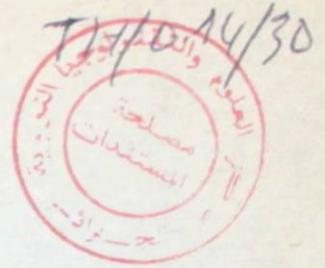


Bou/01



THESE

PRESENTEE

A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE D'ALGER

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR DE TROISIEME CYCLE
EN PHYSIQUE NUCLEAIRE

PAR

Fethi BOUABDALLAH

SUJET: Contribution à l'étude du $^{12}\text{C}^{\beta}$ par la réaction $^{11}\text{B}+p$ aux environs de 2,6 MeV

Soutenu publiquement le 24 Novembre 1967 devant la Commission d'examen

M. M. LAMBERT

Président

M.M. R. BALLINI
Y. FLAMANT
G. SALMER

Examineurs

06 NOV 1975



Enreg. *AK 1111*
sous le no. *4161*

THESE

PRESENTEE

A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE D'ALGER

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR DE TROISIEME CYCLE
EN PHYSIQUE NUCLEAIRE

PAR

Fethi BOUABDALLAH

SUJET: Contribution à l'étude du $^{12}\text{C}^{\beta}$ par la réaction $^{11}\text{B} + p$ aux environs de 2,6 MeV

Soutenue publiquement le 24 Novembre 1967 devant la Commission d'examen

M. M. LAMBERT

Président

**M.M. R. BALLINI
Y. FLAMANT
G. SALMER**

Examineurs

LISTE DES PROFESSEURS

Doyen : Monsieur R.TOURI

Doyen honoraire : Monsieur P.DUMONTET

PROFESSEURS :

Messieurs	H.BEAUMEVIEILLE	Physique
	F.BERNARD	Zoologie
	J.FABRE	Géologie
	J.FABRIES	Géologie
	C.FRIC	Physique
	V.HERAULT	Chimie
	J.LAGRULA	Astronomie
	M.LAMBERT	Physique
	B.POUGATCHOV	Mathématiques
	R.SAUTERAY	Chimie
	C.VIVES	Physique Ind.
	T.WEIMER	Astronomie

MAITRES DE CONFERENCES :

Messieurs	D.ALLAB	Physique
	J.F.ALLARD	Physique
	A.BELHANAFI	B.M.P.V.
Madame	M.BROUST	Chimie
Monsieur	M.DAGUENET	Chimie
Mademoiselle	A.DIARA	Chimie

Messieurs

Y.FLAMANT

Physique

M.GRAVELLE

Géologie

M.MARTIN-BOUYER

Chimie

Y.MENTALECHETA

Physique

M.PETITJEAN

Zoologie

J.POMMIER

Physique

G.SALMER

Physique

E.WENDLING

Physique

A mes parents,

A ma femme.

Remerciements

Je prie Monsieur le Professeur M.Lambert, Directeur de l'Institut d'Etudes Nucléaires d'Alger, de trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance, pour m'avoir accueilli dans son laboratoire et pour avoir bien voulu accepter la présidence du jury de cette thèse.

J'exprime ma profonde gratitude à Monsieur R.Ballini, qui m'a dirigé tout au long de ce travail.

J'exprime tout particulièrement ma gratitude à Monsieur Y.Flamant, Maître de Conférences, pour n'avoir ménagé ni ses efforts ni sa patience en répondant à toutes mes sollicitations.

Que Monsieur G.Salmer, Maître de Conférences, trouve ici l'expression de ma reconnaissance pour avoir bien voulu faire partie du jury et pour ses nombreux conseils.

Je remercie vivement Monsieur Y.Chanut pour m'avoir initié aux techniques de l'expérience et pour son aide très précieuse.

Les discussions avec Monsieur C. Perrin m'ont été très profitables, qu'il trouve ici l'expression de mes très vifs remerciements.

En la personne de Monsieur J.F.Alabert, je remercie tout le personnel du Service des Accélérateurs qui, par son dévouement, a permis le déroulement des expériences dans de bonnes conditions.

Mes remerciements vont enfin au personnel de l'Institut pour sa précieuse assistance technique et en particulier à Messieurs M.Bendjebbas et L.Djoudi pour l'exécution des pièces

CHAPITRE I

I N T R O D U C T I O N

Le développement des techniques de détection des particules et d'enregistrement des informations fournies a facilité, ces dernières années, l'étude expérimentale des réactions donnant trois corps dans l'état final.

Suivant la nature de l'interaction entre les particules émises, on peut distinguer deux cas extrêmes $(P_1)(Z_1)$

1) Réactions simultanées :



ou



Dans ce dernier cas, c'est entre l'état composé M^* et l'état final $(A + B + C)$ qu'a lieu l'émission simultanée de A, B et C.

2) Réactions séquentielles :



ou



Il y a passage par l'intermédiaire d'un état A' de durée de vie assez longue par rapport au temps nécessaire pour que A et A' s'éloignent hors de portée des interactions nucléaires. Ainsi la durée de vie de l'état intermédiaire ${}^8\text{Be}^*$ ($J^\pi = 2^+$, $r \sim 1$ MeV), dans le cas de la réaction ${}^{11}\text{B} + p \longrightarrow \alpha + {}^8\text{Be}$ (2,9 MeV) est

de l'ordre de $0,6 \cdot 10^{-21}$ seconde, tandis que la durée d'interaction d'un α de 5 MeV avec un ${}^8\text{Be}^*$ est voisine de $0,15 \cdot 10^{-22}$ seconde, en supposant que l'interaction a lieu sur une longueur de 5 Fermi. Ce mode de désintégration séquentielle intéresse généralement les réactions à trois corps sauf dans certains cas, par exemple la réaction ${}^{11}\text{B} + p \longrightarrow 3\alpha$ à $E_p = 165$ Kev (D_1) pour laquelle une interprétation proposée (G_1)^p(L_1) est le passage par l'état 4^+ du ${}^8\text{Be}$ de largeur ≈ 7 MeV, c'est-à-dire de durée de vie $\approx 10^{-22}$ seconde. Cette durée de vie n'est plus très grande par rapport à la durée d'interaction, et la description par un processus séquentiel ne peut être qu'approximative.

Si la durée de vie de l'état intermédiaire A' n'est pas assez longue, on ne peut plus parler, en toute rigueur, de réaction en deux étapes ; on parle dans ce cas, d'interaction BC dans l'état final (final state interaction) ou d'éclatement en trois corps (three-body break-up) modulé par l'interaction BC.

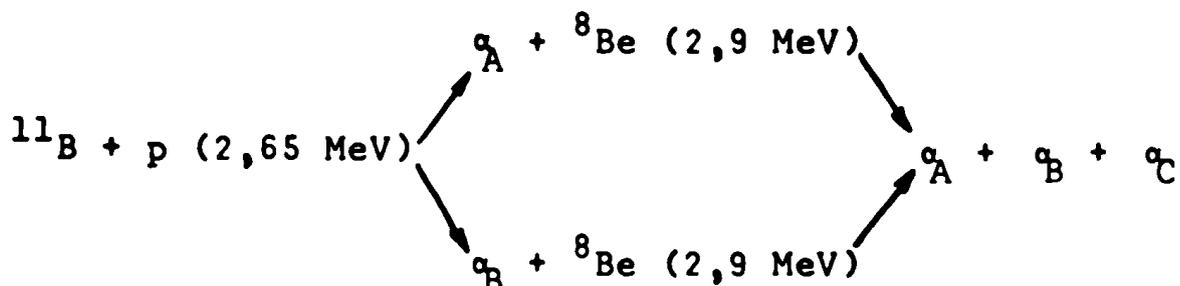
Lorsque la réaction passe par l'intermédiaire d'un noyau composé M^* et aboutit à l'émission, simultanée ou non, de trois particules, les propriétés de M^* doivent être compatibles avec celles de l'état final.

Mac Donald (M_1) a ainsi établi que certaines répartitions des vitesses, dans un état final à trois particules α , étaient interdites pour certaines valeurs du spin et de la parité du composé métastable ${}^{12}\text{C}^*$. Par exemple, le cas de trois particules de vitesses colinéaires est exclu si ${}^{12}\text{C}^*$ est de parité $(-1)^{J+1}$ (parité non naturelle).

Marquez (M_2) a signalé une restriction supplémentaire si l'une des trois particules α a une énergie trop faible pour

emporter une unité de moment orbital. Le moment angulaire et la parité d'un tel état final sont alors ceux de deux particules α de vitesses égales et opposées ; ces particules α étant des bosons, l'état final considéré doit être de parité π positive. Comme $\pi = (-1)^l$, l doit être pair. Donc, l'état de $^{12}\text{C}^*$ donnant naissance à un tel état final doit être de spin pair et de parité positive.

Bronson et al. ^{(B₁)(B₂)}, étudiant la réaction $^{11}\text{B} + p$ (2,65 MeV) \longrightarrow 3α par mesures de coïncidences $\alpha\alpha$, ont observé un minimum de \mathcal{D} (voir § II : méthode d'étude), qu'ils ont interprété comme résultant d'une interférence destructive entre deux processus:



susceptibles de donner cet état final.

Or, cet état final correspond justement au cas où deux particules α se partagent toute l'énergie disponible.

Cette situation a été étudiée par Flamant et al. ^{(F₁)(F₂)(F₃)} en fonction de l'énergie des protons incidents avec une géométrie asymétrique voisine de celle utilisée par Bronson. Elle a été trouvée associée à une résonance large, qui intéresse surtout les deux maximums de part et d'autre d'un minimum central pour lequel $E_{GA} = E_{GB} = \frac{E}{2}$ (voir notations) ; pour

évaluer l'énergie E_{GC} de la particule non détectée, au-dessous de laquelle un état final à 3 particules α est interdit, on considère que cette interdiction se manifeste entre les deux maximums. Or, pour ces maximums, E_{GC} a été grossièrement évaluée à 20 Kev (F_1) (§ IV). Cette valeur est voisine de celle au-dessus de laquelle la particule α peut, classiquement, emporter une unité \hbar de moment angulaire, si elle est émise depuis un volume de l'ordre de grandeur de celui du noyau composé.

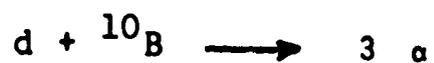
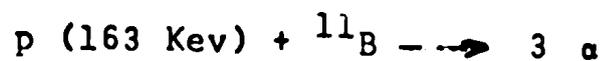
Une interdiction du cas où une des trois particules α emporte $l = 0$ est alors plausible. Un état 3^- de $^{12}C^*$ impose cette interdiction.

Cette présomption en faveur de 3^- est en accord avec les conclusions de Segel et al. (S_1) plutôt qu'avec celles de Symons et Treacy (S_2) en faveur de 2^+ .

BUT DE CE TRAVAIL

Une première expérience a été effectuée avec la même géométrie que celle de Bronson et al. : détecteurs à $\theta_{LA} = 120^\circ$ et $\theta_{LB} = 45^\circ$. Mais le minimum de section efficace avait aussi été observé par Flamant et al. $(F_1)(F_2)$ lorsque les deux détecteurs en coïncidence sont presque symétriques par rapport au faisceau. Le comportement en fonction de E_p a donc été étudié, par la suite, dans le cas de rigoureuse symétrie de la géométrie.

Par ailleurs, certaines résonances du $^{12}C^*$, étudiées à partir des réactions $(D_1)(G_1)(L_1)$



se traduisent par une probabilité appréciable de désintégration en 3 α d'énergies voisines. Un essai a été fait pour observer ce mode de désintégration dans le cas de la résonance à $E_p = 2,65 \text{ MeV}$.

CHAPITRE II

M E T H O D E D ' E T U D E

Dans le cas où l'on ne s'intéresse pas à la polarisation, un état final à trois corps est défini par cinq variables. A un ensemble des mêmes valeurs de ces cinq variables, il peut cependant correspondre deux situations différentes, départagées par la valeur d'une sixième grandeur, fonction des cinq autres. Une mesure expérimentale exige ainsi la détermination de six variables et doit porter sur deux particules. Le procédé expérimental employé consiste donc à enregistrer des coïncidences entre deux détecteurs d'angles solides* Ω_{LA} et Ω_{LB} dont les directions moyennes sont définies par quatre variables angulaires. Une cinquième variable est l'énergie E_{LA} de l'une des particules. La sixième variable (l'autre énergie : E_{LB}) en résulte. La mesure de cette dernière permet le contrôle de la relation cinématique, imposée par les directions, entre E_{LA} et E_{LB} , et l'élimination des enregistrements parasites.

* Notations en annexe : page 42

En résumé, une mesure expérimentale porte sur le nombre N_A d'évènements en coïncidence (particules détectées par un détecteur A en coïncidence avec particules détectées par un détecteur B) dans une bande d'énergie ΔE_A correspondant à un canal déterminé du sélecteur d'amplitudes A.

Le résultat expérimental est proportionnel à $dE_{LA} d\Omega_{LA} d\Omega_{LB}$ (ou $dE_{LB} d\Omega_{LA} d\Omega_{LB}$). A partir de ce résultat, on veut obtenir $\mathcal{D}(M_3)$ tel que la probabilité d'un état final délimité par $d\vec{p}_{GA} d\vec{p}_{GB} d\vec{p}_{GC}$ et par les lois de conservation est $\mathcal{D} d\vec{p}_{GA} d\vec{p}_{GB} d\vec{p}_{GC}$.

\mathcal{D} est une constante si le processus est une tripartition statistique. Dans le cas d'un autre processus, \mathcal{D} est une fonction des variables définissant l'état final.

Dans le cas d'un processus séquentiel $X + Y \longrightarrow A + A' \longrightarrow A + B + C$, on peut mettre \mathcal{D} sous la forme d'un produit de trois facteurs : résonance BC, distribution angulaire de A, corrélation angulaire AB.

Une mesure expérimentale de \mathcal{D} est donnée par le rapport du résultat expérimental observé au résultat calculé que donnerait une tripartition statistique avec le même dispositif. Ce calcul peut être ramené à celui du jacobien permettant de passer des variables $\vec{p}_{GA} \vec{p}_{GB} \vec{p}_{GC}$, définissant l'état final, aux variables expérimentales $(B_1)(S_3)(F_1)$ $(F_2)(M_3)$.

Diagramme de Dalitz

C'est un diagramme de coordonnées E_{GA} E_{GB} dans lequel sont portés les points représentatifs des états finaux observés. La tripartition statistique est répartie uniformément dans divers systèmes de variables, par exemple E_{GA} E_{GB} θ_{GA} φ_{GA} $\varphi_{A'B}$.

Si le processus est de révolution autour de \vec{V}_{GA} , la densité des points représentatifs d'un tel diagramme intégré sur $\varphi_{A'B}$ et limité à $d\theta_{GA}$ $d\varphi_{GA}$, est proportionnelle à \mathcal{D} . Il en est de même pour un processus isotrope, en intégrant sur $\varphi_{A'B}$ θ_{GA} φ_{GA} .

Cette densité, intégrée sur une bande d'énergie de largeur ΔE_A égale à celle d'un canal du spectre, permet de retrouver l'information donnée par un spectre libre (c'est-à-dire non asservi à une coïncidence).

La forme du spectre obtenu fournit des indications sur la nature de la réaction :

- si la réaction est séquentielle, le spectre de A contient un pic étroit si le niveau A' est étroit,
- un spectre plat compris entre deux limites d'énergie caractérise, en général, une particule émise dans une deuxième étape, par exemple $B' \rightarrow A + C$, la corrélation angulaire entre $\vec{V}_{GB'}$ et $\vec{V}_{B'A}$ étant approximativement isotrope.

Finalemment, l'expérience ayant donné N_A ou N_B (voir définition plus haut), on calcule $R_A \Delta E_{LA}$ ou $R_B \Delta E_{LB}$ (ΔE_L = largeur d'un canal).

$\frac{N_A}{R_A \Delta E_A}$ ou $\frac{N_B}{R_B \Delta E_B}$ constitue une mesure de \mathcal{D} . Suivant les

cas, on utilisera l'une ou l'autre formule, en particulier quand un des facteurs R devient trop grand.

Dans les conditions d'isotropie précisées plus haut, \mathcal{D} est la densité des points représentatifs dans un diagramme de Dalitz.

Dans une région où R_A (ou R_B) varie peu, on considèrera en première approximation N_A (ou N_B), ou plutôt

$\frac{N_A}{\Delta E_A}$ (ou $\frac{N_B}{\Delta E_B}$) comme une mesure expérimentale de \mathcal{D} .

CHAPITRE III

A P P A R E I L L A G E

A) Schéma général de l'extension

La figure 1 indique la disposition des différentes parties de l'extension montée sur l'une des voies du déflecteur électromagnétique qui, en sortie de l'accélérateur, permet de distribuer le faisceau dans quatre directions différentes.

Les boîtes de visée W_1, W_2, W_3, W_4 et les lentilles électromagnétiques L permettent l'alignement de l'extension.

Le vide, dans l'extension, est assuré par deux groupes de pompage. Le premier, connecté en P_1 , est constitué d'une pompe à diffusion de vapeur de mercure et d'une pompe primaire d'un débit de $5 \text{ m}^3/\text{heure}$. Le second, en P_2 , est une simple pompe primaire. Du côté de la boîte à cibles, le vide primaire est mesuré à l'aide d'une jauge L K B (J_1) et le vide secondaire à l'aide de la jauge Le Boeuf (J_2).

Le cylindre de Faraday F (contenant E_a, J_1, J_2) capte le faisceau direct en bout d'extension et permet une évaluation correcte du nombre de charges traversant la cible

et mesurées par un intégrateur. Un microampèremètre, inséré sur le circuit électrique entre la cage de Faraday et l'intégrateur, donne une indication du courant moyen fourni.

B) Chambre à cibles - Cibles

1°) Chambre à cibles

La chambre à cibles utilisée par Flamant et al. ^(F₁) _{(F₂)(F₃)} a été modifiée en vue de recevoir les deux groupes de jonctions dE et E permettant une identification grossière entre les protons et les alphas (cf. § D). Un collimateur de 15 cm de long, équipé de 3 diaphragmes de 3 mm de diamètre, permet de faire passer la position du faisceau à moins de 1 mm du centre de la cible, ce qui lui donne une définition angulaire de 0,5°. Cette position moyenne est vue sous un angle de 1,5° depuis les détecteurs, amovibles sur une couronne graduée.

L'observation des coïncidences $\alpha\alpha$ de ${}^7\text{Li}+p \rightarrow 2\alpha$ a permis de contrôler que les directions des détecteurs A et B sont correctement repérées dans un plan contenant le faisceau ; à 2 MeV, ces α en opposition dans le système du centre de masse sont détectés en coïncidence dans le laboratoire à des angles $\theta_{LA} = 105^\circ 45'$ et $\theta_{LB} = 47^\circ$ avec un rendement de l'ordre de 80 %. Un porte-cibles, pouvant recevoir une cible et un quartz, peut coulisser à travers le fond de la chambre. Un hublot en plexiglass, pratiqué dans le couvercle, permet de voir l'intérieur de la chambre.

2°) Cibles

Le bore ayant un point d'évaporation trop élevé, les cibles de bore ne peuvent être préparées par évaporation sous vide mais par une méthode de bombardement électronique. Ne disposant pas du matériel nécessaire, nous avons utilisé des cibles préparées à Saclay par M. Doury. L'épaisseur totale de ces cibles contenant environ $35 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de bore a été mesurée en observant le déplacement de la raie α de 8,78 MeV du Thorium C quand les particules sont détectées soit directement, soit après traversée des cibles. Ce déplacement, de l'ordre de 30 à 40 Kev permet d'évaluer (W_1) l'épaisseur de matière traversée (carbone + bore) qu'on trouve comprise entre 55 et $75 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

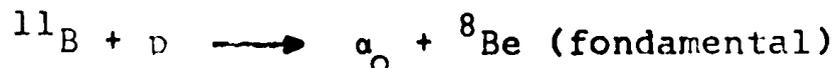
Le monitoring par cage de Faraday a été complété par l'usage d'une jonction fixe (BPY 20), détectant le pic α_0 de la réaction $^{11}\text{B} + \text{p}$.

Nous avons vérifié qu'à 10 % près, le rapport moniteur α / intégrateur est égal à 10 pour 2,65 MeV et à 2 pour 2,3 MeV. Ce résultat, comparé avec la fonction d'excitation mesurée par ailleurs (S_1), montre que la cible de bore se modifie peu au cours du temps.

Nous avons pu comparer ainsi les courbes obtenues à différentes énergies de protons incidents.

C) Détecteurs

Les jonctions minces utilisées sont des jonctions "Quartz & Silice" à barrière de surface, polarisées, à l'aide d'une pile à 15, 20 ou 25 volts suivant leur épaisseur. Un potentiomètre à 10 tours permet d'appliquer la tension d'une façon très progressive. L'étalonnage des jonctions a été réalisé, aux hautes énergies, à l'aide d'une source d'Américium 241 donnant des α de 5,45 MeV et d'une source de Thorium C (212) dont l'énergie des α émis est 6,048 MeV et 8,78 MeV. Aux basses énergies, on utilise l'énergie calculée des α émis par ^8Be fondamental et détectés, dans une direction donnée, en coïncidence avec α_0 venant de la réaction :



Pour le couple d'angles $\theta_{\text{LA}} = 120^\circ$, $\theta_{\text{LB}} = 49^\circ 1/3$, ces α détectés à 120° ont une énergie de 1,02 MeV et 1,95 MeV dans le laboratoire, soit 1,35 et 2,44 MeV dans le système du centre de masse.

D) Chaîne de détection

Les particules (α et protons) pénétrant dans les jonctions, y créent des charges électriques Q , proportionnelles à leur énergie, au taux de $4,8 \cdot 10^{-14}$ coulomb/MeV. Ces charges sont collectées en un temps très court (inférieur à 10^{-8} seconde) et donnent naissance alors, aux bornes de la jonction, à une tension $V = \frac{Q}{C}$, C étant la somme de la capacité de la jonction et de la capacité d'entrée du circuit qui lui est connecté. La tension V doit servir à analyser la

charge Q : il faut donc éviter toute variation possible de C d'où le rôle du préamplificateur de charges ; celui-ci possédant une contre-réaction capacitive, permet d'obtenir, en sortie, une tension V proportionnelle à Q , c'est-à-dire à l'énergie des particules incidentes. Parallèlement au préamplificateur de charges, une prise de temps (time-pick-off) branchée aux bornes de la jonction et associée à un amplificateur rapide, donne une information de temps.

Nous avons d'abord utilisé l'appareillage décrit dans la thèse de Y. Flamant ^(F₁) pour l'enregistrement de deux signaux en coïncidence.

Par la suite, afin d'éliminer les informations parasites fournies par les protons diffusés, nous avons utilisé un appareillage mis au point par Y. Chanut et G. Salmer.

La figure 2 représente le schéma de principe de ce dispositif. Ce dernier comprend essentiellement 2 voies distinctes :

a) la première permet l'enregistrement des informations en coïncidence fournies par les deux jonctions minces dE_A et dE_B ;

b) la deuxième bloque l'enregistrement chaque fois qu'une particule a traversé une jonction mince et laissé une énergie suffisante dans la jonction profonde associée. Le blocage s'effectue si le signal fourni est en coïncidence avec ceux de la première voie.

Les éléments de la chaîne sont en circuit imprimé standard. Grâce au discriminateur rapide mis au point par N. Madjar ^(M₄) fournissant des signaux bien calibrés en ampli-

tude et durée (3 v, 20 ns), la définition de temps a été très satisfaisante. Le circuit de coïncidence rapide sélectionnant les évènements simultanés a fonctionné correctement avec une plage de résolution de 80 ns pour recueillir le maximum d'informations.

L'enregistrement des informations se réalise de la façon suivante : une première coïncidence est réalisée entre le signal de coïncidence $\alpha_A \alpha_B$, et les deux signaux de temps mort des deux convertisseurs correctement calibrés. Dans le circuit ET₁ on réalise ainsi une coïncidence lente pour s'assurer que les deux convertisseurs sont en train d'analyser deux impulsions synchrones et que, par ailleurs, notre électronique rapide a bien détecté ces deux informations. On autorise l'enregistrement des deux énergies à l'aide de ce signal de coïncidence, sauf si un signal est fourni par la voie b) mentionnée ci-dessus.

E) Analyse et enregistrement des résultats

Le dispositif sommaire d'enregistrement et d'exploitation d'informations multiparamétriques se compose :

- d'un ensemble de deux codeurs d'analogique en numérique (CA I2)
- d'un bloc mémoire de 4096 canaux (BM 96).

Analyse

Le double convertisseur (CA I2) comprend deux fois l'ensemble représenté sur la figure 3 qui comporte :

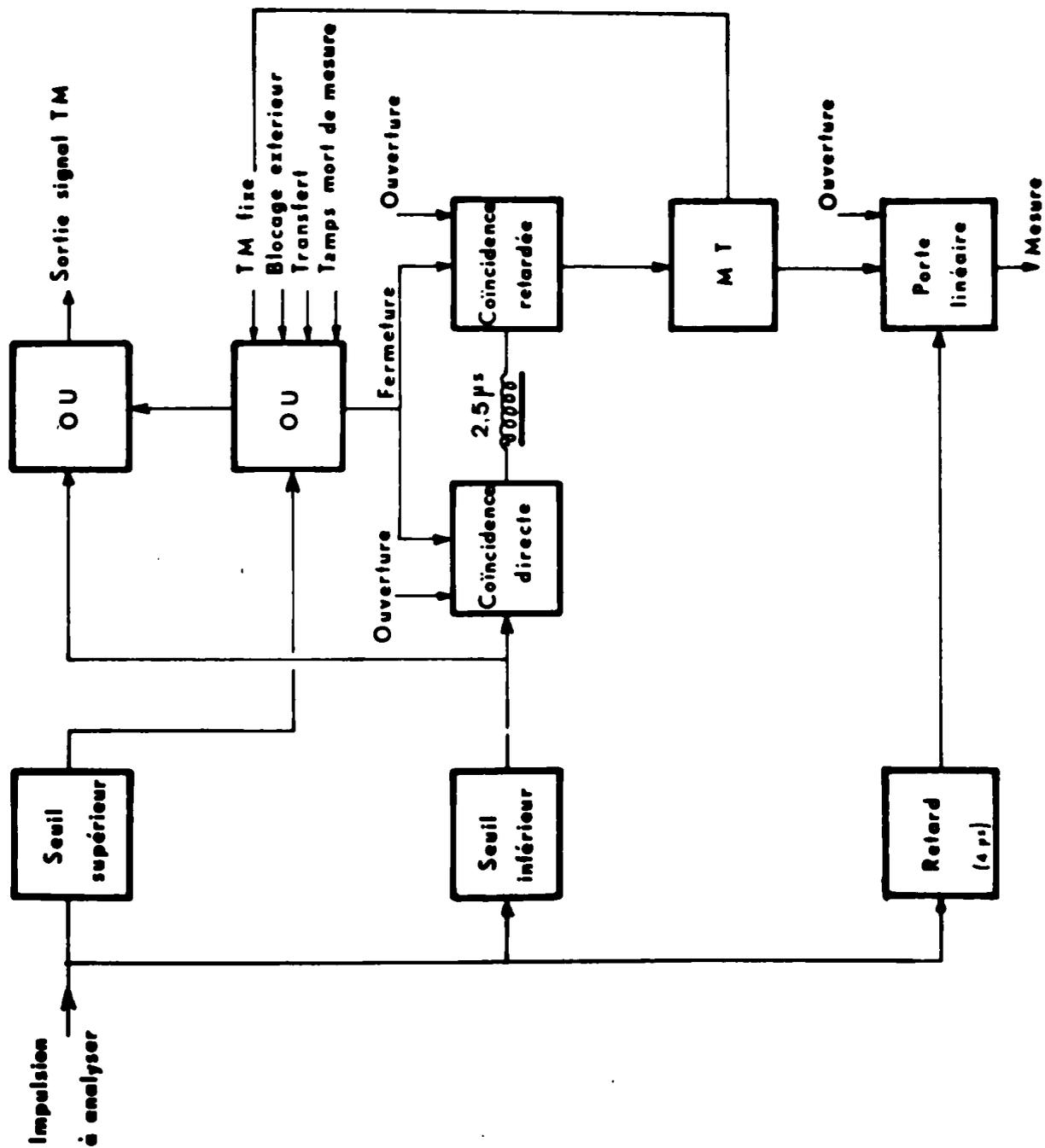


Fig. 3 - Schéma simplifié du convertisseur d'analogique en numérique

a) un sélecteur monocanal permettant de délimiter la bande d'énergie (ou de temps) à analyser : les impulsions inférieures au seuil choisi sont éliminées à l'aide d'un discriminateur de seuil inférieur et celles supérieures au seuil par un discriminateur de seuil supérieur,

b) le système de conversion comprenant :

α) un système d'amplification et de mise en forme des impulsions d'entrée,

β) une porte linéaire, ouverte pendant $2 \mu\text{s}$ à l'arrivée d'une impulsion et fermée ensuite afin d'interdire l'arrivée d'autres impulsions pendant la durée d'une analyse,

γ) le système de conversion proprement dit, utilisant le principe suivant : une capacité est chargée à l'amplitude de crête de l'impulsion à analyser et déchargée linéairement jusqu'à un niveau de référence. Pendant la décharge, les signaux d'un oscillateur sont adressés à une échelle binaire, ce qui assure la traduction de l'amplitude par un nombre entier qui est inscrit dans les registres de sortie (étage de l'échelle binaire), d'où ils sont extraits par un ordre de transfert.

Le double convertisseur d'analogique en numérique fonctionne soit en "séparés" soit en "X-Y". Dans ce dernier cas, les deux convertisseurs sont associés par leurs circuits de conditionnement de sorte que le transfert soit simultané pour les deux convertisseurs. La juxtaposition de ces deux nombres constitue un seul nombre (adresse) décrivant l'évènement considéré.

L'information obtenue, un signal va observer l'état des registres. Si le registre est à 1, on a un signal de sortie, s'il est à zéro, il n'y a rien en sortie. Le nombre binaire ainsi obtenu est alors enregistré dans un bloc mémoire. Le contenu de l'emplacement portant le numéro défini ci-dessus est alors augmenté d'une unité. L'enregistrement "X-Y" consiste à considérer le bloc-mémoire comme une matrice à p lignes et à q colonnes ($p \cdot q = 4096$) les lignes étant les canaux d'un des paramètres et les colonnes les canaux de l'autre.

La structure logique du bloc-mémoire fait que les résultats sont obtenus sous la forme d'une série de spectres de l'un des paramètres corrélés avec des canaux successifs de l'autre : par exemple si chaque spectre est réparti sur 64 canaux, l'adresse $937 = (14 \times 64) + 41$ signifie que l'évènement inscrit à cet emplacement est une coïncidence entre deux impulsions dont les amplitudes sont dans le canal 41 pour le paramètre X et dans le canal 14 pour le paramètre Y.

G) Utilisation des résultats

A l'aide d'un traceur (IER) les résultats sont enregistrés sous forme d'une série de 64 spectres de la particule B en coïncidence avec les canaux successifs de la particule A. La planche I nous montre une partie d'un tel enregistrement.

D'après la relation cinématique entre les énergies E_{LA} et E_{LB} , la contribution des coïncidences vraies à chacun de ces spectres contient un pic ou deux, dont on mesure la surface N_A après contrôle de la relation cinématique. Cette surface est ramenée à un monitoring donné et corrigée du facteur R_A ce qui donne \mathcal{I} défini précédemment.

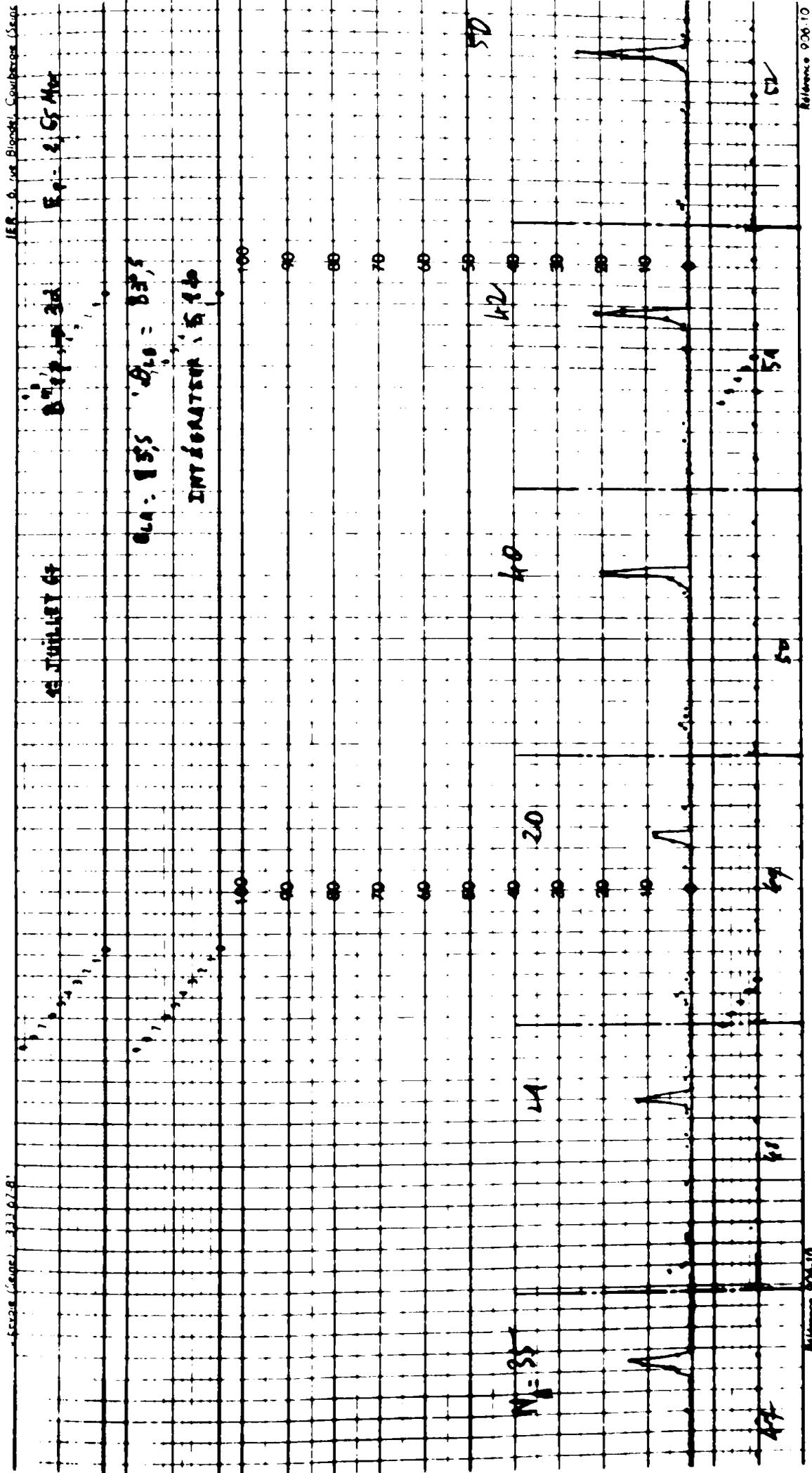


Planche I - Vue partielle d'un enregistrement obtenu à l'aide du traceur de courbes I.E.R.

C H A P I T R E I V

MESURES DE COINCIDENCES ENTRE $\alpha\alpha$ COLINEAIRES DANS LE SYSTEME DU C.M., LES DETECTEURS ETANT SYMETRIQUES PAR RAPPORT AU FAISCEAU.

Flamant (F_1)(F_2)(F_3) a observé, dans le cas d'une géométrie asymétrique, l'interdiction d'un état final à 3 particules α lorsque l'un des α a une énergie très faible dans le centre de masse. S'il y a une raison fondamentale ($^{12}\text{C}^*$) pour interdire un état final avec un α d'énergie nulle, cette interdiction doit aussi se manifester avec une géométrie symétrique par rapport au faisceau.

De nouvelles expériences ont donc été effectuées afin de contrôler si elles conduisent aux mêmes conclusions que les précédentes. Le résultat expérimental corrigé $\frac{N_A}{R_A}$ (voir § II. Méthode d'étude) est porté sur la figure 4 en fonction de l'énergie E_{GA} , pour plusieurs valeurs (2,1 MeV - 2,4 MeV - 2,65 MeV - et 3 MeV) de l'énergie des protons incidents. Chaque N_A est affecté d'une erreur statistique égale à $2\sqrt{N_A}$.

Dans ces mesures de coïncidences entre deux alphas colinéaires dans le centre de masse, les deux détecteurs étant symétriques par rapport au faisceau, il apparait (figure 4), pour l'énergie incidente $E_p = 2,65$ MeV, un minimum pour des énergies E_{GA} comprises entre 5,98 et 5,97 MeV.

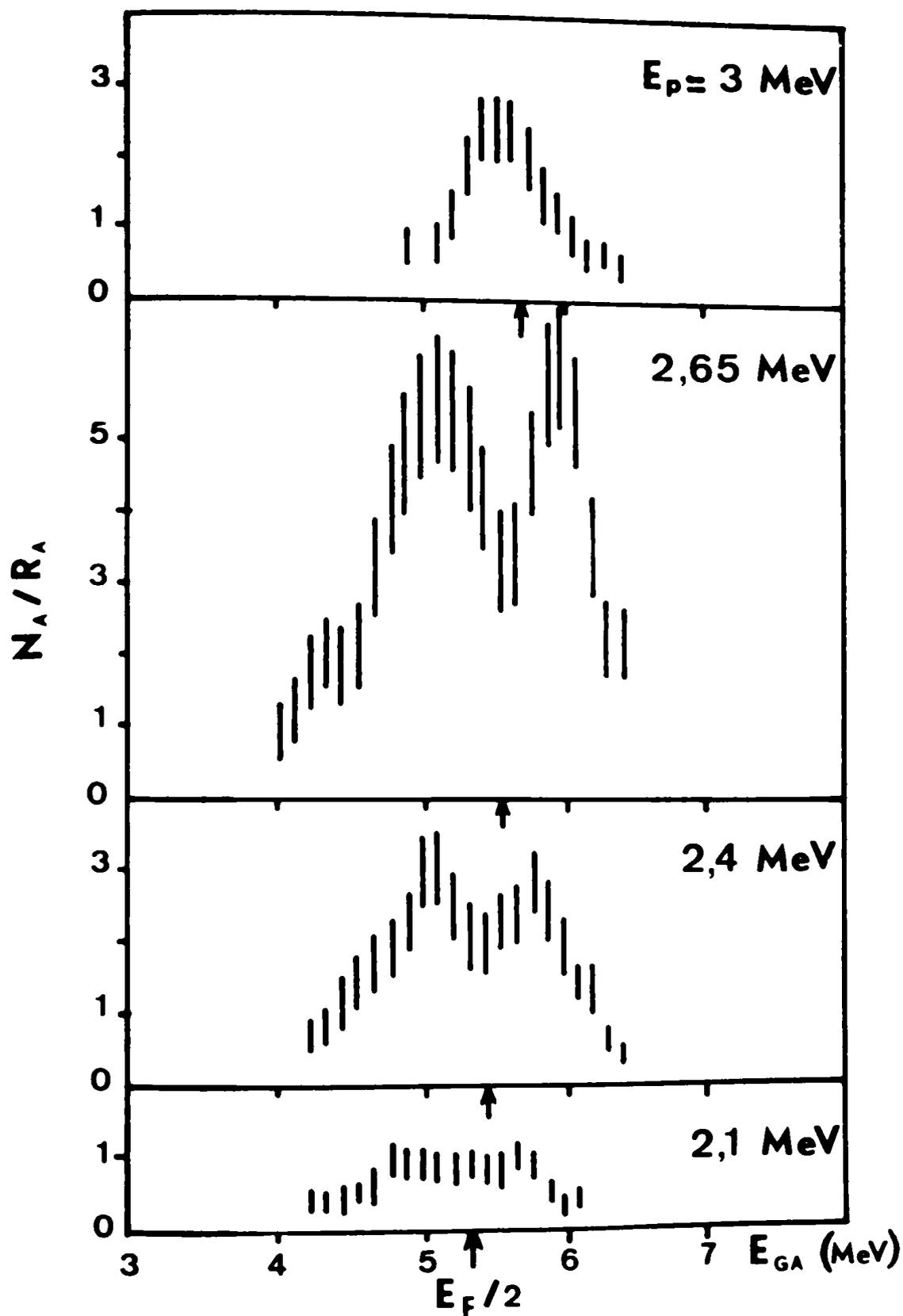


Fig. 4 Coïncidences $\alpha\alpha$ autour de la résonance vers 2,65 MeV \mathcal{D} (§ II : Méthode d'étude) en fonction de E_{GA} pour $\theta_{LA} = \theta_{LB} = 83^\circ 5$.

Les mesures ($\theta_{LA} = 90^\circ$, $\theta_{LB} = 75^\circ$) et ($\theta_{LA} = 90^\circ$, $\theta_{LB} = 80^\circ$) de Bronson et al. ($(B_1)(B_2)$) où les deux α étaient presque colinéaires, la colinéarité correspondant à la mesure (F_1) ($\theta_{LA} = 90^\circ$ et $\theta_{LB} = 77^\circ 5$), ne présentent pas un minimum significatif. Il en est de même pour d'autres mesures (C_2) ($\theta_{LA} = 83^\circ 5$, $\theta_{LB} = 79^\circ$) et ($\theta_{LA} = 83^\circ 5$, $\theta_{LB} = 88^\circ$) voisines de la colinéarité.

Les mesures de Bronson ont été faites avec différentes ouvertures angulaires ($0,9^\circ - 2,2^\circ - 2,8^\circ - 3,4^\circ$ et $4,3^\circ$) des détecteurs. Dans les mesures citées ci-dessus, ces ouvertures n'ont pas été précisées; une ouverture de $4,3^\circ$ permettrait d'expliquer, en partie, l'absence d'un minimum caractéristique.

Interprétation du résultat -

Comme dans les expériences précédentes (F_1) (F_2), réalisées avec une géométrie asymétrique, la figure 4 montre que la présence d'un minimum de \mathcal{D} est liée à la résonance à $E_p = 2,65$ MeV. De ce fait, elle est certainement explicable par les propriétés du noyau composé $^{12}C^*$. Si nous délimitons par les deux maximums (correspondant à $E_{GA} = 5,08$ MeV et $E_{GA} = 5,97$ MeV), la région où se manifeste l'interdiction d'un tel état final, la particule C non détectée a une énergie E_{GC} inférieure ou égale à 20 KeV.

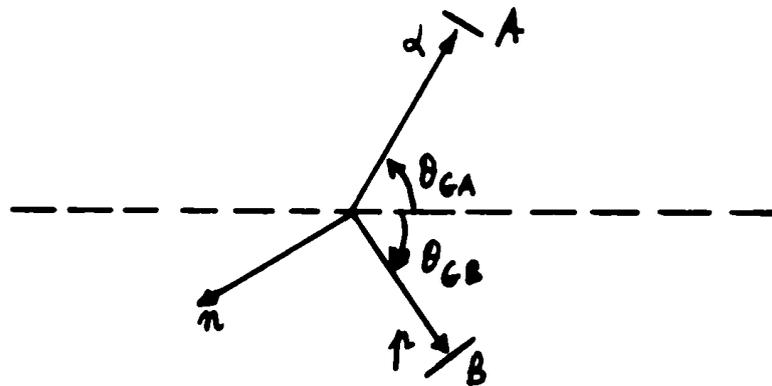
Le minimum observé correspondrait donc au cas où l'énergie E_{GC} est trop faible ($(M_2)(F_1)(F_2)(F_3)$) pour que α_C emporte une unité de moment angulaire, ce qui permettrait de considérer (M_2) l'état du $^{12}C^*$ obtenu comme un état 3^- .

L'interdiction de cet état final ($E_{GC} \approx 0$) peut être reliée aux propriétés générales de la fonction d'onde de

cet état, et peut contribuer à l'attribution des caractéristiques du noyau composé intermédiaire ($^{12}\text{C}^*$).

Rappel -

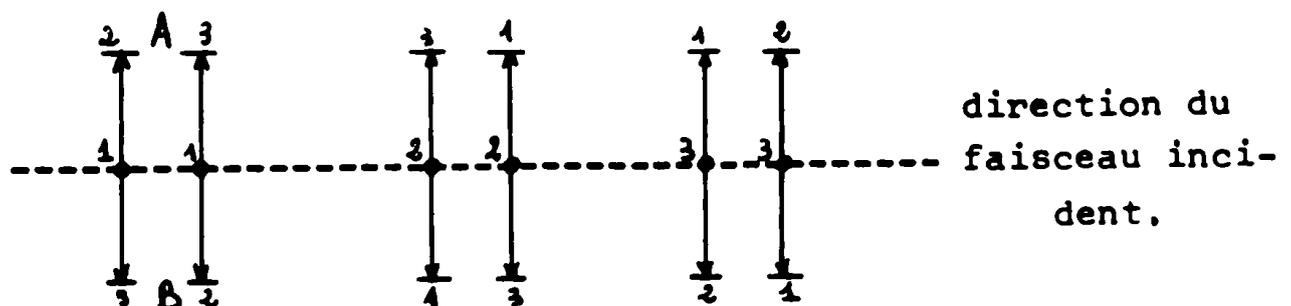
Soit un état final à trois particules non identiques, par exemple un état constitué par (α , p, n) que nous représentons par une "étoile" figurant les trois impulsions dans le centre de masse. Cette "étoile" est positionnée par les angles θ_{GA} et θ_{GB} , dans le plan de réaction défini par la direction d'une des particules (par exemple la particule A déterminée par θ_{GA} et φ_{GA}) et par l'angle $\varphi_{A'B}$ (Cf. annexe: notations).



Une étoile correspond à un point déterminé du diagramme de Dalitz. On peut lui attribuer trois amplitudes partielles $s_{\alpha p}$, s_{pn} , $s_{n\alpha}$, déterminées par les trois interactions possibles entre deux particules du système (α , p, n). L'amplitude résultante sera la somme des amplitudes; la section efficace sera proportionnelle au module au carré de l'amplitude résultante soit $|s_{AB} + s_{AC} + s_{BC}|^2$ d'où possibilité de phénomènes d'interférences.

Considérons maintenant le cas de trois particules identiques (α) que nous noterons α_1 , α_2 , α_3 . Nous avons

alors six configurations possibles pour une étoile donnée; les amplitudes s_{AB} , s_{AC} et s_{BC} seront chacune la somme de six amplitudes partielles s_{AB}^i ($i = 1, \dots, 6$). Examinons la situation étudiée expérimentalement, dans laquelle les particules détectées ont des impulsions opposées dans le centre de masse et perpendiculaires au faisceau incident (fig. ci-dessous). La particule de vitesse nulle est schématisée par un point.



Soient $\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3$ les rayons vecteurs, dans le centre de masse, des particules a_1, a_2, a_3 . Considérons le changement de variables :

$$\vec{x}_1 = \vec{r}_1$$

$$\vec{x}_{23} = \frac{m_2 \vec{r}_2 + m_3 \vec{r}_3}{m_2 + m_3}$$

avec $m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2 + m_3 \vec{r}_3 = 0$

Nous avons alors , pour les fonctions d'onde :

$$\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) = \psi(\vec{x}_1, \vec{x}_{23})$$

Les particules étant des bosons, la fonction d'onde Ψ' sera invariante par permutation de deux quelconques des trois particules. Il en est donc de même de $\Psi(x_1, x_{23})$ et l'on peut écrire :

$$\Psi(\vec{x}_1, \vec{x}_{23}) = \Psi(\vec{x}_2, \vec{x}_{31}) = \Psi(\vec{x}_3, \vec{x}_{12})$$

Lors d'une inversion $(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3)$ se transforment en $(-\vec{r}_1, -\vec{r}_2, -\vec{r}_3)$ et $(\vec{x}_1, \vec{x}_{23}) \dots$ en $(-\vec{x}_1, -\vec{x}_{23}) \dots$

Cette transformation revient à appliquer l'opérateur Parité P; d'où

$$P \Psi(\vec{x}_1, \vec{x}_{23}) = (-1)^{l_1 + L_{23}} \Psi(\vec{x}_1, \vec{x}_{23})$$

$$P \Psi(\vec{x}_2, \vec{x}_{31}) = (-1)^{l_2 + L_{31}} \Psi(\vec{x}_2, \vec{x}_{31})$$

et
$$P \Psi(\vec{x}_3, \vec{x}_{12}) = (-1)^{l_3 + L_{12}} \Psi(\vec{x}_3, \vec{x}_{12})$$

L étant le moment du système de deux α et l le moment de la particule considérée comme isolée.

Comme $L = 2$, nous pouvons écrire, dans tous les cas :

$$P \Psi(\vec{x}, \vec{X}) = (-1)^l \Psi(\vec{x}, \vec{X})$$

Si l est impair
$$\Psi(-\vec{x}, -\vec{X}) = - \Psi(\vec{x}, \vec{X})$$

D'autre part, la figure ci-dessus montre que deux étoiles inverses l'une de l'autre peuvent être obtenues par la permutation des deux particules de vitesses non nulles; par suite, les amplitudes des deux étoiles doivent être égales (bosons): devant être égales et opposées, ces amplitudes sont nulles.

si l est pair ($l = 0$), nous avons :

$$\psi(\vec{x}, \vec{X}) = \psi(-\vec{x}, -\vec{X})$$

Les amplitudes seront égales et il y a effectivement interférence constructive. Expérimentalement, les résultats obtenus pour $\theta_{LA} = 83^\circ 5$ et $\theta_{LB} = 83^\circ 5$ soit $\theta_{GA} = 90^\circ$ et $\theta_{GB} = 90^\circ$, montrent l'existence d'un minimum, ce qui conduirait à choisir l impair.

Le raisonnement précédent s'applique également dans le cas où les impulsions ne sont pas perpendiculaires au faisceau incident.

Finalement, un niveau du $^{12}\text{C}^*$ de spin 3 et de parité négative nécessitant un $l = 1$, ne peut donner un état final avec un α d'énergie nulle, lorsqu'il se décompose en passant par un $^8\text{Be}^*$ (2^+). Cette interdiction se manifeste aussi bien pour des géométries asymétriques $(F_1)(F_2)(F_3)$ que pour une géométrie symétrique, comme nous l'avons observé.

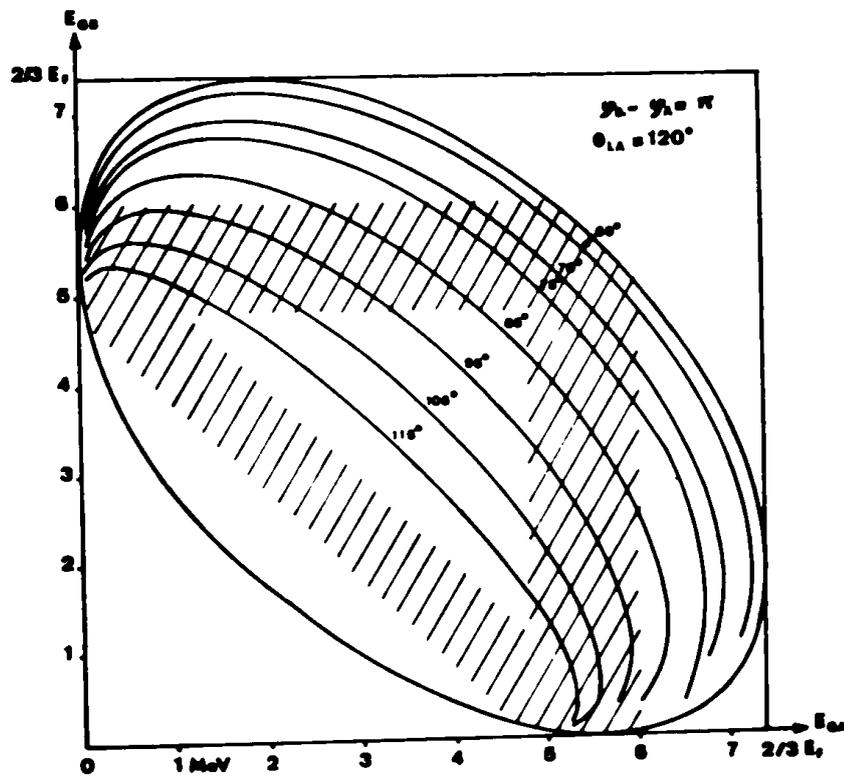
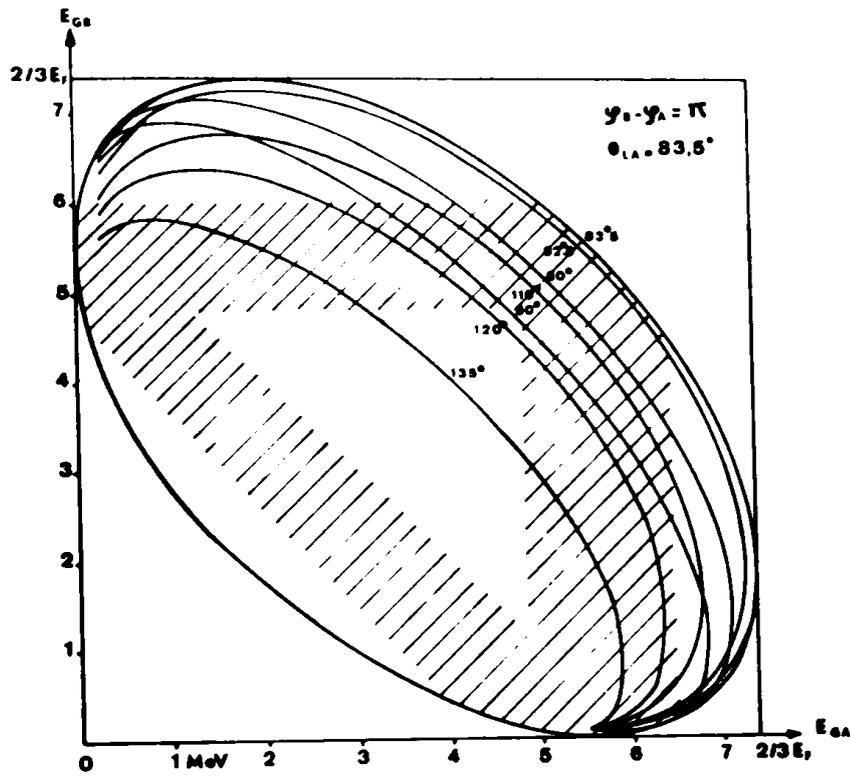


Fig.5 Energie des particules α en coincidence de la réaction $p(2,65 \text{ MeV}) + {}^{11}\text{B} \longrightarrow 3\alpha$ $E_F = 11,1 \text{ MeV}$
 $\varphi_B - \varphi_A = \pi$ et deux valeurs de θ_{LA}

CHAPITRE V

ETUDE DU CAS OU LES 3 α SONT D'ENERGIE VOISINEMesures préliminaires

Lorsque les directions des détecteurs sont choisies de façon à observer le cas où les trois particules α ont environ la même énergie, soit 3,7 MeV (par exemple sur la figure 5 : $\theta_{LA} = 120^\circ$ et $\theta_{LB} = 105^\circ$, ou $\theta_{LA} = 83^\circ 5'$ et $\theta_{LB} = 135^\circ$), les particules α émises par ^8Be (2,9 MeV) ont une énergie voisine de celle des protons diffusés (diffusion sur le bore et sur le carbone qui supporte ce bore) ; ces derniers apparaissent en coïncidences fortuites.

Sur la figure 6 montrant une série de canaux successifs d'un enregistrement en coïncidence réalisé pour $E_p = 2,65$ MeV, $\theta_{LA} = 120^\circ$, $\theta_{LB} = 105^\circ$, nous voyons les conséquences qui en résultent : pour les canaux du spectre A où la contribution des protons est grande, le spectre B en coïncidence fortuite a la forme du spectre B libre : les pics en coïncidence avec les α d'énergies $E_{GA} = 2,45$ MeV et 2,55 MeV n'apparaissent pas. Pour les grandes valeurs de E_{GA} , le pic B en coïncidence vient se fondre dans le pic dû aux

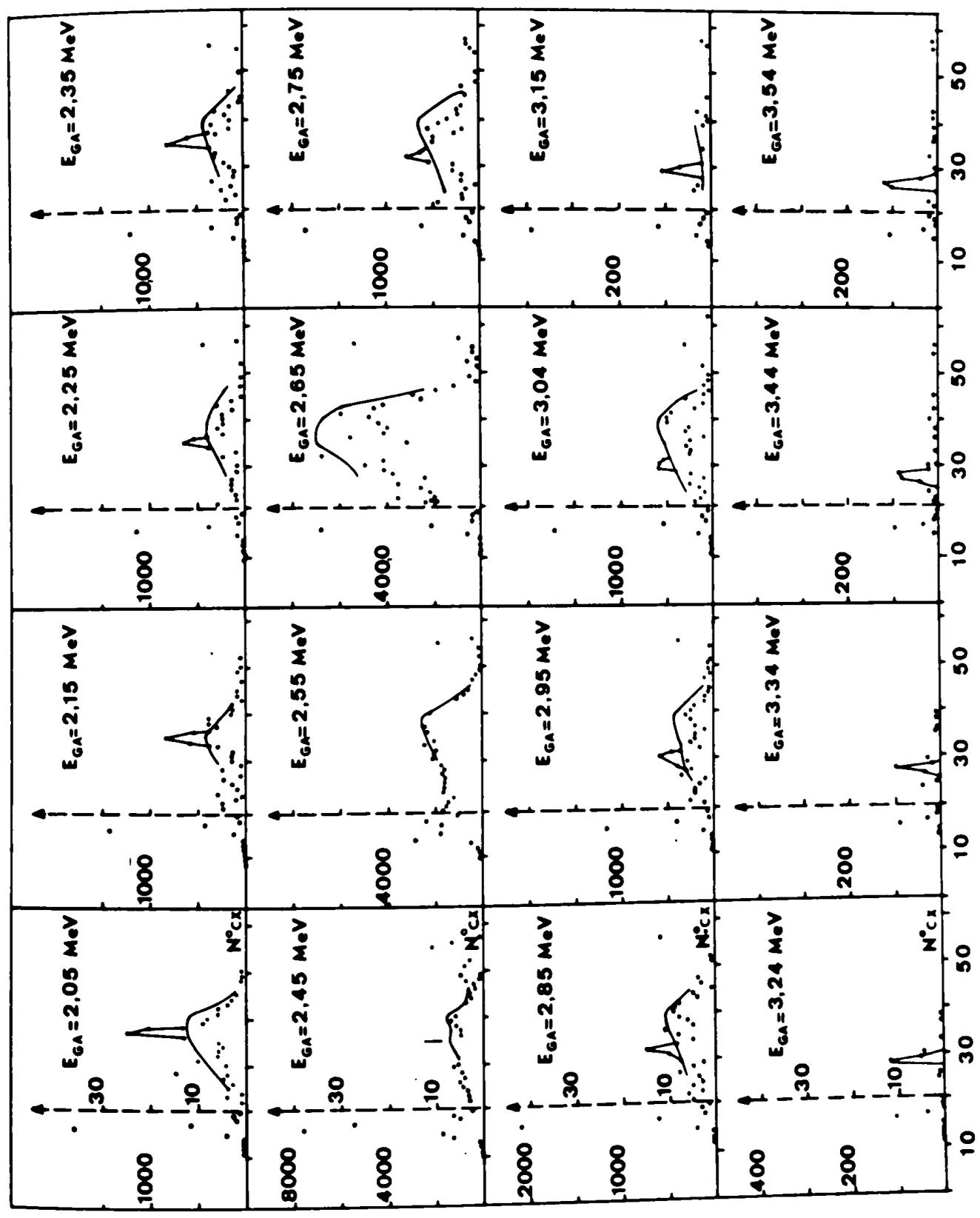


Fig.6 Exemple de spectre de coïncidences $\alpha\alpha$ sans blocage de protons

à $E_p = 2,65$ MeV $\theta_{LA} = 120^\circ$ $\theta_{LB} = 105^\circ$

protons en coïncidence fortuite. Dans les autres cas, le pic dû aux α en coïncidence est visible sur le spectre de coïncidences fortuites. Lorsque le nombre des coïncidences fortuites est important, on peut essayer de l'évaluer sans appliquer la formule usuelle $n_A n_B \tau$, où n_A et n_B sont les taux de comptages (libres de coïncidences) par unité de temps et τ le temps de résolution. En effet, il est préférable d'éviter ce calcul, qui suppose un faisceau rigoureusement constant, et d'évaluer directement les coïncidences fortuites à partir des résultats enregistrés.

Pour cela, on utilise le fait que le spectre B en coïncidence fortuite a la forme du spectre B libre et que les impulsions B en coïncidence vraie avec un canal A donné apparaissent sous forme d'un pic dont on connaît à peu près l'emplacement.

Si, dans le spectre libre, N est la surface du pic de protons et n le nombre de coups dans un canal déterminé m, le rapport $\frac{N}{n}$ doit subsister dans le spectre de coïncidences fortuites :

$$\frac{N}{n} = \frac{N'}{n'}$$

où N' est la surface du spectre du pic de protons et n' le nombre de coups dans le canal m.

Le spectre de coïncidences fortuites étant ainsi tracé à partir de N', on en déduit le nombre de coïncidences vraies par différence avec le spectre effectivement enregistré

on vérifie en outre que ces coïncidences vraies vérifient la relation cinématique.

Sur la figure 6, le spectre de coïncidences fortuites est tracé en traits pleins à partir du spectre libre réalisé avec le détecteur B.

Le pic de coïncidences vraies est, en général, nettement détaché sur ce spectre de fortuites, sauf pour les énergies $E_{GA} = 2,45 \text{ MeV}$, $2,55 \text{ MeV}$ et $2,65 \text{ MeV}$ (région où les protons diffusés sont les plus abondants).

Cette méthode n'est valable que si les coïncidences vraies sont, au moins, en aussi grand nombre que les coïncidences fortuites dans les limites imposées par la relation cinématique, pour pouvoir être dénombrées avec une précision acceptable.

De cette façon, nous avons pu étudier les courbes à $E_p = 2,8 \text{ MeV}$, $2,65 \text{ MeV}$ et $2,4 \text{ MeV}$ (voir figure 7). Les régions hachurées sur ces figures correspondent aux cas où :

- la présence des protons diffusés ne permet pas de déterminer N_A avec suffisamment de précision,
- le pic B en coïncidence est sous le pic de protons en coïncidence fortuite avec des particules d'énergie E_A donnée.

Avec un processus séquentiel, la "projection" N_A devrait se présenter sous la forme d'un spectre monotone avec deux maximums correspondant à $^8\text{Be}^*$

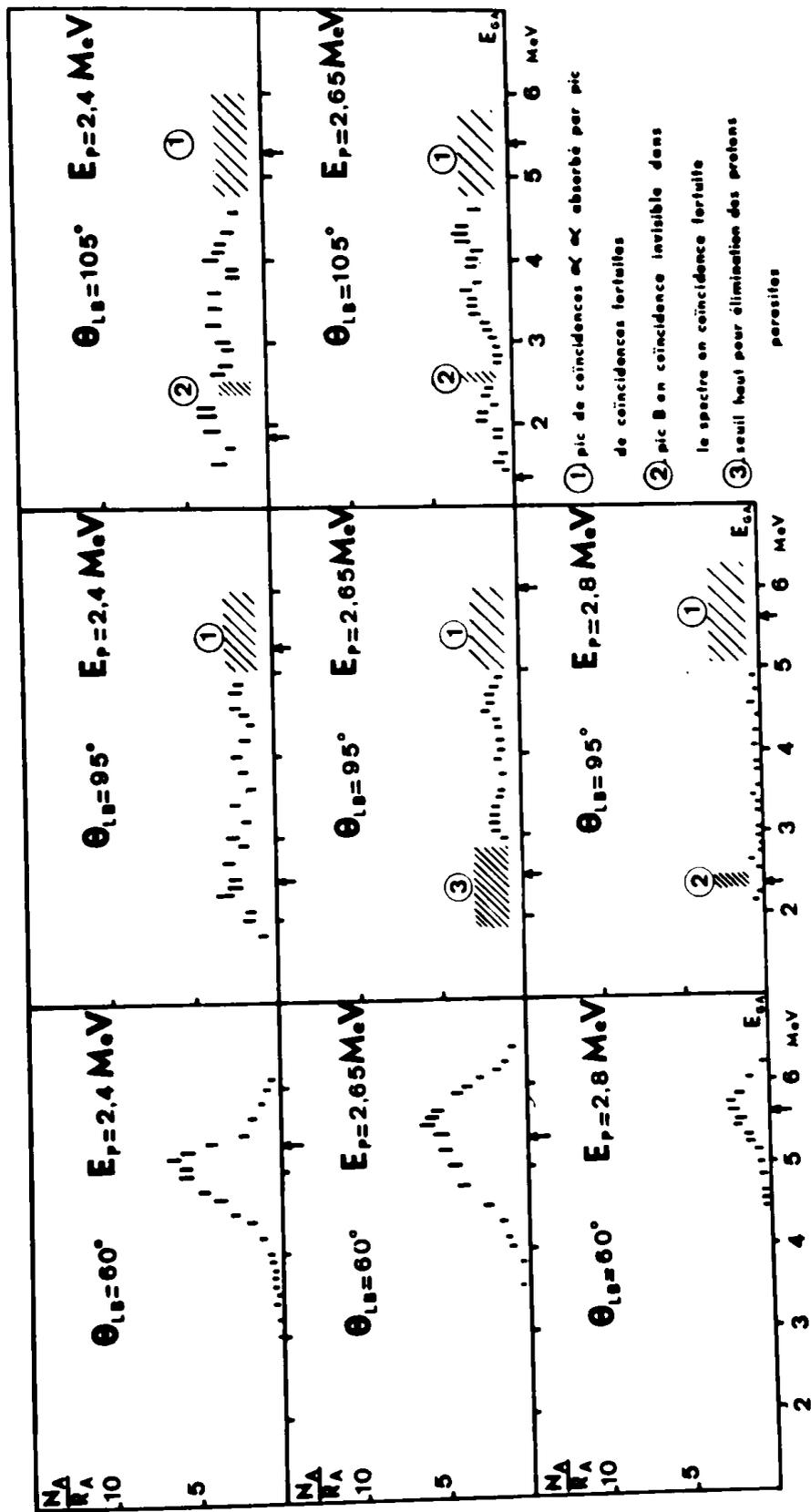


Fig.7 Coïncidences $\alpha\alpha$ à 2,4 MeV, 2,65 MeV et 2,8 MeV pour des valeurs voisines des énergies E_{GA} , E_{GB} , E_{GC} dans le système du centre de masse.

Les coïncidences fortuites sont justement gênantes dans la région de ces deux maximums (régions hachurées de la figure 7). Pour pouvoir faire la part du processus $B^{10} + p \longrightarrow \alpha + {}^8\text{Be}^* (2,9 \text{ MeV})$ dans le cas où les trois particules ont approximativement des vitesses égales et à 120° l'une de l'autre, il faut donc se débarrasser de ces coïncidences fortuites.

- Un premier moyen à employer serait de réduire le temps de résolution des coïncidences ; mais la variation de l'instant de réponse des circuits rapides en fonction de l'énergie empêche de diminuer ce temps au-dessous de 50 ns, si on veut étudier en une seule mesure une région d'énergie suffisamment large sans courir le risque de perdre des coïncidences.

- Un autre moyen pourrait consister à remplacer le circuit de coïncidences par un convertisseur de temps en amplitude et à délimiter les coïncidences vraies par des bandes de temps dépendant des énergies des particules α . Les moyens techniques ne permettaient pas cette opération à l'époque où ces expériences ont été faites.

- Une troisième méthode, qui peut compléter la précédente (diminution du temps de résolution), consiste à ne pas enregistrer les protons. Il ne devrait y avoir, alors, que peu de coïncidences fortuites. C'est ce moyen qui a été utilisé, après les premières expériences préliminaires.

On remplace pour cela chaque détecteur par l'ensemble d'un détecteur mince (arrêtant les α et laissant passer les protons) et d'un deuxième détecteur qui reçoit les protons.

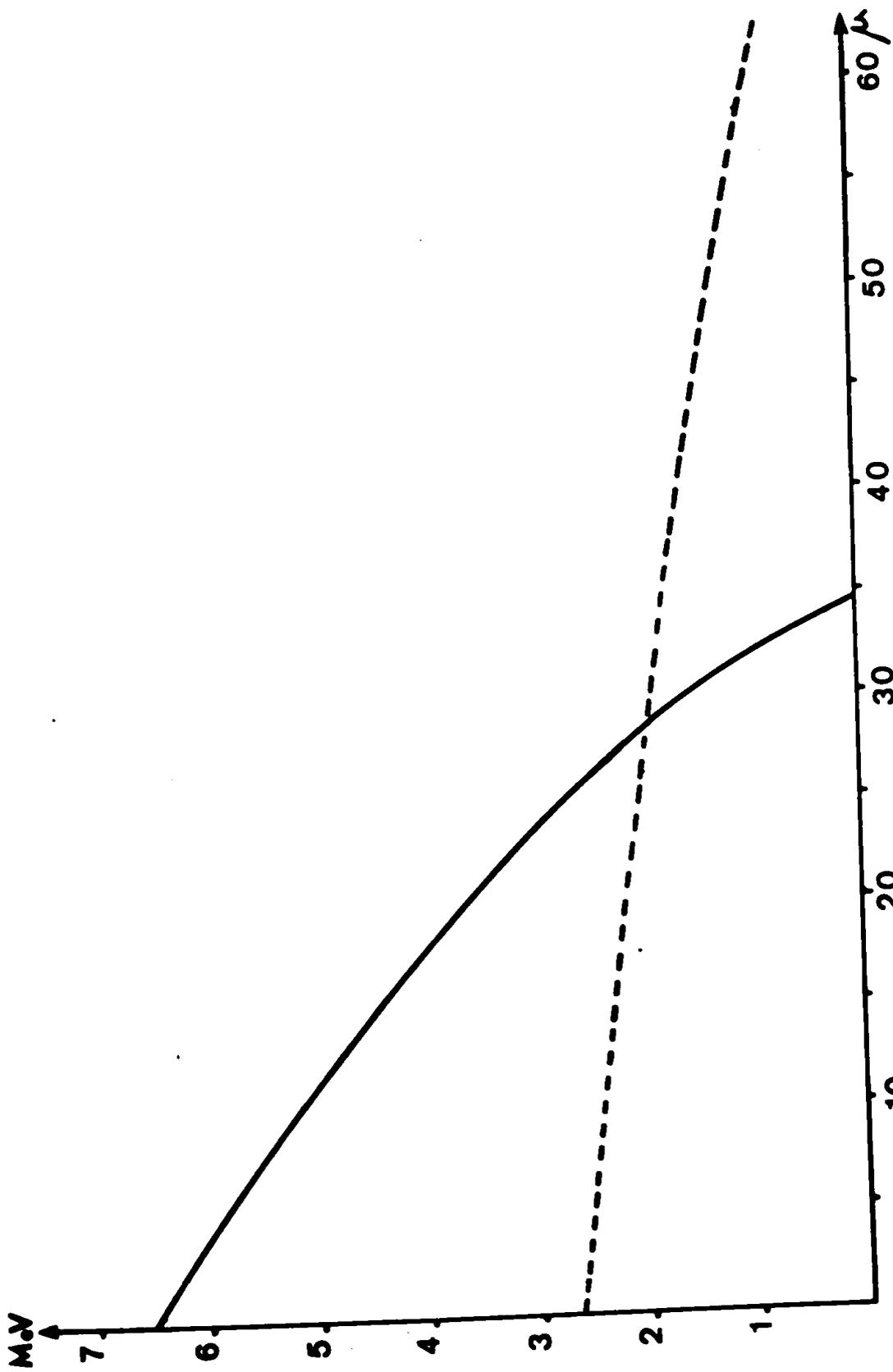


Fig.8 Courbes donnant l'énergie résiduelle des α et des protons en fonction de l'épaisseur traversée de silicium.

A partir de ce deuxième détecteur, on produit un signal qui empêche l'enregistrement de la coïncidence entre les impulsions de deux détecteurs minces (voir § III D: Appareillage).

La perte d'énergie dans un matériau donné de densité ρ , d'épaisseur x s'exprime par (W_1) :

$$\Delta E = S(E) (\Delta \rho x) \left\{ -1 + \frac{1}{2} D(E) (\Delta \rho x) \right\} + \dots$$

avec $S(E)$ = pouvoir d'arrêt,

$D(E) = \frac{dR}{dE}$ = dérivée du parcours par rapport à l'énergie.

Dans la région étudiée du diagramme de Dalitz, les α les plus énergiques ont une énergie de 6,5 MeV dans le laboratoire. Le calcul montre que ces α sont arrêtés par des jonctions au Silicium de 34μ d'épaisseur (fig. 8). Au-dessous de cette épaisseur, α_0 peut traverser, ce qui ne gêne pas gravement nos mesures. Au-dessus, l'énergie résiduelle des protons peut être trop faible pour donner le signal permettant de les identifier (voir aussi fig. 8) : cette énergie résiduelle doit excéder quelques centaines de Kev. En effet, sur un spectre libre donné par une jonction, dans le sens des énergies croissantes, on trouve successivement du bruit de fond, des pics intenses de protons diffusés, un spectre monotone de particules α et enfin le pic " α_0 ". Si la jonction est d'épaisseur $< 34 \mu$, une particule α_0 peut traverser cette jonction mince et donner lieu à un signal de blocage si cette épaisseur est suffisamment petite.

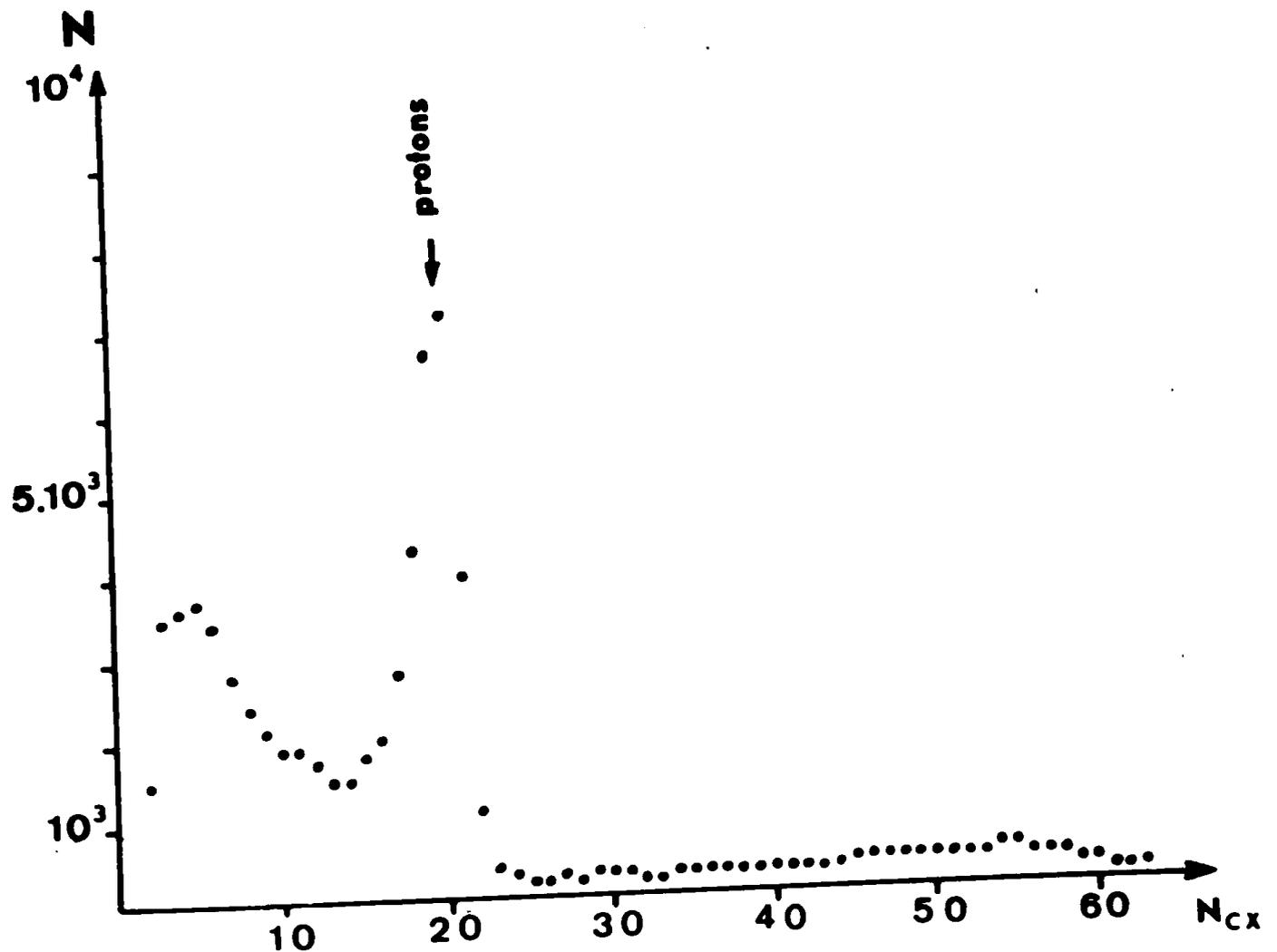


Fig.9 Enregistrement d'un spectre libre avec blocage de protons à $E_p = 2,65 \text{ MeV}$ pour $\theta_{LA} = 120^\circ$ et $\theta_{LB} = 105^\circ$

Le pic de protons visibles sur cette figure n'est que la queue de basse énergie d'un pic 20 à 30 fois plus important : ces protons de trop basse énergie n'ont pas déclenché le dispositif de blocage.

Quand on fait agir le blocage, le spectre libre a l'aspect représenté sur la figure 9.

Les protons de faible énergie, arrêtés par la jonction mince ou la traversant avec une énergie résiduelle trop faible, subsistent encore dans le spectre bloqué, ainsi que le bruit de fond.

L'épaisseur de la jonction est donc choisie en fonction des deux impératifs suivants :

1°) absorption des particules α d'énergie donnée dans la région du diagramme de Dalitz étudiée,

2°) l'énergie résiduelle des protons doit être suffisante pour déclencher le blocage ($E > 800$ Kev).

Ne disposant que d'un petit nombre de jonctions, nous avons choisi :

- une jonction de 25μ pour l'angle fixe $\theta_{LA} = 120^\circ$, l'énergie maximum des α absorbés étant de l'ordre de 5 MeV,
- une jonction de 35μ pour les angles mobiles $\theta_{LB} > 80^\circ$ arrêtant des α de 6,5 MeV et laissant passer des protons d'énergie résiduelle de l'ordre de 1 MeV, l'énergie des protons diffusés dans cette zone étant voisine de 2,4 MeV.
- Pour les angles plus à l'avant ($< 80^\circ$) une jonction de 5μ qui absorbe les α les plus énergiques de la réaction et laisse passer les protons avec une énergie suffisante pour donner un signal qui permet de les identifier.

A l'aide d'un dispositif réalisé par Y.Chanut et G.Salmer, nous avons effectué ces mesures dans des conditions voisines de celles des mesures préliminaires déjà citées.

Un exemple d'enregistrement, représenté sur la figure 10, dans la même bande d'énergie E_{GA} que la figure 6 est donné à titre de comparaison. Il montre l'amélioration apportée par le nouvel appareillage. Une série de mesures, actuellement en cours, semble confirmer ce que l'on avait soupçonné avec l'ancien dispositif, à savoir :

- prédominance du processus séquentiel en dehors de la résonance,
- à 2,65 MeV probabilité accrue de 3 α d'énergies voisines, masquant le processus séquentiel $\alpha + {}^8\text{Be}^*$ (2,9 MeV).

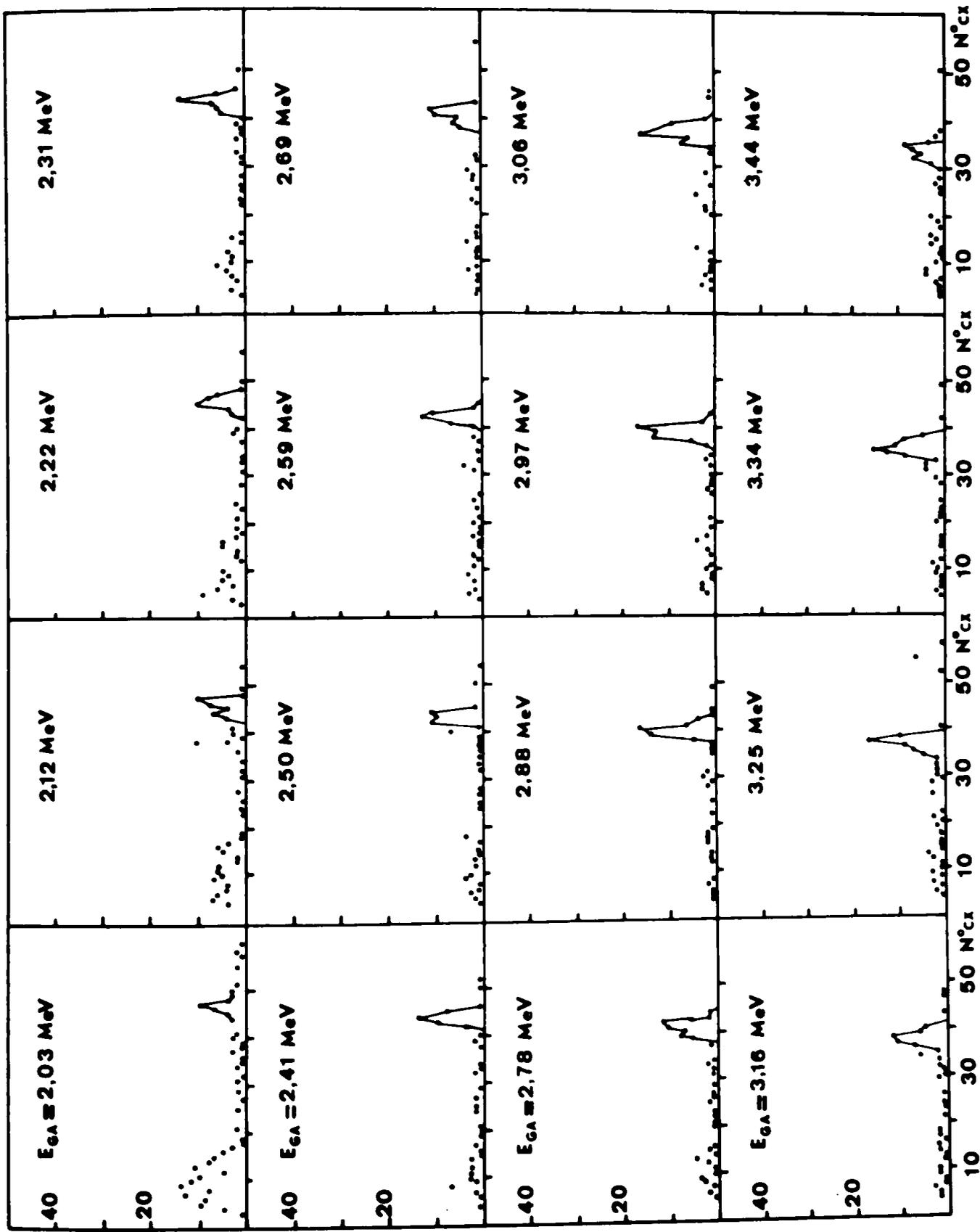


Fig.10 Exemple de spectre de coïncidences $\alpha\alpha$ avec blocage de protons

à $E_p = 2,65$ MeV $\theta_{LA} = 120^\circ$ $\theta_{LB} = 105^\circ$

A N N E X E

A) Notations

Nous rappelons brièvement les notations définies par ailleurs $(F_1)(F_2)$. La réaction à étudier est :



La particule détectée par le détecteur fixe est désignée par A, celle détectée par le détecteur mobile est désignée par B.

Le système de référence est indiqué sous la forme d'un indice supplémentaire placé en tête de la variable considérée ; par exemple :

\vec{V}_{LA} \vec{V}_{GA} $\vec{V}_{B'A}$ sont les vitesses de la particule A dans le laboratoire, dans le système du centre de masse G et dans un système lié au centre de masse B' de A et C.

P : impulsion,

E : énergie,

x y a b c : masses exactes,

$E_F = E_{GF} = \frac{Y}{x+y} E_{LX} + Q = E_{GA} + E_{GB} + E_{GC}$: énergie cinétique finale.

Variables angulaires (Fig. A₁ et A₂)

φ : angle définissant un demi-plan passant par le faisceau
 θ : angle formé par le faisceau et une direction du demi-plan défini par φ

$-\pi < \varphi \leq +\pi$ et $0 \leq \theta \leq \pi$ si on n'admet que les vitesses positives. Si on admet $v < 0$, les limites de φ sont conventionnellement $\pm \frac{\pi}{2}$.

L'angle entre les directions de A et B, conventionnellement compris entre 0 et $+\pi$ est désigné par $\Delta_{(AB)}$ et l'on a :

$$\cos \Delta_{L(AB)} = \cos \theta_{LA} \cos \theta_{LB} + \sin \theta_{LA} \sin \theta_{LB} \cos(\varphi_B - \varphi_A)$$

$\theta_{A'B}$ = angle entre les vitesses $\vec{v}_{GA'}$ et $\vec{v}_{A'B}$ compris entre 0 et $+\pi$ par convention,

$\varphi_{A'B}$ = angle entre les demi-plans ayant A'A comme intersection et définis par \vec{v}_{GB} et \vec{v}_{LG} .

Angles solides

Le système de référence est précisé dans la notation des angles solides différentiels :

$$d\Omega_{LA} = d(\cos \theta_{LA}) d\varphi_A$$

$$d\Omega_{GA} = d(\cos \theta_{GA}) d\varphi_A$$

B) Représentation graphique d'un état final à trois corps

Diagramme de Dalitz (F₁)(F₂)

Dans un système de coordonnées E_{GA} E_{GB}, la conservation de la quantité de mouvement implique que le point représentatif soit à l'intérieur d'une ellipse d'équation :

$$\left[(a + c)E_A + (b + c)E_B - c E_F \right]^2 = 4 ab E_A E_B$$

tangente aux droites E_A = 0 et E_A = $\frac{b + c}{a + b + c} E_F$ en des points

E_B = $\frac{c}{b + c} E_F$ et E_B = $\frac{b}{b + c} \frac{a}{a + b + c} E_F$ pour lesquels

E_C = $\frac{b}{b + c} E_F$ et E_C = $\frac{c}{b + c} \frac{a}{a + b + c} E_F$.

Deux formes pratiques de ce diagramme sont utilisées

- Un diagramme carré de coordonnées

$$\epsilon_{BC} = E_F - \epsilon_A = E_F - \frac{a + b + c}{b + c} E_{GA} = E_{A'B} + E_{A'C} \quad \text{et}$$

$$\epsilon_{AC} = E_F - \epsilon_B = E_{B'A} + E_{B'C}$$

- un triangle équilatéral de hauteur E_F = E_{GA} + E_{GB} + E_{GC} où les énergies des trois particules sont représentées par les distances du point représentatif au trois côtés.

Intérêt du diagramme

	Pages
La répartition des points à l'intérieur de ce diagramme fournit des indications sur la nature du mécanisme de la réaction :	11
- une tripartition statistique se traduit par une distribution uniforme ;	16
- si l'état final provient d'une réaction avec étape intermédiaire, par exemple $X + Y \longrightarrow A + (A')^* \longrightarrow A+B+C$, les points représentatifs sont distribués sur une bande de largeur proportionnelle à celle de l'état $(A')^*$.	18
Si l'on peut définir la densité, on obtient alors des informations quantitatives (voir § II : Méthode d'étude).	23
Les détecteurs d'angles solides donnés ayant des directions données, ceci impose entre les énergies des particules détectées A et B une relation traduite par une courbe à l'intérieur de ce diagramme : des exemples sont fournis par la figure 5. Cette relation est vérifiée pour des énergies exprimées dans le centre de masse, les directions étant définies dans le laboratoire.	29
	31
	34
	36
	38
	41
	41
	44
	44

Bibliographie

- (B₁) J.D. Bronson, Thèse, Houston (1964)
- (B₂) J.D. Bronson, W.D. Simpson, W.R. Jackson et G.C. Phillips,
Nucl. Phys. 68, 241 (1965)
- (C₁) Y.Chanut, Y.Flamant, F.Bouabdallah, G.Salmer et R.Ballini,
Int. Conf. Nucl. Str. Tokyo, 1967
- (C₂) Y.Chanut, Communication privée (1967)
- (D₁) D.Dehnhard, Rev. Mod. Phys., 37, 450, (1965)
- (F₁) Y.Flamant, Thèse, Alger (1967)
- (F₂) Y.Flamant, Y.Chanut et R.Ballini - soumis pour publication
au Journal de Physique
- (F₃) Y.Flamant, Y.Chanut, F.Bouabdallah, R.Ballini et L.Marquez
C.R. Acad. Sci. Paris 264, B 1283 (1967)
- (G₁) A.Giorni, D.Engelhardt, J.F.Cavaignac, J.P.Longequeue et
R.Bouchez - C.E.N. de Grenoble, juin 1967, Note Phys. n°67/9S
- (L₁) J.P.Longequeue, J.F.Cavaignac, A.Giorni et R.Bouchez
Note Phys. n° 67/7S
- (M₁) M.C.Donald, Phys. Let. 19, 293, (1965)
- (M₂) L.Marquez, Communication privée (1966)
- (M₃) L.Marquez, J.P.Laugier, R.Ballini, C.Lemeille, N.Saunier
et J.Rey - Nucl. Phys. A97, 321 (1967)
- (M₄) N.Madjar, Thèse Ingénieur Docteur, Alger (1967)
- (P₁) G.C. Phillips, Rev. Mod. Phys. 36, 1085 (1964)
- (S₁) R.E.Segel, S.S.Hanna et R.G.Allas, Phys. Rev. 139, B 818 (1965)

.../...

(S₂) G.D.Symons et P.B.Treacy, Nucl Phys 40, 93, (1962)

(S₃) P.Swan, Rev. Mod. Phys. 37, 336, (1965)

(W₁) Williamson et Boujot, Rapport C E A n° 2-189, 9, (1962)

(Z₁) C.Zupanich et al. Hercegovi Lectures, (1964)

Légende des figures

	Pages
1 - Schéma général de l'extension	11
2 - Schéma de principe pour l'enregistrement des coïncidences $\alpha\alpha$	16
3 - Schéma simplifié du convertisseur d'analogique en numérique	18
4 - Coïncidences $\alpha\alpha$ autour de la résonance vers 2,65 MeV \mathcal{D} (§ II : Méthode d'étude) en fonction de E_{GA} pour $\theta_{LA} = \theta_{LB} = 83^\circ 5'$	23
5 - Energies des particules α en coïncidence de la réaction $p(265 \text{ MeV}) + {}^{11}\text{B} \longrightarrow 3\alpha; E_F = 11,1 \text{ MeV}$ $\varphi_B - \varphi_A = \pi$ et deux valeurs de θ_{LA}	29
6 - Exemple de spectre de coïncidences $\alpha\alpha$ sans blocage de protons à $E_p = 2,65 \text{ MeV}$ $\theta_{LA} = 120^\circ$ $\theta_{LB} = 105^\circ$	31
7 - Coïncidences $\alpha\alpha$ à 2,4 MeV, 2,65 MeV et 2,8 MeV pour des valeurs voisines des énergies E_{GA} E_{GB} E_{GC} dans le système du centre de masse	34
8 - Courbes donnant l'énergie résiduelle des α et des protons en fonction de l'épaisseur traversée de silicium	36
9 - Enregistrement d'un spectre libre avec blocage de protons à $E_p = 2,65 \text{ MeV}$ pour $\theta_{LA} = 120^\circ$ et $\theta_{LB} = 105^\circ$	38
10 - Exemple de spectre de coïncidences $\alpha\alpha$ avec blocage de protons à $E_p = 2,65 \text{ MeV}$ $\theta_{LA} = 120^\circ$ $\theta_{LB} = 105^\circ$	41
 <u>Planche I</u> : Vue partielle d'un enregistrement obtenu à l'aide d'un traceur I.E.R.	 21
 Fig.A ₁ : Coordonnées angulaires	 44
Fig.A ₂ : Coordonnées de corrélations angulaires	44

Table des matières

	Pages
<u>CHAPITRE I</u>	
Introduction	1
<u>CHAPITRE II</u>	
Méthode d'étude	6
<u>CHAPITRE III</u>	
Appareillage	10
<u>CHAPITRE IV</u>	
Mesures de coïncidences entre α α colinéaires dans le système du C.M., les détecteurs étant symétriques par rapport au faisceau	22
<u>CHAPITRE V</u>	
Etude du cas où les 3 α sont d'énergie voisine	30
<u>ANNEXE</u>	42