

FRAGMENTATION DES NOYAUX PAR DES PROTONS ET DES PIONS

Y. CASSAGNOU, J. DALMAS[†], H.E. JACKSON^{††}, J. JULIEN,
A. PALMERI^{†††}, R. LEGRAIN, L. ROUSSEL

Département de Physique Nucléaire, CEN Saclay, BP 2, 91190 Gif-sur-Yvette

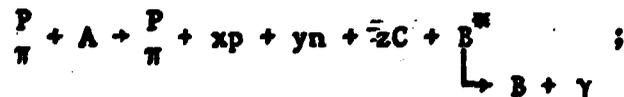
FR7800029

Résumé. - Quelques résultats de spectrométrie des γ prompts dans l'interaction, aux énergies intermédiaires, des protons et des pions avec les noyaux sont passés en revue pour montrer l'intérêt des expériences présentées ici dans lesquelles les particules chargées émises sont détectées en coïncidence avec le rayonnement γ , ce qui permet de bien mieux définir l'état final. Les résultats préliminaires montrent que la fragmentation paraît faible dans l'interaction des protons et que l'absorption est très importante dans celle des pions. La forte dépendance des spectres d'énergies suivant la voie de sortie ouvre des possibilités nouvelles de tester les modèles de mécanisme de réaction à ces énergies.

Abstract. - Data from in-beam γ spectroscopy and from detection of charged particles in p-nucleus and π -nucleus interaction at intermediate energies are reviewed. Preliminary data from coincidence experiments are presented showing the apparent weak component of fragmentation in p-nucleus interaction and the primary role of absorption in π -nucleus interaction. In these experiments the energy spectra of emitted particles were found strongly dependent on exit channels giving a powerful tool to test reaction mechanism models.

Depuis quelques années, l'interaction avec les noyaux des protons [1,2], des particules α [3] et ^3He [4], des pions [5,6] et des kaons [7] aux énergies intermédiaires a été étudiée par la spectrométrie du rayonnement γ prompt.

L'interaction d'un proton ou d'un pion avec un noyau A peut se décomposer en :



la particule incidente est généralement rediffusée si c'est un proton ; elle est le plus souvent absorbée si c'est un pion, comme nous le verrons ; x, y, et z sont les nombres de protons, neutrons et fragments (éventuellement) éjectés de la cible soit directement dans l'interaction initiale soit par évaporation ultérieurement ; B^* est un des noyaux résiduels qu'on identifie par une raie γ de désexcitation des niveaux de basse énergie.

La Fig.1 présente un premier résultat obtenu par spectrométrie γ uniquement [8] ; ce sont les distributions des noyaux résiduels résultant de l'interaction de π^- de 45 MeV avec une cible de ^{62}Ni d'une part et de π^- stoppés, après ralentissement, dans la même cible (énergie cinétique 0) d'autre part.

On sait qu'un pion stoppé forme un atome (pionique) puis il y a absorption du pion sur une paire de nucléons du noyau et une énergie de 140 MeV correspondant à la masse du pion est reçue par le noyau.

La Fig.1 montre que les distributions relatives aux π^- en vol et aux π^- stoppés sont très voisines. Cette analogie a été également observée pour deux autres isotopes : ^{58}Ni et ^{60}Ni avec des distributions qui sont différentes pour chaque isotope.

On en conclut qu'il y a aussi, avec une grande probabilité, une absorption du pion dans l'interaction à basse énergie.

Avec un faisceau incident de protons et même de particules alpha, on a obtenu des distributions de masses résiduelles légèrement différentes de celles des pions mais qui présentent les mêmes caractéristiques :

- Les noyaux résiduels sont des noyaux stables, à l'exception de quelques-uns ayant une masse peu différente de celle de la cible, qui peuvent être formés par enlèvement direct d'un ou deux nucléons.
- Les noyaux qui ont 8, 10, 12 et jusqu'à 16 nucléons de moins que la cible appartiennent à la ligne de stabilité.

L'hypothèse classique d'une succession de collisions nucléon-nucléon (cascade intranucléaire) laissant suffisamment d'énergie d'excitation au noyau pour permettre l'évaporation d'un grand nombre de nucléons, permet de comprendre que des noyaux stables et, parmi ceux-ci, des noyaux pair-pair soient préférentiellement formés. On calcule, dans ce modèle, qu'une énergie d'excitation d'une centaine de MeV est nécessaire pour reproduire les sections efficaces de la Fig.1.

Une autre hypothèse peut être faite dans laquelle intervient la structure nucléaire : avec une excitation suffisamment grande, en raison de la grande stabilité d'un groupe de 4 nucléons en forte corrélation, on peut penser que l'émission d'une particule alpha, puis d'une deuxième, puis d'une troisième, etc. serait à l'origine de l'abondance des noyaux A-4N.

On peut aussi imaginer que le noyau se fragmente ; si l'on admet qu'il existe, entre les nucléons, deux types de liaison - des liaisons fortes entre paires et groupes de 4 (quartets) et des liaisons faibles entre ces groupes - une grande énergie déposée au noyau par la particule incidente avec un petit transfert d'impulsion est susceptible de provoquer une fragmentation suivant les lignes de moindre résistance que constituent les liaisons faibles.

- On constate aussi que ces distributions varient peu avec l'énergie incidente. Ceci apparaît sur la Fig.2 [8] qui regroupe toute une série de résultats obtenus avec des pions et des protons sur des cibles de la région du fer et du nickel. On a résumé la distribution des masses résiduelles par le nombre moyen de nucléons enlevés à la cible :

$$\overline{\delta A} = \sum_i \sigma_i \cdot \delta A_i / \sum_i \sigma_i$$

δA_i étant le nombre de nucléons arrachés pour former le noyau A_i , σ_i étant la section efficace de production du noyau A_i .

En abscisse, on a porté l'énergie totale, c'est-à-dire l'énergie cinétique des protons et l'énergie cinétique augmentée de la masse (140 MeV) dans le cas des pions.

La Fig.2 montre qu'on arrive très bien à superposer les mesures que nous avons faites avec des protons à Saturne, avec des pions stoppés et de basse énergie à l'accélérateur linéaire, et les mesures faites aux Etats-Unis avec des pions plus énergiques. On observe une faible variation de $\overline{\delta A}$ aux basses énergies et une saturation ensuite comme si l'énergie déposée dans la cible n'augmentait plus quand l'énergie de la particule incidente croît.

On a aussi mesuré les spectres d'énergie des particules émises : protons, deutons, particules α etc. En supposant une phase intermédiaire dite de pré-équilibre au cours de laquelle des nucléons plus énergiques que les nucléons d'évaporation peuvent être émis, on arrive à reproduire correctement la composante de haute énergie des spectres ainsi que les valeurs relatives des sections efficaces de production des noyaux pair-pair (pas les valeurs absolues) sans supposer l'éjection de particules alpha [9].

La Fig.3 [10] représente le spectre d'énergie des particules α dans l'interaction de π^+ de 50 MeV avec l'argent et le spectre calculé par le code israélien ISOMAR-EVA qui décrit l'interaction π -nucléon par la formation de l'isobare Δ et calcule l'évaporation ultérieure des nucléons. Comme le montre la Fig, l'accord dépend malheureusement très fortement d'un ajustement des paramètres relatifs à l'évaporation.

Les mesures précédentes apparaissent insuffisantes parce qu'elles sont inclusives : les sections efficaces mesurées comprennent tous les processus qui conduisent à un même noyau résiduel ; par ailleurs, on ne tient pas compte de la structure du noyau dans l'état final qui peut favoriser certaines voies ou certains mécanismes comme la fragmentation.

C'est pourquoi nous avons entrepris une étude plus détaillée de l'interaction p-noyau et π -noyau par des mesures de coïncidence entre le rayonnement gamma et les particules chargées dans deux expériences dont les premiers résultats sont décrits ici : l'une auprès du synchrotron Saturne avec des protons de 400 MeV, l'autre avec des pions de 70 MeV, positifs et négatifs, produits à l'accélérateur linéaire de Saclay. Les cibles étaient ^{28}Si et ^{60}Ni . Ces mesures ont été complémentaires. A l'accélérateur linéaire, nous avons détecté en coïncidence avec le rayonnement γ les pions à partir de 10 MeV et les protons de 40 MeV à 130 MeV. Ces protons de grande énergie sont émis dans la phase initiale de l'interaction.

A Saturne, ont été détectées des particules de charge 1 (p,d,t) de basse énergie, donc émises par évaporation. Pour les particules de charge 2 (³He, ⁴He) seulement, la mesure porte sur l'ensemble du spectre d'énergie (jusqu'à 50 MeV).

Expérience de coïncidence particules chargées-rayonnement γ dans l'interaction proton-noyau. - Le détecteur γ , une diode GeLi de 50 cm³ et un télescope de 3 jonctions Si à barrière de surface ($\frac{\Delta E}{\Delta x} = 50 \mu\text{m}$, $E = 1200 \mu\text{m}$, $\bar{E} = 500 \mu\text{m}$) étaient placés à 90° par rapport à la direction du faisceau et à environ 15 centimètres d'une cible de $\approx 50 \text{ mg/cm}^2$ d'épaisseur. La Fig.4 montre la séparation des protons, deutons, tritons, ³He et ⁴He détectés par le télescope dans l'analyse par un ordinateur des informations enregistrées sur une bande magnétique. Quelques ions lithium et béryllium ont aussi été identifiés.

La Fig.5 représente le spectre γ en coïncidence avec les particules de charge 1 (essentiellement des protons) obtenu avec la cible de ²⁸Si bombardée par les protons de 400 MeV.

On y trouve les raies qui identifient des noyaux tels que ²⁴Mg, ²³Na, ²¹Ne et ²⁰Ne, c'est-à-dire qui correspondent à l'éjection d'un grand nombre de nucléons. Les énergies des protons étant inférieures à 13 MeV, on peut dire que ce sont essentiellement des protons d'évaporation. Comme le montre le Tableau I, leur nombre croît avec la différence de masse entre le noyau résiduel et la cible sans être proportionnel au nombre de protons enlevés. Une analyse plus détaillée doit montrer si une meilleure séparation des protons avec les deutons et tritons peut atténuer ce désaccord avec un simple processus d'évaporation.

En coïncidence avec les particules de charge 2 (de 8 à 50 MeV), aucune raie γ n'apparaît et on peut conclure que le nombre d'événements, par rapport aux particules $Z = 1$, est environ un ordre de grandeur plus faible. Avec ⁶⁰Ni, le résultat est semblable et on peut en conclure que le phénomène de fragmentation a une très faible section efficace.

Expérience de coïncidence particules chargées-rayonnement γ dans l'interaction π -noyau. - Le dispositif expérimental était très semblable : les pions et les protons de grande énergie ont été détectés par quatre télescopes de scintillateurs plastiques ($\frac{\Delta E}{\Delta x} = 4 \text{ mm}$, $E = 10 \text{ cm}$) placés parallèlement au faisceau et de part et d'autre de la cible de 3,5 g/cm² (²⁸Si et ⁶⁰Ni de pureté 99%) ; une distribution angulaire grossière autour de 90° a pu être ainsi mesurée.

La Fig.6 montre la séparation des pions et des protons réalisée par l'analyse des informations de la bande magnétique.

1. SPECTRES γ EN COINCIDENCE. - La Fig.7, relative à l'interaction de π^+ de 70 MeV sur ⁶⁰Ni, montre les raies γ en coïncidence avec les protons (partie

supérieure) et avec les pions (partie inférieure).

Seules apparaissent, en coïncidence avec les pions, les raies de ^{60}Ni et ^{59}Ni (^{58}Ni très faiblement) qui correspondent à la diffusion inélastique et à l'interaction du pion incident avec un seul nucléon dans une réaction telle que $^{60}\text{Ni} (\pi, \pi n) ^{59}\text{Ni}$. Avec une précision de quelques pour cent, il n'apparaît aucun noyau de masse $A < 58$.

Au contraire en coïncidence avec les protons, à l'exception d'un peu de ^{60}Ni produit par rediffusion des protons dans la cible, toutes les raies identifient des noyaux $A < 58$; la raie γ la plus intense est celle de ^{56}Fe qui correspond à l'enlèvement de 2 protons et 2 neutrons soit l'équivalent d'une particule α .

Grâce à la puissance de la séparation des pions et des protons par les télescopes malgré leur grand angle solide total ($\approx 10^{-1}$), on a deux spectres entièrement différents.

Le fait que tous les noyaux de spallation ($A < 58$) soient en coïncidence avec les protons uniquement prouve tout à fait nettement que la production de ces noyaux implique l'absorption du pion, comme le suggérait l'analogie des spectres de π^- en vol et de π^- stoppés.

2. SECTIONS EFFICACES D'ABSORPTION ET DE DIFFUSION DES PIONS. - En sommant les sections efficaces déduites des intensités des raies du spectre γ en coïncidence avec les pions, on obtient une mesure approchée - la première de ce genre - de la section efficace inélastique totale d'un pion. On trouve une valeur ≈ 50 mb pour un π^+ et ≈ 100 mb pour un π^- .

Par ailleurs, une section efficace totale de réaction de ≈ 600 mb a été mesurée pour ^{60}Ni [8].

La valeur que nous trouvons pour la diffusion inélastique est très petite et contredit les prévisions théoriques qui suggéraient qu'absorption et diffusion devraient être comparables à plus haute énergie (≈ 200 MeV), tandis que l'absorption devrait diminuer en s'éloignant de la résonance 3,3. Le rapport de la diffusion inélastique à l'absorption, que nous avons mesuré, est donc inverse de celui qui était attendu.

3. MULTIPLICITE DES PROTONS DE HAUTE ENERGIE EN COINCIDENCE. - Le nombre des coïncidences rapporté au nombre de coups dans une mesure $\pi \gamma$ libre (sans coïncidence) donne la multiplicité c'est-à-dire le nombre de particules chargées par interaction, si l'on connaît l'angle solide. Or, celui-ci est mal défini en raison de la taille des scintillateurs.

En faisant l'hypothèse que, dans la diffusion inélastique des pions, la multiplicité est 1, ce qui donne une valeur de l'angle solide de 11%, très voisine de l'angle géométrique, on a calculé les multiplicités du Tableau II pour

les π^+ et les π^- de 70 MeV incidents sur ^{60}Ni .

En réalité, l'efficacité de détection du télescope est plus faible pour les protons que pour les pions en raison d'un seuil inférieur de détection plus élevé : 40 MeV pour les protons, 10 MeV pour les pions. Les multiplicités des protons sont donc erronées par défaut.

Le Tableau II montre qu'un π^+ donne environ un proton de haute énergie par interaction quel que soit le noyau final, tandis qu'un π^- ne donne que 0,4 par interaction.

Ce rapport $\langle v^+ / v^- \rangle$, trouvé légèrement supérieur à 2 pour ^{60}Ni , est important. Si l'on suppose que le pion est absorbé par une paire de nucléons avec une probabilité indépendante du spin et de l'isospin et en négligeant les corrélations nucléon-nucléon, on devrait trouver un rapport 5, étant donné qu'un π^+ donne 2 protons avec une paire np tandis qu'un π^- donne un seul proton avec une paire pp et que les paires np sont deux fois plus nombreuses que les paires pp. Si l'absorption dépend du spin et de l'isospin, ou si le pion est absorbé par 4 nucléons, on peut trouver une valeur plus faible du rapport.

Cette mesure du nombre moyen des protons de haute énergie émis montre que l'interaction π -noyau est probablement plus compliquée qu'une simple absorption sur un quasidéuteron.

4. DISTRIBUTION ANGULAIRE ET SPECTRES D'ÉNERGIE DES PARTICULES CHARGÉES. - La Fig. 8 montre que la plus grande partie des pions sont diffusés vers les angles arrière. Au contraire, les protons, moins systématiquement, sont préférentiellement émis vers l'avant.

La Fig. 9 présente les résultats d'une analyse préliminaire des spectres d'énergie des protons et des pions en fonction du noyau résiduel. On remarque que les π^+ associés au ^{59}Ni sont moins énergiques que ceux diffusés par ^{60}Ni , que les protons en coïncidence avec les noyaux de ^{54}Fe , ^{52}Cr et ^{50}Cr sont aussi moins énergiques, d'une vingtaine de MeV environ, que ceux qui sont en coïncidence avec ^{56}Mn et ^{56}Fe , et que ces spectres décroissent plus rapidement avec l'énergie dans le cas des π^- incidents. Dans le cas de ^{55}Fe , il semble qu'on observe même une variation de l'énergie des protons en fonction du niveau final.

Ces tout premiers résultats montrent que des mesures de coïncidence sont susceptibles de fournir des informations plus précises concernant les différentes voies de sortie et suggèrent que des calculs plus détaillés soient entrepris pour les interpréter.

Ces calculs, d'abord effectués à l'aide des modèles classiques existants, montreront, par la comparaison avec ces nouvelles données expérimentales, si la fragmentation du noyau doit être introduite dans la description de l'interaction π -noyau.

Références

† Laboratoire de Physique Nucléaire, Université de Bordeaux.

†† Argonne National Laboratory, USA.

††† Université de Catane.

- [1] O. ARTUN et al., Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 773.
- [2] C. CHANG et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1493.
- [3] O. ARTUN et al., Compte rendu d'activité du Département de Physique Nucléaire, Note CEA-N-1861, p. 51.
- [4] P.P. SINGH et al., communication privée.
- [5] H.E. JACKSON et al., Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 641.
- [6] D. ASHERY et al., Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 943.
- [7] P.D. BARNES et al., Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 230.
- [8] Y. CASSAGNOU et al., Phys. Rev. (à paraître).
- [9] P.D. BARNES, Compte rendu de la Conférence de Pittsburg (1976).
- [10] Travail fait en collaboration avec l'Université de Tel Aviv.

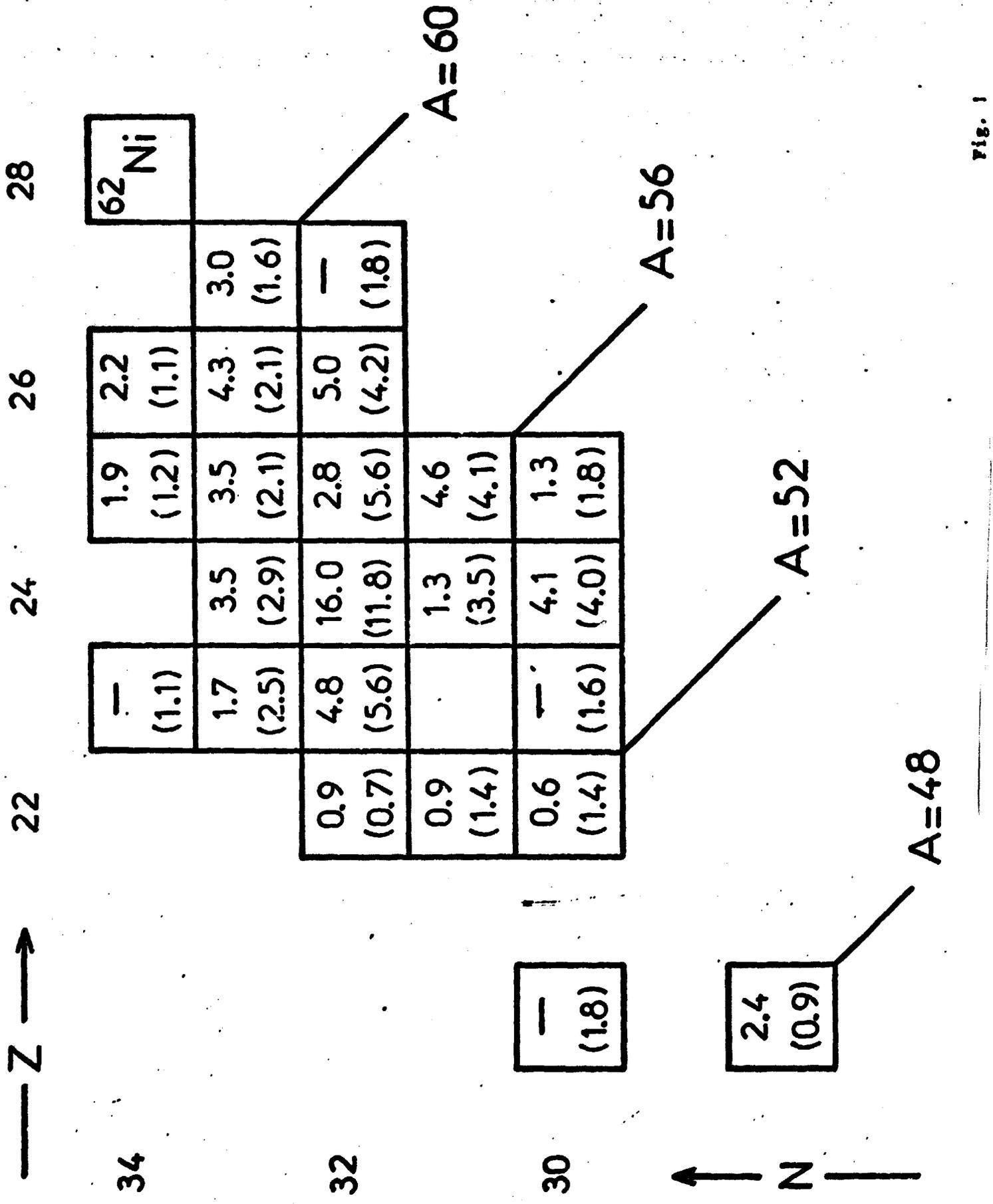


Fig. 1

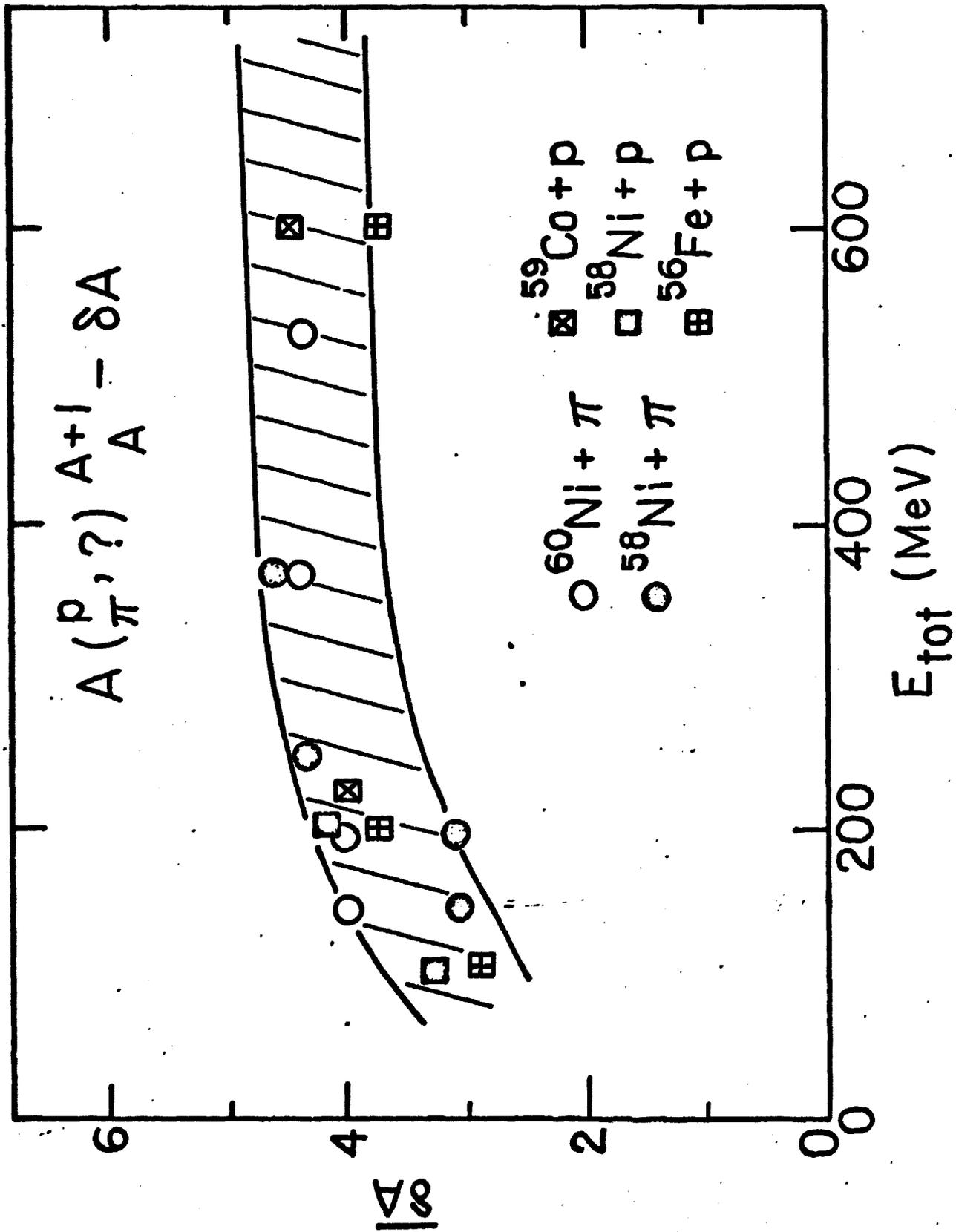


Fig. 2

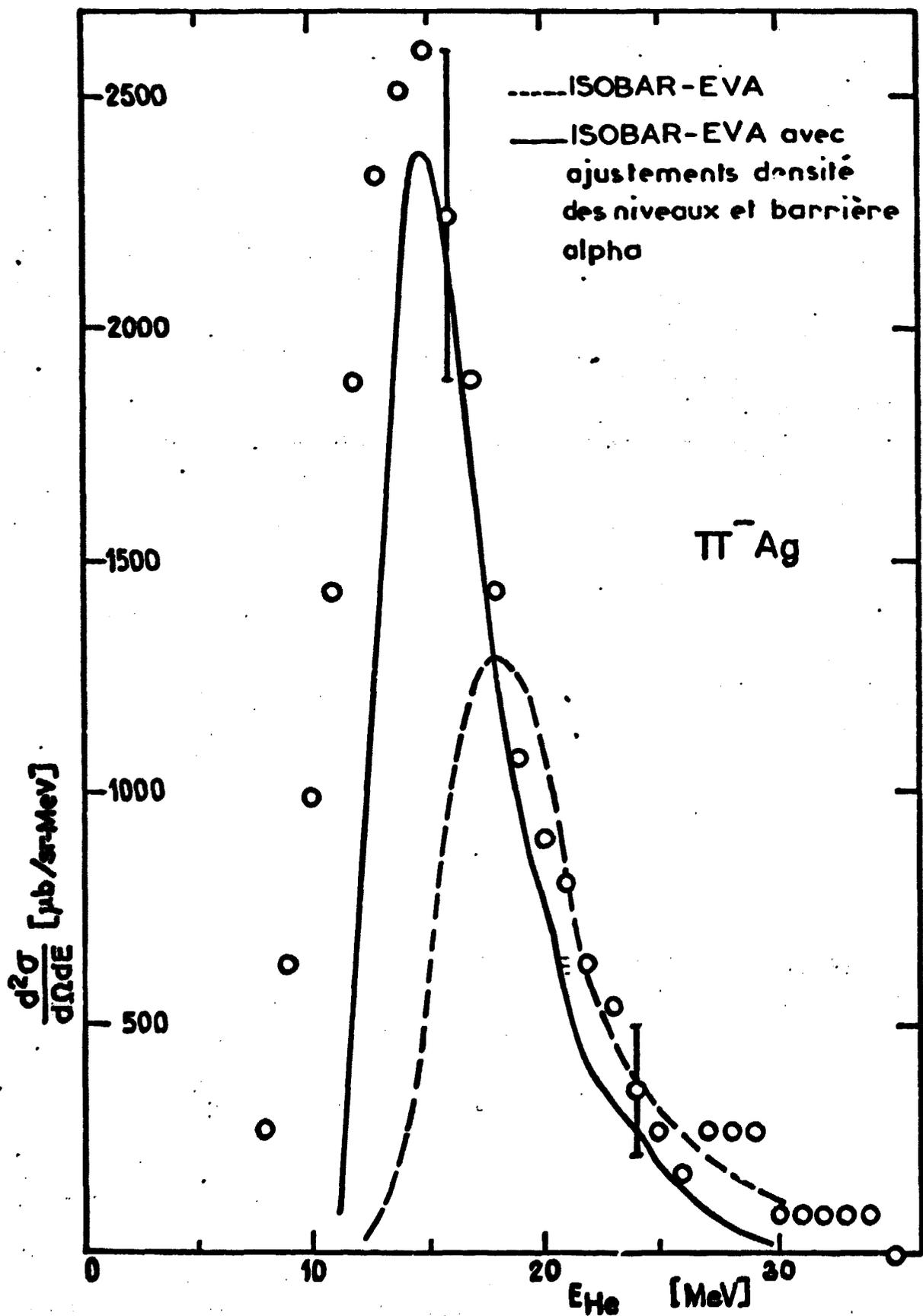


Fig. 3

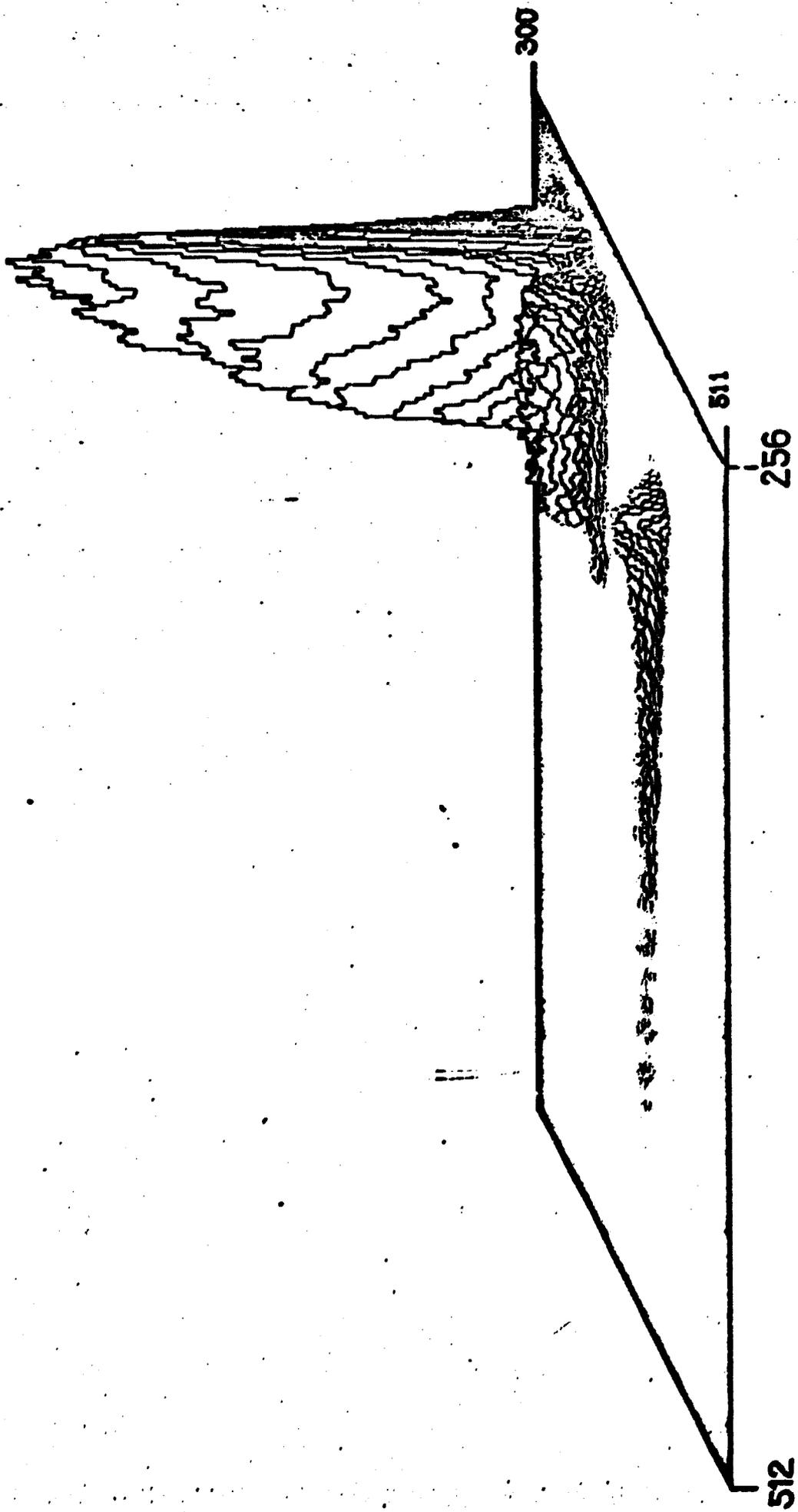


Fig. 4

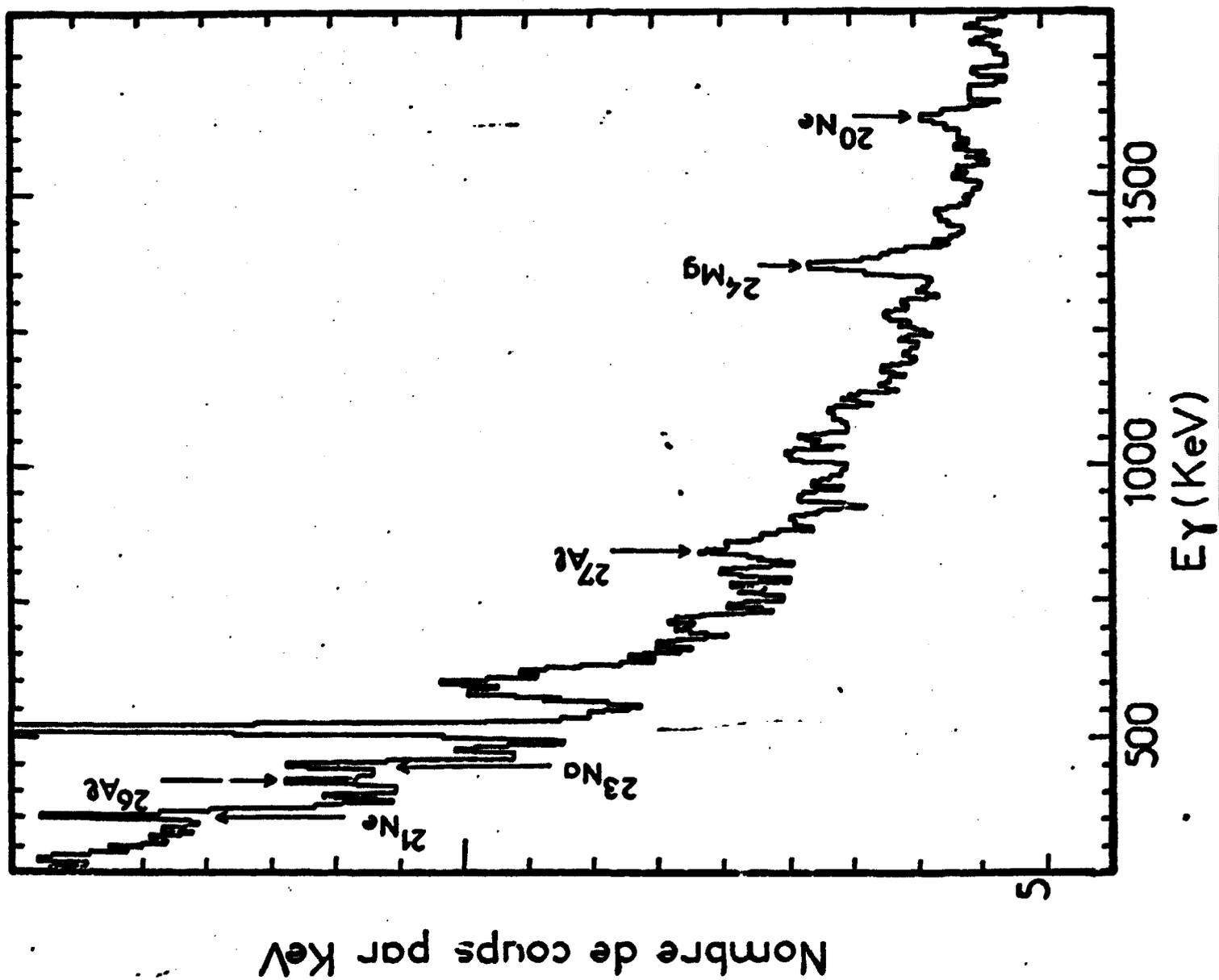
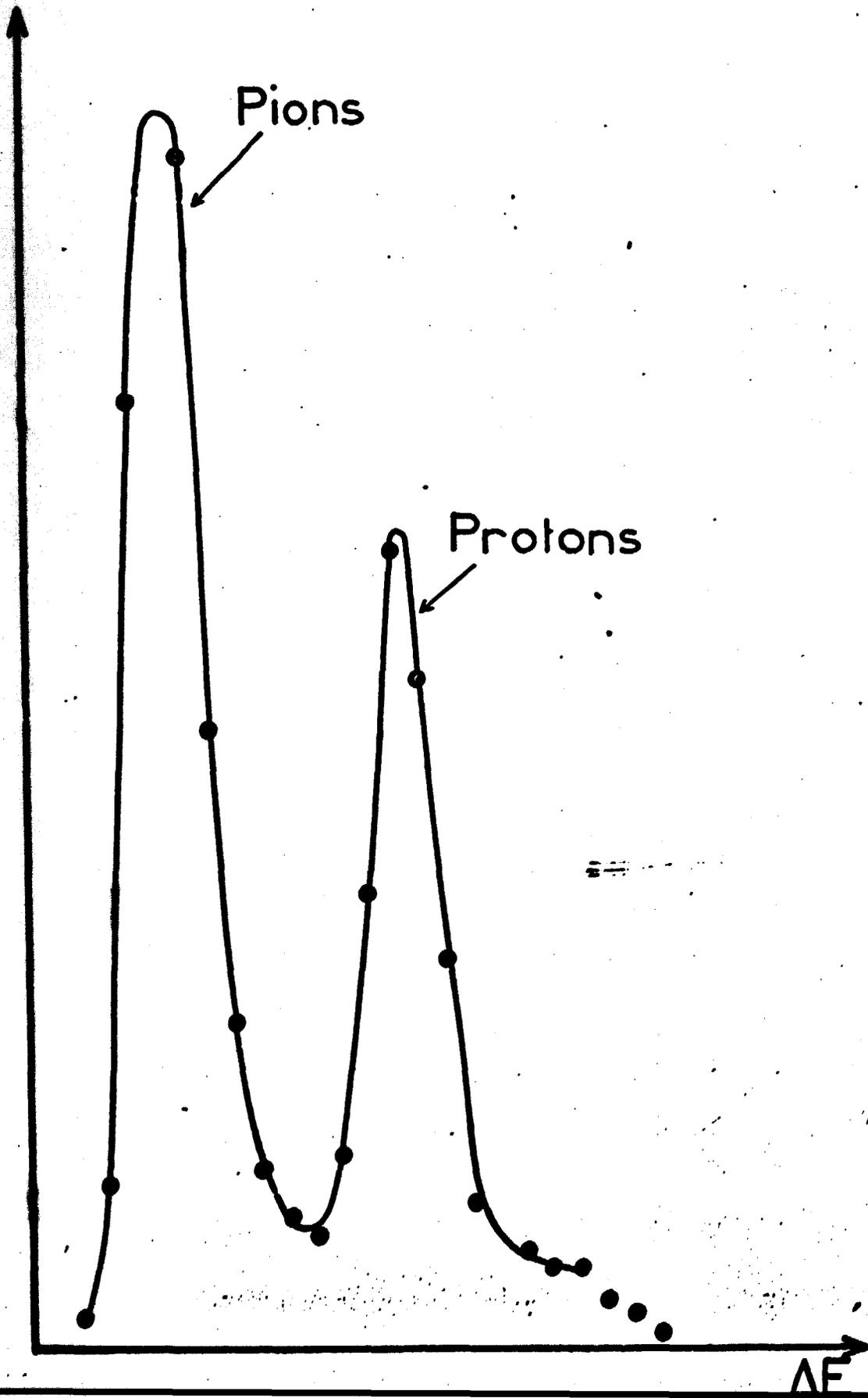
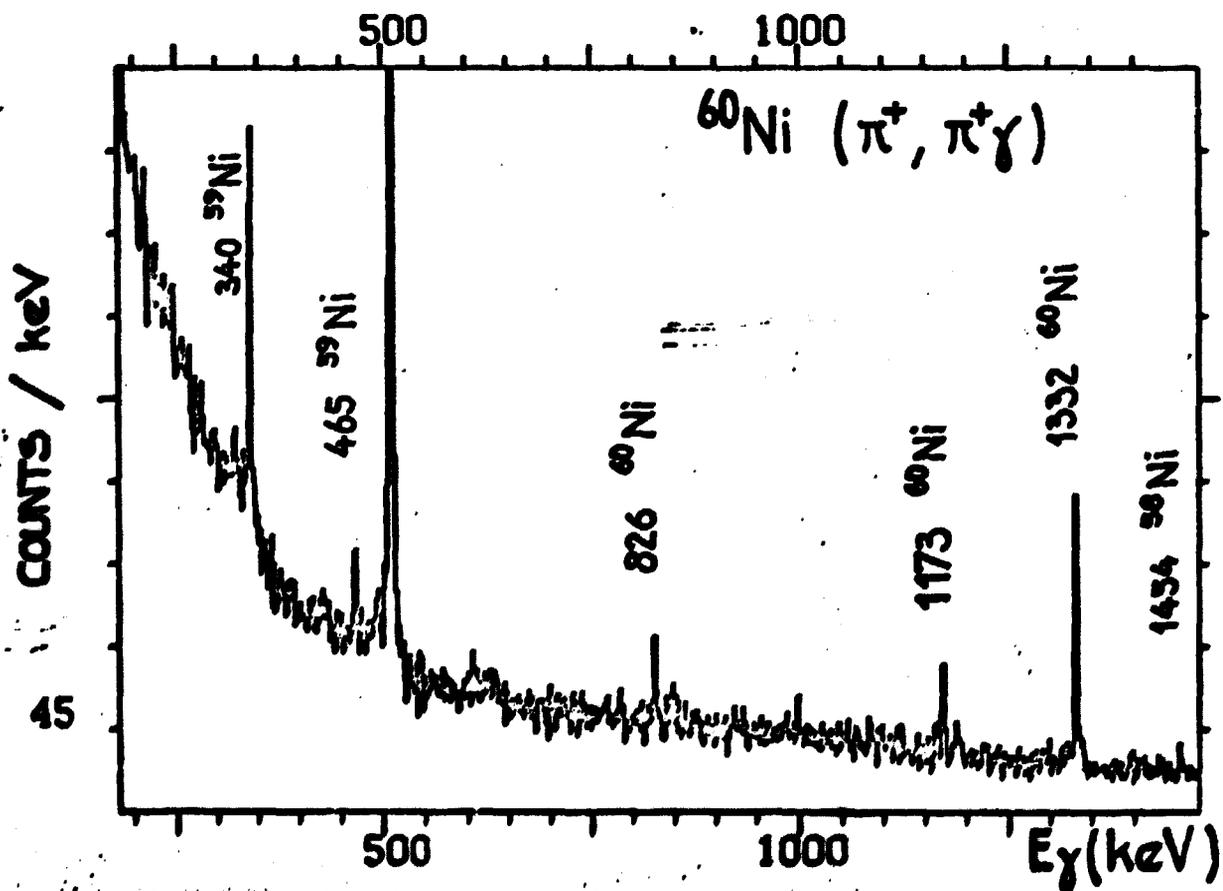
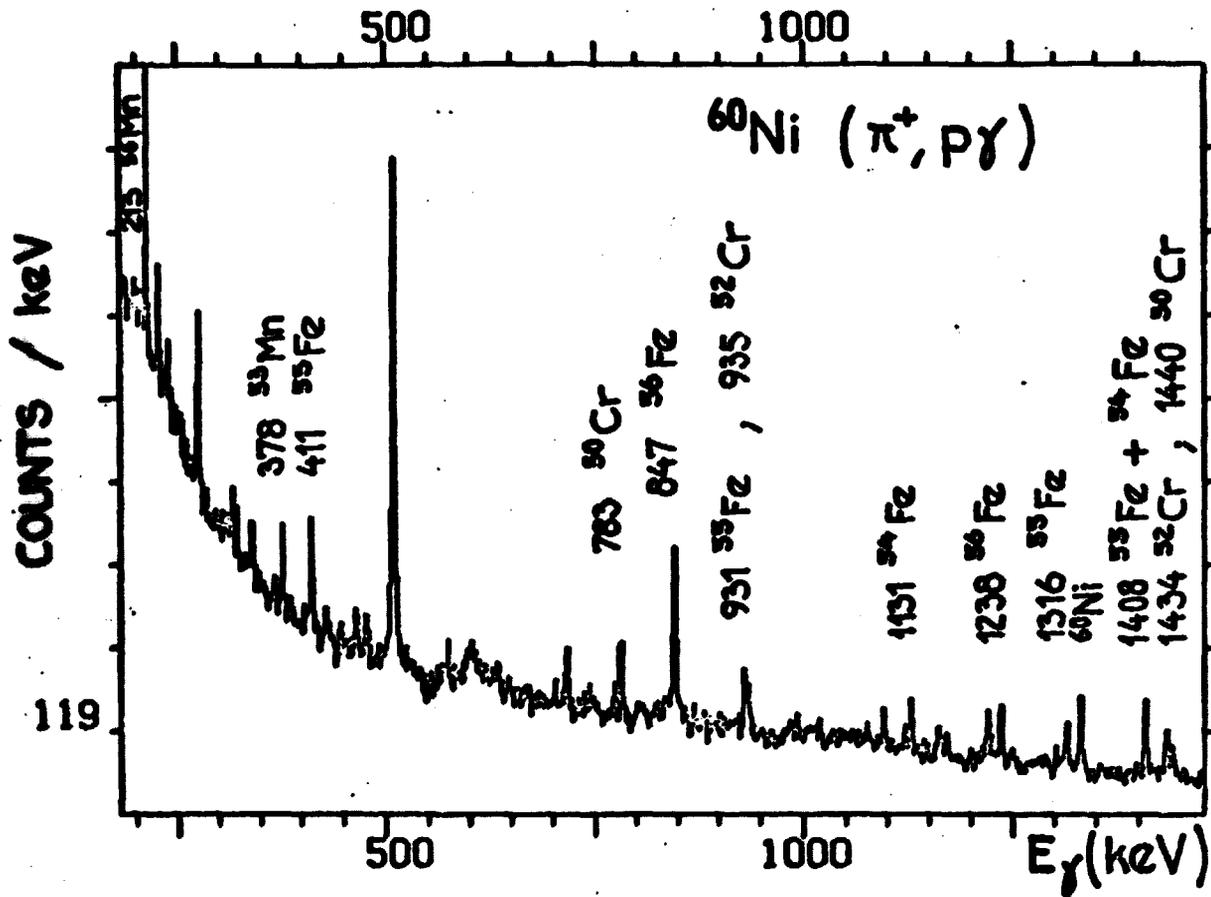
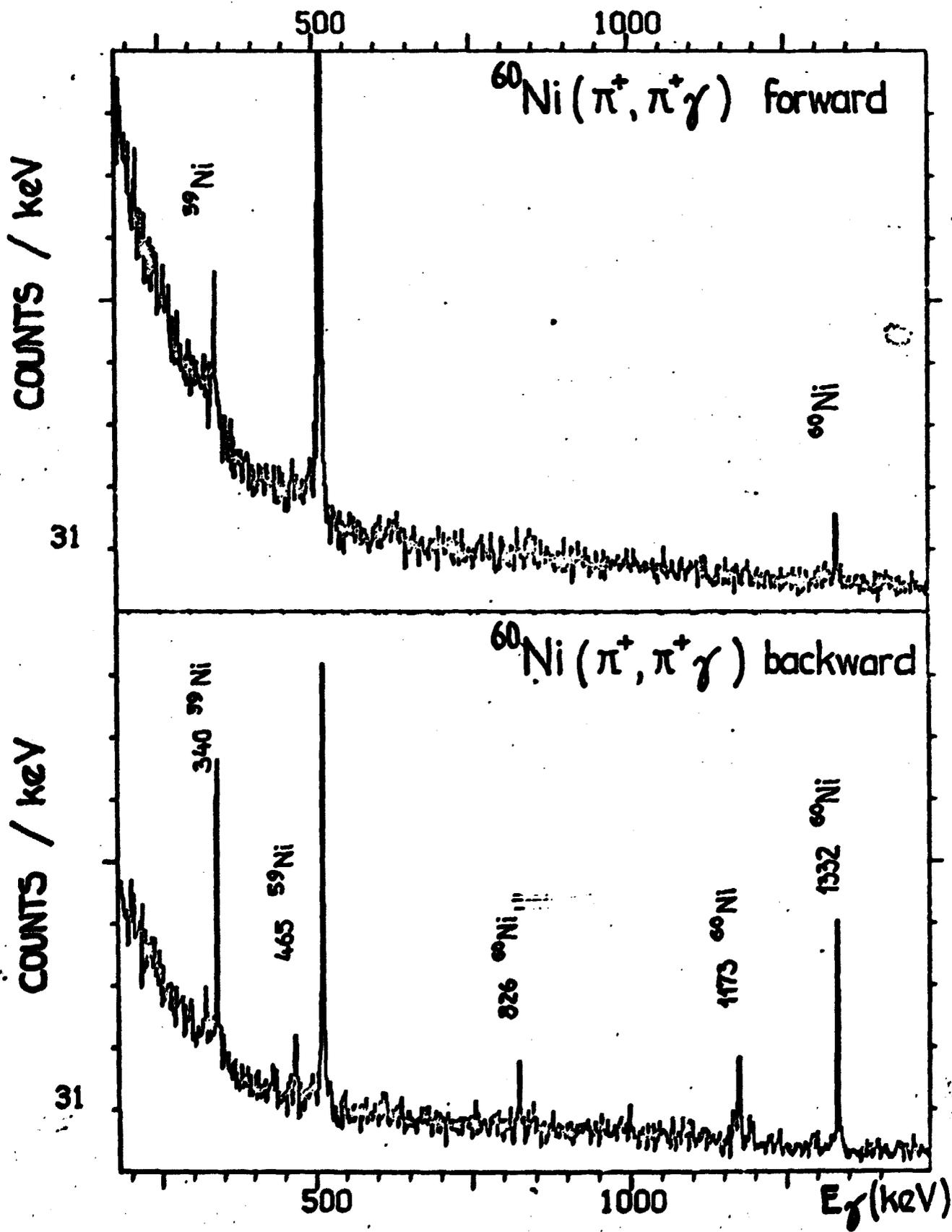


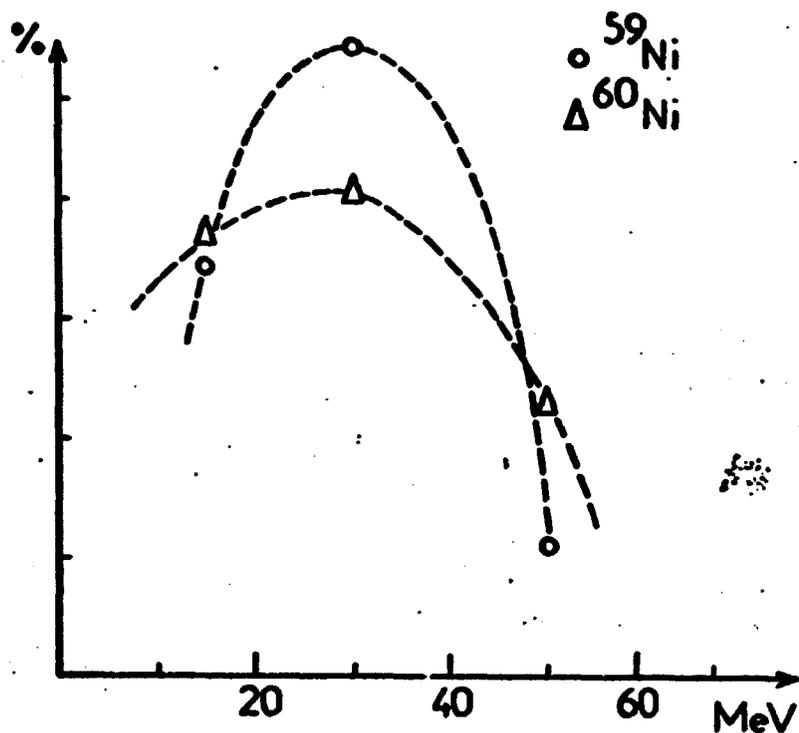
Fig. 5







Spectres des pions en coincidence



Spectres des protons en coincidence
 π^+ (70 MeV)

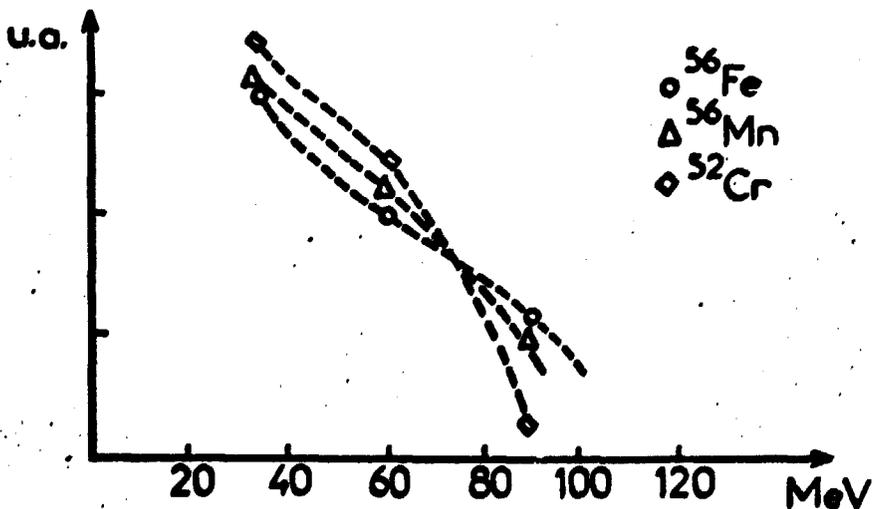
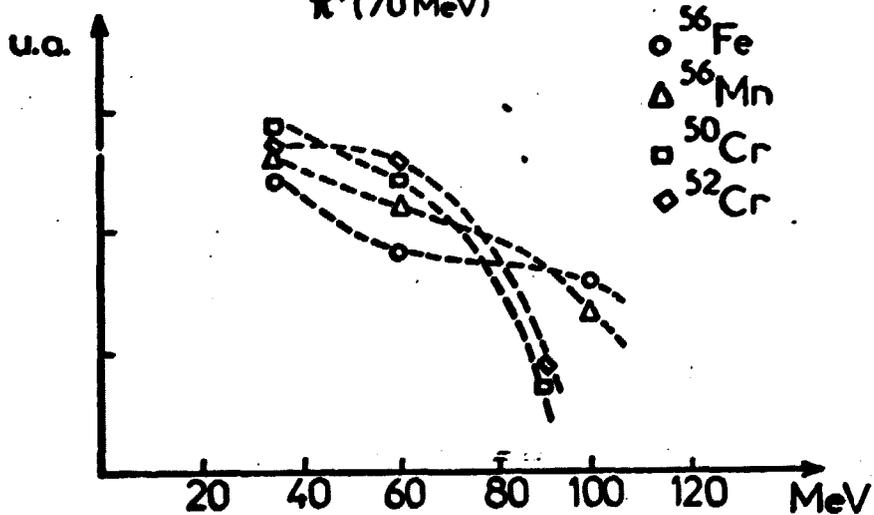


Tableau I

Noyau résiduel	N_c/N_s
^{26}Al	.45
^{26}Mg	.47
^{24}Mg	.49
^{23}Na	.67
^{21}Ne	.73
^{20}Ne	.73

$$N_c/N_s = \frac{\text{Nb de coups en coïncidence } \gamma \text{ avec part. } Z = 1}{\text{Nb de coups sans coïncidence}}$$

Tableau II

$^{60}\text{Ni}(\pi, \chi\gamma)A$		$T_{\pi} = 70 \text{ MeV}$		
A		$\frac{N_{\text{coinc.}}}{N_{\text{simple}} \times \Omega} = \nu$		$\frac{\nu^+}{\nu^-}$
		π^+	π^-	
^{59}Ni	-1n	1	1	1
^{56}Fe	-2p, -2n	0.9	0.4	2.3
^{56}Mn	-3p, -1n	0.95	0.45	2.2
^{55}Fe	-2p, -3n	1	1.5	
^{54}Fe	-2p, -4n	0.6	0.35	2
^{52}Cr	-4p, -4n	0.85	0.4	2
^{50}Cr	-4p, -6n	0.7	0.5	1.2

$\langle \frac{\nu^+}{\nu^-} \rangle = 2.3$