

CIBLE GAZEUSE A SYSTEME DE POMPAGE DIFFERENTIEL

ET ETUDE DE LA REACTION $A^{40}(p, \gamma)K^{41}$ ENTRE

$E_p = 500$ ET 900 keV

par Jean F. Bussière

THESE PRESENTEE AU DEPARTEMENT DE PHYSIQUE DE
L'UNIVERSITE D'OTTAWA EN VUE DE L'OBTENTION DE
LA MAITRISE ES SCIENCES EN PHYSIQUE.

OTTAWA, CANADA, 1969

HOMMAGE DE PROFONDE GRATITUDE

à mes parents

CURRICULUM VITAE

Jean Bussière est né à Québec le 8 mai 1944. Il a obtenu son B.Sc. avec spécialisation en physique à l'Université d'Ottawa en 1965.

REMERCIEMENTS

Je prie Monsieur le Professeur J.M. Robson, maintenant directeur du département de physique à l'Université McGill et qui m'a accueilli comme étudiant en maîtrise en septembre 1966, de bien vouloir trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Je tiens à remercier toute l'équipe de l'atelier et en particulier M. Nelson Goodchild, le directeur et M. Robert Hart pour avoir construit le système à vide.

Je remercie enfin M. G. Cornish ainsi que toute l'équipe du Dynamitron de 3 MeV pour leur collaboration constante.

TABLE DES MATIERES

	Pages
INTRODUCTION	i
PREMIERE PARTIE: CIBLE GAZEUSE A SYSTEME DE POMPAGE DIFFERENTIEL, DES- CRIPTION ET ANALYSE	
Chapitre I: INTRODUCTION AUX CIBLES GAZEUSES	1
I. Cibles à supports	1
II. Cibles à système de pompage différentiel	2
III. Cibles à bombardement de jet supersonique	4
IV. Conclusion	6
Chapitre II: CIBLE GAZEUSE A SYSTEME DE POMPAGE DIFFERENTIEL OPTIMAL	
I. Description globale de l'ensemble expérimental	8
A. Cible et groupes de pompage	8
B. Ligne menant à l'accélérateur	11
II. Analyse de chaque étage	
A. Cible proprement dite et premier groupe de pompage	11
1) Choix de tuyères	14

	Pages
2) Ecoulement supersonique d'un gaz à travers un orifice	16
a) Forme du jet supersoni- que	16
b) Nombre de Mach au centre du jet	20
c) Masse volumique au centre du jet	21
B. Deuxième groupe de pompage	
1) Description générale et re- marques préliminaires	25
2) Couplage au premier groupe de pompage	
a) introduction	28
b) résultats expérimentaux	
i) rapport p_0/p_2	30
ii) photographies de l'écoulement et onde de choc devant le cône ajustable	35
c) Conclusion	
DEUXIÈME PARTIE: REACTION $A^{40}(p, \gamma)K^{41}$, DETERMINA- TION DE CERTAINS NIVEAUX EXCITES	
Introduction	39

Chapitre I: RENDEMENT DE LA REACTION

$$A^{40}(p, \gamma)K^{41} \text{ pour } E_p = 500-900 \text{ keV}$$

I. Introduction	41
II. Appareillage expérimental et méthode de mesure	
A. Accélérateur et cible	41
B. Calibrage de l'énergie de l'accélérateur	42
C. Compteur et électronique	43
III. Résultats expérimentaux	
A. Courbe de rendement avec le faisceau de protons (H^+)	43
B. Courbe de rendement avec le faisceau de H_2^+	44

Chapitre II: NIVEAUX DE K^{41} ENTRE 8328 et
8665 keV ET NIVEAU A 1592 keV

I. Introduction	50
II. Appareillage expérimental et méthode de mesure	
A. Ensemble expérimental	50
B. Calibrage en énergie du compteur	51
III. Résultats expérimentaux	52
A. Spectres à 658 et 724 keV	53
B. Spectres des résonances 1-18 et 21	58
C. Niveau à 1592 ± 1 keV	58

	Pages
CONCLUSION	123
APPENDICE A	125
APPENDICE B	137
APPENDICE C	141
BIBLIOGRAPHIE	143

INTRODUCTION

INTRODUCTION

L'étude des réactions de capture est un des moyens les plus puissants pour étudier la structure nucléaire. L'étude des réactions de capture radiative permet de mettre en évidence des niveaux nucléaires, de mesurer leur énergie d'excitation, leur moment angulaire, leur parité et leur probabilité de transition. Grâce à ces renseignements expérimentaux, il est possible de mieux déterminer la structure du noyau et de vérifier la validité des modèles nucléaires.

Cependant, le procédé de capture radiative est relativement peu efficace, son rendement étant de l'ordre de 10^{-10} rayon gamma par proton incident, et environ 4 fois inférieur pour des particules alpha (Li 65). Par conséquent, l'étude de ces réactions requiert l'utilisation soit de compteurs très efficaces, soit de faisceaux très intenses. Les compteurs INa (Tl) couramment utilisés ont une bonne efficacité mais une résolution que de 5.5% environ pour un gamma de 2.61 MeV. La mise au point de nouveaux compteurs au germanium compensés au lithium [Ge(Li)] nous offre toutefois un outil très puissant dans l'étude des réactions de capture

radiative (Ew 64, Ho 66, Li 65). La résolution de ces compteurs est environ dix fois supérieure à celle des compteurs INa (Tl). Par contre, leur efficacité est très inférieure à celle des compteurs INa (Tl), ce qui les rend parfois inutilisables dans l'étude de résonances faibles. L'utilisation de faisceaux intenses devient alors essentielle.

De récents développements dans le domaine des accélérateurs nucléaires et des sources d'ions nous permettent d'obtenir des faisceaux dont l'intensité peut atteindre 10^{14} (Ma 64, Cl 65, St 65).

L'utilisation de ces faisceaux, en conjonction avec les compteurs Ge (Li) permet d'étudier avec plus de précision et de rapidité les transitions électromagnétiques suivant les réactions de capture radiative, et nous laisse entrevoir la possibilité de faire des mesures de distribution angulaire et de coïncidence avec des compteurs Ge (Li).

La dissipation de l'énergie produite par de tels faisceaux restreint, cependant, le choix de la cible. L'objet de notre recherche était de développer une cible capable de supporter des faisceaux très intenses

pendant un temps indéfini et utile pour l'étude de réactions de capture radiative. Nous l'avons ensuite utilisée pour étudier la réaction $A^{40}(p, \gamma)K^{41}$ à l'aide d'un compteur Ge (Li).

La description de cette cible fera l'objet de la première partie de cette thèse. Après avoir passé en revue les différents types de cibles gazeuses et justifié notre choix d'une cible à système de pompage différentiel, nous décrirons cette cible idéale pouvant supporter des faisceaux intenses. Nous indiquerons, en outre, comment il est possible d'améliorer les systèmes de pompage différentiel conventionnels, de façon à mieux localiser la cible dans l'espace et donc de la rendre utilisable dans les mesures de corrélations angulaires.

Dans la deuxième partie de cette thèse, nous présenterons une première étude de la réaction $A^{40}(p, \gamma)K^{41}$ utilisant la cible gazeuse décrite dans la première partie. Au premier chapitre, nous présenterons une courbe de rendement de la réaction $A^{40}(p, \gamma)K^{41}$ pour $E_p = 500-900$ keV. Au second chapitre, nous présenterons

les spectres des résonances observées dans cette région, et nous indiquerons à l'aide de ces spectres la présence d'un niveau de K^{41} à 1592 keV.

PREMIERE PARTIE

CIBLE GAZEUSE A SYSTEME DE POMPAGE DIFFERENTIEL,

DESCRIPTION ET ANALYSE

CHAPITRE PREMIER

INTRODUCTION AUX CIBLES GAZEUSES

Avant de passer à la description de la cible gazeuse faisant l'objet de la première partie de cet ouvrage, nous résumerons brièvement ce qui a été fait en matière de cibles gazeuses au cours des années passées. Nous parlerons d'abord des cibles à feuilles, ensuite des cibles à système de pompage différentiel et, enfin, des cibles à bombardement de jet supersonique. Dans un dernier paragraphe, nous expliquerons pourquoi nous avons choisi de construire une cible gazeuse à système de pompage différentiel.

I- CIBLES A SUPPORTS

Les cibles à supports ou à feuilles, en raison de leur simplicité, sont les cibles gazeuses les plus employées. Elles consistent en une petite cellule remplie du gaz étudié, le gaz étant retenu à l'intérieur de la cellule par de minces feuilles de métal ou d'un autre matériau. Ces feuilles faisant face au faisceau servent à contenir le gaz dans la cible, tout en maintenant un bon vide dans la ligne menant à l'accélérateur.

Ces cibles, malgré leur grande simplicité et leur coût

très modique, comportent de sérieux inconvénients dus à la présence des supports.

- 1) Les supports détériorent la résolution du faisceau à cause du "stragglings".
- 2) Les supports étant très minces, ils sont fragiles et ne peuvent supporter que de très faibles courants ioniques.
- 3) De plus, la présence de supports produit des diffusions parasites nucléaires ou coulombiennes sur les éléments de ces supports ou sur les éléments qui s'y déposent (en particulier le fluore et le carbone).

Ces cibles sont utilisables dans plusieurs genres de réactions nucléaires. Récemment, elles furent employées pour mesurer la période de niveaux nucléaires à l'aide de l'effet Doppler (Bz 67, Mc 66a).

II- LES CIBLES A SYSTEME DE POMPAGE DIFFERENTIEL (SPD)

Les cibles à SPD, contrairement aux cibles à feuilles, ne comportent aucun support. En effet, le raccord entre la cible et la ligne menant à l'accélérateur est assuré par un système de pompage différentiel. Celui-ci est formé par une succession de chambres reliées à des groupes de pompage et

séparées par des canalisations de faible conductance (voir l'appendice A) par rapport aux vitesses de pompage.

La cible proprement dite consiste en une enceinte de faible volume dans laquelle est introduit un gaz à débit constant. Une canalisation relie ensuite cette enceinte au SPD qui assure l'extraction du gaz à vitesse constante.

Les cibles à SPD n'ayant pas de support comportent des avantages importants:

- 1) Elles peuvent supporter des faisceaux très intenses pendant un temps indéfini sans se détériorer.
- 2) Leur épaisseur peut être ajustée de façon continue et rendue aussi petite que voulue par la variation du débit du gaz.
- 3) L'absence de support permet d'obtenir une meilleure résolution du faisceau.
- 4) De plus, le bruit de fond dû aux réactions parasites sur les supports et sur les éléments qui s'y déposent se trouve réduit.

Plusieurs cibles gazeuses à système de pompage différentiel ont été construites dans le but d'étudier

- a) la diffusion élastique (ou inélastique) de protons et de particules alpha sur des gaz (Mi 62, Ja 53);
- b) des réactions de capture radiative à l'aide de

compteurs INa (Tl) (Li 67, B1 67).

Quelques auteurs ont consacré des articles entiers à la description de cibles gazeuses du même type que celles mentionnées en (a) (Gr 66, Ba 64, Go 66).

La figure 1, tirée d'un article de Miller Jones (Mi 62), présente un exemple typique de ces cibles gazeuses. Le faisceau venant de la droite passe d'abord par le SPD, traverse la chambre à diffusion, dont le diamètre mesure environ 6 pouces, pour être ensuite arrêté dans une cage de Faraday (J). La chambre à diffusion est reliée au SPD par une série de diaphragmes (E) servant à réduire le débit en masse du gaz vers le SPD. Un système de fentes (M) sert à définir le volume efficace de la cible (les particules détectées sont des alphas).

III- CIBLES A BOMBARDEMENT DE JET SUPERSONIQUE

Ces cibles se distinguent des cibles à SPD en ce que la chambre centrale constituant la cible proprement dite est remplacée par un jet supersonique. Le système est ensuite couplé à un SPD, ce qui lui donne les mêmes avantages que les cibles à SPD simples (décrites en II).

Une cible de ce genre est en voie de construction à MIT aux Etats-Unis en vue de produire des flux de neutrons de très grande intensité (Ld 67).

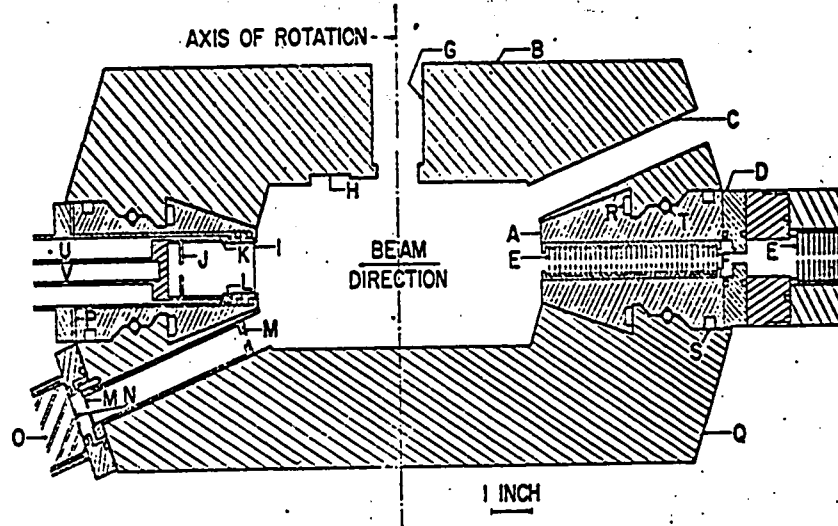


Fig. 1. Vertical full section of major elements of the scattering chamber with one detector of the lower piece set at 20° and one detector of the upper piece set at 160° . A scintillation counter and detector slit system is shown in the lower detector port. Not shown are the viewing quartz, the azimuth circles and the spring loaded column used to support the lower piece. Elements identified by letters are as follows: centre piece A, upper piece B, detector port C, entrance foil holder D, gas retarding slits E, beam defining slit F, port for viewing quartz G, recess for viewing quartz H, Faraday cup foil I, Faraday cup J, insulator K, suppressor ring L, detector slits M, scintillation crystal N, photo-multiplier tube O, iron return ring for suppressor magnets P, lower piece Q, inner O-ring R, outer O-ring S, ball bearing T, vacuum tube U, and tube for cooling air V.

Fig. 1: Cible gazeuse à SPD de Miller-Jones (Mi 62)

Les autres cibles de ce genre que nous connaissons utilisent au lieu de gaz des vapeurs pompées par condensations (Ro 65, Gl 62).

IV - CONCLUSION

Notre but étant d'étudier des réactions de capture radiative à l'aide de compteurs au germanium compensés au lithium, il était nécessaire de produire une cible gazeuse:

- 1) pouvant supporter des faisceaux de grande intensité - ce qui permet d'obtenir des taux de comptage assez élevés pour des mesures de coïncidences et de corrélations angulaires;
- 2) bien localisée, ce qui permet
 - i) d'effectuer des mesures de corrélations angulaires, et
 - ii) de réduire l'élargissement des pics dû à l'effet Doppler.

Nous étions donc limités aux cibles gazeuses du type II ou III. Nous avons éliminé les cibles gazeuses à bombardement de jet supersonique à cause de leur manque d'efficacité. En effet, l'accroissement de densité à travers

une onde de choc n'est guère plus grand que 6 (voir l'appendice C). Nous avons donc choisi de construire une cible gazeuse à système de pompage différentiel. Cependant, les cibles de ce genre (décrites en II), ayant été construites avant tout pour étudier des réactions de diffusion élastique ou inélastique, n'étaient pas assez bien localisées dans l'espace pour effectuer des mesures de corrélations angulaires de rayons gammas. En effet, l'utilisation de fentes ou collimateurs pour définir l'angle solide des rayons gammas est impraticable. Nous avons donc entrepris la construction d'une cible gazeuse de faible volume efficace et dont le gradient dp/dx aux abords de la cible a été rendu maximum. La description de cette cible dont le système de pompage différentiel a été amélioré fera l'objet du chapitre suivant.

CHAPITRE DEUXIEME

CIBLE GAZEUSE A SYSTEME DE POMPAGE DIFFERENTIEL OPTIMAL

I- DESCRIPTION GLOBALE DE L'ENSEMBLE EXPERIMENTAL

A- Ciblé et groupes de pompage

La planche I donne une vue d'ensemble de la cible gazeuse dont la figure 2 offre un schéma général. Cette cible comporte trois étages de pompage de chaque côté d'un petit cylindre central dans lequel est introduit le gaz et qui constitue la cible proprement dite (voir fig. 4).

Le premier étage de pompage comprend une pompe Roots de type RO-1100A (fabriquée par Heraeus) ayant un débit de 300 l/s à 10^{-1} torr et sert à maintenir une pression $[p_1]$ d'environ 0.2 torr lorsque P_0 est environ 5 torrs.

Les deuxième et troisième étages de pompage de chaque côté de la partie centrale consistent en des pompes à diffusion recouvertes de baffles et ayant un débit de 150 l/s   10^{-3} et 10^{-6} torr respectivement.

La cible comprend donc deux systèmes de pompage différentiel, le premier servant au raccord à l'accélérateur et le second au raccord à la plaque d'arrêt du faisceau. La présence du second système de pompage différentiel comporte

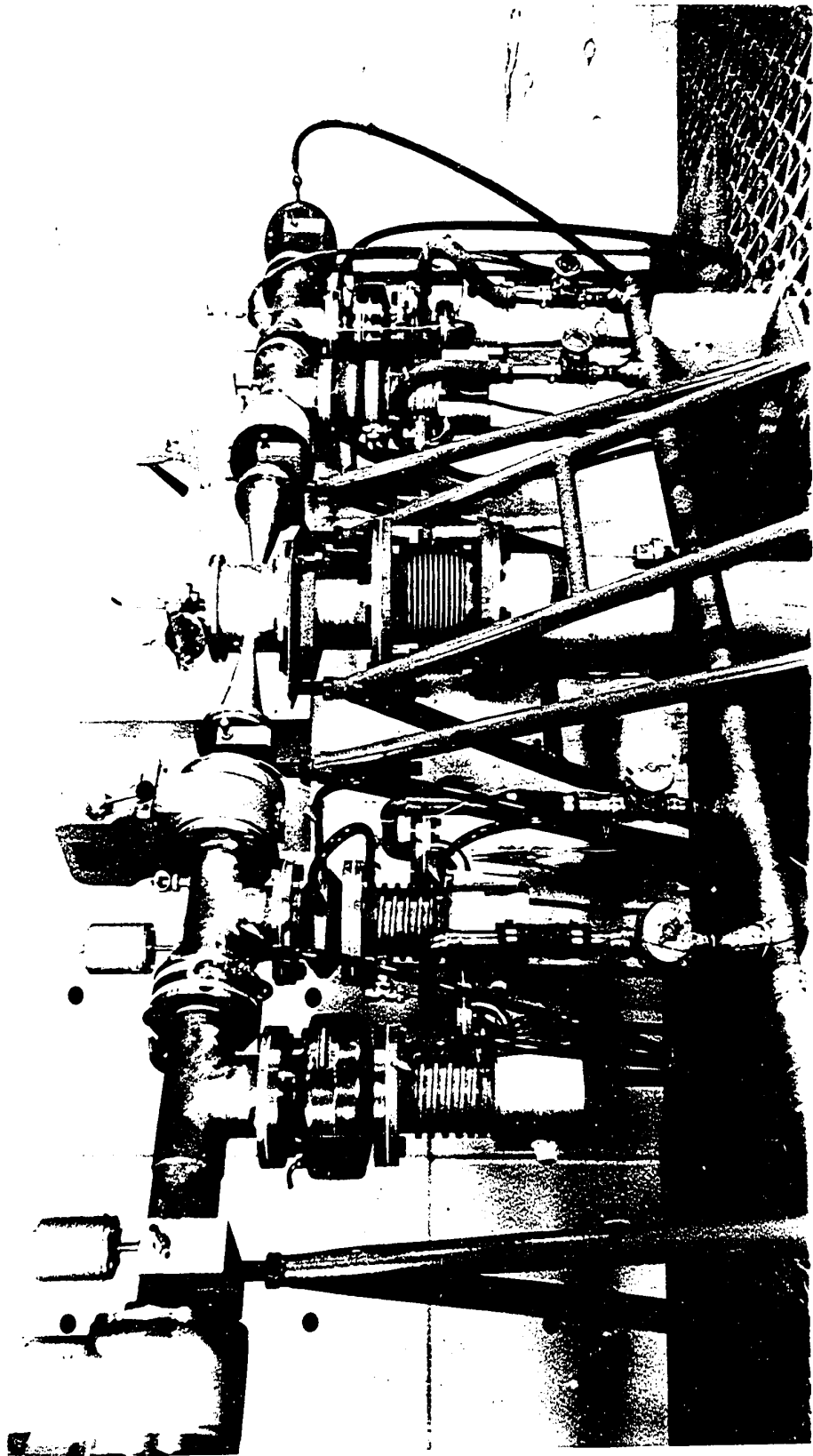
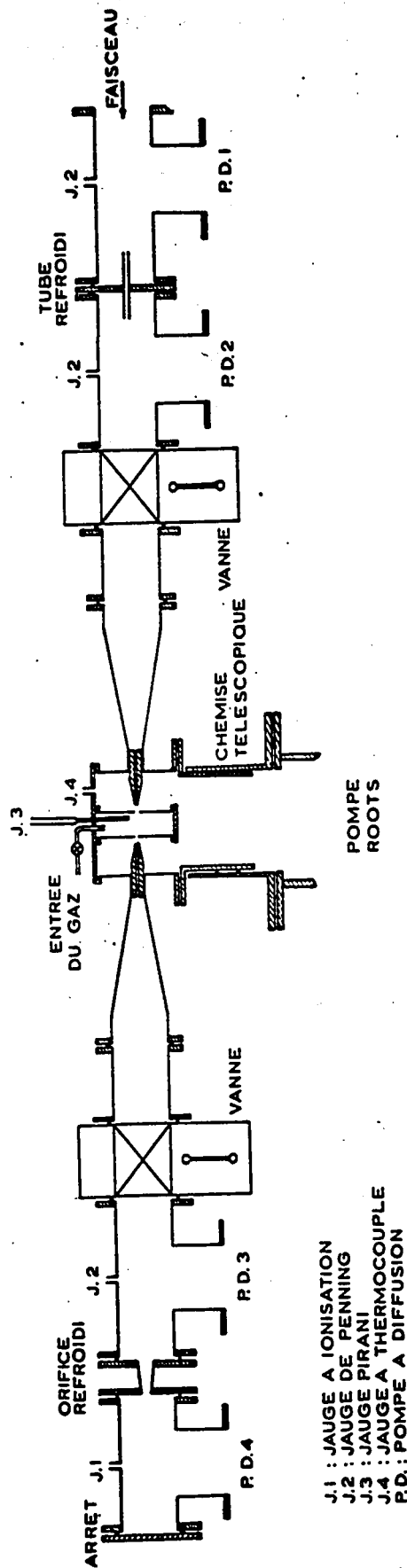


Planche 1



J.1 : JAUGE A IONISATION
J.2 : JAUGE DE PENNING
J.3 : JAUGE PIRANI
J.4 : JAUGE A THERMOCOUPLE
P.D. : POMPE A DIFFUSION



Figure 2

l'avantage d'éloigner la plaque d'arrêt du faisceau, source de réactions parasites.

B- Ligne menant à l'accélérateur

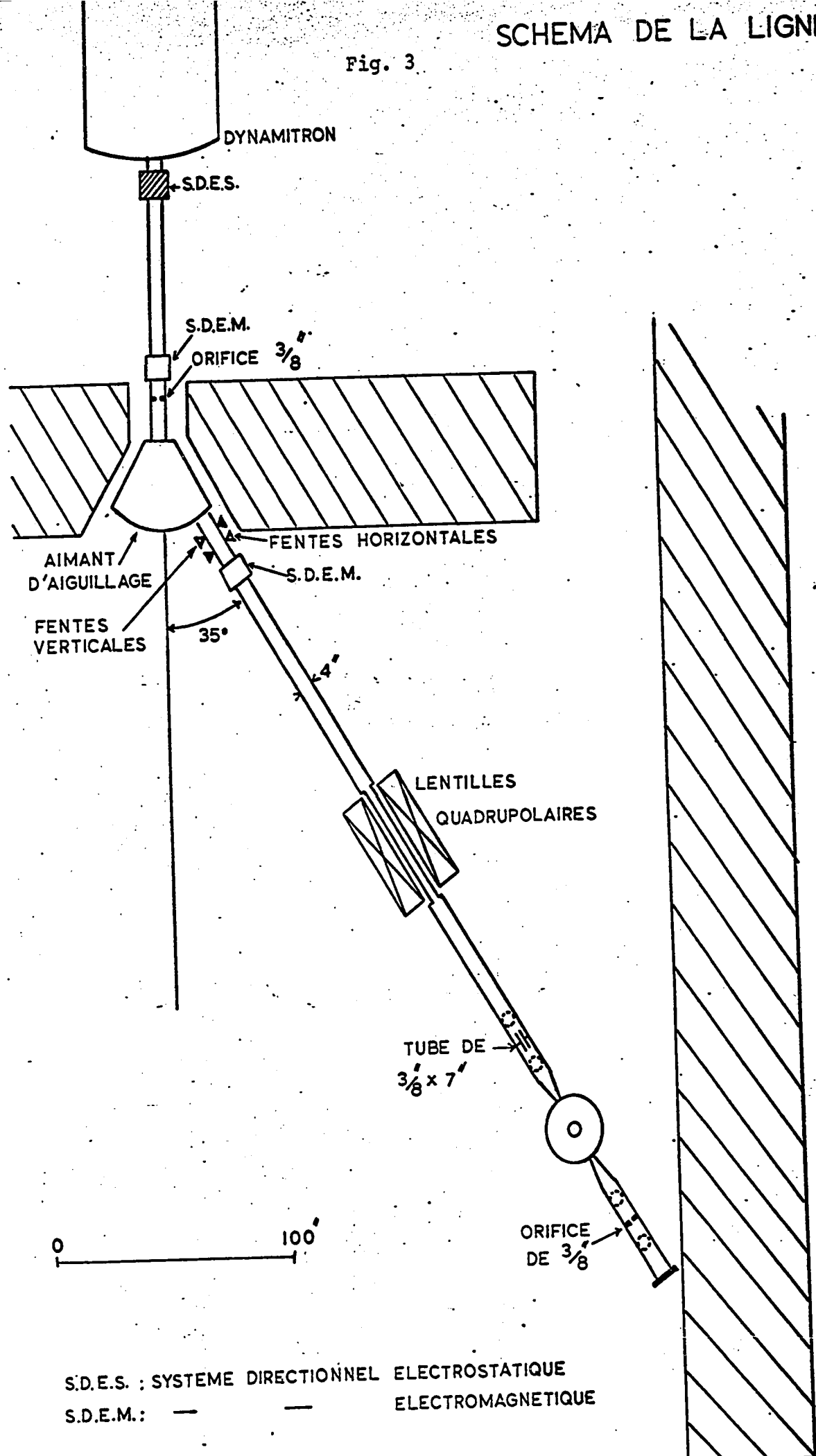
La figure 3 présente un schéma de la ligne. Le faisceau du Dynamitron, accélérateur de 3 Mégavolts, passe par un système directionnel électrostatique (SDES) et magnétique (SDEM); il est ensuite défini par un orifice de $3/8''$, dévié de 35° à droite par un aimant d'aiguillage et mis en position par un second système directionnel magnétique après avoir été redéfini par un système de fentes verticales et horizontales. Le faisceau est ensuite focalisé par un doublet quadrupolaire situé à mi-chemin entre les fentes et le centre de la cible. Après avoir traversé la cible, le faisceau est arrêté sur une plaque de cuivre refroidie à l'eau.

II- ANALYSE DE CHAQUE ETAGE

A- Cible proprement dite et premier groupe de pompage

La cible proprement dite consiste en un cylindre vertical d'un pouce de diamètre dans lequel est introduit un gaz qui émerge par deux orifices de $0.25''$ percés de chaque côté du cylindre (fig. 4). Nous allons maintenant (1) justifier

Fig. 3



S.D.E.S. : SYSTEME DIRECTIONNEL ELECTROSTATIQUE
 S.D.E.M. : — — — — — ELECTROMAGNETIQUE

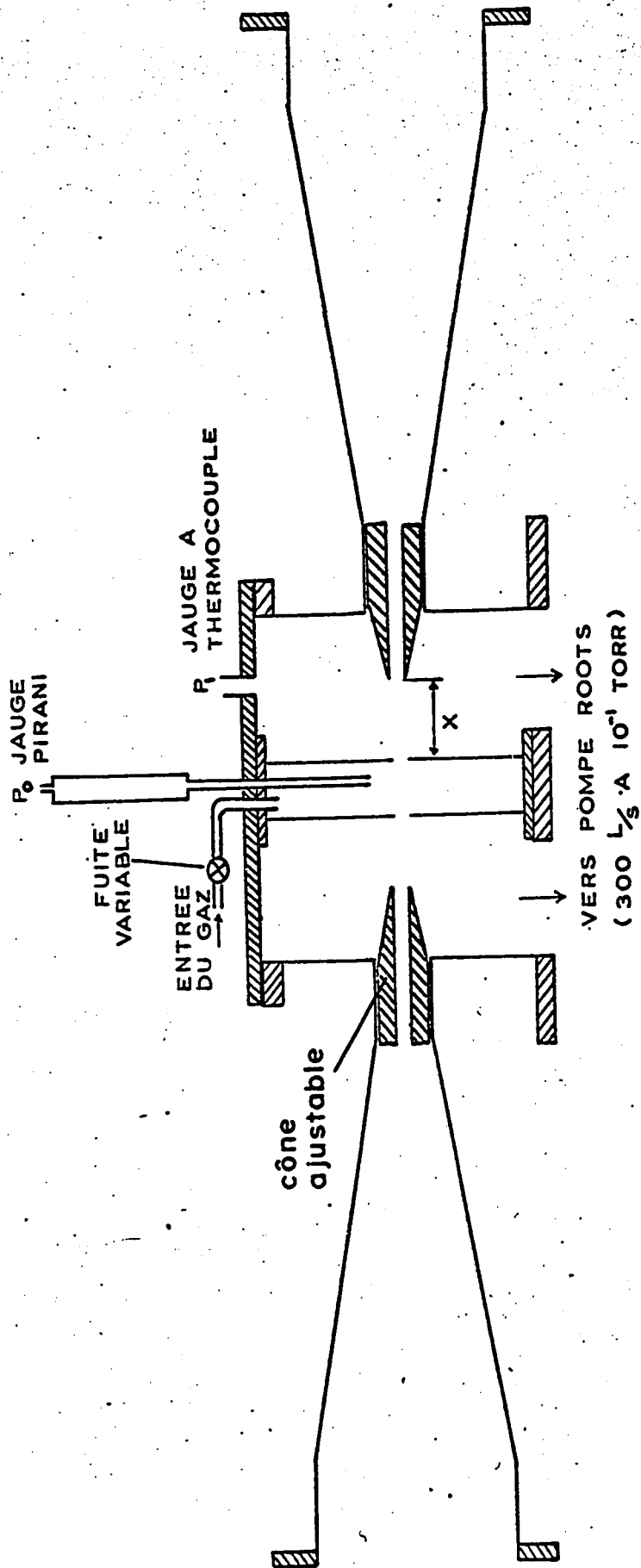


Figure 4

le choix d'orifices comme tuyères séparant la cible proprement dite du premier groupe de pompage, et (2) étudier les propriétés de l'écoulement supersonique à travers un orifice.

1) Choix de tuyères

L'orifice à paroi mince étant la tuyère qui provoque l'expansion la plus rapide, il est tout désigné pour produire le plus haut gradient dp/dx entre la cible et le premier groupe de pompage (voir par exemple la figure 9 où l'on compare l'expansion provoquée par un orifice à paroi mince et une tuyère convergente).

Toutefois, il reste à déterminer si une tuyère plus longue, par exemple un tube cylindrique, augmenterait sensiblement le rapport p_0/p_1 et par là l'efficacité du SPD. Nous avons donc entrepris la mesure de la conductance de tubes cylindriques ayant un diamètre $[d]$ de 0.25 pouces et une longueur $[l]$ variable pour des pressions $[p_0]$ comprises entre 1 et 20 torrs et une détente $[p_0/p_1]$ environ égale à 20. La figure 5 nous présente le résultat de ces mesures en comparaison avec la conductance $[F(0)]$ d'un orifice de même diamètre. Lorsque $l/d < 1$, la conductance diminue rapidement; lorsque $l/d > 1$, le décroissement est à peu près linéaire, la pente de la courbe étant de 0.02 environ.

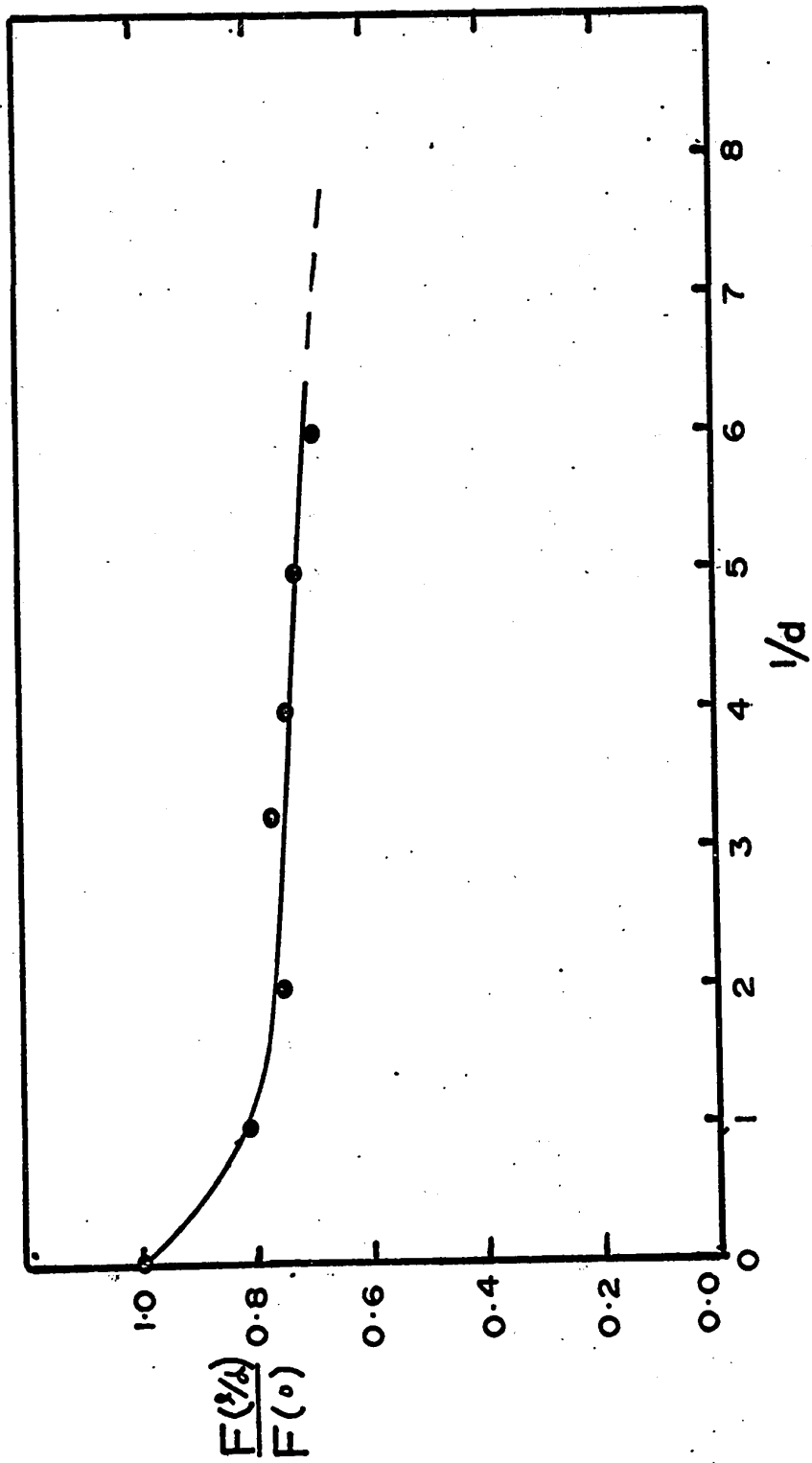


Fig. 5

En faisant une extrapolation linéaire de cette courbe, on peut déduire qu'une longueur l/d comprise entre 30 et 60 est nécessaire pour doubler la détente p_0/p_1 . Un tube d'une telle longueur diminuerait considérablement le gradient dp/dx - ce qui justifie le choix d'orifices comme tuyères séparant la cible proprement dite du premier groupe de pompage.

Il est possible cependant d'augmenter le rapport p_0/p_1 d'environ 60% en utilisant la quantité de mouvement du gaz introduit dans la cible (Wi 64). Cette technique est décrite dans l'appendice B.

2) Ecoulement supersonique d'un gaz à travers un orifice.

Le choix d'orifices étant justifié, il reste à déterminer les caractéristiques de l'écoulement dans l'orifice. Les formules ayant trait au débit en masse et à la conductance d'un tel orifice étant données dans l'appendice A, nous nous intéresserons ici aux propriétés du jet supersonique formé en aval de l'orifice. En effet, lorsque l'écoulement est supersonique, un jet est toujours formé en aval de l'orifice.

a) forme du jet supersonique

La figure 6 présente le schéma d'un jet supersonique émergeant d'un orifice. Ce jet consiste en un coeur central délimité par une onde de choc en forme de baril (barrel shock) et par une onde de choc perpendiculaire à l'écoulement, appe-

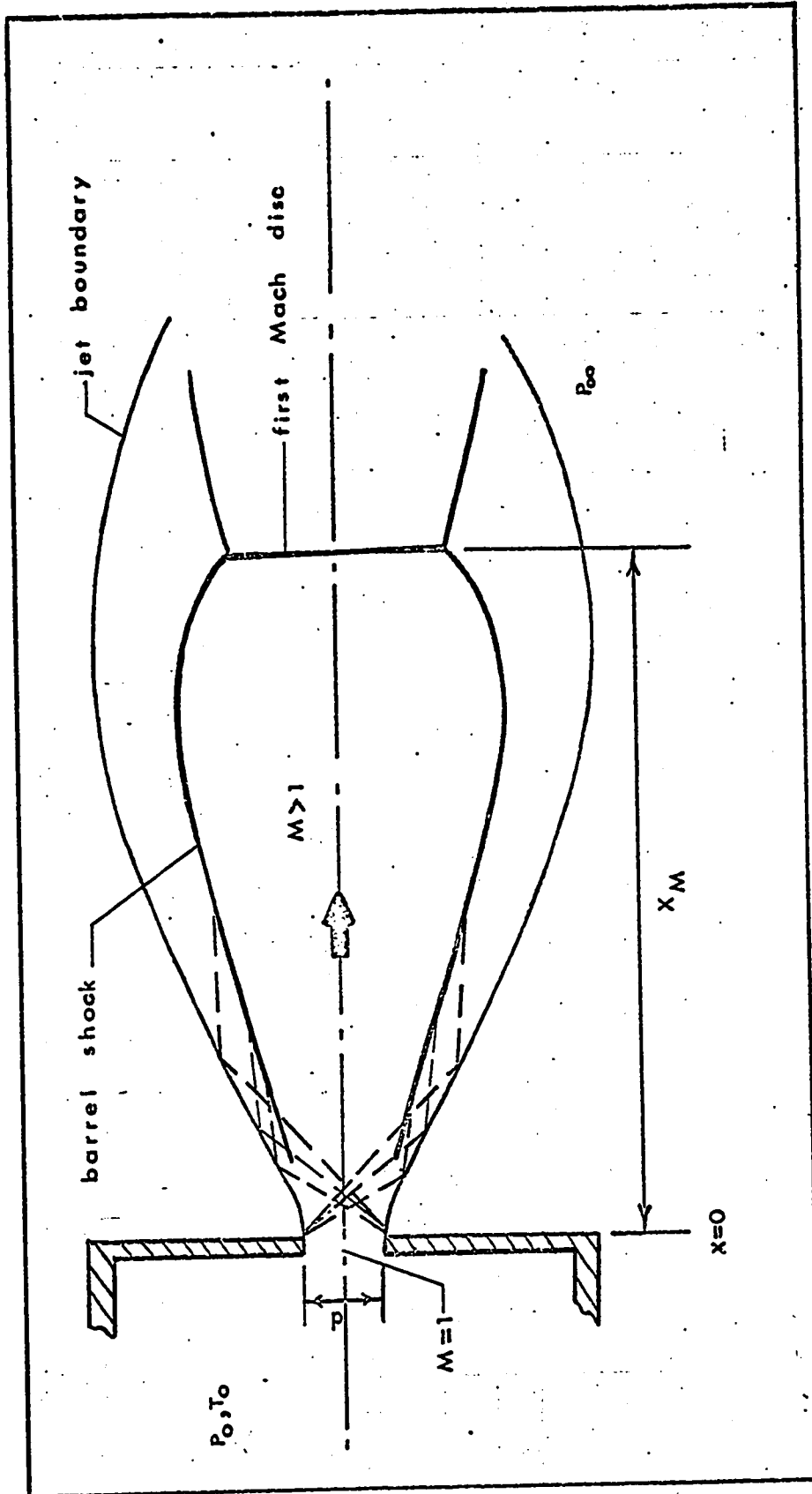


Fig. 6: Schéma d'un jet supersonique émergeant d'un orifice (d'après

P.V. Marrone Ma 66).

lée onde de Mach (Mach disk). Le jet supersonique, tel qu'il émerge de la cible gazeuse, est présenté dans la planche IID. Nous sommes parvenus à photographier ce jet en faisant passer dans la cible un faisceau d' H_2^+ ayant une intensité de $50 \mu A$ et une énergie de 600 keV. Le gaz dans la cible était de l'azote sous une détente $[p_0/p_1]$ égale à 23 et une pression $[p_0]$ égale à 7 torrs. Le diamètre $[d]$ de l'orifice était de 0.25 pouce.

La distance $[x_M]$ entre l'onde de Mach et la sortie de l'orifice, dont le diamètre est d , dépend de la détente $[p_0/p_1]$ de la façon suivante (As 66):

$$x_M / d = 0.67 (p_0/p_1)^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

Cette formule est valable pour des détentes $[p_0/p_1]$ comprises entre 15 et 17000, et elle est indépendante de γ . Nous présentons dans la figure 7 les résultats expérimentaux de H. Ashkenas et F.S. Sherman (As 66) desquels la formule (1) a été déduite. La position de l'onde de Mach, dans ces mesures, a été déterminée en mesurant la pression d'impact $[p_i]$ en fonction de la distance $[x]$. Les genres de courbes obtenues pour des nombres de Reynolds $[Re]$ inférieurs et supérieurs à 1200 sont indiqués dans la figure 7 (en bas, à droite).

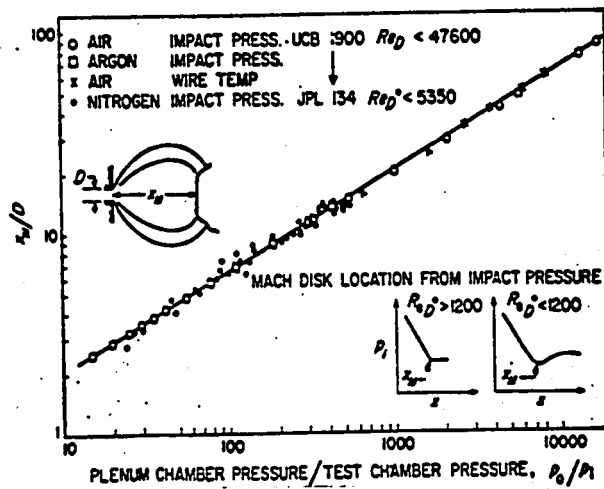


Fig. 7: Position de l'onde de Mach [x_M/D] en fonction de la détente [p_0/p_1] pour différents gaz [d'après Ashkenas et Sherman (As 66)].

Le diamètre maximum [d_M] de l'onde de choc en forme de baril entourant le coeur central dépend de la détente p_0/p_1 . Une étude détaillée de Bier et Schmidt (Bi 61) nous apprend que:

$$d_M / x_M = 0.42 \text{ et } 0.48$$

$$\text{pour } p_0 / p_1 = 20 \text{ et } 1000 \quad (2)$$

Le rapport d_M/x_M est de 25% plus élevé pour le CO_2 ($\gamma = 9/7$) et d'environ 20% inférieur pour l'argon ($\gamma = 5/3$).

b) Nombre de Mach au centre du jet

Il est possible de déterminer le nombre de Mach [$M(x)$] au point x en mesurant la pression statique $p(x)$ en ce point. En effet, le rapport $p_0/p(x)$ est relié au nombre de Mach par la formule suivante:

$$p_0 / p(x) = \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2(x) \right] \frac{\gamma}{\gamma - 1} \quad (3)$$

La variation du nombre de Mach pour une expansion provoquée par un orifice à paroi mince et par une tuyère conver-

gente a été mesurée par H. Ashkenas et F.S. Sherman (As 66). Le résultat de ces mesures pour x/d inférieur à 2.5 est présenté dans la figure 8. Le gaz étudié avait une valeur de γ égale à 1.4. La figure 9, tirée d'un article de D.R. O'keefe (Ok 64), donne la valeur de M en fonction de x/d pour des valeurs de γ égales à 5/3, 7/5 et 9/7; x/d étant supérieur à 0.7.

Avant de passer à l'étude de la masse volumique au centre du jet, il est important de noter que les valeurs du nombre de Mach données dans les figures 8 et 9 s'appliquent à l'écoulement isentropique d'un gaz seulement. Dans le cas d'une expansion dont la détente est p_0/p_1 , l'expansion se termine par une onde de choc (onde de Mach) au point x_M . En aval de ce point, l'écoulement est subsonique (voir l'appendice C).

c) Masse volumique au centre du jet

Le nombre de Mach au centre du jet étant connu, il est facile de déduire le rapport des masses volumique $[\rho_0/\rho(x)]$ au point x à partir des tables d'écoulement isentropique. La figure 11 montre la variation de ce rapport en fonction de la distance x/d . Dans cette figure, la courbe de plein trait correspond à une expansion isentropique, et la courbe en pointillé à une expansion dont la détente p_0/p_1 est égale à 23 et γ égal à 1.4. La masse volumique derrière l'onde de

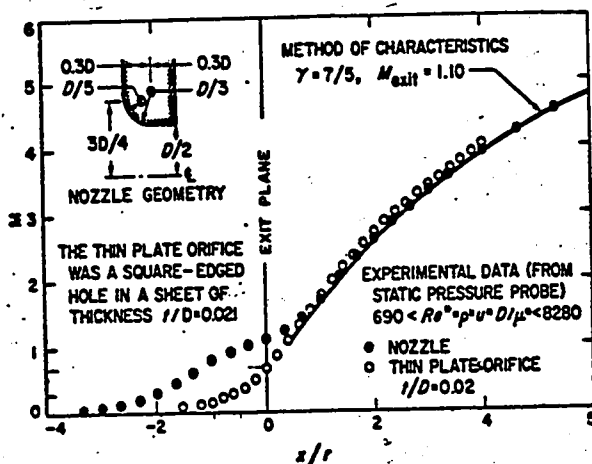


Fig. 8: Nombre de Mach [M] au centre d'un jet supersonique d'azote en fonction de la distance $[x/r]$, d'après Ashkenas et Sherman (As 66).

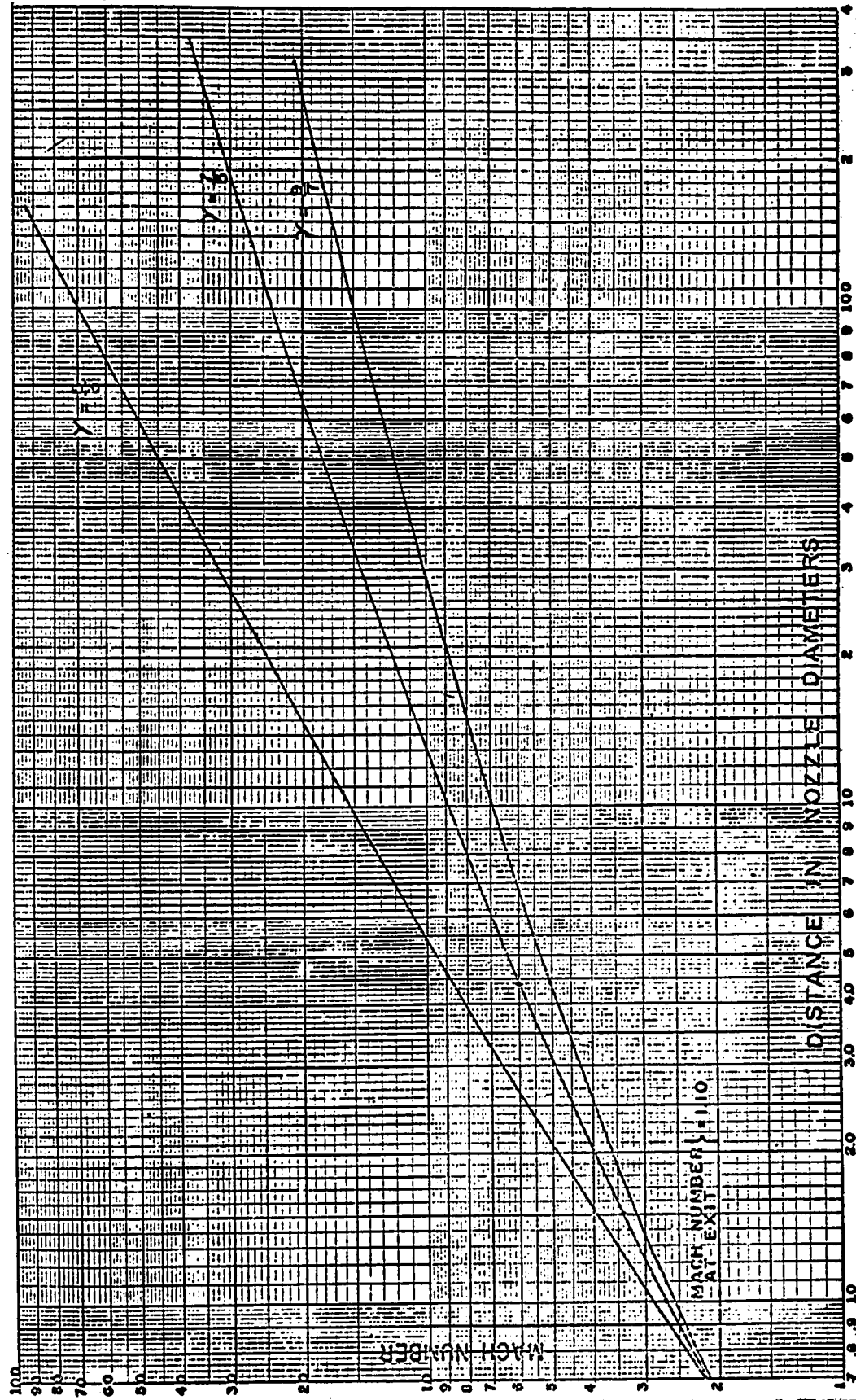


Fig. 9 : Variation du nombre de Mach (M) en fonction de la distance de la distance (x/d) [d'après O'keefe (Ok 64)].

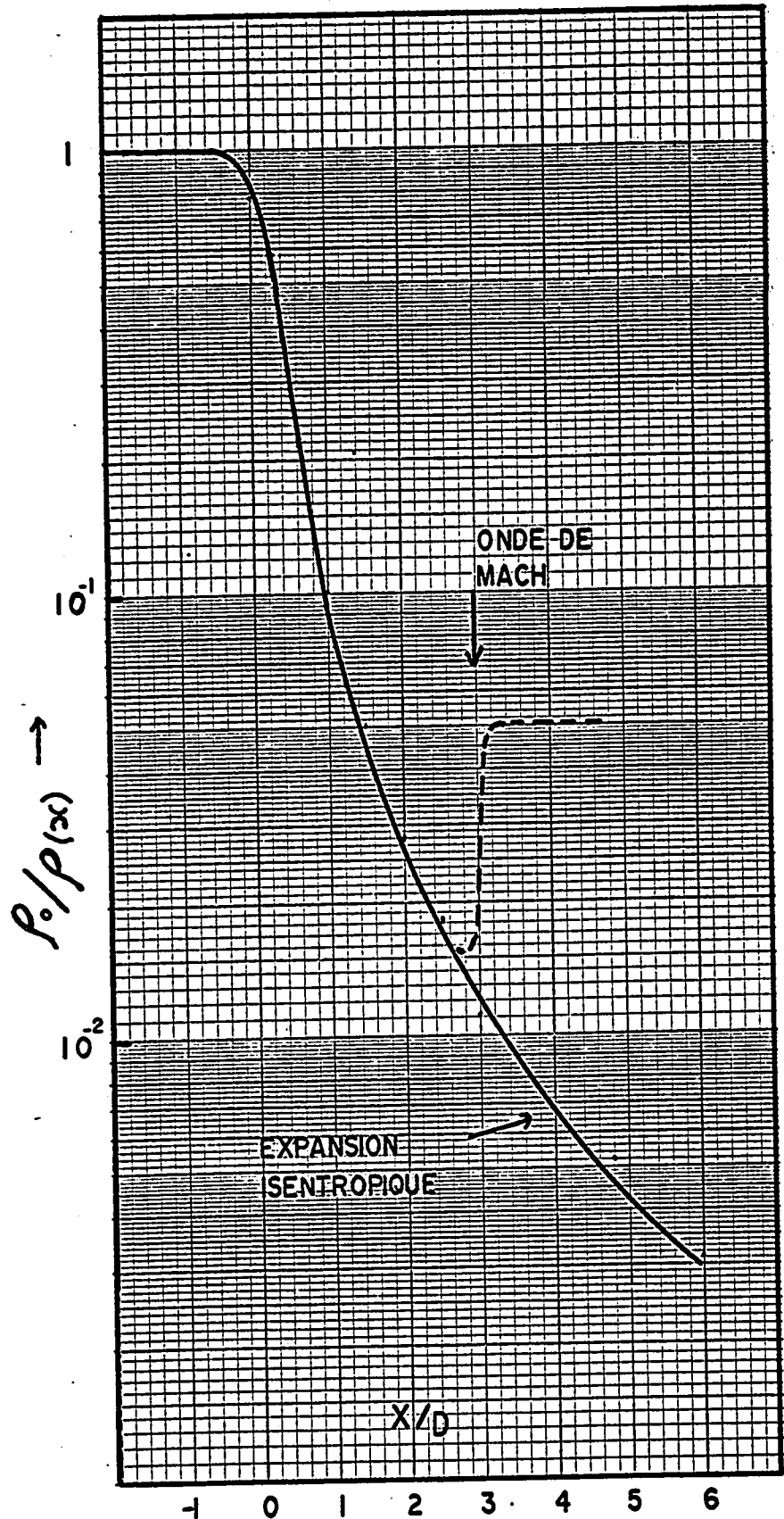


Fig. 10: Masse volumique $[\rho_0/\rho(x)]$ au centre d'un jet supersonique d'azote, en fonction de la distance $[x/d]$.

choc a été calculée selon la formule C.2 de l'appendice C. Des mesures expérimentales obtenues par P.V. Marrone (Ma 66) et D.E. Rothe (Ro 66) nous permettent de comparer la masse volumique expérimentale $[\rho(x)]$ à sa valeur isentropique. La figure 11a offre un exemple des résultats obtenus pour différentes valeurs de $p_o d$. En général le rapport des masses volumiques $[(n_o/n)$ dans ce cas] expérimentales suit de près la valeur isentropique. Pour des petites valeurs de $p_o d$ cependant, la masse volumique expérimentale s'accroît plus rapidement que la valeur isentropique, bien avant d'atteindre l'onde de Mach. Ceci indique que l'onde de Mach est moins bien définie à basse masse volumique (Ma 66). La figure 11b tirée du rapport de D.E. Rothe (Ro 66) présente la variation de la masse volumique $[n_A]$ au centre d'un jet supersonique d'argon. Dans cette figure l'onde de choc est produite par un obstacle (shock holder) placé à une distance $[x]$ égale à 10.28 cm en aval de l'orifice. Le diamètre $[D]$ de l'orifice, les pressions p_o et p_o' en amont et en aval de l'orifice, le parcours libre moyen $[\lambda_1]$ et le nombre de Mach M_1 devant l'onde de choc apparaissent dans cette figure.

B- Deuxième groupe de pompage

1) Description générale et remarques préliminaires.

Le deuxième groupe de pompage consiste en une pompe à

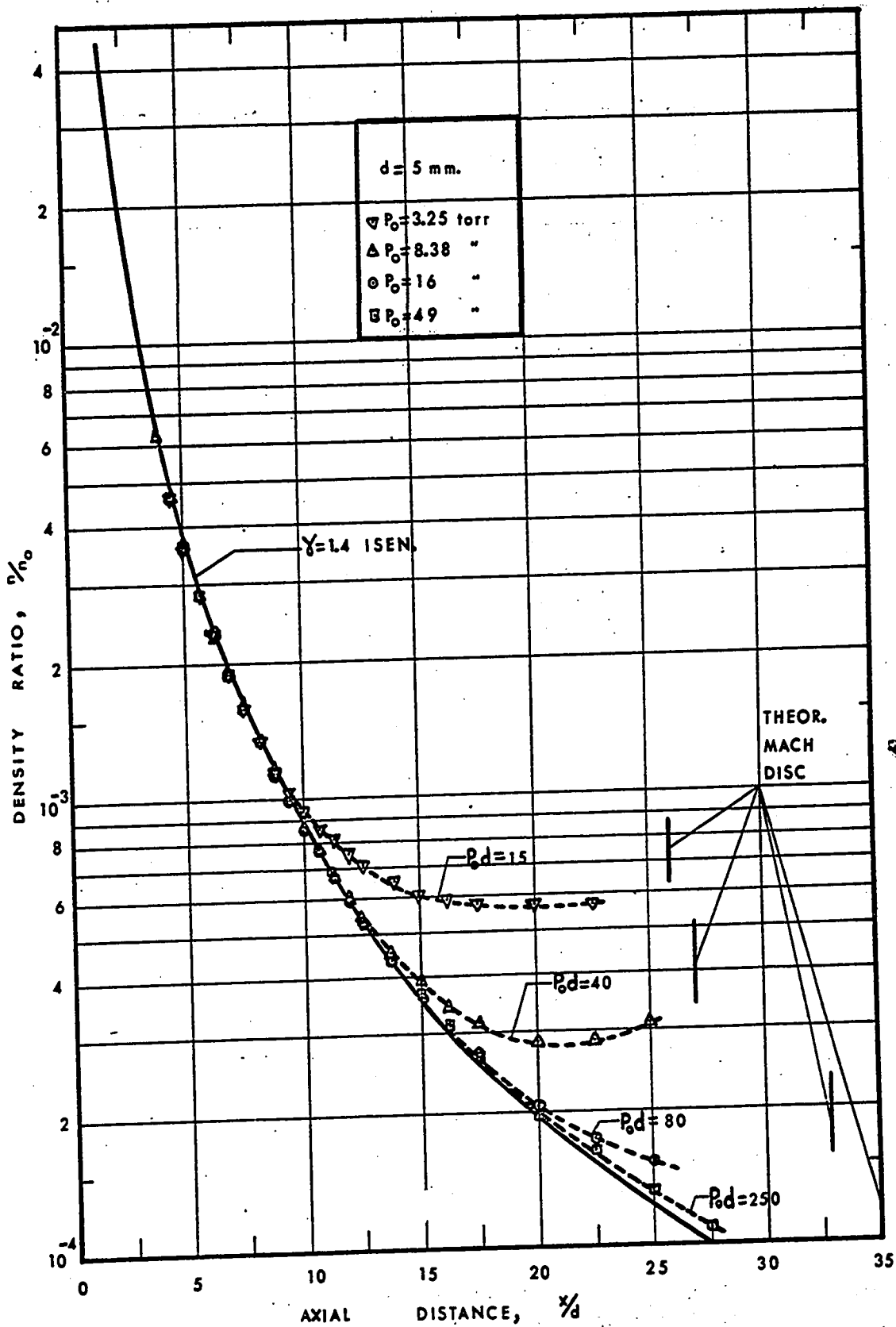


Fig. 11a: Masse volumique au centre d'un jet supersonique d'azote [d'après P.V. Marrone (Ma 66)].

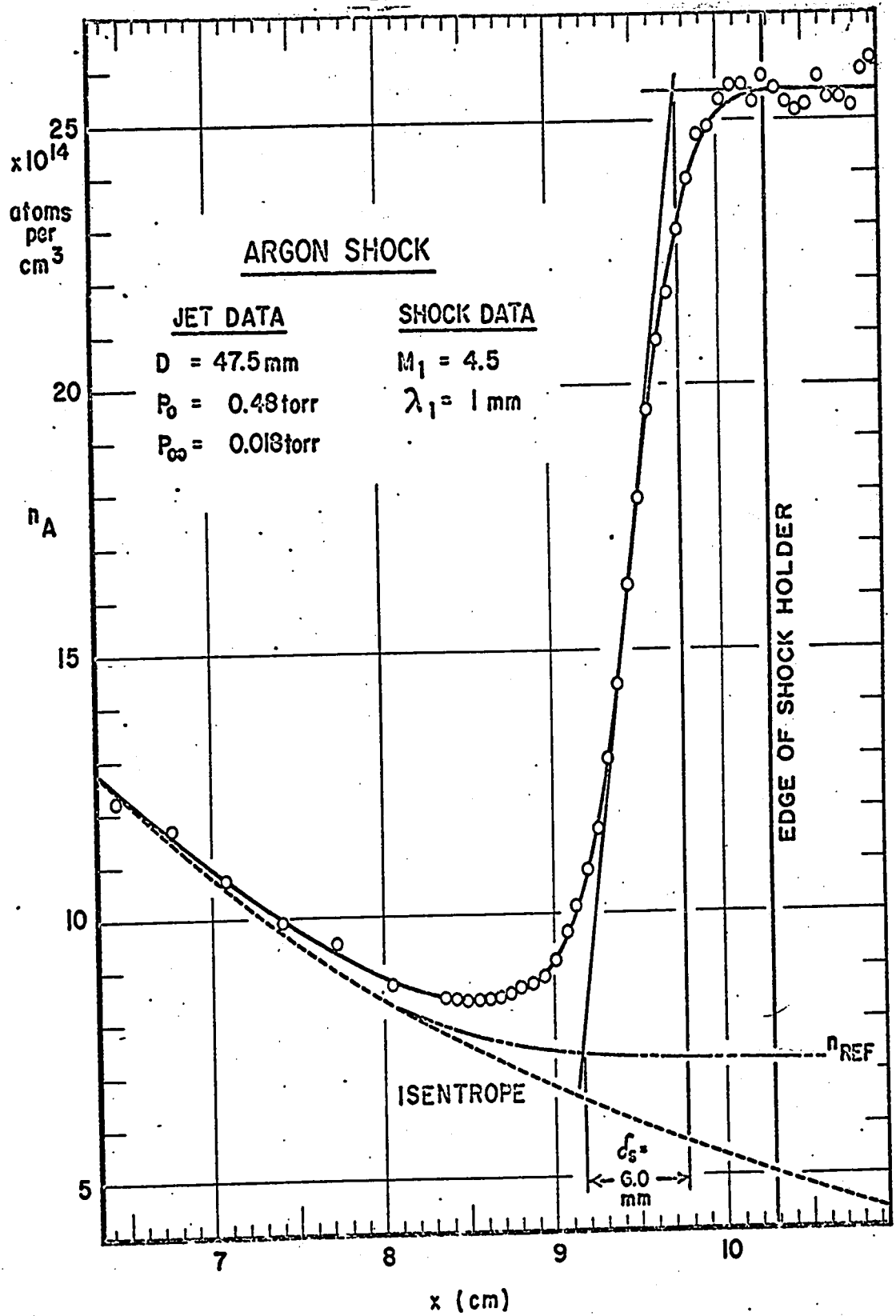


Fig. 11b: Masse volumique au centre d'un jet supersonique d'argon, d'après D.E. Rothe (Ro 66).

diffusion de 3" recouverte d'un baffle refroidi à l'eau. La vitesse de pompage de l'ensemble est d'environ 150 l/s à 10^{-3} torr. La pompe est couplée au premier groupe de pompage par un T de 4" de diamètre, une vanne de 4" et un grand cône en aluminium (fig. 2) dans lequel se trouve un petit cône de laiton plaqué or (cône ajustable de la fig. 4). L'intérieur de ce cône est percé en forme de cylindre dont le diamètre intérieur est égal à 0.25 pouce et la longueur est égale à 2.5 pouces.

La pression [p_2] dans le deuxième groupe de pompage doit être inférieure à 10^{-3} torr pour deux raisons:

- a) Une pression basse réduit la diffusion coulombienne dans cette section et sert à mieux définir le faisceau et donc à augmenter la transmission du faisceau tout en réduisant le bruit du fond.
- b) Une pression supérieure à environ 2×10^{-3} torr cause un refoulement excessif de l'huile (fig. 12).

2) Couplage au premier groupe de pompage

a) Introduction

Le couplage entre le premier et le deuxième groupe de pompage doit être fait de façon à:

- i) maintenir un rapport p_0/p_2 aussi élevé que possible - ce qui rend le système de pompage

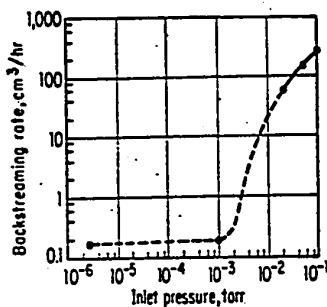


Fig. 12: Refoulement de l'huile (en cm³/hr) à l'entrée d'une pompe à diffusion, en fonction de la pression (en torr) à l'entrée de la pompe [d'après M.H. Habalian et H.A. Steinerz (Ha 61), cité par Van Atta (Va 65)].

plus efficace;

ii) réduire au minimum la distance x entre la cible proprement dite et la tuyère menant au deuxième groupe de pompage, afin de réduire le nombre de réactions en dehors de la cible.

b) Résultats expérimentaux

i) Rapport p_0/p_2

Afin de déterminer la position x^* qui permet d'obtenir le meilleur rapport p_0/p_2 , nous avons mesuré la pression p_0 en fonction de la distance x pour une pression $p_2 = \text{cte}$. La pression p_0 fut mesurée à l'aide d'une jauge McLeod du type Vacustat d'Edwards, et la pression p_2 avec une jauge de Penning fabriquée par la compagnie Balzers. Les résultats de ces mesures obtenues avec l'azote pour des pressions $p_2 = 10^{-3}$ torr et 5×10^{-4} torr et une détente $p_0/p_1 = 23$ sont présentés dans la figure 13. Ces courbes nous permettent de constater que le rapport p_0/p_2 passe par un maximum aux environs de $x/d = 3$, ce qui correspond à la position de l'onde de Mach.

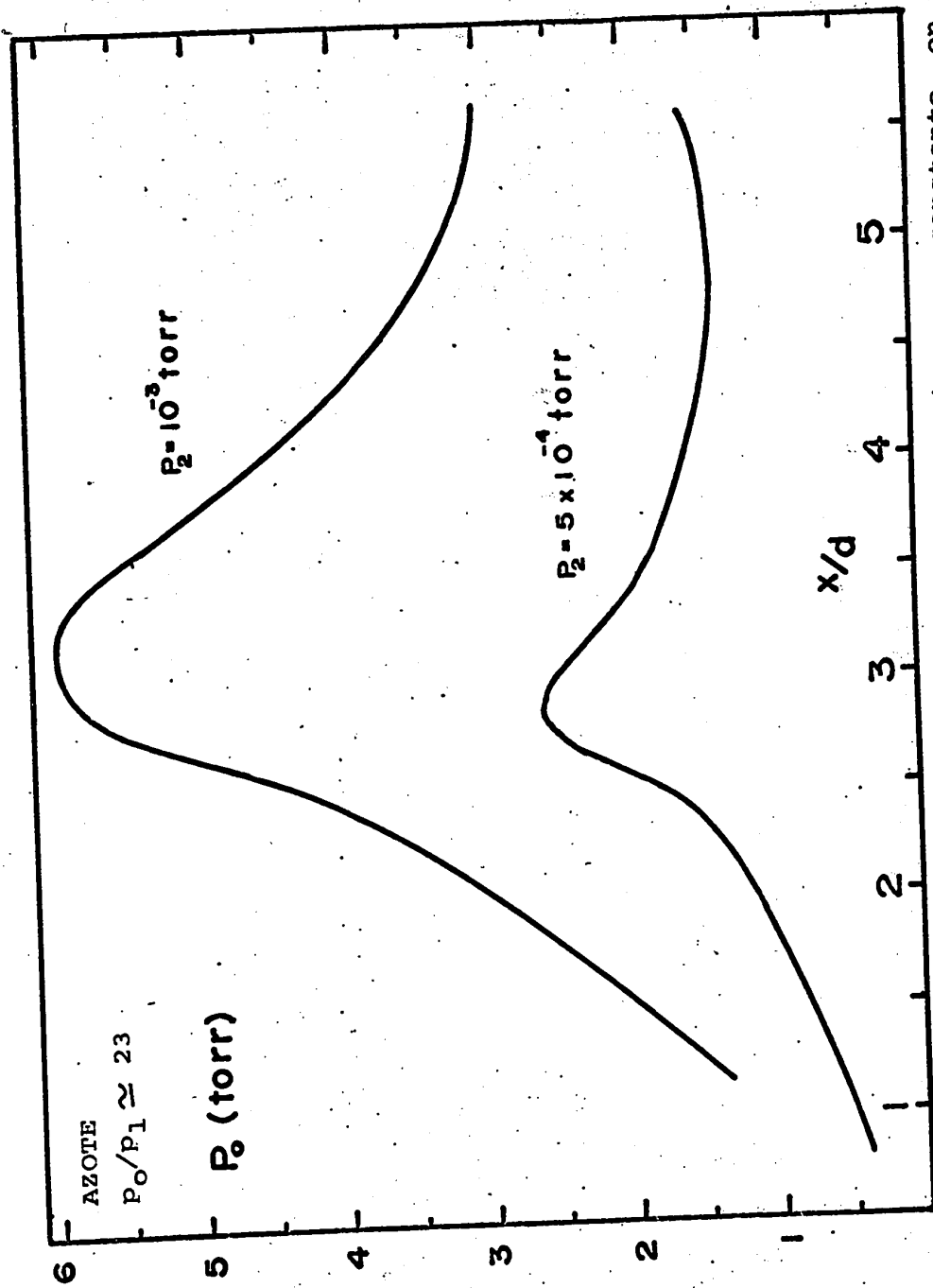


Fig. 13: Variation de la pression P_0 , pour une pression P_2 constante, en fonction de la distance x/d entre le cône ajustable et l'orifice. Le gaz utilisé est l'azote sous une détente $P_0/P_1 = 23$.

Une deuxième série de mesures fut obtenue, cette fois en gardant constante la pression p_3 du troisième groupe de pompage. La pression p_3 était mesurée avec une jauge à ionisation (J1 de la fig. 1), et la pression p_0 mesurée avec une jauge McLeod pour l'argon, et Pirani pour l'azote. La détente pour l'azote fut obtenue en obturant l'un des orifices de la cible gazeuse. Encore une fois, on peut constater que le rapport p_0/p_3 maximum (et donc p_0/p_2 max.) se situe tout près de $x = x_M$.

En comparant les figures 13, 14 et 15, on constate que le rapport p_0/p_2 ou p_0/p_3 augmente d'abord pour $x/d < x_M/d$ et passe ensuite soit par un maximum assez court (fig. 13), soit par un plateau plus ou moins long (figs. 14 et 15). En général, le plateau est plus plat et plus large si la pression p_0 est plus élevée. Dans la courbe $p_3 = 6 \times 10^{-5}$ de la figure 15, la pression reste à peu près constante entre $x/D = 5$ à 9. La forme de ces courbes pourrait s'expliquer en termes de nombres de Reynolds. En effet, d'après la figure 7, la pression d'impact mesurée à une distance x de la tuyère pré-

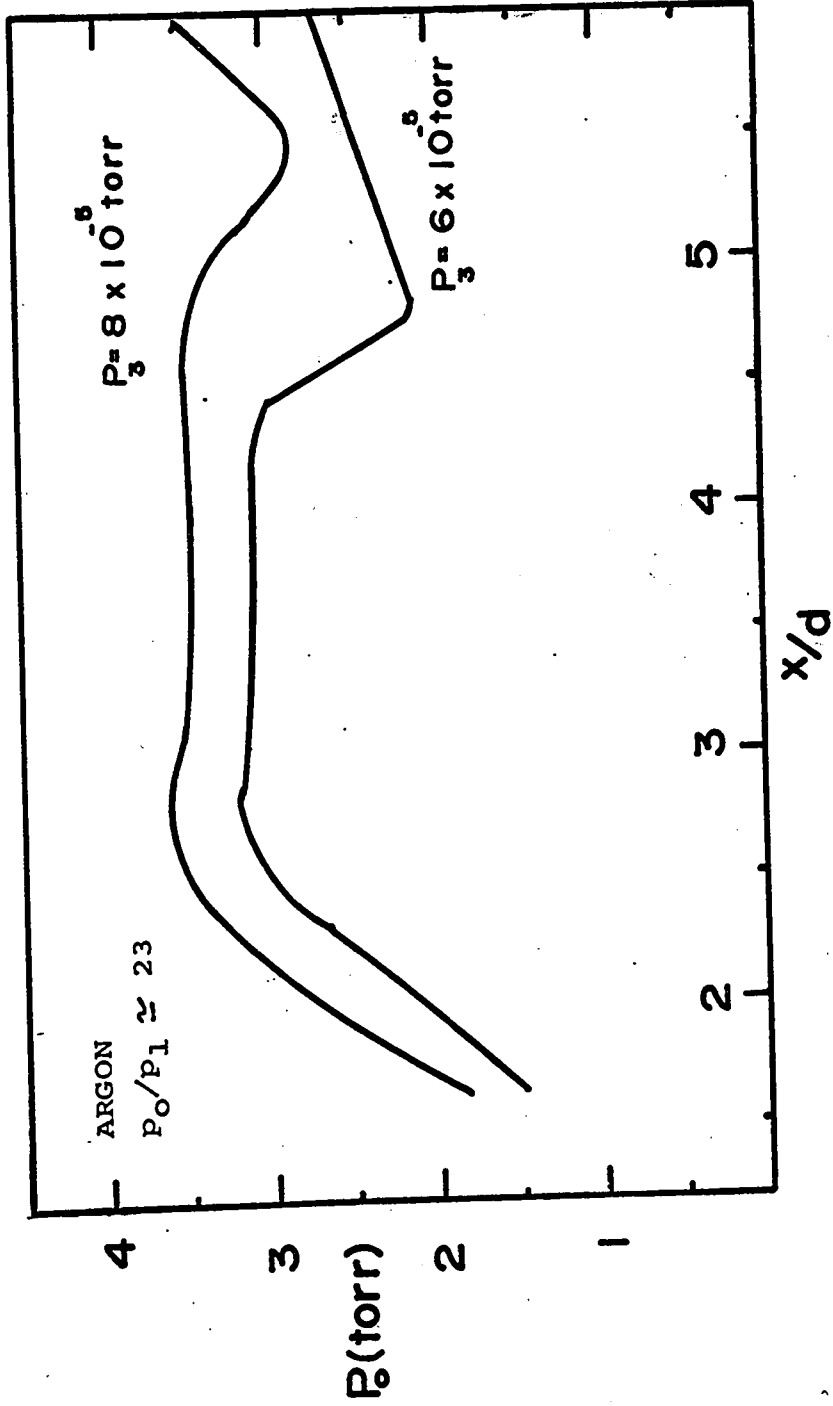


Fig. 14: Variation de la pression P_0 , pour une pression P_3 constante, en fonction de la distance x/d entre le cône ajustable et l'orifice. Le gaz utilisé est l'argon sous une détente $P_0/P_1 \approx 23$.

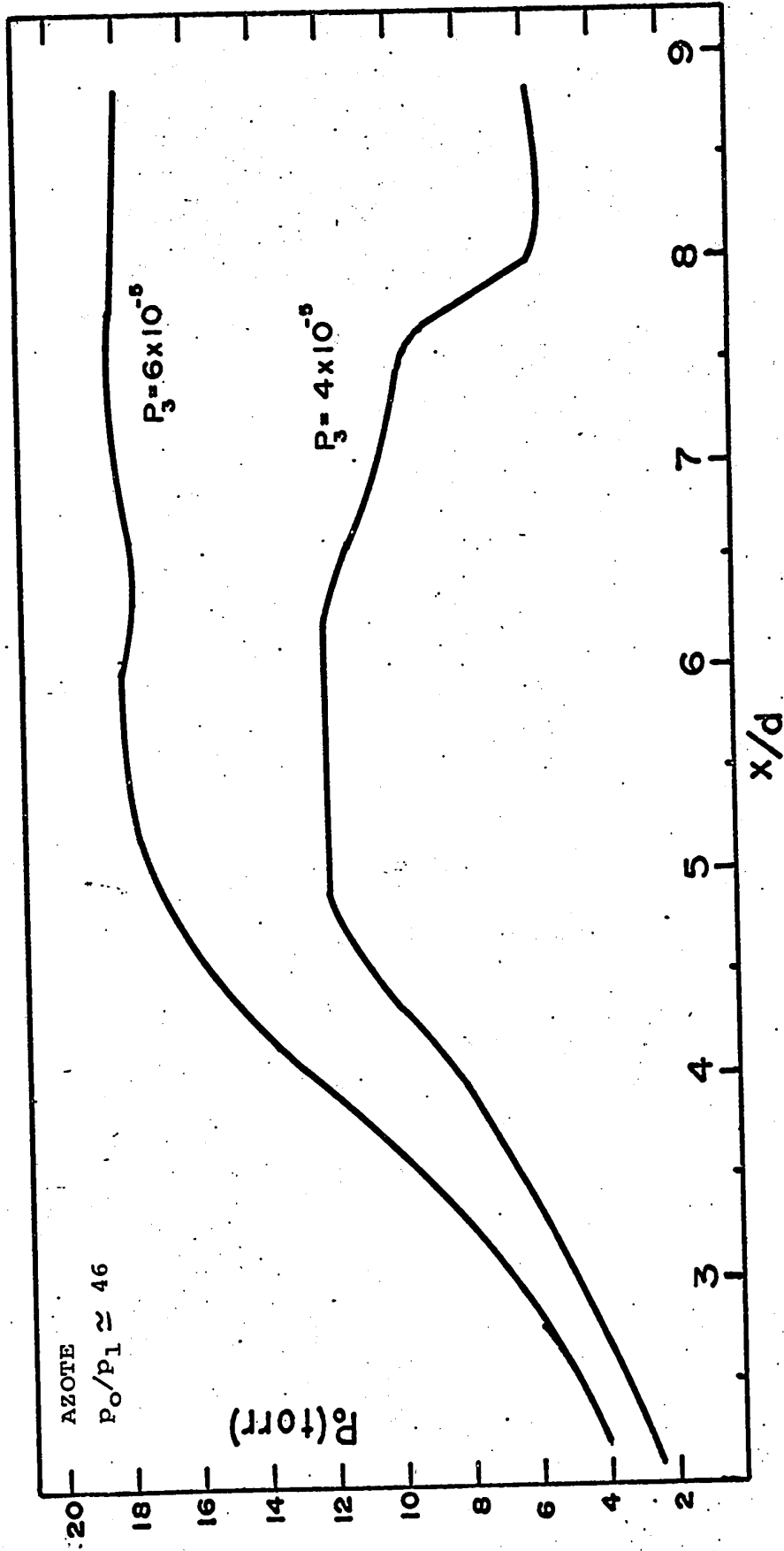


Fig. 15: Variation de la pression P_0 pour une pression P_3 constante, en fonction de la distance x/d entre le cône ajustable et l'orifice. Le gaz utilisé est l'azote sous une détente $P_0/P_1 = 46$.

sente un minimum suivi d'une remontée si $Re < 1200$, mais reste à cette valeur minimale pour $x > x_M$ si $Re > 1200$. Pour l'azote et l'argon, la diamètre de l'orifice étant de 0.25", le nombre de Reynolds au col de l'orifice est d'environ $100 \times p_0$ (torr) et donc inférieur à 1200 dans les figures 13 et 14, et supérieur à 1200 dans la figure 15 pour $p_3 = 6 \times 10^{-5}$.

ii) Photographies de l'écoulement et onde de choc devant le cône ajustable.

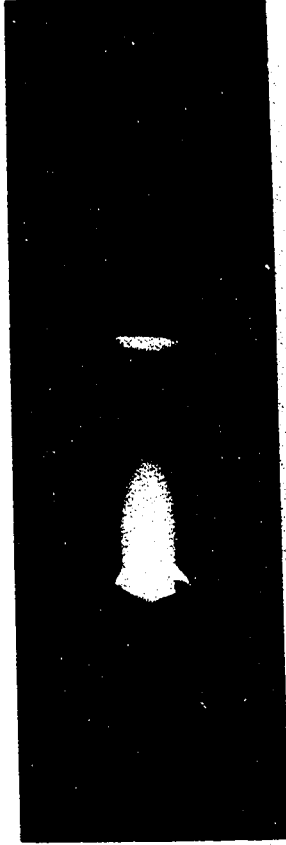
Afin de mieux connaître les caractéristiques de l'écoulement en amont de la tuyère (cône ajustable) du second groupe de pompage, nous avons photographié l'écoulement pour différentes distances x entre le cône et l'orifice de la cible. A cette fin, un faisceau d' H_2^+ ayant une énergie de 600 keV et dont l'intensité était de 50 μA fut passé dans la cible. Le gaz utilisé était l'azote, sous une détente $p_0/p_1 = 23$ et une pression $p_0 = 7.5$ torrs. Ces photos sont présentées dans la planche II pour les valeurs de x/d suivantes:

(a) $x/d = 2.4$, (b) $x/d = 3.0$, (c) $x/d = 4.4$

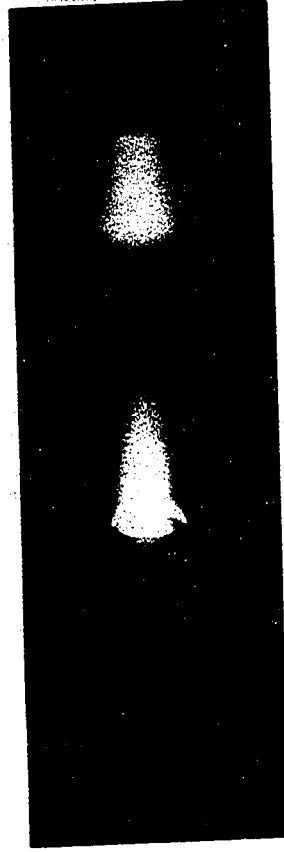
(d) $x/d = 6.0$



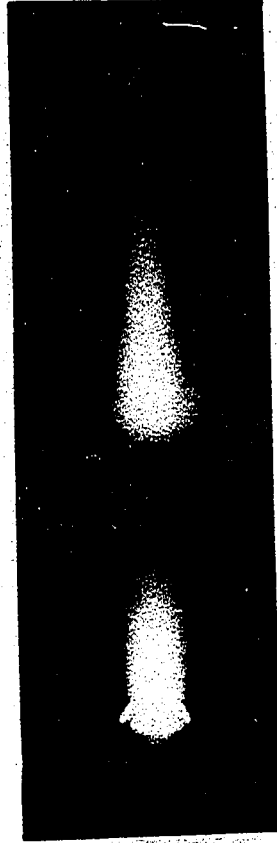
(a) $x/d = 2.4$



(b) $x/d = 3.0$



(c) $x/d = 4.4$



(d) $x/d = 6.0$

PLANCHE II

De ces photos, nous pouvons conclure

- (1) qu'il y a toujours une onde de choc devant le cône. En effet, même pour $x/D < x_M/D$, il se forme une onde de choc attachée au cône.
- (2) que la masse volumique derrière l'onde de choc reste élevée sur une assez grande distance.

c) Conclusions

Des mesures présentées en b)i), on peut déduire que le rapport p_0/p_2 présente un maximum ou plateau plus ou moins large selon que le nombre de Reynolds est plus ou moins grand. De plus, le début de ce maximum se situe aux environs de $x/d = x_M/d$. L'étude photographique décrite en b)ii) permet de conclure que la position optimale de la tuyère joignant le premier et le deuxième groupe de pompage se trouve à l'emplacement x_M de l'onde de Mach. En effet, si on place le cône en aval de l'onde de Mach, le faisceau traverse une plus grande région de gaz (planche IIb et IIc). Si on place le cône en amont de l'onde de Mach, une nouvelle onde de choc se forme devant le cône, et le rapport p_0/p_2 se trouve réduit (planche IIa).

Nous n'avons entrepris aucune étude ayant pour but d'éliminer l'onde de choc devant le cône ajustable; cependant, des études faites dans le domaine de la production de faisceaux moléculaires neutres nous suggèrent que cette élimination est possible si la vitesse de pompage au sommet du cône ajustable est assez grande (Mc 66), (Bi 61).

C- Troisième groupe de pompage

Le troisième groupe de pompage consiste en une pompe à diffusion de 3" identique à la pompe à diffusion du deuxième groupe de pompage, mais recouverte cette fois d'un baffle à azote liquide. La vitesse de pompage est d'environ 150 l/s à 10^{-6} torr.

Les deuxième et troisième groupes de pompes sont séparés

a) du côté de l'accélérateur, par un tube de 7" de longueur et d'un diamètre de 3/8". Ce long tube permettant d'obtenir un vide d'environ 10^{-6} torr dans la ligne.

b) du côté de l'arrêt du faisceau, par un orifice de 3/8" donnant une pression d'environ 3×10^{-5} torr du côté de l'arrêt.

Les formules de conductance utilisées pour ces pressions sont données dans l'appendice A.

DEUXIEME PARTIE

REACTION A ^{40}K (β, γ) ^{41}K , DETERMINATION DE CERTAINS NIVEAUX EXCITES

INTRODUCTION

La réaction $A^{40}(p,\gamma)K^{41}$ ayant un Q égal à 7803.1 ± 3.6 keV (Mp 66) nous permet d'exciter des niveaux de K^{41} entre environ 8.0 et 10.4 MeV. Au-dessus de 10.4 MeV, les niveaux se dés excitent principalement par émission de neutrons.

Bröstrom (Br 48) fut le premier, en 1948, à étudier la réaction $A^{40}(p,\gamma)K^{41}$. Il observa cinq résonances bien définies pour des énergies de protons variant entre 0.5 et 1.8 MeV. Cette étude fut ensuite reprise par S.E. Arnell (Ar 61) qui trouva 57 résonances comprises entre 0.75 et 1.4 MeV. Cette même région fut ensuite étudiée par plusieurs auteurs (Co 63, Ko 63, Bl 64, Ar 64, Bl 67).

Les schémas de dés excitation gamma du niveau excité de K^{41} correspondant à la résonance $E_p = 1102$ keV et à quelques résonances environnantes ont été mesurés par plusieurs auteurs à l'aide de compteurs INa(Tl) (Va 60, Va 62, Ar 64). La compilation de P.M. Endt et C. van der Leun (En 67) présente un résumé des niveaux excités de K^{41} .

Le fait que la réaction $A^{40}(p,\gamma)K^{41}$ n'avait pas été étudiée pour des énergies inférieures à 750 keV depuis 1948 et que les niveaux de K^{41} sont très nombreux nous a incité à étudier cette réaction à l'aide d'un compteur Ge (Li). Dans le chapitre premier nous présenterons des courbes de rendement de la réaction $A^{40}(p,\gamma)K^{41}$ pour $E_p = 500-900$ keV. Dans le chapitre deuxième nous présenterons les spectres gammas pour douze des résonances observées dans cette région. De plus, dans ce chapitre, nous indiquerons la présence d'un niveau à 1592.0 keV, niveau qui n'avait jusqu'alors pas été observé.

CHAPITRE PREMIER

RENDEMENT DE LA REACTION $A^{40}(p,\gamma)K^{41}$ pour $E_p = 500-900$ keV

I. INTRODUCTION

Les travaux de S.E. Arnell (Ar 61) et de I. Kohno (Ko 63) nous fournissent des courbes de rendement de la réaction $A^{40}(p,\gamma)K^{41}$ pour des énergies supérieures à 750 keV. Entre 750 et 900 keV, Arnell a observé 4 résonances dont les énergies sont les suivantes: 799, 819, 856, 898 keV avec une précision de ± 1 keV. De plus, Arnell a observé un pic aux environs de 880 keV attribué à la réaction $^{19}F(p,\alpha\gamma)O^{16}$. Dans la même région d'énergie, Isao Kohno (Ko 63) a observé cinq résonances dont les énergies sont les suivantes: 763, 800, 855, 874 et 898 keV, avec une précision de ± 2 keV. Le pic à 874 keV est attribué encore une fois à la réaction $^{19}F(p,\alpha\gamma)O^{16}$.

Dans le travail présent nous avons obtenu des courbes de rendement de la réaction $A^{40}(p,\gamma)K^{41}$ entre 0.5 et 0.9 MeV. Ce chapitre sera consacré à la description de ces courbes de rendement.

II- APPAREILLAGE EXPERIMENTAL ET METHODE DE MESURE

A. Accélérateur et cible:

Les faisceaux de H_2^+ et de protons (H^+) étaient accé-

lérés par un Dynamitron de 3 Mégavolts muni d'une source d'ions de type Duoplasmatron. Les faisceaux étaient séparés et déviés vers la ligne menant à la cible par un aimant d'aiguillage (fig. 3). Le faisceau de protons (H^+) avait une résolution de 0.3% et le faisceau de H_2^+ avait une résolution de 1%. La cible utilisée était de l'argon naturel introduit dans la cible gazeuse à système de pompage différentiel décrite dans le chapitre deuxième de la première partie de cette thèse. La pression $[p_0]$ dans la cible proprement dite était de 2 torrs, ce qui donnait une épaisseur de 1.8 keV à 1 MeV et de 2.6 keV à 0.5 MeV. La largeur des résonances observées avec le faisceau de H_2^+ était d'environ 7 keV et d'environ 4 keV avec le faisceau de protons. Le courant ionique était mesuré à l'aide d'un intégrateur de charge. L'énergie des faisceaux fut variée en étapes de 2 keV dans les régions éloignées des résonances et de 1 keV dans les régions de résonance.

B. Calibrage de l'énergie de l'accélérateur

L'énergie de l'accélérateur était mesurée à l'aide d'un voltmètre digital placé en parallèle avec la dernière résistance faisant partie de la chaîne de résistances servant à distribuer la tension dans le tube d'accélération. Le calibrage de ce voltmètre fut fait à

l'aide des réactions suivantes:

- 1) $^{15}\text{N}(p, \alpha \gamma)\text{C}^{12}$, $E_p = 429 \text{ keV}$ (Sc 52)
- 2) $^{15}\text{N}(p, \alpha \gamma)\text{C}^{12}$, $E_p = 897.37 \pm 0.29 \text{ keV}$ (Bo 64)
- 3) $^{40}\text{A}(p, \gamma)\text{K}^{41}$, $E_p = 799 \pm 1 \text{ keV}$ (Ar 61)
- 4) $^{40}\text{A}(p, \gamma)\text{K}^{41}$, $E_p = 819 \pm 1 \text{ keV}$ (Ar 61)
- 5) $^{40}\text{A}(p, \gamma)\text{K}^{41}$, $E_p = 856 \pm 1 \text{ keV}$ (Ar 61)
- 6) $^{40}\text{A}(p, \gamma)\text{K}^{41}$, $E_p = 1101.65 \pm 0.04 \text{ keV}$ (St 67)

C. Compteur et électronique

Les rayons gamma étaient détectés à l'aide d'un compteur $\text{INa}(\text{Tl})$ de 3" X 3" placé à 7 cm. du centre de la cible et à 90° du faisceau incident. Tous les gammas ayant une énergie supérieure à 2.6 MeV furent enregistrés dans une échelle de comptage.

III- RESULTATS EXPERIMENTAUX

A. Courbe de rendement avec le faisceau de protons (H^+)

Nous avons obtenu une première courbe de rendement avec le faisceau de protons pour des énergies comprises entre 750 et 990 keV. La figure 16 présente cette courbe de rendement, les résonances étant numérotées de 13 à 30.

Les résonances 13-23 sont classées dans le tableau I; les résonances 23-30 correspondent aux résonances 5-12 de Arnell (Ar 61). Dans la figure 16, pour $E_p < 900$ keV, on remarque la présence de pics à 764, 799, 819, 856 et 883 keV correspondants aux résonances à 763, 799, 819, 856 et F observées par Kohno et Arnell. De plus, on remarque la présence d'au moins six autres résonances aux énergies suivantes: 756, 773, 782.5, 831.5 et 847 keV. Notons en outre que le pic à 883 keV est beaucoup plus étroit que les pics observés par Kohno (Ko 63) et Arnell (Ar 61) à une énergie semblable et attribués à la réaction $^{19}\text{F}(p, \alpha \gamma)\text{O}^{16}$.

B. Courbe de rendement avec le faisceau de H_2^+

Une deuxième courbe de rendement, cette fois avec le faisceau de H_2^+ fut obtenue pour des énergies comprises entre 520 et 900 keV. Un faisceau d'environ $100 \mu\text{A}$ fut utilisé pour ces mesures. La figure 17 présente cette courbe pour $E_p = 750-900$ keV et la figure 18 pour $E_p = 520-750$ keV. Les résonances observées pour des énergies comprises entre 750 et 900 keV sont les mêmes que celles présentées dans la figure 16. Les résonances y sont cependant moins nettement séparées. Pour $E_p = 520-750$ keV,

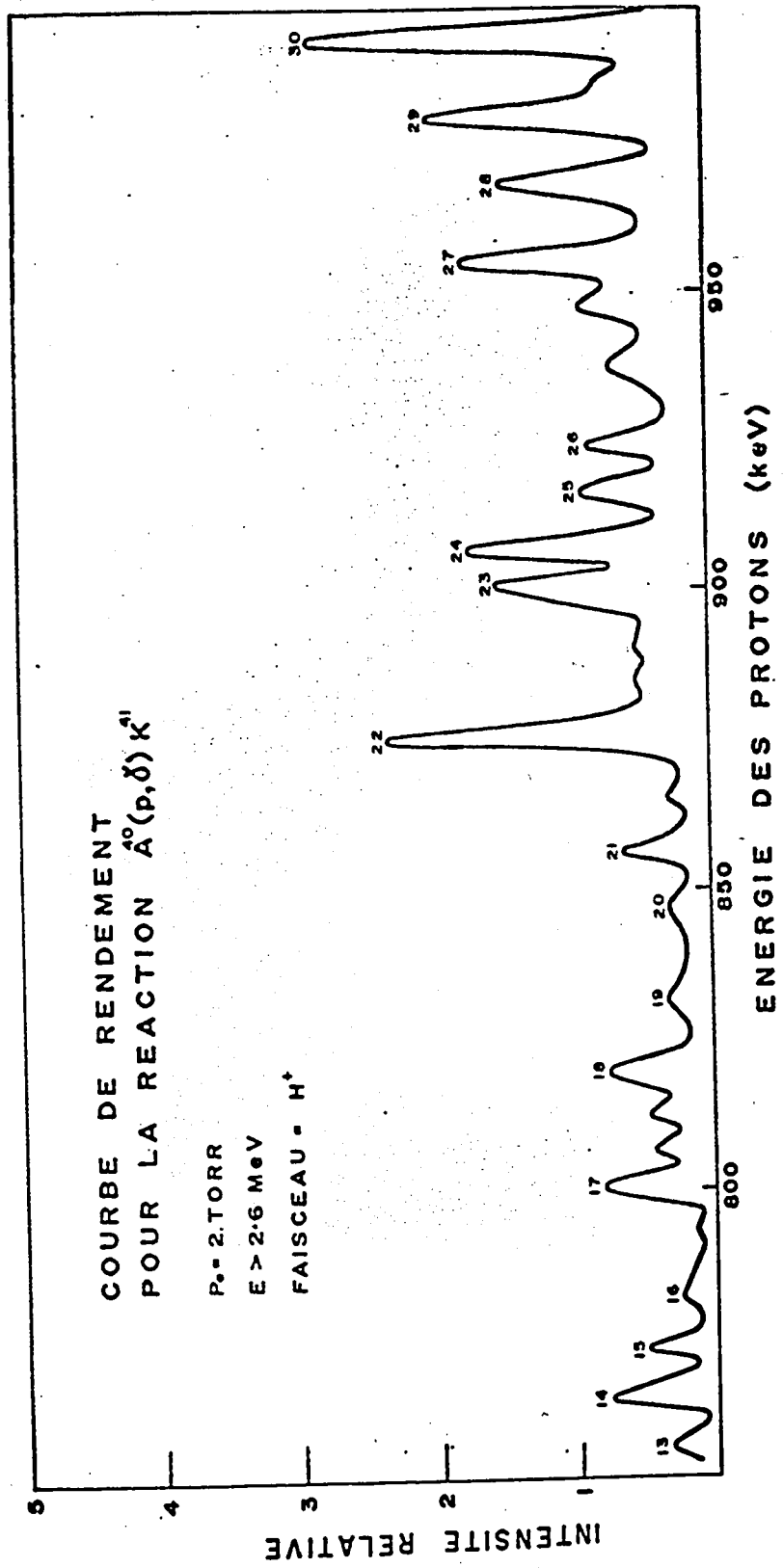


Figure 16

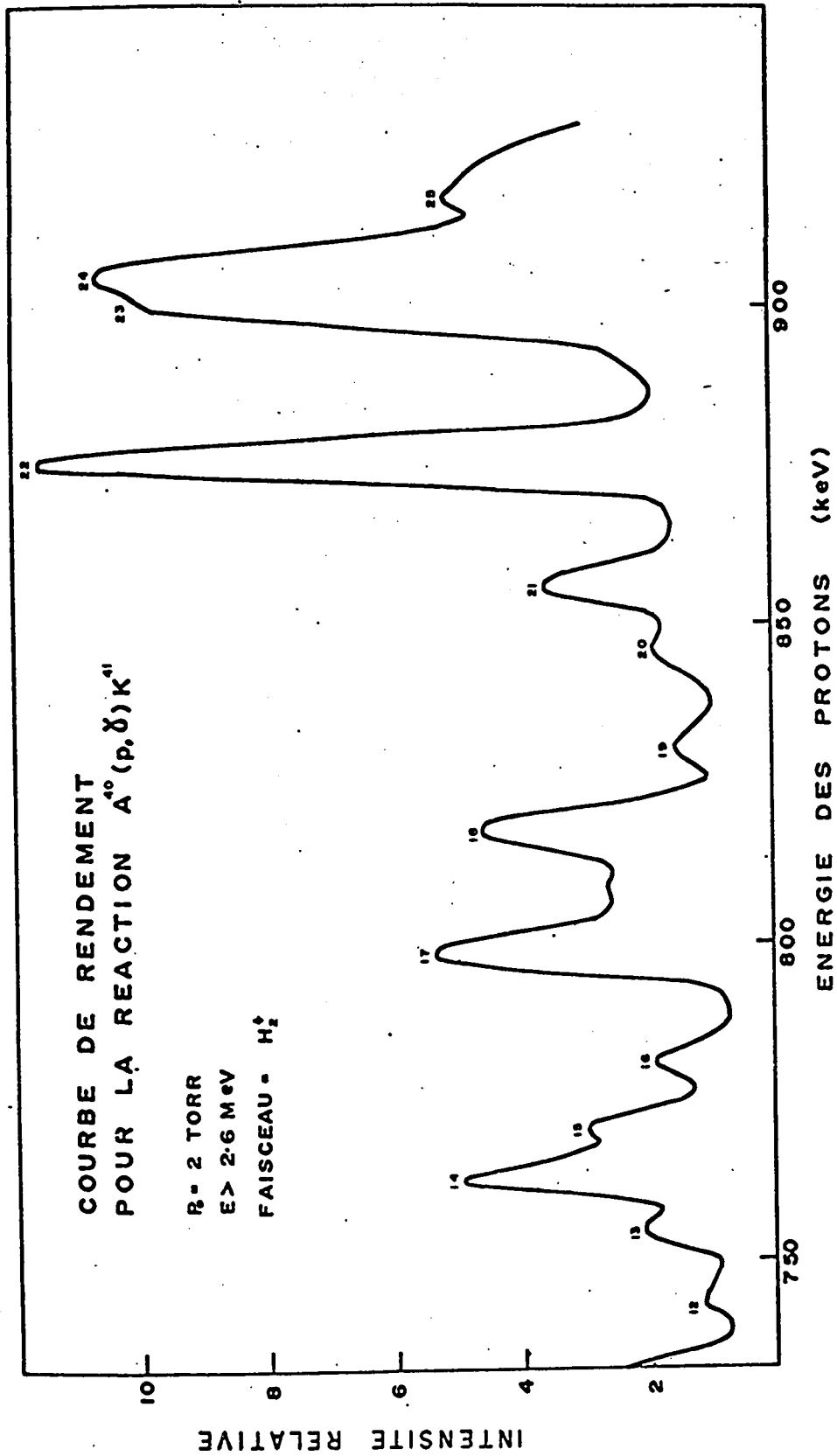


Figure 17

les résonances observées sont présentées dans la figure 18. Cette figure révèle la présence de 11 résonances classées dans le tableau I. Aucune de ces résonances n'avait été observées jusqu'à maintenant. Afin de confirmer l'origine de ces résonances, nous avons enregistré des spectres gamma de chacune d'entre elles à l'aide d'un compteur Ge (Li). Le chapitre deuxième sera consacré à la présentation de ces spectres et à leur interprétation.

tableau I

NO	EP (keV)	Ep (keV)		Ex (keV)
		a) Arnell	b) Kohno	
1	538			8328
2	557			8347
3	574			8363
4	587			8376
5	606			8394
6	634			8422
7	645			8432
8	673			8460
9	686			8472
10	696			8482
11	730			8515
12	746			8531
13	756			8541
14	764		763 (b)	8549
15	773			8557
16	782.5			8567
17	799		799 (a)	8583
18	819		819 (a)	8602
19	831.5			8614
20	847			8629
21	856		856 (a)	8638
22	883		874 (b)	8665
23	898		898 (a)	8679

a) Ar 61 , b) Ko 63

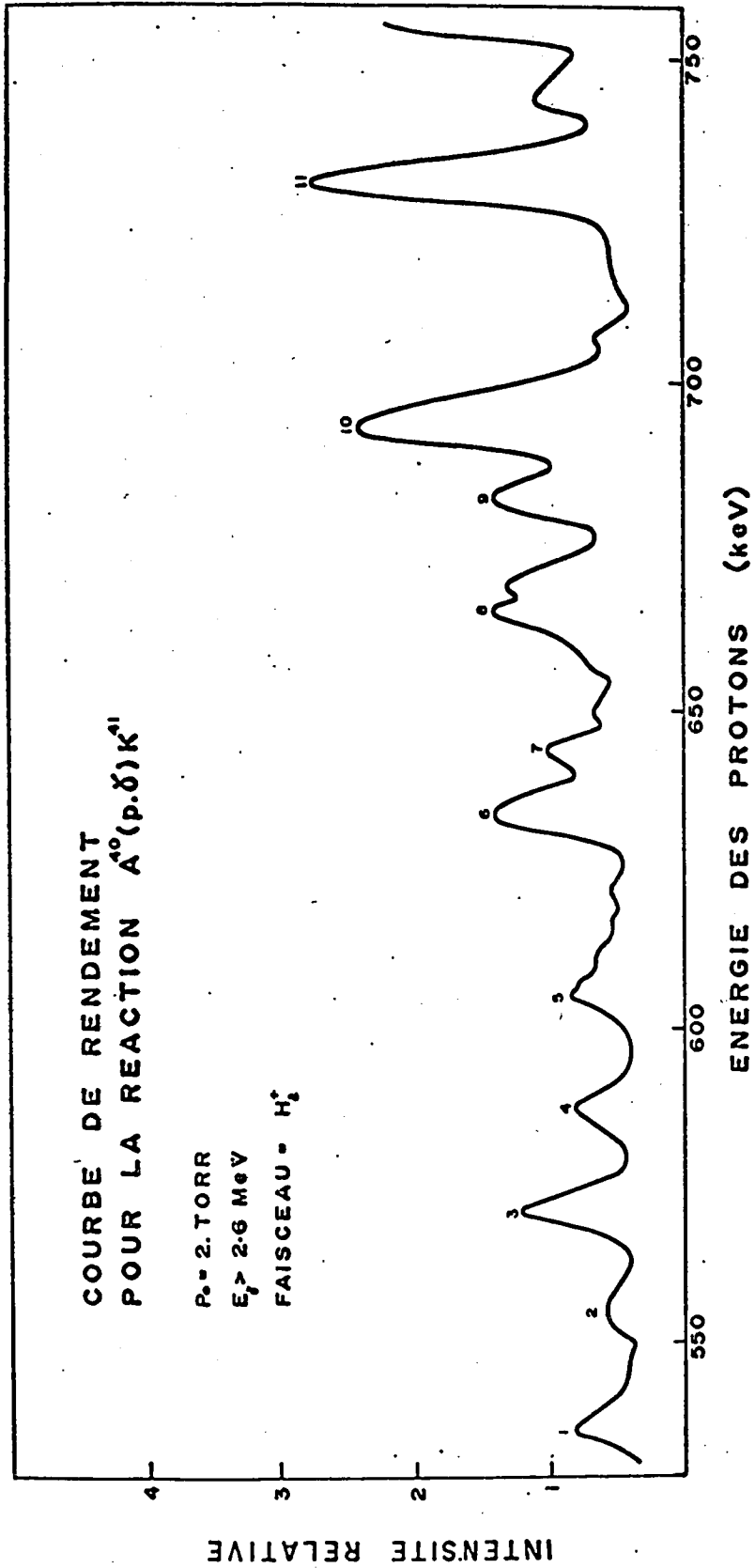


Figure 18

CHAPITRE DEUXIEME

NIVEAUX DE K^{41} ENTRE 8328 et 8665 keV ET NIVEAU A 1592 keV

I- INTRODUCTION

Les courbes de rendement décrites dans le chapitre premier indiquent la présence d'environ vingt-deux niveaux de K^{41} correspondant à des résonances situées entre $E_p = 500-900$ keV. Afin de confirmer la présence de ces niveaux nous avons enregistré des spectres gamma de désexcitation en la plupart de ces résonances. Dans ce chapitre nous décrirons d'abord l'appareillage expérimental utilisé dans ces mesures, ensuite nous donnerons le résultat des mesures effectuées.

II- APPAREILLAGE EXPERIMENTAL ET METHODE DE MESURE

A. Ensemble expérimental

Les spectres gamma furent enregistrés à l'aide d'un compteur Ge (Li) de 30 cm^3 . fabriqué par la compagnie ORTEC. Les impulsions venant du compteur passaient par un préamplificateur de modèle 118 fabriqué par ORTEC,

elles étaient amplifiées par un amplificateur de modèle M-31 fabriqué par SIMTEC et analysées par un analyseur à 4096 canaux. Le compteur était placé à 135° du faisceau incident et à 7 cm du centre de la cible. Ce compteur avait une résolution de 4 keV à 1.3 MeV et de 8 keV à 8 MeV.

Le faisceau utilisé pour toutes les mesures était un faisceau de H_2^+ ayant une intensité de $100 \mu A$. La pression $[p_0]$ dans la cible était de 2 torrs.

B. Calibrage en énergie du compteur

Le calibrage en énergie du compteur a été fait de la façon suivante:

1) $E_\gamma < 1293.76 \text{ keV}$

$$E_\gamma = 1293.76 + \left(\frac{1293.76 - 511}{K-A} \right) (X-A) \quad (\text{keV})$$

où: X = canal du rayon gamma d'énergie E_γ

A = canal du pic à 511 keV

K = canal du pic à 1293.76 keV

Les énergies données dans cette région ont une précision d'environ $\pm 3 \text{ keV}$.

$$2) 1293.76 < E < (6130.4 - 1022) \text{ keV}$$

$$E_{\gamma} = 1293.76 + \frac{(6130.4 - 1022 - 1293.76)}{F(2) - K} (X - K) \text{ keV}$$

Où: E_{γ} = énergie du rayon gamma dont le canal est X

$F(2)$ = canal du pic à 6130.4-1022 keV dû à la réaction $^{19}\text{F}(p, \gamma)$.

Les énergies dans cette région ont une précision d'environ ± 3 keV près du pic à 1293.76 keV et d'environ ± 4 keV près du pic $F(2)$.

$$3) E_{\gamma} > (6130.4 - 1022) \text{ keV}$$

$$E = 6130.4 + 2.562 (X - F(2)) \text{ keV}$$

La valeur 2.562 donnant le nombre de keV par canal fut obtenue en utilisant le pic $F(2)$ dû à la réaction $^{19}\text{F}(p, \gamma)$ et la rayon γ de 8878 keV obtenu de la réaction $^{40}\text{A}(p, \gamma)\text{K}^{41}$ pour $E_p = 1101.65$ keV. Une correction due à l'effet Doppler fut appliquée aux gammas d'énergie supérieure à 5 MeV. Les énergies données dans cette région ont une précision d'environ ± 4 keV.

III- RESULTATS EXPERIMENTAUX

Des spectres gamma furent obtenus pour les résonances 1-18, 21 et 22. De plus nous avons obtenu des

spectres à 658 keV et à 724 keV afin de déterminer les pics gamma dûs aux réactions nucléaires parasites.

Dans les spectres présentés dans ce chapitre les pics gamma seront désignés par un nombre représentant leur énergie en keV suivi des chiffres (0), (1) ou (2). Le chiffre (0) désignera un pic gamma correspondant à l'énergie totale; le chiffre (1) désignera un pic gamma correspondant à l'énergie totale moins 511 keV; le chiffre (2) désignera un pic gamma correspondant à l'énergie totale moins 1022 keV. L'échelle verticale donnant le nombre de coups par canal sera indiquée par la lettre N suivie du nombre de coups correspondant à une division de deux pouces.

A. Spectres à 658 et 724 keV

Deux spectres à 658 et 724 keV, pris entre les résonances 7 et 8 et 10 et 11, nous ont permis de déduire les pics gamma dûs aux réactions nucléaires parasites. Ces deux spectres étant très semblables, nous ne présentons que le spectre à 724 keV (fig. 19). Dans ce spectre, on observe la présence de pics à différentes énergies:

1) $E_{\gamma} = 511 \text{ keV}$

Ce pic se retrouve d'ailleurs dans tous les autres spectres.

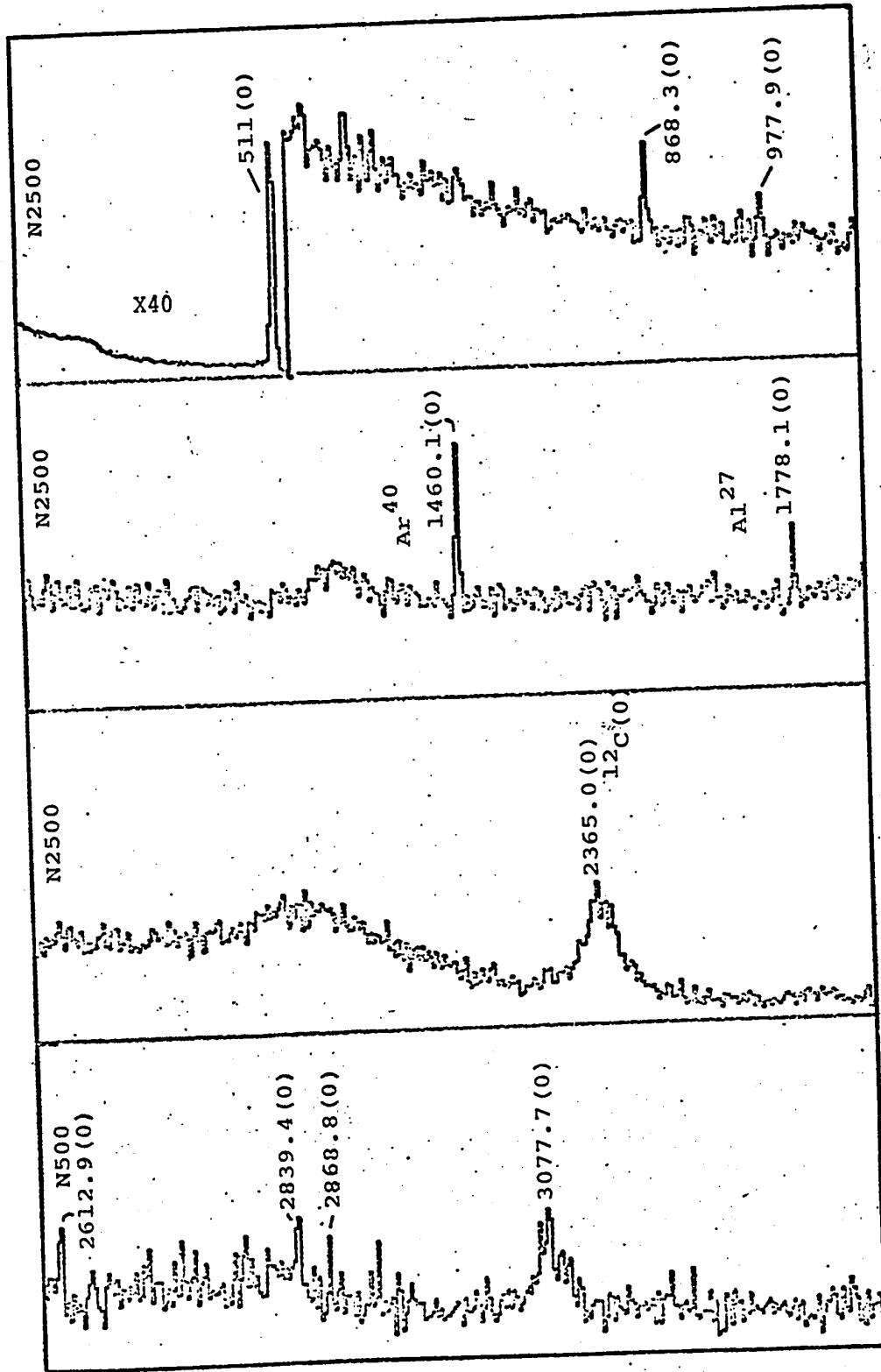


Fig. 19 (a)

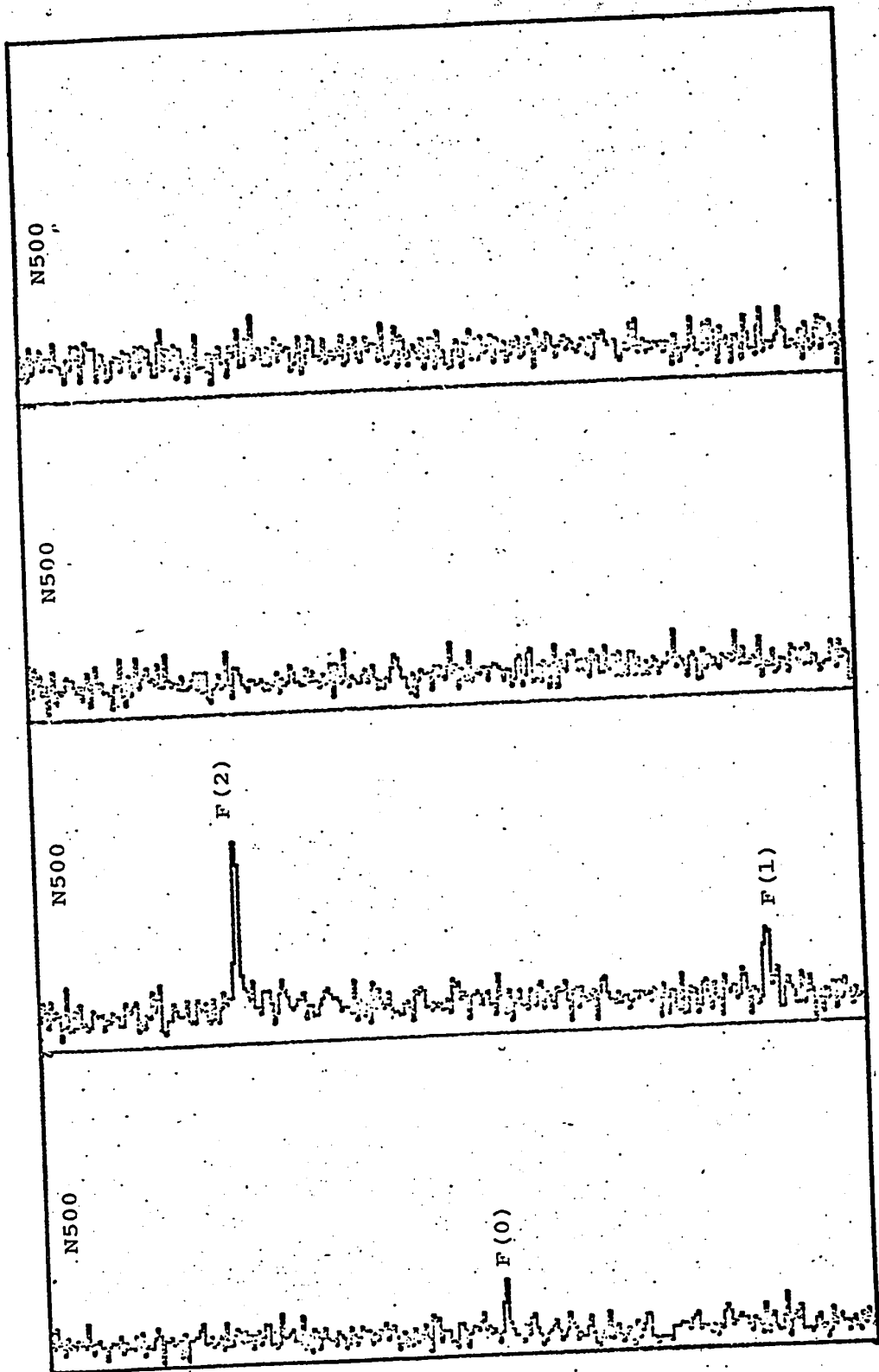


Fig. 19(b)

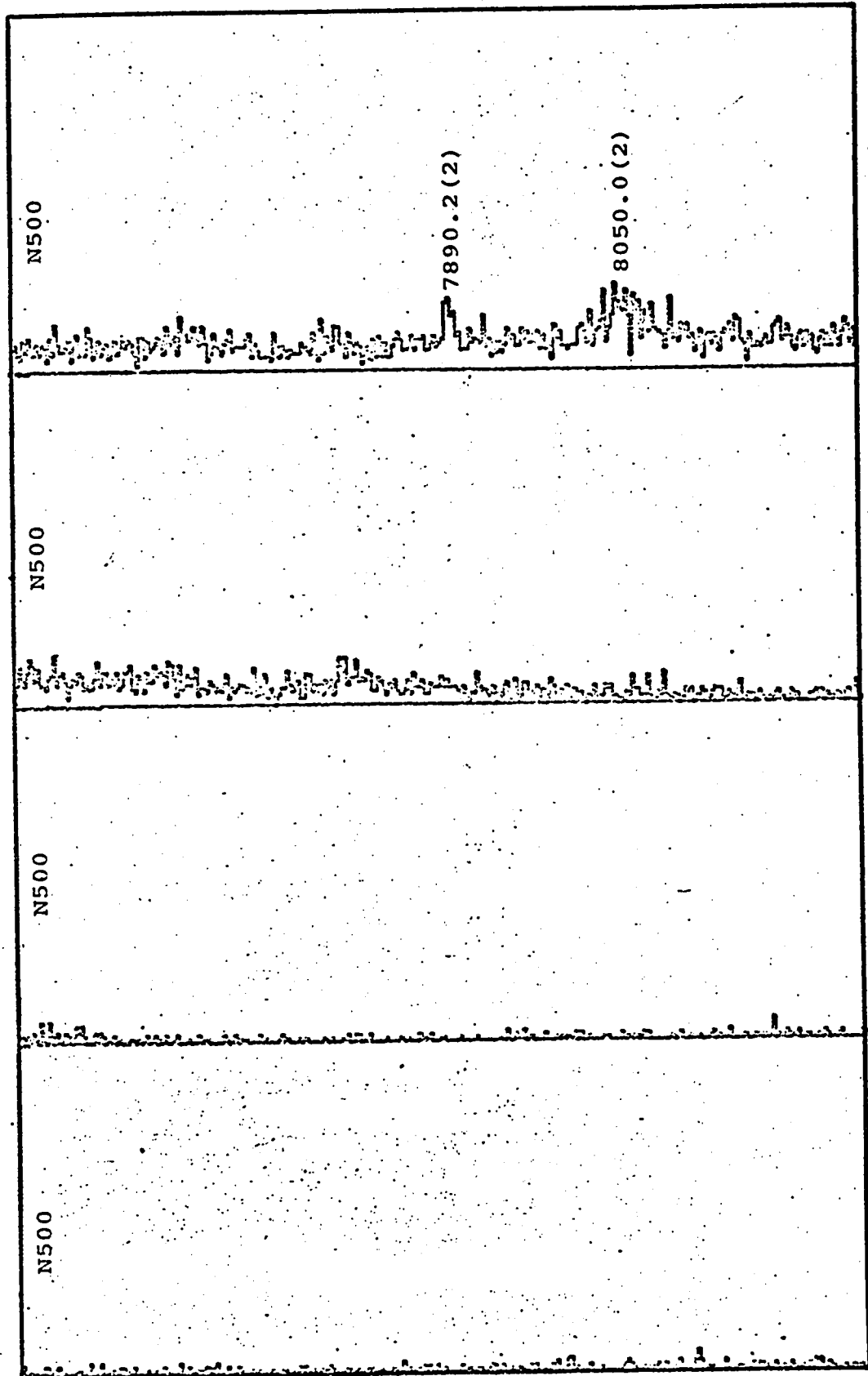


Fig. 19(c)

2) $E_\gamma = 868.3 \text{ keV}$

Nous n'avons pas réussi à expliquer l'origine de ce rayon gamma.

3) $E_\gamma = 977.9 \text{ keV}$

Ce pic est certainement dû à la transition $978 \rightarrow 0$ de K^{41} et non à une réaction parasite.

4) $E_\gamma = 1460.1 \text{ keV}$

Ce pic est dû au K^{40} dans le béton. Le K^{40} se désintègre au premier niveau excité de A^{40} dont l'énergie est de $1459.9 \pm 0.8 \text{ keV}$.

5) $E_\gamma = 1778.1 \text{ keV}$

Ce pic est causé par la réaction $Al^{27}(p, \gamma)Si^{28}$
Il est dû à la transition $1778.7 \rightarrow 0$ du Si^{28} .

6) $E_\gamma = 2365.0 \text{ keV}$

Ce pic très large est attribuable à la réaction $^{12}C(p, \gamma)^{13}N$.

7) $E_\gamma = 6130.4 \text{ keV}$

Les pics (2), (1) et (0) dûs à ce rayon

gamma sont dûs à la transition $6130.4 \rightarrow 0$ de O^{16} . Ce niveau est excité par la réaction $^{19}F(p, \alpha \gamma)O^{16}$. Le pic 6130.4 (2), présent dans tous les spectres fut utilisé pour l'étalonnage en énergie du compteur. L'énergie de ce rayon gamma est connu avec une précision de ± 1 keV (Hi 66).

$$8) E_{\gamma} = 2612.9, 2839.4, 2868.8, 3077.7, 7890.2 \text{ et } 8050.0 \text{ keV.}$$

Ces pics sont probablement dûs à la réaction $^{27}Al(p, \gamma)Si^{28}$. En effet, dans la plupart des spectres observés apparaissent le pic à 1778 keV ainsi que d'autres pics pouvant être attribués à cette réaction.

B. Spectres des résonances 1-18 et 21

Nous présenterons dans cette section les spectres gamma de douze résonances (1, 3, 5, 6, 9, 10, 11, 12, 14, 15, 17, 21). De plus, pour les résonances 1 à 18 et pour la résonance 21 nous présenterons des schémas de désexcitation basés sur les spectres gamma. Les niveaux d'énergie

indiqués dans ces schémas sont basés, pour des énergies inférieures à 3450 keV, sur la tabulation de Endt et Van der Leun (En 67). Les niveaux à 3450, 3600, 3830 et 4340 keV sont tirés de l'article de S.E. Arnell et P.O. Persson (Ar 64). Notons de plus que, dans les schémas de désexcitation, un niveau à 1592 keV a été ajouté. La présence de ce niveau sera discutée au paragraphe C. L'échelle verticale au-dessus de 4.3 MeV n'est pas linéaire. Dans les schémas de désexcitation nous n'avons indiqué que les principales transitions. Certains gammas n'ont pu être intégrés dans ces schémas; une étude plus approfondie, basée sur des mesures de coïncidences, serait nécessaire pour déterminer avec certitude les schémas précis.

$$(1) E_p = 538 \pm 3 \text{ keV}$$

Le spectre de cette résonance est présenté dans la figure 21. La figure 20 donne une interprétation des principaux gamma observés. Les transitions les plus fortes sont à l'état fondamental et aux niveaux 1559, 2165 et 2438 keV. Les pics aux environs de 8.05 MeV sont probablement dûs à la réaction $\text{Al}^{27}(p, \gamma)$.

$$(2) E_p = 557 \pm 3 \text{ keV}$$

Le schéma de désexcitation de cette résonance est présenté dans la figure 22. Les transitions les plus fortes sont à l'état fondamental et aux niveaux à 1696, 2165 et 2673 keV.

$$(3) E_p = 574 \pm 3 \text{ keV}$$

Les schéma et spectre de cette résonance sont présentés dans les figures 23 et 24. Les principales transitions sont à l'état fondamental, et aux niveaux à 978 et 2709 keV.

$$(4) E_p = 587 \pm 3 \text{ keV}$$

Le schéma de désexcitation est présenté dans la figure 25. Les principales transitions sont à l'état fondamental, et aux niveaux à 978, 1559, 1580, 1592, 2165 et 3830 keV.

$$(5) E_p = 606 \pm 3 \text{ keV}$$

Les figures 26 et 27 présentent les schéma et spectre de cette résonance. Pour cette résonance la transition à l'état fondamental est faible. La transition la plus forte est au niveau à 978 keV.

$$(6) E_p = 634 \pm 3 \text{ keV}$$

Les figures 28 et 29 présentent les schéma et spectre de cette résonance. La transition à l'état fondamental est très faible. Les transitions les plus fortes sont aux niveaux à 978, 1559, 1592, 2588 et 2709 keV.

$$(7) E_p = 645 \pm 3 \text{ keV}$$

La figure 30 présente le schéma de désexcitation de cette résonance. Les transitions les plus fortes sont à l'état fondamental, et aux niveaux à 1580 et 1592 keV.

$$(8) E_p = 673 \pm 3 \text{ keV}$$

La figure 31 présente le schéma de désexcitation de cette résonance. Les transitions les plus fortes sont à l'état fondamental, et aux niveaux à 978, 1559, 1580 et 1592 keV.

$$(9) E_p = 686 \pm 3 \text{ keV}$$

Les figures 32 et 33 présentent les schéma et spectre de cette résonance. Les principales transitions sont à l'état fondamental et aux niveaux à 978, 1559, 1580, 1592, 2315 et 2438 keV.

$$(10) E_p = 696 \pm 3 \text{ keV}$$

Les figures 34 et 35 présentent les schéma et spectre de cette résonance. Aucune transition n'a pu être attribuée à l'état fondamental. Le rayon gamma à 4997.6 keV pourrait être interprété comme une transition à un niveau à 3489 keV, ce niveau se désexcitant ensuite en émettant le gamma de 3487.4 keV. Les rayons gamma à 4907.3, 4859.6 et 4747.3 keV pourraient être interprétés comme des transitions à des niveaux hypothétiques aux énergies suivantes: 3580, 3627 et 3739 keV.

$$(11) E_p = 730 \pm 2 \text{ keV}$$

Les figures 36 et 37 présentent les schéma et spectre de cette résonance. Notons la présence d'une forte transition à l'état fondamental et d'une forte transition au niveau à 1592 keV. Remarquons aussi que les pics à 1592.1 et à 611.3 keV sont beaucoup plus grands que les pics correspondant des autres résonances. Ceci nous porte à croire que le niveau à 1592 keV se désexcite bien au niveau à 978 keV.

$$(12) E_p = 746 \pm 2 \text{ keV}$$

Les schéma et spectre de cette résonance sont

présentés dans les figures 38 et 39. Les transitions les plus fortes sont à l'état fondamental et au niveau à 978 keV.

$$(13) E_p = 756 \pm 2 \text{ keV}$$

Le schéma de désexcitation de cette résonance est présenté dans la figure 40. Les transitions les plus fortes sont aux niveaux à 1559, 1592, 2165, 2438, 3045 et 3600 keV.

$$(14) E_p = 764 \pm 2 \text{ keV}$$

Les figures 41 et 42 présentent les schéma et spectre de cette résonance. Les transitions les plus fortes sont à l'état fondamental, et aux niveaux à 978, 1559, 1580, 1592 et 1696 keV.

$$(15) E_p = 773 \pm 2 \text{ keV}$$

Les schéma et spectre de cette résonance sont présentés dans les figures 43 et 44. Les transitions les plus fortes sont à l'état fondamental et aux niveaux à 1559, 1580, 2438 et 2755 keV.

$$(16) E_p = 782.5 \pm 2 \text{ keV}$$

La figure 45 présente le schéma de désexcitation de cette résonance. Cette résonance se désexcite principalement à l'état fondamental. Il y a cependant quelques faibles transitions indiquées dans le schéma (fig. 45).

$$(17) E_p = 799 \pm 1 \text{ keV}$$

Les figures 46 et 47 présentent les schéma et spectre de cette résonance. Notons la présence de fortes transitions aux niveaux à 1580, 2165 et 2588 keV.

$$(18) E_p = 819 \pm 1 \text{ keV}$$

La figure 48 présente le schéma de cette résonance. Le rayon gamma à 4990.8 keV pourrait être interprété comme une transition à un niveau dont l'énergie serait de 3613 keV. Ce niveau se désexciterait ensuite par émission du gamma de 3610.0 keV.

$$(19) E_p = 856 \pm 1 \text{ keV}$$

Les schéma et spectre de cette résonance sont présentés dans les figures 49 et 50. Plusieurs rayons gamma

présentés dans le spectre n'ont pu être intégrés dans le schéma. Notons la présence de deux gamma à 10428 et 10449 keV attribuables à la réaction $\text{Al}^{27}(\text{p}, \gamma)$.

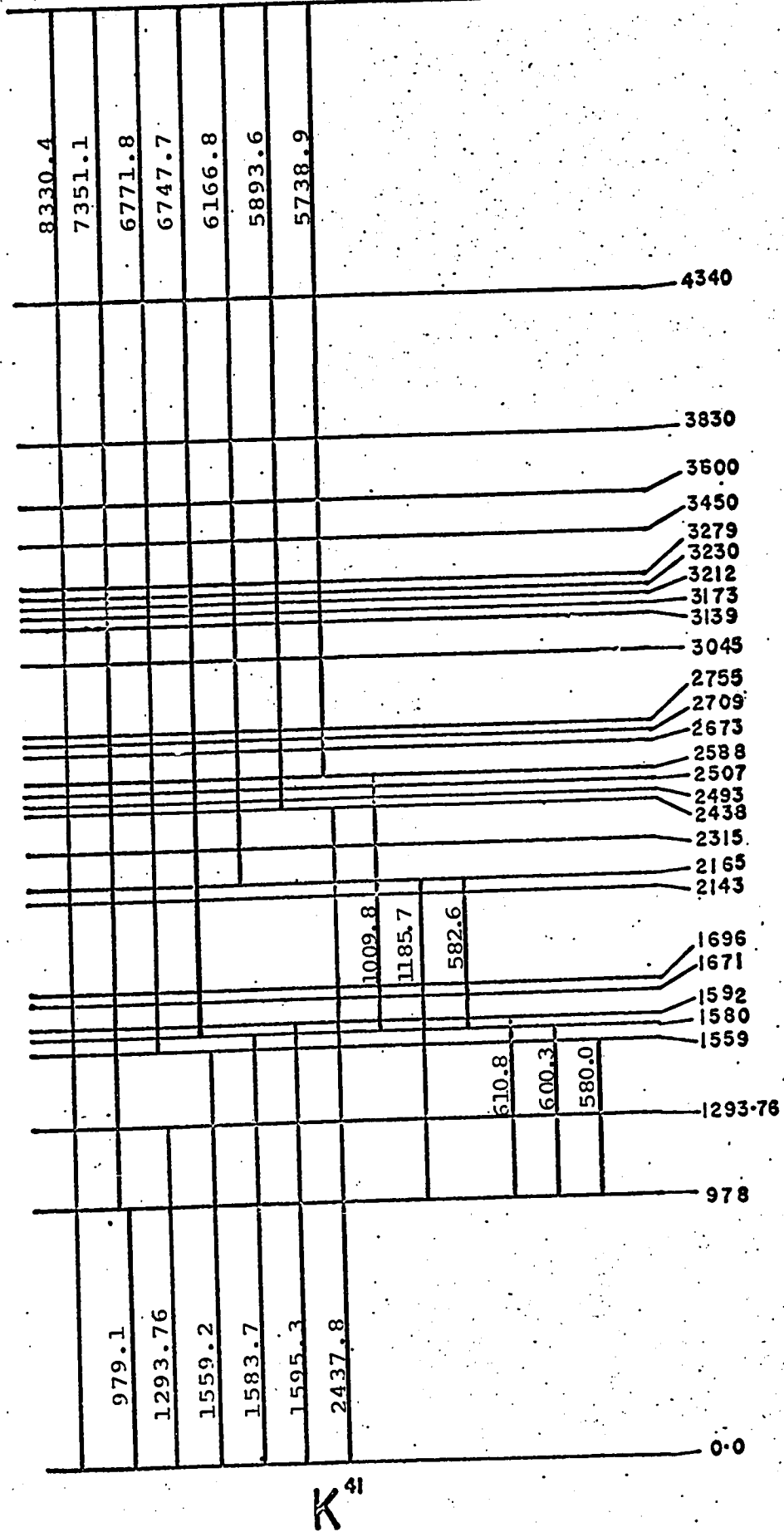
$$(20) E_p = 883 \pm 2 \text{ keV}$$

La figure 51 présente le schéma de désexcitation de cette résonance. Le spectre de cette résonance révèle la présence de transitions assez fortes à l'état fondamental et aux niveaux à 978, 1559, 1580, 1592, 2165, 2438, 2588, 2673, et 3045 keV. Les pics F dûs aux rayons gamma à 6130.4 keV attribué à la réaction $^{19}\text{F}(\text{p}, \alpha \gamma)\text{O}^{16}$ sont beaucoup plus fort que pour les autres résonances. Nous pouvons cependant conclure que le pic à 883 keV est dû principalement à la réaction $\text{A}^{40}(\text{p}, \gamma)\text{K}^{41}$.

C. Niveau à 1592 \pm 1 keV

Ainsi que nous l'avons mentionné au paragraphe B nous avons ajouté, dans les schémas de désexcitation présentés dans ce paragraphe, un niveau à 1592 keV. En effet les spectres présentés au paragraphe B mettent en

évidence un grand nombre de transitions à ce niveau. Dans les schémas de désexcitation nous avons indiqué que ce niveau se désexcite soit directement à l'état fondamental, donnant un rayon γ de 1592 keV, soit par le niveau à 978 keV donnant un gamma de 612 keV.



K^{41}

fig. 20

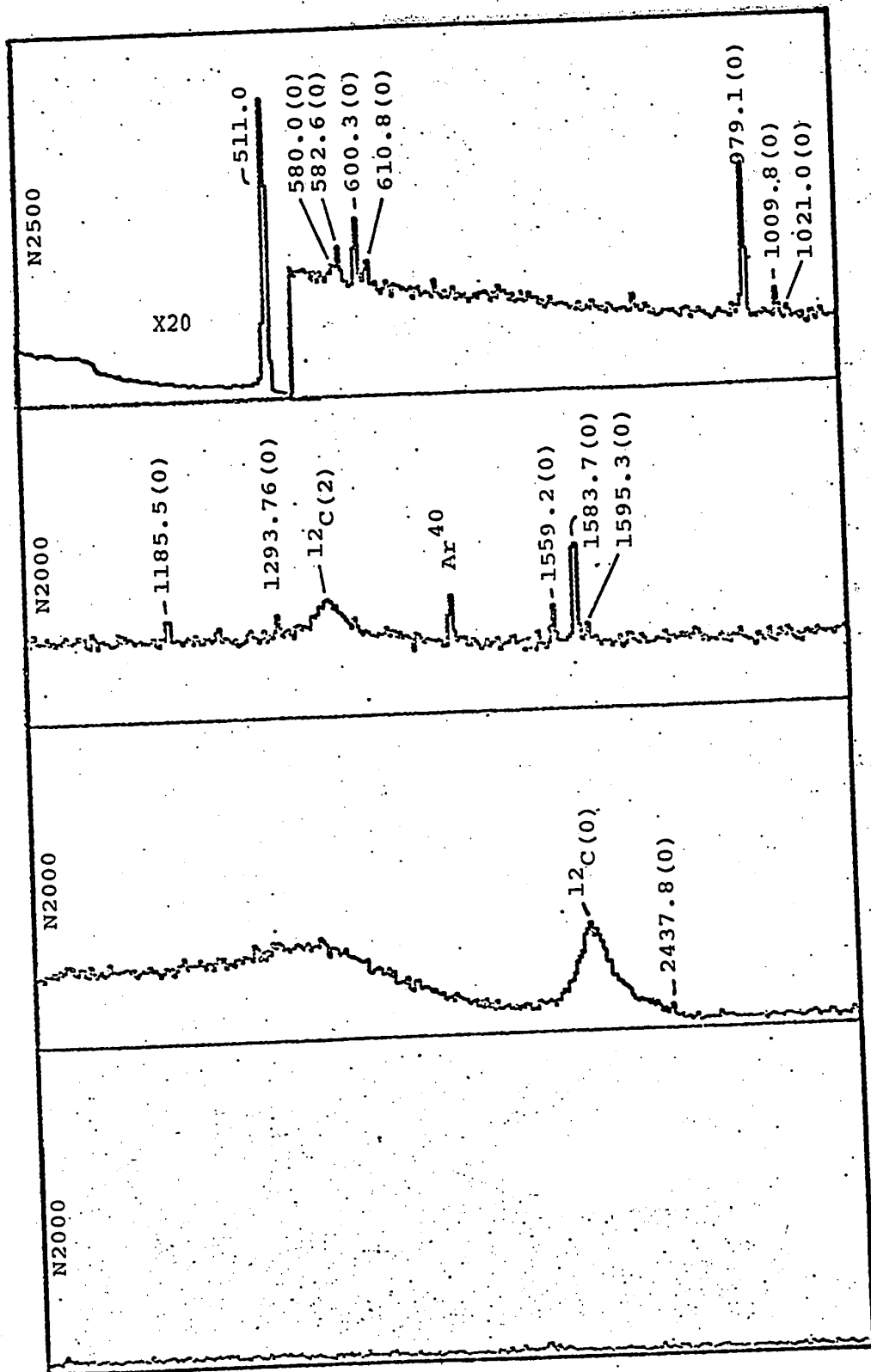


fig. 21(a)

Ep = 538 keV

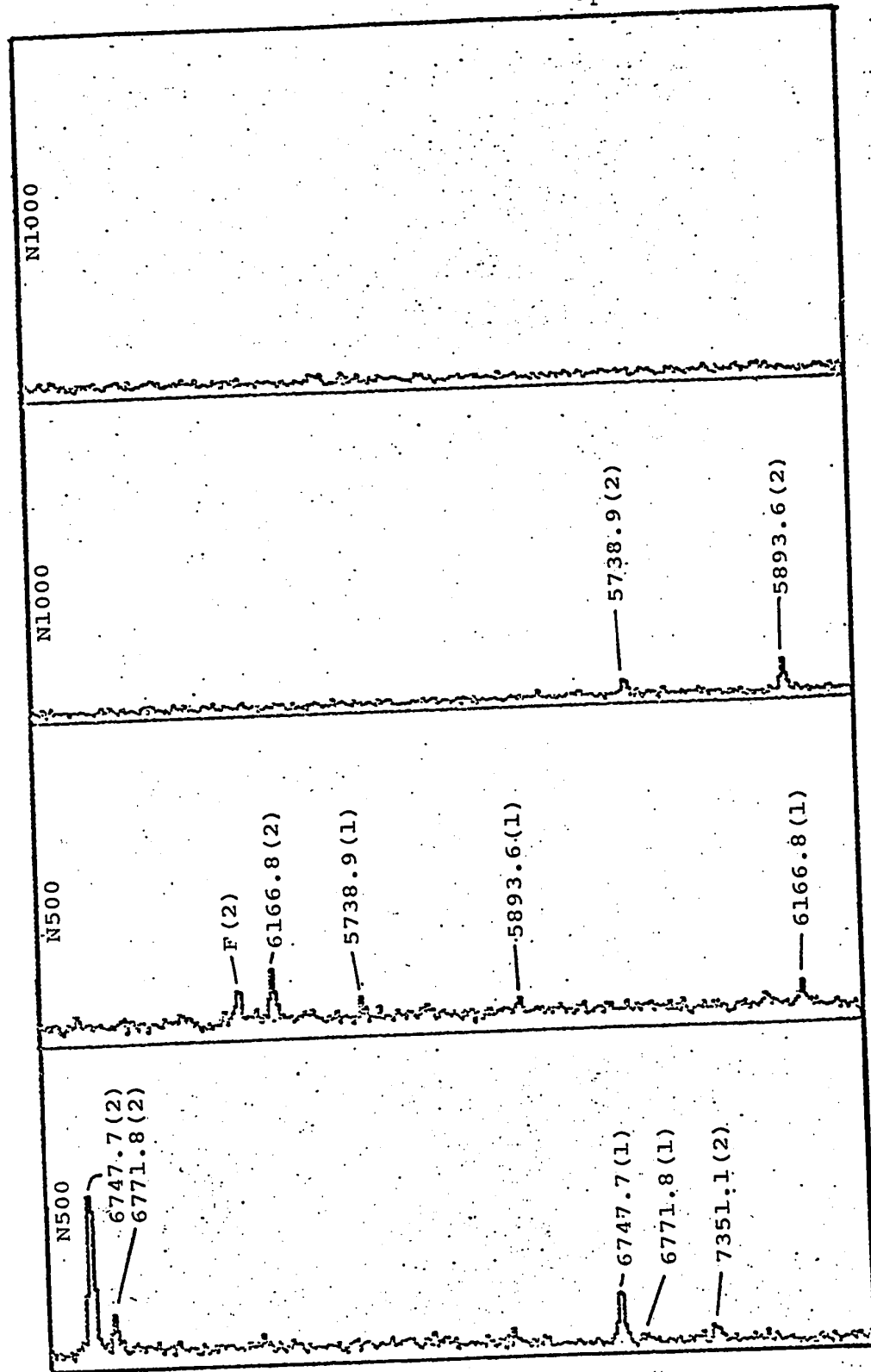


fig. 21 (b)

Ep = 538 keV

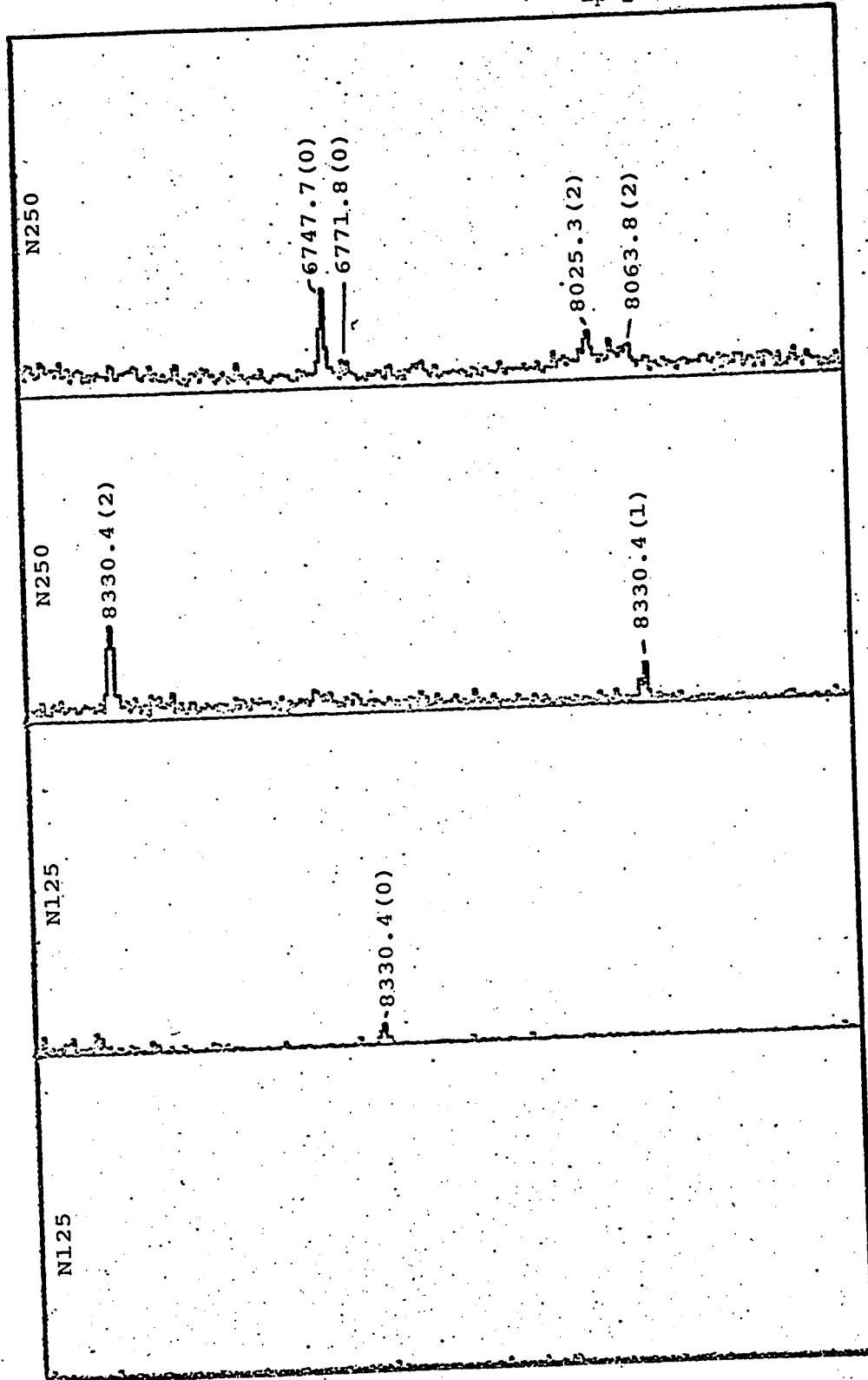
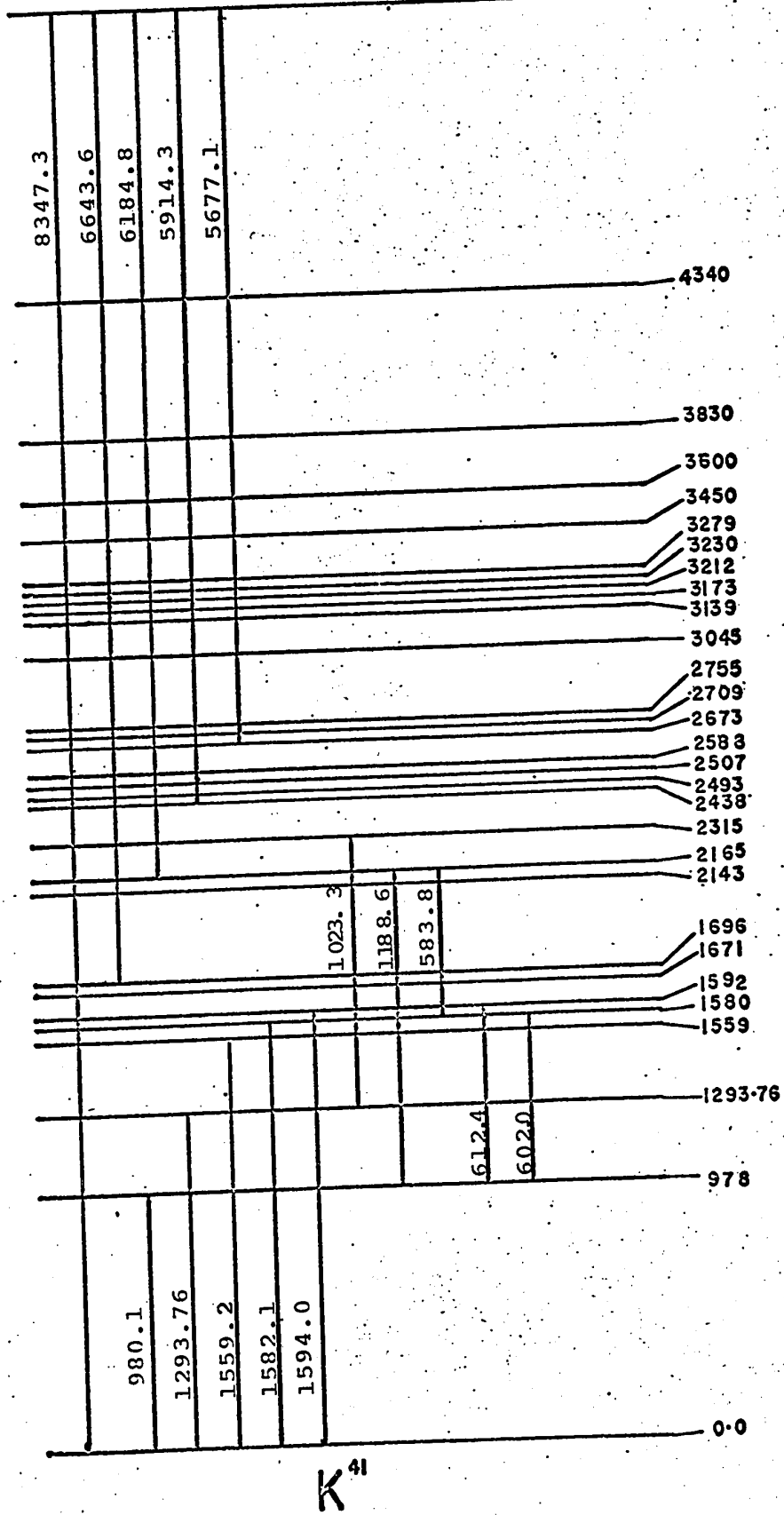


fig. 21(c)

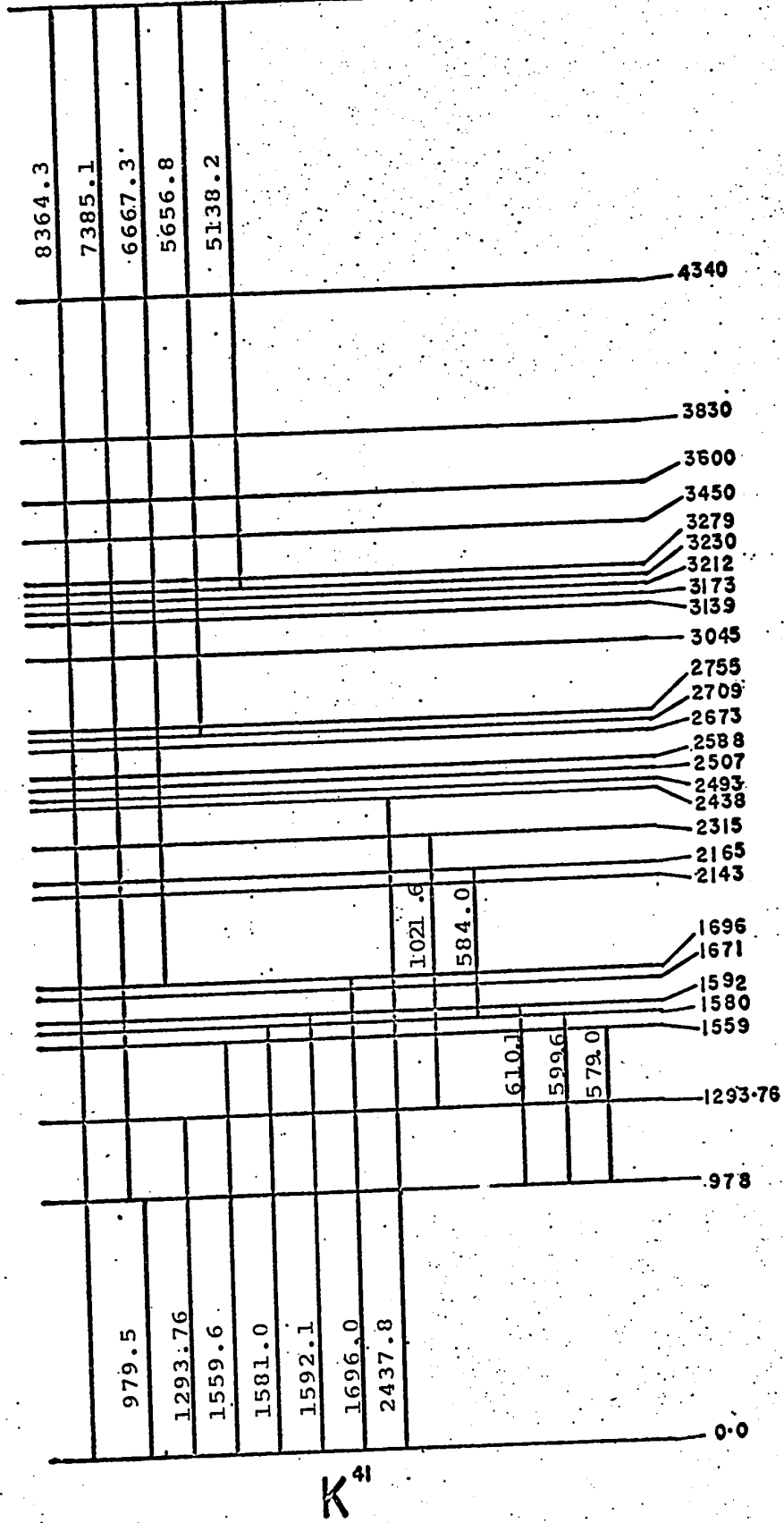
$E_p = 557 \text{ keV}$

8347



K^{41}

Fig. 22



K^{41}

Fig. 23

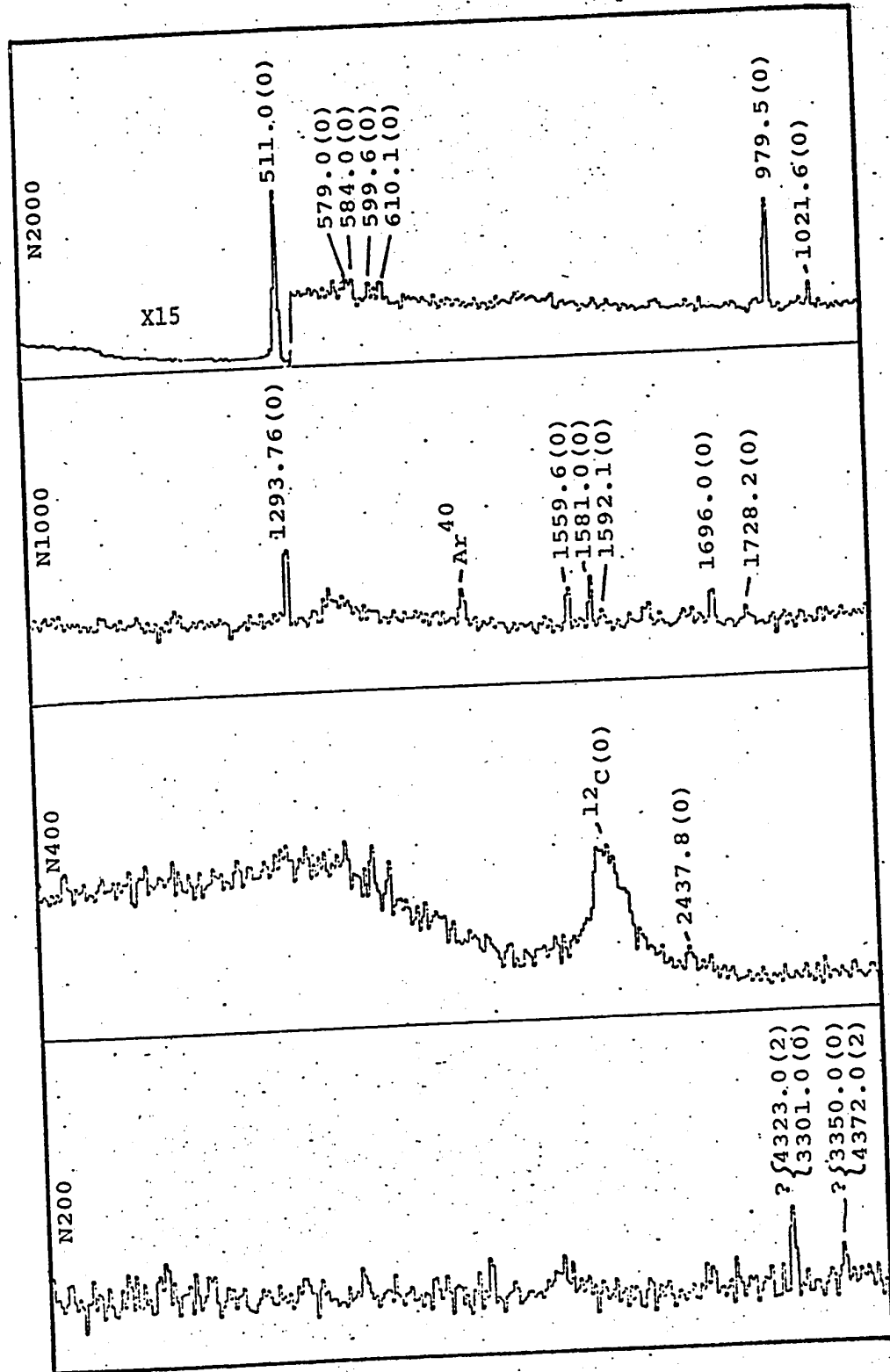


fig. 24(a)

Ep = 574 keV

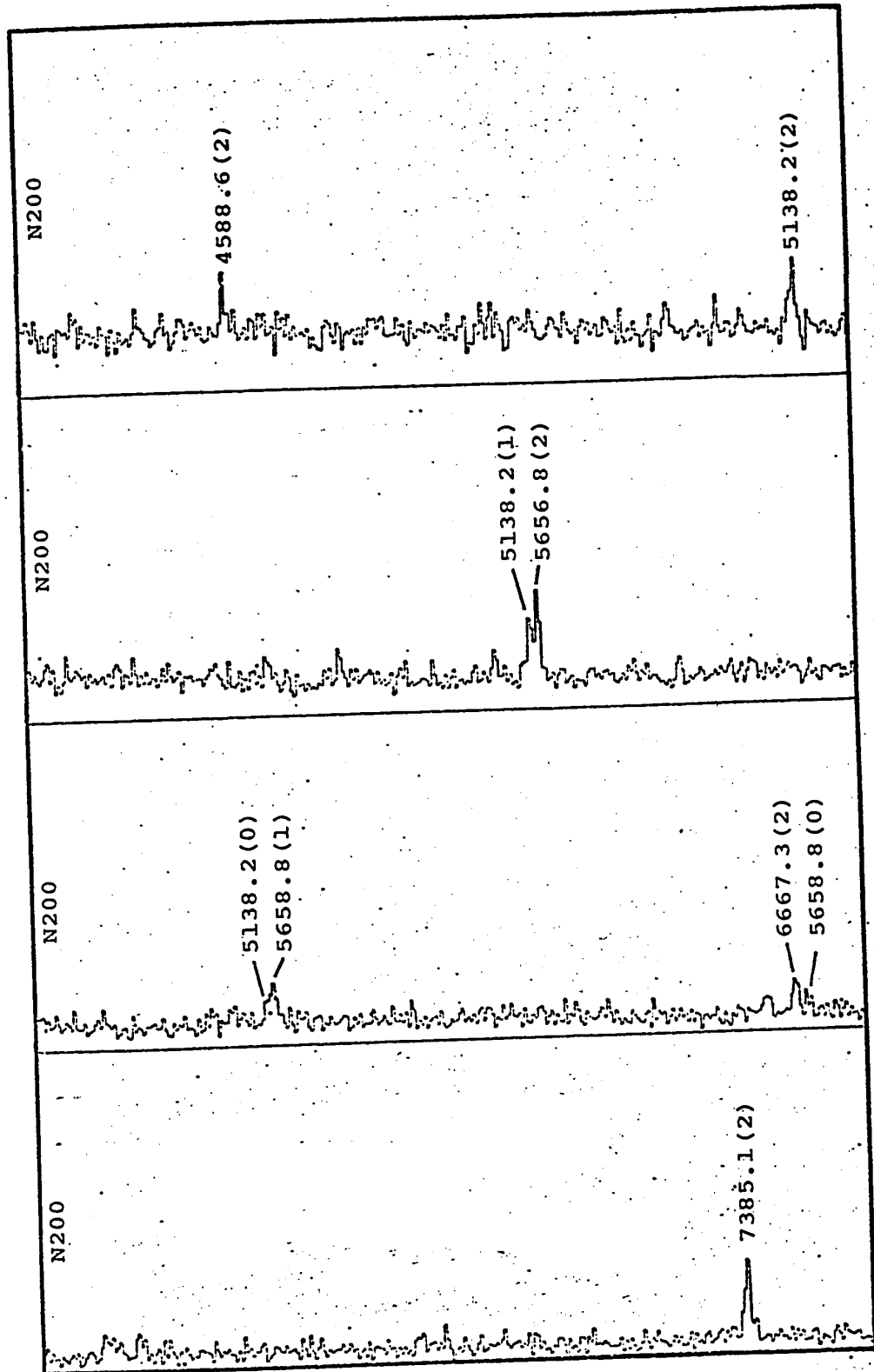


fig. 24(b)

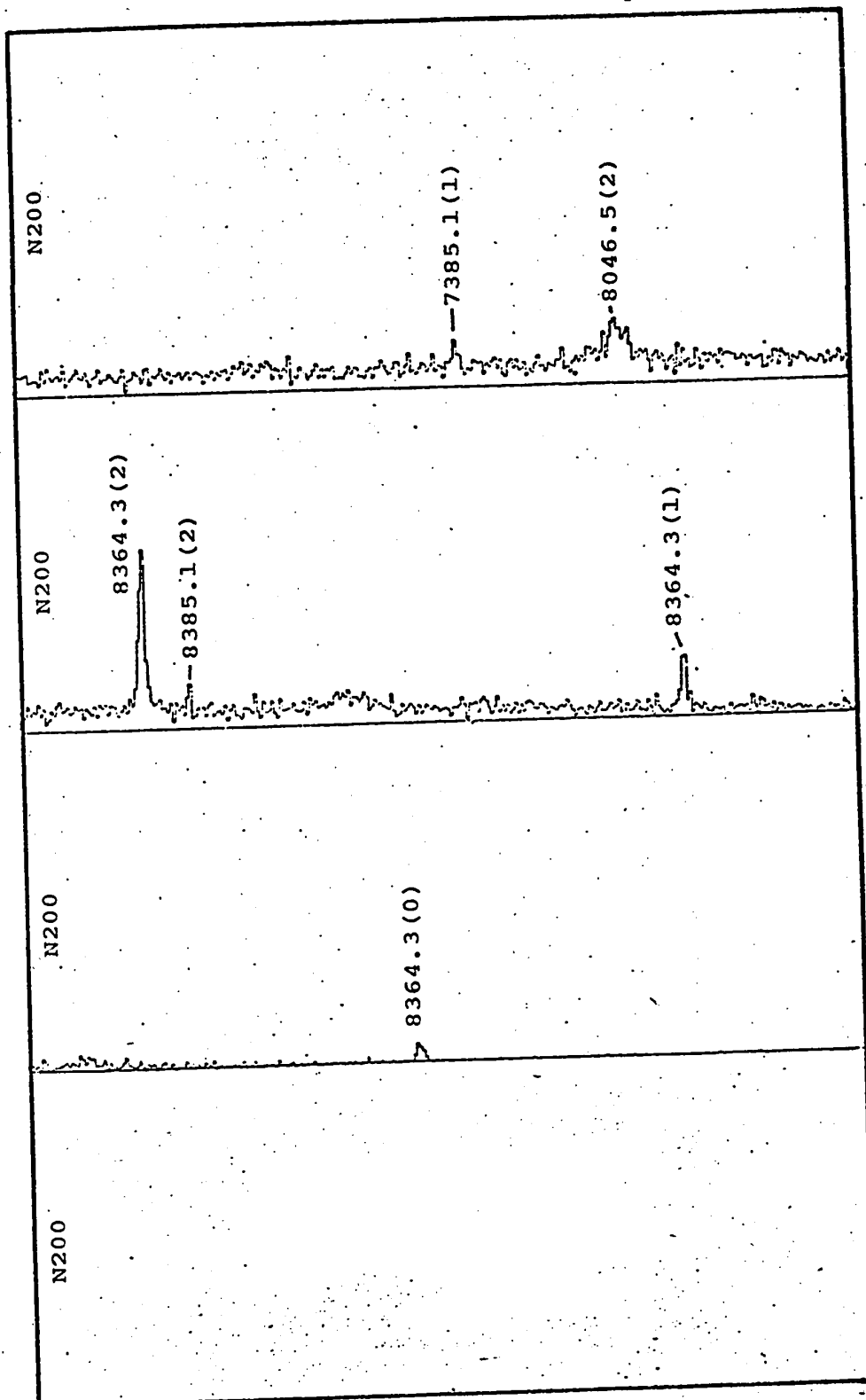
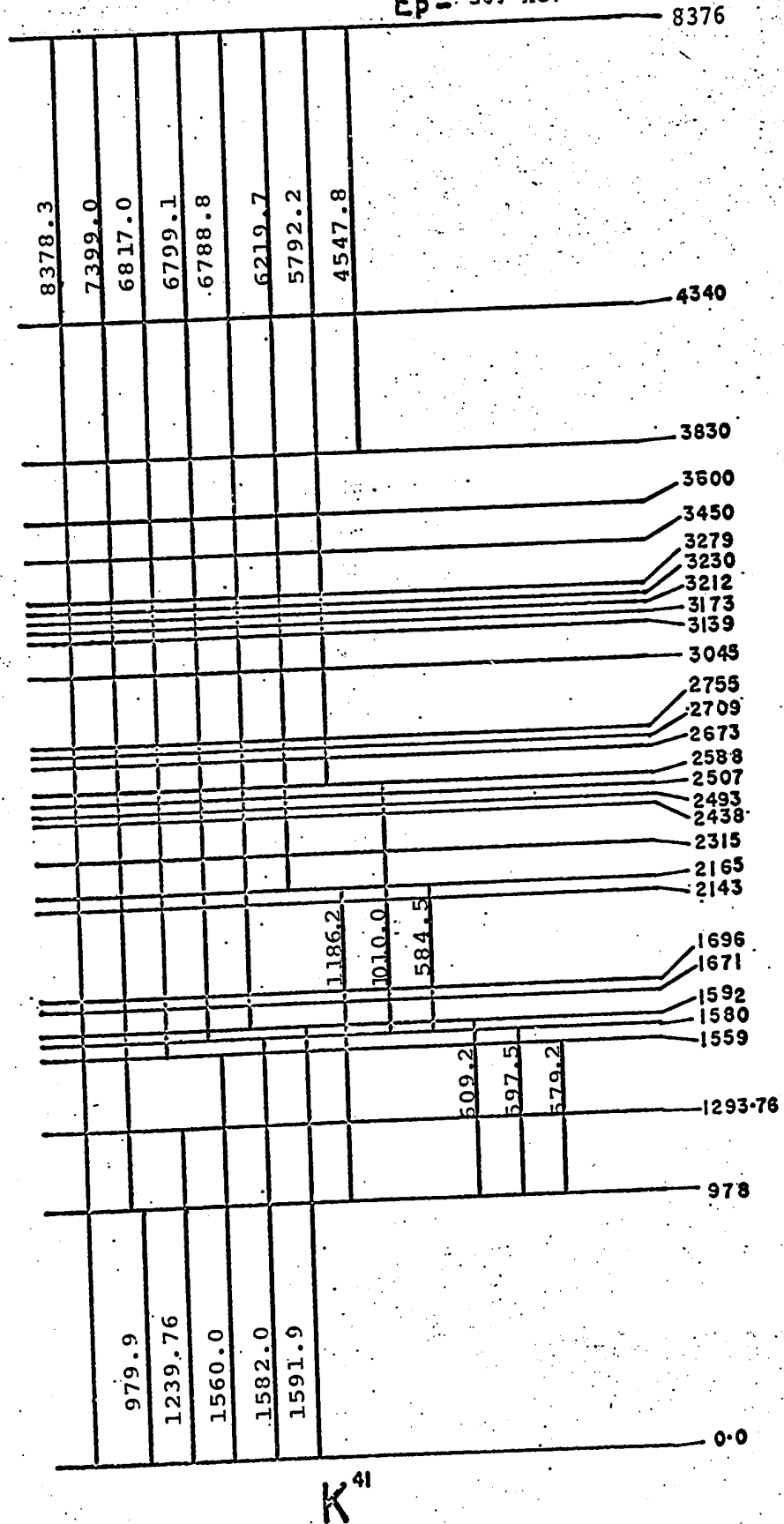


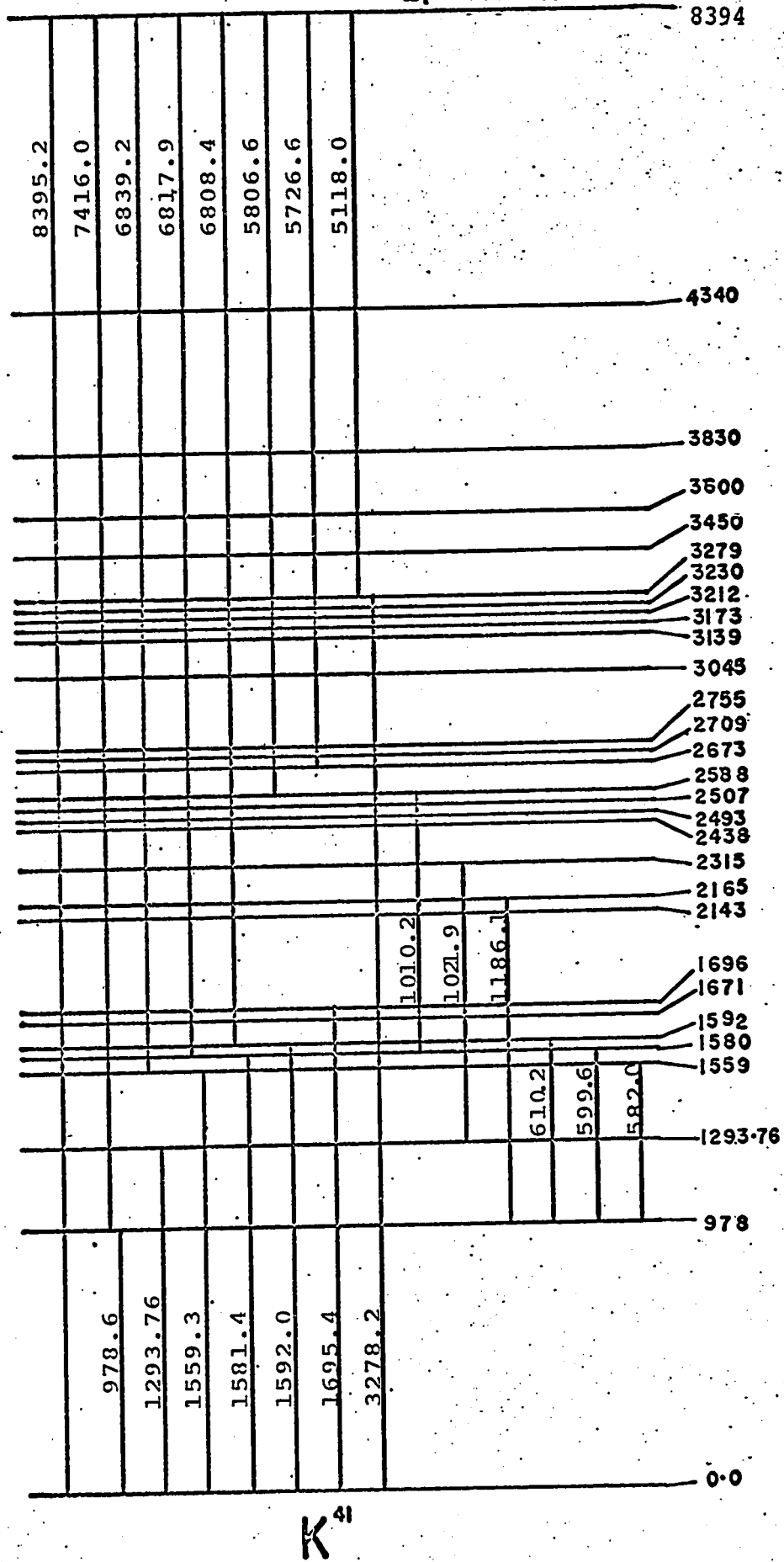
fig. 24(c)

$E_p = 587 \text{ keV}$



K^{41}

Fig. 25



K^{41}

Fig. 26

Ep = 606 keV

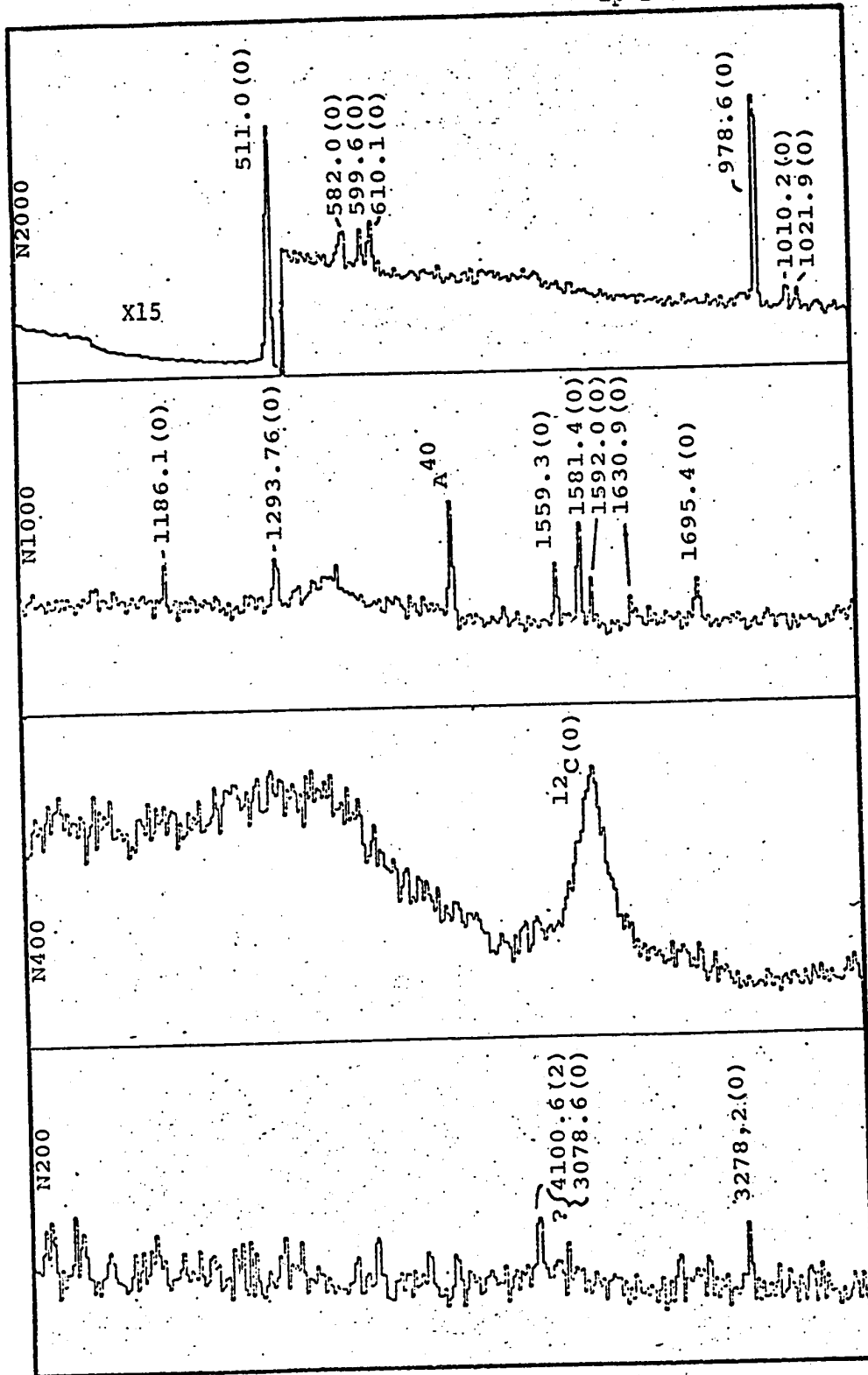


Fig. 27 (a)

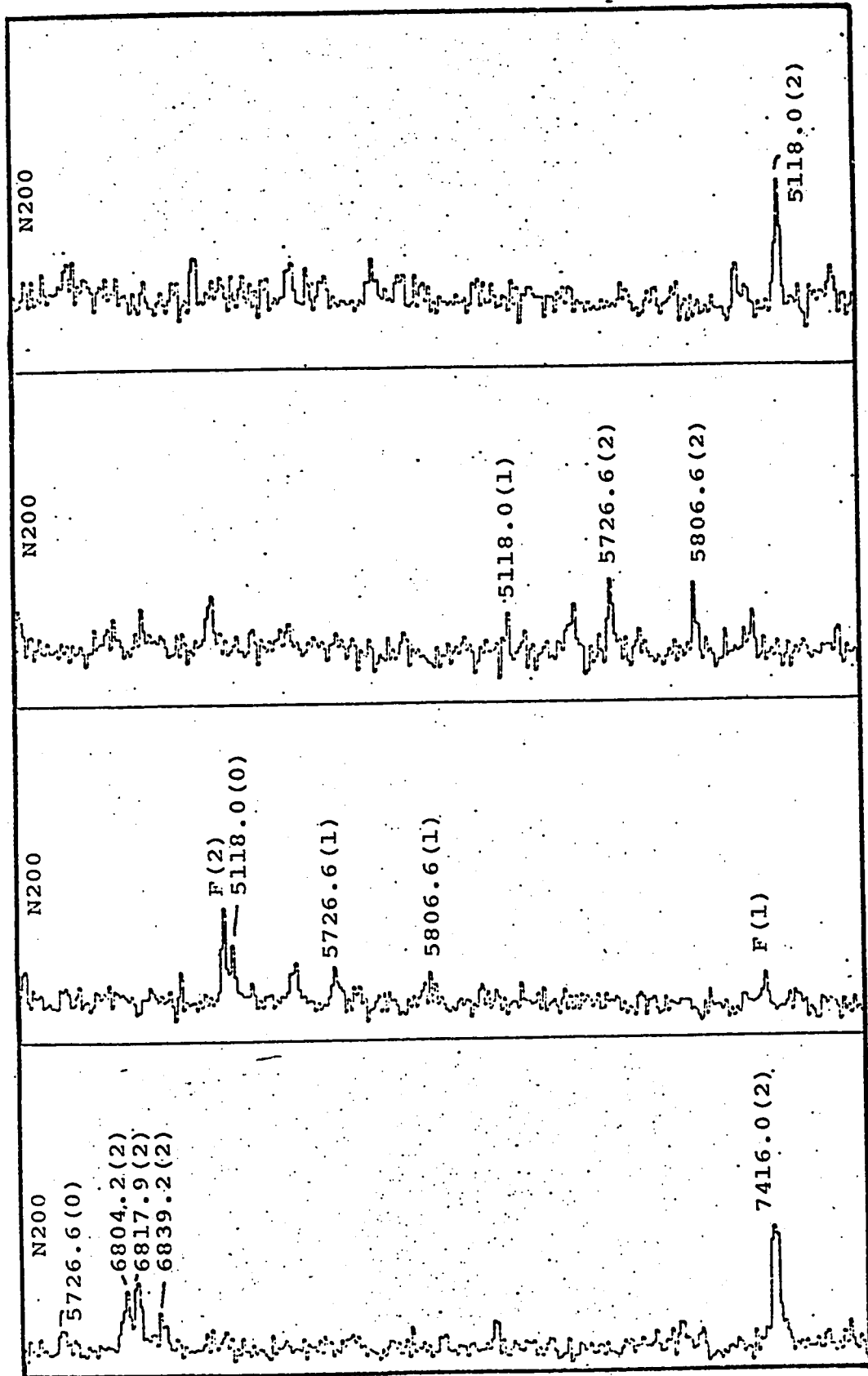


Fig. 27(b)

Ep = 606 keV

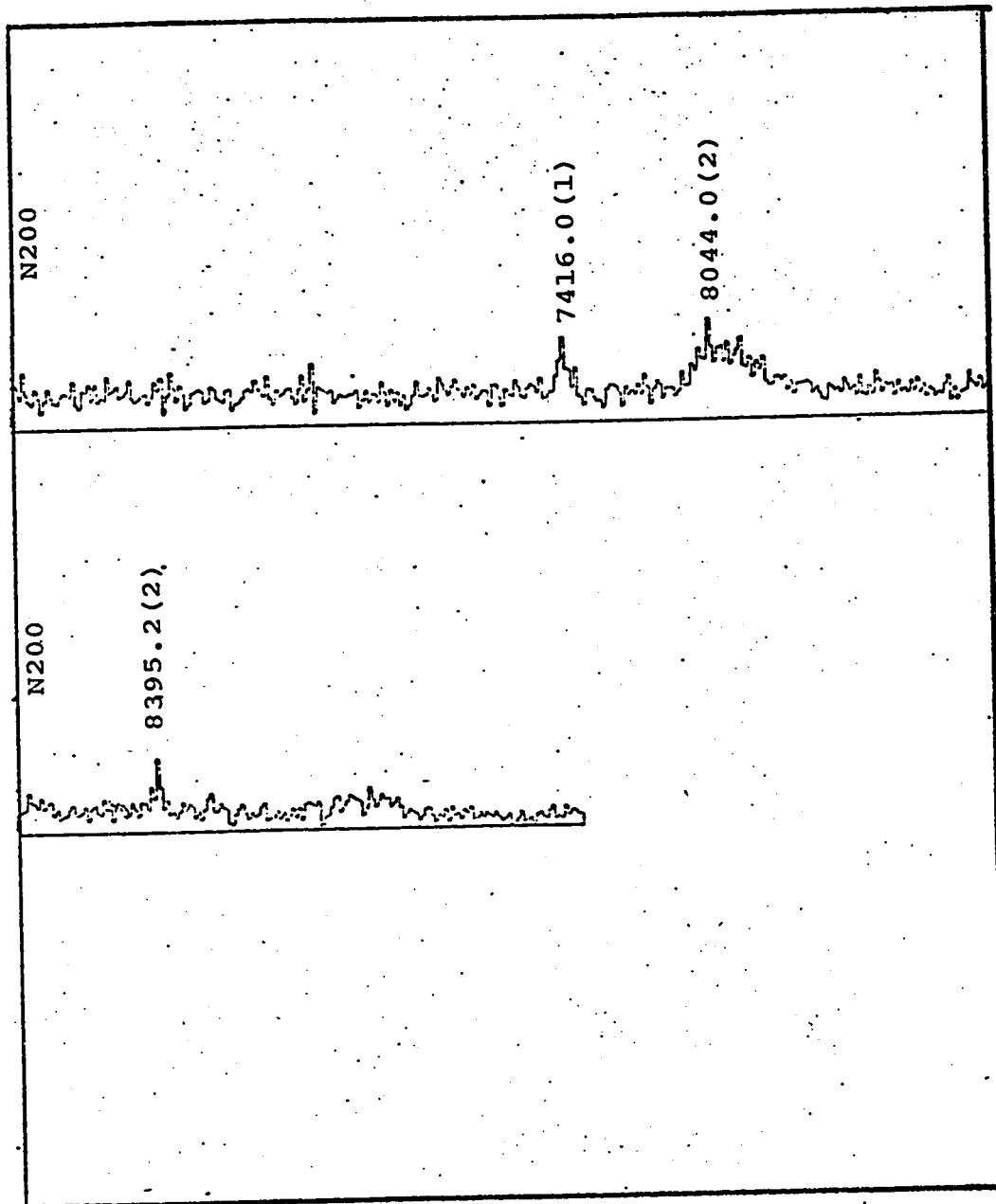


Fig. 27(c)

$E_p = 634 \text{ keV}$

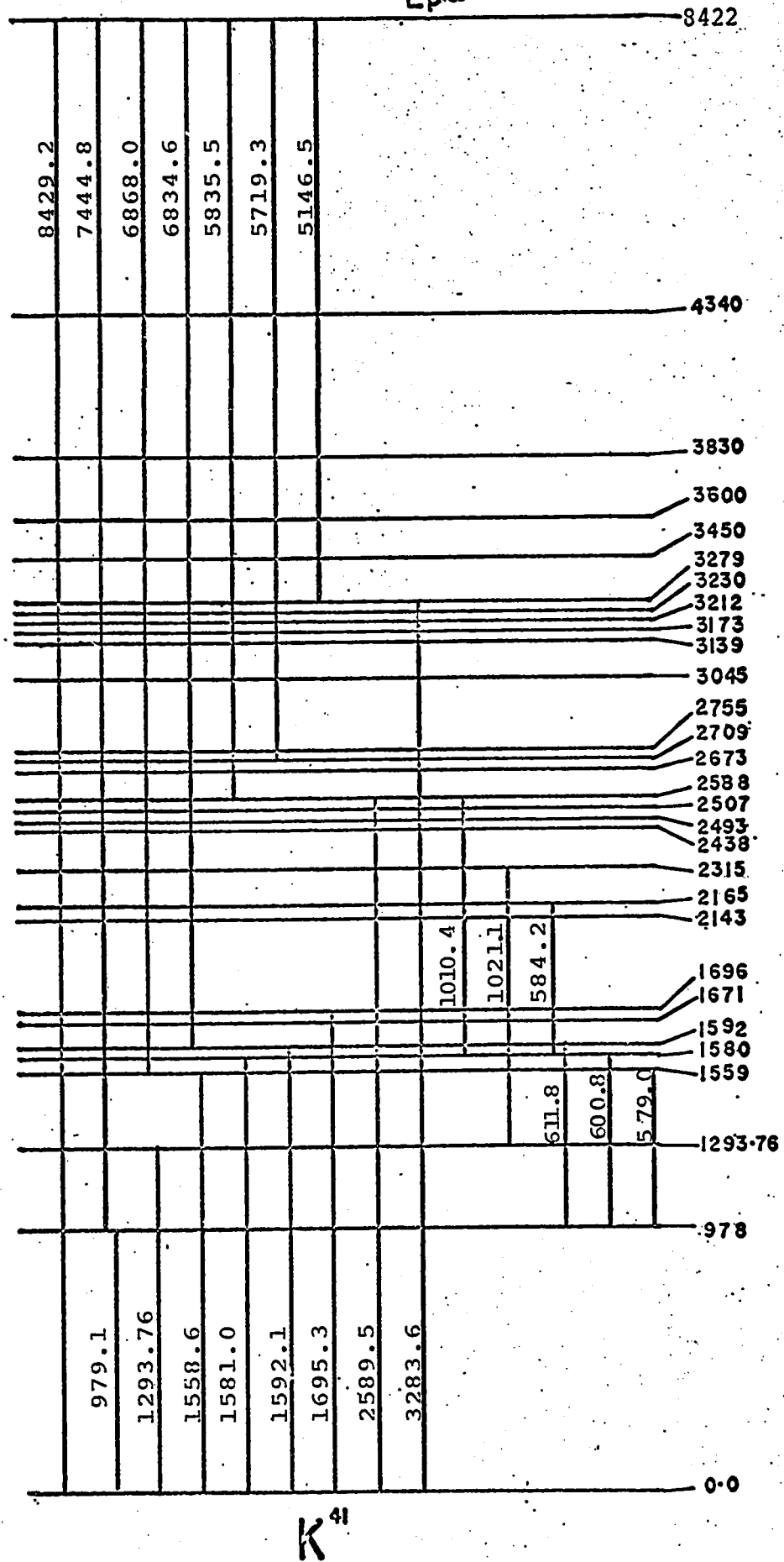


Fig. 28

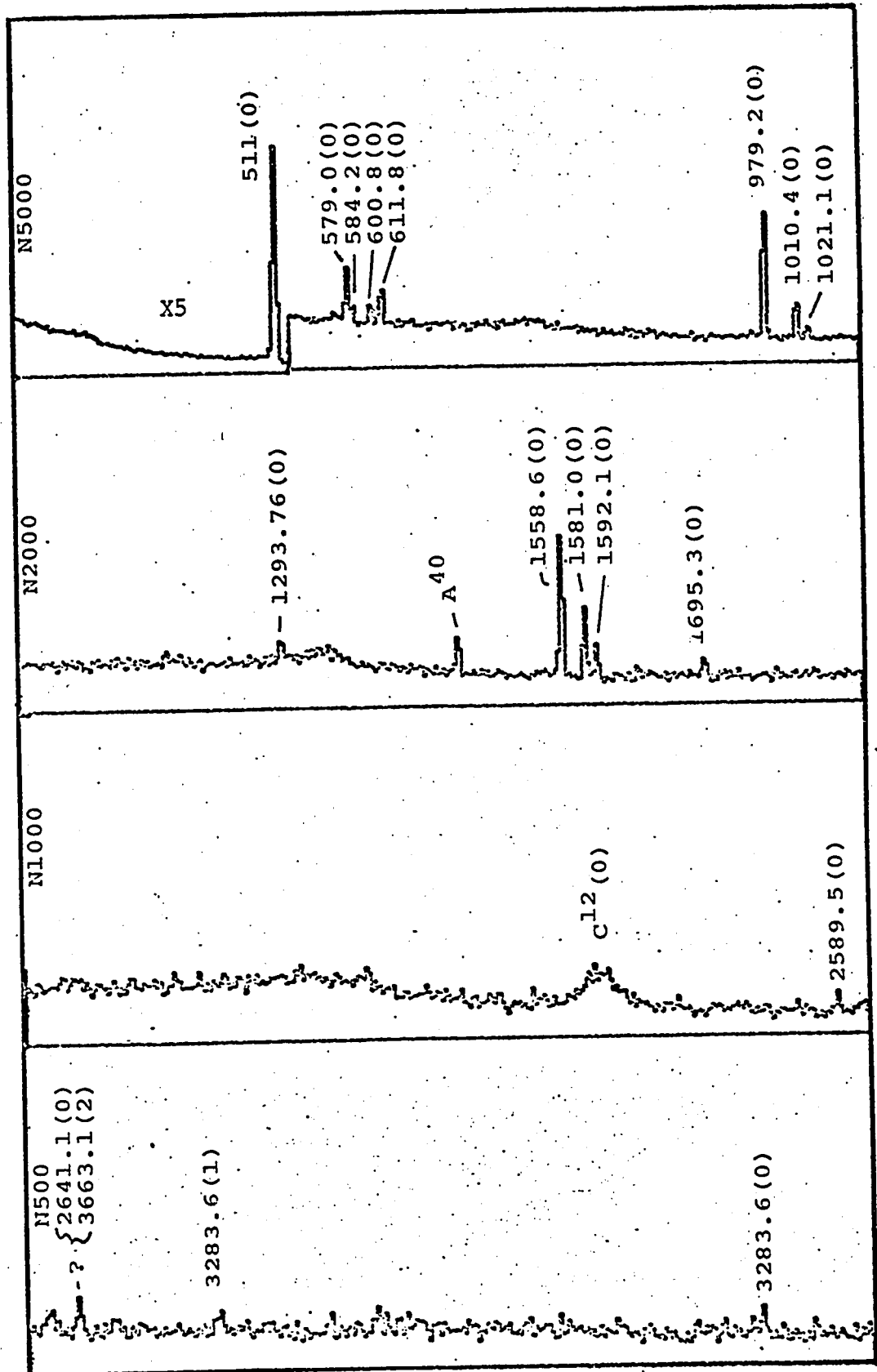


Fig. 29(a)

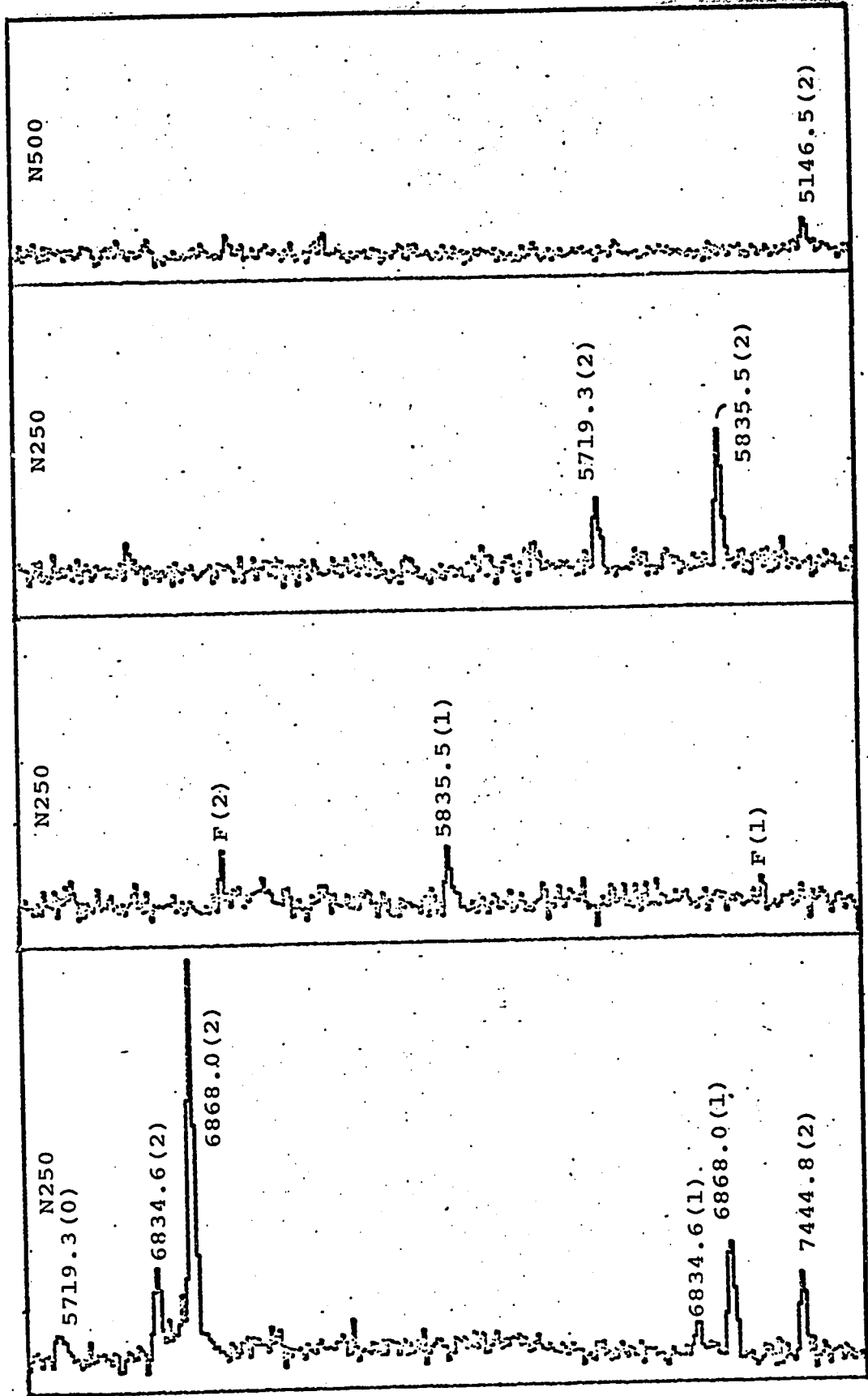


Fig. 29(b)

Ep = 634 keV

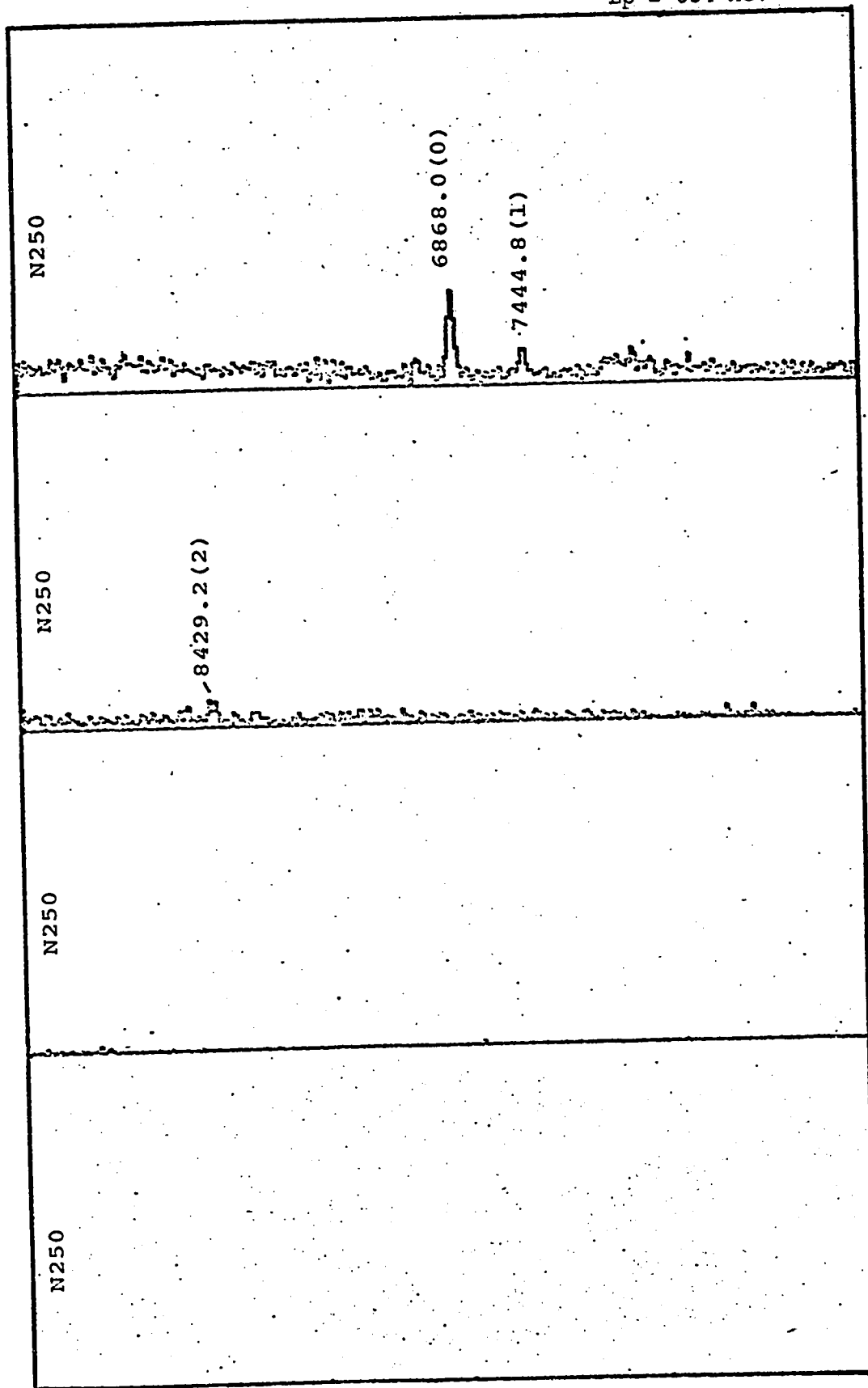
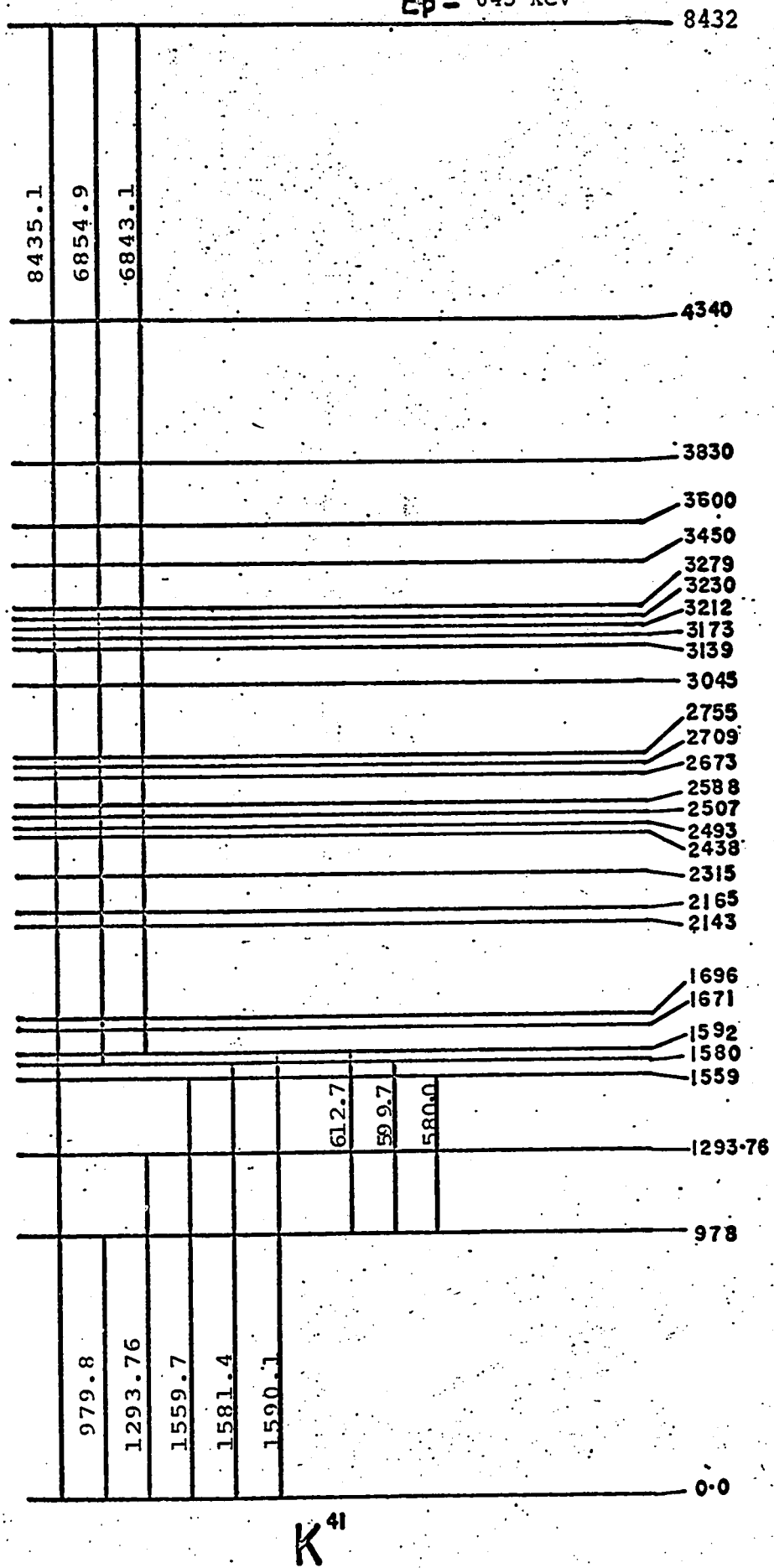


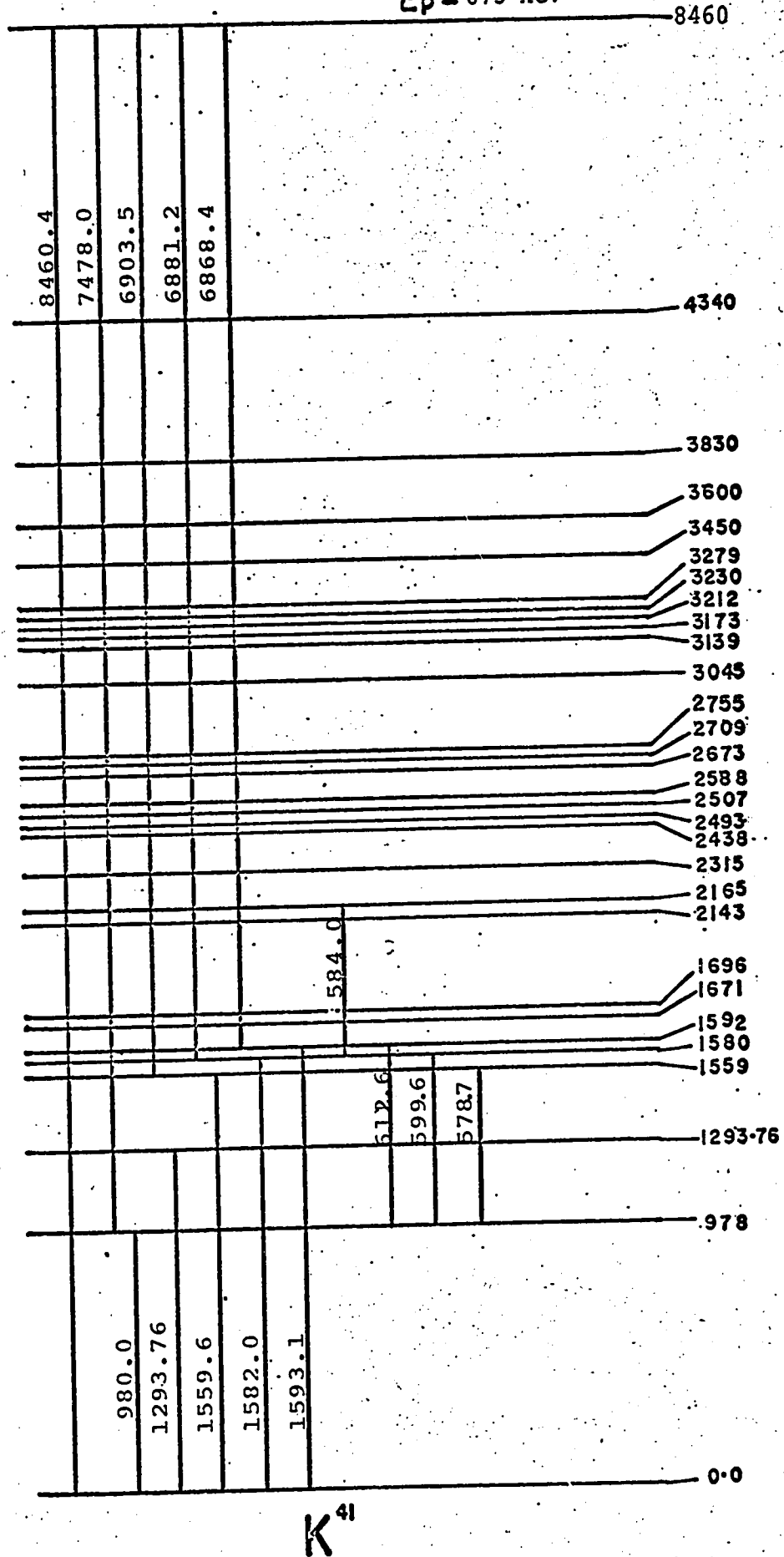
Fig. 29(c)

$E_p = 645 \text{ keV}$



K^{41}

Fig. 30

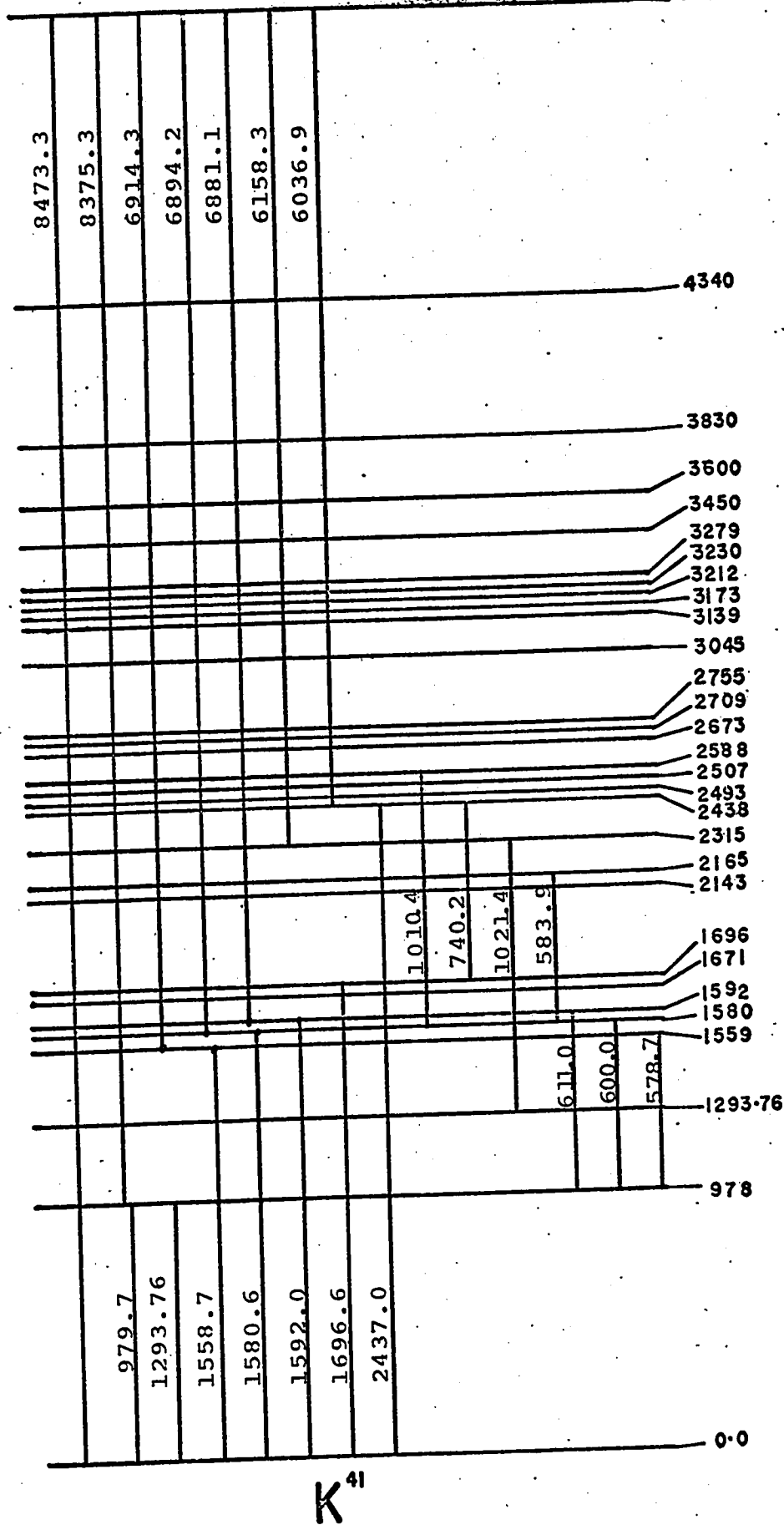


K^{41}

Fig. 31

$E_p = 686 \text{ keV}$

8472



K^{41}

Fig. 32

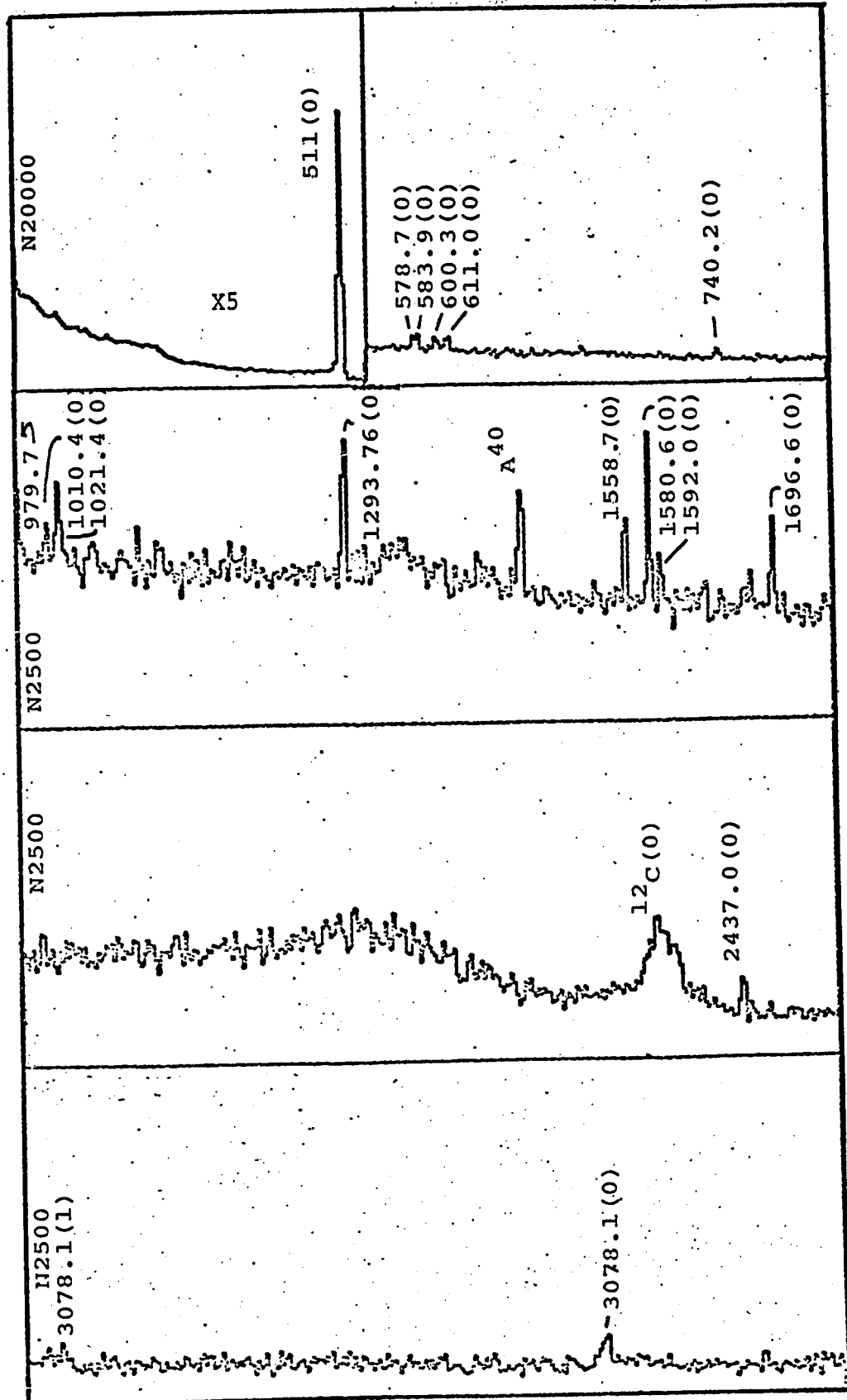


Fig. 33(a)

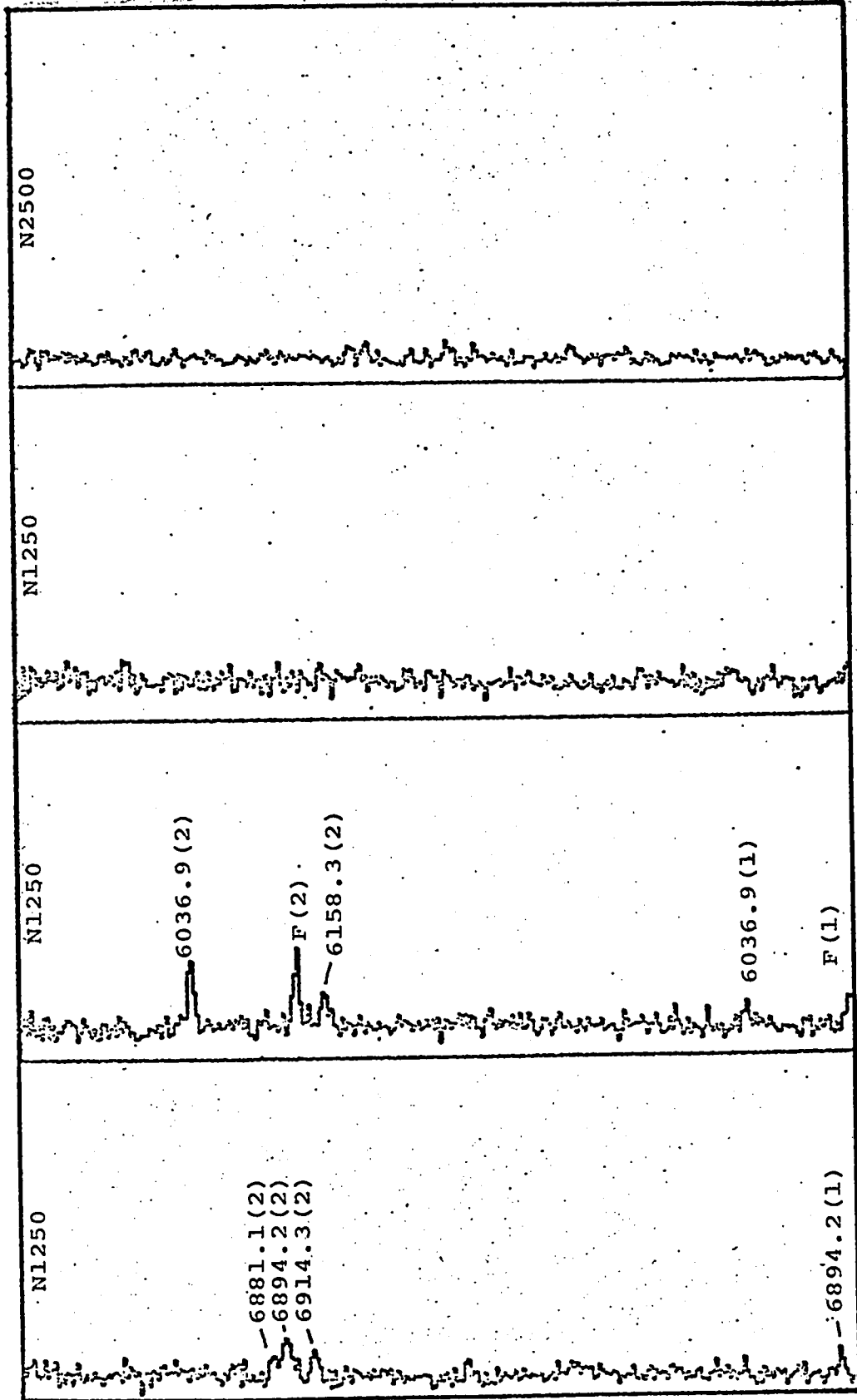


Fig. 33(b)

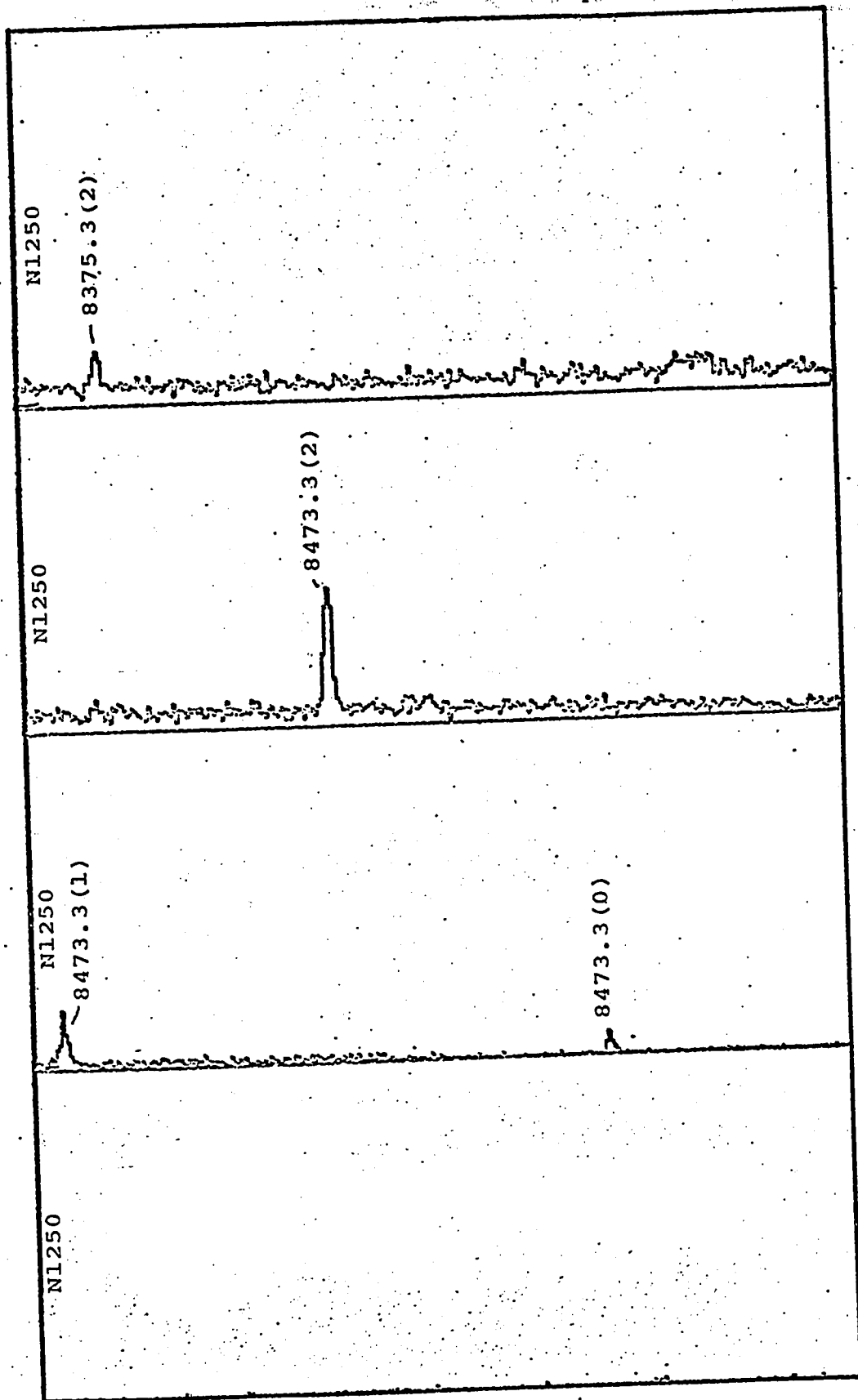
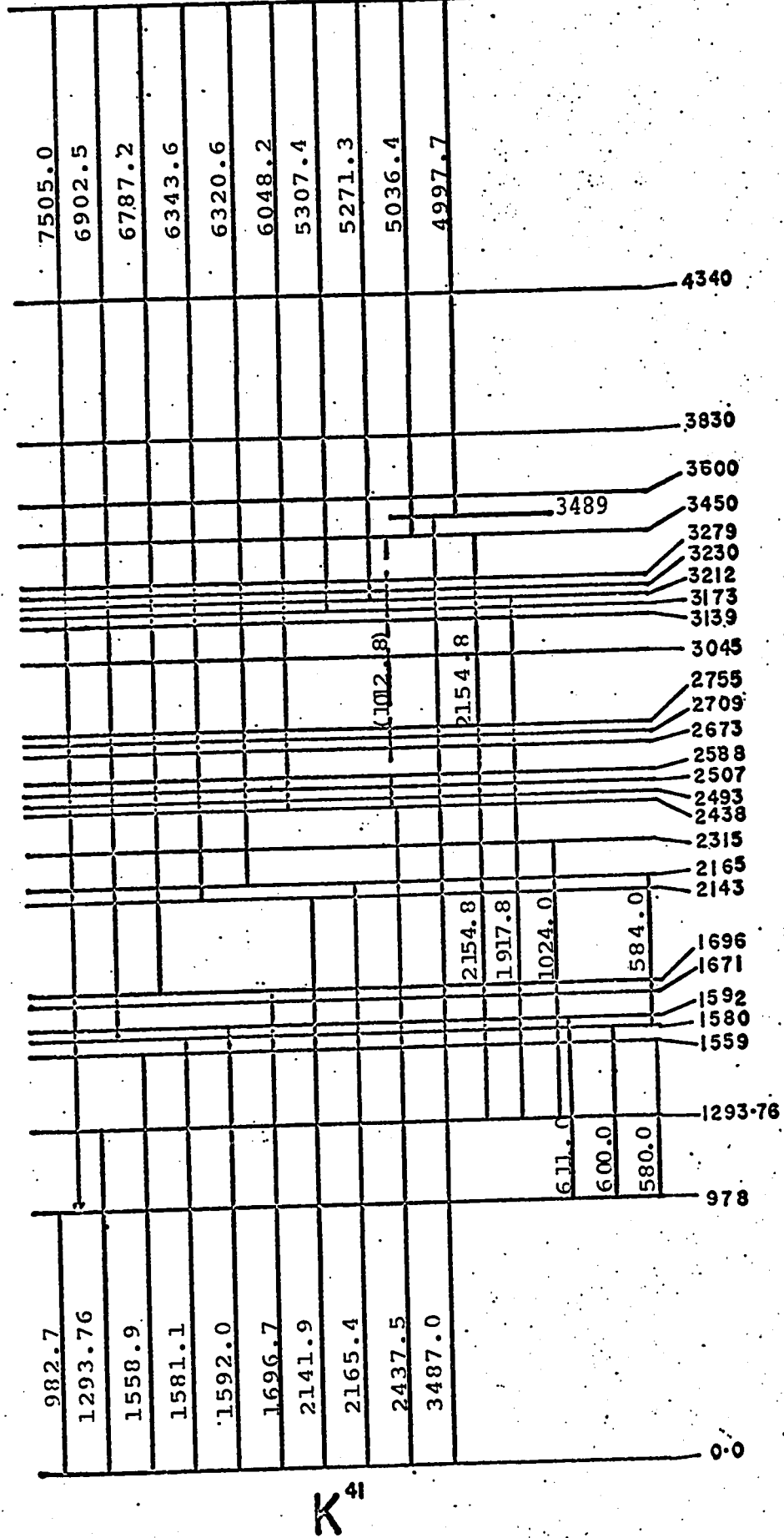


Fig. 33(c)



K_{41}

Fig. 34

Ep = 696 keV

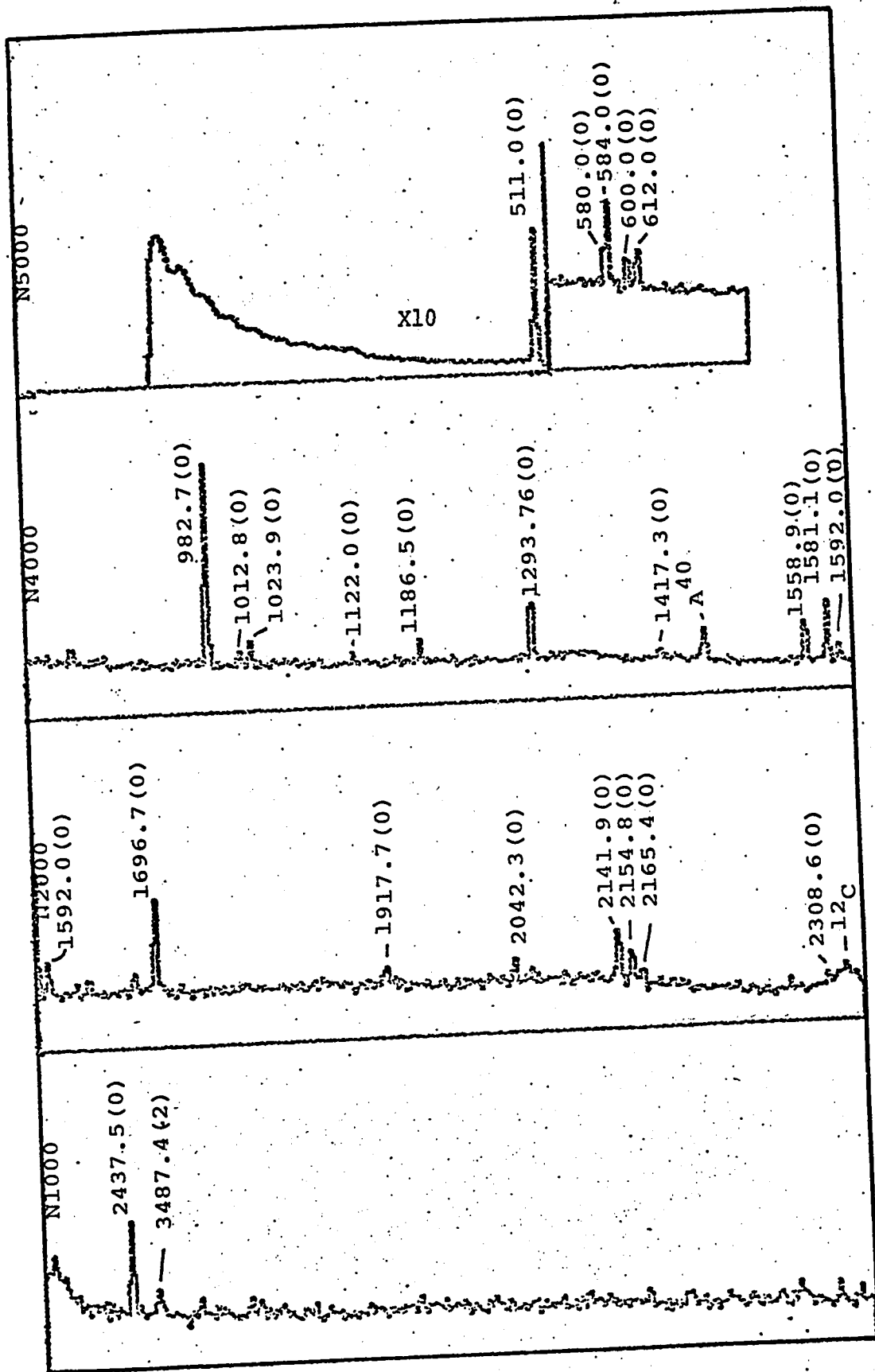


Fig. 35(a)

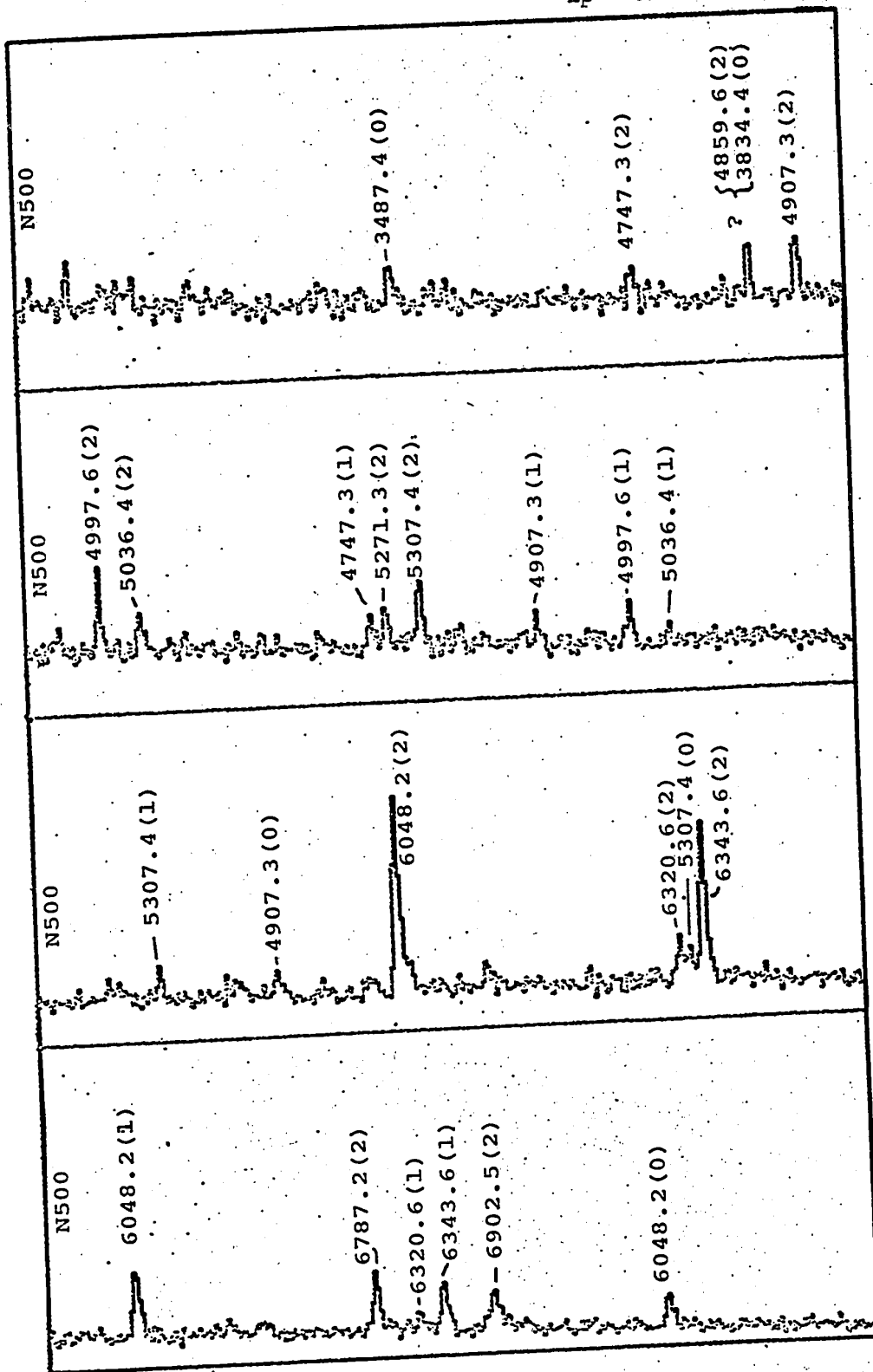


Fig. 35(b)

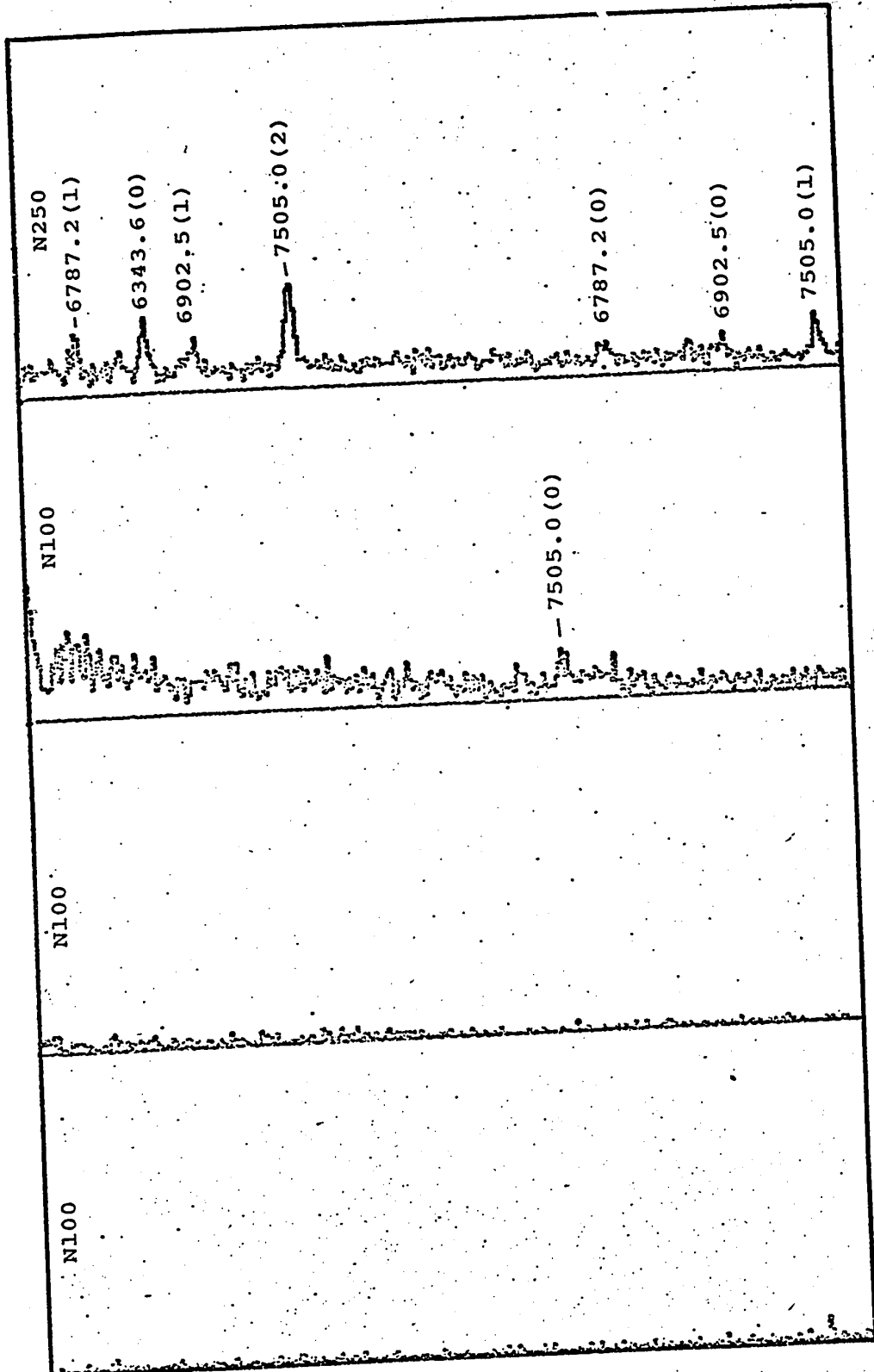
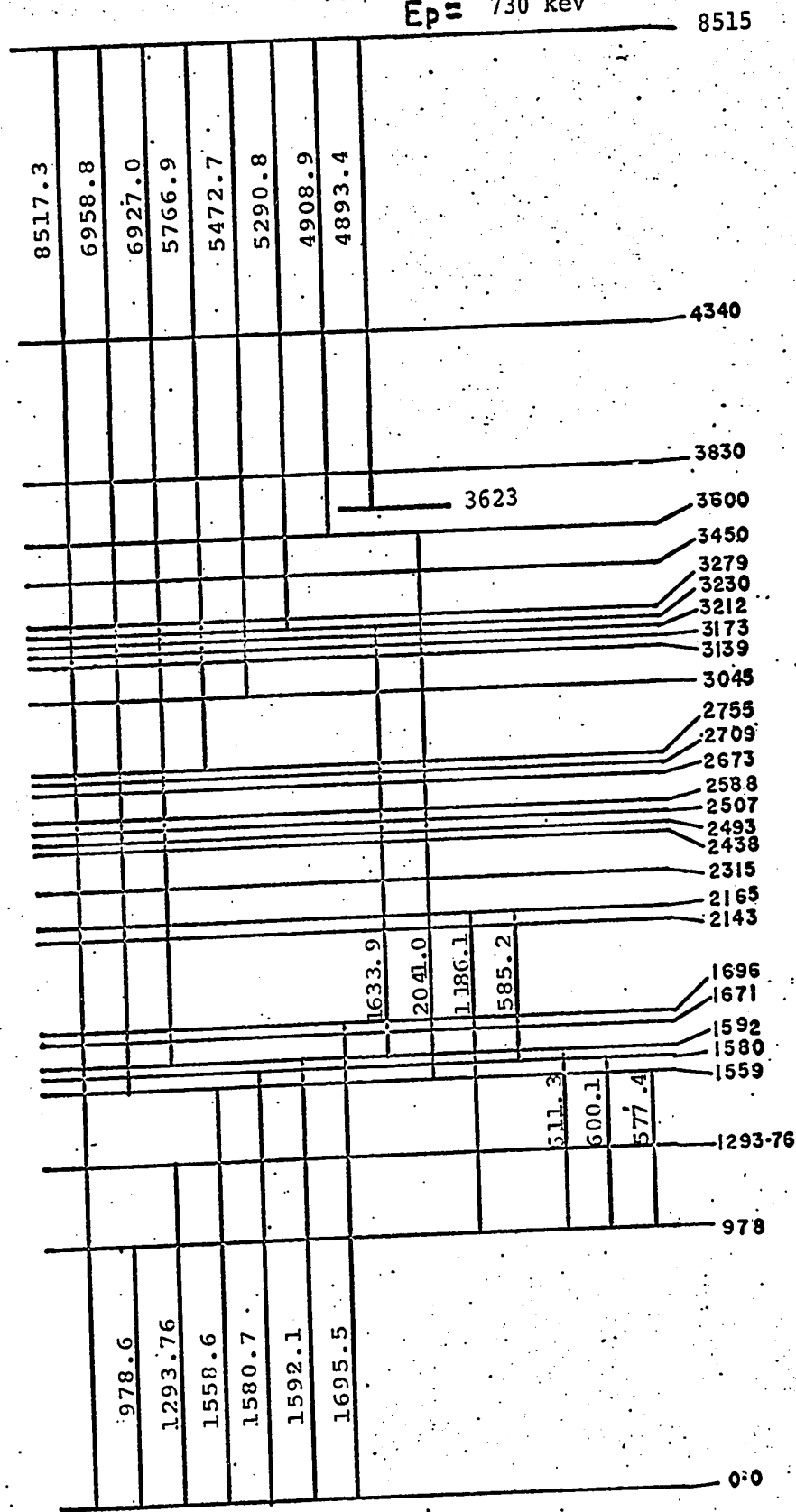


Fig. 35(c)



K^{41}

fig. 36

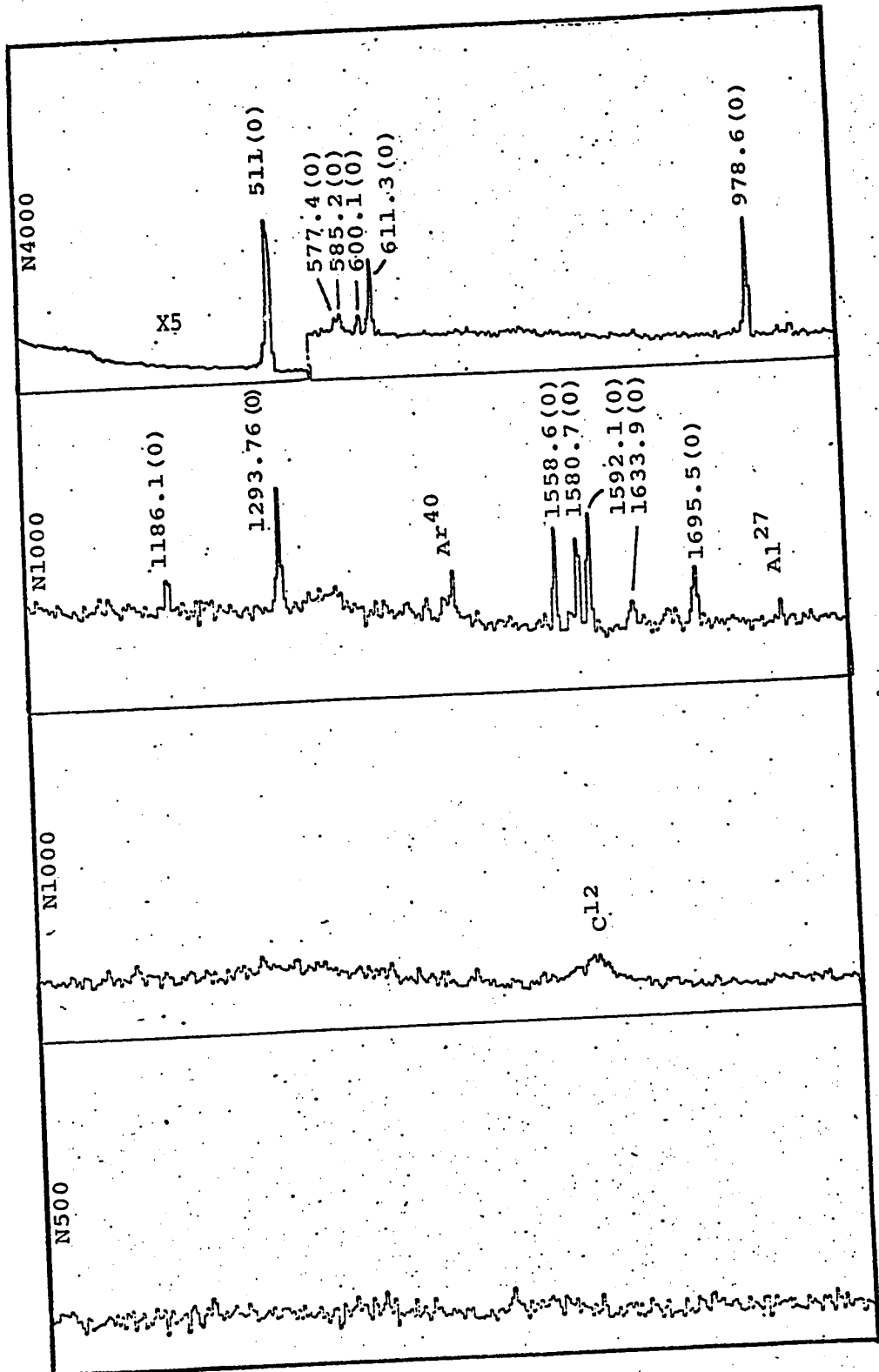


fig. 37(a)

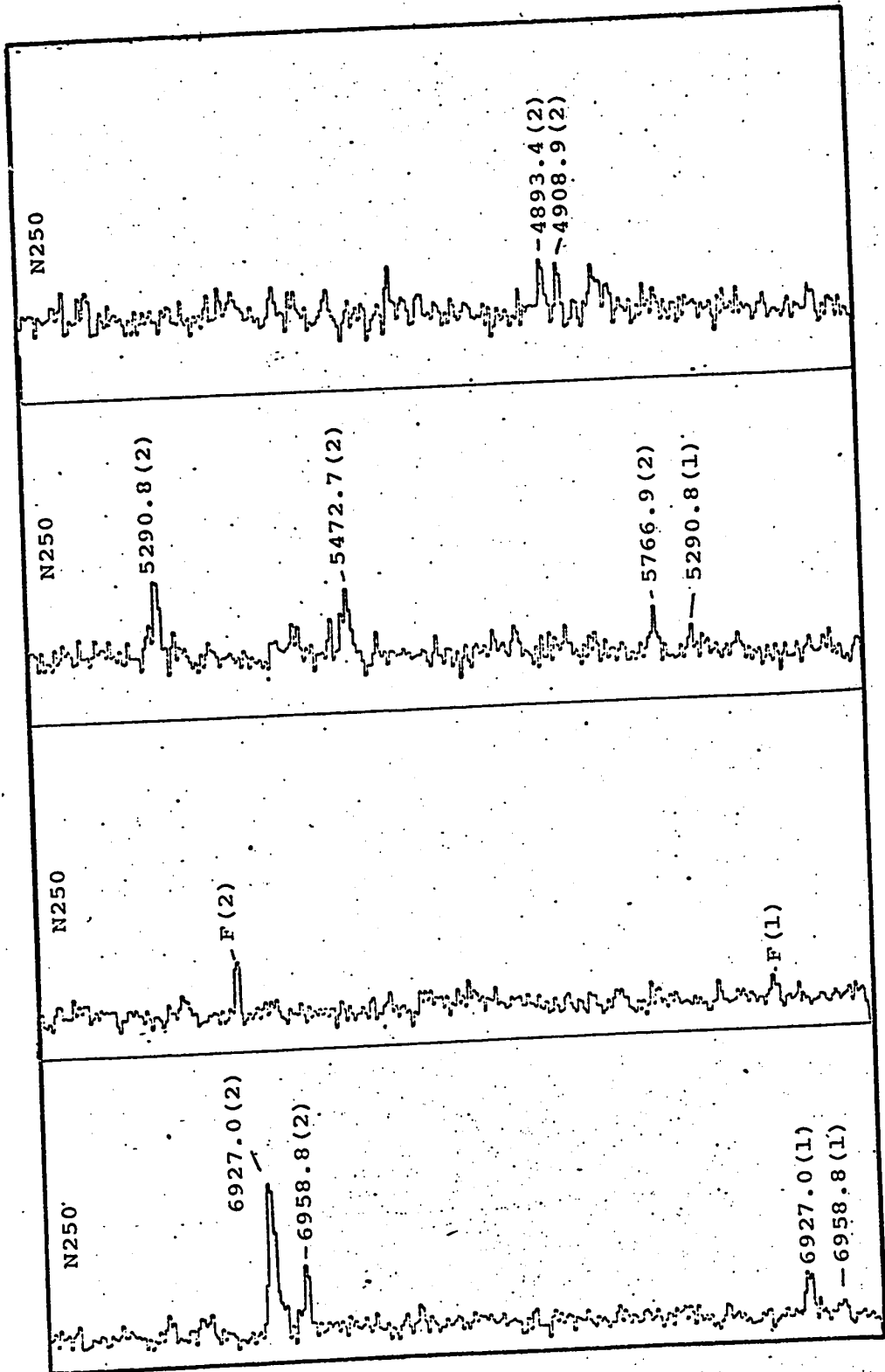


fig. 37 (b)

$E_p = 730 \text{ keV}$

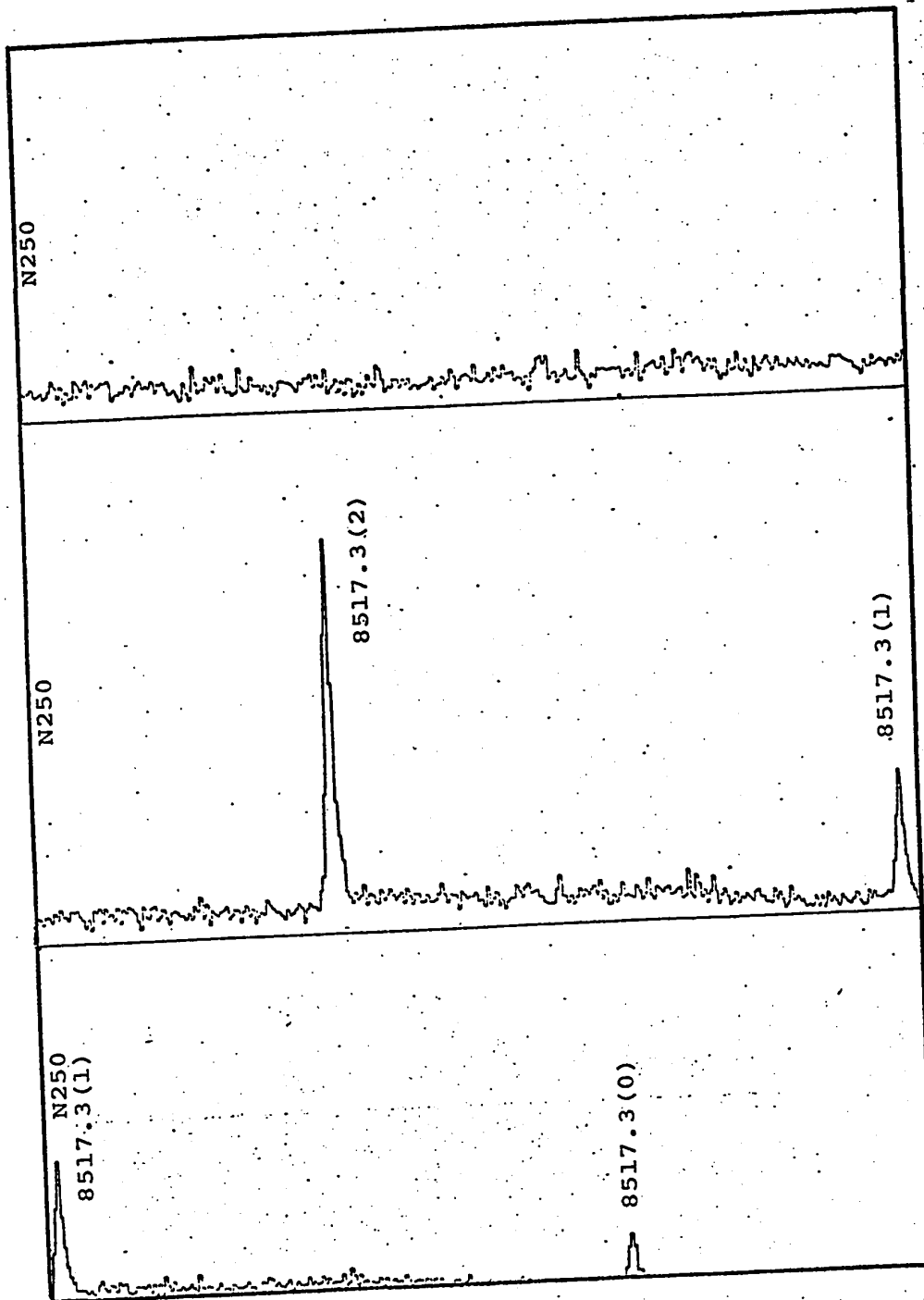
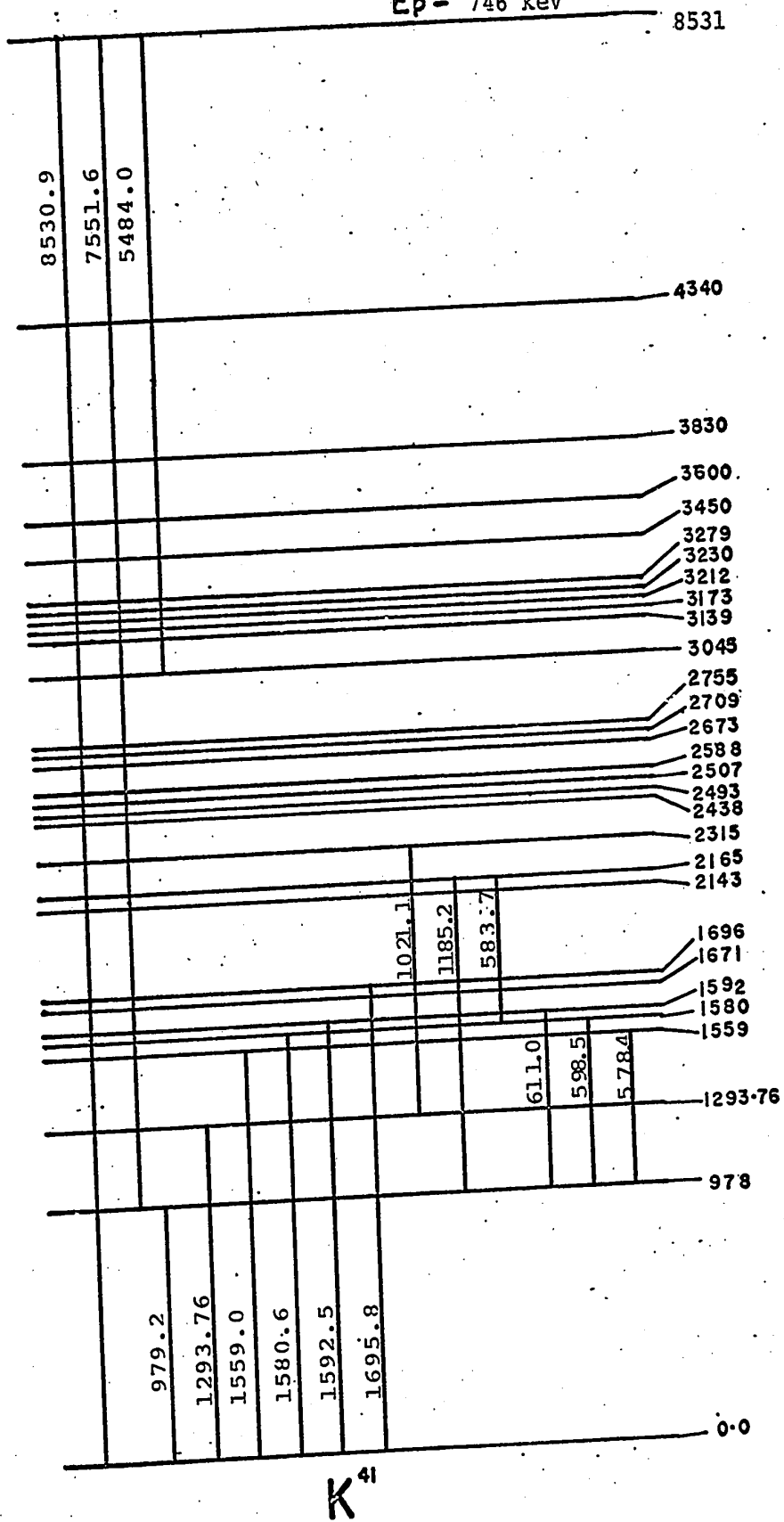


fig. 37(c)

$E_p = 746 \text{ keV}$



K^{41}

Fig. 38

Ep = 746 keV

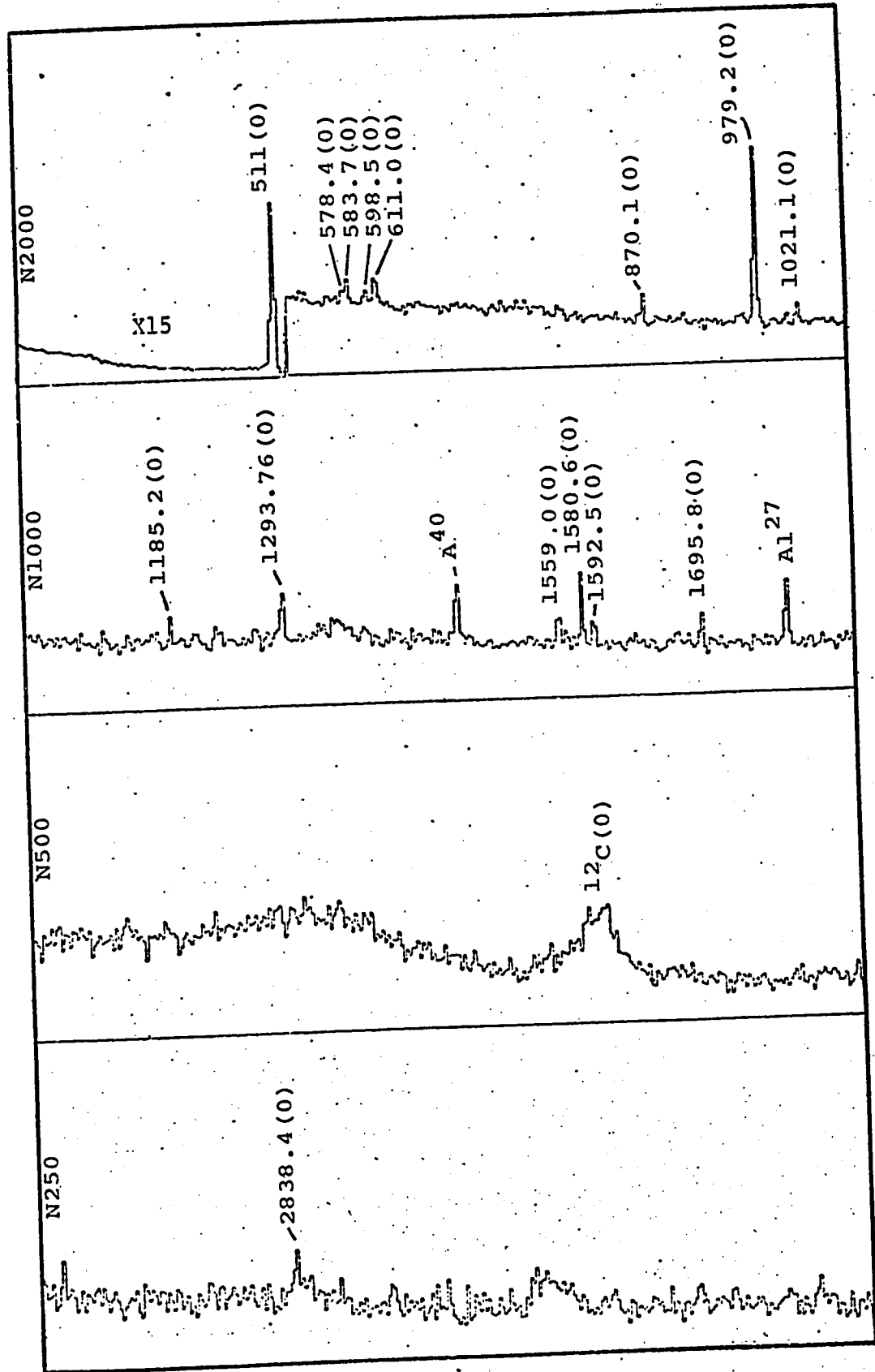


Fig. 39(a)

Ep = 746 keV

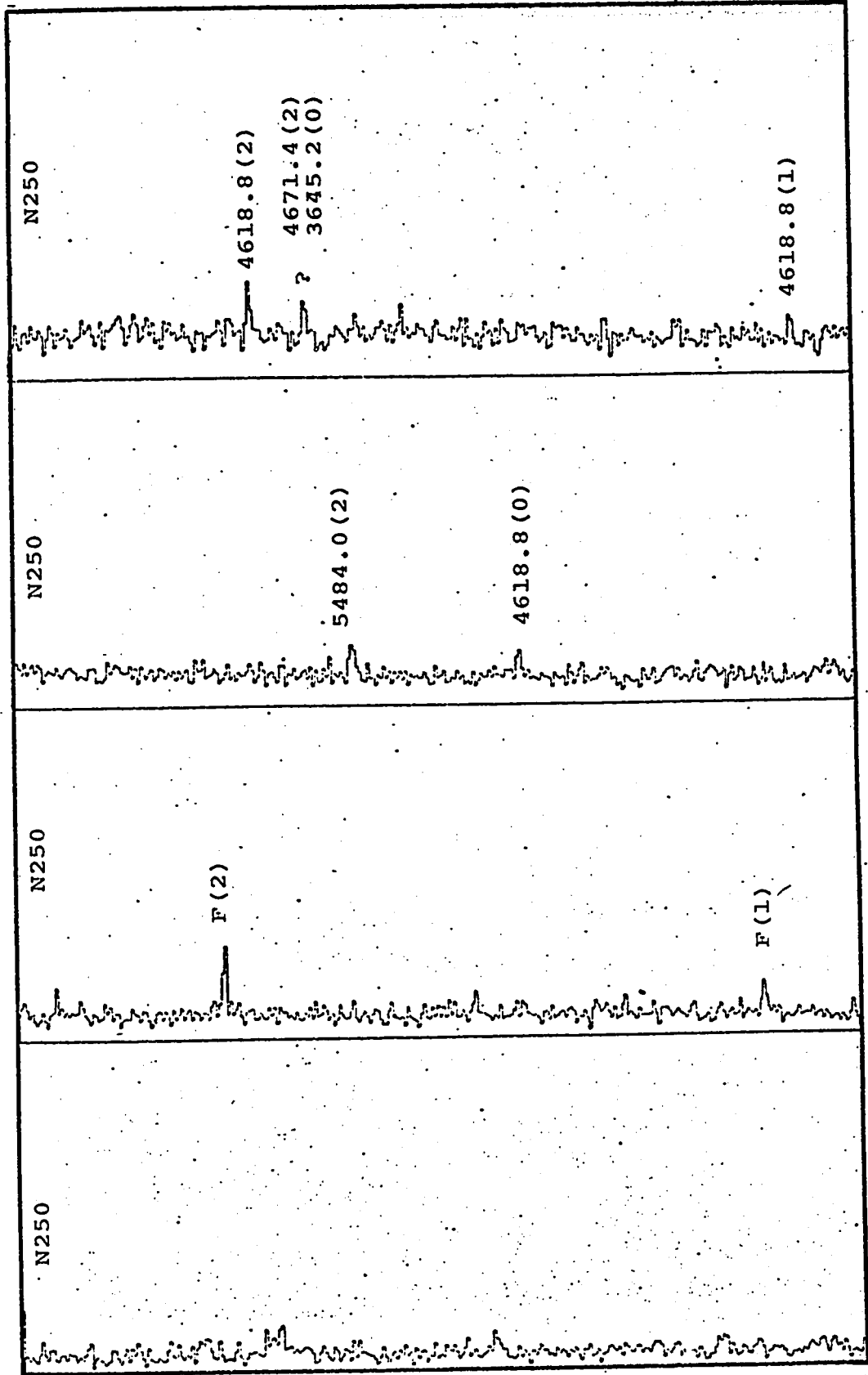


Fig. 39 (b)

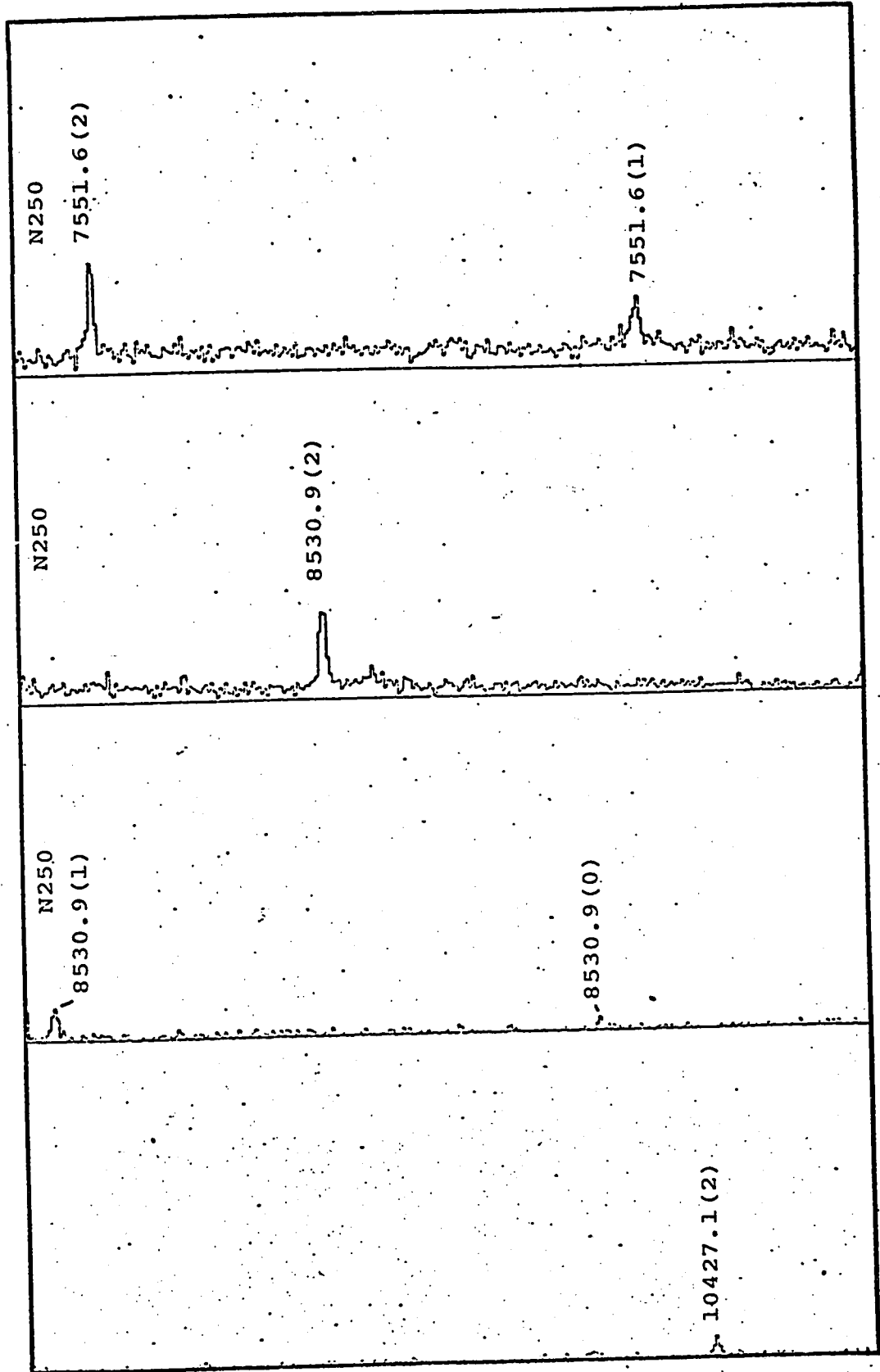
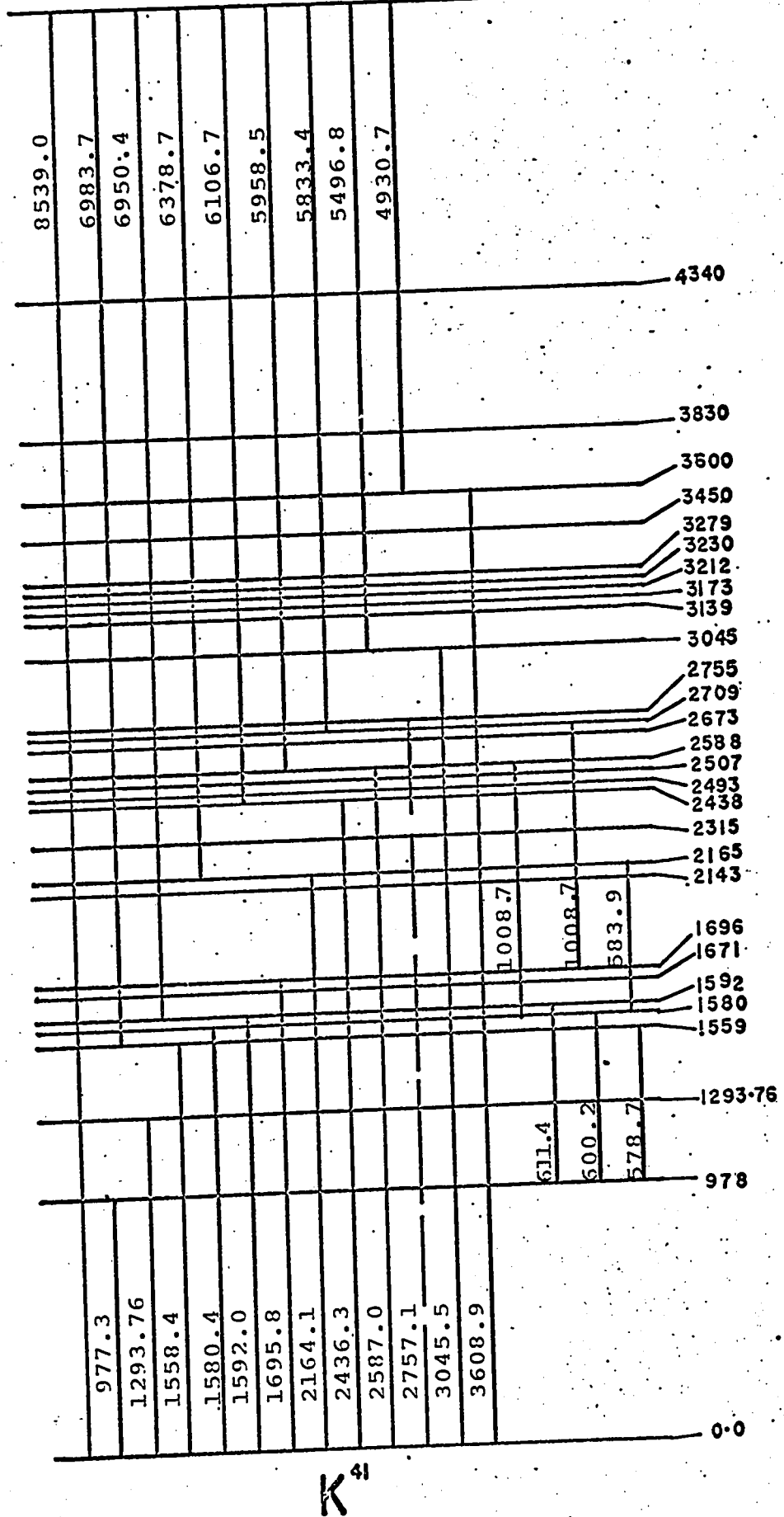
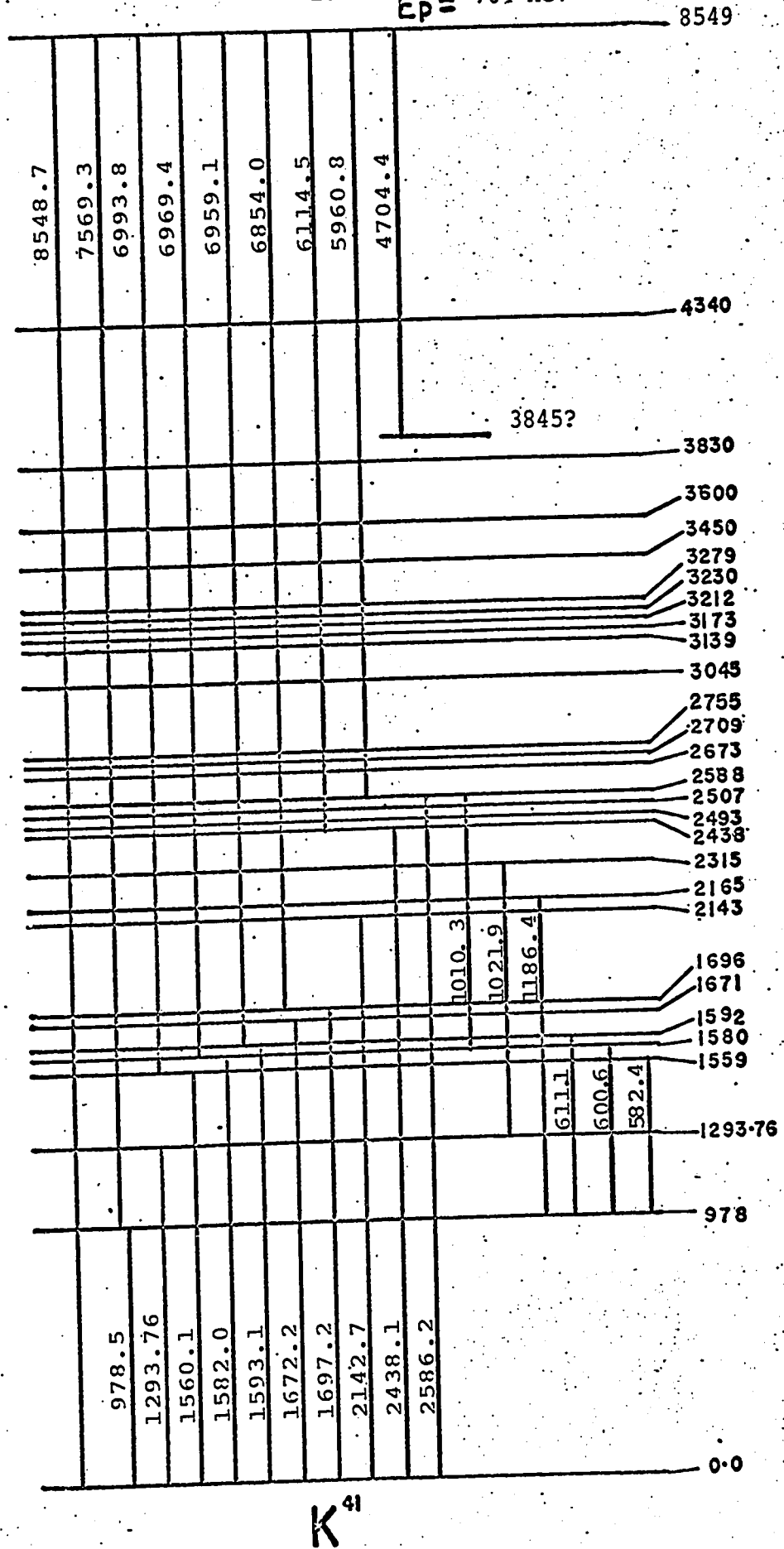


Fig. 39(c)



K^{41}

Fig. 40



K_{41}

Fig. 41

Ep = 764 keV

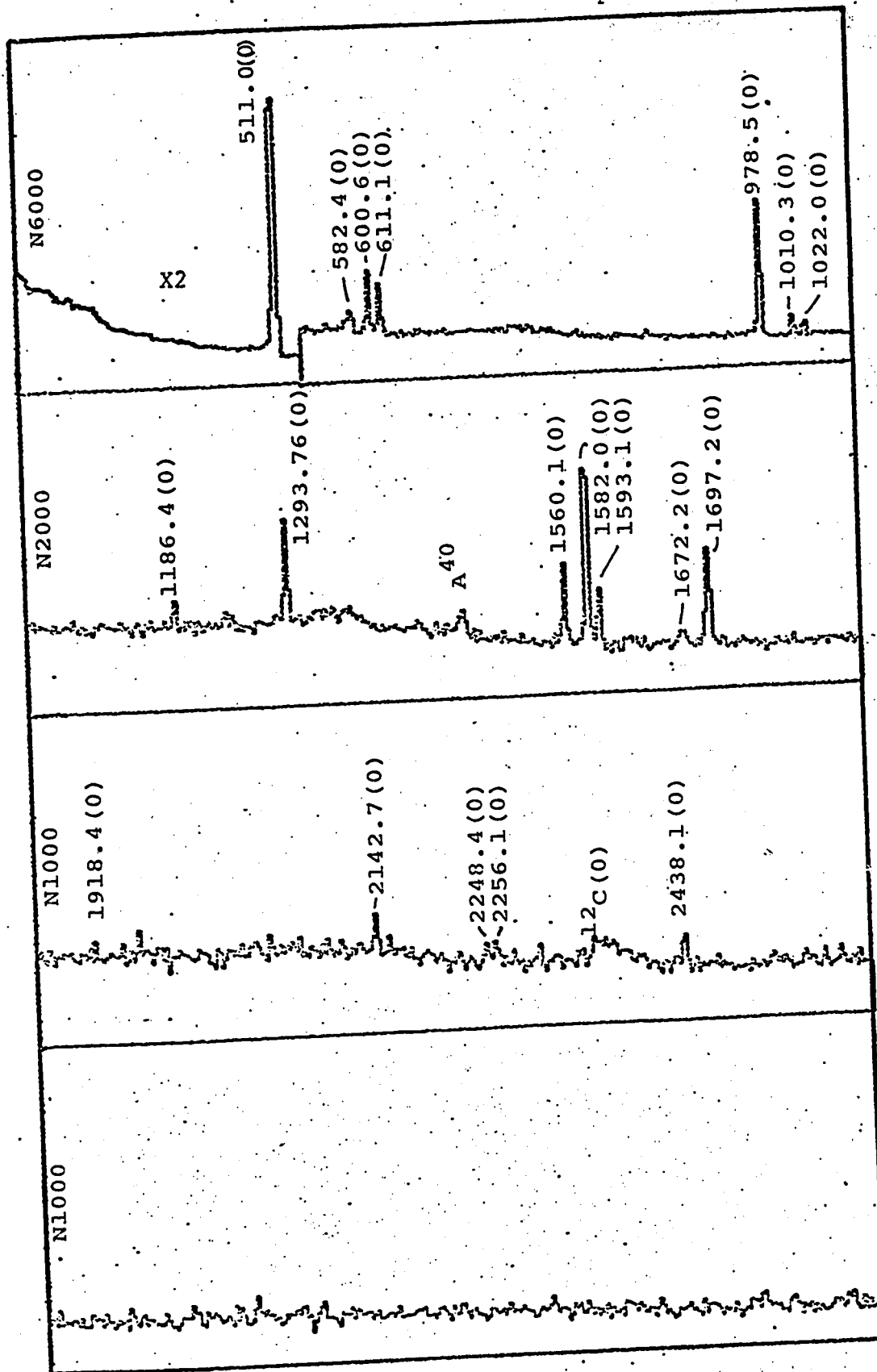


Fig. 42(a)

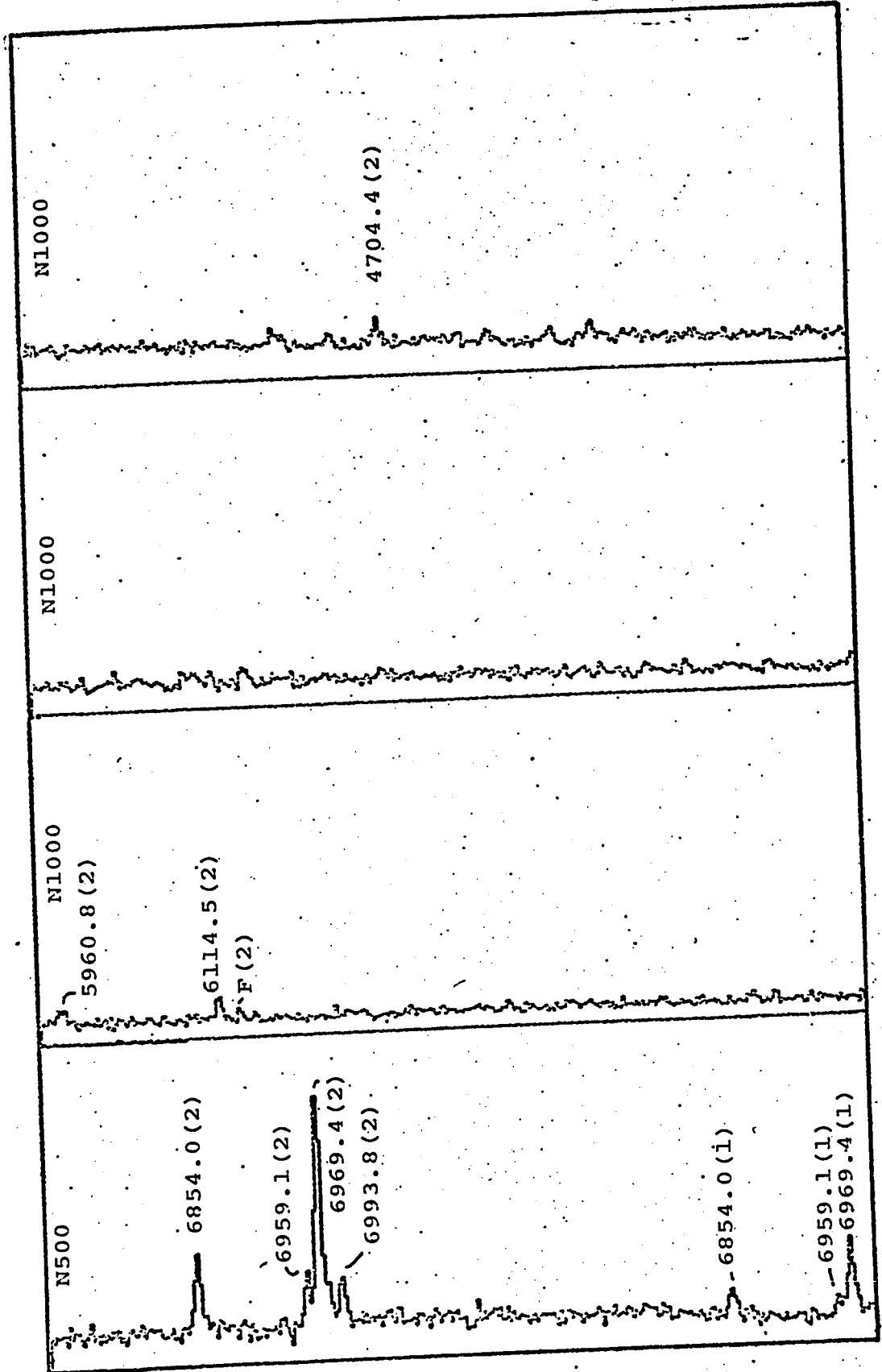


Fig. 42(b)

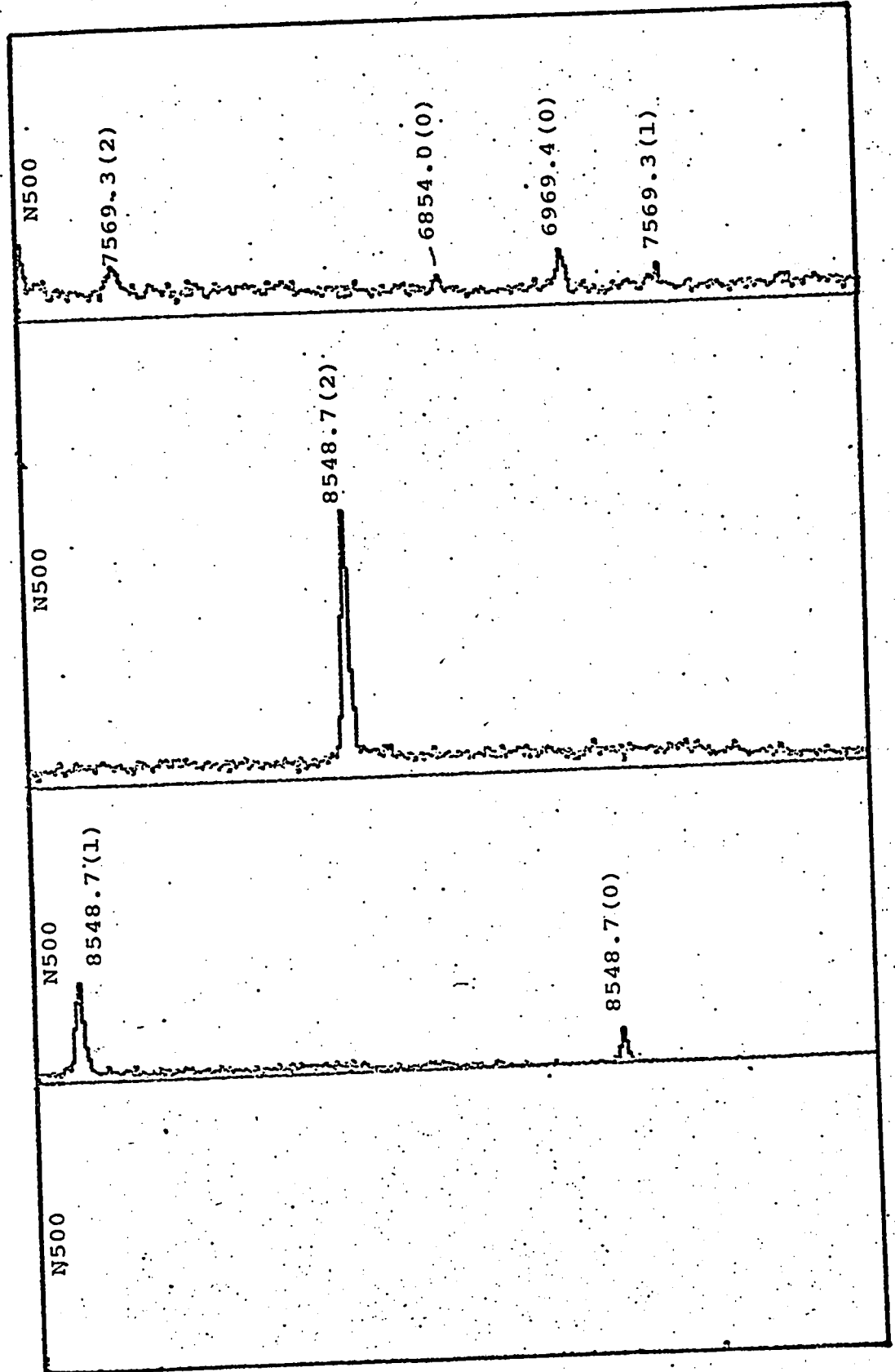
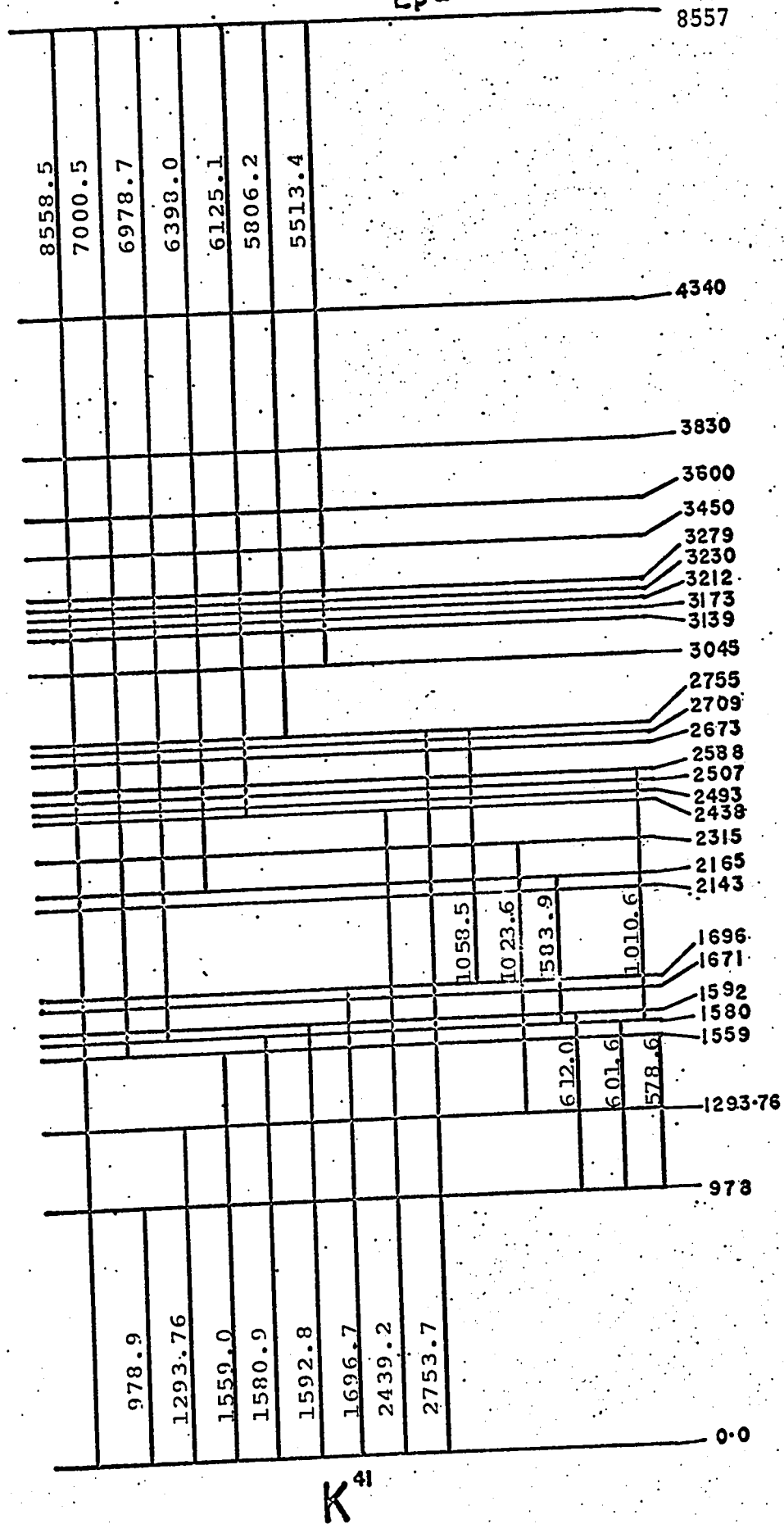


Fig. 42(c)



K_{41}

Fig. 43

Ep = 773 keV

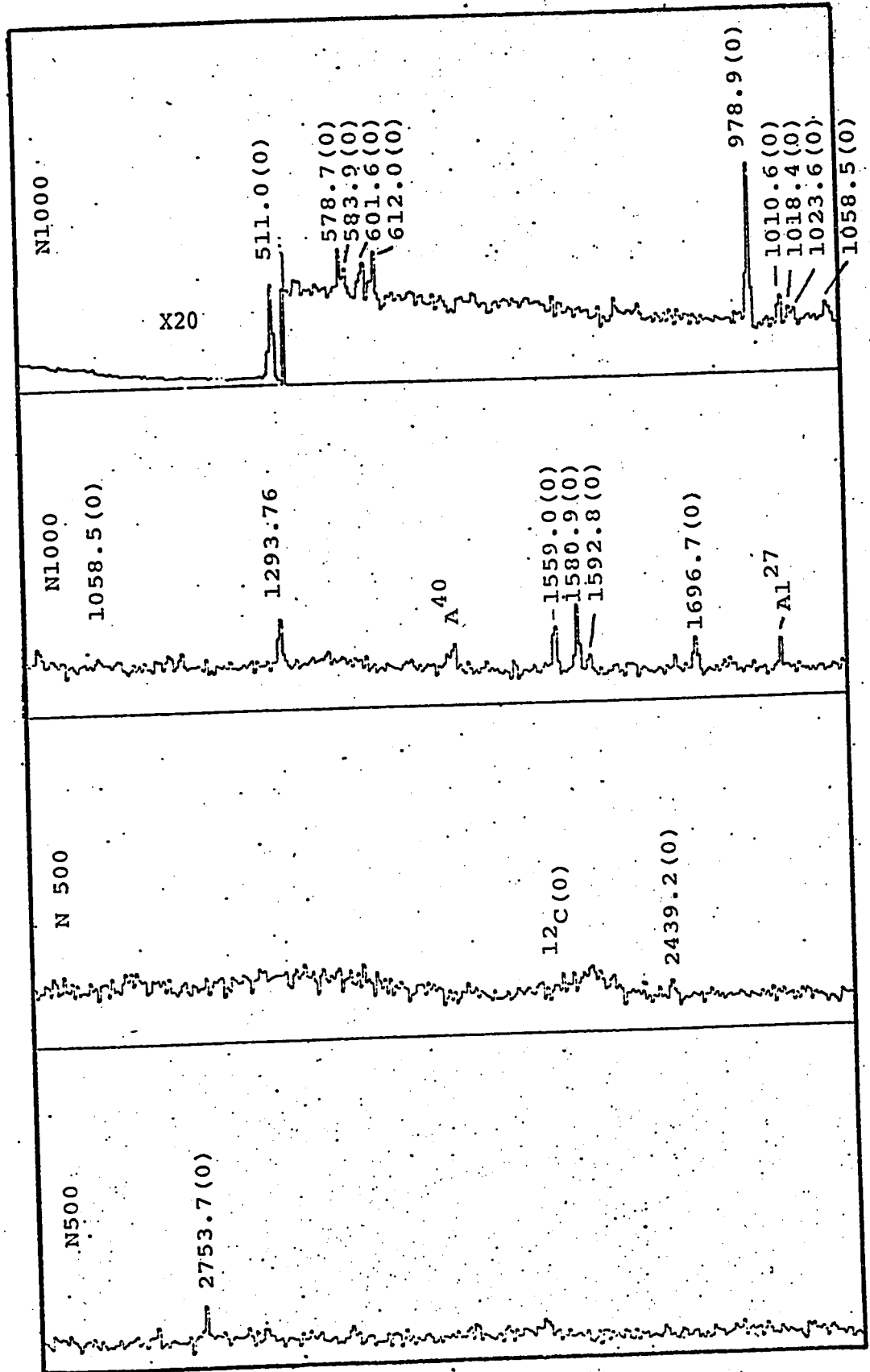


Fig.44(a)

Ep = 773 keV

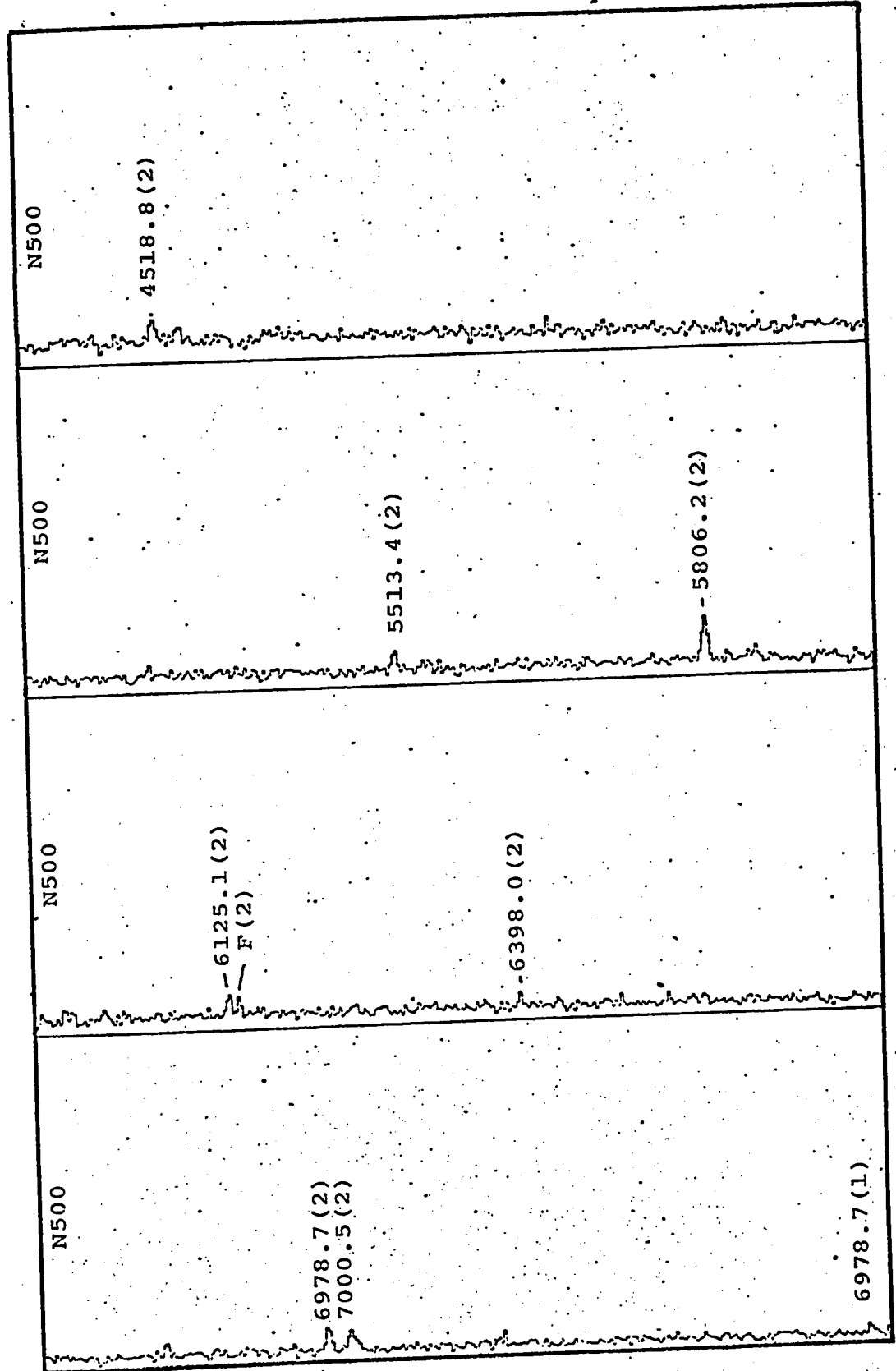


Fig. 44 (b)

$E_p = 773 \text{ keV}$

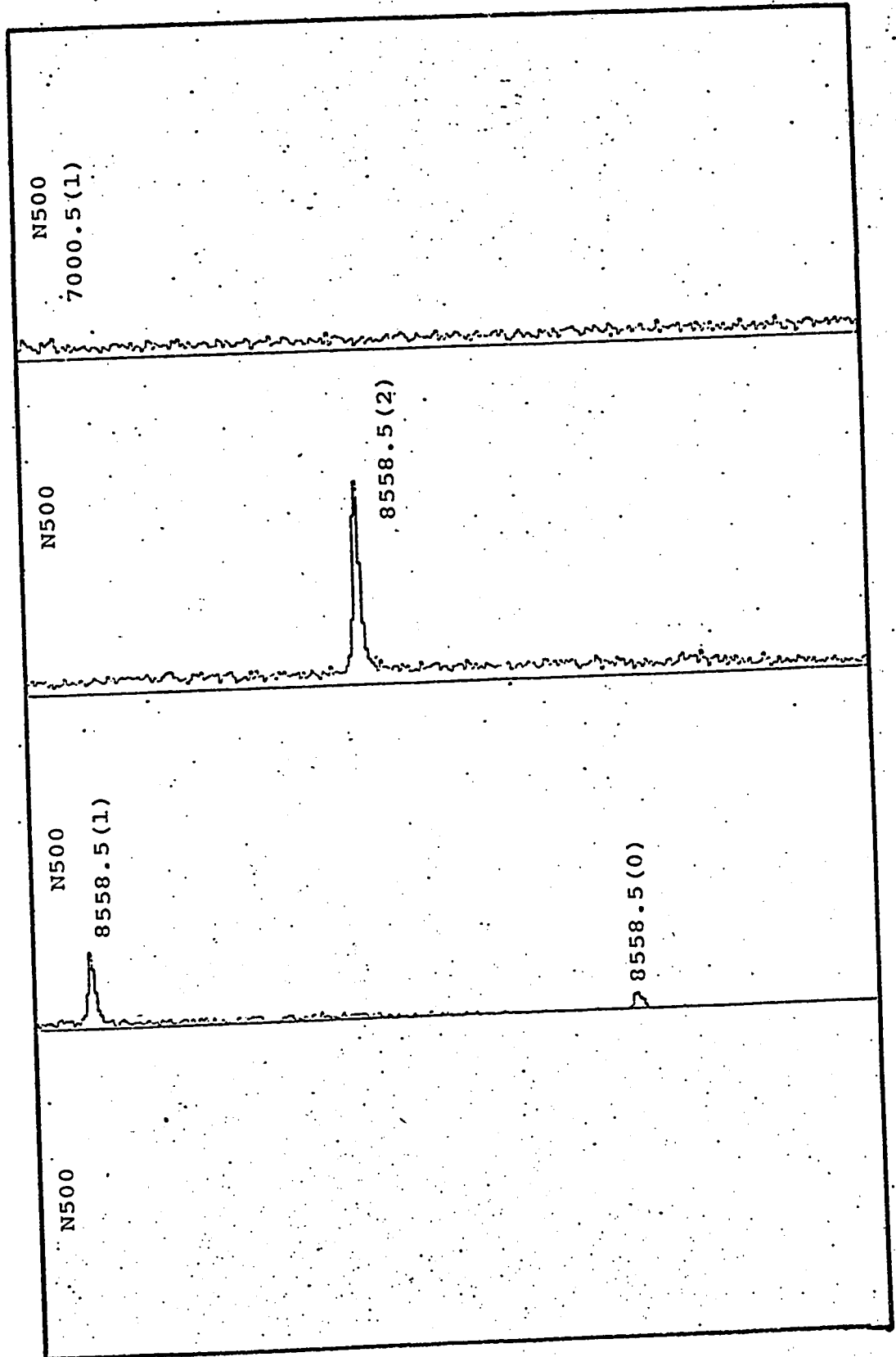
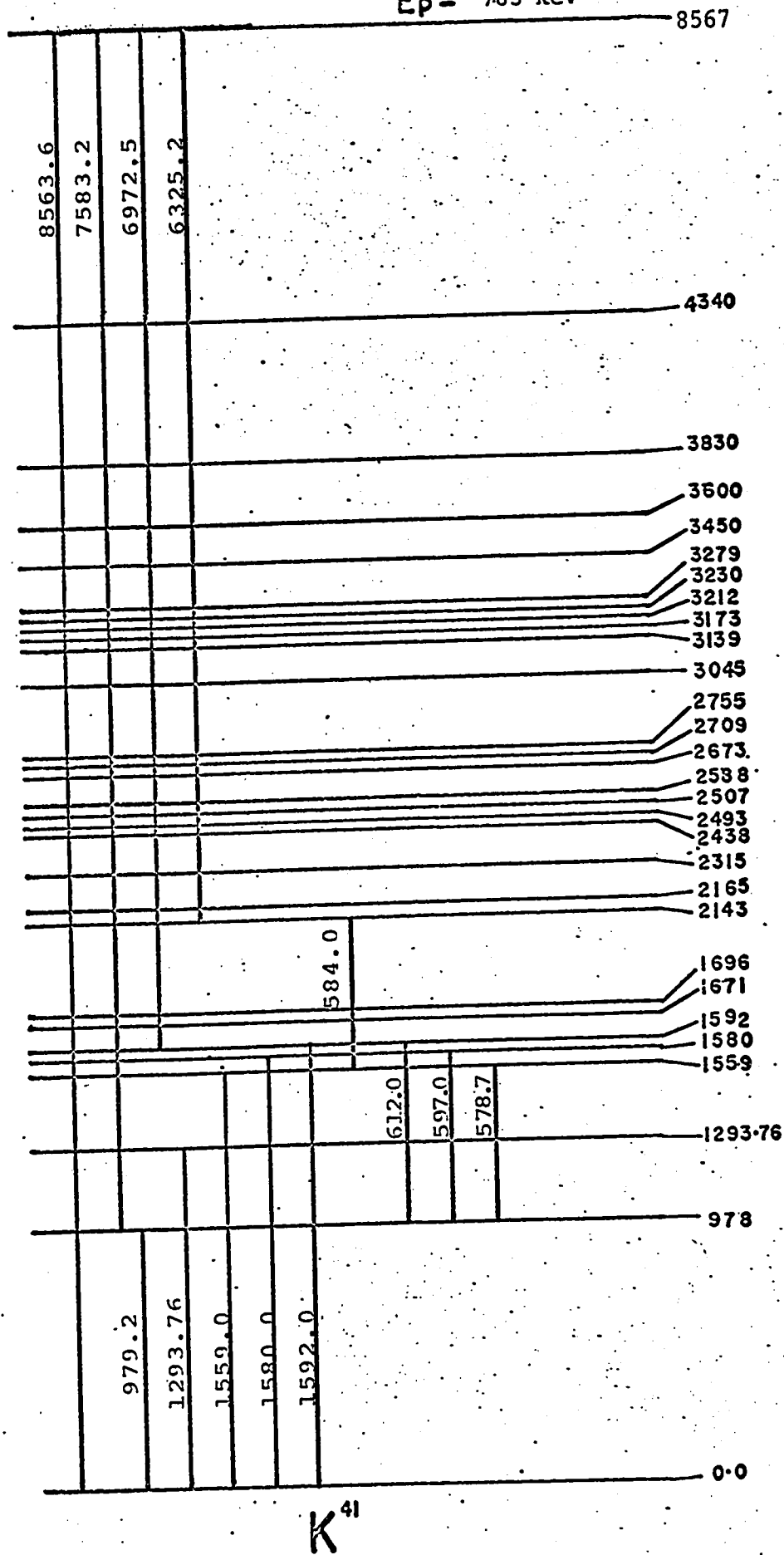


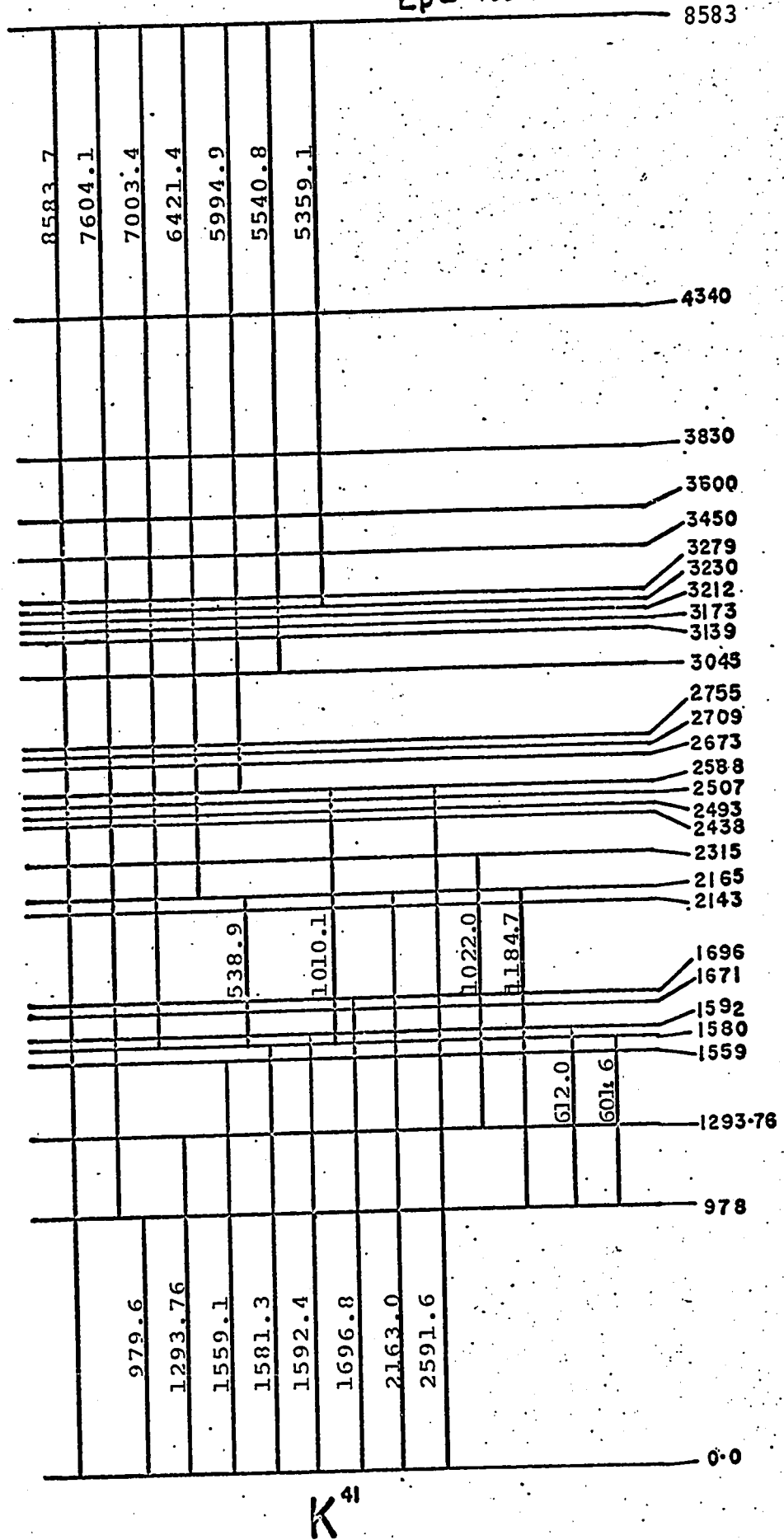
Fig. 44(c)

$E_p = 783 \text{ keV}$



K^{41}

fig. 45



K^{41}

fig. 46

Ep = 799 keV

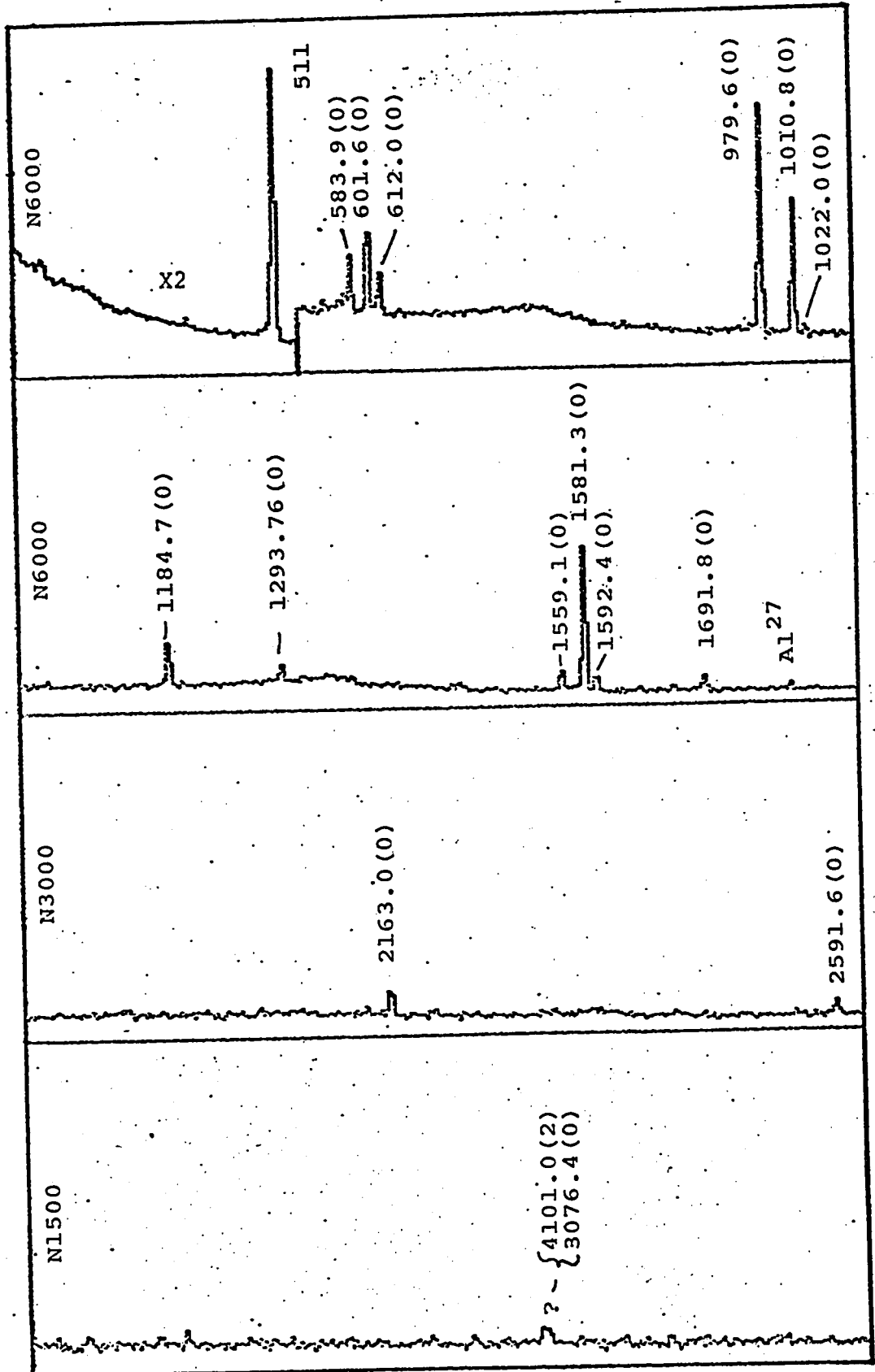


fig. 47(a)

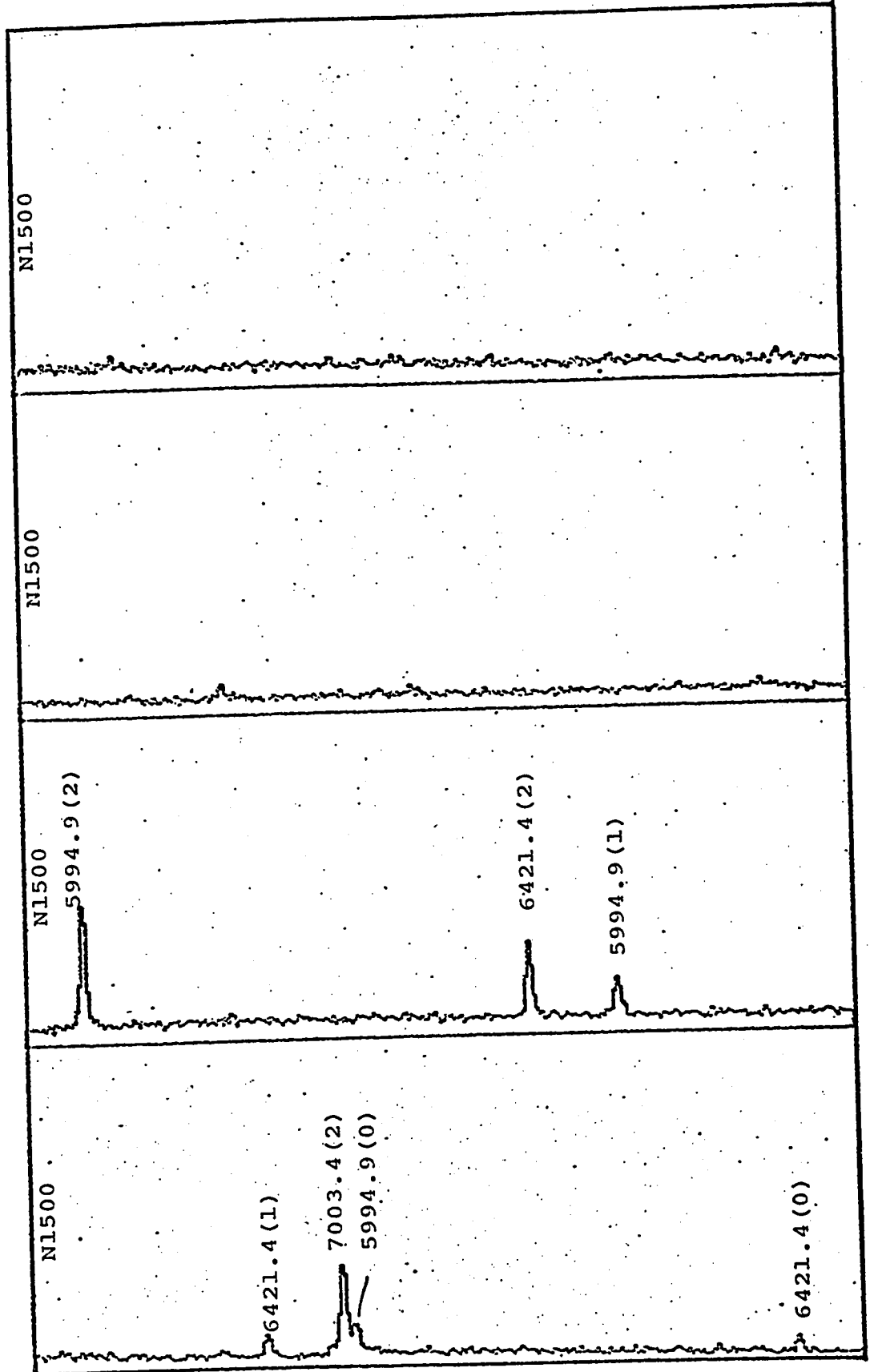


fig. 47(b)

Ep = 799 keV

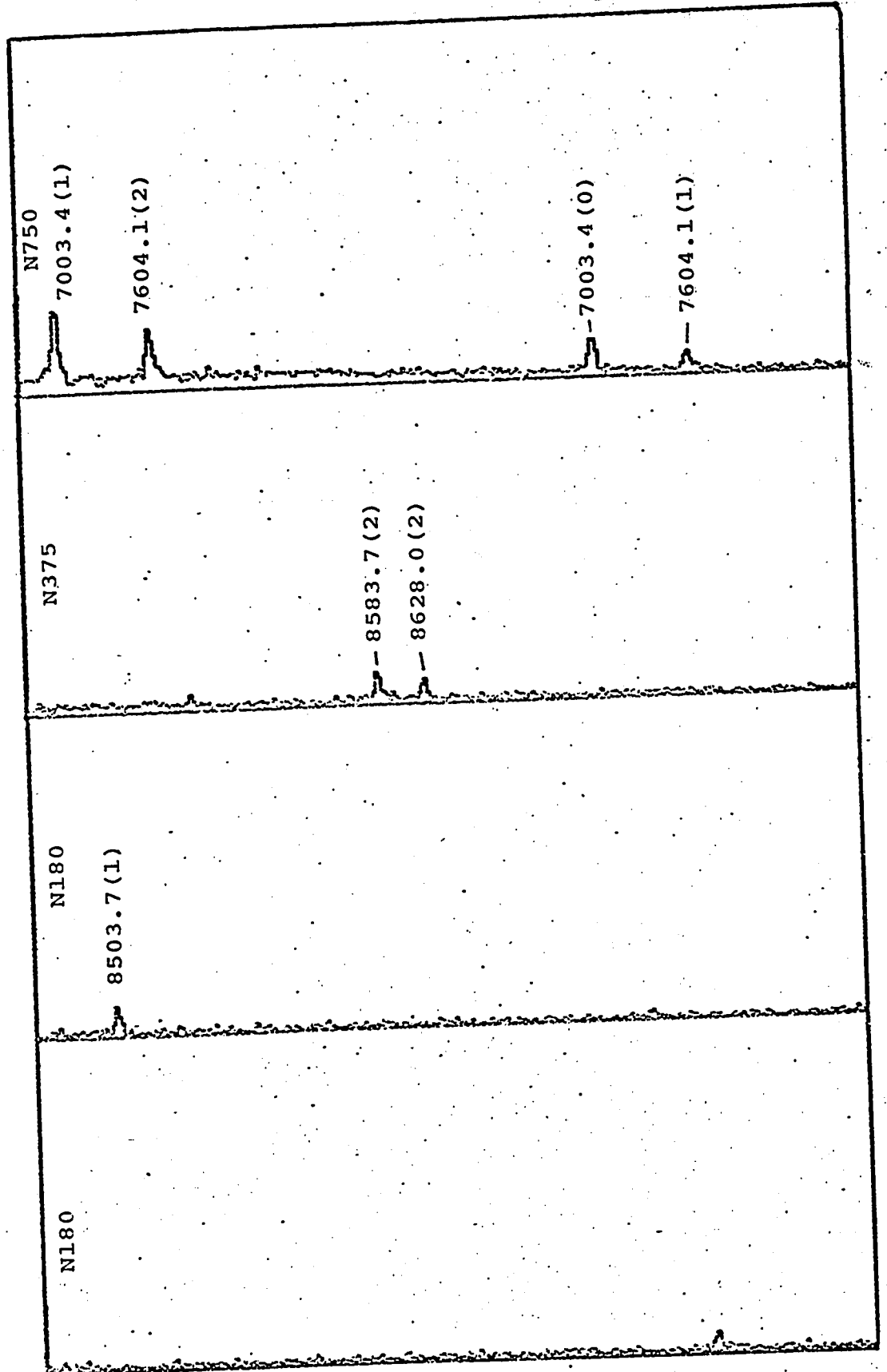
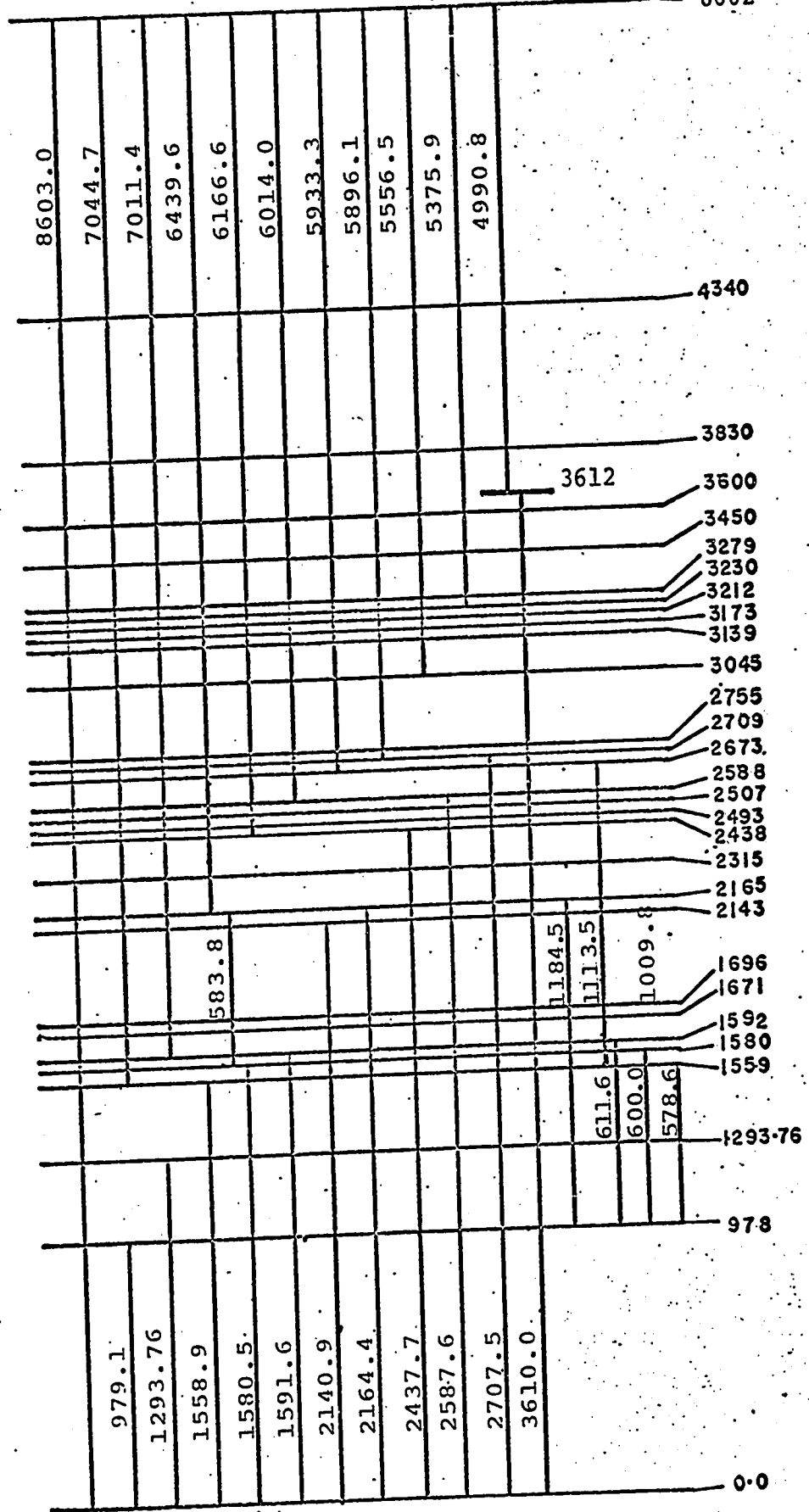


fig. 47(c)

$E_p = 819 \text{ keV}$

8602

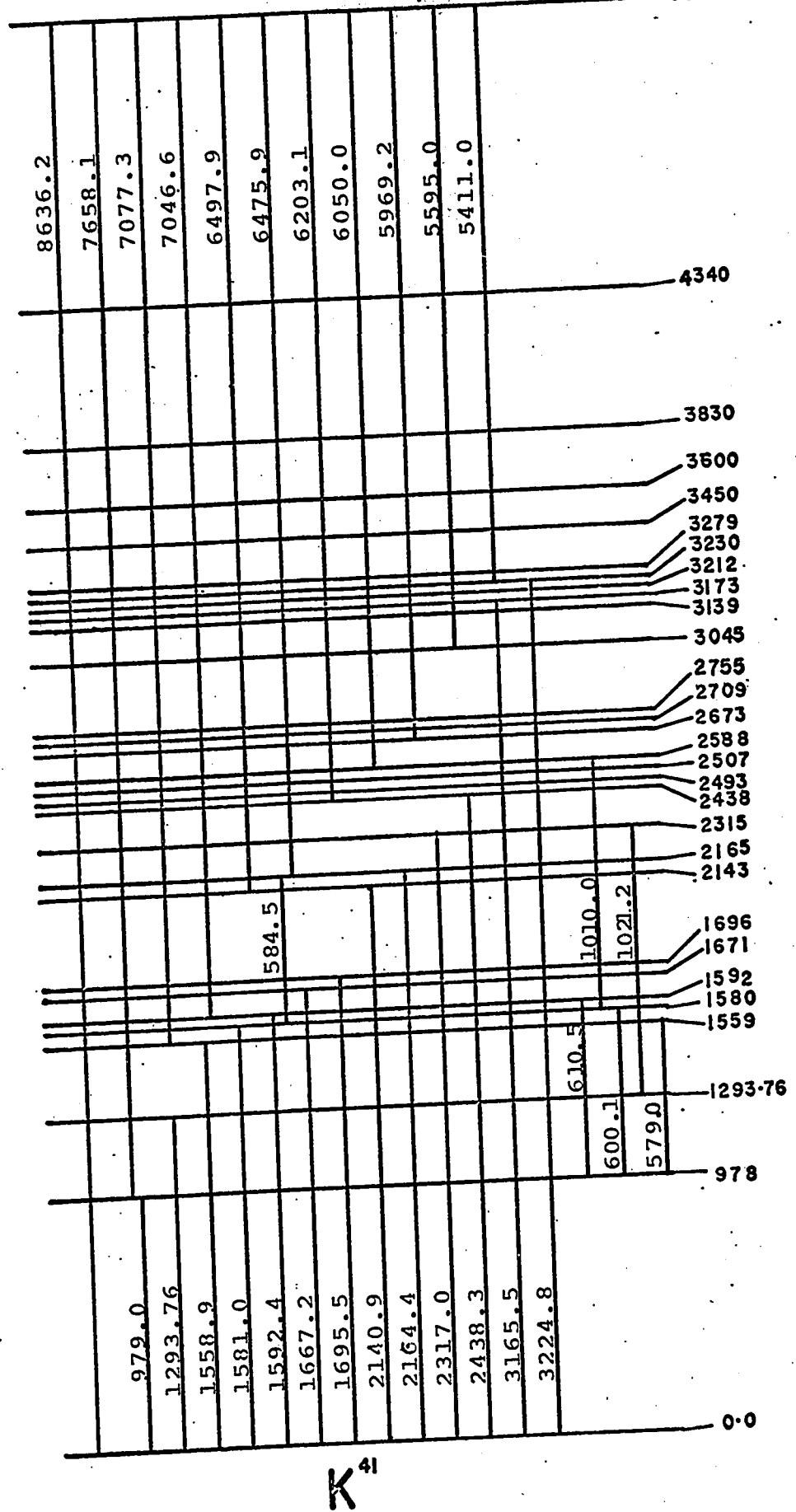


K^{41}

Fig. 48

$E_p = 856 \text{ keV}$

8638



K^{41}

Fig. 49

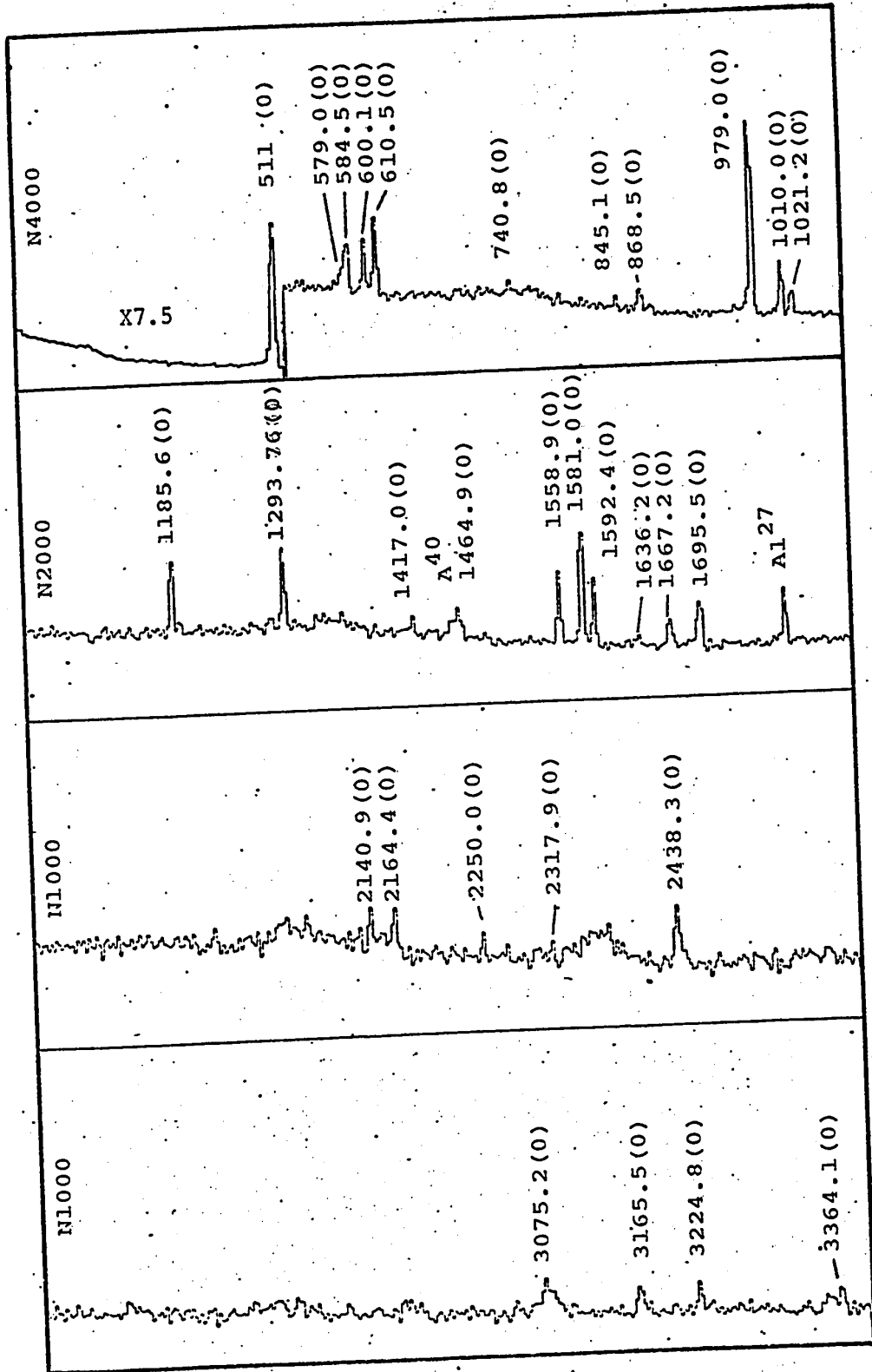


Fig.50. (a)

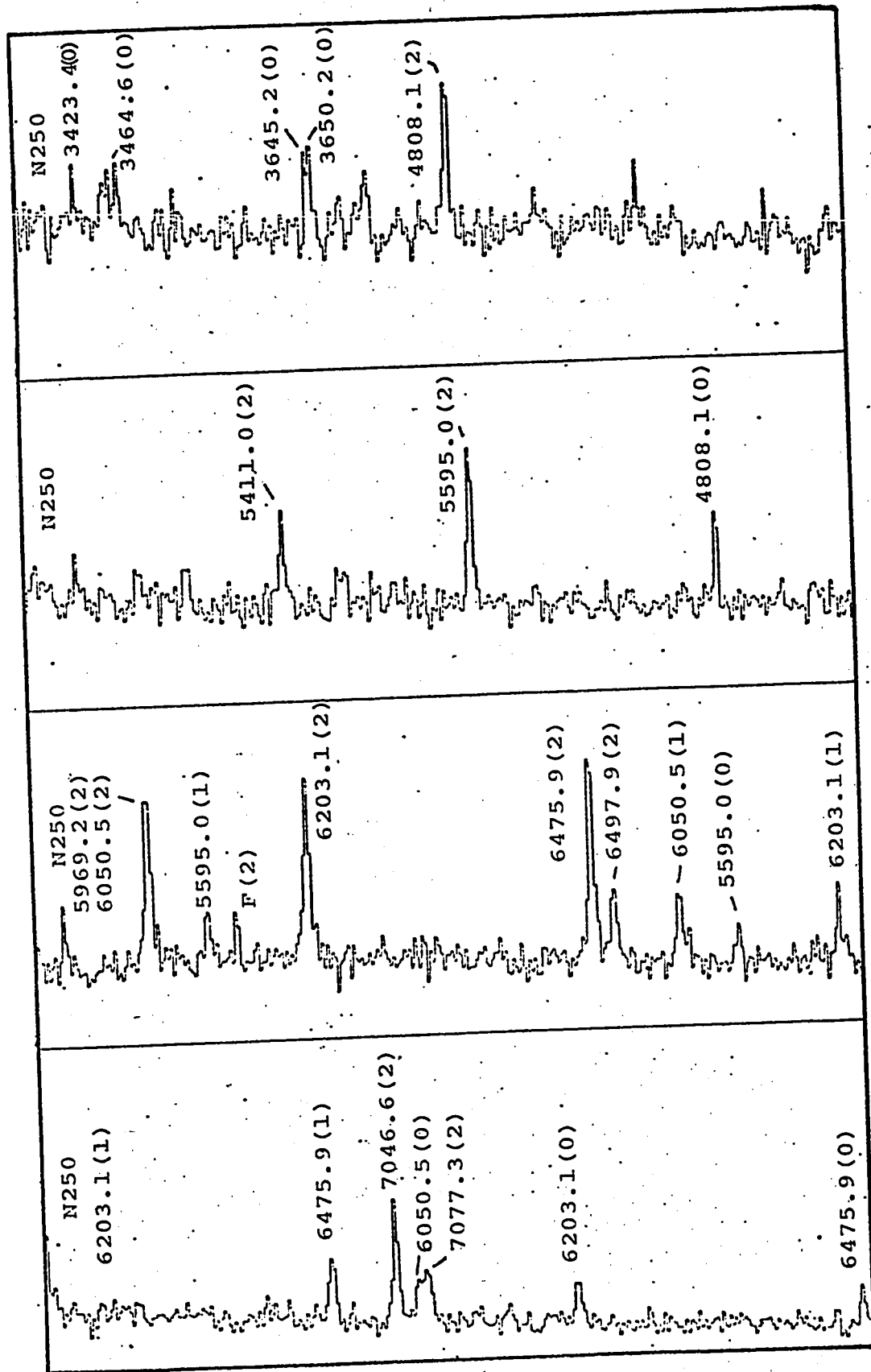


Fig. 50(b)

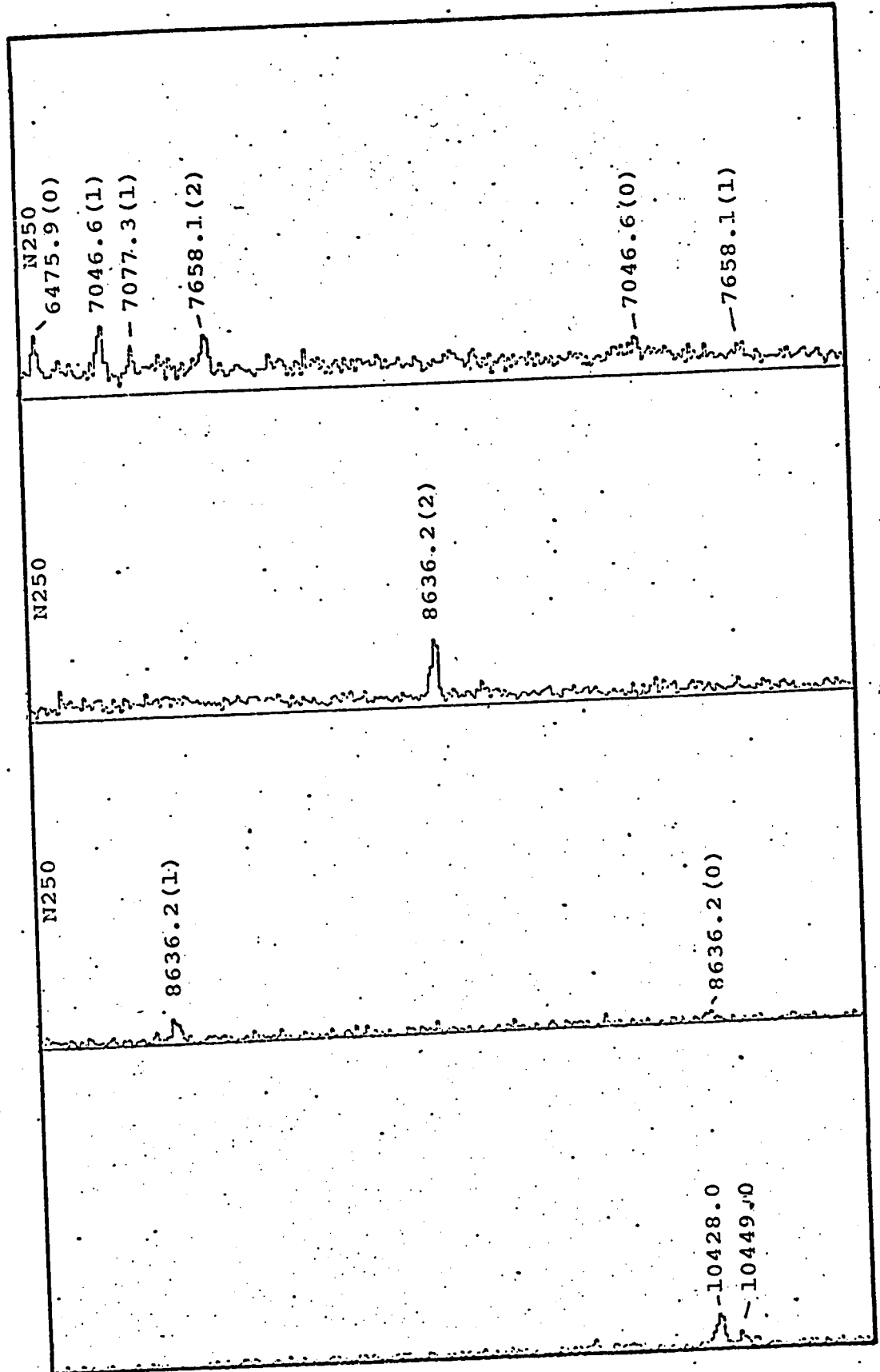
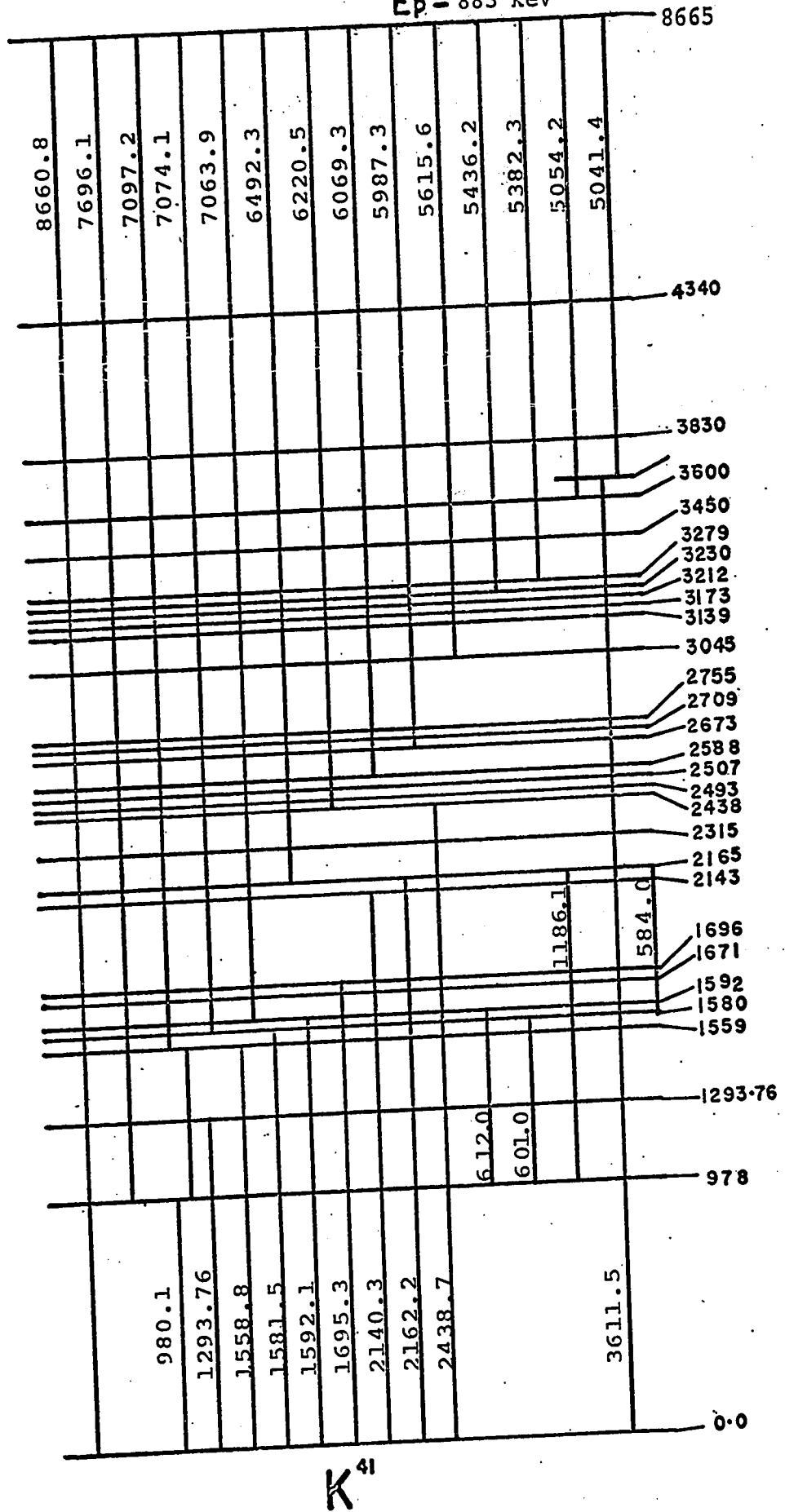


Fig. 50(c)

$E_p = 883 \text{ keV}$



K^{41}

Fig. 51

CONCLUSION

Dans la première partie de cette thèse nous avons indiqué comment il est possible d'améliorer le gradient dp/dx aux abords d'une cible gazeuse à système de pompage différentiel en utilisant des orifices pour séparer la cible proprement dite du premier groupe de pompage. De plus, nous avons montré, en comparant la conductance d'un orifice à celle de tubes cylindriques de différentes longueurs que le choix d'orifices n'amointrit pas sensiblement l'efficacité du système de pompage différentiel. A l'aide de mesures expérimentales nous avons ensuite montré qu'il existe une position optimale de la tuyère séparant les deux premiers groupes de pompage. Cette position optimale située en l'onde de Mach permet de mieux localiser la cible proprement dite, tout en améliorant l'efficacité du système de pompage différentiel.

Dans la deuxième partie de cette thèse nous avons présenté une étude de la réaction $A^{40}(p, \gamma)K^{41}$ pour des énergies comprises entre 500 et 900 keV. Dans cette région nous avons décelé la présence de 22 niveaux de K^{41} dont 4 seulement avaient déjà été observés. Des spectres pris en 20 de ces résonances nous ont permis d'identifier les principales transitions électro-

magnétiques associées à ces niveaux. Ces spectres, en outre, ont révélé la présence d'un niveau de K^{41} à 1592 keV, niveau qui n'avait jusqu'à maintenant pas été observé.

APPENDICES

APPENDICE A

CONDUCTANCE DE CANALISATIONS

I- DEFINITION DE LA CONDUCTANCE:

Les systèmes de pompage différentiel étant basés sur la perte de pression d'un gaz à travers une canalisation, il est utile de définir la conductance $[F]$ de cette canalisation. La conductance est reliée aux pressions amont et aval $[P_1]$ et $[p_2]$ et au débit en masse $[q]$ par la formule suivante:

$$q = (p_1 - p_2)F \quad (\text{torr. l/s}) \quad (\text{A-1})$$

Dans les systèmes de pompage différentiel, $p_1 \gg p_2$ et l'équation A-1 se réduit à:

$$q \simeq p_1 F \quad (\text{torr. l/s}) \quad (\text{A-2})$$

Dans les systèmes de pompage différentiel, la conductance de canalisations est utilisée pour calculer la perte de pression entre une chambre, où la pression est $[p_1]$, reliée par une canalisation de conductance $[F]$ à un groupe de pompage ayant un débit $[S]$ à la pression

p_1 (voir fig. A-1).

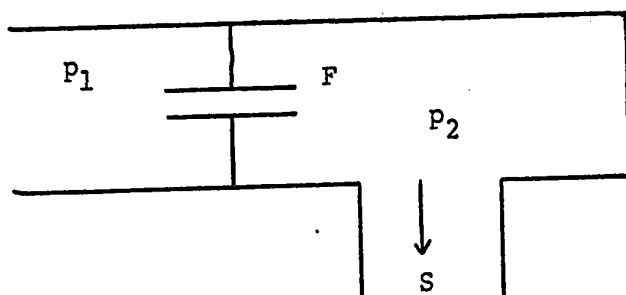


Figure A-1

Le débit en masse [q] à travers la canalisation étant égal au débit en masse dans la pompe

$$p_1 F = p_2 S \quad (\text{torr. l/s}), \quad (\text{A-3})$$

le rapport de pression à travers la canalisation est donné par:

$$p_1/p_2 = S/F \quad (\text{A-4})$$

II- VALEURS DE LA CONDUCTANCE POUR DES CANALISATIONS
CYLINDRIQUES

En général, F est une fonction de p_1 et de p_2 qui varie selon le type d'écoulement caractérisé par le nombre de Knudsen [Kn] où:

$$Kn = \lambda/d \quad (A-5)$$

- λ étant le parcours libre moyen du gaz à la pression p_1
- d étant le diamètre de la canalisation.

Nous distinguons trois types d'écoulements selon que le nombre de Knudsen [Kn] est: (A) $Kn \gg 1$,
(B) $Kn \simeq 1$, (C) $Kn \ll 1$.

A- $Kn \gg 1$

Si $Kn \gg 1$, l'écoulement est dit de type moléculaire, les collisions entre les molécules du gaz étant moins fréquentes que les collisions avec les parois de la canalisation. Pour ce type d'écoulement, la conductance [F] est indépendante de la pression et ne dépend que de la géométrie de la canalisation.

1) Orifice:

Pour un orifice, la conductance [F] est donnée par la formule suivante (Ya 67 p 150):

$$F = \frac{A}{\sqrt{2 \pi M / RT}}$$

et pour l'air à 20°C

$$F = 11.6 A \quad (1/s) \quad (A-6)$$

où:

A = aire de la section en cm²

R = cte des gaz

M = poids moléculaire

T = température absolue

F = conductance en litres par seconde.

2) Tube cylindrique

a) L ≫ d

Pour un tube cylindrique dont L ≫ d, [L] étant sa longueur et [d] son diamètre, tous les deux mesurés en centimètres, la conductance est donnée par la formule suivante (Ya 67):

$$F = \frac{65}{\sqrt{M}} d^3 / L \quad (1/s) \quad (A-7)$$

et pour l'air à 20°C:

$$F (\text{air}) = 12.1 d^3 / L \quad (1/s) \quad (A-8)$$

b) $L \simeq d$

Pour un tube cylindrique dont $L \simeq d$, la conductance est donnée par la formule suivante (Ya 67):

$$1/F = 1/F_{\text{orifice}} + 1/F_{\text{tube}} \quad (L \gg d)$$

Cette formule nous permet d'obtenir la conductance d'un gaz de poids moléculaire $[M]$ à 20°C :

$$F = \frac{65d^3}{\sqrt{M}} \left(\frac{1}{L + 4d/3} \right) \quad (1/s) \quad (A-9)$$

Les distances l et d sont en centimètres et la conductance F en litres par seconde.

Les conductances de canalisations cylindriques en régime moléculaire peuvent donc être obtenues à l'aide de la formule A-9 ou à l'aide de courbes données dans la plupart des ouvrages sur le vide (voir par exemple Ya 67).

B) $Kn \simeq 1$

Si $Kn \simeq 1$, l'écoulement est dit de type intermédiaire et la conductance varie quelque peu avec la pression.

1) Orifice

Pour obtenir la conductance dans le cas d'orifices, il est nécessaire de consulter des articles récents (Lo 67, Sm 67, Sr 63).

2) Tubes cylindriques dont $L \gg d$.

Pour des canalisations cylindriques, les ouvrages sur le vide nous fournissent des formules consistant en la somme de deux termes, dont le premier est dû à l'écoulement visqueux et le second à l'écoulement moléculaire. Chacun de ces termes devient plus ou moins important selon que le nombre de Knudsen est petit ou grand.

Pour l'air à 20°C, la conductance [F] est donnée par la formule suivante (Va 65, p. 43):

$$F = 178.7 P_m d^4/L + 12.12 \frac{1-252.1P_m d}{1-311.7P_m d} d^3/L$$

(A-10)

où:

P_m = pression moyenne dans la canalisation mesurée
en torr

d = diamètre de la canalisation en centimètres.

L = longueur de la canalisation en centimètres.

Afin de faciliter les calculs de conductance dans cette région, il existe des courbes de $F \frac{L}{d^3}$ en fonction de $p_m d$ (Va 65 p. 43).

C) $Kn \ll 1$.

1) Longues canalisations, écoulement visqueux

Si $Kn \ll 1$ l'écoulement est visqueux. Pour l'écoulement dans un très long tube ($L/d \gg 1$) de diamètre [d] et de longueur [L], on peut appliquer l'équation de Poiseuille et obtenir la conductance F :

$$F = 3.27 \times 10^{-2} \frac{d^4}{\eta L} P_m \quad (1/s) \quad (A-11)$$

et pour l'air à 20°C,

$$F = 179 \frac{d^4}{L} P_m \quad (1/s) \quad (A-12)$$

où:

P_m = pression moyenne dans la canalisation en torrs

d = diamètre en centimètres

L = longueur en centimètres

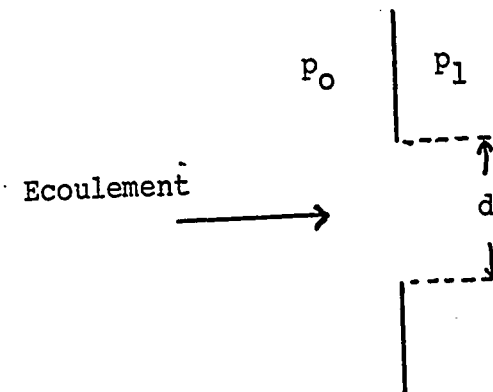
η = viscosité en poises

2) Ecoulement supersonique

Pour l'écoulement de gaz à travers des canalisations dont $L/d < 100$, les formules ci-dessus ne sont plus applicables. Pour calculer la conductance de ces canalisations il est utile d'avoir recours à la dynamique des gaz.

a) Orifice

Considérons l'écoulement d'un gaz parfait compressible à travers un orifice, l'écoulement ayant lieu à partir d'un réservoir où la pression est p_0 et se déversant dans un réservoir où la pression est p_1 (fig. A-2).



(fig. A-2)

L'écoulement dans ce cas peut être traité comme unidimensionnel et isentropique. Le débit en masse à travers

l'orifice dépendra alors de la détente $[p_0/p_1]$. Si cette détente est inférieure à la valeur critique $(p_0/p_1)_c$ donnée par la formule suivante,

$$(p_0/p_1)_c = \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{\gamma/\gamma+1} \quad (A-13)$$
$$= 1.898 \text{ pour l'air à } 20^\circ\text{C}$$

l'écoulement sera subsonique et le débit en masse augmentera avec la détente $[p_0/p_1]$. Par contre si la détente est augmentée au delà de la valeur critique donnée en (A-13), l'écoulement au col de la canalisation donnée sera sonique, et supersonique en aval de la canalisation.

En effet, selon le théorème d'Hugoniot, la vitesse de l'écoulement au col d'une canalisation ne peut excéder la célérité $[a]$ du son en ce point:

$$\frac{dS}{S} + \frac{dV}{V} (1 - V^2/a^2) = 0 \quad (A-14)$$

où:

S = section de la canalisation

$a = \sqrt{\gamma RT}$ = célérité du son

V = vitesse de l'écoulement

Le débit en masse sera donc le débit en masse $[q_c]$ au col de la canalisation:

$$q = q_c = \rho_c v_c S_c \quad (A-15)$$

où:

ρ_c = masse volumique au col

S_c = section de l'écoulement au col de la canalisation

v_c = vitesse au col de la canalisation

Si la détente est supérieure à la détente critique,

$$v_c = a_c = a_o \sqrt{\frac{\gamma}{\gamma+1}} \quad (A-16)$$

$$\text{et } q_c = S_c p_o a_o \left\{ \frac{2}{\gamma+1} \right\}^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (A-17)$$

Dans le cas d'un orifice, la section au col de l'écoulement [S_c] est donnée par la formule suivante:

$$S_c = kS$$

où:

S = section de l'orifice

k = coefficient de contraction

La valeur du coefficient de contraction dépend de la

géométrie de la tuyère (Cm 61). Dans le cas d'un orifice ce coefficient dépend du nombre de Reynolds et se situe entre 0.4 et 0.9 selon les conditions d'écoulement (Sm 67, As 66).

A l'aide de la formule (A-17) on peut déduire la valeur de la conductance d'un orifice pour l'air à 20°C:

$$F(0) = 20.5 \text{ kS} \quad (1/s) \quad (A-18)$$

où:

S = est la section de l'orifice en cm^2 .

b) Tube cylindrique

Pour décrire la conductance d'un tube cylindrique de longueur [L] et de diamètre [d] on introduit le facteur $\sqrt{L/d}$ tel que:

$$F(L/d) = F(0) \sqrt{L/d} \quad (A-19)$$

Le facteur $\sqrt{L/d}$ a été mesuré par Frossel [(Fr 36) cité par Schumacher (Sc 62)]. La figure A-3 présente le résultat de ces mesures pour L/d inférieur à 500. Les pressions utilisées pour ces mesures étaient de l'ordre de l'atmosphère. La figure 5 présente des mesures semblables pour un des tubes de 0.25" et des pressions de l'ordre de 10 torrs.

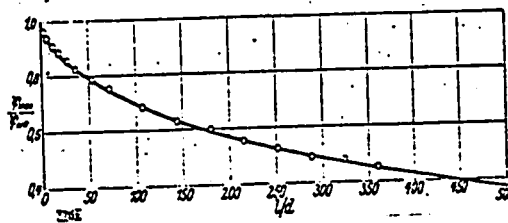


Fig. A-3: Facteur $V(l/d)$ en fonction de l/d [d'après Frössel (Fr 36)].

APPENDICE B

INJECTEUR SUPERSONIQUE

Dans les systèmes de pompage différentiel il est possible d'augmenter le rapport $[p_0/p_1]$ à travers une canalisation donnée en utilisant la quantité de mouvement du gaz introduit à la pression $[p_0]$. H. Winkler (Wi 64) a réussi à augmenter la détente $[p_0/p_1]$ de 30% pour l'hélium et de 50% pour l'air en introduisant le gaz à vitesse sonique ou supersonique dans une direction opposée à l'écoulement dans la canalisation.

Nous avons construit une cible gazeuse basée sur le même principe et que nous avons appelée cible à injection supersonique. La figure B-1(a) présente un schéma de cette cible à l'échelle. La figure B-1(b) présente un détail de l'injecteur supersonique grossi quatre fois. Celui-ci consiste en une tuyère divergente dont le col a un diamètre de 0.25 pouce. Cette tuyère est entourée d'un cône ajouré. Le gaz, dont la trajectoire est indiquée par une série de flèches pénètre dans la cible gazeuse par un espace

d'environ 0.01 pouce entre le cône et l'extérieur de la tuyère divergente. La figure B-2 présente les résultats de mesures prises avec l'azote avec la cible décrite en B-1, un tube de 0.5 pouce de longueur et un orifice, ces trois tuyères ayant un diamètre intérieur de 0.25 pouce. Cette figure nous permet de constater une augmentation de la détente $[p_o/p_1]$ d'environ 60% par rapport à un orifice et un tube de 0.5 pouce de longueur. Une telle amélioration n'est pas négligeable et pourrait s'avérer très utile dans le système de pompage différentiel. Cependant lorsque nous avons intégré cette cible dans le système de pompage différentiel nous n'avons constaté aucune amélioration dans le rapport $[p_o/p_2]$. Une étude plus approfondie de la forme du jet supersonique émergeant d'un tel injecteur serait nécessaire pour améliorer son rendement lorsqu'il est intégré dans un système de pompage différentiel optimal tel que décrit dans le deuxième chapitre de la première partie de cette thèse.

INJECTEUR SUPERSONIQUE

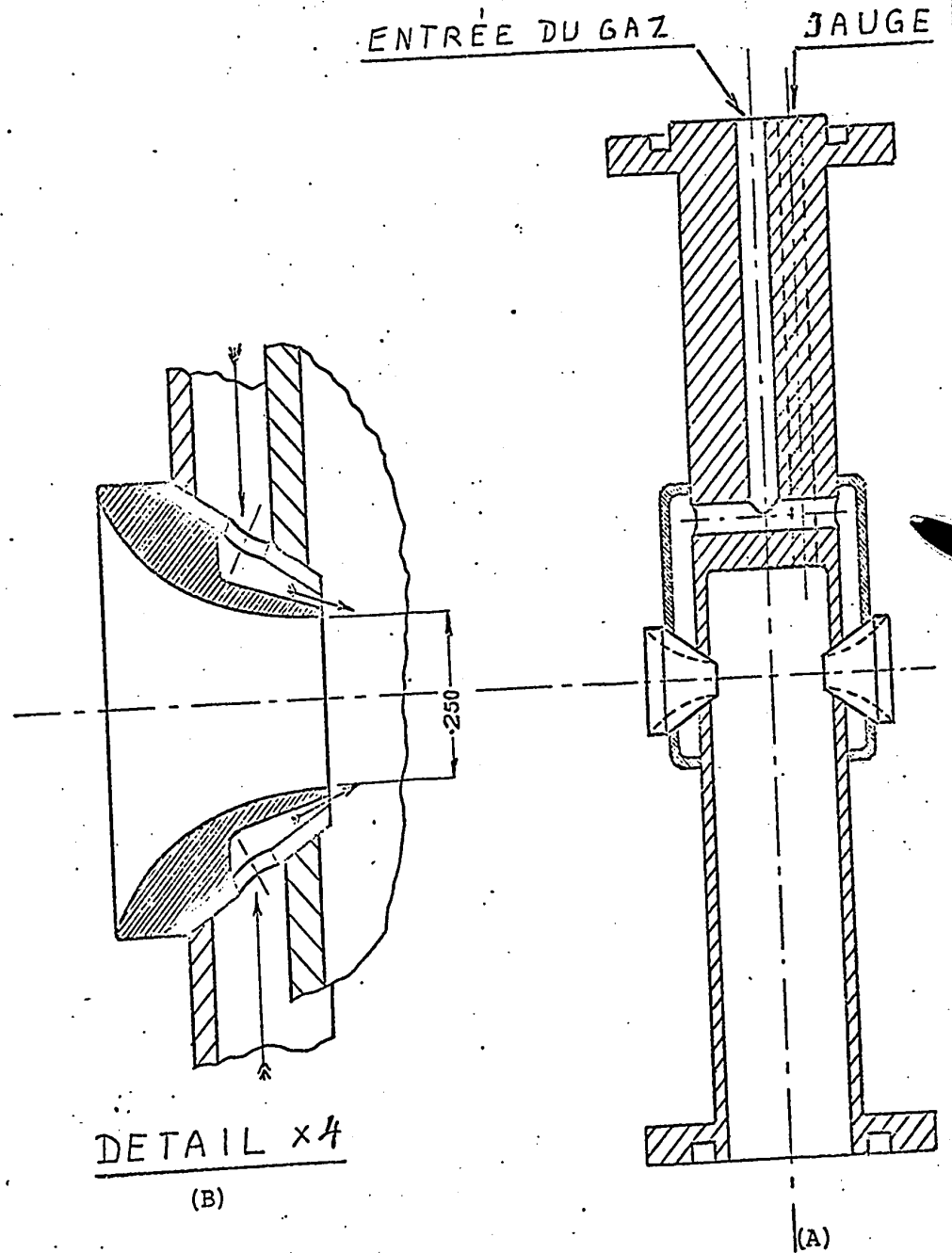


Figure B-1

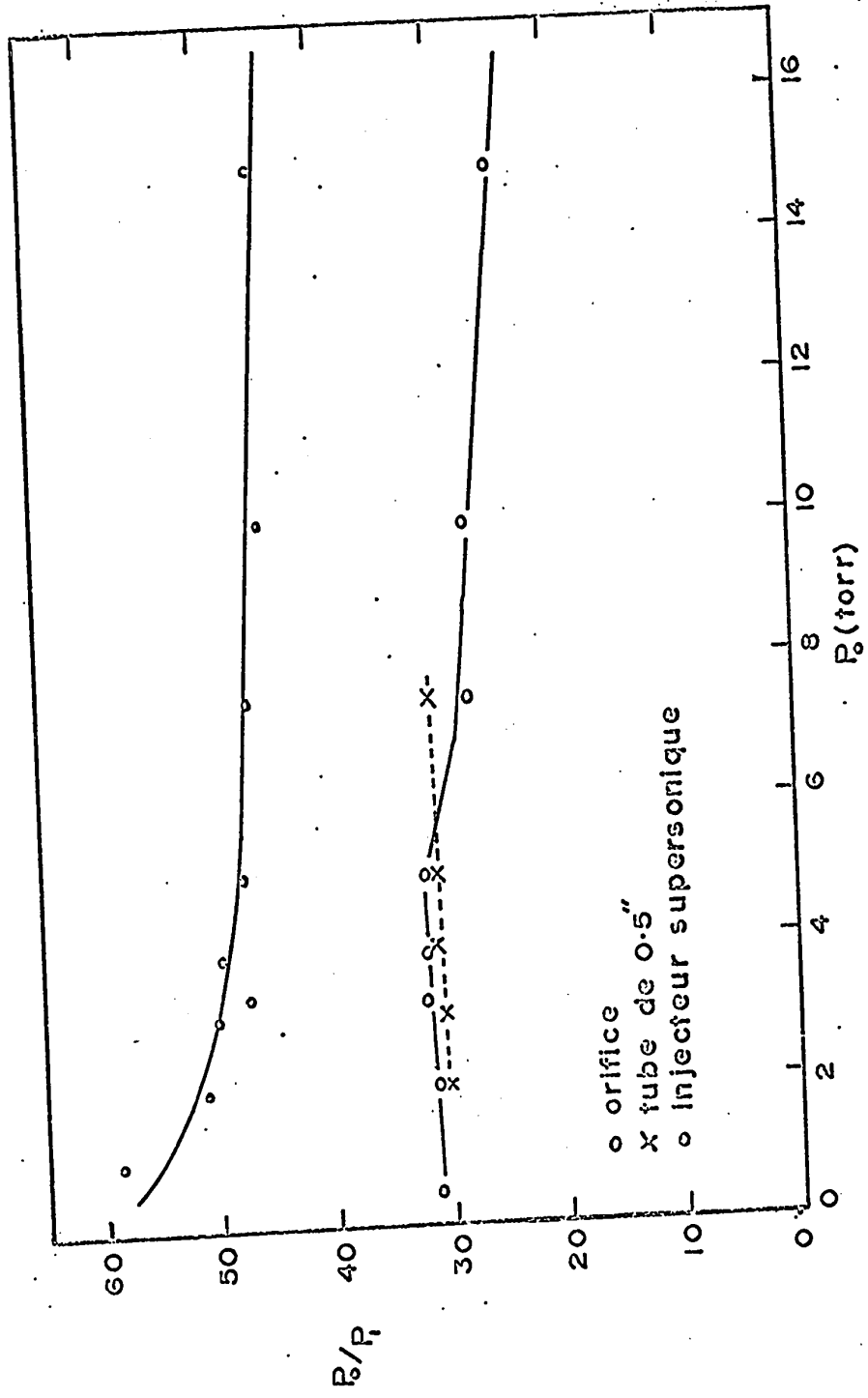


Figure B-2

APPENDICE C

ONDES DE CHOC

Dans cet appendice, nous ne considèrerons que les ondes de choc planes normales à l'écoulement, les conditions devant l'onde de choc étant désignées par le chiffre 1 et les conditions dans l'onde de choc par le chiffre 2.

Ainsi il est possible de déduire que (Co 61):

$$a) \quad M_2^2 = \frac{(\gamma - 1)M_1^2 + 2}{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)} \quad (C-1)$$

M_2 est donc toujours inférieur à 1 derrière une onde de choc.

$$b) \quad \rho_2/\rho_1 = \frac{(\gamma + 1)M_1^2}{(\gamma - 1)M_1^2 + 2} \quad (C-2)$$

Si $M_1 \rightarrow \infty$

$$\rho_2/\rho_1 \rightarrow 6 \quad \text{pour } \gamma = 1.4$$

$$\rho_2/\rho_1 \rightarrow 4 \quad \text{pour } \gamma = 1.66$$

$$\text{c) } P_2/P_1 = \frac{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \quad (\text{C-3})$$

$$\text{d) } T_2/T_1 = \frac{(\gamma - 1) M_1^2 + 2}{(\gamma - 1) M_2^2 + 2} \quad (\text{C-4})$$

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

- Ar 61 Arnell, S.E.
Nucl. Phys. 24 (1961), 500-504.
- Ar 64 Arnell, S.E. et Persson, P.O.
Archiv fur Physik 27 (1964), 41.
- As 66 Ashkenas, H.A. et Sherman, F.S.
"The Structure and Utilization of Supersonic Free
Jets in Low Density Wind Tunnels". dans Rarefied
Gas Dynamics, Vol. 2, édité par J.H. de Lew, Acad-
mic Press Inc., New York, 1966.
- Ba 64 Baca, A.M. et Lopez A., G.
Rev. Mexicana Fis. 13 No. 3 (1964), 135-6.
- Bi 61 Bier, K. et Schmidt, B.
Z. Angew. Phys. (1961) 13, 493.
- B1 64 Bloch, R. et al.
Helv. Phys. Acta 37 (1964), 722.
- B1 67 Bloch, R., Pixley, R.E., Winkler, H.
Helv. Phys. Acta 40 (1967), 832.
- Bo 64 Bondelid, R.O., Butler, J.W.
Nucl. Phys. 53 (1964), 618.
- Br 48 Bröstrom, K.J. et al.
Nature 162 (1948), 695(L).
- Bz 67 Bizzetti, P.G. et al.
Z. Phys. 201 (1967), 295-300.

- Cl 65 Cleland, M.R. et Farrell, P.
IEE Trans. on Nucl. Sci. NS-12 (1965), 227.
- Co 61 Comolet, R.
Mécanique expérimentale des fluides, tome I.
Masson et Cie, éditeurs, 1961 (Paris).
- Co 63 Cohen-Ganouana, J., Lambert, M., Schmouker, J.
Nucl. Phys. 40 (1963), 82-92.
- En 67 Endt, P.M. et Van der Leun, C.
"Energy Levels of Light Nuclei (IV)
Nucl. Phys. A105 (1967), 1-488.
- En 68 Enge, Moore, et Kelly
Bull. Amer. Phys. Soc. 3 (1958), 210
- Ew 64 Ewan, G.T. et Tavendale, A.J.
Can. J. Phys. 42 (1964), 2286.
- Fr 36 Frössel, W.
Forschung Bd. 7 (1936), 75.
- Gl 62 Gladyshev, V.A., Katsaurov, L.N. et Kuznetsov,
A.N.
Instr. and Exptal Techn. (USA) (1962) No. 1, p.15.
- Go 66 Gobert, G., Mani, G.S. et Sadeghi, A.
Nucl. Instr. and Methods.
42 (1966), 250-257.
- Gr 66 Gremet, J.P. et al.
Rev. Phys. Appl. (France) Vol.1, No. 4, 267-
272 (Dec. 1966).

- Ha 61 Habalian, M.H. et Steinherz, H.A.
1961 Vacuum Symposium Transactions.
Pergamon Press, London, 1962.
- Hi 66 Hincks, E.P.
Communication privée.
- Ho 66 Hollander, J.M.
Nucl. Instr. and Methods 43 (1966), 65-109.
- Ja 53 Jackson, H.L. et al.
Phys. Rev. 89 (1953), 365.
- Ko 63 Kohno, I.
J. Phys. Soc. Japan 12 (1963), 1709.
- Ld 67 Lidsky, L.M. et Colombat, D.
IEE Trans. on Nucl. Sci. (1967) p. 945.
- Li 65 Litherland, A.E.
"Radiative Transitions Following Nuclear
Reactions" dans Nuclear Structure and Electro-
magnetic Interactions édité par N. MacDonald,
Plenum Press, New York 1965.
- Lo 67 Lord, R.G., Hurlbut, F.C. et Willis, D.R.
"Nearly Free Molecule Flow through a Circular
Orifice at High Pressure Ratios" dans Rarefied
Gas Dynamics, 5th Symposium, vol. 2. édité par
C.L. Brundin , Academic Press Inc. New York,
1967.

- Ma 64 Mark, H.
Nucl. Instr. and Methods 28 (1964), 131.
- Ma 66 Marrone, P.V.
"Rotational Temperature and Density
Measurements in Underexpanded Jets and
Shock Waves using an Electron Beam Probe".
University of Toronto Institute of Aerospace
Studies, Report No. 113, April 1966.
- Mc 66 McMichael, G.E. et French, J.B.
Phys. of Fluids 9 (1966), 1419.
- Mc 66a McCallum, G.J. et Sowerby, B.D.
Nucl. Instr. and Methods 47 (1967), 45.
- Mi 62 Miller-Jones, C. et al.
Nucl. Phys. 37 (1962), 1-22.
- Mp 66 Maples, C., Goth, G.W., Cerny, J.
Nuclear Data (section A) 2 (No. 5,6) (1966),
429.
- Ok 64 O'Keefe, D.R.
"Initial Performance Study of the UTIAS High
Energy Molecular Beam Facility"
University of Toronto Institute for Aerospace
Studies (UTIAS) Report No. 75 (août, 1964).
- Ro 65 Roos, M. et al.
Rev. Sci. Instr. 36 (1965), 544-546.

- Ro 66 Rothe, D.E.
"Electron Beam Studies of the Diffusive
Separation of Helium-Argon Mixtures in
Free Jets and Shock Waves".
University of Toronto Institute for Aerospace
Studies (UTIAS) Report No. 114 (July, 1966).
- Sc 52 Schardt, A., Fowler, W.A. et Lauritsen, C.C.
Phys. Rev. 86 (1952), 527
- Sc 62 Schumacher, B.W.
"The Designing of Dynamic Pressure Stages
for High-Pressure/High-Vacuum Systems"
Ontario Research Foundation Physics Research
Report No.5806*, 3rd edition, July 1962.
- Sm 67 Smetana, F.O., Sherrill, W.A., et Schort,
Jr., D.R.
"Measurements of the Discharge characteristics
of Sharp-Edged and Round-Edged Orifices in
the Transition Regime" dans Rarefied Gas Dy-
namics, 5th Symposium, Vol. 2. p. 1243-1256,
édité par C.L. Brundin, Academic Press Inc.,
New York, 1967.
- Sr 63 Sreekanth, A.K.
"Some Experiments on the Flow of a Rarefied
Gas Through a Circular Orifice".

Boeing Scientific Research Laboratories
Technical Report No. 86 (Dec. 1963).

St 65 Van Steinbergen, A.

IEE Trans. Nucl. Sci. NS-12 (1965), 746.

St 67 Staub, H.H.

"Q Values Determined from Resonance Reactions
and the Effects of the Atomic Electrons".

dans Proceedings of the Third Conference
on Atomic Masses, édité par R.C. Barber, Uni-
versity of Manitoba Press, 1967.

Va 60 Val'ter, A.K. et al.

Izvest. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. 24, 891
(1960). Traduit en anglais dans Academy of
Sciences of the USSR, N.Y. Bulletin, Physics
Series 24, 892 (1960).

Va 62 Val'ter, A.K. et al.

Izvest. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. 26, 1137
(1962). Traduit en anglais dans Academy of
Sciences of the USSR, N.Y. Bulletin, Physics
Series 26, 1149 (1962).

Va 65 Van Atta, C.M.

Vacuum Science and Engineering, McGraw-Hill
Book Company, 1965.

Wi 64 Winkler, H.

Rev. Sci. Instr. 35 (1964), 1599.

Ya 67 Yarwood, J.

High Vacuum Technique , d'été par L. Holland

F. Inst. P., Chapman and Hall Ltd, London, 1967.