



**HAL**  
open science

# Étude de la réaction $p + 11\text{B} = 3\alpha$ à $E_p = 1,4$ MeV par la méthode des coïncidences

J.P. Laugier, M. Cadeau, G. Mouilhayrat, L. Marquez

► **To cite this version:**

J.P. Laugier, M. Cadeau, G. Mouilhayrat, L. Marquez. Étude de la réaction  $p + 11\text{B} = 3\alpha$  à  $E_p = 1,4$  MeV par la méthode des coïncidences. Journal de Physique, 1968, 29 (10), pp.829-838. 10.1051/jphys:019680029010082900 . jpa-00206721

**HAL Id: jpa-00206721**

**<https://hal.science/jpa-00206721>**

Submitted on 4 Feb 2008

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

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

## ÉTUDE DE LA RÉACTION $p + {}^{11}\text{B} = 3\alpha$ à $E_p = 1,4$ MeV PAR LA MÉTHODE DES COÏNCIDENCES

Par J. P. LAUGIER, M. CADEAU, G. MOUILHAYRAT,

Centre d'Études de Bruyères-le-Châtel,

et L. MARQUEZ,

Laboratoire de Physique Nucléaire de la Faculté des Sciences de l'Université de Bordeaux.

(Reçu le 9 mai 1968.)

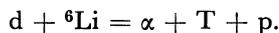
**Résumé.** — Nous avons tracé par la méthode des coïncidences plusieurs spectres continus provenant de la réaction séquentielle  $p + {}^{11}\text{B} = {}^{12}\text{C}^* = \alpha + {}^8\text{Be}^*$ ;  ${}^8\text{Be}^* = \alpha + \alpha$  à 1,4 MeV. Nous pouvons expliquer quantitativement ces spectres avec une largeur constante pour le  ${}^8\text{Be}^*$  si nous introduisons un terme d'interférence. Les événements pour lesquels une particule  $\alpha$  a une énergie nulle sont interdits.

**Abstract.** — We have measured several coincidence spectra coming from the sequential reaction  $p + {}^{11}\text{B} = {}^{12}\text{C}^* = \alpha + {}^8\text{Be}^*$ ;  ${}^8\text{Be}^* = \alpha + \alpha$  at 1.4 MeV. We can explain these spectra quantitatively with a constant width of  ${}^8\text{Be}^*$  if we introduce an interference term. The events in which an  $\alpha$ -particle has zero energy are forbidden.

**I. Introduction.** — L'étude des réactions nucléaires du type  $A + a = b + c + d$  avec trois corps dans la voie de sortie a donné lieu à de très nombreuses recherches.

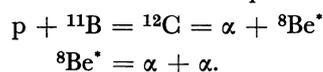
La distribution des quantités de mouvement dans la voie de sortie dépend de l'intensité des interactions entre les trois fragments :

a) En l'absence d'interaction entre les fragments, cette distribution est supposée statistique, les trois particules b, c, d étant émises simultanément. Uhlenbeck et Goudsmit [1] ont calculé les sections efficaces dans ce cas. Les réactions sans interaction dans la voie de sortie sont très rares, en raison de l'intensité des forces nucléaires. Un exemple en est donné par la réaction [2] :



b) S'il y a interaction dans la voie de sortie, plusieurs cas peuvent se présenter :

$\alpha$ ) Réaction avec formation d'un état virtuel intermédiaire réunissant deux des particules b, c, d. C'est le cas de la réaction séquentielle en deux étapes :



$\beta$ ) Réaction avec interaction des états finals. — Les trois particules sont émises simultanément. Mais la distribution statistique des quantités de mouvement est

perturbée par une interaction entre les particules émises. La réaction :  $n + d = p + n + n$  appartient à ce type.

$\gamma$ ) Réaction avec formation de molécules nucléaires. — Ce phénomène observé par Marquez [2] avec le lithium 6 dans les réactions  ${}^6\text{Li} + {}^6\text{Li}$  et  ${}^6\text{Li} + \text{T}$  par exemple s'apparente aux deux précédents : la molécule rassemblant les trois fragments b, c, d constitue un état virtuel de vie brève; quand cette molécule éclate, les trois fragments sont émis simultanément mais avec des quantités de mouvement dont la distribution n'est pas statistique, l'ensemble gardant une certaine mémoire de la configuration de la molécule.

D'une manière générale, l'étude des réactions où apparaissent trois corps dans la voie de sortie renseigne sur certaines structures et également sur des mécanismes particuliers d'interaction entre plusieurs corps. Elle pourrait aussi éventuellement permettre de mettre en évidence l'existence de forces à trois ou plus de trois corps.

Dans le cas d'un état final à trois particules pour déterminer de façon unique la cinématique de la réaction, il faut connaître l'identité de chaque particule et neuf paramètres qui représentent les composantes des impulsions. Les lois de conservation font qu'il y a seulement cinq paramètres indépendants. On suppose que les masses des particules et la cha

leur  $Q$  de la réaction sont bien connues. S'il y a des particules identiques, l'identification de toutes les particules n'est plus nécessaire et le système est symétrique par rapport à l'échange des particules identiques.

L'étude de ces réactions a connu un regain d'intérêt avec les développements techniques récents des procédés d'enregistrement multiparamétrique et de l'électronique rapide. La méthode des coïncidences, en particulier, permet d'éliminer toutes les réactions parasites et de séparer, quand c'est nécessaire, les différentes voies de sorties possibles.

Dans une méthode de coïncidences avec identification des particules détectées, on enregistre les énergies de deux des particules dans deux directions données; la réaction est donc surdéterminée (six paramètres connus), mais cela est très utile et permet de vérifier que les événements se placent sur une courbe cinématique correcte.

L'équation de cette courbe cinématique est obtenue en exprimant les lois de conservation de l'énergie et des quantités de mouvement sous la forme d'une relation entre les énergies de deux particules détectées et les angles d'observation.

En posant :

$$m_i = \text{masse de la particule } i \ (i = 1 \text{ à } 3)$$

SYSTÈME DU CENTRE DE MASSE	SYSTÈME DU LABORATOIRE	
$\varepsilon_i$	$E_i$	énergie cinétique de la particule $i$
$\varepsilon$	$E$	énergie totale des particules sortantes
$\varepsilon_0$	$E_0$	somme des énergies incidentes
$\theta_i$	$\psi_i$	angle polaire de la direction de la particule $i$
$\theta_{ij}$	$\psi_{ij}$	angle entre les directions des particules $i$ et $j$

cette relation peut s'écrire [3] :

— dans le système du centre de masse :

$$(m_1 + m_3) \varepsilon_1 + (m_2 + m_3) \varepsilon_2 + 2 \sqrt{m_1 m_2 \varepsilon_1 \varepsilon_2} \cos \theta_{12} - m_3 \varepsilon = 0$$

c'est l'équation d'une ellipse dans le plan  $(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$ ;

— dans le système du laboratoire :

$$(m_1 + m_3) E_1 + (m_2 + m_3) E_2 + 2 \sqrt{m_1 m_2 E_1 E_2} \cos \psi_{12} - 2 \sqrt{m_0 m_1 E_0 E_1} \cos \psi_1 - 2 \sqrt{m_0 m_2 E_0 E_2} \cos \psi_2 + m_0 E_0 - m_3 E = 0$$

c'est l'équation d'une courbe du 4<sup>e</sup> degré dans le plan  $(E_1, E_2)$ .

D'autre part, si on traduit le fait que la réaction nucléaire étudiée est séquentielle avec passage par un état intermédiaire on obtient des relations supplémentaires qui permettent de placer les niveaux d'excitation du noyau intermédiaire sur les courbes cinématiques. On obtient ainsi un diagramme de Dalitz orthogonal.

Dans le système du centre de masse, les niveaux seront représentés par trois droites d'équations  $\varepsilon_1 = k$ ;  $\varepsilon_2 = k'$ ;  $\varepsilon_1 + \varepsilon_2 = k''$ ;  $k, k', k''$  étant des constantes dépendant uniquement du niveau d'excitation donné du noyau intermédiaire.

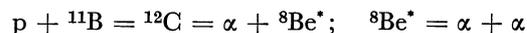
Dans le système du laboratoire, on obtient :

$$E_1 = K; \quad E_2 = K'; \quad E_1 + E_2 = K''$$

$K, K', K''$  étant des constantes dépendant du niveau d'excitation donné du noyau intermédiaire mais fonction également des angles d'observation.

On peut noter qu'il est plus facile de raisonner dans le cadre d'un diagramme de Dalitz tracé dans le système du centre de masse. Nous appellerons périphérie du diagramme de Dalitz dans le système du centre de masse l'ellipse obtenue pour  $\theta_{12} = \pi$ .

La réaction :



a été étudiée récemment de façon très complète par l'équipe de G. C. Phillips en utilisant une méthode de coïncidences [4].

Phillips a mis en évidence des faits importants :

1. Il trouve que la réaction est toujours séquentielle avec passage par l'état fondamental ou le premier état excité de  ${}^8\text{Be}$ .

2. Pour une énergie incidente de protons de 2 MeV et pour des couples d'angles d'observation qui correspondent à une zone du diagramme de Dalitz où les lignes associées au premier état excité de  ${}^8\text{Be}$  se croisent, Phillips observe un renforcement d'intensité dans les spectres. Pour Phillips, ce fait montre l'existence d'un phénomène d'interférences constructives. L'énergie incidente correspond à une résonance dans  ${}^{12}\text{C}$  à 17,77 MeV d'énergie d'excitation. Cette résonance a un spin et une parité  $0^+$ .

3. Pour une énergie incidente de protons de 2,65 MeV en se plaçant au contraire dans une zone située sur la périphérie du diagramme de Dalitz, Phillips observe un affaiblissement d'intensité dans les spectres. Pour Phillips, ce fait montre l'existence d'un phénomène d'interférences destructives. L'énergie incidente correspond à une résonance dans  ${}^{12}\text{C}$  à 18,40 MeV d'énergie d'excitation. Cette résonance a un spin et une parité  $3^-$ .

Dans un cas comme dans l'autre, ces interférences peuvent être dues d'après Phillips soit au fait que les particules  $\alpha$  sont identiques, soit à l'ordre d'émission de ces particules.

Nous avons repris [3] l'étude de cette réaction pour une énergie incidente de protons de 7,18 MeV qui correspond à une résonance à 22,54 MeV dans  ${}^{12}\text{C}$ ,

cette résonance a un spin et une parité  $1^-$ . Ce premier travail a permis de dégager deux conclusions importantes :

a) Le formalisme développé dans la référence [3] fournit une méthode quantitative de traitement des spectres de coïncidences; et les calculs ainsi conduits se sont trouvés en bon accord avec 65 spectres expérimentaux;

b) Nous avons mis en évidence dans certaines conditions d'observation un dépeuplement du diagramme de Dalitz. Ce dépeuplement se produit lorsqu'on est sur la périphérie du diagramme dans la région où deux des particules  $\alpha$  ont des énergies égales, la troisième ayant une énergie nulle. Il peut s'interpréter par un effet de moment angulaire : si l'état du noyau composé de  ${}^{12}\text{C}$  a un spin impair ou une parité négative, les transitions sont interdites dans la région du diagramme de Dalitz où :

$$\theta_{12} = \pi; \quad \varepsilon_1 \simeq \varepsilon_2; \quad \varepsilon_3 \simeq 0.$$

Par contre, nous n'avons pas du tout observé d'effets d'interférences puisque nous ne nous trouvions pas dans une zone du diagramme de Dalitz où les lignes correspondant au premier niveau excité de  ${}^8\text{Be}$  se croisent.

Ballini [5] a refait des mesures pour une énergie incidente de protons de 2,65 MeV; il a trouvé également un dépeuplement du diagramme de Dalitz sur la périphérie quand  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2, \varepsilon_3 = 0$ , ce dépeuplement s'interprétant par un effet de moment angulaire (spin et parité) du composé  ${}^{12}\text{C}$ .

Compte tenu de l'ensemble de ces résultats, nous avons étudié la réaction  $p + {}^{11}\text{B}$  à une énergie incidente de protons de 1,4 MeV qui correspond à la résonance à 17,23 MeV dans  ${}^{12}\text{C}$ ; cette résonance a un spin  $1^-$ . Nous avons choisi des conditions cinématiques telles que l'on puisse observer un dépeuplement du diagramme de Dalitz sur la périphérie quand deux énergies sont égales et, s'ils sont importants, des effets d'interférences dans la zone où les lignes correspondant au premier niveau excité de  ${}^8\text{Be}$  se croisent à l'intérieur du diagramme de Dalitz.

**II. Dispositif expérimental.** — L'étude de cette réaction a été faite avec l'accélérateur Van de Graaff 2 MeV du Centre de Bruyères-le-Châtel. Nous avons utilisé des cibles de bore naturel déposé sur carbone. Nous disposons de trois jonctions Radiotechnique de 50 mm<sup>2</sup> de surface; des diaphragmes de 6 mm de diamètre, placés devant chacune d'elles, définissent une ouverture utile de 2° 41'. Une des jonctions que nous appellerons jonction fixe (puisqu'elle n'a pas varié au cours de nos expériences), et que nous noterons jonction 0, est disposée sur un bras placé dans une direction faisant un angle de 90° par rapport à la direction du faisceau incident. Les deux autres jonctions, que nous appellerons jonctions mobiles (puisqu'elles sont placées dans des directions différentes

suivant les expériences) et que nous noterons jonctions 1 et 2, sont disposées sur un autre bras mobile dont la rotation est indépendante de celle du premier; la distance angulaire entre ces jonctions est fixe; elle est de 15°. Ces deux bras portant les jonctions sont en contact thermique avec une couronne circulaire remplie d'azote liquide, ce qui permet de maintenir les jonctions à une température de -50 °C. Le refroidissement des jonctions a réduit leur bruit de fond et la résolution a été de ce fait améliorée. La figure 1 montre le schéma de principe de la chambre à cibles

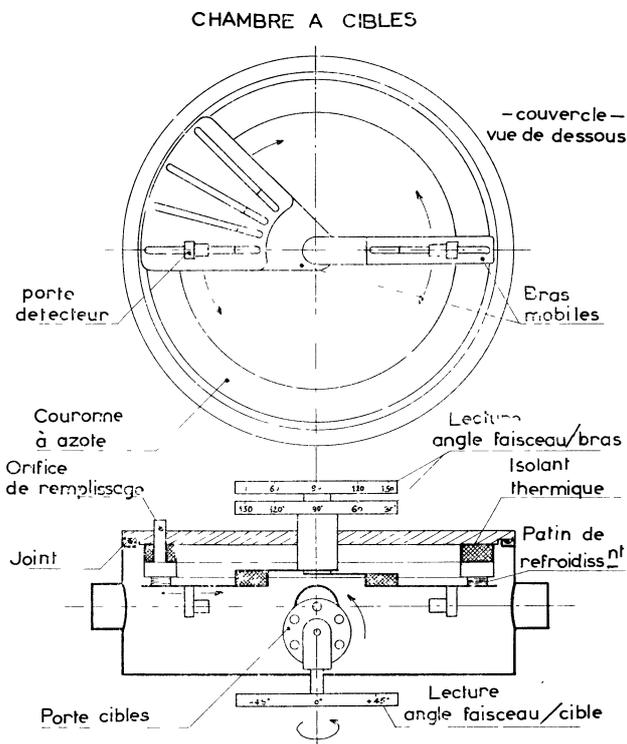


FIG. 1. — Schéma de la chambre à cibles utilisée.

utilisée. Les jonctions mobiles 1 et 2 ont été placées successivement à des couples d'angles 80°-95°, 85°-100°, 90°-105°, 110°-125°, 115°-130°, 120°-135°.

Nous avons cherché à enregistrer à la fois deux spectres de coïncidences, car l'enregistrement d'un spectre de coïncidences est très long si l'on veut avoir une statistique suffisante. D'autre part, les événements qui sont en coïncidence correspondent à deux particules détectées, l'une sur la voie fixe (voie 0), l'autre sur la voie mobile (voie 1 ou voie 2); ces particules ont des énergies différentes. On est donc amené à faire des coïncidences entre des impulsions dont les amplitudes peuvent être très différentes et les circuits électroniques vont introduire un décalage en temps qui dépend de cette différence d'amplitude. Ce décalage en temps s'ajoute au temps de vol des particules détectées dans la chambre à réaction.

Il est souvent délicat de régler les circuits de coïncidences en étant sûr de ne perdre aucun événement sur l'une ou l'autre voie; pour cette raison, nous avons employé la technique du spectre de temps, qui consiste à enregistrer l'histoire en temps de tous les événements qui se sont produits dans une zone  $E_0 \pm \Delta E_0$ ,  $E_1 \pm \Delta E_1$  (ou  $E_2 \pm \Delta E_2$ ) du plan des énergies. Si nous découpons chaque énergie en 256 canaux, par exemple, nous aurons  $(256 \times 256)$  spectres de temps, chaque spectre de temps étant découpé lui aussi en canaux (64 canaux par exemple). On choisit au départ une bande de coïncidences large (100 ns au lieu de 20 à 30 ns) qu'il est facile de régler, et ensuite on réduit cette bande de coïncidences à la zone strictement utile, cette zone utile de coïncidences pouvant être déplacée suivant la région étudiée dans le plan des énergies.

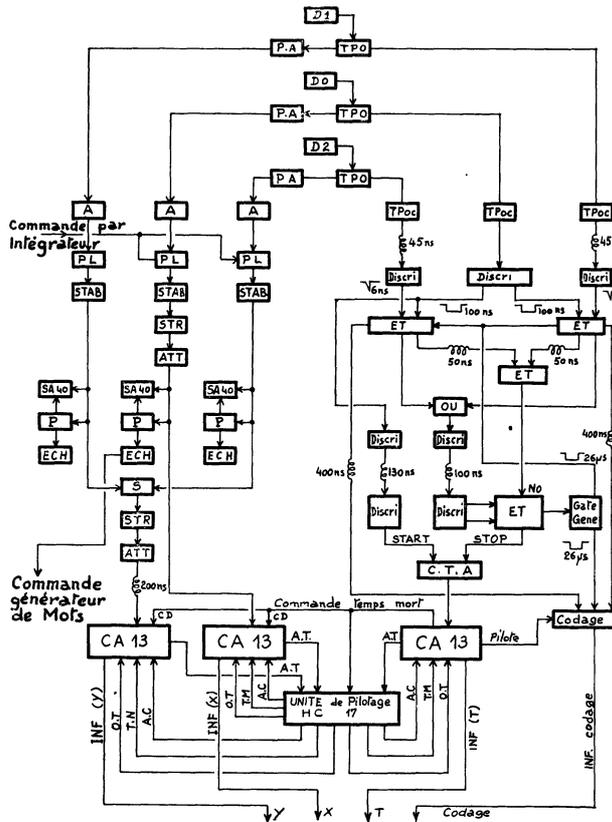


FIG. 2. — Schéma du circuit électronique utilisé :  $D_i$  ( $i = 0, 1, 2$ ), Détecteurs; P.A., Préamplificateur; T.P.O., Time pick off (prise de temps); T.P.O.C., Time pick off control; Discr, Discriminateur de forme; Gate Gene, Gate generator; A, Amplificateur; P.L., Porte linéaire; STAB, Stabilisateur de pic; STR, Strecher (allongeur); SA 40, Sélecteur d'amplitude (SA 40 Intertechnique); ATT, Atténuateur; P, Porte; ECH, Échelle; S, Circuit Somme; C.T.A., Convertisseur temps amplitude; CA 13, Convertisseur d'analogique en digital (CA 13 Intertechnique); INF, Information; O.T., Ordre de transfert; T.M., Temps mort; A.C., Annulation de codage; A.T., Autorisation de transfert; C.D., Coïncidence directe.

Cette technique du spectre de temps nécessite un enregistrement sur bande magnétique.

Dans notre cas, pour chaque événement de coïncidences, nous avons enregistré quatre paramètres :

- l'énergie de la particule détectée sur la voie 0,
- l'énergie de la particule détectée sur la voie 1 (ou 2),
- le numéro de la jonction mobile 1 (ou 2) qui a détecté une particule en coïncidence avec la particule de la voie 0,
- l'instant de détection de la particule sur la voie 1 (ou 2), le temps  $t = 0$  étant celui où l'on a détecté la particule sur la voie 0.

Les chaînes électroniques associées à chaque jonction comportent quatre parties distinctes : les voies linéaires, les voies rapides, la partie formation du mot (ensemble des quatre paramètres associés à chaque événement de coïncidences), la partie enregistrement du mot. Ces circuits (fig. 2) sont décrits par ailleurs [6], ainsi que l'enregistrement et le traitement des informations (fig. 3 et 4).

Le calculateur CAE 510 a été utilisé pour l'acqui-

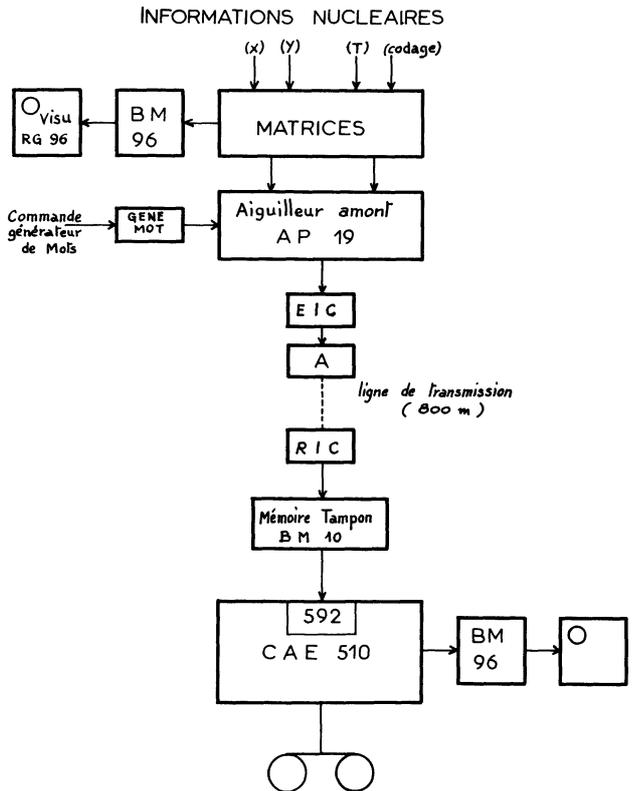


FIG. 3. — Schéma du circuit électronique utilisé (suite), connexion avec le calculateur : Visu RG 96, Unité de visualisation (RG 96 Intertechnique); B.M. 96, Bloc mémoire Intertechnique 4 096 canaux; E.I.C., Émetteur d'informations codées; A, Ampli; R.I.C., Récepteur d'informations codées; CAE 510, Calculateur; 592, Unité de liaison CAE 592.

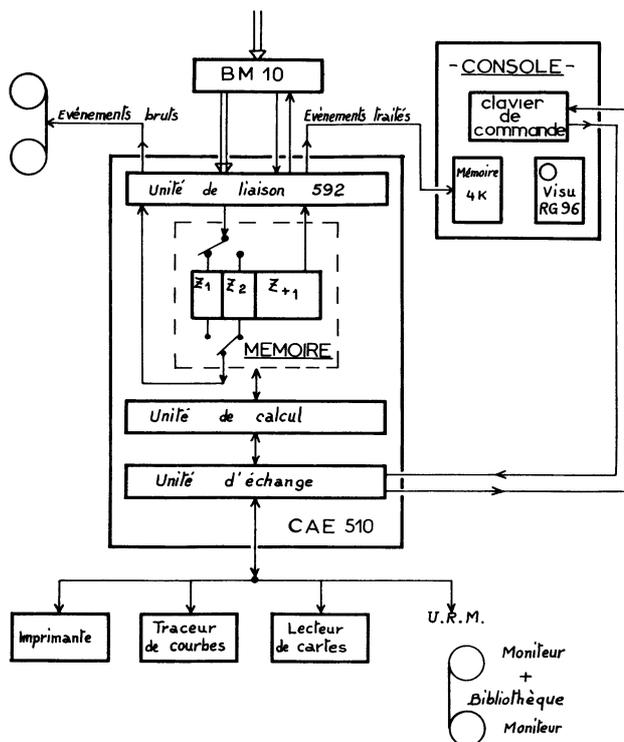


FIG. 4. — Principe d'utilisation du calculateur CAE 510 en ligne : BM 10, Mémoire tampon Intertechnique BM 10 ;  $Z_1, Z_2$ , Zones d'acquisition ;  $Z_1$ , Zone de constitution des spectres ; Mémoire 4 K, Mémoire de 4 096 mots ; U.R.M., Unité de ruban magnétique.

sition, le traitement en temps réel et l'enregistrement sur bande magnétique des informations numériques.

Les informations issues des différents codeurs effectuent un premier transit dans une pré-mémoire extérieure au calculateur. Cette pré-mémoire (BM 10 Intertechnique) joue le rôle de tampon entre les organes de codage et les mémoires de stockage (calculateur, unité de bande magnétique). L'extraction des informations (avec destruction) est commandée par l'unité de liaison CAE 592. Le traitement temps réel est découpé en six sous-programmes élémentaires ayant les fonctions suivantes :

- enregistrement des blocs d'information bruts sur bande magnétique,
- comptage sur indicateur lumineux du nombre d'informations reçues,
- contrôle de la transmission par un générateur de mots-test,
- constitution des différents spectres (spectres en énergie, spectre temps),
- visualisation des différents spectres de temps,
- visualisation des différents spectres en énergie ( $E_0, E_1$  et  $E_0, E_2$ ).

On utilise les temps morts de l'expérience pour effectuer des traitements en temps différé. Les pro-

grammes employés permettent les opérations suivantes :

- l'impression en format  $64 \times 32$  des spectres en énergie  $E_0, E_1$  et  $E_0, E_2$ ,
- le tracé des spectres monoparamétriques de temps,
- le tracé superposé des spectres expérimentaux  $E_0, E_1$  (ou  $E_2$ ) et de la courbe cinématique, rendant compte du phénomène étudié,
- la projection sur les axes  $E_0$  et  $E_1$  (ou  $E_2$ ) des spectres  $E_0, E_1$  (ou  $E_0, E_2$ ).

Tous ces programmes ont pour but de suivre l'expérience en cours, d'intervenir en cas de fonctionnement défectueux d'un organe quelconque (dérive de l'électronique, transmission des informations, absence du digit de marquage des voies, etc.) et surtout d'avoir des renseignements immédiats sur le phénomène physique étudié (choix des directions d'observation).

L'expérience une fois terminée, on utilise l'enregistrement sur bande magnétique pour faire un dépouillement complet.

L'enregistrement est relu une première fois pour constituer les différents spectres de temps (64 ou 128 spectres de temps de 64 canaux chacun) et définir ainsi pour chaque zone d'énergie  $E_0, E_1$  (ou  $E_2$ ) la zone utile de coïncidences. En pratique, on a choisi des fenêtres de 6 ns de part et d'autre des pics de temps. On relit ensuite l'enregistrement, en ne prenant uniquement que les informations dont le paramètre temps est situé dans la zone utile de coïncidences. On obtient ainsi des spectres de coïncidences biparamétriques  $E_0, E_1$  et  $E_0, E_2$  en format  $64 \times 64$  (ou  $128 \times 128$  ou  $256 \times 256$  au choix). De ces spectres on déduit les projections sur les axes  $E_0$  et  $E_1$  (ou sur les axes  $E_0$  et  $E_2$ ). L'interprétation théorique des résultats se fait à partir des spectres projetés. Un programme écrit en Fortran IV permet de calculer les spectres théoriques et de les comparer aux spectres expérimentaux correspondants. La recherche du  $\chi^2$  minimal permet de trouver le meilleur accord entre spectres théoriques et spectres expérimentaux.

III. Les résultats. — Nous avons d'abord analysé les 24 spectres enregistrés. Ces spectres sont obtenus par projection sur l'axe des énergies : 12 pour la jonction fixe, 12 pour la jonction mobile 1 (ou 2).

Cette analyse a été faite en utilisant le formalisme que nous avons développé précédemment [3]. Nous avons pris une fonction densité  $D$  de la forme :

$$D = \sum_{i=1}^3 \frac{1}{(a_i^2 + g^2)}$$

avec :

$$a_i = (QI + \varepsilon - EN) - 1,5\varepsilon_i; \quad g = \frac{1}{2} \Gamma$$

en utilisant les valeurs données par Lauritsen et Ajenberg-Selove [7] :

$$EN = 2,895 \text{ MeV} \quad \text{et} \quad \Gamma = 1,45 \text{ MeV}.$$

La fonction densité utilisée dans ce cas est la plus simple possible. La symétrie des trois particules  $\alpha$  impose que cette fonction soit symétrique par rapport à l'échange de deux particules quelconques. C'est pourquoi la fonction densité utilisée est la somme de trois termes de résonance du type Breit et Wigner; c'est la plus simple possible compatible avec les conditions de symétrie énoncées précédemment.

Il nous a été impossible de reproduire correctement les spectres expérimentaux en laissant la valeur de  $\Gamma$  constante. Par contre, on obtient un bon accord avec les spectres expérimentaux en prenant  $\Gamma$  comme paramètre.

Nous avons calculé les courbes cinématiques correspondant à une énergie incidente de protons de 1,4 MeV, pour une direction fixe  $\theta_f = 90^\circ$  et différentes directions mobiles  $\theta_m$ . Nous avons aussi calculé pour ces courbes les positions du premier niveau excité de  $^8\text{Be}$ . Les résultats sont représentés sur la figure 5. On voit que ces positions se croisent pour un angle  $\theta_m = 102^\circ$ .

Si nous traçons les courbes représentatives des variations de  $\Gamma$  en fonction de l'angle d'observation, nous constaterons que ces courbes présentent une variation

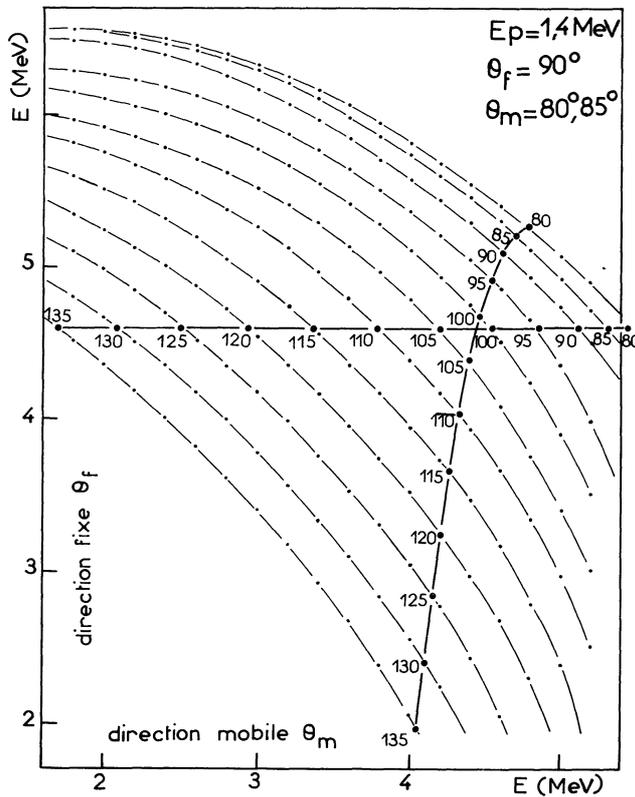


FIG. 5. — Cinématique dans le système du laboratoire de la réaction  $p + {}^{11}\text{B} = 3\alpha$ . Les courbes en traits minces sont les courbes cinématiques; les courbes en traits renforcés indiquent les positions du premier état excité de  $^8\text{Be}$ .

continue (on a deux courbes similaires soit en prenant les projections sur la jonction fixe, soit en prenant les projections sur la fonction mobile 1 ou 2). Ces courbes sont représentées sur la figure 6.

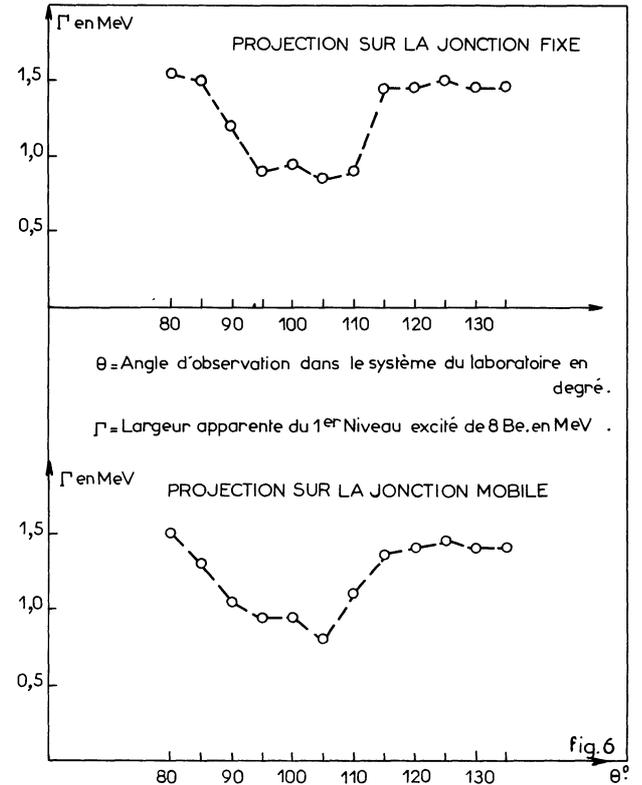


FIG. 6. — Valeurs de la largeur apparente du premier état excité de  $^8\text{Be}$  en fonction de l'angle d'observation dans le système du laboratoire quand on ne tient pas compte du terme d'interférence. Les valeurs indiquées sont celles qui donnent un bon accord avec le spectre expérimental.

Tant que l'on se trouve loin de la région du diagramme de Dalitz où les lignes correspondant au premier niveau excité de  $^8\text{Be}$  se croisent, la valeur de  $\Gamma$  est de l'ordre de 1,45 MeV. C'est le cas pour les angles d'observation  $80^\circ$ ,  $85^\circ$ , puis  $115^\circ$ ,  $120^\circ$ ,  $125^\circ$ ,  $130^\circ$ . Au contraire, au fur et à mesure que l'on se rapproche du point d'intersection des lignes correspondant au premier niveau excité de  $^8\text{Be}$ , la valeur de  $\Gamma$  décroît jusqu'à la valeur de 900 keV. C'est le cas des angles d'observation  $90^\circ$ ,  $95^\circ$ ,  $100^\circ$ . Puis la valeur de  $\Gamma$  croît à nouveau, c'est le cas des angles d'observation  $105^\circ$ ,  $110^\circ$ . Nous pensons que cet effet de variations apparentes de la largeur du premier niveau excité de  $^8\text{Be}$  correspond à un effet d'interférences.

Pour obtenir une expression qui contienne des termes d'interférences, il faut partir des amplitudes. La façon la plus simple d'obtenir ces termes d'interférences consiste à multiplier chaque amplitude par

un facteur de phase  $e^{i\Phi_i}$ . Nous prendrons des termes de la forme :  $\frac{1}{a_i - ig} e^{i\Phi_i}$ . Nous voulons que les termes non interférents nous redonnent l'expression précédente, c'est-à-dire qu'ils soient indépendants des phases. Pour cela, nous devons choisir des éléments de matrice qui contiennent seulement deux termes. Ainsi, si nous considérons les particules 1 et 2, l'expression sera :

$$\left| \frac{1}{a_1 - ig} e^{i\Phi_1} + \frac{1}{a_2 - ig} e^{i\Phi_2} \right|^2.$$

L'expression doit être symétrique par rapport à l'échange des particules 1 et 2; on obtient cela en ajoutant un autre terme :

$$\left| \frac{1}{a_1 - ig} e^{i\Phi_1} + \frac{1}{a_2 - ig} e^{i\Phi_2} \right|^2 + \left| \frac{1}{a_1 - ig} e^{i\Phi_2} + \frac{1}{a_2 - ig} e^{i\Phi_1} \right|^2$$

cela donne :

$$\rho_1^2 + \rho_2^2 + 2\rho_1\rho_2 \cos \varphi_{12} \cos (\Phi_1 - \Phi_2)$$

avec :

$$\rho_i = \frac{1}{\sqrt{a_i^2 + g^2}}$$

$$\text{tg } \varphi_{ij} = \frac{g(a_i - a_j)}{a_i a_j + g^2}$$

on obtient l'expression finale en ajoutant six autres termes correspondant aux permutations circulaires de 1, 2, 3, c'est-à-dire si l'on néglige la constante de proportionnalité :

$$D = \rho_1^2 + \rho_2^2 + \rho_3^2 + 2\rho_1\rho_2 \cos \varphi_{12} \cos (\Phi_1 - \Phi_2) + 2\rho_2\rho_3 \cos \varphi_{23} \cos (\Phi_2 - \Phi_3) + 2\rho_3\rho_1 \cos \varphi_{31} \cos (\Phi_3 - \Phi_1).$$

Dans notre expérience, les termes avec la particule 3 sont négligeables.  $\rho_3$  est toujours petit devant  $\rho_1$  et  $\rho_2$ , c'est-à-dire que l'on a uniquement une contribution des termes :

$$\rho_1^2 + \rho_2^2 + 2\rho_1\rho_2 \cos \varphi_{12} \cos (\Phi_1 - \Phi_2)$$

$\Delta\Phi_{12} = \Phi_1 - \Phi_2$  est un paramètre de déphasage que nous avons pris constant pour un angle d'observation donné mais qui varie avec celui-ci. La variation du déphasage  $\Delta\Phi_{12}$  en fonction de  $a_1$  par exemple rend compte de la variation du taux d'interférences suivant la position respective des centres des deux contributions du premier niveau excité de  ${}^8\text{Be}$  obtenus pour :

$$a_1 = 0, \quad a_2 = a_2(\theta) \quad \text{et} \quad a_2 = 0, \quad a_1 = a_1(\theta).$$

Pour  $a_1 = 0$  (ou  $a_2 = 0$ ) tant que  $a_2(\theta) < -0,5\Gamma$  ou  $a_2(\theta) > +0,5\Gamma$ ,  $\Delta\Phi_{12} \simeq 90^\circ$ , on n'a pas d'interférence; par contre, si  $-0,5\Gamma < a_2(\theta) < +0,5\Gamma$ ,

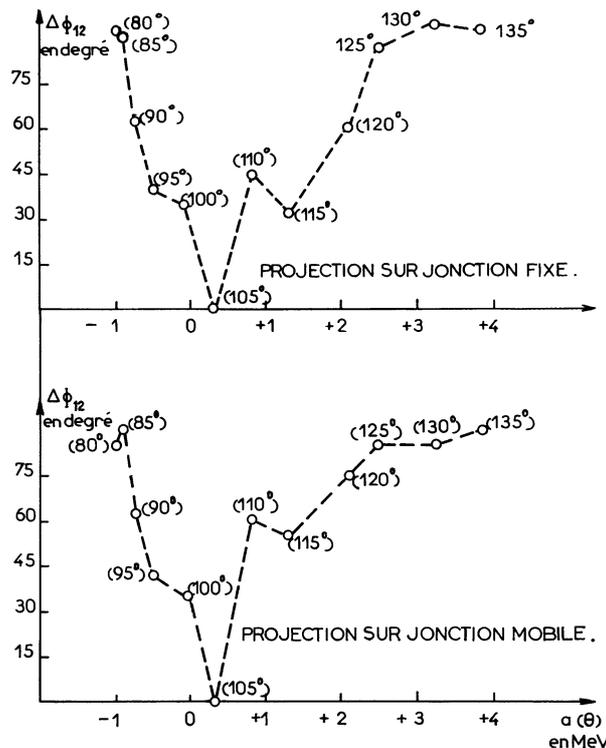


FIG. 7. — Valeurs du déphasage en degré qui détermine le comportement du terme d'interférence. On porte en abscisses la distance entre l'intersection de la courbe cinématique et du niveau de  ${}^8\text{Be}^*$  et l'intersection des deux contributions du premier niveau excité de  ${}^8\text{Be}^*$ .

$\Delta\Phi_{12}$  est voisin de 0, on a des phénomènes d'interférences (fig. 7).

Ces phénomènes d'interférences apparaissent donc dans des conditions cinématiques bien particulières, lorsque les centres des deux contributions du premier niveau excité de  ${}^8\text{Be}$  sont séparés d'une distance inférieure ou égale à la demi-largeur de ce niveau; ils sont dus à l'indiscernabilité des particules  $\alpha$  et au fait que, dans la région du plan des énergies étudié, on ne peut distinguer leur ordre d'émission. En plus de ces phénomènes d'interférences que nous avons mis en évidence, il y a deux spectres qui s'écartent nettement du spectre calculé. Ils correspondent aux angles d'observations  $\theta_f = 90^\circ$  et  $\theta_m = 80^\circ$ .

Ces spectres expérimentaux présentent un minimum très prononcé. Les deux directions d'observation font entre elles un angle de  $180^\circ$  dans le système du centre de masse et le minimum se produit quand l'énergie de la troisième particule dans le système du centre de masse est voisine de zéro. Cet effet est de même nature que celui que nous avons déjà observé pour la résonance à 7,18 MeV de protons dans  ${}^{12}\text{C}$  (3). Dans notre expérience à 1,4 MeV, le spin du niveau de  ${}^{12}\text{C}$  atteint est  $1^-$ ; donc les événements avec une particule  $\alpha$  d'énergie cinétique nulle sont interdits. Les résultats expérimentaux et les courbes théoriques calculées avec

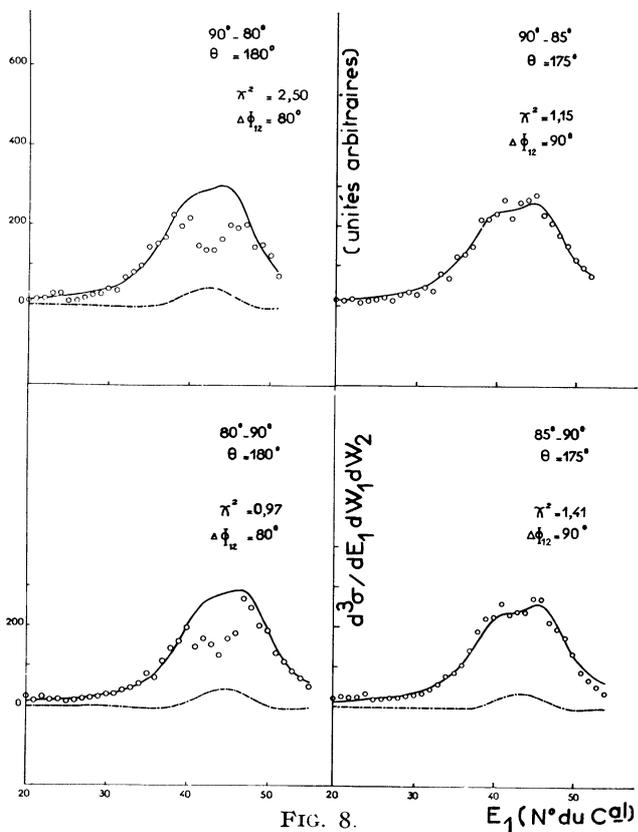


FIG. 8.

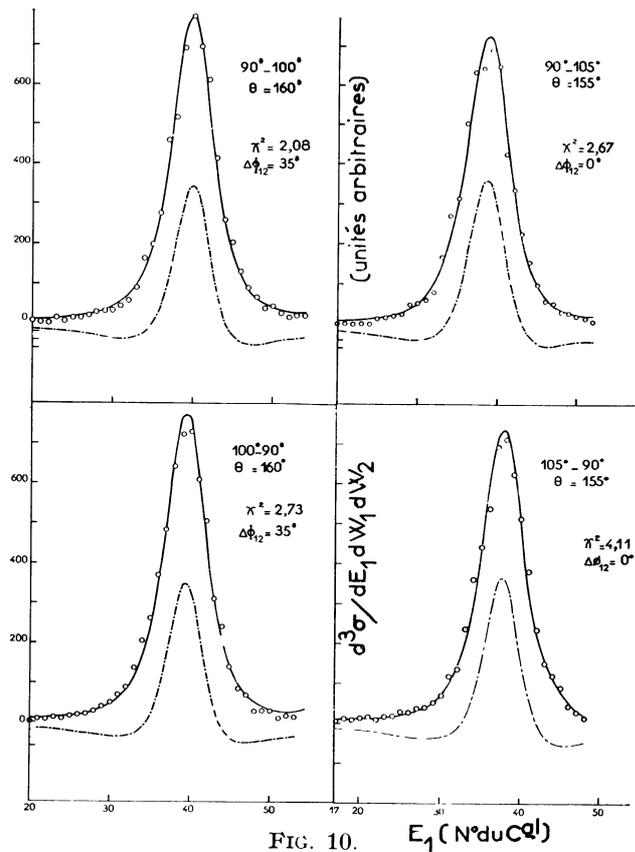


FIG. 10.

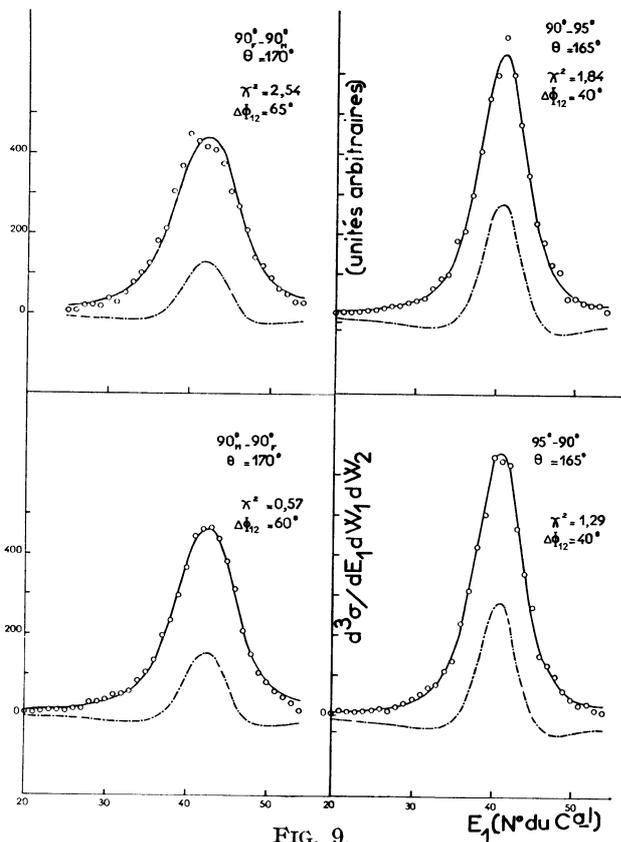


FIG. 9.

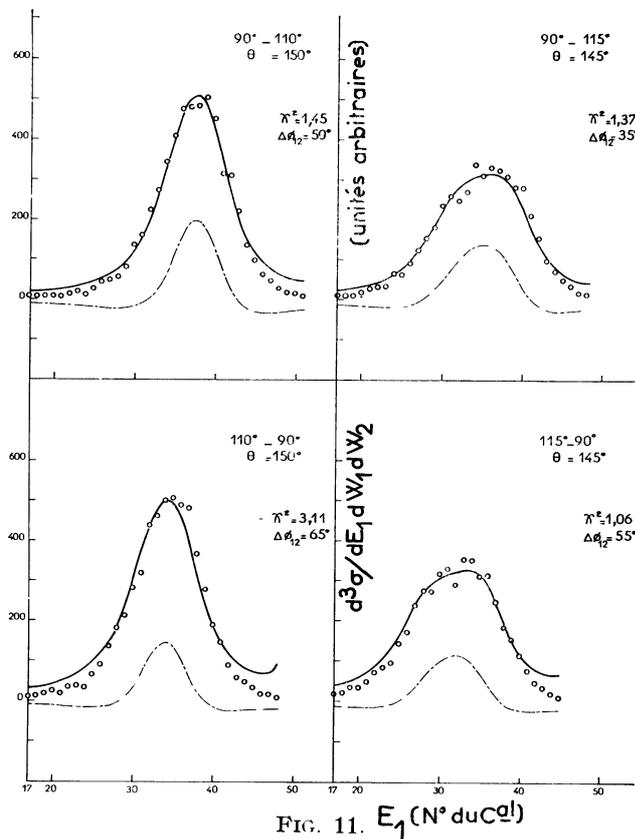


FIG. 11.

(Voir légendes page 837.)

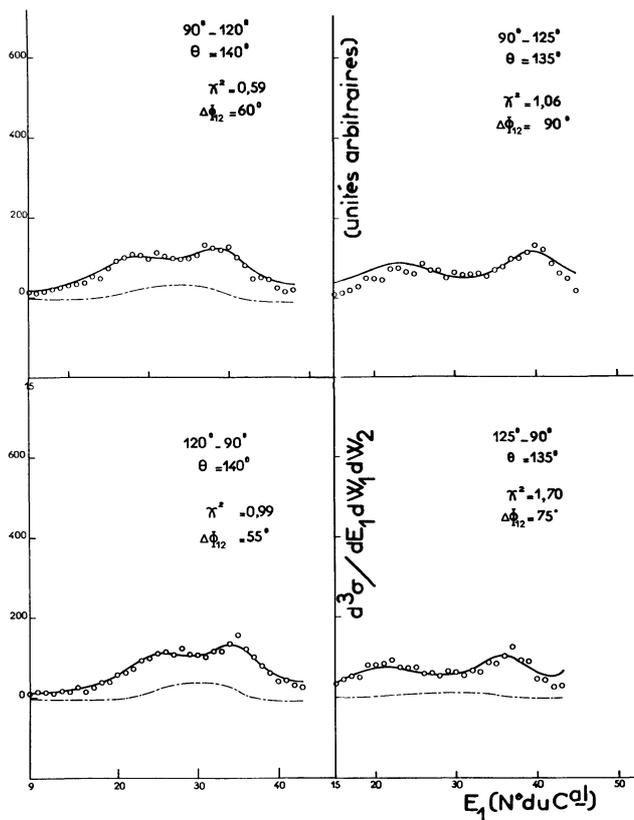


FIG. 12.

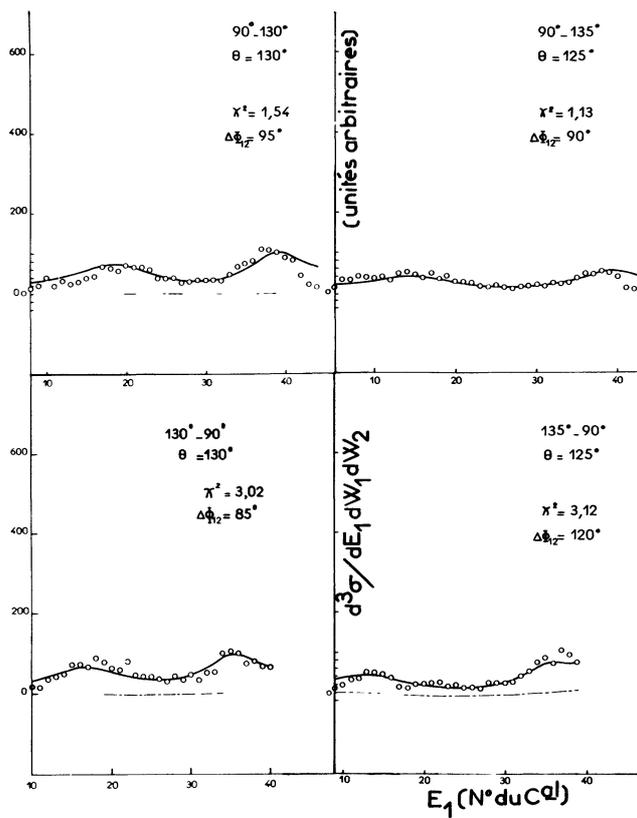


FIG. 13.

FIG. 8 à 13. — Résultats de l'expérience : Les ronds représentent les points expérimentaux. La courbe continue est la courbe théorique ; somme des termes interférents et des termes non interférents ; la courbe en pointillé correspond à la contribution du terme d'interférence.

$\theta$  = Angle entre les deux particules observées dans le système du centre de masse.  
On indique le  $\chi^2$  et le déphasage  $\Delta\Phi_{12}$ .

les termes d'interférences sont présentés sur les figures 8 à 13. On voit que l'accord entre courbes théoriques et expérimentales est excellent, sauf pour les projections correspondant à la périphérie du diagramme de Dalitz.

**IV. Conclusion.** — Cette étude nous a permis de mettre en évidence deux phénomènes importants dans le mécanisme d'une réaction nucléaire à trois corps dans la voie de sortie :

— L'apparition de phénomènes d'interférences lorsqu'on se trouve dans une région du diagramme de Dalitz où les deux contributions du premier état excité de  ${}^8\text{Be}$  se croisent. Ces interférences sont maximales quand les deux contributions sont exactement superposées; elles diminuent et s'annulent quand la distance entre les deux sommets des contributions

est de plus de  $\Gamma/2$ . Nous avons pu donner une expression théorique du spectre qui tienne compte d'une façon satisfaisante de ces variations de population.

Nous avons considéré le déphasage qui produit les interférences comme un paramètre arbitraire. Le fait que l'on reproduise les spectres avec une largeur constante pour le premier état excité de  ${}^8\text{Be}$  nous fait penser que notre explication est correcte.

— L'existence d'un effet de spin (spin et parité) dans une région très étroite du diagramme de Dalitz. Cet effet se traduit par un dépeuplement du diagramme de Dalitz dans la zone de la périphérie où l'une des particules  $\alpha$  a une énergie nulle.

Nous voudrions remercier MM. Nicolas, Gimat et Seguin qui ont pris une part active dans la réalisation et le bon fonctionnement de cette expérience.

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] UHLENBECK (G. E.) et GOUDSMIT (S.), Pieter Zeeman 1865-1935 (Martinus Nijhoff, 'S Gravenhage, Netherlands, 1935), p. 201.
- [2] MARQUEZ (L.), Thèse n° 166, Orsay.
- [3] MARQUEZ (L.), LAUGIER (J. P.), BALLINI (R.), LEMELLE (C.), SAUNIER (N.) et REY (J.), *Nucl. Physics*, 1967, **97**, 321.
- [4] PHILLIPS (G. C.), *Reviews of Modern Physics*, 1965, **37**, 409.
- [5] FLAMANT (Y.), CHANUT (Y.) et BALLINI (R.), *J. Physique*, 1967, **28**, 622.
- [6] LAUGIER (J. P.), CADEAU (M.), FERNIER (P.), LAGET (J. P.), MOUILHAYRAT (G.) et NICOLAS (P.), à paraître.
- [7] AJZENBERG-SELOVE (F.) et LAURITSEN (T.), *Nucl. Physics*, 1966, **78**, 1.
-