long parcours provoquée dans ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U et ^{239}Pu par l'action de neutrons de diverses énergies, mesurée relativement à la section efficace de fission globale, en fonction de l'énergie des neutrons, de façon à raccorder les résultats actuellement connus dans la région des neutrons thermiques et dans celle des neutrons de quelques MeV.

5. METHODES EXPERIMENTALES

5.1. Production des neutrons. Les neutrons utilisés sont de diverses origines :

1) Les neutrons thermiques monocinétiques sont ceux d'une raie située à $1,5 \cdot 10^{-2}$ eV produite par le spectromètre à cristal installé à la pile EL 2 utilisé grâce à la complaisance de MM. Joly et Genin.

2) Les neutrons de pile utilisés dans la méthode des émulsions nucléaires sont ceux du faisceau sortant du réflecteur en graphite de la pile à eau lourde ZOE. De plus un faisceau intense de la pile à eau lourde EL 3 assure la référence nécessaire en neutrons de pile et en neutrons thermiques (par différence de cadmium) pour les mesures mettant en œuvre des compteurs.

3) Les neutrons rapides sont produits à l'aide de l'accélérateur Van de Graaff de Saclay par la réaction $T(p, n)$. On repère leur énergie moyenne E_n autour de laquelle, compte tenu des ouvertures angulaires pratiquées, l'écart d'énergie extrême est + 10 keV et - 15 keV.

5.2. Mesures à l'aide d'émulsions nucléaires. Principe de la méthode. Cette méthode a été essentiellement mise en œuvre par Mmes Faraggi et Garin-Bonnet. On cherche à enregistrer dans une émulsion nucléaire les traces des particules alpha de long parcours émises lors de la fission d'un matériau déposé au voisinage de l'émulsion, sans que pénètrent dans l'émulsion les trajectoires des fragments de fission ou des particules alpha de radioactivité naturelle. On interpose à cet effet entre la matière fissile et l'émulsion un écran d'épaisseur convenable.

On trouve dans l'émulsion non seulement les traces des particules alpha de long parcours, mais aussi celles des protons de recul provenant :

- des neutrons rapides primaires
- des neutrons rapides produits dans la fission

et le cas échéant, les traces des protons produits par la réaction $^{14}N(n, p)^{14}C$ des neutrons sur l'azote contenu dans la gélatine.

A l'aide d'un développement approprié, on distingue les traces des particules alpha de celles des protons. Parmi ces dernières, on choisit les traces de grande longueur provenant des neutrons rapides produits dans la fission, qui assurent, pourvu que l'on connaisse la variation avec l'énergie du nombre moyen de neutrons émis dans la fission (B 521), une mesure relative du taux de fission globale.

On obtient ainsi, par le rapport des fréquences des traces de particules alpha de long parcours et des traces sélectionnées de protons, une mesure relative du taux de fréquence des tripartitions.

5.3. Dispositif expérimental pour la méthode des émulsions nucléaires. Il est schématisé sur la figure B 53.

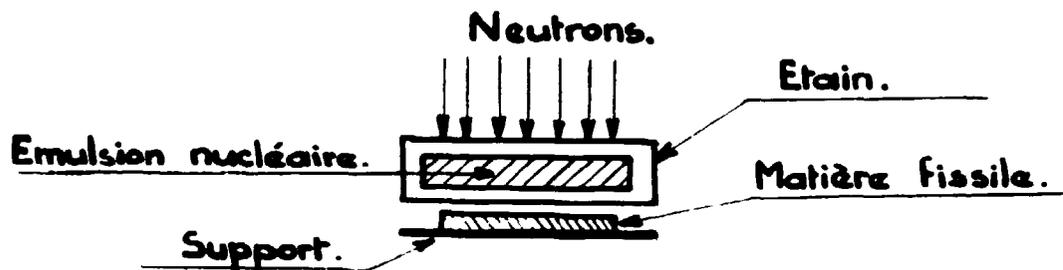


Fig. B 53 - Dispositif expérimental utilisé dans la méthode des émulsions nucléaires.

Les dépôts de matière fissile sont constitués d'environ 50 mg de matériau répartis sur 6 cm^2 d'une feuille d'acier inoxydable.

L'écran chargé d'arrêter les particules alpha de radioactivité naturelle et les fragments de fission est, à l'image de ce qui est fait pour certaines mesures à la chambre d'ionisation (Mostovoi, communication privée), une feuille d'étain de 30 microns d'épaisseur (épaisseur choisie compte tenu de la présence dans des échantillons anciens de particules alpha très énergiques).

L'émulsion nucléaire, du type Ilford C2, de 100 microns d'épaisseur, est enveloppée dans l'étain qui la protège en même temps de la lumière.

Le faisceau de neutrons pénètre dans l'émulsion par le verre et la traverse avant d'atteindre la matière fissile. Cette disposition empêche la production de fissions sous l'action de neutrons diffusés et revenant vers l'arrière donc ayant perdu beaucoup d'énergie.

Dans le cas des mesures par neutrons rapides, avec l'accélérateur Van de Graaff, l'ensemble de l'émulsion et du dépôt de matière fissile accolés est placé dans un étui en cadmium dont le rôle est d'exclure les fissions induites par des neutrons thermiques parasites mais qui se trouve en même temps réduire le voile dû aux rayons X ambiants.

Dans les mesures effectuées à l'accélérateur Van de Graaff le cadmium ne protège que des neutrons thermiques venus de l'extérieur. Le risque subsiste d'obtenir des fissions induites par les neutrons rendus thermiques par chocs dans l'émulsion, et pour lesquels la section efficace de fission globale est plusieurs centaines de fois supérieure à celle relative aux neutrons primaires.

Mais la situation relative de l'émulsion et de la matière fissile par rapport à la direction des neutrons primaires incidents interdit que ces neutrons thermiques puissent provenir d'un seul choc sur l'hydrogène. L'effet qui peut subsister serait celui de neutrons ayant subi plusieurs chocs de diffusion ; on voit, compte tenu de l'épaisseur de l'émulsion, qu'il est négligeable.

5. 4. Etude des traces enregistrées dans l'émulsion. Le développement des émulsions est celui utilisé de façon générale pour les émulsions irradiées à la pile par Mmes H. Faraggi et A. Garin-Bonnet (B 541, B 542).

On trouve dans les émulsions :

- a) des traces de particules alpha de long parcours dirigées de la surface vers le fond.
- b) des traces de protons de recul provenant de la traversée des neutrons rapides primaires produits avec l'accélérateur Van de Graaff. Ces protons ont une énergie maximum égale à l'énergie E_n des neutrons rapides et les traces les plus longues sont dirigées dans la plaque du fond vers la surface. D'une façon générale, il n'y a pas de traces de protons de cette espèce dirigées de la surface vers le fond.
- c) des traces de protons de recul provenant de la traversée dans l'émulsion de neutrons rapides secondaires issus des fissions dans le dépôt.

La probabilité de trouver de telles traces est faible pour toutes les trajectoires de neutrons de fission sauf celles dont la direction est presque contenue dans le plan de l'émulsion ; les plus longues des traces seront d'ailleurs dirigées vers l'avant de ces trajectoires. Au total les traces les plus longues de ce type seront presque toutes quasi parallèles à la surface de l'émulsion. Notons qu'il est possible d'avoir là des traces dirigées aussi bien vers le fond que vers la surface. Mais si l'on sélectionne les traces les plus longues et faisant un angle petit avec le plan de l'émulsion, on peut assez facilement les distinguer, même en présence d'un fond intense de traces de protons provenant des neutrons primaires. La sélection devra de préférence retenir les traces de longueur supérieure à celles des protons d'énergie E_n , ce qui laisse encore un nombre suffisant d'événements tant que E_n est inférieure à 3 ou 4 MeV. Elle est facilitée par le fait que les trajectoires situées dans le plan de l'émulsion sont à 90° de la direction d'incidence des neutrons primaires et sont donc relativement courtes si elles proviennent des neutrons primaires.

d) des traces de protons produits par la réaction (n, p) sur l'azote dont l'importance n'est notable que pour les neutrons thermiques, et qui sont au demeurant assez courtes pour ne pas être plus gênantes que les traces des protons provenant des neutrons primaires dans les mesures à 700 keV par exemple.

Pour s'assurer de l'origine des traces, on effectue les contrôles suivants :

- le dispositif est laissé accolé une journée, sans irradiation par neutrons,
- le dispositif dans lequel on a remplacé le dépôt épais de matière fissile par un support sans dépôt (ou avec très faible dépôt) est irradié par les neutrons.

On doit noter que si l'on prolongeait trop longtemps le premier contrôle, on obtiendrait en fait une estimation de la proportion des émissions de particules de long parcours dans la fission spontanée, rapportée au taux global d'émission de neutrons lors de la fission spontanée.

Ces contrôles démontrent que les traces retenues sont effectivement valables. On compte alors suivant les critères de sélection convenables :

- N_a traces de particules de long parcours
- N_p traces de protons de recul projetés par les neutrons de fission.

Si σ_t est la section efficace de fission avec émission de particules de long parcours,
 σ_b est la section efficace de fission sans émission de particules de long parcours,
 $\sigma_f = \sigma_t + \sigma_b$, la section efficace de fission globale,
 ν_t le nombre moyen de neutrons émis dans la fission avec émission de particules de long parcours,
 ν_b le nombre moyen de neutrons émis dans la fission sans émission de particules de long parcours,
 ν le nombre moyen de neutrons émis dans la fission globale,

$$\nu \sigma_f = \nu_t \sigma_t + \nu_b \sigma_b.$$

On a :

$$\frac{N_a}{N_p} = K \frac{\sigma_t}{\nu \sigma_f} \approx K \frac{\sigma_t}{\nu_b \sigma_b} ; \frac{\sigma_t}{\sigma_f} = \frac{N_a}{N_p} \frac{\nu}{K}$$

La constante K ne varie pas en première approximation avec l'énergie des neutrons. Cela revient à dire que l'on néglige, lorsque l'énergie des neutrons change :

- la variation du spectre d'énergie des neutrons émis lors de la fission,
- la variation de la corrélation angulaire entre les neutrons émis lors de la fission et les particules de long parcours.

De la mesure de N_a et de N_p et de la connaissance d'une loi grossièrement linéaire de variation de ν avec l'énergie des neutrons provoquant la fission, on tire la valeur relative de σ_t/σ_f en fonction de E_n . On choisit K de façon à normaliser à l'unité la valeur de σ_t/σ_f pour les neutrons thermiques.

Cependant, dans le cas de ^{238}U , on utilise un dépôt en uranium naturel, et on se sert, pour éliminer la constante K, des résultats obtenus avec des neutrons de pile, grâce à la teneur en ^{235}U de l'uranium naturel, résultats comparés à ceux obtenus avec un dépôt d'uranium enrichi à 45,7 % de ^{235}U et normalisés à la valeur de 1/310 (B 421).

On peut ainsi, en supposant que la constante K soit sensiblement la même pour ^{235}U que pour ^{238}U dans le dépôt, obtenir une évaluation de σ_t/σ_f pour ^{238}U à 2 MeV.

Les résultats sont malheureusement affectés d'une mauvaise statistique, résultant de la grande durée du dépouillement des émulsions. Citons par exemple les chiffres suivants pour quelques plaques :

nombre de protons	449	255	216
nombre de traces α	179	122	84

5.5. Mesure par une méthode de coïncidences. Dispositif expérimental. La deuxième méthode, mise en œuvre par MM. Julien, Corge et Turkiewicz, utilise, pour déterminer le rapport du nombre de fissions ternaires à celui des fissions binaires, un dispositif à coïncidences qui permet de détecter simultanément la particule de long parcours et un des fragments de fission corrélatifs.

Les dispositifs expérimentaux représentés schématiquement sur les figures B 55 a) et b) comportent une chambre à fission ouverte sur un compteur proportionnel. La pression de remplissage de l'ensemble est de deux atmosphères d'argon additionné de 1 pour cent de CO_2 . Cette pression, eu égard aux dimensions du compteur, assure une perte d'énergie de la particule ternaire prati-

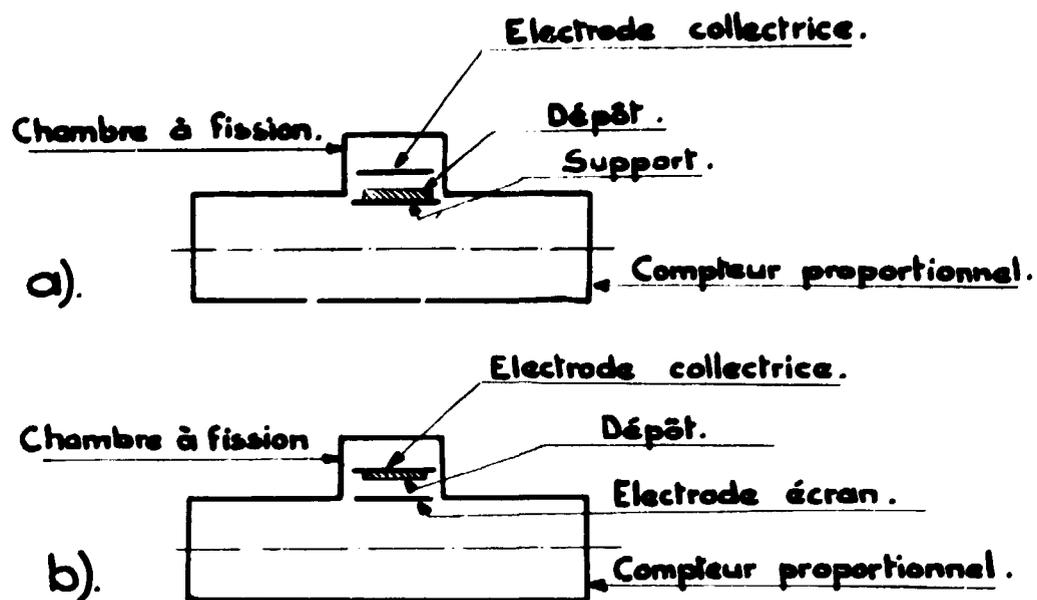


Fig. B 55 - Dispositifs expérimentaux utilisés dans la méthode de coïncidences.

quement totale tout en n'imposant pas une valeur inacceptable du rapprochement des électrodes de la chambre à fission nécessaire pour que le nombre des impulsions dues aux empilements alpha d'ordre élevé soit négligeable par rapport au nombre d'impulsions de fission. Un amplificateur de 10 mégacycles permet d'abaisser cet ordre au maximum. Le point de fonctionnement choisi dans les conditions décrites ci-dessus se situe, malgré la quantité de matière fissile utilisée, sur un palier pour une valeur de E/p d'un volt.cm/mm de mercure. Le dépôt de matière fissile de forme circulaire est déposé sur un support d'aluminium dont l'épaisseur de 30μ suffit dans le cas de la figure a) à empêcher les particules alpha de radioactivité naturelle de pénétrer dans le volume sensible du compteur, tout en laissant passer les particules de long parcours dont l'énergie est suffisamment grande.

Le compteur proportionnel équipé d'un fil de $3/100$ de mm de diamètre fonctionne avec un coefficient de multiplication de 15 pour une tension appliquée de 1500 V. Dans ces conditions sa résolution pour un dépôt mince de ^{239}Pu d'une intensité correspondant à 6000 coups par minute, est de 8 pour cent. D'autre part, si on fait varier la tension appliquée dans les limites d'un intervalle de 300 V autour du point d'opération choisi, toutes choses restant égales par ailleurs, on constate que le nombre de coïncidences reste pratiquement constant dans ce domaine.

Pour avoir une précision suffisante, il est indispensable, compte tenu du faible taux de comptage des coïncidences, de faire des mesures de longue durée et, par conséquent, d'éliminer toute cause d'erreur extérieure. Dans ce but l'alimentation en haute tension des appareils de détection est assurée par une batterie de piles et, parallèlement aux circuits électroniques classiques, on utilise des circuits électroniques à transistors. Les dispositifs classiques à coïncidences furent conçus et réalisés par M. J. Moisset, les dispositifs à transistors par MM. Fiehrer, Michau et Mullié. On utilise en général un temps de résolution de 5 microsecondes pour effectuer les coïncidences, avec un retard réglable pour l'ouverture de cette porte en temps.

Pour des neutrons d'énergie de 300 keV et pour le ^{239}Pu on enregistre en moyenne une coïncidence par 3000 fissions. Il faut tenir compte de l'angle solide Ω sous lequel le dépôt fissile voit le volume sensible du compteur susceptible de permettre un parcours suffisant. Dans les conditions expérimentales utilisées on peut estimer avoir en moyenne une particule de long parcours toutes les 1500 fissions.

Pour l'uranium-233 et pour des neutrons de même énergie, cette proportion est légèrement inférieure.

On peut s'attendre à un glissement vers les énergies plus faibles pour les impulsions dues aux fragments de fission produits au cours d'une fission ternaire par rapport à celles des fragments produits au cours d'une fission binaire. Ceci entraîne une efficacité de la chambre différente

pour les premiers. Cependant, lorsque la chaîne de détection ternaire est propre, on peut avoir une limite supérieure, peut-être exagérée, de l'erreur introduite par cette différence. Elle n'excède pas 2 à 3 %. Pour la réduire au minimum, il est souhaitable de se placer dans des conditions de discrimination telles que le point de fonctionnement de la chambre se situe bien sur un plateau.

Pour donner un exemple des taux de comptage, citons une mesure effectuée sur ^{235}U durant 25 800 secondes, où ont été comptées 125 coïncidences dont 8 fortuites pour 772 000 fissions et une mesure sur ^{233}U durant 44 000 secondes, où ont été comptées 153 coïncidences dont 37 fortuites pour 600 000 fissions.

6. RESULTATS ET CONCLUSIONS

6.1. Résultats obtenus à Saclay. La méthode des émulsions nucléaires présente l'intérêt d'exclure pratiquement tout appareillage. Le fait qu'elle donne des résultats peu précis mais compatibles avec la méthode des coïncidences suffit à renforcer la confiance en cette dernière méthode.

Les résultats les plus analysables sont évidemment ceux de la méthode des coïncidences. Ils sont donnés dans le tableau B 611 pour la partie du travail présentée à la Conférence de Genève (1958). La normalisation pour ^{238}U a été effectuée en comparant, dans le même montage de coïncidences, avec la même énergie de 2,5 MeV de neutrons, un échantillon d'uranium naturel et un échantillon analogue d'uranium enrichi contenant 45,7 % de noyaux de ^{235}U . Le résultat concernant l'uranium naturel a été corrigé de la contribution due au 1/140 de ^{235}U qu'il contient. Les erreurs indiquées correspondent à la probabilité de 84 % que le résultat soit dans les limites d'erreur.

Tableau B 611

E_n keV \ C_c / σ_f	^{233}U	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu
thermique	1	1		1
pile	$0,97 \pm 0,08$			$0,975 \pm 0,07$
330	$1,23 \pm 0,12$	$1 \pm 0,13$		$1,05 \pm 0,10$
690	$0,93 \pm 0,10$			$0,90 \pm 0,10$
1165	$0,89 \pm 0,10$	$0,82 \pm 0,09$		
1990	$1,05 \pm 0,15$			$1,075 \pm 0,27$
2500		$1,29 \pm 0,18$	$0,29 \pm 0,06$	

On fait deux constatations essentielles :

1) La probabilité relative de tripartition de ^{238}U est beaucoup plus faible que celle de ^{235}U . Ainsi c'est bien le type de noyau subissant la fission qui est en cause : le taux de tripartition reste à peu près constant de 0 à 2 MeV d'énergie de neutrons pour les noyaux composés pairs-pairs.

2) Le seul accident significatif se produit vers 330 keV pour la fission induite dans ^{233}U . Cela s'explique sans doute par une variation du taux de tripartition lorsqu'on passe par la valeur d'énergie qui correspond à un niveau collectif d'excitation du noyau déformé. L'énergie de 330 keV avait été spécialement choisie pour rechercher un effet qui accompagnerait l'ondulation caractéristique observée dans la courbe donnant la section efficace de fission de ^{233}U (fig. B 317). Le résultat indique la possibilité d'obtenir par l'étude de l'émission des particules de long parcours des renseignements sur le noyau au point-seuil.

Pour confirmer cet aspect, des mesures ont été reprises et ont donné les résultats rassemblés dans le tableau B 612.

L'allure est confirmée mais il apparaît que les mesures sont trop longues pour parvenir à une meilleure précision statistique : à chaque énergie on a compté plus de 3 millions de fissions !

Tableau B 612

E_n (keV)	σ_t/σ_f normalisé pour ^{235}U
385	$0,99 \pm 0,08$
265	$1,20 \pm 0,12$
215	$1,00 \pm 0,08$

Il reste à poursuivre ces travaux avec une technique beaucoup plus efficace. Les compteurs à scintillations dans les gaz que nous mettons actuellement au point au laboratoire le permettront sans doute dans un avenir pas trop éloigné. Leur très court temps de résolution assurera en effet une meilleure discrimination des empilements et aussi augmentera beaucoup la quantité de matière fissile que l'on peut introduire dans le compteur.

6.2. Autres résultats. Le travail plus récent de Solovieva (B 621) effectué avec des émulsions nucléaires, pour des neutrons de 2,5 MeV bombardant ^{235}U et ^{238}U est en contradiction avec le nôtre en ce sens que le taux de tripartition pour ^{238}U est trouvé plus élevé. Mais la précision statistique est très inférieure à la nôtre (50 traces de long parcours seulement sont comptées).

A plus haute énergie, Perfilov et Solovieva (B 622) ont trouvé, pour des neutrons de 14 MeV tombant sur de l'uranium naturel, des résultats qui ne sont pas incompatibles avec les nôtres si on tient compte de l'analyse suivante : le taux de tripartition est à évaluer en trois parts :

- l'une provient de la fission de ^{239}U après réaction (n, f) : taux faible,
- l'autre provient de la fission de ^{238}U après réaction (n, n'f) : taux fort,
- la troisième provient de la fission de ^{237}U après réaction (n, n''f) : taux faible.

On remarquera l'intérêt que présenteraient des expériences permettant de suivre dans la région de 5 à 6 MeV d'énergie de neutrons l'apparition de la réaction (n, n'f) qui dans le cas de ^{238}U bombardé par les neutrons se traduirait par une augmentation sensible de la fréquence des tripartitions.

C - ÉTUDE DE CERTAINS RAYONNEMENTS GAMMA LIÉS A LA FISSION

1. SPECTRE DU RAYONNEMENT GAMMA ASSOCIÉ INSTANTANÉMENT A LA FISSION

1.1. Spectres connus. On conçoit tout l'intérêt de la connaissance du spectre des rayonnements gamma émis dans le processus même de fission pour la description de l'état d'excitation des fragments.

Les meilleurs résultats sont l'œuvre de Maienschein et autres (C 111). Le spectre d'énergie des rayonnements gamma émis moins de $5 \cdot 10^{-8}$ seconde après la fission induite dans ^{235}U par des neutrons lents est représenté sur la figure C 11. On remarque que même dans ce travail remarquable la résolution en énergie est loin de suffire pour bien nous renseigner sur les composantes de haute énergie.

Des mesures effectuées pour la fission spontanée de ^{252}Cf (C 112) donnent un spectre très analogue. Elles n'ont pas donné de différence significative entre les spectres d'énergie correspondant à divers modes de division en masse. Cependant un effet est perceptible lorsqu'on étudie les coïncidences avec chaque fragment séparément (C 113). Cela traduit l'excitation plus ou moins grande du fragment.

1.2. Problèmes posés par ces données. Maintes constatations restent inexplicables. Compte tenu de la faculté d'évaporer des neutrons, l'ensemble des deux fragments ne devrait demeurer qu'à un niveau d'excitation de 4 à 5 MeV ; or il apparaît que l'énergie dissipée en moyenne en rayonnements gamma est de 7 à 8 MeV par fission.

Par ailleurs la forme du spectre montre que moins de 2 % des photons ont des énergies supérieures à 2 MeV. Cela rend difficile une explication fondée sur une situation privilégiée de l'émission de rayonnements gamma en compétition avec l'émission de neutrons.

Diverses suggestions ont été formulées (A 127), de même que pour expliquer la multiplicité des rayonnements gamma, mais rien n'est clair sur le sujet.

On conçoit en tout cas l'intérêt de mesures d'une précision accrue, d'où l'idée d'effectuer des expériences de spectrométrie fine sur un échantillon de ^{235}U irradié dans l'intérieur même d'une pile atomique. C'est ce qu'ont fait (A 131) Bartholomew et Campion.

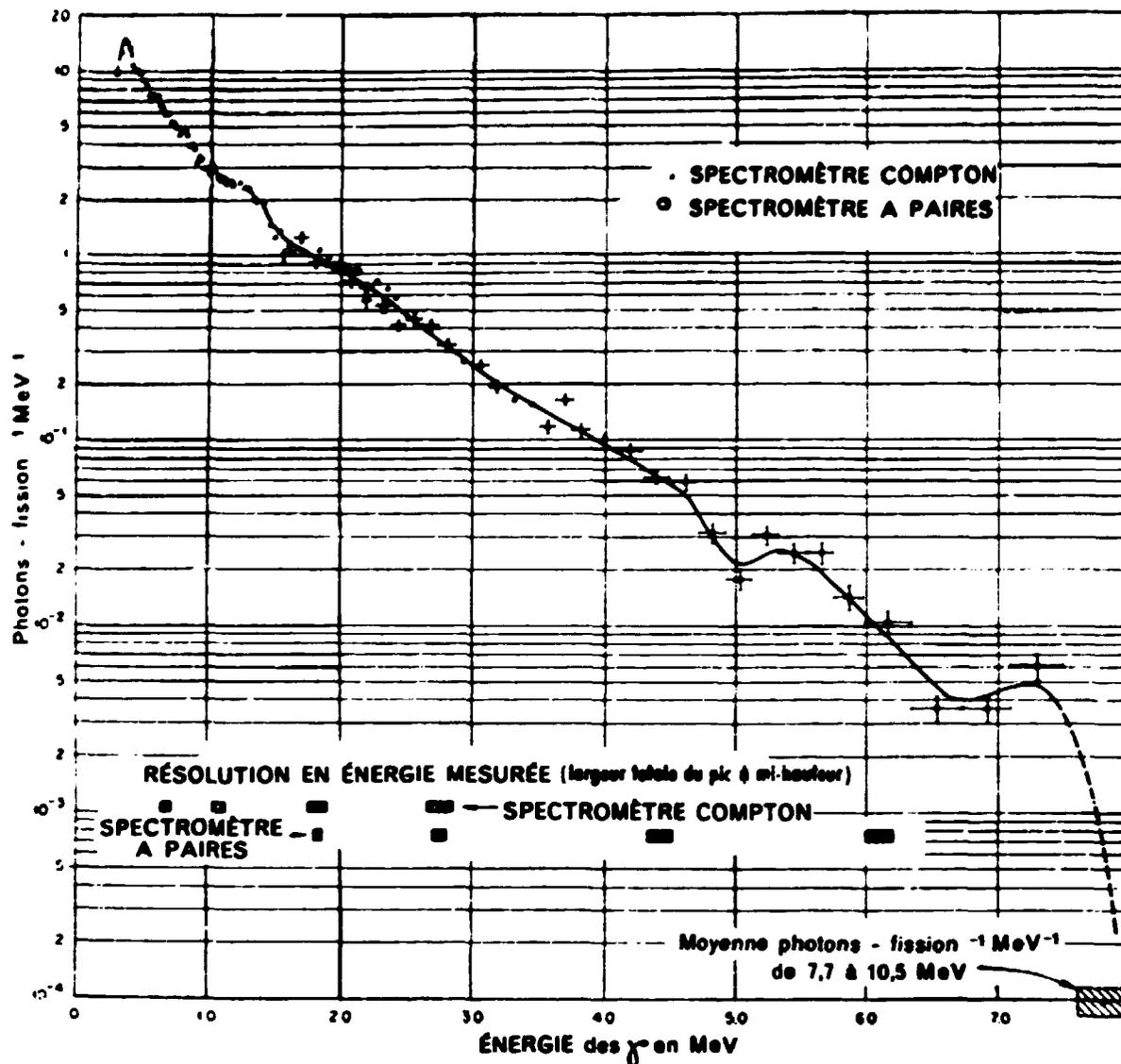


Fig. C 11

2. RAYONNEMENTS GAMMA LIES A L'ABSORPTION DES NEUTRONS LENTS DANS ^{235}U

2.1. Origine de ces rayonnements. Lors de la capture d'un neutron lent, il peut y avoir :

- 1) capture radiative, d'où émission d'un spectre de rayonnements gamma ;
- 2) fission nucléaire, d'où un autre spectre de photons émis *instantanément*, suivi de tous les rayonnements *différés* émis par les produits au cours de leur radioactivité.

Si l'on s'intéresse aux rayonnements de relativement haute énergie (au-dessus de 3 MeV), on constate (C 211, C 212) qu'il n'y en a pas tellement qui proviennent de radioactivités de produits de fission. Ce sont surtout des rayonnements émis par les produits de fission situés un peu au-dessus de la couche à 50 neutrons.

La méthode d'irradiation (L 131) ne permet pas de discriminer entre ces diverses origines.

2.2. Observations de Bartholomew et Campion. Or Bartholomew et Campion ont mis récemment en évidence la présence dans le spectre de rayonnements gamma émis par un échantillon de ^{235}U soumis à l'action des neutrons d'une pile atomique, d'une composante anormalement intense à l'énergie de 4,49 MeV. Ces mesures sont effectuées avec un pouvoir de résolution élevé. Les auteurs attribuent le rayonnement de 4,49 MeV observé à la radioactivité de ^{90}Rb , tout en n'obser-

vant pas dans les mêmes proportions les autres rayonnements de ^{90}Rb et ^{81}Br à des énergies différentes : 3,4 - 4,1 - 5,3 - 5,4 MeV. Ils n'envisagent pas l'éventuelle superposition du rayonnement de ^{90}Rb avec une composante intense du spectre donné par la capture radiative, ce dernier étant selon leur remarque, peu probablement responsable de la totalité de l'effet.

3. EXPERIENCE EFFECTUEE A SACLAY PAR LA METHODE DE TEMPS-DE-VOL

3.1. Méthode d'analyse. Pour mettre à l'épreuve l'interprétation précédente, nous avons essayé d'étudier les rayonnements gamma émis lors de l'absorption dans ^{235}U des neutrons sélectionnés par temps-de-vol à l'accélérateur linéaire de Saclay. Les mesures analogues à celles poursuivies sur les matériaux non fissiles (C 311) ne permettent qu'une sélection relativement grossière de l'énergie des rayonnements gamma mais elles donnent la possibilité d'obtenir des pics de résonances, les uns relatifs à des niveaux où la fission est au moins aussi intense que la capture radiative (résonances produites par des neutrons d'énergie 8,79 eV ou 19,3 eV) et les autres au contraire, relatifs à des niveaux où la capture radiative prédomine (résonances produites par des neutrons de 4,84 eV ou 11,65 eV) ainsi que des pics dans des cas intermédiaires (comme la résonance due aux neutrons de 12,4 eV). Par ailleurs les rayonnements gamma émis par les produits de fission sont englobés dans le comptage de bruit de fond entre les pics de résonance, car ils ne sont pas liés au temps-de-vol des neutrons.

3.2. Dispositif expérimental. La résolution dans ces mesures de temps-de-vol est voisine de 0,07 microseconde/mètre. Le schéma de l'expérience est porté sur la figure C 32

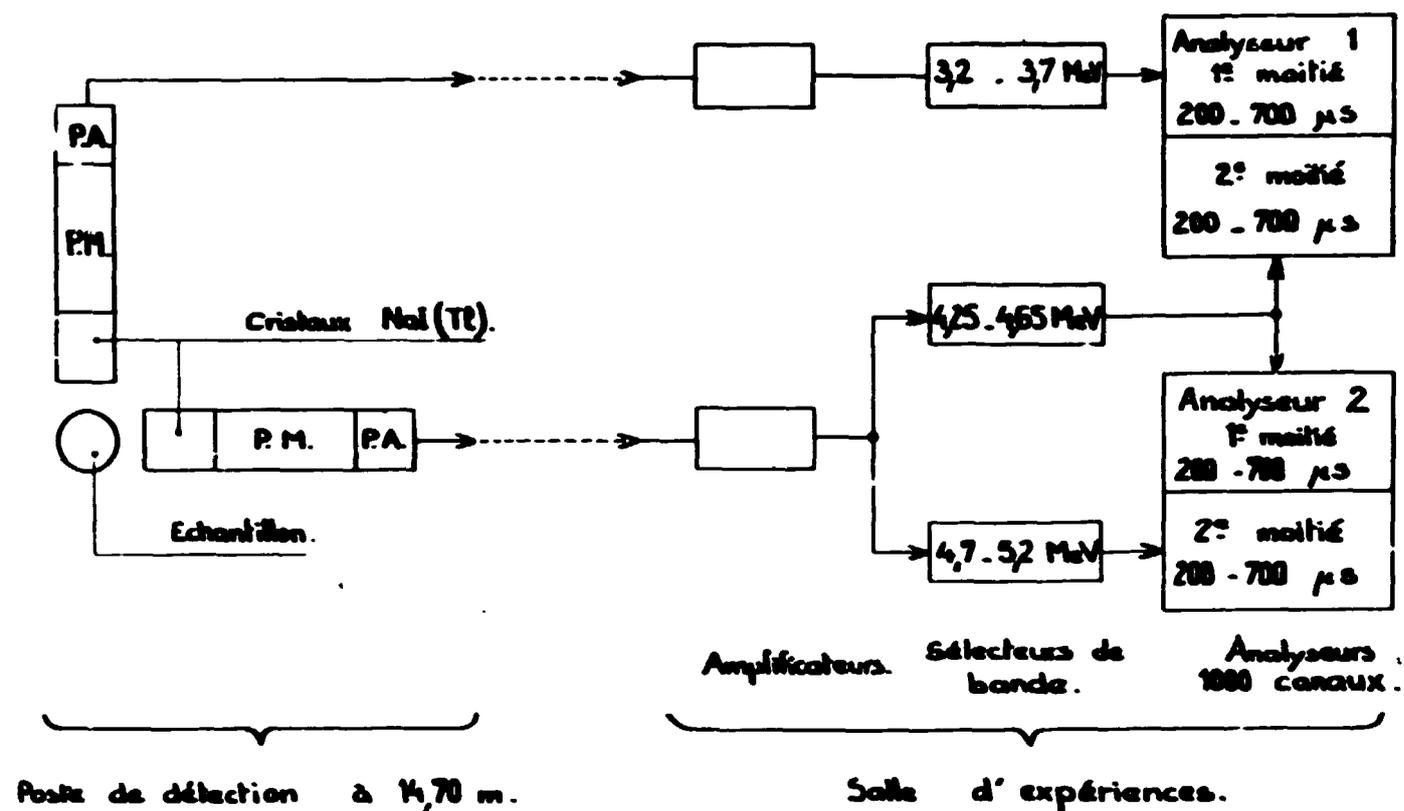


Fig. C 32 - Schéma simplifié du dispositif expérimental utilisé pour l'étude en temps-de-vol des rayonnements gamma associés à l'absorption des neutrons de résonance par ^{235}U .

L'échantillon utilisé n'était que de l'oxyde d'uranium enrichi à 20 % en ^{235}U . La présence de quantités importantes de ^{238}U n'est pas un obstacle essentiel compte tenu de la faible énergie de

liaison des neutrons dans ^{238}U (4,63 MeV) et de l'analyse par temps-de-vol. La disparition ou l'apparition des résonances dues à l'absorption des neutrons dans ^{238}U constitue un bon repère pour la discrimination énergétique des rayonnements gamma. Ceux-ci sont analysés dans un cristal d'iodure de sodium activé au thallium de 12,5 cm de diamètre sur 15 cm d'épaisseur associé à un photomultiplicateur Dumont 6363. Les impulsions après amplification convenable sont sélectionnées par deux analyseurs d'amplitude à un canal avant d'être enregistrées dans deux sélecteurs de temps-de-vol à 1000 canaux. L'analyse en amplitude est régulièrement contrôlée à l'aide du rayonnement de 4,43 MeV émis par une source Po-Be (le cristal atteint une résolution de 9 % à mi-hauteur du pic du césium). Le cristal est protégé des neutrons diffusés par une couche de ^{10}B .

La sélection en amplitude est effectuée simultanément ou successivement sur les bandes d'énergie suivantes : 4,25-4,65 MeV, 4,7-5,2 MeV, 3,2-3,7 MeV, supérieure à 5,2 MeV.

3.3. Résultats. L'étude du comptage entre les résonances met en évidence l'augmentation relative de ce comptage avec la durée de l'expérience (accumulation des produits de fission) mais démontre en mesurant l'intensité immédiatement après un arrêt de l'accélérateur, qu'on ne peut pas rendre compte (il s'en faut d'un ordre de grandeur) de ce comptage par les activités de relativement longue période (de l'ordre de la seconde ou davantage). Il s'agit surtout de rayonnements instantanés ou de très courte période.

En revanche l'intensité dans les pics de résonance favorise bien les rayonnements gamma dans la bande d'énergie 4,25-4,65 MeV par rapport à ceux de la bande 4,7-5,2 MeV, ceci spécialement pour les résonances où la capture prédomine. Malgré une faible précision statistique, des différences significatives apparaissent entre les deux types de résonances. A titre d'exemple le tableau suivant illustre ces variations exprimées à un facteur constant près.

Résonance (eV)	$\frac{\text{intensité détectée entre 4,25 et 4,65 MeV}}{\text{intensité détectée entre 4,7 et 5,2 MeV}}$
4,84	3,5 ($\pm 30\%$)
8,79	1,5 ($\pm 10\%$)
11,65	3 ($\pm 20\%$)
19,3	1,7 ($\pm 10\%$)

En conclusion il paraît raisonnable d'expliquer les résultats obtenus à Chalk-River par la conjonction de deux effets :

- 1) L'existence certaine de rayonnements émis par quelques produits de fission,
- 2) Une brusque montée du spectre des rayonnements gamma de capture radiative vers 4,5 MeV. Il est vraisemblable que ce spectre ne comporte au-dessus de 4,7 MeV que des composantes peu intenses et que la première raie intense due à la capture radiative se situe vers 4,5 MeV. L'évaluation de son intensité serait dans le cas des mesures de Bartholomew et Campion rendue impossible à cause de la contribution de ^{90}Rb qui s'y superposerait.

D - CONCLUSION

Nous avons abordé successivement divers aspects du processus de fission nucléaire et dans deux cas nous avons cherché à réduire le nombre des anomalies recensées sur ce sujet :

- en ce qui concerne l'émission de particules de long parcours, nous avons montré que le taux de fréquence de ce mode particulier de fission ne changeait pas d'ordre de grandeur, lors de la fission des noyaux composés ^{235}U , ^{236}U et ^{240}Pu si l'énergie d'excitation disponible était augmentée de 2 MeV à partir de la valeur définie par l'énergie de liaison d'un neutron, mais qu'à énergie égale, ce taux était nettement plus faible pour la fission d'un noyau de masse impaire, en l'espèce le noyau composé ^{239}U que pour la fission d'un noyau composé pair-pair.

- en ce qui concerne l'existence d'un rayonnement gamma intense de 4,5 MeV associé à l'absorption d'un neutron par ^{235}U , nous avons conclu qu'elle s'expliquait pour l'essentiel par la montée abrupte dans cette région du spectre de rayonnements gamma émis lors de la capture radiative de neutrons, évitant ainsi d'ajouter une énigme supplémentaire à la liste des questions que posent les caractères insolites des divers rayonnements gamma liés à la fission.

Ces résultats demandent manifestement à être précisés et poursuivis : c'est là une question de temps de travail, d'équipements supplémentaires, et aussi de choix parmi les multiples sujets qui sollicitent les physiciens nucléaires. Nous pensons néanmoins que les expériences sur la fission ternaire devront être reprises avec un équipement plus efficace, notamment en étudiant le noyau cible ^{232}Th pour confirmer qu'il présente la même caractéristique que ^{238}U , et en abordant le domaine des énergies de neutrons de l'ordre de 6 MeV et de 12 à 14 MeV pour voir apparaître, par le jeu des réactions $(n, n'f)$ et $(n, n'n''f)$, des variations accentuées du taux de fréquence relative de l'émission de particules de long parcours dans la fission.

Par ailleurs nous avons mis en évidence, comme nous le pressentions, une autre manifestation de l'influence des états collectifs au point-seuil qui se traduisait déjà dans la courbe de section efficace de fission induite dans ^{233}U par un accident à l'énergie de 300 keV de neutrons, à savoir qu'une augmentation du taux de fission ternaire accompagne cet accident. Pour préciser davantage l'allure du phénomène, là aussi l'utilisation d'un équipement plus efficace est envisagée.

Mais ce ne sont que quelques points parmi de nombreux autres que nous avons rencontrés au cours de notre revue des connaissances actuelles. On doit attacher un intérêt particulier aux questions liées aux rayonnements accompagnant la fission car elles sont susceptibles d'éclairer le déroulement du processus. Il y aurait ainsi intérêt à étudier par ce biais le degré d'excitation des fragments dans la fission induite par des protons dans ^{226}Ra , ou à préciser davantage toutes les données relatives aux rayonnements gamma émis instantanément.

Citons également comme certainement fructueuses toutes les expériences consacrées au taux de fréquence de la fission symétrique en masse et au bilan d'énergie cinétique pour ce mode de fission.

Les sujets ne manquent donc pas dans un domaine qui pourtant est le chapitre de la physique nucléaire qui a sans doute suscité le plus de travaux depuis une vingtaine d'années.

BIBLIOGRAPHIE

- (A 111) TSIEN SAN-TSIANG, R. CHASTEL, HO-ZA-WEI et L. VIGNERON - C.R. Acad. Sci., 1946, 223, 986.
- (A 121) O. FRISCH - Nature, 1939, 143, 276.
- (A 122) F. JOLIOT - C.R. Acad. Sci., 1939, 208, 341.
- (A 123) O. HAHN et F. STRASSMANN - Naturwiss., 1939, 27, 11 et 89.
- (A 124) L. A. TURNER - Rev. mod. Phys., 1940, 12, 1.
- (A 125) A. BOHR - Communication n° 911 présentée à la 1ère Conférence internationale sur l'utilisation pacifique de l'énergie atomique (Genève 1955). Proc. Vol. 2, p. 151.
- (A 126) I. HALPERN - Ann. Rev. nucl. Sci., 1959, 9, 245.
- (A 127) E. K. HYDE - Rapport U.C.R.L. - 9036, 1960.
- (A 128) J. J. GRIFFIN - Comptes rendus de la Conférence internationale sur la structure nucléaire édités par D. A. BROMLEY et E. W. VOGT, North-Holland/University of Toronto Press, 1960 p. 843.
- (A 129) G. C. HANNA - id., p. 862.
- (A 131) G. A. BARTHOLOMEW et P. J. CAMPION - Communication au Symposium sur la recherche physique avec des neutrons de pile, A.I.E.A., Vienne 1960.
- (A 231) J. A. NORTHROP, R. H. STOKES et K. BOYER - Phys. Rev., 1959, 115, 1277.
- (A 311) L. MEITNER et O. FRISCH - Nature, 1939, 143, 239.
- (A 312) N. BOHR et J. WHEELER - Phys. Rev., 1939, 56, 426.
- (A 313) J. FRENKEL - J. Phys. U.R.S.S., 1939, 1, 125 et Phys. Rev., 1959, 55, 987.
- (A 314) A. GHIORSO - Communication n° 718 présentée à la 1ère Conférence internationale sur l'utilisation pacifique de l'énergie atomique (Genève 1955).
- (A 315) S. JOHANSSON - Nucl. Physics, 1959, 12, 449.
- (A 341) R. HENKEL et J. SIMMONS - Phys. Rev., 1960, 120, 198.
- (A 411) L. WILETS - Phys. Rev., 1959, 116, 372.
- (A 412) S. JOHANSSON - Nucl. Physics, 1961, 22, 529.
- (A 421) P. FONG - Phys. Rev., 1956, 102, 434.
- (A 431) W. STEIN et S. WHETSTONE Jr. - Phys. Rev., 1958, 110, 476.
- (A 432) J. FRASER et J. MILTON - Phys. Rev., 1954, 93, 818.

- (A 433) S. WHETSTONE - *Phys. Rev.*, 1959, 114, 581.
- (A 434) V. APALIN, Yu. DOBRININ, V. ZAKHAROVA, I. KUTIKOV et L. MIKAELIAN - *Atomnaia Energia*, 1960, 8, 15.
- (A 435) S. WHETSTONE - *Bull. Am. phys. Soc.*, 1960, 5, 347, F10.
- (A 436) V. V. VLADIMIRSKY - *J. exp. theoret. Phys. U.R.S.S.*, 1957, 32, 822.
- (A 441) R. JENSEN et A. FAIRHALL - *Phys. Rev.*, 1958, 109, 942.
- (A 442) R. JENSEN et A. FAIRHALL - *Phys. Rev.*, 1960, 118, 771.
- (A 443) R. GUNNINK et J. COBBLE - *Phys. Rev.*, 1958, 115, 1247.
- (A 444) A. KOMAR - *Comptes rendus de la Conférence internationale sur la structure nucléaire* édités par D.A. BROMLEY et E.W. VOGT, North-Holland/University of Toronto Press, 1960, p. 875.
- (A 445) G. FORD - *Phys. Rev.*, 1960, 118, 1261.
- (A 451) M.G. MAYER - *Phys. Rev.*, 1948, 74, 235.
- (A 452) L. KOWARSKI - *Phys. Rev.*, 1950, 78, 477.
- (A 461) R. SHELINE et K. WILDERMUTH - *Nucl. Physics*, 1960, 21, 196.
- (A 462) K. WILDERMUTH et Y. TANG - *Phys. Rev. Letters*, 1961, 6, 17.
- (A 463) R. HILL - *Phys. Rev.*, 1955, 98, 1272.
- (A 464) K. WILDERMUTH et H. FAISSNER - *Comptes rendus de la Conférence internationale sur la structure nucléaire* édités par D.A. BROMLEY et E.W. VOGT, North-Holland/University of Toronto Press, 1960, p. 871 et Communication privée.
- (B 111) F. SHORE et V. SAILOR - Communication n° 648 présentée à la 2ème Conférence internationale sur l'utilisation pacifique de l'énergie atomique (Genève 1958). *Proc. Vol. 15*, p. 118.
- (B 112) W. HAVENS et E. MELKONIAN - Communication n° 655 présentée à la 2ème Conférence internationale sur l'utilisation pacifique de l'énergie atomique (Genève 1958). *Proc. Vol. 15*, p. 99.
- (B 113) A. MICHAUDON - *J. Phys. Radium*, 1960, 21, 429.
- (B 114) C. REICH et M. MOORE - *Phys. Rev.*, 1958, 111, 929.
- (B 115) E. VOGT - *Phys. Rev.*, 1958, 112, 203.
- (B 116) M. MOORE et C. REICH - *Phys. Rev.*, 1960, 118, 718.
- (B 117) E. VOGT - *Phys. Rev.*, 1960, 118, 724.
- (B 121) J. WHEELER - *Physica*, 1956, 22, 1103 (Conférence d'Amsterdam sur les réactions nucléaires).
- (B 122) L. WILETS - *Conférence de Rehovoth sur la structure nucléaire*, 1957, p. 122. North-Holland.
- (B 131) J. FRASER et R. SCHWARTZ - *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1961, 6, 70 X6.
- (B 132) S. OLEKSA - *Phys. Rev.*, 1958, 109, 1645.
- (B 141) N. PATTENDEN et J. HARVEY - *Comptes rendus de la Conférence internationale sur la structure nucléaire* édités par D.A. BROMLEY et E.W. VOGT, North-Holland/University of Toronto Press, 1960, p. 882.
- (B 142) R. REGIER, W. BURGUS et R. TROMP - *Phys. Rev.*, 1959, 113, 1589.
- (B 151) CUNNINGHAM, KITTS et RAE - Cités par (A 128).
- (B 211) R. LAMPHERE - *Phys. Rev.*, 1956, 104, 1654.
- (B 212) L. CRANBERG et J. LEVIN - *Phys. Rev.*, 1958, 109, 2063.
- (B 311) D. SZTEINSZNAIDER, V. NAGGIAR et F. NETTER - Communication n° 355 présentée à la 1ère Conférence internationale sur l'utilisation pacifique de l'énergie atomique (Genève 1955) et Rapport C.E.A. n° 405.
- (B 312) A. HANSON et J. Mc KIBBEN - *Phys. Rev.*, 1947, 72, 673.
- (B 313) T. SKYRME, P. TUNNICLIFFE et A. WARD - *Rev. sci. Instr.*, 1952, 23, 204.

- (B 321) R. BALLINI, C. CORGE, J. JULIEN et F. NETTER - *Physica*, 1956, 22, 1187.
- (B 322) F. NETTER, J. JULIEN, C. CORGE et R. BALLINI - *J. Phys. Radium*, 1956, 17, 565.
- (B 323) W. ALLEN et R. HENKEL - *Progr. nucl. Energy*, 1958, sér. 1, 2, p. 1, (Pergamon Press).
Voir aussi
W. ALLEN et A. FERGUSON - *Proc. phys. Soc.*, 1957, 70A, 573.
- (B 341) G. GORLOV, B. GOCHBERG, V. MOROZOV, G. OTROSCHENKO et V. SHIGIN - *Atomnaia Energia*, 1959, 6, 453.
- (B 411) TSIEN SAN-TSIANG - *C.R. Acad. Sci.*, 1947, 224, 1056.
- (B 412) G. FARWELL, E. SEGRE et C. WIEGAND - *Phys. Rev.*, 1947, 71, 327.
- (B 413) W. WHITEHOUSE - *Progr. nucl. Physics* O.R. FRISCH éd., 1952, 5, 120 (Pergamon Press).
- (B 414) K. ALLEN et J. DEWAN - *Phys. Rev.*, 1950, 80, 181.
- (B 415) E. TITTERTON - *Nature*, 1951, 168, 590.
- (B 416) L. GREEN et D. LIVESEY - *Nature*, 1947, 159, 332.
- (B 417) P. DEMERS - *Phys. Rev.*, 1946, 70, 974.
- (B 418) L. MARSHALL - *Phys. Rev.*, 1949, 75, 1339.
- (B 421) C. FULMER et B. COHEN - *Phys. Rev.*, 1957, 108, 370.
- (B 422) J.C. WATSON - *Phys. Rev.*, 1961, 121, 230.
- (B 423) M. LUIS MUGA, H.R. BOWMAN et S.G. THOMPSON - *Phys. Rev.*, 1961, 121, 270.
- (B 424) E. ALBENESIUS - *Phys. Rev. Letters*, 1959, 3, 274.
- (B 425) V. MOSTOVOI, T. MOSTOVAYA, M. SOVINSKY et Yu. SALTYKOV - *Atomnaia Energia*, 1959, 7, 372.
- (B 426) V.N. DMITRIEV, L.V. DRAPCHINSKY, K.A. PETRZHAK et Yu. ROMANOV - *Dokl. Akad. Nauk U.R.S.S.*, 1959, 127, 531.
- (B 427) E.W. TITTERTON et T.A. BRINKLEY - *Nature*, 1960, 187, 229.
- (B 428) V. APALIN, Yu. DOBRININ, V. ZAKHAROVA, I. KUTIKOV et L. MIKAELYAN - *Atomnaia Energia*, 1959, 7, 375.
- (B 429) T. MOSTOVAYA - Citée par V.I. MOSTOVOI à la 1ère Conférence internationale sur l'utilisation pacifique de l'énergie atomique (Genève 1955). *Comptes rendus (en français)*, II, 263.
- (B 431) TSIEN SAN-TSIANG - *J. Phys. Radium*, 1948, 9.
- (B 432) E. TITTERTON - *Phys. Rev.*, 1951, 83, 673.
- (B 433) J. AUCLAIR - *J. Phys. Radium*, 1958, 19, 68.
- (B 441) F. NETTER, H. FARAGGI, A. GARIN-BONNET, J. JULIEN, C. CORGE et J. TURKIEWICZ - Communication présentée à la 2ème Conférence internationale sur l'utilisation pacifique de l'énergie atomique (Genève 1958) n° 1188. *Proc. vol. 15*, p. 418 et rapport C.E.A. n° 965.
- (B 521) J. TERREL - *Phys. Rev.*, 1957, 108, 788.
- (B 541) H. FARAGGI, A. BONNET et J. COHEN - *J. Phys. Radium*, 1952, 13, 105 A.
- (B 542) A. BONNET - *J. Phys. Radium*, 15, 587.
- (B 621) Z. SOLOVIEVA - *Atomnaia Energia*, 1960, 8, 137.
- (B 622) N. PERFILOV et Z. SOLOVIEVA - *Atomnaia Energia*, 1958, 5, 175.
- (C 111) F. MAINSCHEIN, R. PEELLE, W. ZOBEL et T. LOVE - Communication n° 670 présentée à la 2ème Conférence internationale sur l'utilisation pacifique de l'énergie atomique (Genève 1958). Voir aussi
R. PEELLE et al. - Communication présentée au Symposium sur la recherche physique avec des neutrons de pile, A.I.E.A. Vienne, 1960.
- (C 112) A. SMITH, P. FIELDS et A. FRIEDMAN - *Phys. Rev.*, 1956, 104, 699.
- (C 113) J. MILTON et J. FRASER - *Phys. Rev.*, 1958, 111, 877.

(C 211)E. der MATEOSIAN et M. Mc KEOWN - B.N.L. - 605 (1960).

(C 212)H. GOLDSTEIN - Fundamental aspects of reactor shielding. Addison-Wesley (1959).

(C 311)J. JULIEN, C. CORGE, V.-D. HUYNH, F. NETTER et J. SIMIC - J. Phys. Radium, 1960, 21,
423.

FIN