

A3



STUDIECENTRUM VOOR KERNENERGIE

EX. 3

C  
E  
N  
T  
R  
E

D'  
E  
T  
U  
D  
E

D  
E

L'  
E  
N  
E  
R  
G  
I  
E

N  
U  
C  
L  
E  
A  
I  
R  
E

**DISTRIBUTIONS ENERGETIQUES ET  
PROBABILITES D'EMISSION DES  
PARTICULES LEGERES EMISES  
PENDANT LA TRIPARTITION**

**C. WAGEMANS, P. D'HONDT, A. DE CLERCQ, E. ALLAERT,  
G. BARREAU, A. DERUYTTER**

Octobre 1980

C. WAGEMANS, P. D'HONDT, A. DE CLERCQ, E. ALLAERT, G. BARREAU, A. DERUYTTER  
BLG 539 (Oct. 1980)

DISTRIBUTIONS ENERGETIQUES ET PROBABILITES D'EMISSION DES PARTICULES LEGERES  
EMISES PENDANT LA TRIPARTITION

Summary. - The energy distributions and the yields of the main charged light particles emitted during the thermal neutron induced ternary fission of  $^{235}\text{U}$  were studied using a very pure neutron beam of the Grenoble high flux reactor. Also the energy distributions and the absolute yields of the ternary  $\alpha$ -particles emitted during the thermal neutron induced fission of  $^{233}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  and  $^{239}\text{Pu}$  have been determined. The energy distributions of the  $\alpha$ -particles deviate from a gaussian distribution, which is not the case for all the other particles considered. Explanations for this phenomenon are presented. Finally, the present status of our knowledge of some ternary fission characteristics is reviewed.

C. WAGEMANS, P. D'HONDT, A. DE CLERCQ, E. ALLAERT, G. BARREAU, A. DERUYTTER  
BLG 539 (Oct. 1980)

DISTRIBUTIONS ENERGETIQUES ET PROBABILITES D'EMISSION DES PARTICULES LEGERES  
EMISES PENDANT LA TRIPARTITION

Résumé. - On a étudié les distributions énergétiques et les probabilités d'émission des particules légères les plus importantes émises en fission ternaire induite par neutrons thermiques dans  $^{235}\text{U}$ . Ces mesures ont été effectuées avec un faisceau de neutrons thermiques du réacteur à haut flux de Grenoble. En outre, on a déterminé les distributions énergétiques et les probabilités d'émission absolues des  $\alpha$  de tripartition émis en fission thermique de  $^{233}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  et  $^{239}\text{Pu}$ . Les distributions énergétiques des  $\alpha$  ternaires présentent une déviation par rapport à une distribution gaussienne, mais les distributions énergétiques pour les autres particules chargées sont compatibles avec une distribution gaussienne. Ce phénomène est discuté en détail. Pour conclure, la situation actuelle de notre connaissance des grandeurs étudiées est analysée.

C. WAGEMANS, P. D'HONDT, A. DE CLERCQ, E. ALLAERT, G. BARREAU, A. DERUYTTER  
BLG 539 (Oct. 1980)

DISTRIBUTIONS ENERGETIQUES ET PROBABILITES D'EMISSION DES PARTICULES LEGERES  
EMISES PENDANT LA TRIPARTITION

Samenvatting. - De energiedistributies en de emissiewaarschijnlijkheden van de belangrijkste lichte deeltjes uitgezonden tijdens de door thermische neutronen geïnduceerde splitsing van  $^{235}\text{U}$  werden bestudeerd aan een zeer zuivere neutronenbundel van de hoge flux reaktor te Grenoble. Ook de energiedistributies en de absolute emissiewaarschijnlijkheden van de ternaire  $\alpha$ -deeltjes uitgezonden tijdens de thermische splitsing van  $^{233}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  en  $^{239}\text{Pu}$  werden bepaald. De energiedistributies van de  $\alpha$ -deeltjes wijken af van een gauss-distributie, hetgeen niet het geval is voor alle andere bestudeerde deeltjes. Dit verschijnsel wordt in detail besproken. Tenslotte wordt onze huidige kennis van de bestudeerde karakteristieken van het ternaire fissieproces geanalyseerd.

**Journées d'Etudes sur la Fission, l'Alpe d'Huez, 6 - 10 octobre 1980**

**DISTRIBUTIONS ENERGETIQUES ET  
PROBABILITES D'EMISSION DES  
PARTICULES LEGERES EMISES  
PENDANT LA TRIPARTITION**

**C. WAGEMANS, P. D'HONDT, A. DE CLERCQ, E. ALLAERT,  
G. BARREAU, A. DERUYTTER**

**Collaboration Université de Gand - C.E.N./S.C.K. Mol - ILL Grenoble**

**BLG 539**

## 1. INTRODUCTION

Les trente dernières années, la fission ternaire induite par neutrons thermiques a été étudiée intensivement pour  $^{235}\text{U}$ , partiellement pour  $^{233}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  et  $^{241}\text{Pu}$  et pas du tout pour les noyaux dits "non-fissiles" comme  $^{237}\text{Np}$ . En dépit de tous ces efforts expérimentaux, notre connaissance de certaines caractéristiques de la fission ternaire reste insuffisante. Ceci est spécialement le cas pour la partie basse-énergie des distributions énergétiques des particules ternaires et pour leurs probabilités d'émission absolues. Une meilleure connaissance de ces caractéristiques est requise vu leur corrélation étroite avec le mécanisme d'émission des particules ternaires.

Les conditions expérimentales pour réaliser ce genre de mesures se sont fortement améliorées avec la mise en opération du réacteur à haut flux de l'Institut Laue-Langevin à Grenoble. En effet, à la sortie des conduits neutroniques, des faisceaux thermiques à la fois très intenses et très purs sont disponibles, ce qui permet de réduire énormément le bruit de fond dû aux réactions  $(n,p)$ ,  $(n,d)$ ,  $(n,\alpha)$  ... induites par neutrons rapides et aux réactions  $(\gamma,p)$ . Combiné avec certaines autres précautions, ceci permet de mesurer plus proprement la partie basse-énergie des distributions énergétiques, ce qui mène à une extrapolation plus correcte vers l'énergie zéro et donc à des valeurs plus précises pour les probabilités d'émission.

Profitant de ces conditions favorables, nous avons réalisé une série de mesures des distributions énergétiques et des probabilités d'émission des particules ternaires émises pendant la fission thermique de  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  et  $^{237}\text{Np}$ . L'identification des différentes particules a été obtenue en utilisant des détecteurs  $\Delta E-E$  appropriés.

## 2. CONDITIONS EXPERIMENTALES

Une chambre à détection a été installée à l'extrémité du conduit neutronique courbe de 87 m, où le flux était de  $6 \cdot 10^8$  neutrons/cm<sup>2</sup>.sec. A cet endroit, le rapport entre les neutrons thermiques et rapides était  $\approx 10^6$  et l'intensité des rayons  $\gamma$  directs produits dans le réacteur est réduite de ce même facteur.

Comme la figure 1 le montre, la cible et les détecteurs sont montés à l'intérieur de cette chambre. Après amplification et codage, les événements sont accumulés dans un enregistreur digital de 4096 x 4096 canaux.

### 3. RESULTATS ET DISCUSSION

La plupart des résultats ont été obtenus à l'aide de détecteurs  $\Delta E$ -E appropriés. L'utilisation de ce type de détecteur a plusieurs avantages. En réalisant une coïncidence entre les détecteurs E et  $\Delta E$ , seules les particules ayant traversé le détecteur  $\Delta E$  sont enregistrées, ce qui réduit énormément le bruit de fond. De plus, cette procédure permet d'identifier les particules chargées à l'aide de la relation

$$T/a = (E + \Delta E)^{1.73} - E^{1.73}$$

où T est l'épaisseur du détecteur  $\Delta E$ , E et  $\Delta E$  la perte d'énergie dans les détecteurs E et  $\Delta E$ , et "a" une constante spécifique pour chaque particule. Un seul ensemble  $\Delta E$ -E ne permet pas la détection optimale de tous les types de particules, vu leur perte en énergie très différente (Figure 2). Pour détecter des protons ayant une perte d'énergie très faible il faut un détecteur  $\Delta E$  plus épais que pour des particules alpha. La figure 3 illustre la bonne identification des particules que nous avons obtenue en utilisant cette méthode.

#### 3.1. DISTRIBUTIONS ENERGETIQUES POUR LES PARTICULES AVEC $Z = 1$

Les distributions énergétiques des particules avec  $Z = 1$  sont plus sensibles au bruit de fond que celles des particules plus lourdes. Ceci est dû à leur énergie moyenne relativement faible. Plus spécialement, la distribution énergétique des protons peut être fortement déformée par plusieurs réactions (n,p) et ( $\alpha$ ,p) <sup>1)</sup>.

Nous avons pris grand soin de réduire le nombre de ces protons parasites dans notre étude des protons ternaires produits dans la fission thermique de <sup>235</sup>U. A cette fin, nous avons utilisé une feuille de 2  $\mu$  d'or comme support de cible parce que ce matériel a une section efficace  $\sigma(n,p)$  très faible pour des neutrons de fission. Pour la même raison nous avons préféré UF<sub>4</sub> à l'acétate d'uranium UO<sub>2</sub> (CH<sub>3</sub>COO)<sub>2</sub> 2H<sub>2</sub>O.

Deux télescopes différents étaient utilisés dans ces mesures. Le premier, optimisé pour la détection des protons et des deuteron, était composé d'un détecteur  $\Delta E$  totalement déserté de  $95.6 \mu$  et d'un détecteur E de  $1500 \mu$  d'épaisseur, tous les deux avec une surface de  $200 \text{ mm}^2$ . Le deuxième était optimisé pour la détection des tritons. Il était composé d'un détecteur  $\Delta E$  totalement déserté de  $26.7 \mu$  avec une surface de  $300 \text{ mm}^2$  et d'un détecteur E de  $1500 \mu$  d'épaisseur avec une surface de  $450 \text{ mm}^2$ . Dans les deux cas une feuille d'aluminium de  $20 \mu$  était placée entre la cible et les détecteurs pour stopper les  $\alpha$  naturels et les fragments de fission binaire.

Les distributions énergétiques des protons, deuteron et tritons (après correction pour la perte d'énergie dans la feuille d'aluminium) sont montrées dans la figure 4. La ligne continue étant une distribution gaussienne adaptée aux points expérimentaux, il est clair que les distributions énergétiques des particules avec  $Z = 1$  sont parfaitement compatibles avec une telle distribution gaussienne. Les paramètres de ces distributions gaussiennes sont donnés dans la Table 1.

### 3.2. DISTRIBUTIONS ENERGETIQUES POUR LES PARTICULES AVEC $Z \geq 2$

Deux séries de mesures ont été effectuées, utilisant des télescopes alternativement non protégés et protégés par une feuille d'aluminium. Les combinaisons suivantes étaient utilisées :  $\Delta E$  ( $26.7 \mu$ ) - E ( $700 \mu$ ) et  $\Delta E$  ( $33.9 \mu$ ) - E ( $500 \mu$ ), les surfaces étant de  $300 \text{ mm}^2$  pour les détecteurs  $\Delta E$  et de  $450 \text{ mm}^2$  pour les détecteurs E.

La figure 4 montre les distributions énergétiques des particules  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^6\text{He}$  et Li produites en fission thermique de  ${}^{235}\text{U}$ , obtenues avec un télescope protégé par  $20 \mu$  d'aluminium. La ligne continue est une distribution gaussienne adaptée aux points expérimentaux (pour les  ${}^4\text{He}$  seulement les points  $> 12.5 \text{ MeV}$  ont été utilisés). Les paramètres de ces distributions gaussiennes sont résumés dans la Table 1, où ils sont comparés avec les résultats de Vorobyev <sup>2,3</sup>) et Dakowski <sup>4</sup>). Excepté pour  ${}^6\text{He}$ , toutes les données sont en assez bon accord. Des particules plus lourdes comme Be, B, C... ont aussi été identifiées, mais vu la perte d'énergie considérable dans l'aluminium et dans le détecteur  $\Delta E$ , seules les particules les plus énergétiques ont été enregistrées.

Des résultats similaires ont été obtenues pour  $^{239}\text{Pu}$ , cette fois-ci avec un télescope protégé par  $25 \mu$  d'aluminium (du fait de l'énergie plus élevée des  $\alpha$  de désintégration). La figure 5a montre la distribution énergétique des  $^4\text{He}$  obtenue de cette façon, et la figure 5b montre la même distribution obtenue pour  $^{237}\text{Np}$ . La ligne continue est également une distribution gaussienne adaptée aux points expérimentaux situés au delà de 12.5 MeV.

Pour  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  et  $^{239}\text{Pu}$  les particules  $^4\text{He}$  ( $^6\text{He}$ ) ont été mesurées avec un télescope non protégé, ce qui permettait de descendre à des énergies nettement inférieures. Ces résultats sont montrés dans la figure 6. Ici aussi la ligne continue est une distribution gaussienne adaptée aux points expérimentaux (pour les  $^4\text{He}$  d'énergie  $> 12.5$  MeV). Il est clair que pour aucun de ces isotopes la distribution énergétique des  $\alpha$ -ternaires n'est compatible avec une distribution gaussienne. Les paramètres de ces distributions sont résumés dans la Table 2, qui fournit aussi des données comparatives. Tandis que nous observons un très bon accord entre les différents résultats pour  $^{233}\text{U}$  et  $^{235}\text{U}$  et un accord raisonnable dans le cas de  $^{239}\text{Pu}$ , la situation est nettement moins bonne pour la fission spontanée de  $^{252}\text{Cf}$ , où la largeur à mi-hauteur varie entre 10 et 13 MeV.

Revenons maintenant à la forme des distributions énergétiques pour les différentes particules ternaires. Nos résultats démontrent clairement la différence fondamentale entre les distributions gaussiennes dans le cas des protons et tritons et la déviation prononcée par rapport à une telle courbe dans le cas des alpha. Ce dernier effet est plus amplement illustré dans la figure 7, qui complète nos résultats pour les alpha ternaires de  $^{235}\text{U}$  avec les données à basse énergie obtenues récemment par F. Cañuocoli et al.<sup>15)</sup>. Ces mêmes auteurs en déduisent une déviation de 6 % par rapport à une distribution gaussienne, basée sur nos paramètres. En comparaison, nous donnons aussi les résultats obtenus par Loveland<sup>12)</sup> pour la fission spontanée de  $^{252}\text{Cf}$ . Ici la déviation par rapport à une distribution gaussienne (avec  $\bar{E}_\alpha = 16$  MeV et  $\text{LMH} = 10.3$  MeV) est de 9.5 %. Ce chiffre varie beaucoup avec la valeur de la largeur à mi-hauteur de la distribution gaussienne. L'incertitude importante sur cette largeur dans le cas de  $^{252}\text{Cf}$  (cfr. Table 2) entraîne une erreur relativement grande sur l'amplitude de la déviation.

Maintenant que la forme non-gaussienne de la distribution énergétique des  $\alpha$  ternaires est bien établie, essayons de comprendre son origine. Puisqu'il n'y a pas de raisons a priori pour admettre des mécanismes d'émission différents pour les différentes particules, on peut s'attendre à des formes spectrales très similaires. Vu nos résultats, nous proposons donc que la distribution énergétique aie une forme gaussienne pour toutes les particules (en effet c'est le comportement normal de toute quantité dépendant de plusieurs variables indépendantes, ce qui est bien le cas). L'asymétrie dans la distribution énergétique des  $\alpha$  ternaires serait due à la superposition de deux mécanismes différents : les "vrais"  $\alpha$  ternaires avec une distribution gaussienne et les  $\alpha$  de désintégration qui seraient responsable pour l'asymétrie à basse énergie. Il y a en effet deux mécanismes de désintégration susceptibles de provoquer une telle queue : la désintégration  ${}^5\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + n$  et la désintégration  ${}^6\text{He}^* \rightarrow {}^4\text{He} + 2n$ . Des indications expérimentales de l'existence de ces réactions ont été obtenues par Cheifetz et al.<sup>16)</sup> et par Graevskii et Solyakin<sup>17)</sup> en étudiant les corrélations entre les neutrons et les  $\alpha$  émis en fission ternaire spontanée de  ${}^{252}\text{Cf}$ . D'après Cheifetz et al. 11 % de ces  $\alpha$  seraient dus à la décroissance de  ${}^5\text{He}$ ; Graevskii et Solyakin par contre proposent que la décroissance de  ${}^6\text{He}$  excité soit responsable pour 5 % de ces  $\alpha$ ... Vu l'incertitude sur la valeur exacte de la déviation par rapport à une distribution gaussienne et tenant compte du fait que les deux réactions de décroissance sont permises énergétiquement, seulement une mesure plus précise des corrélations entre les  $\alpha$  et les neutrons de désintégration pourrait clarifier cette situation.

Pour terminer ce chapitre il faut encore signaler que ce qui précède met en cause les résultats de Gavron<sup>18)</sup> et de Cârjan<sup>19)</sup>. En effet, Gavron obtenait une distribution asymétrique pour les énergies des  $\alpha$  ternaires de  ${}^{252}\text{Cf}$  en introduisant le principe d'incertitude dans ses calculs de trajectoires. Telle méthode est sensée donner des résultats très similaires pour les autres particules, pour lesquelles nous avons déterminé des distributions gaussiennes. Les mêmes arguments ne sont pas en faveur du mécanisme d'émission proposé par Cârjan parce que ce mécanisme donne lieu à une distribution énergétique asymétrique. Entretemps, Cârjan a amélioré sa théorie en introduisant le potentiel nucléaire des fragments dans ses calculs, ce qui entraîne l'absorption d'une partie des particules de basse énergie.



### 3.3. PROBABILITES D'EMISSION DES PARTICULES

Les probabilités d'émission relatives pour les différentes particules sont obtenues après intégration des pics d'identification (Figure 3) et après extrapolation des distributions énergétiques correspondantes jusqu'à l'énergie zéro. Dans le passé des extrapolations gaussiennes étaient appliquées pour toutes les particules. Il est clair maintenant qu'une telle procédure est dangereuse dans le cas des alpha. Ou bien on tient compte de toutes les particules  $\alpha$  détectées (ce qui implique une extrapolation non-gaussienne), ou bien on considère que les  $\alpha$  de désintégration sont en réalité des  $^5\text{He}$  ou  $^6\text{He}$ . Dans ce cas, il faut déterminer la distribution gaussienne en considérant seulement les points expérimentaux au delà de 12.5 MeV. Dans la Table 3 nous donnons nos résultats pour la fission thermique de  $^{235}\text{U}$  en faisant ces deux calculs. Les valeurs dénommées "valeurs réelles" sont obtenues après une correction de 6 % pour la déviation par rapport à la gaussienne. La Table 3 donne aussi les résultats de Vorobyev et al.<sup>2,3)</sup> et de Dakowski et al.<sup>4)</sup>, qui sont en accord relatif avec nos valeurs.

Les probabilités d'émission absolues pour toutes les particules peuvent être déduites de la Table 3 si on connaît la probabilité d'émission absolue pour les alpha (LRA/B). Nous avons déterminé cette quantité pour  $^{235}\text{U}$  de la façon suivante. Une couche de  $3.6 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  de  $^{235}\text{UF}_4$  était placée en regard d'un détecteur totalement déserté (épaisseur  $26.7 \mu$ ) placé hors du faisceau neutronique. Le spectre en amplitude des fragments binaires obtenu (figure 8) nous permet de calculer le nombre de fissions par sec. Les particules ternaires sont discriminées des fragments binaires et des particules alpha dues à la décroissance naturelle de la cible en introduisant une feuille de  $20 \mu$  d'aluminium entre la cible et le détecteur. Le spectre en amplitude des fragments ternaires obtenu de cette façon est donné dans la figure 8; sa forme inhabituelle est due à la minceur du détecteur. Néanmoins, l'utilisation d'un tel détecteur a plusieurs avantages.

- (i) La perte en énergie des particules de  $Z = 1$  est très différente de celle des alpha. Position, forme et rendement de ces particules  $Z = 1$  (ligne continue) ont été déterminés en réalisant une coïncidence entre le détecteur et un détecteur épais ( $1500 \mu$ ) placé derrière. Il est clair que les particules de  $Z = 1$  n'influencent plus le taux de comptage des alpha à partir du canal 13.

- (ii) L'efficacité de détection  $\gamma$  est très faible dans un détecteur aussi mince, ce qui réduit beaucoup le bruit de fond (ligne intermittente sur la figure 8).
- (iii) En intégrant le spectre en amplitude des particules ternaires à partir du canal 13, nous obtenons le nombre de particules avec  $Z \geq 2$  et d'une énergie supérieure à 6.1 MeV. La contribution des  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^8\text{He}$  et des particules avec  $Z > 2$  peut être calculée à partir de la Table 3, et donne lieu à une correction de  $-(1.5 \pm 0.2) \%$ . Un dernier avantage de cette méthode est l'influence réduite de la forme spectrale des alpha ternaires. Puisque nous détectons les alpha ternaires avec une énergie  $6.1 \text{ MeV} \leq E_\alpha \leq 28.1 \text{ MeV}$  (déduite de l'épaisseur du détecteur), nous devons corriger le taux de comptage intégré pour la partie du spectre au delà de 28.1 MeV ( $+ 0.1 \%$ ) et inférieure à 6.1 MeV. En utilisant les résultats de F. Cañucoli et al.<sup>15)</sup>, nous obtenons une correction de  $+ (3.7 \pm 1) \%$ .

Nous avons ainsi obtenu une valeur absolue  $\text{LRA/B} = (1.696 \pm 0.027) \times 10^{-3}$  pour la fission thermique de  ${}^{235}\text{U}$ . Ceci permet la transformation des probabilités d'émission relatives (Table 3) en valeurs absolues. On en déduit une valeur de  $0.106 \times 10^{-3}$  pour les tritons (en bon accord avec les valeurs obtenues par des méthodes radiochimiques) et de  $(1.867 \pm 0.035) \times 10^{-3}$  pour T/B (c.à.d. la probabilité d'émission absolue pour toutes les particules ternaires).

Finalement nous avons déterminé les valeurs de LRA/B et de T/B (relatives à celles de  ${}^{235}\text{U}$ ) pour la fission thermique de  ${}^{233}\text{U}$ ,  ${}^{237}\text{Np}$  et  ${}^{239}\text{Pu}$ . Tous ces résultats sont résumés dans la Table 4 qui donne aussi une comparaison avec les résultats obtenus précédemment. Pour  ${}^{235}\text{U}$  nous n'avons pas tenu compte des mesures "historiques", réalisées essentiellement avec des émulsions photographiques. En comparant les différents résultats il faut tenir compte du fait que la plupart des valeurs de LRA/B ont été obtenues après une extrapolation gaussienne, ce qui donne lieu à une valeur trop petite d'à peu près 6 %. Tenant compte de cet écart, il y a un accord raisonnable entre la plupart des résultats. Signalons pour conclure que les valeurs de LRA/B que nous avons obtenues pour les quatre isotopes considérés sont compatibles avec la loi semi-empirique  $\text{LRA/B} = a + b(4Z - A)$  préconisée par Halpern<sup>29)</sup>.

## REMERCIEMENTS

Les auteurs tiennent à remercier le Dr. M. Nève de Mévergnies pour une lecture critique du manuscrit, ainsi que M<sup>elle</sup> F. Caïtuoli et le Prof. B. Leroux pour la mise à disposition de leurs résultats avant publication.

## BIBLIOGRAPHIE

- (1) J. Adams et R. Roy, Nucl. Sc. & Engng. 63 (1977) 41
- (2) A. Vorobyev et al., En. At. 27 (1969) 43
- (3) A. Vorobyev et al., Phys. Lett. 40B (1972) 102
- (4) M. Dakowski et al., Phys. Lett. 25B (1967) 213
- (5) M. Cambiaghi et al., Il Nuovo Cim. LIX B, N2 (1969) 236
- (6) A. Vorobyev et al., Phys. Lett. 30B (1969) 332
- (7) T. Krogulski et al., Nucl. Phys. A128 (1969) 219
- (8) A. Vorobyev et al., Sov. J. Nucl. Phys. 20 (1975) 248
- (9) S. Whetstone et T. Thomas, Phys. Rev. 154 (1967) 1174
- (10) S. Cospser et al., Phys. Rev. 154 (1967) 1193
- (11) G. Raisbeck et T. Thomas, Phys. Rev. 172 (1968) 1272
- (12) W. Loveland, Phys. Rev. C9 (1974) 395
- (13) P. D'hondt, Thèse dr. sc., Université de Gand (1980)
- (14) D. Cumpstey et D. Vass, Proc. Symp. on Phys. & Chem. of Fission, Jülich 1979, IAEA Vienna, papier F 12.
- (15) F. Gaïtucoli et al., communication personnelle (1980)
- (16) E. Cheifetz et al., Phys. Lett. 29 (1972) 805
- (17) A. Graevskii et G. Solyakin, Sov. J. Nucl. Phys. 18 (1974) 369
- (18) A. Gavron, Phys. Rev. C11 (1975) 580
- (19) N. Cârjan, J. de Phys. 37 (1976) 1279
- (20) R. Nobles, Phys. Rev. 126 (1962) 1508
- (21) A. Deruytter et M. Nève de Mévergnies, C. R. du Congrès International de Physique Nucleaire, Paris (1964) II, 1114
- (22) T. Doan et al., Nucl. Phys. A96 (1967) 588
- (23) C. Wagemans et A. Deruytter, Z. Phys. A275 (1975) 149
- (24) I. Schröder et al., Phys. Rev. 137 (1965) 519
- (25) M. Marschall et J. Scobie, Phys. Lett. 23 (1966) 583
- (26) G. Kugler et W. Clarke, Phys. Rev. C5 (1972) 551
- (27) I. Schröder, Nucl. Phys. A195 (1972) 257
- (28) I. Halpern, Ann. Rev. Nucl. Sci. 21 (1971) 245.

TABLE 1 COMPARAISON DES CARACTERISTIQUES DES DISTRIBUTIONS ENERGETIQUES POUR LES PARTICULES TERNAIRES LES PLUS IMPORTANTES DANS LA FISSION THERMIQUE DE  $^{235}\text{U}$ .

Particule	$\bar{E}$ (MeV)	LMH (MeV)	$\bar{E}$ (MeV)	LMH (MeV)	$\bar{E}$ (MeV)	LMH (MeV)	$\bar{E}$ (MeV)	LMH (MeV)
$^1\text{H}$			$8.6 \pm 0.3$	$6.9 \pm 0.5$			$8.9 \pm 0.2$	$5.9 \pm 0.4$
$^2\text{H}$	$8.5 \pm 0.3$	$6.8 \pm 0.4$	$7.9 \pm 0.3$	$7 \pm 1$	$8.06 \pm 0.15$	$7.1 \pm 0.2$	$7.5 \pm 0.3$	$6.6 \pm 0.6$
$^3\text{H}$	$8.1 \pm 0.2$	$6.2 \pm 0.2$	$8.6 \pm 0.3$	$6.7 \pm 0.6$	$8.2 \pm 0.15$	$6.5 \pm 0.2$	$8.4 \pm 0.1$	$6.7 \pm 0.2$
$^4\text{He}$	$15.8 \pm 0.3$	$9.6 \pm 0.3$	$15.7 \pm 0.3$	$9.8 \pm 0.4$	$15.9 \pm 0.1$	$9.8 \pm 0.1$	$16.0 \pm 0.1$	$9.6 \pm 0.2$
$^6\text{He}$	$11.8 \pm 0.3$	$9.0 \pm 0.4$	$12.9 \pm 0.5$	$8.7 \pm 0.7$	$11.3 \pm 0.15$	$10.8 \pm 0.4$	$12.2 \pm 0.3$	$9.2 \pm 0.6$
Auteurs	Vorobyev et al. <sup>2)</sup>		Dakowski et al. <sup>4)</sup>		Vorobyev et al. <sup>3)</sup>		Nos résultats	

TABLE 2 PARAMETRES DES DISTRIBUTIONS GAUSSIENNES ADAPTEES AUX SPECTRES EXPERIMENTAUX POUR LES  $\alpha$  TERNAIRES EMISES DANS LA FISSION THERMIQUE DE  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  ET  $^{239}\text{Pu}$  ET DANS LA FISSION SPONTANEE DE  $^{252}\text{Cf}$ .

Réaction	$\bar{E}_\alpha$ (MeV)	LMH (MeV)	Auteurs
$^{233}\text{U}$ ( $n_{\text{th}}$ , f)	15.65 $\pm$ 0.5a)	9.4 $\pm$ 0.5a)	Cambiaghi et al. <sup>5)</sup>
	16.3 $\pm$ 0.1	9.7 $\pm$ 0.2	Vorobyev et al. <sup>6)</sup>
	16.1 $\pm$ 0.2	9.7 $\pm$ 0.4	Nos résultats
$^{235}\text{U}$ ( $n_{\text{th}}$ , f)	15.8 $\pm$ 0.3	9.6 $\pm$ 0.3	Vorobyev et al. <sup>2)</sup>
	15.7 $\pm$ 0.3	9.8 $\pm$ 0.4	Dakowski et al. <sup>4)</sup>
	15.9 $\pm$ 0.1	9.8 $\pm$ 0.1	Vorobyev et al. <sup>3)</sup>
	16.0 $\pm$ 0.1	9.6 $\pm$ 0.2	Nos résultats
$^{237}\text{Np}$ ( $n_{\text{th}}$ , f)	15.8 $\pm$ 0.5	9.8 $\pm$ 0.5	Nos résultats
$^{239}\text{Pu}$ ( $n_{\text{th}}$ , f)	16.0 $\pm$ 0.1	10.6 $\pm$ 0.2	Krogulski et al. <sup>7)</sup>
	15.8 $\pm$ 0.1	10.9 $\pm$ 0.2	Vorobyev et al. <sup>8)</sup>
	15.9 $\pm$ 0.2	10.1 $\pm$ 0.2	Nos résultats
$^{252}\text{Cf}$ (s.f)	16.0 $\pm$ 0.5	11.5 $\pm$ 0.5	Whetstone & Thomas <sup>9)</sup>
	16.0 $\pm$ 0.2	10.3 $\pm$ 0.4	Cosper et al. <sup>10)</sup>
	15.5a)	12b)	Raisbeck & Thomas <sup>11)</sup>
	16a)	10.3b)	Loveland <sup>12)</sup>
	15.9 $\pm$ 0.3	10.2 $\pm$ 0.5	D'hondt <sup>13)</sup>
	16.1 $\pm$ 0.8	13.0 $\pm$ 0.7	Cumpstey & Vass <sup>14)</sup>

a) valeur estimée

b) valeur estimée tenant compte des points  $> 12.5$  MeV

TABLE 3 COMPARAISON DES PROBABILITES D'EMISSION RELATIVES POUR LES PARTICULES TERNAIRES  
DANS LA FISSION THERMIQUE DE  $^{235}\text{U}$  (EN % DU NOMBRE DE  $^4\text{He}$ ).

Particule	Vorobyev et al. <sup>2)</sup>	Dakowski et al. <sup>4)</sup>	Vorobyev et al. <sup>3)</sup>	Nos résultats	
				Extrapolation gaussienne	Valeurs réelles
$^1\text{H}$		$1.15 \pm 0.15$		$1.02 \pm 0.01^{\text{a}}$	$0.96 \pm 0.01^{\text{a}}$
$^2\text{H}$	$0.44 \pm 0.04$	$0.5 \pm 0.1$	$0.50 \pm 0.02$	$0.60 \pm 0.02$	$0.56 \pm 0.02$
$^3\text{H}$	$6.3 \pm 0.2$	$6.2 \pm 0.5$	$7.2 \pm 0.3$	$6.67 \pm 0.04$	$6.27 \pm 0.03$
$^4\text{He}$	100	100	100	100	100
$^6\text{He}$	$1.4 \pm 0.1$	$1.1 \pm 0.2$	$1.91 \pm 0.08$	$1.81 \pm 0.02$	$1.70 \pm 0.02$
$^8\text{He}$			$0.08 \pm 0.01$	0.09	0.08
Li			$0.09 \pm 0.01$	0.11	0.10
Be			$0.38 \pm 0.03$	0.42	0.39

a) erreur statistique

TABLE 4 TABLEAU COMPARATIF DES PROBABILITES D'EMISSION ABSOLUES  
B/LRA ET B/T

Réaction	B/T	B/LRA	Méthode	Auteurs
$^{233}\text{U}$ ( $n_{th}$ , f)	$414 \pm 26$	465 $458 \pm 20^a$ $461 \pm 15$	chambre à ionisation	Nobles <sup>20)</sup>
	$445 \pm 13$		dét. Si(Au)	Deruytter <sup>21)</sup>
	$(460 \pm 20)$		calcul	Doan <sup>22)</sup>
	$421 \pm 15^c$		dét. Si(Au)	Wagemans <sup>23)</sup>
$^{235}\text{U}$ ( $n_{th}$ , f)	$499 \pm 30$	$690 \pm 25^b$ 500 $720 \pm 80$ $769 \pm 83$ $459 \pm 22$ $580 \pm 20^a$ $589 \pm 9$	chambre à ionisation	Nobles <sup>20)</sup>
	$518 \pm 13$		dét. Si(Au)	Schröder <sup>24)</sup>
	$512 \pm 14$		$\Delta E$ (cont.prop.)-E	Marshall <sup>25)</sup>
	$490 \pm 20$		calcul	Doan <sup>22)</sup>
			déflexion magnétique	Vorobyev <sup>2)</sup>
			déflexion magnétique	Vorobyev <sup>3)</sup>
			spectr. de masse	Kugler <sup>26)</sup>
	$530 \pm 20$		dét. Si(Au)	Wagemans <sup>23)</sup>
	$536 \pm 10$		dét. $\Delta E-E$	ce travail
$^{237}\text{Np}$ ( $n_{th}$ , f)	$451 \pm 20^c$	$493 \pm 20^c$	dét. $\Delta E-E$	ce travail
$^{239}\text{Pu}$ ( $n_{th}$ , f)	$411 \pm 26$	450 $448 \pm 20^a$ $450 \pm 15$	chambre à ionisation	Nobles <sup>20)</sup>
			calcul	Doan <sup>22)</sup>
	$412 \pm 11$		dét. Si(Au)	Schröder <sup>27)</sup>
	$420 \pm 20$		dét. Si(Au)	Wagemans <sup>29)</sup>
	$412 \pm 15^c$		dét. $\Delta E-E$	ce travail

a) après correction de 6 % pour la déviation d'une gaussienne

b) valeur pour  $E_\alpha > 6.3$  MeV

c) résultat préliminaire



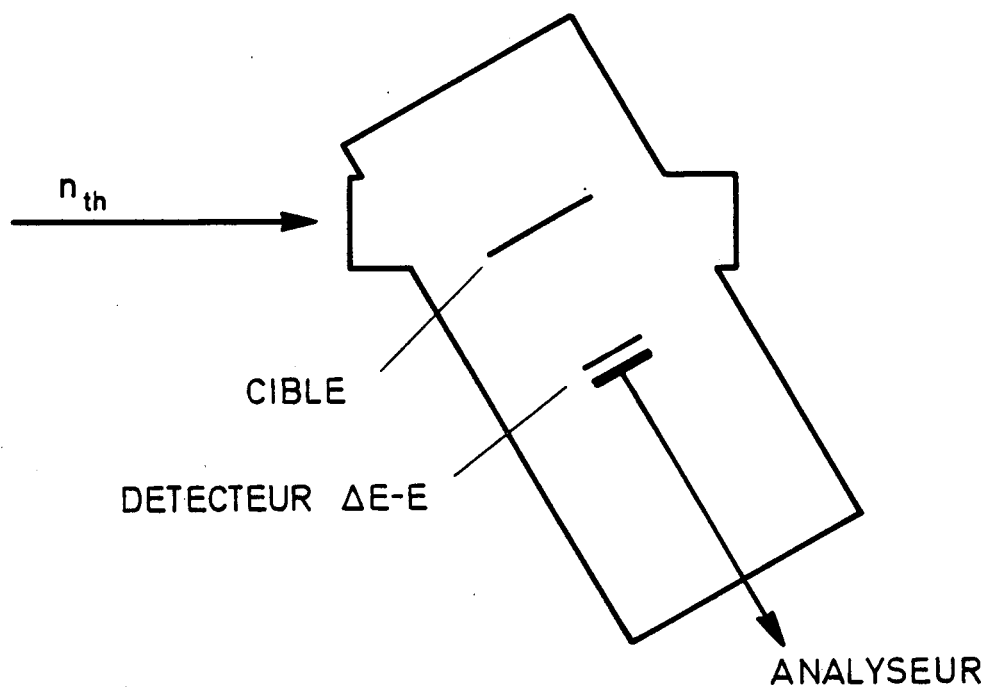


Fig. 1 : Dispositif expérimental.

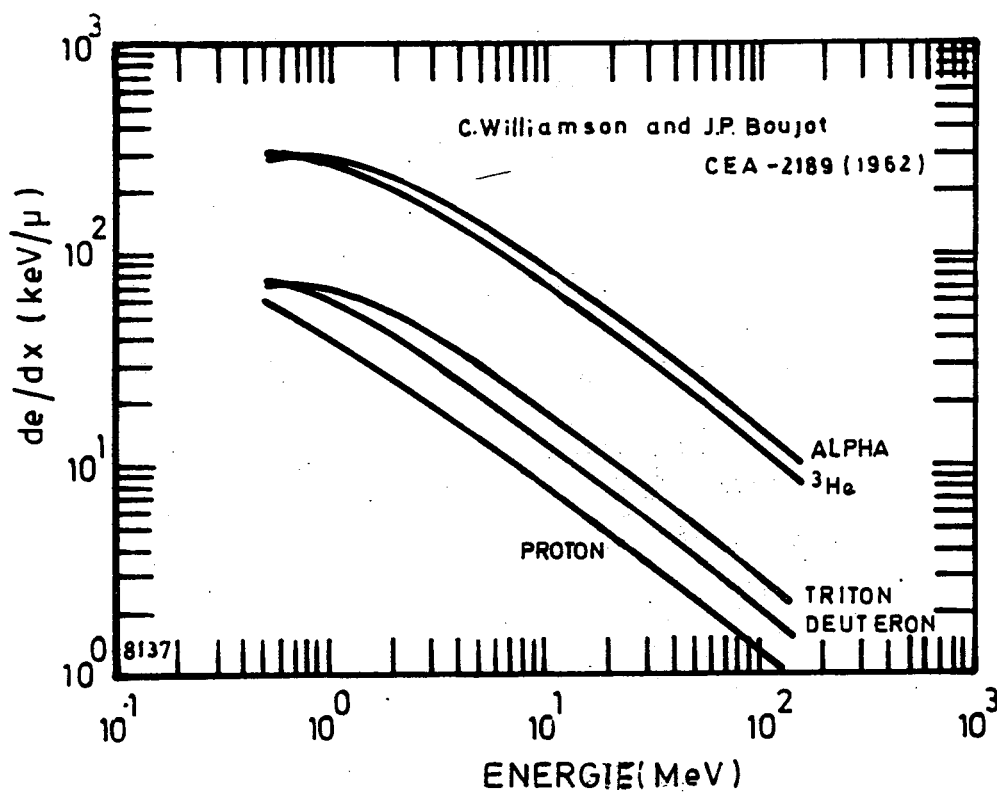


Fig. 2 : Perte d'énergie spécifique des particules chargées dans le silicium.

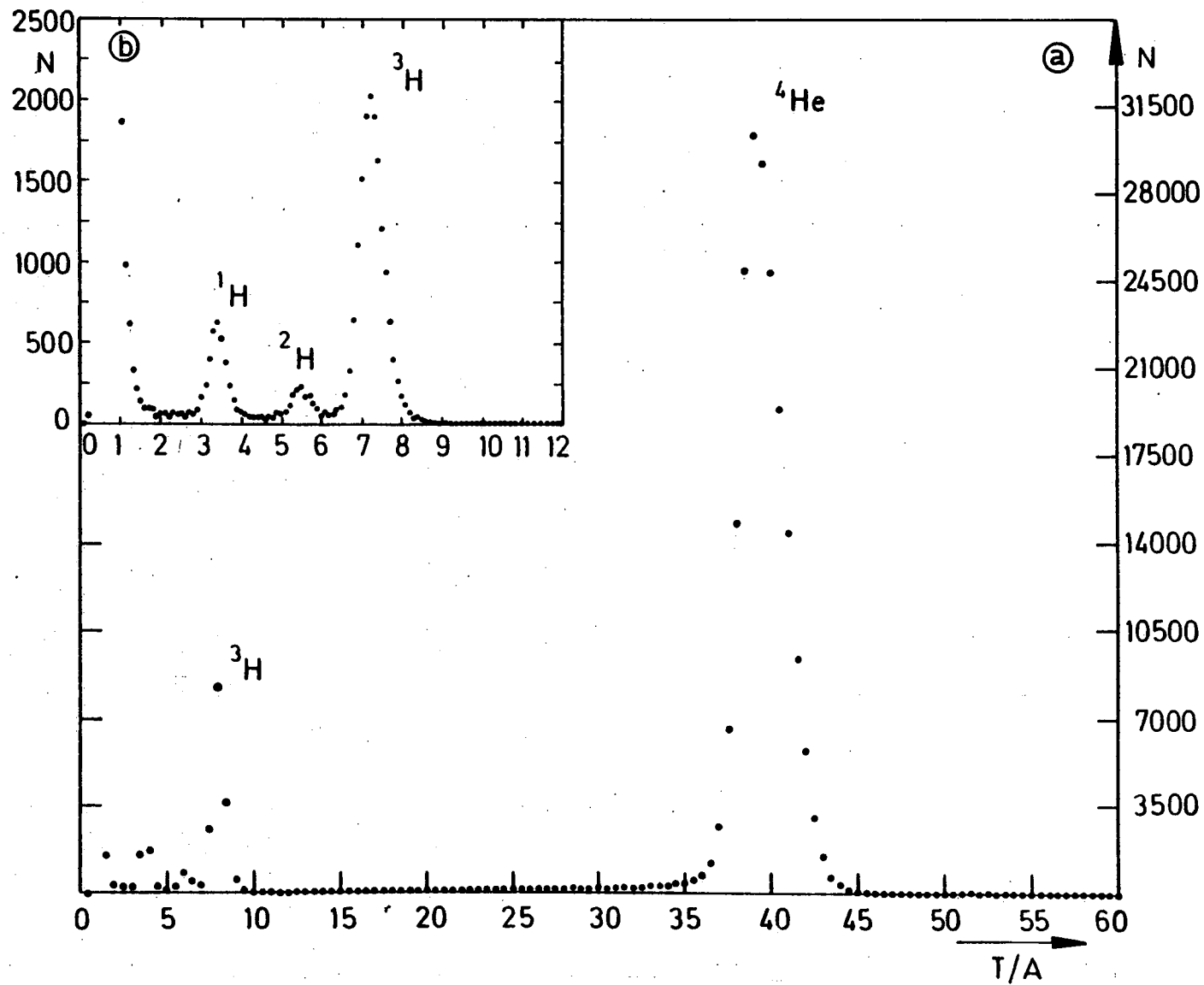


Fig. 3 : Spectre d'identification.

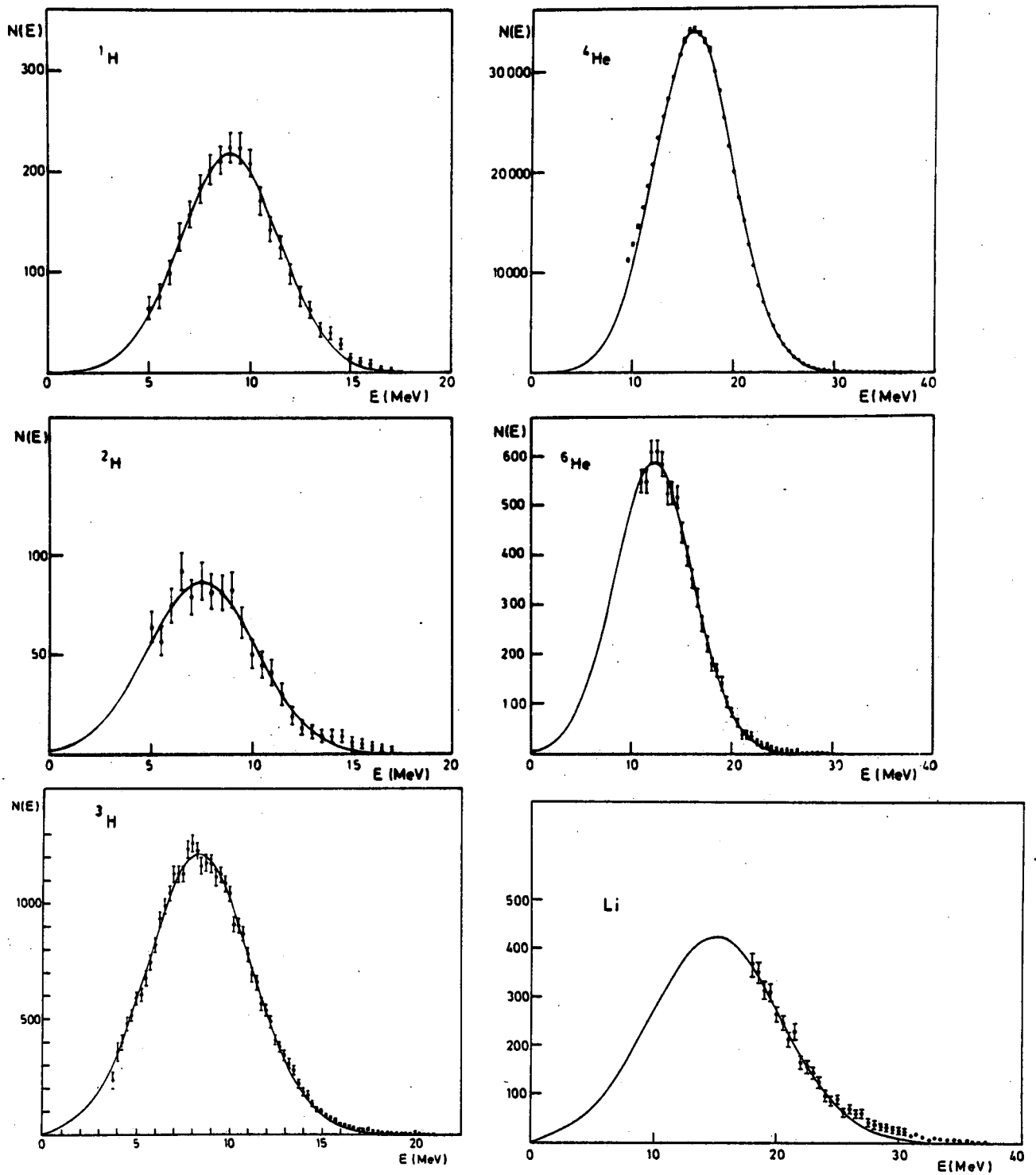


Fig. 4 : Distributions énergétiques de plusieurs particules chargées émises dans la fission thermique de  $^{235}\text{U}$  (téléscope protégé).

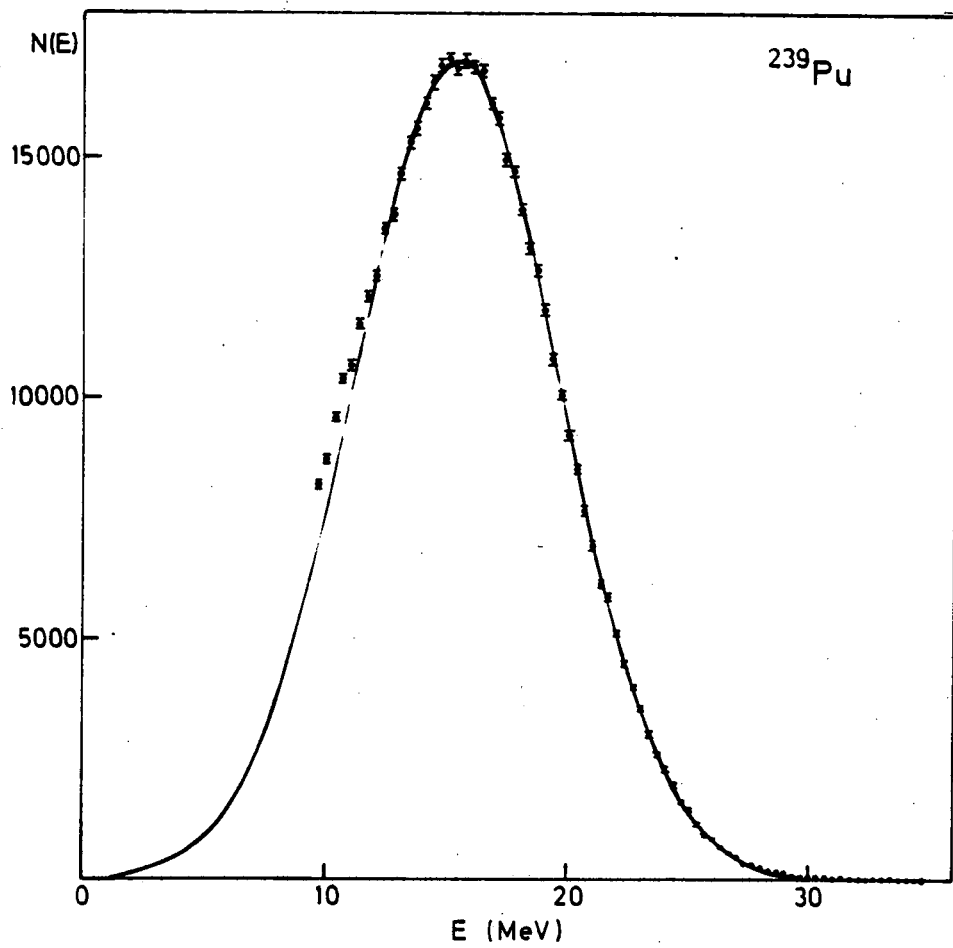
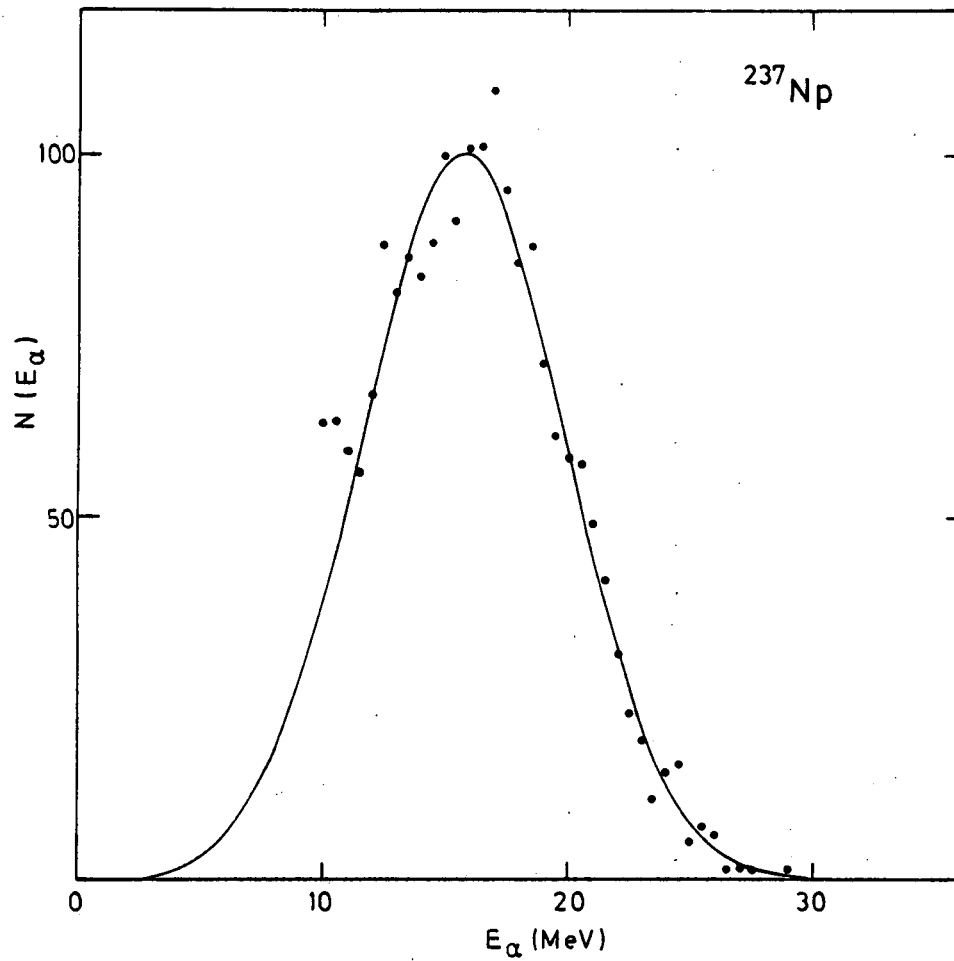


Fig. 5 : Distributions énergétiques des  $\alpha$  ternaires dans la fission thermique de  $^{239}\text{Pu}$  et de  $^{237}\text{Np}$  (télescope protégé).

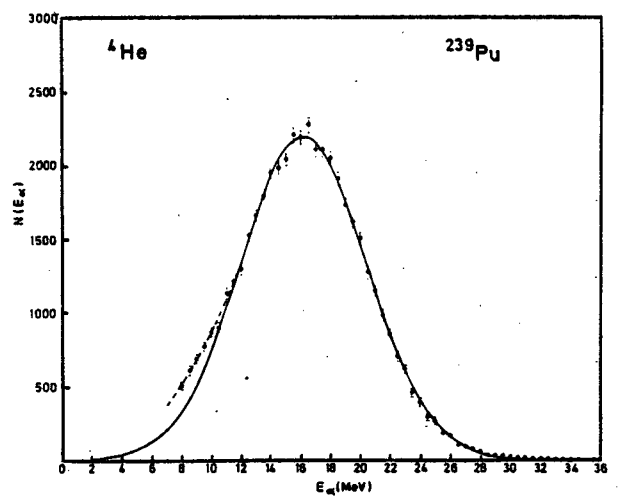
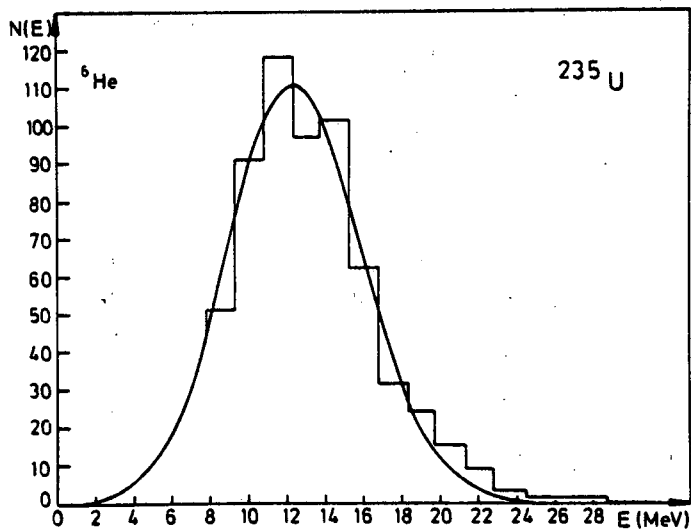
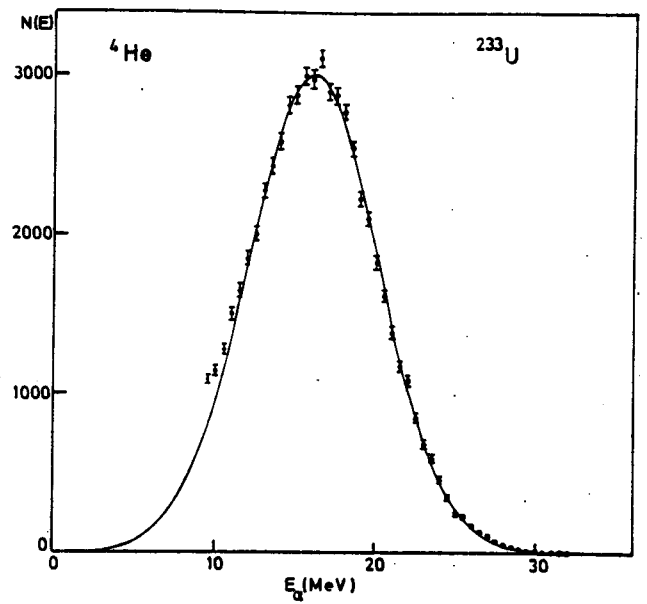
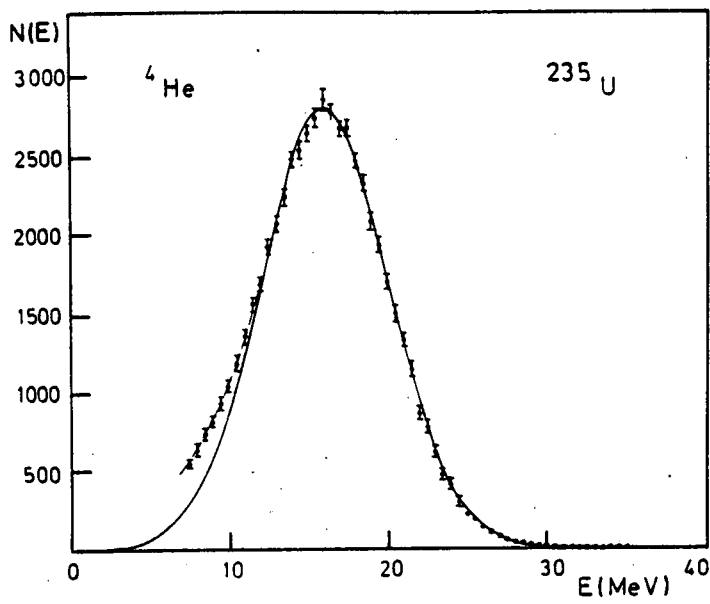


Fig. 6 : Distributions énergétiques des particules  ${}^4\text{He}$  et  ${}^6\text{He}$  émises dans la fission thermique de  ${}^{235}\text{U}$  et des particules  ${}^4\text{He}$  émises dans la fission thermique de  ${}^{233}\text{U}$  et de  ${}^{239}\text{Pu}$  (télescope non protégé).

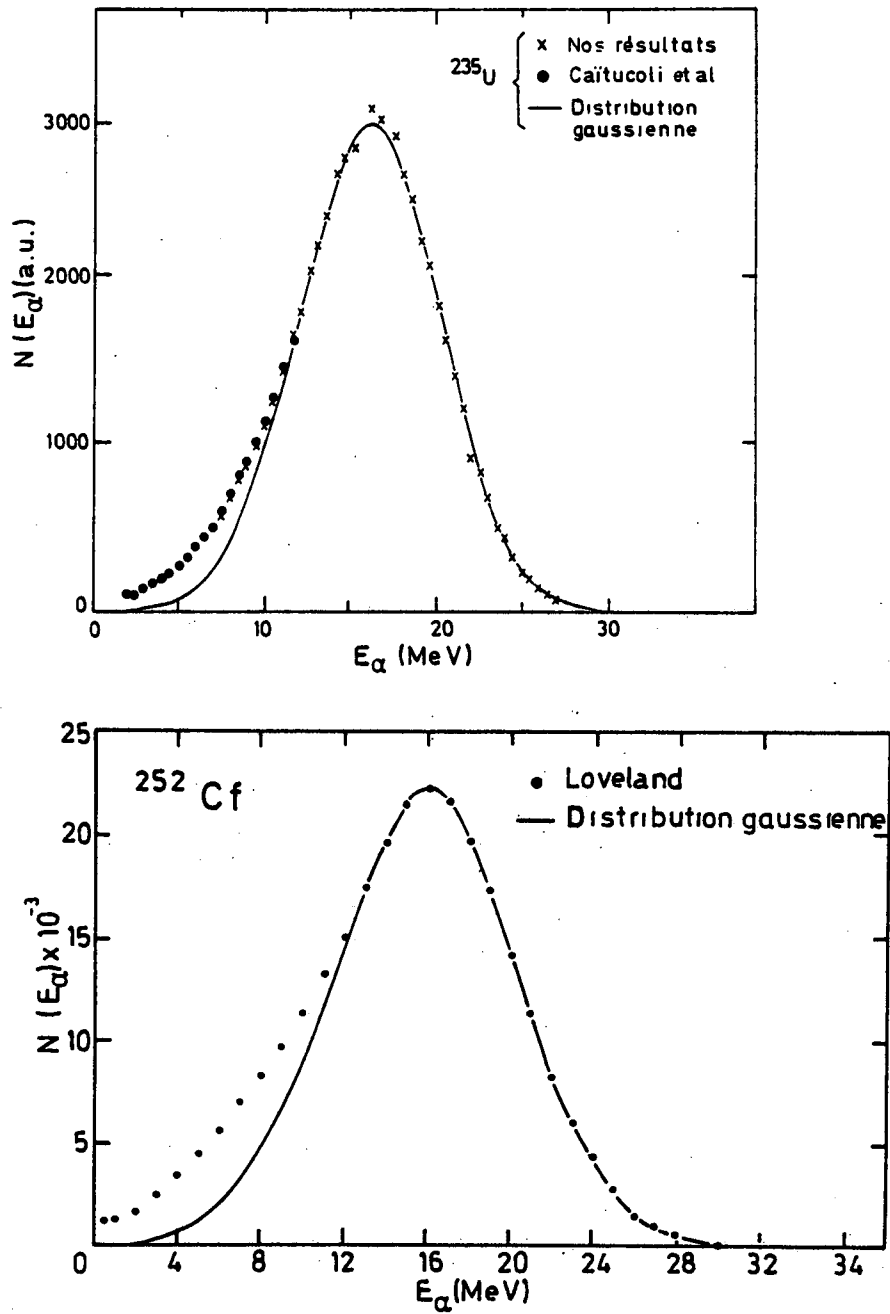


Fig. 7 : Distribution énergétique des  $\alpha$  ternaires dans la fission thermique de  $^{235}\text{U}$  et dans la fission spontanée de  $^{252}\text{Cf}$ .

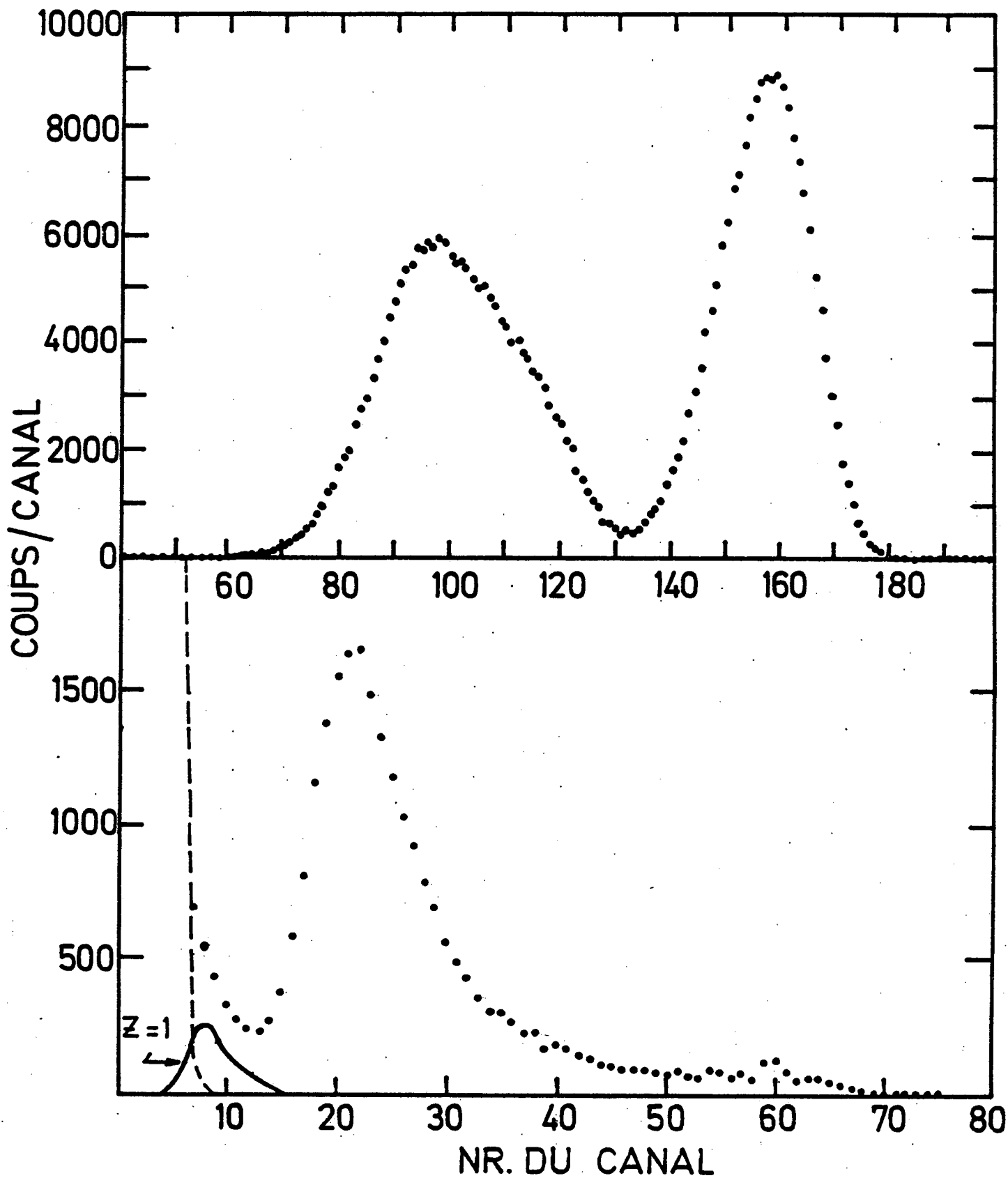


Fig. 8 : Spectre en amplitude des fragments de fission binaires (haut) et des particules ternaires (bas) dans la fission thermique de  $^{235}\text{U}$  (épaisseur du détecteur :  $26.7 \mu$ ).

+