

**CONTRIBUTION A L'ÉTUDE
DES NIVEAUX EXCITÉS
DU ${}^7\text{Be}$ OBTENUS
PAR LA RÉACTION ${}^6\text{Li} (p, \alpha)$.**

par

Henri BEAUMEVIEILLE

Rapport CEA - R 2624

CENTRE D'ÉTUDES
NUCLÉAIRES DE GRENOBLE

CEA-R 2624 — BEAUMEVIEILLE Henri

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES NIVEAUX EXCITES DU ${}^7\text{Be}$ OBTENUS PAR LA REACTION ${}^6\text{Li}$ (p, α)

Sommaire :

L'interprétation des résultats de la réaction ${}^6\text{Li}$ (p, α) dans la gamme d'énergie 100 keV à 3 MeV a été faite avec les niveaux suivants du ${}^7\text{Be}$: $3/2^-$ (5,9 MeV), $3/2^+$ (6,2 MeV), $5/2^-$ (7,18 MeV) et un niveau dont les caractéristiques doivent être $1/2^+$ ou ${}^4\text{P}$ (9,5 MeV).

1964

64 pages

Commissariat à l'Energie Atomique - France

CEA-R 2624 — BEAUMEVIEILLE Henri

CONTRIBUTION TO THE STUDY OF EXCITED LEVELS OF ${}^7\text{Be}$ OBTAINED FROM THE REACTION ${}^6\text{Li}$ (p, α)

Summary :

The interpretation of the results of the reaction ${}^6\text{Li}$ (p, α) in the energy range 100 keV to 3 MeV has been done with the next levels of ${}^7\text{Be}$: $3/2^-$ (5,9 MeV), $3/2^+$ (6,2 MeV), $5/2^-$ (7,18 MeV) and a level the characteristics of which may be $1/2^+$ or ${}^4\text{P}$ (9,5 MeV).

1964

64 pages

Commissariat à l'Energie Atomique - France

Les rapports du COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE sont, à partir du n° 2200, en vente à la Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 16, rue Lord Byron, PARIS VIII.*

The C.E.A. reports starting with n° 2200 are available at the Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 16, rue Lord Byron, PARIS VIII.*

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Henri BEAUMEVIEILLE

PREMIÈRE THÈSE

Contribution à l'étude des niveaux excités
du ${}^7\text{Be}$ obtenus par la réaction ${}^6\text{Li} (p, \alpha)$

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 14 Mai 1964 devant la commission d'examen

MM. A. MOUSSA Président

Y. AYANT	}	Examineurs
R. BOUCHEZ		
E. COTTON		

REMERCIEMENTS

Je prie Monsieur le Professeur MOUSSA qui a bien voulu s'intéresser à ce travail et accepter de présider le jury de ma thèse de trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Monsieur le Professeur BOUCHEZ après m'avoir accueilli dans son laboratoire pour préparer une thèse de 3ème Cycle m'a décidé à préparer ensuite une thèse de Doctorat d'Etat. Les discussions que j'ai eues avec lui et la confiance qu'il m'a toujours témoignée m'ont été d'une grande utilité. Je le prie de trouver ici l'expression de ma profonde gratitude.

Je remercie Monsieur le Professeur AYANT pour l'intérêt qu'il a bien voulu prendre à ma thèse.

Je remercie Monsieur COTTON, Chef du SPNBE de Saclay qui m'a permis d'avoir de fructueuses discussions avec les membres de son service (MANI) qui ont travaillé à plus haute énergie sur la réaction ${}^6\text{Li} (p, \alpha) {}^3\text{He}$.

Ce travail a été réalisé au Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble. Je prie Monsieur le Professeur NEEL, Directeur du C.E.N.G., de bien vouloir trouver ici l'expression de ma plus profonde gratitude.

Je remercie également Monsieur GERBIER, Chef du Laboratoire des Accélérateurs pour les facilités qu'il m'a données en ce qui concerne le fonctionnement de l'accélérateur V_1 .

La plupart des expériences décrites dans cette thèse ont été réalisées en collaboration avec Monsieur J.P. LONGEQUEUE et Madame N. LONGEQUEUE. Je les remercie de leur aide et de leurs suggestions.

Je remercie enfin le personnel des laboratoires de Physique Nucléaire (Université et C.E.N.G.) et d'Accélérateurs qui m'a fourni une aide précieuse et je n'aurai garde d'oublier ceux qui à de multiples reprises, ont accepté d'effectuer des travaux supplémentaires de nuit pour assurer un fonctionnement continu des expériences.

INTRODUCTION

Le présent travail se situe dans le cadre de l'étude des niveaux du ${}^7\text{Be}$ et du ${}^7\text{Li}$ entreprise au laboratoire. Cette étude a pour but de comparer les états des noyaux miroirs ${}^7\text{Li}$ et ${}^7\text{Be}$, obtenus à partir des résultats expérimentaux, et aussi avec les niveaux déduits des modèles nucléaires (modèle en couches, modèles des amas ou "cluster model", modèle rotationnel).

Dans ce travail, l'on étudie la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha)$ à la fois du point de vue expérimental et théorique entre 0,1 et 3 MeV :

1/ Dans la première partie, nous indiquons les résultats de nos expériences (courbe d'excitation et distributions angulaires effectuées de 130 à 600 keV). Pour l'analyse ultérieure, nous rappelons les résultats expérimentaux obtenus par Marion (1956) de 600 keV à 2,9 MeV et par Mani (1963) de 2 à 3 MeV ; les résultats expérimentaux de ce dernier auteur ayant été utilisés pour préciser ceux de Marion (1956). En effet il a été nécessaire d'analyser les résultats expérimentaux dans une assez grande bande d'énergie, de 5,6 à 10 MeV, pour étudier l'influence des niveaux larges $\Gamma \simeq 1$ MeV du ${}^7\text{Be}$ dans la région 5,6 à 7 MeV.

2/ Dans la deuxième partie, nous analysons les résultats expérimentaux précédents, à partir de la théorie du noyau composé à plusieurs niveaux et avec interférence. Notre analyse a montré que les expériences (variation de la section efficace totale et distributions angulaires) peuvent être interprétées de 130 keV à 3 MeV à partir des niveaux suivants :

- le niveau $5/2^-$ à 7,18 MeV avec les paramètres obtenus par Mac Cray (1962) dans l'étude de la diffusion élastique ${}^6\text{Li}(p, p)$: $\theta_p^2 \simeq 0,28$ $\theta_a^2 \simeq 0,012$

- le niveau $3/2^+$ à 6,20 MeV avec les paramètres $\theta_p^2 \simeq 0,010$, $\theta_a^2 \simeq 0,23$; ce niveau correspond à celui suggéré par Marion (1956) non observé dans les expériences ${}^6\text{Li}(p, p)$ (Mac Cray 1962) $\theta_p^2 \simeq 1\%$ étant très petit et mis en doute par les expériences de diffusion ($\alpha + {}^3\text{He}$) de Tombrello (1963) qui observe à 6,5 MeV un niveau ($5/2^-$) qui ne peut être de parité positive.

- un niveau $S\ 1/2^+$ (Mac Cray) ou ${}^4\text{P}\ (1/2^-, 3/2^-, 5/2^-)$ à 9,5 MeV, avec les paramètres $\theta_p^2 \simeq 0,20$ $\theta_a^2 \simeq 0,08$.

- un niveau $3/2^-$ à 5,90 MeV, analogue au niveau $3/2^-$ à 5,7 MeV du ${}^7\text{Li}$ avec les paramètres $\theta_p^2 \simeq 0,004$ $\theta_a^2 \simeq 0,15$.

Nous avons montré que les résultats expérimentaux étaient incompatibles avec seulement l'hypothèse de deux niveaux à parité négative $5/2^-$ à 6,51 et 7,18 MeV, interférant entre eux et avec un troisième niveau le niveau $S\ 1/2^+$ ou bien le niveau ${}^4\text{P}\ (1/2^-, 3/2^-, 5/2^-)$ à 9,5 MeV. Nous avons aussi conclu que le niveau $5/2^-$ à 6,51 MeV (Tombrello 1963) doit avoir une largeur en protons très faible et n'est pas appréciablement excité dans la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha)$. Il doit donc exister deux niveaux au voisinage de 6,2 MeV, l'un de parité positive ($3/2^+$, 6,20 MeV) observé par Marion (1956), l'autre de parité négative ($5/2^-$, 6,51 MeV) observé par Tombrello (1963).

Les conclusions essentielles de notre travail sont donc les suivantes :

a) Confirmation du niveau ($3/2^+$, 6,2 MeV) de Marion (1956) : L'interprétation des résultats expérimentaux de la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha)$ suggère l'existence du niveau de parité positive $3/2^+$ à 6,20 MeV, les effets d'interférence dans les courbes de distribution angulaire ne pouvant être interprétés, nous semble-t-il, d'une autre manière.

b) Mise en évidence d'un nouveau niveau ($3/2^-$, 5,90 MeV) homologue de celui déjà observé dans le ${}^7\text{Li}$. Nos données expérimentales de 130 à 600 keV ne peuvent s'interpréter par l'hypothèse du niveau ($3/2^+$, 6,20 MeV), du niveau $P\ (5/2^-)$, 7,18 MeV) et d'un niveau $S\ 1/2^+$ (ou ${}^4\text{P}$) à 9,5 MeV,

le signe négatif et la variation du coefficient du terme $A_2 P_2 (\cos \theta)$ dans cette gamme d'énergie suggérant l'existence d'un nouveau niveau $3/2^-$ du ${}^7\text{Be}$ vers 5,90 MeV ; avec cette hypothèse supplémentaire on peut alors expliquer le signe négatif et la variation quantitative du coefficient A_2 de la distribution angulaire.

c) Il semble vraisemblable qu'un seul état du ${}^7\text{Be}$ avec une grande valeur du paramètre θ_p^2 existe autour de 10 MeV ; les expériences ${}^6\text{Li} (p, \alpha)$ ne permettent pas de choisir entre les caractéristiques $S 1/2+$ ou ${}^4\text{P} (1/2-, 3/2-, 5/2-)$.

d) Le niveau $(5/2-, 6,51 \text{ MeV})$ paraît avoir une influence négligeable dans nos expériences, sa largeur θ_p^2 est certainement beaucoup plus faible que la limite supérieure de 0,02 indiquée par Tombrello (1963). Toutefois, il sera nécessaire de préciser expérimentalement dans la région de 1 à 2 MeV la valeur du terme $A_2 P_2 (\cos \theta)$ pour étudier une influence éventuelle de l'état $(5/2-, 6,51 \text{ MeV})$ qui de toutes manières doit être beaucoup plus faible que celle de l'état $(3/2-, 7,18 \text{ MeV})$.

CHAPITRE I

LES NIVEAUX DES NOYAUX MIROIRS ${}^7\text{Li}$ ET ${}^7\text{Be}$

La classification des niveaux d'énergie peut être entreprise à partir de l'énergie d'excitation, du moment angulaire total J et de la parité Π qui sont des constantes du mouvement. Toutefois, on peut obtenir des critères supplémentaires si certaines hypothèses sur la charge électrique sont faites pour les forces nucléaires, hypothèses qui sont seulement valables d'une manière approchée :

- 1/ les forces nucléaires sont indépendantes de la charge électrique ;
- 2/ l'effet de la charge électrique peut être traité comme une perturbation.

Une des méthodes pour tester les propriétés 1 et 2 est fournie par l'étude des énergies de l'état fondamental et des états excités des noyaux miroirs (tels que $Z = N'$ et $Z' = N$, Z et Z' étant leurs charges respectives, N et N' le nombre de neutrons de chacun d'eux). Dans ce cas, il est possible de calculer théoriquement à partir de l'hypothèse 2, la différence d'énergie entre les états correspondants.

Nous rappelons ci-dessous l'état actuel de cette correspondance entre les noyaux miroirs ${}^7\text{Li}$ et ${}^7\text{Be}$.

LES NIVEAUX DU ${}^7\text{Be}$ -

L'étude des états excités du ${}^7\text{Be}$ peut être entreprise à partir des réactions :

- ${}^6\text{Li} (p, \alpha)$, ${}^6\text{Li} (p, p)$ permettant d'atteindre les états excités du ${}^7\text{Be}$ au-dessus de 5,609 MeV ;

- ${}^3\text{He} (\alpha, \alpha)$ ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{He} (\alpha, p)$ ${}^6\text{Li}$ permettant d'étudier les états excités du ${}^7\text{Be}$ au-dessus de 1,587 MeV. Les schémas des niveaux excités du ${}^7\text{Be}$ et du ${}^7\text{Li}$ sont indiqués d'après Lauritsen (1961) sur la figure 1, les énergies d'excitation et les caractéristiques des niveaux excités du ${}^7\text{Be}$ étant essentiellement déterminées à partir des réactions suivantes :

1/ Réaction ${}^6\text{Li} (p, p)$.

Cette réaction a été étudiée récemment par Mac Cray (1962) qui mesura la section efficace différentielle de diffusion élastique pour des énergies de 0,45 à 2,9 MeV. Les résultats de Mac Cray, à partir de l'analyse des facteurs de phase en ne supposant que des ondes s et p , peuvent s'interpréter avec un état ${}^4\text{P} (5/2-, 7,18 \text{ MeV})$, analogue à son homologue (7,47 MeV) dans le noyau miroir ${}^7\text{Li}$, et avec un état très large $S (1/2+)$ près ou au-dessus de 8 MeV. Notons que les résultats expérimentaux de Mac Cray seraient aussi compatibles avec un état ${}^4\text{P} (3/2-)$ à condition de choisir un mélange plus compliqué des spins de la voie incidente. Toutefois, Mac Cray retient les caractéristiques $5/2-$ pour le niveau 7,18 MeV, par analogie avec celles du niveau correspondant de 7,47 MeV du noyau miroir ${}^7\text{Li}$, déterminées à partir de la réaction ${}^6\text{Li} (n, \alpha)$ (Blair 1955). D'autre part, dans les résultats de Mac Cray, le facteur de phase de diffusion pour l'onde s , correspondant à la valeur $3/2$ du spin de la voie incidente ($p + {}^6\text{Li}$) ne montre aucune résonance dans la gamme d'énergie de 0,45 à 2,9 MeV, donc aucune évidence pour le niveau $3/2+$ dans cette gamme d'énergie observé par ailleurs par Marion (1956) (voir ci-dessous). Enfin, on doit noter que le comportement résonant (niveau large $S 1/2+$ au-dessus de 8 MeV) du facteur de phase de diffusion de l'onde s pour la valeur $1/2$ du spin de la voie, a été établi par Mac Cray dans l'hypothèse d'un seul état ${}^4\text{P}$ résonant, à 7,18 MeV ($E_p = 1,85 \text{ MeV}$).

La réaction ${}^6\text{Li} (p, p)$ a aussi été étudiée de 2 à 5 MeV par Forsyth (1963) qui propose l'existence d'un niveau très large vers 9,5 MeV ($E_p \approx 4,6 \text{ MeV}$) et de parité négative.

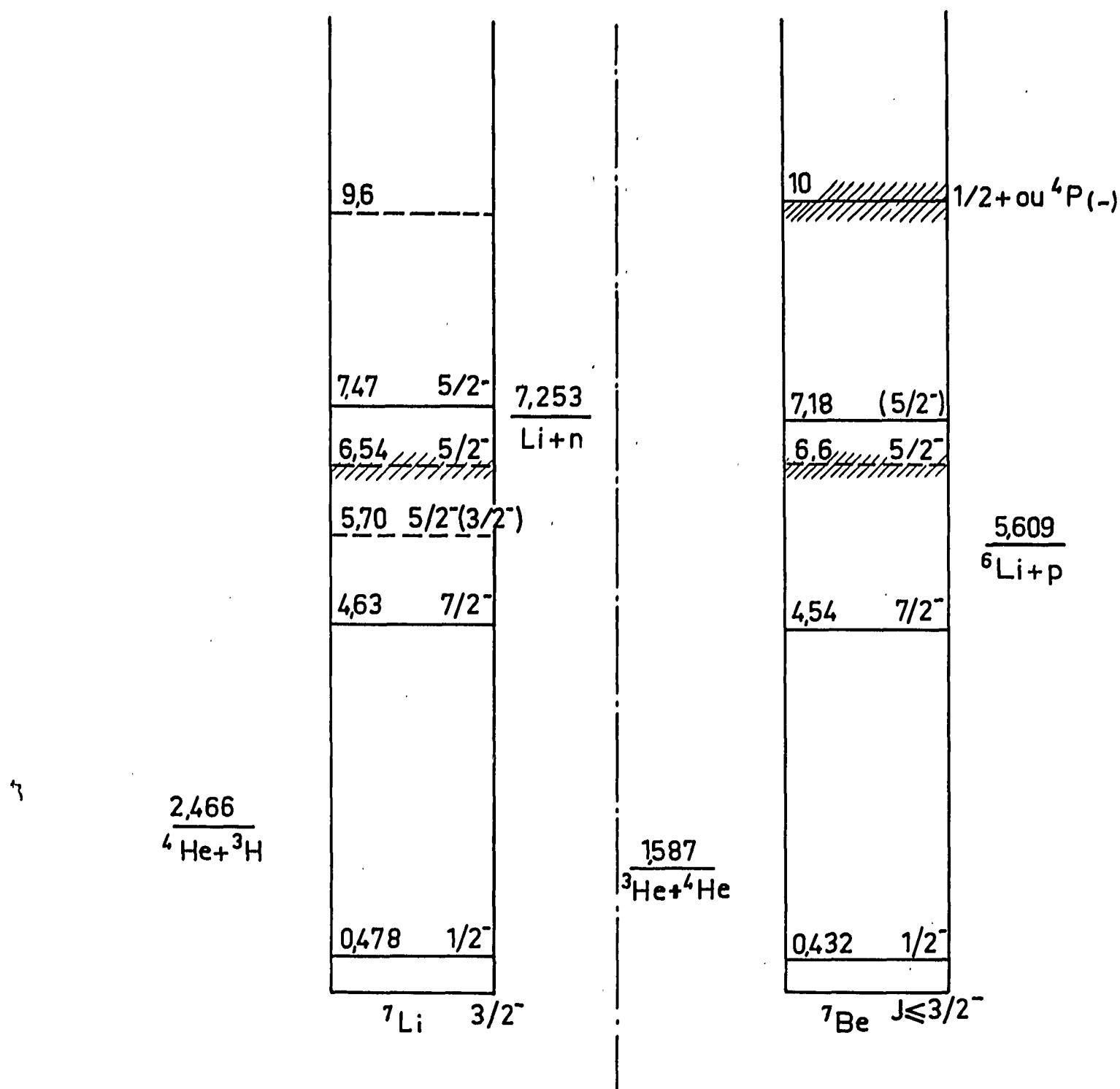


Fig. 1 - Schéma des niveaux des noyaux miroirs ${}^7\text{Li}$ et ${}^7\text{Be}$.

Enfin, très récemment Harrison et Whitehead (1963) ont publié leurs résultats sur la diffusion élastique ${}^6\text{Li}$ (p, p) de 2,4 à 12 MeV. Une résonance très large apparaît très nettement aux angles arrière, pour une énergie des protons d'environ 5 MeV, correspondant vraisemblablement à celle déjà observée par Forsyth vers 4,6 MeV. En outre, la similitude du comportement des données de diffusion pour les deux niveaux de 7,18 et de 10 MeV suggère qu'ils doivent appartenir vraisemblablement au même multiplet ${}^4\text{P}$ selon la notation du couplage L - S du modèle en couches (Kurath 1956). Toutefois, les données expérimentales sur la diffusion des protons ne permettent pas de choisir entre les valeurs possibles (1/2⁻, 3/2⁻ et 5/2⁻) pour ce multiplet ${}^4\text{P}$ (L = 1, S = 3/2).

2/ Réaction ${}^6\text{Li}$ (p, α).

La courbe d'excitation a d'abord été obtenue de 1 à 3 MeV (164°L) par Bashkin (1951), puis étudiée par Marion (1956) de 600 keV à 2,9 MeV et par Bouchez (1961) de 100 à 300 keV. Les données sur les distributions angulaires montrent l'existence d'un important terme impair $A_1 P_1(\cos \theta)$ suggérant dans la région d'excitation de 6 MeV, l'interférence de deux niveaux de parités opposées. D'autre part, la courbe d'excitation de cette réaction permet de supposer l'existence de deux niveaux :

le niveau impair à 7,18 MeV ($E_p = 1,85$ MeV) auquel Marion attribue les caractéristiques $5/2^-$, par analogie avec l'état correspondant du ${}^7\text{Li}$ à 7,47 MeV, et un niveau pair formé par des ondes s, de caractéristiques $3/2^+$, à environ 6,2 MeV ($E_p \approx 1$ MeV). Ce niveau pair $3/2^+$ est celui qui n'a pu être observé par Mac Cray dans la diffusion élastique ${}^6\text{Li}$ (p, p), et que Tombrello (1963) met en doute lors de l'étude de la diffusion élastique $\alpha + {}^3\text{He}$, observant seulement un niveau à 6,5 MeV, mais de parité négative.

L'étude expérimentale de la réaction ${}^6\text{Li}$ (p, α) a été poursuivie de 2 à 5 MeV par Mani (1963) qui suggère un niveau de parité positive vers 9,5 MeV ; les résultats expérimentaux de Mani viennent d'être confirmés par Fasoli (1964).

3/ Réaction α (${}^3\text{He}$, ${}^3\text{He}$) α .

Un autre groupe de renseignements peut être donné par la diffusion des α sur ${}^3\text{He}$, à faible énergie pour qu'il n'y ait pratiquement pas rupture de liaison de l'amas α ou de l'amas ${}^3\text{He}$; l'on forme ainsi des niveaux du ${}^7\text{Be}$ pour lesquels les sous-structures α et ${}^3\text{He}$ ont une grande probabilité d'exister en amas.

La diffusion élastique des particules α sur ${}^3\text{He}$ étudiée entre 2,5 et 5,7 MeV par Miller (1958) conduit au niveau du ${}^7\text{Be}$ ($7/2^-$) à 4,54 MeV, homologue du 4,63 MeV du ${}^7\text{Li}$. Ces expériences poursuivies par Tombrello (1963) dans la région des états excités du ${}^7\text{Be}$ de 3,9 à 8,4 MeV, montrent, en outre, l'existence d'un niveau large à 6,51 MeV ayant les caractéristiques $5/2^-$ et se trouvant à une énergie voisine du niveau $3/2^+$ suggéré par Marion (1956).

Notons le point important suivant : les expériences de diffusion élastique $\alpha - {}^3\text{He}$ ne permettent pas d'exciter le niveau ${}^4\text{P}$ ($5/2^-$, 7,18 MeV) observée par Marion (1956) et Mac Cray (1962) par réaction (p, α) ou diffusion élastique (p, p) ; ce fait indique la très faible largeur partielle en α de ce niveau :

$$\theta_\alpha^2 \ll 1.$$

4/ Réaction α (${}^3\text{He}$, p) ${}^6\text{Li}$.

Dans l'étude de la diffusion $\alpha - {}^3\text{He}$, l'on observe aussi avec une plus faible probabilité la réaction ${}^3\text{He}$ (α , p) ${}^6\text{Li}$, inverse de ${}^6\text{Li}$ (p, α) ${}^3\text{He}$. La courbe d'excitation de la réaction ${}^3\text{He}$ (α , p) ${}^6\text{Li}$, tracée par Tombrello (1963) aux angles de 20° et de 30° (Labo) pour des énergies des particules incidentes de 8 à 12 MeV met en évidence un niveau de résonance pour une énergie des ${}^3\text{He}$ de 9,8 MeV, correspondant au niveau ${}^4\text{P}$ ($5/2^-$, 7,18 MeV) confirmant que ce niveau possède une très faible largeur partielle en α mais notable en protons.

En outre, la courbe de section efficace différentielle de cette réaction ne montrant aucune évidence pour l'excitation du niveau de 6,51 MeV ($5/2^-$) confirme la faible largeur partielle en protons de cet état ($\theta_p^2 \ll 1$) observé par contre, comme on l'a noté, par diffusion élastique ($\alpha + {}^3\text{He}$) avec une grande largeur partielle en α ($\theta_\alpha^2 \approx 1$).

LES NIVEAUX DU ${}^7\text{Li}$ -

Des renseignements complémentaires sur les niveaux $A = 7$ peuvent être obtenus par le noyau ${}^7\text{Li}$, miroir du ${}^7\text{Be}$, l'hypothèse de l'indépendance des forces nucléaires et électromagnétiques permettant d'établir une correspondance entre les niveaux de ces deux noyaux. Les caractéristiques des niveaux du noyau miroir ${}^7\text{Li}$ sont déterminées principalement à partir des réactions suivantes :

1/ Réaction ${}^6\text{Li}$ (n, α).

Cette réaction étudiée par Blair (1956) met en évidence l'existence d'un niveau $5/2^-$ à 7,47 MeV homologue du $5/2^-$ (7,18 MeV) du ${}^7\text{Be}$; les caractéristiques de ce niveau ont été confirmées par Gabbard (1961) qui en détermine également les largeurs partielles : la très faible largeur α et la grande largeur (n ou p) confirme qu'il intervient principalement dans la réaction ${}^6\text{Li}$ (p, α) ou ${}^6\text{Li}$ (p, p), peu au contraire dans la diffusion $\alpha + {}^3\text{He}$.

2/ Réaction ${}^6\text{Li}$ (n, n).

L'étude de la section efficace de la diffusion élastique des neutrons pour le ${}^6\text{Li}$ (Villard 1956) permet aussi d'observer ce même niveau de 7,47 MeV, dont les caractéristiques ($5/2^-$, $\theta_n^2 \ll 1$) sont en accord avec les résultats de Blair sur la réaction (n, α). Il existe donc une grande analogie entre les réactions (p, α) et (n, α) et la diffusion élastique des nucléons (n, ou p) sur le ${}^6\text{Li}$.

3/ Réaction ${}^7\text{Li} (e - e')$.

La mesure de la section efficace de diffusion inélastique sur le ${}^7\text{Li}$ excité par des électrons de 100 à 180 MeV conduit à l'étude des niveaux du ${}^7\text{Li}$ jusqu'à 8 MeV (Bishop 1963). Cette diffusion inélastique (e, e') permet d'observer le niveau $5/2 -$ (6,54 MeV) homologue du $5/2 -$ (6,51 MeV) du ${}^7\text{Be}$ observé par diffusion α sur ${}^3\text{He}$; en outre, elle conduit aussi à un nouveau niveau $5/2 -$ (ou $3/2 -$) vers 5,7 MeV observé aussi dans la diffusion inélastique (p, p') (Spicer 1963), mais inconnu dans le ${}^7\text{Be}$.

4/ Réaction ${}^7\text{Li} (p, p')$.

Récemment, par diffusion inélastique des protons, Spicer (1963) suggère aussi un état $3/2 -$ autour de 5,50 MeV, correspondant vraisemblablement au niveau $5/2 -$ (ou $3/2 -$) à 5,7 MeV de Bishop (1963) observé par diffusion inélastique des électrons ; pour le confirmer, d'autres expériences (Spicer 1964) sont actuellement en cours.

En résumé, pour les niveaux du ${}^7\text{Be}$ (ou ${}^7\text{Li}$), l'on peut dégager des hypothèses de travail qui nous permettront une analyse détaillée de la réaction ${}^6\text{Li} (p, \alpha)$:

a) l'on observe des niveaux de la structure ($\alpha + {}^3\text{He}$) à partir de la diffusion élastique des particules α sur ${}^3\text{He}$, ces niveaux étant caractérisés par une grande largeur réduite en α ($\theta_\alpha^2 \simeq 1$) et une faible largeur en nucléon ($\theta_\alpha^2 \ll 1$), c'est le cas des niveaux du ${}^7\text{Be}$: 4,54 MeV ($7/2 -$) et 6,51 MeV ($5/2 -$) formant probablement les termes du doublet 2F , le moment orbital relatif entre les "amas" α et ${}^3\text{He}$ étant $l = 3$ (état F) et le spin $s = 1/2$ étant celui de l'amas ${}^3\text{He}$.

b) l'on observe des niveaux ayant au contraire une faible largeur réduite α ($\theta_\alpha^2 \ll 1$) mais au contraire une grande largeur réduite en proton ($\theta_p^2 \simeq 1$), c'est le cas du niveau 7,18 MeV du ${}^7\text{Be}$ (ou 7,47 MeV du ${}^7\text{Li}$) et peut-être un niveau vers 10 MeV. Ces niveaux sont principalement observés par diffusion élastique des protons ou des neutrons et par réaction ${}^6\text{Li} (n, \alpha)$.

c) il faut noter des niveaux à parité positive, alors que tous les niveaux précédents ont une parité négative : le niveau $3/2 +$ (6,4 MeV) du ${}^7\text{Be}$ suggéré par Marion (1956), analogue semble-t-il au 6,5 MeV du ${}^7\text{Li}$, il faut peut-être aussi ajouter un niveau large $1/2 +$ du ${}^7\text{Be}$ vers 10 MeV, ainsi que celui suggéré par Mani (1963) vers 10 MeV pour interpréter l'existence du faible terme impair $A_1 P_1 (\cos \theta)$ dans la distribution angulaire ${}^6\text{Li} (p, \alpha)$. Mais ces niveaux de parité positive sont contestés ; par exemple, d'après Tombrello (1963) un état $5/2 -$ pourrait remplacer le niveau $3/2 +$ suggéré par Marion ; de même d'après Bishop (1963) un niveau $5/2 -$ (6,8 MeV) dans le ${}^7\text{Li}$ remplacerait le niveau de parité $+$ vers 6,5 MeV.

Remarquons que la réaction ${}^6\text{Li} (p, \alpha) {}^3\text{He}$, ainsi que d'ailleurs la réaction inverse $\alpha ({}^3\text{He}, p) {}^6\text{Li}$ doit permettre l'étude des niveaux se désintégrant aussi bien en particules α qu'en protons. Une analyse précise des données expérimentales devrait permettre d'atteindre les niveaux par leur aspect particules ($\theta_p^2 \simeq 1$) ou par leur aspect "amas" ($\theta_\alpha^2 \simeq 1$) ; en outre, les niveaux de parité positive devraient produire avec les nombreux niveaux de parité négative des effets d'interférence, observables dans l'analyse de la distribution angulaire. L'étude de la réaction ${}^6\text{Li} (p, \alpha)$ doit permettre de répondre à un certain nombre de questions sur les niveaux des noyaux miroirs $A = 7$:

a) le niveau de parité positive $3/2 +$ vers 6,2 MeV, proposé par Marion (1956) est-il indispensable pour interpréter les distributions angulaires de la réaction ${}^6\text{Li} (p, \alpha)$. S'il existe, est-il un niveau du type particule ($\theta_p^2 \simeq 1$) ou du type amas α ($\theta_\alpha^2 \simeq 1$) ;

b) par analogie avec le niveau $5/2 -$ (ou $3/2 -$) de 5,7 MeV du ${}^7\text{Li}$, existe-t-il un niveau du ${}^7\text{Be}$ autour de la même énergie d'excitation ? Quel est aussi dans ce cas le type de ce niveau ?

c) Peut-on choisir entre l'hypothèse d'un niveau pair $1/2 +$, ou d'un niveau impair 4P vers une énergie d'excitation de 10 MeV, ou bien existe-t-il au voisinage de cette énergie deux niveaux de parités opposées ?

CHAPITRE II

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA RÉACTION ${}^6\text{Li} (p, \alpha)$

A - DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL -

L'étude de la réaction ${}^6\text{Li} (p, \alpha) {}^3\text{He}$ a été entreprise avec l'accélérateur prototype Felici, l'énergie des protons pouvant varier de 130 à 530 keV. L'ensemble accélérateur-monochromateur-boîte à cibles déjà utilisé pour l'étude des réactions ${}^{11}\text{B} (p, \alpha)$ a fait l'objet d'une description détaillée dans la thèse de Longequeue (1963), aussi ne reviendrons-nous ni sur sa description ni sur ces caractéristiques.

1/ Cibles.

La mesure de la section efficace différentielle aussi bien vers l'arrière que vers l'avant nécessite l'utilisation de cibles minces déposées sur supports minces (quelques $\mu\text{g}/\text{cm}^2$). Les supports utilisés sont des supports de carbone, comme dans le cas de l'étude des réactions ${}^{11}\text{B} (p, \alpha)$. Nous ne reviendrons pas sur les techniques de fabrication et de mesure des épaisseurs de supports de carbone, leur description détaillée ayant été donnée par Longequeue (1963). Les cibles minces de lithium ont été réalisées en utilisant du lithium enrichi à 96 % en ${}^6\text{Li}$. Le lithium était placé dans un creuset chauffé par effet Joule et évaporé sous vide. A la fin de l'évaporation on provoque une entrée de gaz carbonique dans l'enceinte à vide pour avoir formation d'une couche superficielle de carbonate de Li. Les cibles de Li ainsi formées peuvent être conservées en atmosphère sèche sans détérioration et leur tenue au faisceau s'est révélée excellente, certaines cibles ayant résisté plusieurs dizaines d'heures. L'épaisseur des cibles utilisées variait selon le cas de 10 à 30 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ (soit quelques keV à 500 keV).

2/ Détecteurs.

Les détecteurs α (ou ${}^3\text{He}$) sont des détecteurs à semi-conducteurs ou "détecteurs-jonction" à barrière de surface fabriqués au laboratoire. La technique de fabrication de ces détecteurs décrite par Sandon (1963) est analogue à la méthode utilisée par Dearnaley (1960) et Amsel (1961). Le silicium utilisé pour la fabrication de ces détecteurs est du silicium de type n de résistivité variant de 75 à 100 $\Omega \times \text{cm}$. La fabrication des détecteurs consiste en un polissage du silicium, suivi par une attaque chimique puis par une évaporation d'oxyde d'étain et d'or, le dépôt d'oxyde d'étain ayant pour but de permettre une meilleure tenue au vide des détecteurs. Les détecteurs sont ensuite laissés deux ou trois jours à l'abri de la poussière et de la lumière. Lors de la mise sous vide dans la boîte à cibles, les caractéristiques des détecteurs varient puis se stabilisent au bout de quelques heures.

La résolution obtenue avec ces détecteurs associés à des ensembles préamplificateurs-amplificateurs, est de 0,5 % avec les α de 5,3 MeV du Polonium donc identique à celle des détecteurs LTT obtenus par diffusion du Gallium dans du silicium de type N. En prenant les précautions signalées par Longequeue (1963) et consistant à protéger les détecteurs contre les protons diffusés par des écrans de formvar et contre les électrons et ions secondaires par un déflecteur électrostatique la durée de vie des détecteurs-jonction a pu atteindre plusieurs centaines d'heures sous bombardement des protons. Un spectre des α et ${}^3\text{He}$ de la réaction ${}^6\text{Li} (p, \alpha) {}^3\text{He}$ est représenté sur la figure 2 et montre le pic des α et des ${}^3\text{He}$ à $E_p = 250$ keV. Il est à remarquer qu'au fur et à mesure de l'augmentation de l'énergie des protons, l'épaisseur de l'écran de formvar protégeant les détecteurs contre les protons diffusés augmente ce qui rend la détection des α de plus en plus difficile. En raison de cette difficulté, la mesure de la section efficace différentielle de la réaction ${}^6\text{Li} (p, \alpha) {}^3\text{He}$ a été faite à partir des particules ${}^3\text{He}$.

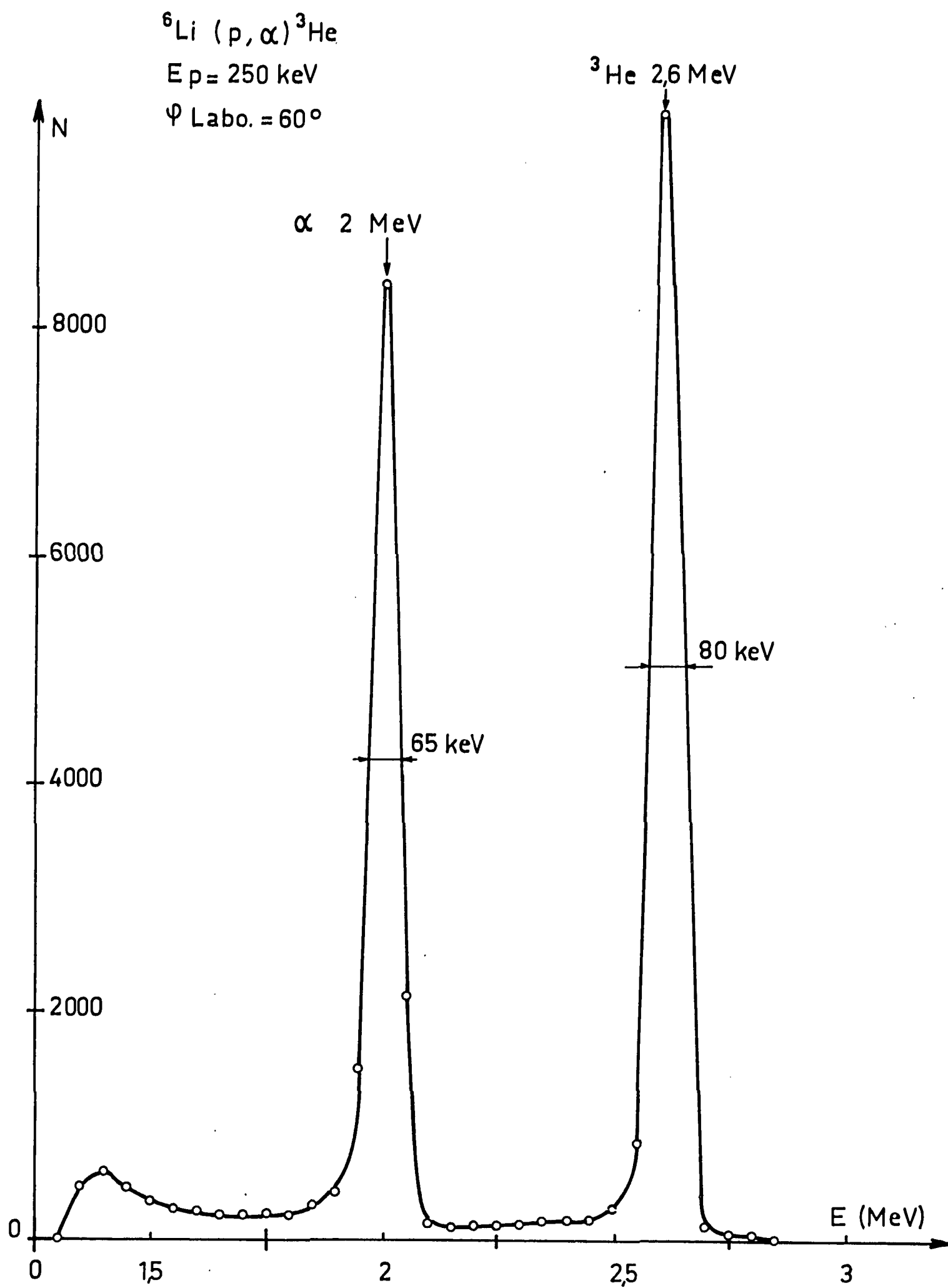


Fig. 2 - Spectre α et ${}^3\text{He}$ de la réaction ${}^6\text{Li} (p, \alpha) {}^3\text{He}$.

B - MESURE DE LA SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE -

La détermination de la section efficace différentielle de la réaction ${}^6\text{Li} (p, \alpha)$ a comporté d'une part le tracé de la courbe d'excitation faite à 90° dans le système du laboratoire, d'autre part la mesure des distributions angulaires dont on peut déduire la section efficace totale de la réaction.

1/ Courbe d'excitation.

Pour la mesure de la courbe d'excitation, la boîte à cibles comporte un diaphragme ($\phi \approx 1$ mm) permettant de limiter le diamètre utile du faisceau, une cible mince sur support mince de carbone disposé au centre de la boîte et un cylindre de Faraday destiné à mesurer la quantité d'électricité ayant traversé la cible. A l'avant de ce cylindre est disposé une collerette portée à - 500 volts pour repousser les électrons secondaires arrachés par le faisceau dans le cylindre de Faraday. Ce cylindre est relié à un intégrateur de courant construit par le service électronique du C.E.N.G. et dont la précision est de 2 %. Un détecteur-jonction est placé à 90° de la direction du faisceau incident et permet la mesure du nombre d' ${}^3\text{He}$. L'épaisseur des cibles utilisées est d'environ $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. La courbe d'excitation a été déterminée par pas de 20 à 25 keV.

La courbe d'excitation obtenue est représentée sur la figure 3. La section efficace différentielle à 90° (L) a été obtenue en normalisant nos résultats extrapolés à 600 keV avec ceux de Mac Cray (1962) :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{90^\circ} = 5,50 \text{ mb/sr (à 600 keV)}.$$

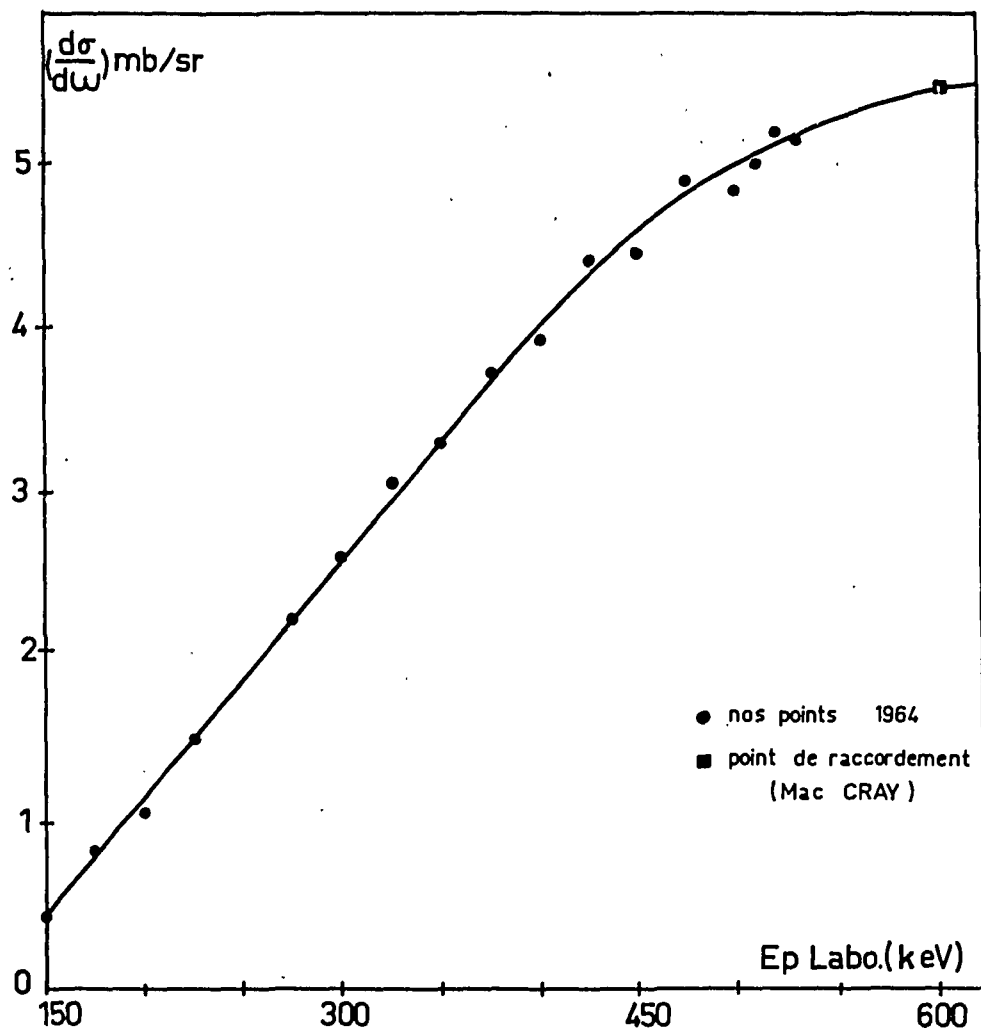


Fig. 3 - Courbe d'excitation à 90° (Labo) de la réaction ${}^6\text{Li} (p, \alpha)$ de 130 à 700 keV.

2/ Distribution angulaire.

L'étude de la distribution angulaire de la réaction ${}^6\text{Li} (p, \alpha)$ a été faite en utilisant deux détecteurs, l'un fixe à 90° (L) servant de moniteur, l'autre mobile comptant les ${}^3\text{He}$ émis aux divers angles. Ces deux détecteurs étaient reliés à deux ensembles préamplificateurs-amplificateurs "Ortec" puis les ${}^3\text{He}$ de la voie fixe étaient comptés sur une échelle, tandis que les ${}^3\text{He}$ de la voie mobile étaient analysés par un sélecteur d'amplitude.

Les distributions angulaires de la réaction ${}^6\text{Li} (p, {}^3\text{He}) \alpha$ ont été mesurées à 130, 150 keV et par bonds de 50 keV jusqu'à 500 keV ; elles sont représentées sur la figure 4 après transformation des données dans le référentiel du centre de masse (c). Les causes d'erreur sont principalement :

- les fluctuations statistiques, importantes aux très basses énergies où le rendement de la réaction est faible.

- l'erreur provenant de la difficulté de définir un angle solide constant quand on fait tourner la jonction mobile ; cette cause d'erreur est sans doute la plus importante et est très difficile à évaluer ; elle provient du fait de la non-ponctualité du point d'impact du faisceau dont les dimensions ne sont pas constantes au cours du temps et dépendent des conditions de focalisation du faisceau.

Les diverses courbes de distribution angulaire ont été mises sous la forme de polynome en $\cos \theta$:

$$F(\theta) \equiv a_0 + a_1 \cos \theta + a_2 \cos^2 \theta + \dots$$

les coefficients a_0, a_1, a_2, \dots étant calculés par le laboratoire de Calcul de la Faculté des Sciences. Le tableau 1 donne les rapports $a_1/a_0, a_2/a_0$; il n'y a pas d'évidence expérimentale pour des termes a_3 et au-dessus. Les erreurs sur les coefficients a_n ont été calculés à partir des erreurs statistiques sur les points expérimentaux. Dans la deuxième partie du tableau, nous rappelons les résultats de Marion (1956).

Tableau I

Coefficients a_n des distributions angulaires $\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right) = a_0 + \sum_1^n a_n \cos^n \theta$

E_p (keV)	a_1/a_0	a_2/a_0
0,130	0,075 \pm 0,002	- 0,111 \pm 0,006
0,150	0,104 \pm 0,070	- 0,095 \pm 0,005
0,200	0,158 \pm 0,017	- 0,126 \pm 0,008
0,250	0,140 \pm 0,015	- 0,170 \pm 0,018
0,300	0,23 \pm 0,020	- 0,139 \pm 0,009
0,350	0,225 \pm 0,015	- 0,200 \pm 0,010
0,400	0,375 \pm 0,125	- 0,145 \pm 0,090
0,450	0,380 \pm 0,020	- 0,106 \pm 0,060
0,500	0,420 \pm 0,025	- 0,062 \pm 0,003
(*) 0,640	0,400	0
0,740	0,519	0
0,840	0,452	0
0,940	0,602	0,027
1,050	0,604	- 0,065
1,170	0,587	- 0,123
1,29	0,626	- 0,225
1,41	0,702	- 0,139
1,52	0,651	- 0,168
1,64	0,654	+ 0,171
1,76	0,502	+ 0,459
1,87	0,222	+ 0,452
1,98	0,176	0,546
2,10	0,064	0,391
2,22	0,074	0,468
2,33	0,200	0,430
2,45	0,109	0,218

(*) Résultats de Marion (1956).

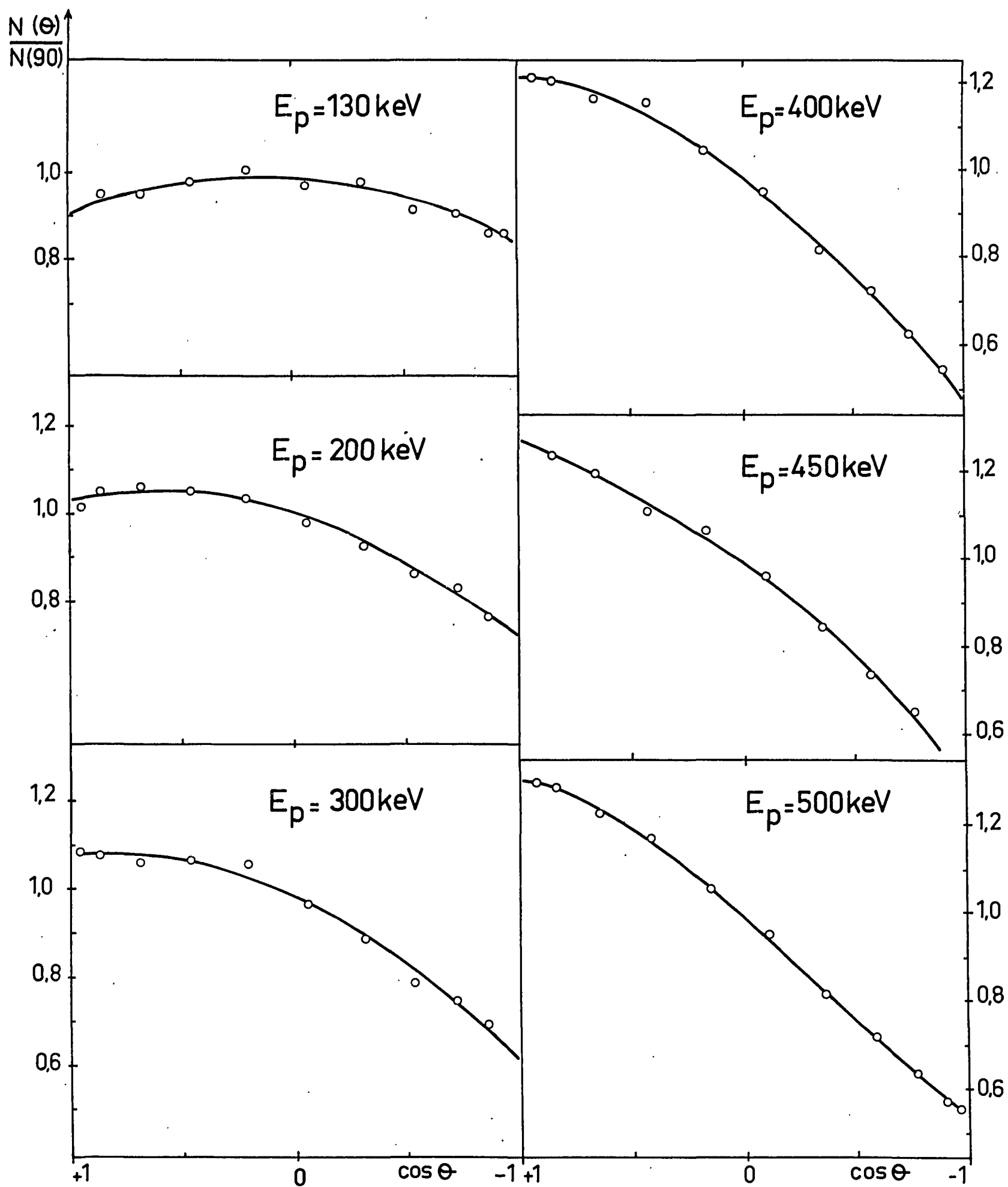


Fig. 4 - Distributions angulaires des ^3He de la réaction $^6\text{Li}(p, \alpha)^3\text{He}$.

CHAPITRE III

RAPPEL SUR LA THÉORIE DES RÉACTIONS NUCLÉAIRES RÉSONNANTES

I - INTRODUCTION

L'étude du mécanisme des réactions nucléaires commence par les découvertes expérimentales des résonances d'énergie dans les sections efficaces et leur interprétation par Nils Bohr (noyau composé) conduisant à la relation de dispersion de Breit et Wigner. D'après Nils Bohr, les résonances étroites et espacées peuvent être expliquées en supposant la formation d'un noyau intermédiaire ou noyau composé formé dans un état excité. A basse énergie et pour des noyaux légers ($A < 10$) le noyau composé est formé dans un seul niveau d'énergie ; plus précisément, le fait qu'il y ait ou non un seul niveau d'énergie dépend de la grandeur relative de la largeur Γ du niveau et de l'espacement D des niveaux. On peut distinguer deux cas extrêmes :

a) $\Gamma \gg D$. Le noyau intermédiaire n'est pas dans un état bien défini, aucune caractéristique de niveaux individuels ne peut être déduite de la section efficace ; la réaction doit être étudiée par des méthodes statistiques.

b) $\Gamma \ll D$. Il y a dans ce cas un seul état intermédiaire. La section efficace totale présente en fonction de l'énergie des pics de résonance dont la position donne l'énergie d'excitation des niveaux nucléaires du noyau intermédiaire. On détermine alors les caractéristiques (spin et parité) du niveau excité à partir des distributions angulaires des différents produits de la réaction. Par exemple, pour les noyaux légers ($A < 10$) les niveaux d'énergie sont bien séparés jusqu'à une énergie d'excitation pouvant atteindre 20 MeV ; l'espacement moyen des niveaux, entre 5 à 10 MeV, est de l'ordre du MeV et la largeur peut varier d'une centaine de keV à quelques MeV.

Le calcul de la section efficace nucléaire est habituellement divisé en deux étapes :

1/ Dans la première étape, la section efficace est reliée aux expressions asymptotiques de la fonction d'onde, au moyen du formalisme de la matrice S de diffusion (encore appelée matrice de collision). L'expression de la section efficace différentielle est ainsi établie en fonction de coefficients purement géométriques dépendant uniquement du mode de couplage des moments angulaires intervenant dans la réaction, et en fonction des éléments de la matrice S de diffusion qui comprennent les informations nucléaires.

2/ La deuxième étape du calcul de la section efficace relie la matrice de diffusion aux paramètres des états nucléaires résonnants.

Les différentes théories sur les résonances diffèrent par la relation entre la matrice de collision et les paramètres nucléaires. La plupart des analyses des données expérimentales ont été faites en utilisant le formalisme de la théorie de Breit et Wigner, dans laquelle la matrice de collision est reliée aux paramètres nucléaires par une quantité intermédiaire, appelée matrice \mathcal{R} . Toutefois, lorsque le nombre de voies de réactions est élevé et supérieur au nombre d'états résonnants, la théorie de la matrice \mathcal{R} est en difficulté puisqu'elle nécessite l'inversion d'une matrice dont les lignes et colonnes se rapportent aux voies. Le problème de l'inversion de la matrice peut alors être évité en réécrivant la matrice S de collision de Wigner, sous une forme ne contenant pas la matrice \mathcal{R} (Thomas 1958, Vogt 1958) ; c'est cette dernière forme qui est la plus utile pour les réactions nucléaires à basse énergie.

II - EXPRESSION DE LA SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE EN FONCTION DES ELEMENTS DE LA MATRICE S DE DIFFUSION

A. Forme générale des fonctions d'onde.

En raison de la courte portée des forces nucléaires, le noyau composé occupe seulement une petite région ν de l'espace de configuration à 3 A dimensions correspondant à ses A nucléons. Dans cet espace de configuration, les différentes voies de réaction partent de la surface S qui délimite le volume ν . Si l'on considère le cas de la cassure du noyau composé en deux particules (ou groupes de particules) ce qui est le plus fréquent en pratique, dans chaque voie les deux particules sont caractérisées par une fonction d'onde décrivant leur mouvement relatif, leurs mouvements internes, et leur spin intrinsèque (nous utiliserons la dénomination "voie", notée c, pour représenter l'ensemble des nombres quantiques décrivant ces mouvements). Dans la région de l'espace de configuration pour les voies, la fonction d'onde totale ψ peut être développée sous la forme :

$$\psi = \sum_c \psi_c \cdot \Phi_c(r) \quad (\text{III-1})$$

Φ_c étant la solution de l'équation radiale pour la voie c et ψ_c la fonction d'onde correspondant aux autres nombres quantiques. Dans l'équation ci-dessus, on peut considérer les ψ_c comme des vecteurs unitaires caractérisant les voies, tandis que les fonctions d'onde radiales Φ_c donnent l'amplitude dans chaque voie. On définit la surface S_c d'une voie par un rayon R_c , le choix de R_c doit être suffisamment grand pour qu'il n'y ait pas interaction nucléaire entre les particules dans la voie c. La décomposition ci-dessus nécessite que les fonctions d'onde ψ_c correspondant à différentes voies soient orthogonales, c'est-à-dire que les ψ_c satisfont la condition sur la surface S :

$$\int \psi_c \psi_c^* dS = \delta_{cc}. \quad (\text{III-2})$$

la surface S délimitant le noyau composé étant formé de la somme de toutes les surfaces S_c . L'équation (III-2) est seulement approchée et est valable à condition de choisir les rayons des voies suffisamment grands (Vogt 1962).

B. Définition de la matrice de diffusion.

Considérons une réaction nucléaire du type $I + II \rightarrow 1 + 2$ qui décrit la collision des deux particules I et II, les particules émises 1 et 2 pouvant être identiques, ou non à celles de la voie d'entrée (diffusion élastique, inélastique, ou réaction nucléaire).

Dans la région de l'espace de configuration pour les voies, la fonction d'onde Φ_c de (III-1) contient des ondes entrantes I_c aussi bien que des ondes sortantes O_c ; la fonction d'onde totale ψ s'écrit alors :

$$\psi = \sum_c v_c^{-\frac{1}{2}} (A_c I_c - B_c O_c) \psi_c \quad (\text{III-3})$$

A_c ou B_c étant l'amplitude des ondes entrantes I_c ou des ondes sortantes O_c qui, à grande distance a le comportement asymptotique :

$$I_c^* = O_c = \exp i(k_c r_c - l_c \frac{\pi}{2} - \eta_c \text{Log } 2k_c r_c) \quad (\text{III-4})$$

k_c étant le vecteur d'onde de la voie c, l_c le moment angulaire orbital relatif des deux particules de la voie c et $\eta_c \equiv Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v_c$ (III-4') le paramètre de Coulomb qui dépend des charges Z_1 et Z_2 des produits de la réaction et de leur vitesse relative v_c . Le facteur $v_c^{-\frac{1}{2}}$ intervenant dans (III-3) correspond à une fonction d'onde normalisée au flux unité si A_c ou B_c ont la valeur unité.

L'équation de Schrodinger étant linéaire, la relation entre l'amplitude A_c des ondes entrantes et B_c des ondes sortantes est aussi linéaire et nous l'écrirons sous la forme :

$$B_c = \sum_{c'} S_{cc'} A_{c'} \quad (\text{III-5})$$

Les quantités $S_{cc'}$ sont les éléments de matrice de l'opérateur S, dit opérateur de diffusion ou de collision. L'avantage d'introduire l'opérateur S réside dans le fait que les éléments de la matrice S sont reliés très simplement à la probabilité de transition (section efficace) et que les théorèmes de

conservation et de réciprocité pour les réactions nucléaires sont directement exprimés dans les propriétés de l'opérateur S.

C. Propriétés de l'opérateur S.

a) Relations de Commutation.

En Mécanique quantique lorsque les variables dynamiques ne dépendent pas explicitement du temps sont des constantes du mouvement, les opérateurs Q qui les représentent commutent avec l'hamiltonien :

$$[H, Q] = 0$$

L'opérateur S pouvant être considéré comme une somme infinie d'opérateurs évolution infinitésimaux et chacun de ces opérateurs étant proportionnel à l'opérateur Hamiltonien H, il en résulte la relation :

$$[S, Q] = 0$$

Les opérateurs Energie, moment angulaire total, parité (cas des interactions fortes) et spin isotopique (en première approximation) commuteront donc avec l'opérateur S. La matrice S est donc diagonale par rapport aux valeurs propres q_c des opérateurs Q et s'écrit :

$$S_{c',c}(q) \equiv \langle q_{c'}, \gamma_{c'} | S | \gamma_c, q_c \rangle = \langle \gamma_{c'} | S^q | \gamma_c \rangle \delta_{q_{c'}, q_c} \quad (\text{III-6})$$

γ_c représentant tous les nombres quantiques à l'exception des q_c . Il est à noter que toutes les constantes du mouvement ne commutent pas entre elles on ne peut les admettre simultanément comme invariants q_c . En particulier, les diverses composantes du mouvement angulaire ne commutent pas, la matrice S devra être indépendante de ces composantes et par suite du nombre quantique magnétique M. Dans la représentation déterminée par le moment angulaire total et sa projection M, l'élément de matrice s'écrit :

$$S_{c',c}(J) \equiv \langle \gamma_{c'} | S^J | \gamma_c \rangle \delta_{J',J} \delta_{M',M}$$

b) Unitarité de la matrice S.

La matrice S est unitaire et satisfait à la relation :

$$S^\dagger S = S S^\dagger = 1$$

à condition que l'espace final soit identique à l'espace d'Hilbert initial. Cette relation s'écrit :

$$\sum_{c'} \langle c' | S | c \rangle^* \langle c' | S | c \rangle = \sum_{c'} |S_{c',c}|^2 = 1 \quad (\text{III-7})$$

et exprime le fait que la somme des probabilités de toutes les transitions est égal à 1, $|S_{c',c}|^2$ représentant la probabilité de transition d'un état c à un état c'.

c) Relation de symétrie.

Dans une collision de particules sans spin, l'opérateur Hamiltonien indépendant du temps est réel, ce qui entraîne son invariance dans l'opération renversement du temps. Il en résulte que la matrice S est invariante dans l'opération renversement du temps.

Dans le cas d'une collision de particules avec spin, l'opérateur Hamiltonien n'est plus nécessairement réel et l'opération renversement du temps consiste à changer t en - t et à faire une transformation unitaire changeant la direction des moments cinétiques et des spins, transformation laissant invariante la matrice S.

Considérons la matrice S dans la représentation caractérisée par le moment angulaire total \vec{J} et sa projection M d'une part, les variables dynamiques invariantes dans l'opération renversement du temps d'autre part. Pour une réaction nucléaire, $a + X \longrightarrow b + Y$, l'élément de matrice s'écrit :

$$\langle c' s' l' | S^J | c s l \rangle \delta_{J',J} \delta_{M',M} \quad (\text{III-8})$$

c ou c' étant l'indice caractérisant la voie d'entrée (a + X) ou de sortie (b + Y) s et s' les spins respectifs des voies d'entrée et de sortie,

l et l' les moments angulaires orbitaux décrivant le mouvement relatif des particules dans les voies c et c' .

A partir de l'invariance de S dans l'opération $t \rightarrow -t$ on peut en déduire que la matrice S est symétrique dans la représentation choisie ci-dessus d'où la relation fondamentale :

$$\langle c' | S^u | c \rangle = \langle c | S^u | c' \rangle \quad (\text{III-8'})$$

D. Relation entre la matrice S et la section efficace.

Avant la collision de deux particules I et II, le système peut être décrit par le vecteur d'état :

$$|i\rangle \equiv |i, j_I \mu_I j_{II} \mu_{II} \vec{p}\rangle$$

j_I, j_{II} étant les spins respectifs des particules I et II, μ_I, μ_{II} les nombres quantiques magnétiques, \vec{p} leur vecteur impulsion dans le référentiel du centre de masse, i un indice définissant le type de particules I et II et éventuellement les autres caractères de la voie d'entrée.

Après la collision, le système final est représenté symboliquement par le vecteur d'état $|f\rangle$ représentant un résultat de la collision des particules I et II. Si l'état initial $|i\rangle$ est défini par le nombre quantique Energie totale E (ou énergie cinétique dans l'approximation non-relativiste (dans le Centre de masse, la fonction d'onde $|i_0\rangle$ de l'état initial normalisée suivant la condition :

$$\int \psi_{\epsilon, \vec{n}'}^* \psi_{\epsilon, \vec{n}} d\tau = \delta(E' - E) \delta(\vec{n}' - \vec{n})$$

\vec{n} étant un vecteur unitaire de direction \vec{p} , s'écrit :

$$|i_0\rangle = |i j_I \mu_I j_{II} \mu_{II} \vec{n}\rangle \frac{p}{\sqrt{v}}$$

correspondant à un flux de particules dans l'état initial égal à $\frac{p^2}{(2\pi)^3}$. A partir de la probabilité de transition par unité de temps $\frac{1}{2\pi} \langle f | S^E | i \rangle^2$ on obtient pour la section efficace l'expression :

$$\sigma = \frac{4\pi^2}{p^2} |\langle f_0 | S^E | i j_I \mu_I j_{II} \mu_{II} \vec{n} \rangle|^2$$

qui dans la représentation diagonalisant L^2 et L_z devient :

$$\sigma = \frac{4\pi^2}{p^2} \left| \sum_{l,m} \langle f_0 | S^E | i j_I \mu_I j_{II} \mu_{II} l m \rangle \langle l m | \vec{n} \rangle \right|^2$$

soit en prenant pour axe oz la direction du faisceau incident et si en outre aucune direction φ autour de oz n'est privilégiée (pas de polarisation) :

$$\sigma = \pi \lambda^2 \left| \sum_l (2l+1)^{\frac{1}{2}} \langle f_0 | S^E | i j_I \mu_I j_{II} \mu_{II} l 0 \rangle \right|^2 \quad (\text{III-9})$$

avec : $\lambda \equiv \frac{\hbar}{p}$, $\langle l m | \vec{n} \rangle = Y_{lm}(\vec{n})$ et $Y_l^0(\theta, \varphi) \equiv \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}}$

Pour que la relation (III-6) soit plus générale et comprenne non seulement le cas des réactions nucléaires mais aussi la diffusion élastique l'on définit l'opérateur $R = -S + \hat{I}$, l'opérateur unité \hat{I} donnant un état final identique à l'état initial. L'onde diffusée s'écrit alors :

$$\psi_d \equiv \psi_i - \psi_f \equiv (\hat{I} - S) \psi_i \equiv R \psi_i$$

L'expression générale de la section efficace valable pour la diffusion élastique $|i\rangle = |f\rangle$ et pour une réaction nucléaire $|i\rangle \neq |f\rangle$ est alors :

$$\sigma_{f_0} = \pi \lambda^2 \left| \sum_l (2l+1)^{\frac{1}{2}} \langle f_0 | \hat{I} - S | i j_I \mu_I j_{II} \mu_{II} l 0 \rangle \right|^2 \quad (\text{III-10})$$

Le faisceau de particules n'étant pas polarisé cette expression doit être sommée sur les projections des spins des particules incidentes :

$$\sigma = \frac{1}{(2j_I + 1)(2j_{II} + 1)} \sum_{\mu_I \mu_{II}} \sigma_{\mu_I \mu_{II}} \quad (\text{III-11})$$

E. Expression de la section efficace différentielle.

Soit une réaction nucléaire du type $a + X \longrightarrow b + Y$, dans la représentation des constantes du mouvement la matrice S a la forme (III-8) :

$$\langle c's'l' | S | csl \rangle = \delta_{j',j} \delta_{\mu',\mu} \delta(E' - E)$$

Le spin s de la voie d'entrée est obtenu par le couplage des spins i et I des particules incidentes, celui de la voie de sortie s' par le couplage des spins i' et I' des particules émises. L'expression de la section efficace différentielle est obtenue à partir des formules (III-7) et (III-8) l'impulsion dans l'état final $\vec{k}'(\theta, \varphi)$ étant mesurée dans la direction $\vec{n}'(\theta, \varphi)$.

En utilisant les relations de couplage :

$$\begin{aligned} \vec{s} &= \vec{i} + \vec{I} & \vec{s}' &= \vec{i}' + \vec{I}' \\ \vec{j} &= \vec{l} + \vec{s} & \vec{j}' &= \vec{l}' + \vec{s}' \end{aligned} \quad (\text{III-12})$$

on peut développer le vecteur état initial (ou final) $|c i I m_i m_I\rangle$ dans la base des vecteurs propres des opérateurs \vec{L}^2 , \vec{S}^2 , \vec{J}^2 et J_z . L'amplitude de la transition $|c, i, I m_i m_I\rangle \longrightarrow |f_o\rangle$ intervenant dans (III-7) devient alors :

$$\begin{aligned} \langle f_o | R | c i I m_i m_I \rangle &= \sum_{\substack{j', m', \\ l', m', \\ l, m_l, \\ s, m_s}} Y_{l', m'}^{m'}(\theta, \varphi) \langle s' l' m'_s m'_I | J M \rangle \langle c' s' l' | R' | c s l \rangle \\ &\quad \langle J M | s l m_s 0 \rangle \langle s m_s | i I m_i m_I \rangle \end{aligned} \quad (\text{III-13})$$

La section efficace différentielle obtenue en sommant sur tous les états de spin des particules suivant (III-11) s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{\kappa_c^2}{(2i + 1)(2I + 1)} \sum_{\substack{j_1 l_1 l'_1 \\ j_2 l_2 l'_2 \\ s s'}} \langle c' l'_1 s' | R^1 | c l_1 s \rangle \langle c' l'_2 s' | R'^2 | c l s \rangle K(j_1 l_1 l'_1, j_2 l_2 l'_2, s s' \theta) \quad (\text{III-14})$$

avec :

$$\begin{aligned} K &= (2l_1 + 1)^{\frac{1}{2}} (2l_2 + 1)^{\frac{1}{2}} \sum_{\substack{m_1 m_2 \\ m_s m'_s}} \langle l_1 0 s m_s | J_1 M_1 \rangle \langle l_2 0 s m_s | J_2 M_2 \rangle \langle l'_1 m'_1 s' m'_s | J_1 M_1 \rangle \\ &\quad \langle l' m'_2 s' m'_s | J_2 M_2 \rangle Y_{l_1}^{m_1}(\theta, \varphi) Y_{l_2}^{m_2}(\theta, \varphi) \end{aligned} \quad (\text{III-15})$$

Cette expression peut être simplifiée en introduisant les coefficients Z de Blatt et Biedenharn :

$$\begin{aligned} Z(l_1 j_1 l_2 j_2, s L) &= i^{L-l_1+l_2} [(2l_1 + 1)(2l_2 + 1)(2j_1 + 1)(2j_2 + 1)]^{\frac{1}{2}} \\ &\quad \langle l_1 l_2 00 | L 0 \rangle W(l_1 j_1 l_2 j_2; s L) \end{aligned} \quad (\text{III-15'})$$

$W(l_1 j_1 l_2 j_2, s L)$ étant un coefficient de Racah

$\langle l_1 l_2 00 | L 0 \rangle$ étant un coefficient de Clebsch-Gordan.

En effectuant la sommation sur (III-12) l'expression de la section efficace différentielle s'écrit :

$$\frac{d\sigma_{c',c}}{d\omega_c}(\theta) = \frac{\kappa_c^2}{4(2i + 1)(2I + 1)} \sum_{l=0}^{\infty} B_l^{c',c} P_l(\cos \theta)$$

avec :

$$B_l^{c'c} = \sum_{\substack{j_1 j_2 \\ l_1 l_2 \\ l_1' l_2' \\ s, s'}} (-)^{s'-s} i^{l_1-l_2+l_1'-l_2'} Z(l_1 j_1 l_2 j_2, s L) Z(l_1' j_1 l_2' j_2, s' L) \\ \text{Re} \langle c' l_2' s' | R^J | c l_2 s \rangle = \langle c' l_1' s' | R^{J^*} | c l_1 s \rangle \quad (\text{III-16})$$

L'expression (III-16) est la formule de Blatt et Biedenharn (1952) et (1953), modifiée par Huby (1954).

F. Propriétés des coefficients Z.

Le calcul des distributions angulaires est simplifié par les propriétés des coefficients Z qui sont cinématiques en ce sens qu'ils ne dépendent pas de la nature des interactions nucléaires, mais seulement de la décomposition de l'onde initiale en des états partiels $|c, l, s, j, M\rangle$ caractérisé par l, s, j et M .

a) Propriété déduite de la conservation du moment angulaire.

Le coefficient $Z(l_1 J_1 l_2 J_2, s L)$ décrit la probabilité de former un état de moment angulaire total J_1 à partir de l_1 et de s ou de moment angulaire J_2 à partir de l_2 et s . Donc les triades (J_1, l_1, s) et (J_2, l_2, s) doivent former les côtés d'un triangle, comme les triades (J_1, l_1', s') et (J_2, l_2', s') .

b) Propriété déduite de l'expression générale de la section efficace.

La formule de Blatt et Biedenharn, établie d'après (III-7) à partir de l'expression du carré du module de l'amplitude de transition a ensuite été décomposée en polynômes P_L de Legendre. Par exemple, l'amplitude pour que l'état intermédiaire se désintègre par émission d'une particule de moment angulaire l_1' interfère avec l'amplitude de désintégration avec le moment angulaire l_2' ; pour que l'interférence de ces deux amplitudes donne un terme en P_L dans la distribution angulaire, il faut que :

$$\vec{l}_1' + \vec{l}_2' = \vec{L} \quad (\text{III-17})$$

c'est-à-dire que la triade (l_1', l_2', L) forme les côtés d'un triangle ; la même condition s'applique aux triades (l_1, l_2, L) et (J_1, J_2, L) .

c) Théorème de Yang.

Des propriétés indiquées en (b), on peut déduire les résultats importants suivants :

$$L_{\max} \leq 2 l_{\max}, \quad L_{\max} \leq 2 l'_{\max}, \quad L_{\max} \leq 2 J_{\max}$$

qui définit l'ordre L maximum du polynôme de Legendre apparaissant dans la description d'une distribution angulaire.

La parité du polynôme P_L d'ordre L est déterminée à partir des parités $(-1)^{l_1'}$ de l'état partiel l_1' et $(-1)^{l_2'}$ pour l_2' utilisant la relation (III-14) ; d'où l'on déduit que les sommes $(l_1 + l_2 + L)$ et $(l_1' + l_2' + L)$ doivent être paires.

c) Théorème de réciprocité.

A partir de la relation fondamentale de symétrie de la matrice S , il vient pour les transitions dans lesquelles on ne mesure pas le spin :

$$(2I + 1) (2i + 1) \frac{1}{\chi_c^2} \cdot \frac{d\sigma}{d\omega} (c \longrightarrow c') = (2I' + 1) (2i' + 1) \frac{1}{\chi_{c'}^2} \cdot \frac{d\sigma}{d\omega} (c' \longrightarrow c) \quad (\text{III-18})$$

qui constitue le théorème de réciprocité.

III - LA MATRICE S DE DIFFUSION POUR LES REACTIONS NUCLEAIRES A BASSE ENERGIE -

A. Expression générale de la matrice S.

La fonction d'onde totale ψ à l'intérieur du noyau, satisfait la même équation de Schrödinger que les états résonants X_λ du noyau composé, soit :

$$H \psi = E \psi \quad r < R \quad (\text{III-19})$$

$$H X_\lambda = E_\lambda X_\lambda \quad (\text{III-19'})$$

De plus, les X_λ sont rendus stationnaires à l'aide de la condition aux limites suivantes (sur chaque S_c) :

$$r_c \frac{dX_\lambda}{dr_c} = b_c X_\lambda \quad (\text{III-20})$$

b_c étant un nombre réel qui dépend de la condition aux limites choisie pour la voie c . En tenant compte de (III-20), les états X_λ forment une série complète de fonctions propres à l'intérieur du noyau :

$$\psi = \sum_\lambda c_\lambda X_\lambda \quad (\text{III-21})$$

les coefficients c_λ dépendant de l'énergie étant définis par :

$$c_\lambda \equiv \int_v X_\lambda^* \psi \, dv \quad (\text{III-22})$$

l'intégration étant faite sur le volume v du noyau composé. Les conditions (III-20) sur la surface s'obtiennent en utilisant le théorème de Green ; pour cela on multiplie (III-19) par X_λ^* , et l'équation complexe conjugué de (III-19') par ψ , on soustrait et intègre sur tout le volume nucléaire, il vient :

$$(E_\lambda - E) \int_v X_\lambda^* \psi \, dv = \sum_c \int_{S_c} \left(\frac{\hbar^2}{2m_c r_c} \right) [X_\lambda^* \psi' - \psi X_\lambda'^*] \, dS_c = \sum_c \left(\frac{\hbar^2}{2m_c r_c} \right)^{\frac{1}{2}} \gamma_{\lambda c} (\Phi_c' - b_c \Phi_c) \quad (\text{III-23})$$

les quantités primées signifiant la dérivée $r_c \frac{d}{dr_c}$ dans la voie c et l'amplitude de la largeur réduite $\gamma_{\lambda c}$ étant définie par :

$$\gamma_{\lambda c} \equiv \left(\frac{\hbar^2}{2m_c r_c} \right)^{\frac{1}{2}} \int \psi_c^* X_\lambda \, dS \quad (\text{III-24})$$

Dans (III-23), les fonctions Φ_c sont celles intervenant dans (III-1) à partir de (III-23) et de (III-22) nous obtenons :

$$c_\lambda = (E_\lambda - E)^{-1} \sum_c \gamma_{\lambda c} (\Phi_c' - b_c \Phi_c) \left(\frac{\hbar^2}{2m_c r_c} \right)^{\frac{1}{2}}$$

portant cette valeur dans (III-21), il vient :

$$\left(\frac{\hbar^2}{2m_c r_c} \right)^{\frac{1}{2}} \Phi_c = \sum_{\lambda} \mathcal{R}_{c\lambda} [\Phi_c' - b_c \Phi_c] \cdot \left(\frac{\hbar^2}{2m_{\lambda} r_{\lambda}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III-25})$$

les éléments de la matrice \mathcal{R} étant donnés par :

$$\mathcal{R}_{c\lambda} \equiv \sum_{\lambda'} \gamma_{\lambda c} \frac{\gamma_{\lambda' c'}}{E_{\lambda'} - E} \quad (\text{III-26})$$

A partir des relations (III-1) et (III-3) et en tenant compte de la relation (III-5) définissant les éléments de la matrice de diffusion, il vient pour l'expression des Φ_c

$$\Phi_c = v_c^{-\frac{1}{2}} (A_c I_c - \sum_{c'} S_{cc'} A_{c'} O_{c'}) \quad (\text{III-27})$$

égalant les fonctions et leurs dérivées tirées de (III-25) et (III-27) nous obtenons :

$$S = (kr)^{\frac{1}{2}} \cdot O^{-1} \cdot (1 - \mathcal{R} L)^{-1} (1 - \mathcal{R} L^*) I \cdot (kr)^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{III-28})$$

toutes les quantités étant des matrices dans l'espace des voies. En particulier : $(kr)^{\frac{1}{2}}$ et $(kr)^{-\frac{1}{2}}$ sont les matrices diagonales dont les éléments diagonaux sont $(k_c r_c)^{\frac{1}{2}}$ et $(k_c r_c)^{-\frac{1}{2}}$ respectivement ; I et O sont des matrices diagonales dont les éléments diagonaux sont I_c et O_c , le comportement asymptotique étant défini par (III-4) ; L la matrice diagonale avec les éléments diagonaux :

$$L_c \equiv O_c' O_c^{-1} - b_c \equiv B_c + i P_c \quad (\text{III-29})$$

B_c étant une fonction permettant de définir un déplacement du niveau, P_c la pénétrabilité permettant d'atteindre les largeurs réduites. La formule (III-28) pour la matrice de diffusion a d'abord été obtenue par Wigner et Eisenbud (1947). Pour les réactions comportant seulement quelques voies, cette expression peut être utilisée pour analyser les sections efficaces non seulement pour les niveaux individuels mais aussi lorsque des niveaux interfèrent. Toutefois, quand le nombre de voies devient grand, l'inversion de la matrice $(1 - \mathcal{R} L)^{-1}$ est fastidieuse. Vogt (1962) a montré qu'il est possible d'obtenir pour la matrice de collision une forme qui évite l'inversion de la matrice $(1 - \mathcal{R} L)^{-1}$; il existe une matrice $A_{\lambda\lambda'}$, satisfaisant la relation :

$$[(1 - \mathcal{R} L)^{-1} (1 - \mathcal{R} L^*)]_{cc'} = \delta_{cc'} + \sum_{\lambda\lambda'} 2i P_c \gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda' c'} A_{\lambda\lambda'} \quad (\text{III-30})$$

les éléments de la matrice A^{-1} étant donnés par :

$$(A^{-1})_{\lambda\lambda'} = (E_{\lambda} - E) \delta_{\lambda\lambda'} + \Delta_{\lambda\lambda'} - \frac{i}{2} \Gamma_{\lambda\lambda'} \quad (\text{III-31})$$

les quantités $\Delta_{\lambda\lambda'}$ et $\Gamma_{\lambda\lambda'}$ étant définies par :

$$\sum_{c''} \gamma_{\lambda c''} \gamma_{\lambda' c''} L_{c''} \equiv - \Delta_{\lambda\lambda'} + \frac{i}{2} \Gamma_{\lambda\lambda'} \quad (\text{III-32})$$

A partir des relations (III-30) et (III-31), on voit que le problème de l'inversion de la matrice $(1 - \mathcal{R} L)^{-1}$ a été remplacé par celui de l'inversion de la matrice A . Pour obtenir la forme finale de $S_{c,c'}$, il suffit de remplacer dans (III-28) $[(1 - \mathcal{R} L)^{-1} (1 - \mathcal{R} L^*)]$ par (III-30) et (III-31) après avoir simplifié le facteur $(kr)^{\frac{1}{2}} O_c^{-1} I_c$ de (III-28).

Les ondes entrantes I_c et les ondes sortantes O_c peuvent s'exprimer en fonction de la solution régulière F_c et irrégulière G_c de l'équation radiale suivante :

$$I_c = O_c^* = (G_c - i F_c) e^{i\omega_c} \quad (\text{III-33})$$

ω_c étant le facteur de phase de Coulomb relié au moment angulaire orbital l_c et au paramètre de Coulomb (III-4') par :

$$\omega_c \equiv \sum_{n=1}^{l_c} \arctg \frac{\eta_c}{n} \quad \text{avec} \quad \omega_0 = 0 \quad (\text{III-34})$$

La relation (III-29) permet alors de calculer la pénétrabilité P_c et le facteur de déplacement B_c soit :

$$P_c = \frac{k_c r_c}{F_c^2 + G_c^2}$$

$$B_c = - b_c + \left(\frac{F_c F_c' + G_c G_c'}{F_c^2 + G_c^2} \right) \quad (\text{III-36})$$

P_c et B_c étant calculés pour le rayon de la voie $r_c = R_c$.

Finalement les éléments de la matrice de diffusion sont donnés par :

$$S_{c,c'} = e^{i(\Omega_{c'} + \Omega_c)} \left[\delta_{c,c'} + i \sum_{\lambda\lambda'} \Gamma_{\lambda c}^{\frac{1}{2}} \Gamma_{\lambda' c'}^{\frac{1}{2}} A_{\lambda\lambda'} \right] \quad (\text{III-37})$$

avec :

$$\Gamma_{\lambda c} \equiv 2 P_c \gamma_{\lambda c}^2 \quad (\text{III-38})$$

la phase Ω_c étant la somme du facteur de phase de diffusion de Coulomb ω_c et du facteur de phase de diffusion φ_c sur la sphère impénétrable de rayon R_c , soit :

$$\Omega_c \equiv \omega_c - \arctg \frac{F_c}{G_c} \quad (\text{III-39})$$

On doit remarquer que les expressions des pénétrabilités et des facteurs de phase de diffusion sur la sphère impénétrable ont été obtenues en supposant un rayon de la voie parfaitement défini $r_c = R_c$. Cette hypothèse ne correspond évidemment pas à la réalité physique et on a cherché à étudier ce que deviennent les expressions des pénétrabilités et des facteurs de phase en considérant une surface nucléaire d'épaisseur non nulle (Fesbach 1960, Vogt 1962). Dans ce cas, on peut obtenir une meilleure expression pour $S_{c'c}$, en remplaçant les facteurs de phase dans (III-39) et les probabilités (III-25) par ceux obtenus pour un potentiel progressif et égal à la partie réelle du potentiel du modèle optique. Toutefois, les corrections semblent peu importantes.

B. Cas d'un niveau isolé.

α) Expression de l'élément de matrice.

Dans le cas d'une résonance isolée, due à un niveau $|\lambda\rangle$ de faible largeur Γ_λ^J et caractérisé par le spin total J, le terme A se réduit à un nombre A_λ^J suivant (III-31) :

$$A_\lambda^J = \left(E_\lambda^J + \Delta_\lambda^J - E - i \frac{\Gamma_\lambda^J}{2} \right)^{-1}$$

avec Δ_λ^J le facteur de déplacement de l'énergie de résonance. D'où l'expression de la matrice de collision : dans le cas d'une réaction nucléaire, avec les notations de (III-8) :

$$S_{c'c} \equiv \langle c' l' s' | S^J | c l s \rangle = e^{i(\Omega_{c'} + \Omega_c)} \left[\delta_{cc'} \delta_{ll'} \delta_{ss'} + i \frac{\Gamma_{c'ls}^J \Gamma_{c'l's'}^J}{E_\lambda^J + \Delta_\lambda^J - E - i \Gamma_\lambda^J/2} \right] \quad (\text{III-40})$$

qui peut s'écrire en posant :

$$\delta_\lambda^J \equiv \arctg \frac{\Gamma_\lambda^J/2}{E_\lambda^J + \Delta_\lambda^J - E} \quad (\text{III-40'})$$

$$S_{c'c} = 2i \left(\frac{\Gamma_{c'ls} \Gamma_{c'l's'}}{\Gamma_\lambda^J} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \sin \delta_\lambda^J \exp [i(\delta_\lambda^J + \Omega_{c'} + \Omega_c)]$$

les quantités $\Omega_{c'}$, Ω_c , étant définies par (III-39), les largeurs partielles à partir de (III-38) : $\Gamma_{c'ls}^J = 2 P_{c'l} \gamma_{c'ls}^2$, la largeur totale du niveau étant la somme des largeurs partielles :

$$\Gamma^J = \sum_{c,l,s} \Gamma_{c'ls} \quad (\text{III-41})$$

Le facteur $\Delta_{\lambda\lambda}$, de déplacement du niveau est obtenu à partir des relations (III-32) et (III-36) :

$$\Delta_\lambda = - \sum_c \gamma_{\lambda c}^2 \left[-b_c + \frac{F_c F_c' + G_c G_c'}{F_c^2 + G_c^2} \right] = - \sum_c \gamma_{\lambda c}^2 B_c \quad (\text{III-42})$$

L'expression (III-42) montre que Δ_λ dépend du nombre b_c , c'est-à-dire de la condition aux limites adoptées pour $r_c = R_c$. Si l'on adopte la condition aux limites de la théorie de Wigner et Eisenbund (1947) :

$$\left[r_c \frac{dX_\lambda}{dr_c} \right]_{r_c=R_c} = -l X_\lambda \quad (\text{III-43})$$

l étant le moment angulaire des particules dans la voie c, le facteur de déplacement est alors donné à partir de (III-42) (Thomas, 1951) par :

$$\Delta_\lambda = - \sum_c \gamma_{\lambda c}^2 \left[l + \frac{d \text{Log} (F_l^2 + g_l^2)^{\frac{1}{2}}}{d \text{Log} \rho} \right] \quad (\text{III-44})$$

la sommation étant faite sur toutes les voies c. Toutefois, il est possible de choisir des conditions aux limites plus générales que (III-43) (Thomas 1952, Vogt 1962). En particulier pour les voies fermées, on peut choisir la condition aux limites b_c de telle sorte que le facteur de déplacement soit nul :

$$b_c = \frac{F_c F'_c + G_c G'_c}{F_c^2 + G_c^2} \quad (\text{III-45})$$

Vogt (1962) a montré que la condition (III-45) pouvait être étendue d'une manière approchée aux voies ouvertes ; dans ce cas, la définition des largeurs réduites (III-38) est :

$$\Gamma_{\lambda c} = 2 P_c \gamma_{\lambda c}^2 f_c \quad (\text{III-46})$$

avec f_c , facteur de réflexion dépendant de l'épaisseur a du potentiel du modèle optique ; dans un domaine d'énergie pas trop étendu, le facteur f est à peu près constant et est relié à a (Vogt 1962) suivant :

$$f \approx 1 + 6,7 a^2$$

a exprimé en Fermis.

β) Expression de la section efficace totale.

Dans le cas d'un niveau isolé, la section efficace totale est donnée pour une réaction du type $a + X \longrightarrow b + Y$ par :

$$\sigma (c' \longrightarrow c) = \pi \kappa^2 \frac{(2J + 1)}{(2i + 1)(2I + 1)} \sum_{i, i', s, s'} \frac{\Gamma_{c i s} \Gamma_{c' i' s'}}{(E_\lambda + \Delta_\lambda - E) + \Gamma_\lambda^2/4} \quad (\text{III-47})$$

i et I : désignant les spins des particules a et X

J : le spin de l'état intermédiaire

Δ_λ : le facteur de déplacement de l'énergie de résonance

Γ_λ : la largeur totale du niveau.

C. Cas de deux niveaux de même spin et de même parité.

α) Expression de l'élément de matrice.

Nous décrivons l'expression de la matrice de collision pour deux niveaux de résonance de même moment angulaire J et de même parité. Partant de l'expression générale (III-37) de la matrice de collision, on obtient (pour $c' \neq c$) :

$$S_{c', c}^J = \exp [i (\Omega_{c'} + \Omega_c)] \cdot \sum_{\lambda, \lambda'} \Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda c'} A_{\lambda \lambda'} \quad (\text{III-48})$$

la sommation doit être faite sur $\lambda, \lambda' = 1, 2$ c'est-à-dire sur les niveaux 1 et 2, les éléments de matrice $(A^{-1})_{\lambda \lambda'}$, étant donnés par (III-31) ; il suffit ensuite d'inverser la matrice A à deux lignes et deux colonnes pour obtenir $A_{\lambda \lambda'}$, soit :

$$A_{11} = (E_2 + \Delta_2 - E - i \Gamma_{22}/2) / D$$

$$A_{22} = (E_1 + \Delta_1 - E - i \Gamma_{11}/2) / D \quad (\text{III-49})$$

$$A_{12} = A_{21} = - \Delta_{12} + \frac{i \Gamma_{12}}{2}$$

avec :

$$D \equiv \det \begin{vmatrix} E_1 + \Delta_1 - E - \frac{i\Gamma_{11}}{2} & -\Delta_{12} + \frac{i\Gamma_{12}}{2} \\ -\Delta_{12} + \frac{i\Gamma_{12}}{2} & E_2 + \Delta_2 - E - \frac{i\Gamma_{22}}{2} \end{vmatrix} \quad (\text{III-49'})$$

et :

$$\begin{aligned} \Gamma_{11} &= 2 \sum_{c'} P_{c'} \gamma_{1c'}^2 = \sum_{c'} \Gamma_{1c'} = \Gamma_1 \\ \Gamma_{22} &= 2 \sum_{c'} P_{c'} \gamma_{2c'}^2 = \sum_{c'} \Gamma_{2c'} = \Gamma_2 \\ \Gamma_{12} &= \Gamma_{21} = 2 \sum_{c'} P_{c'} \gamma_{1c'} \gamma_{2c'} = \sum_{c'} \pm \Gamma_{1c'}^{\frac{1}{2}} \Gamma_{2c'}^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (\text{III-49''})$$

Dans les expressions ci-dessus, Γ_1 et Γ_2 sont respectivement les largeurs totales des niveaux de résonance 1 et 2.

Nous considérons le cas où il n'y a qu'une voie de sortie c' possible la voie d'entrée étant notée c , la matrice de collision peut alors s'écrire, d'après (III-48) et (III-49) :

$$S_{c',c} = \exp [i(\Omega_c + \Omega_{c'})] \cdot iy \quad (\text{III-50})$$

$$y = \sum_{\lambda, \lambda'} \Gamma_{\lambda c}^{\frac{1}{2}} \Gamma_{\lambda c'}^{\frac{1}{2}} A_{\lambda \lambda'} \equiv \frac{M - iN}{K - iL} \quad (\text{III-50'})$$

les quantités K, L, M, N étant :

$$\begin{aligned} K &\equiv (E_1 + \Delta_1 - E)(E_2 + \Delta_2 - E) - \frac{\Gamma_1 \Gamma_2}{4} - \Delta_{12}^2 + \frac{\Gamma_{12}^2}{4} \\ L &= \frac{1}{2} [\Gamma_1 (E_2 + \Delta_2 - E) + \Gamma_2 (E_1 + \Delta_1 - E) - 2\Delta_{12} \Gamma_{12}] \\ M &= [\Gamma_{1c}^{\frac{1}{2}} \Gamma_{1c'}^{\frac{1}{2}} (E_2 + \Delta_2 - E) + \Gamma_{2c}^{\frac{1}{2}} \Gamma_{2c'}^{\frac{1}{2}} (E_1 + \Delta_1 - E) \\ &\quad - \Delta_{12} (\Gamma_{1c}^{\frac{1}{2}} \Gamma_{2c'}^{\frac{1}{2}} + \Gamma_{1c'}^{\frac{1}{2}} \Gamma_{2c}^{\frac{1}{2}})] \\ N &= 0 \end{aligned} \quad (\text{III-50''})$$

Notons que les résultats $N = 0$ n'est valable qu'à condition de considérer une voie de sortie c' différente de la voie d'entrée c .

β) Expression de la section efficace totale.

La section efficace totale pour deux niveaux de même spin J et de même parité est déduite des expressions (III-50''), soit :

$$\sigma_{c',c} = \frac{2J+1}{(2i+1)(2I+1)} \pi \chi_c^2 |y|^2 \quad (\text{III-51})$$

en accord avec la formule de Breit et Wigner à deux niveaux donnée par R.G. Thomas (1958).

D. Cas de plusieurs niveaux de spins (ou de parités) différents.

La formule générale de Blatt et Biedenharn a été étendue au cas de résonances qui se recouvrent et qui ont des spins et des parités différents, par Lustig (1960) et Sikkema (1962) :

$$\frac{d\sigma}{d\omega} (c' \longrightarrow c) = \chi_c^2 \sum_{l=0}^{\infty} B_l (c' \longrightarrow c) P_l (\cos \theta)$$

où :

$$\begin{aligned}
 B_L (c' \rightarrow c) = & \frac{1}{(2i+1)(2I+1)} \sum_{\lambda_1=1}^n \sum_{\lambda_2=1}^n \frac{1}{\Gamma_{\lambda_1} \Gamma_{\lambda_2}} \cos \delta_{\lambda_1} \cos \delta_{\lambda_2} \\
 & \times \sum_{l_{\lambda_1}=|j_{\lambda_1}-s|}^{j_{\lambda_1}+s} \sum_{l'_{\lambda_1}=|j_{\lambda_1}-s'|}^{j_{\lambda_1}+s'} \sum_{l_{\lambda_2}=|j_{\lambda_2}-s|}^{j_{\lambda_2}+s} \sum_{l'_{\lambda_2}=|j_{\lambda_2}-s'|}^{j_{\lambda_2}+s'} \\
 & \cos \left[\Omega(c, l_{\lambda_1}) + \Omega(c', l'_{\lambda_1}) - \Omega(c, l_{\lambda_2}) - \Omega(c', l'_{\lambda_2}) + \delta_{\lambda_1} - \delta_{\lambda_2} \right] \\
 & \times \sum_{s=|I-t|}^{I+t} (-1)^s Z(l_{\lambda_1}, J_{\lambda_1}, l_{\lambda_2}, J_{\lambda_2}; s, L) \gamma_{\lambda_1}(c, s, l_{\lambda_1}) \gamma_{\lambda_2}(c, s, l_{\lambda_2}) \\
 & \times \sum_{s'=|I'-t'|}^{I'+t'} (-1)^{s'} Z(l'_{\lambda_1}, J_{\lambda_1}, l'_{\lambda_2}, J_{\lambda_2}; s', L) \gamma_{\lambda_1}(c', s', l'_{\lambda_1}) \gamma_{\lambda_2}(c', s', l'_{\lambda_2})
 \end{aligned} \tag{III-52}$$

Dans cette expression les indices λ_1, λ_2 caractérisant les niveaux $|\lambda_1\rangle$ et $|\lambda_2\rangle$; les phases δ_λ sont celles définies par (III-40), les facteurs de phase Ω_c sont ceux de (III-39); γ_λ les largeurs réduites.

CHAPITRE IV

ANALYSE PAR LA THÉORIE DES RÉACTIONS RÉSONNANTES, DES SECTIONS EFFICACES TOTALE ET DIFFÉRENTIELLE DE LA RÉACTION ${}^6\text{Li} (p, {}^3\text{He}) \alpha$

I - INTRODUCTION -

Les données actuelles (chap. I) sur les niveaux du ${}^7\text{Be}$ font apparaître le fait dominant que les niveaux du ${}^7\text{Be}$ de 5 à 10 MeV ont une grande largeur. Par exemple, la largeur de l'état $5/2^-$ à 6,51 MeV (Tombrello) est de 1036 keV ; celle de l'état $5/2^-$ à 7,18 MeV (Marion) est de 836 keV. On doit donc s'attendre à d'importants effets d'interférence dans la réaction ${}^6\text{Li} (p, \alpha)$; nous devons donc analyser les résultats expérimentaux dans un domaine d'énergie suffisamment étendu (5,5 à 10 MeV par exemple) pour tenir compte de l'influence des niveaux larges dans la région 5,5 à 7 MeV qui nous intéresse.

Les principaux résultats expérimentaux sur la réaction $\text{Li} (p, \alpha)$ de 5,5 à 10 MeV ont été indiqués au chapitre I. Pour notre analyse, nous avons utilisé, en plus de nos résultats expérimentaux (chapitre II) effectués de 130 à 600 keV, ceux donnés par Bouchez (1961) de 100 à 300 keV, Marion (1956) de 600 keV à 2,9 MeV et une partie des résultats de Mani (1963) de 2 à 5 MeV et de Fasoli (1964) de 2 à 5,6 MeV. Notre analyse de $\sigma_T(E)$ et de $\frac{d\sigma}{d\omega}(E, \theta)$ a été finalement faite de 100 keV à 3 MeV.

Un premier examen (fig. 1) des niveaux du ${}^7\text{Be}$ ne montre au-dessus et au voisinage du seuil de 5,609 MeV de la voie $(p + {}^6\text{Li})$ que deux niveaux :

- le niveau ${}^2F_{5/2^-}$, 6,51 MeV (Tombrello 1963) ;
- le niveau ${}^4P_{5/2^-}$, 7,18 MeV (Marion 1956 et Mac Cray 1962).

Toutefois, ces deux niveaux étant de même parité, ne peuvent expliquer les résultats expérimentaux de la réaction ${}^6\text{Li} (p, \alpha)$ montrant l'existence (fig. 12) d'un important terme impair $A_1 P_1(\cos \theta)$ dans les distributions angulaires. Ce fait indiquant l'interférence de deux niveaux de parités opposées, il faut faire intervenir au moins un niveau supplémentaire de parité paire parmi les niveaux impairs du ${}^7\text{Be}$. Ce niveau pair pourrait être l'état $S 1/2^+$ proposé par Mac Cray (1962) dans l'interprétation des données sur la diffusion élastique ${}^6\text{Li} (p, p)$ qui se situerait près ou au-dessus de 8 MeV ($E_p \gtrsim 2,86$ MeV) ou bien le niveau pair suggéré par Mani (1963) autour de 9 MeV. Nous avons alors essayé dans une première analyse d'interpréter les données expérimentales à partir des deux niveaux impairs $5/2^-$ à 6,51 et à 7,18 MeV, et d'un niveau pair $1/2^+$ autour de 9 MeV, dont nous avons précisé la valeur de l'énergie en tenant compte des résultats expérimentaux sur la section efficace totale. Le résultat de ce calcul montre l'impossibilité d'une telle interprétation, notamment au voisinage des niveaux impairs et dans la gamme inférieure de 130 à 600 keV (nos résultats). Cette première analyse a permis de tirer les conclusions suivantes :

1/ le niveau large $S 1/2^+$ vers 9 MeV ne peut expliquer l'existence dans la région de 5,6 à 8,6 MeV du terme impair A_1 dans les distributions angulaires expérimentales.

2/ le fait qu'autour de l'énergie de 1,05 MeV (niveau: 6,5 MeV, $5/2^-$) l'on observe un terme A_2 nul dans les distributions angulaires, alors que le calcul théorique donne un terme A_2 important suggère que ce niveau ($5/2^-$, 6,51 MeV) doit être faiblement excité dans la réaction ${}^6\text{Li} (p, \alpha)$: sa largeur partielle en protons est très faible ($\theta_p^2 \ll 1$) et l'on peut considérer les deux niveaux larges $5/2^-$ de 6,51 et de 7,18 MeV comme des états de structure très différente n'interférant pratiquement pas.

Nous avons alors repris l'interprétation des données expérimentales avec le seul niveau $5/2-$ à 7,18 MeV, le niveau $S\ 1/2$ et le niveau de parité positive $3/2+$ vers 6,20 MeV déjà proposé par Marion (1956). Cette seconde hypothèse permet d'expliquer de manière satisfaisante la variation de la section efficace totale (fig. 10) et des coefficients des distributions angulaires de 600 keV à 3 MeV ; mais, par contre, ne permet pas d'expliquer la valeur négative du terme A_2 dans les distributions angulaires de 130 à 600 keV.

Dans une troisième analyse, pour tenir compte de la variation de ce coefficient A_2 , nous avons alors suggéré l'existence d'un niveau supplémentaire faiblement excité, vers 5,9 MeV dont nous avons pu déterminer les caractéristiques : $3/2-$, la largeur totale et les largeurs partielles ; l'accord obtenu avec les données expérimentales de 130 à 600 keV est alors satisfaisant. Ce niveau pourrait être l'homologue du niveau de 5,7 MeV ($5/2-$ ou $3/2-$) suggéré dans le ${}^7\text{Li}$ par Bishop (1963) et en cours d'étude par Spicer (1964).

Ces calculs étaient terminés quand nous avons eu connaissance des travaux de Harrison et Whitehead (1963) sur la diffusion élastique ${}^6\text{Li} (p, p)$ aboutissant à un niveau large, vers 10 MeV qui pourrait appartenir à la configuration ${}^4\text{P}$; nous avons pu en déduire :

1/ Le calcul des coefficients des distributions angulaires de 130 keV à 3 MeV en utilisant les paramètres déterminés à partir de la section efficace totale des niveaux ($3/2+$, 6,20 MeV), ($5/2-$, 7,18 MeV), et ($3/2-$, 9,5 MeV), donne un accord satisfaisant avec les résultats expérimentaux de 600 keV à 3 MeV ; par contre, ces niveaux ne permettent pas d'expliquer l'existence et la variation en énergie du terme A_2 négatif et important de 130 à 600 keV, ceci restant valable quel que soit le niveau supposé : $1/2-$, $3/2-$, ou $5/2-$ de la configuration ${}^4\text{P}$ à 9,5 MeV.

D'où notre hypothèse (fig. 5) d'un nouveau niveau du ${}^7\text{Be}$ vers 5,9 MeV et de caractéristiques $3/2-$ - reste valable.

2/ L'hypothèse d'un niveau ($3/2+$, 6,20 MeV) pour interpréter le terme impair $A_1P_1 (\cos \theta)$ reste aussi valable.

3/ Les résultats expérimentaux sur la réaction ${}^6\text{Li} (p, \alpha)$ en accord avec ceux sur la diffusion ${}^6\text{Li} (p, p)$ peuvent s'interpréter vers 10 MeV avec un seul niveau large autour de cette énergie,

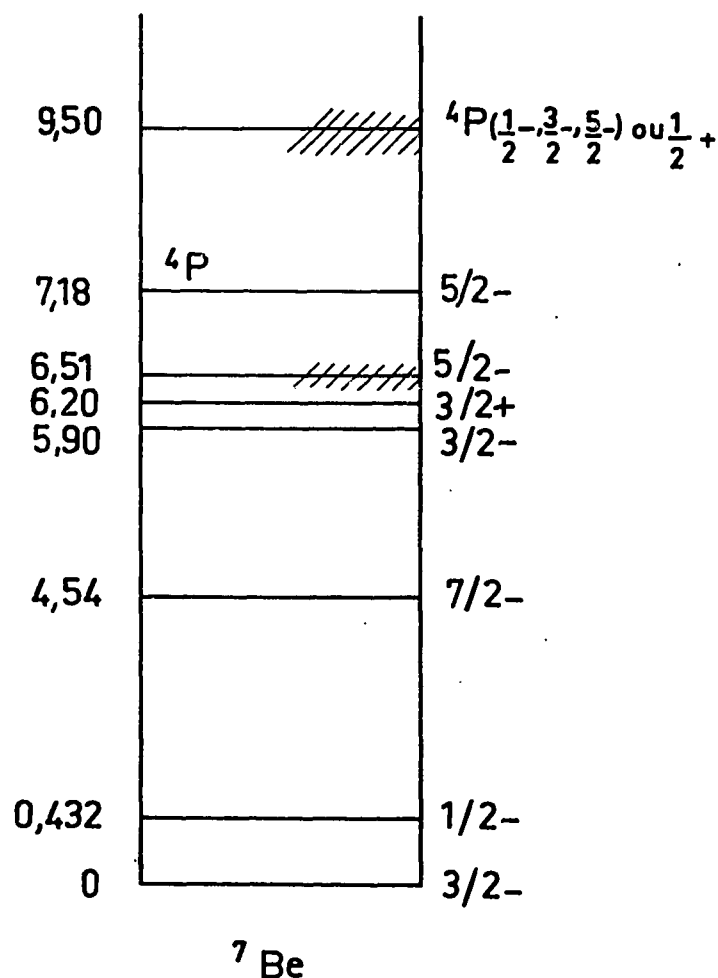


Fig. 5 - Nouveau schéma des états excités du ${}^7\text{Be}$.

ayant une grande valeur de θ_p^2 . Les seules données de la réaction ${}^6\text{Li} (p, \alpha)$ jusqu'à 10 MeV ne permettent pas de choisir parmi les caractéristiques probables pour le niveau de 10 MeV : $1/2^-$, $3/2^-$, $5/2^-$, proposées par Harrison (1963). En résumé, nous proposons pour le ${}^7\text{Be}$, le schéma suivant : (fig. 5).

II - RESULTATS EXPERIMENTAUX -

Les données expérimentales comprennent d'une part la section efficace mesurée en valeur absolue de 100 keV à 3 MeV, indiqué sur la figure 10, et d'autre part les distributions angulaires que l'on développe, à partir de (III-16) en polynômes de Legendre :

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{\chi^2}{4(2i+1)(2I+1)} \sum_l b_l P_l(\cos \theta) \equiv A_0 \left[1 + \sum_l A_l P_l(\cos \theta) \right]$$

permettant de définir les coefficients b_l ou A_l . Soit pour la réaction ${}^6\text{Li} (p, \alpha){}^3\text{He}$ avec $i = 1/2$, $I = 1$:

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{\chi^2}{24} \sum_l b_l P_l(\cos \theta)$$

la valeur maximum de L dans la gamme d'énergie considérée étant égale à $L = 2$ de 130 keV à 3 MeV, sauf au voisinage immédiat de 3 MeV, les résultats expérimentaux faisant apparaître des termes d'ordre $L = 3$ que nous ne considérons pas ici. Les coefficients b_l sont reliés aux valeurs relatives expérimentales a_l (figs. 12 et 13) par :

$$b_0 = a_0 + \frac{1}{3} a_2 \quad b_1 = a_1 \quad b_2 = \frac{2}{3} a_2$$

la valeur A_l des coefficients b_1/b_0 et b_2/b_0 est donnée dans le tableau II, d'après nos résultats couvrant la gamme d'énergie de 130 à 530 keV. Les données de Marion (1956) et de Mani (1963) ont été reportées sur la courbe (figs. 12 et 13) représentant la variation de b_1/b_0 et de b_2/b_0 .

Tableau II

Coefficients $A_n \equiv b_n/b_0$ déduits des distributions angulaires expérimentales (cf. figs. 12 et 13).

E_p (keV)	$A_1 = b_1/b_0$	$A_2 = b_2/b_0$
130	$0,75 \cdot 10^{-1}$	$-7,64 \cdot 10^{-2}$
150	$1,07 \cdot 10^{-1}$	$-6,6 \cdot 10^{-2}$
200	$1,64 \cdot 10^{-1}$	$-8,7 \cdot 10^{-2}$
250	$1,47 \cdot 10^{-1}$	$-11,7 \cdot 10^{-2}$
300	$2,39 \cdot 10^{-1}$	$-9,5 \cdot 10^{-2}$
350	$2,4 \cdot 10^{-1}$	$-14 \cdot 10^{-2}$
400	$3,88 \cdot 10^{-1}$	$-10 \cdot 10^{-2}$
450	$3,93 \cdot 10^{-1}$	$-7,2 \cdot 10^{-2}$
500	$4,31 \cdot 10^{-1}$	$-4,3 \cdot 10^{-2}$

Notons que la section efficace différentielle à 90° s'écrit (en négligeant les termes d'ordre supérieur à 2) :

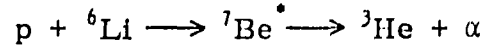
$$\left(\frac{d\sigma}{d\omega} \right)_{90^\circ} \approx \frac{\chi^2}{24} \left(b_0 - \frac{b_2}{2} \right) \equiv A \left(1 - \frac{A_2}{2} \right)$$

et la section efficace totale $\sigma_T = \frac{\pi \chi^2}{6} b_0$; la mesure de σ_T à une énergie déterminée permet de normaliser le coefficient b_0 .

III - ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX -

A. Calcul de la section efficace différentielle pour des niveaux isolés.

A partir des caractéristiques de la réaction :



avec $i = 1/2$, et $I = 1$, l'on voit que le spin de la voie d'entrée peut prendre les valeurs $s = 1/2$, ou $3/2$; en outre, le spin s' de la voie de sortie, ($i' = 1/2$, $I' = 0$) ne peut être que $s' = 1/2$. En tenant compte de la conservation du moment angulaire et de la parité (l'état fondamental du ${}^6\text{Li}$ ayant une parité positive, la particule ${}^3\text{He}$ aussi), on obtient les caractéristiques des voies réunies dans le tableau 3 ; dans ce tableau, la voie d'entrée est caractérisée par les indices (p, l, s), la voie de sortie par les indices (α, l', s') les indices ($p, l, s ; \alpha, l', s'$) ayant la signification suivante :

p, α : désignent respectivement la voie ($p + {}^6\text{Li}$) et la voie (${}^3\text{He} + \alpha$) ;

l, l' : les moments angulaires orbitaux décrivant le mouvement relatif des particules de la voie d'entrée et de la voie de sortie ;

s, s' : les spins de la voie d'entrée et de sortie.

Les amplitudes de la transition $|p l s\rangle \longrightarrow |\alpha l' s'\rangle$ désignées par $S_{\alpha p} \equiv \langle \alpha l' s' | S^J | p l s \rangle$ sont limitées à des ondes $l = 0, 1$ et 2 , la pénétrabilité des protons étant très faible pour des ondes $l > 2$.

Tableau III

Voie initiale p		Noyau Composé	Voie finale α		Elément de matrice	Distribution Angulaire
l	s	J, Π	l'	s'	$S_{\alpha p} \equiv \langle \alpha l' s' S^J p l s \rangle$	$W_{ll'}^J(\theta)$
0	1/2	1/2 +	0	1/2	$\langle \alpha 0 1/2 S^{\frac{1}{2}+} p 0 1/2 \rangle$	$2 P_0$
	3/2	3/2 +	2		$\langle \alpha 2 1/2 S^{\frac{3}{2}+} p 0 3/2 \rangle$	$4 P_0$
1	1/2	1/2 -	1		$\langle \alpha 1 1/2 S^{\frac{1}{2}-} p 1 1/2 \rangle$	$2 P_0$
		3/2 -	1		$\langle \alpha 1 1/2 S^{\frac{3}{2}-} p 1 1/2 \rangle$	$4 P_0 + 4 P_2$
	3/2	1/2 -	1		$\langle \alpha 1 1/2 S^{\frac{1}{2}-} p 1 3/2 \rangle$	$2 P_0$
		3/2 -	1		$\langle \alpha 1 1/2 S^{\frac{3}{2}-} p 1 3/2 \rangle$	$4 P_0 - \frac{16}{5} P_2$
2	1/2	5/2 -	3		$\langle \alpha 3 1/2 S^{\frac{5}{2}-} p 1 3/2 \rangle$	$6 P_0 + \frac{24}{5} P_2$
		3/2 +	2		$\langle \alpha 2 1/2 S^{\frac{3}{2}+} p 2 1/2 \rangle$	$4 P_0 + 4 P_2$
2	3/2	5/2 +	2		$\langle \alpha 2 1/2 S^{\frac{5}{2}+} p 2 1/2 \rangle$	$6 P_0 + \frac{48}{7} P_2 + \frac{36}{7} P_4$
		1/2 +	0		$\langle \alpha 0 1/2 S^{\frac{1}{2}+} p 2 3/2 \rangle$	$2 P_0$
	3/2	3/2 +	2		$\langle \alpha 2 1/2 S^{\frac{3}{2}+} p 2 3/2 \rangle$	$4 P_0 + 2 P_2$
		5/2 +	2		$\langle \alpha 2 1/2 S^{\frac{5}{2}+} p 2 3/2 \rangle$	$6 P_0 + \frac{120}{49} P_2 - \frac{288}{49} P_4$
		7/2 +	4		$\langle \alpha 4 1/2 S^{\frac{7}{2}+} p 2 3/2 \rangle$	$8 P_0 + \frac{400}{49} P_2 + \frac{216}{49} P_4$

La section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{d\omega}(\theta)$ est calculée pour chaque transition ($\alpha l' s' | p l s$) suivant la formule (III-16) de Blatt et Biedenharn, dans laquelle pour chaque niveau supposé isolé les amplitudes $S_{\alpha p}^J$ sont développés comme (III-40'). On a donc, pour chaque valeur s du spin de la voie d'entrée et pour la transition ($\alpha l' s' | p l s$) :

$$\frac{d\sigma}{d\omega} (\alpha l' s' | p l s) = \frac{\pi \kappa^2}{24} \frac{\Gamma_{pl s}^d \Gamma_{al' s'}^d}{(E_\lambda - E)^2 + (\Gamma_\lambda^d/2)^2} W_{ll'}^d(\theta) \quad (IV-1)$$

$$W_{ll'}^d(\theta) \equiv \sum_{l=0}^{L_{\max}} (-)^{s'-s} Z(l J l J ; s L) Z(l' J l' J ; s' L) P_l(\cos \theta) \quad (IV-1')$$

L_{\max} étant la valeur maximum de $2l$, $2l'$ ou $2J$ et les valeurs données de L étant toutes paires puisqu'il n'y a pas d'interférence. Les coefficients Z , reliés au coefficient de Racah, suivant (III-15) ont été calculés en utilisant les tables de Sharp (1953). Les facteurs $W_{ll'}^d(\theta)$ de la distribution angulaire calculés à partir de (IV-1') sont représentés dans le tableau III.

Remarques importantes.

a) Si l'on néglige la contribution des ondes $l = 3$, le niveau $5/2^-$ ne peut être formé qu'à partir de la seule valeur $s = 3/2$ du spin de la voie d'entrée. La distribution angulaire $w(\theta)$ d'un seul niveau $5/2^-$ est alors de la forme $(6 P_0 + 24/5 P_2)$, déterminant le signe du coefficient b_2 . Ce résultat reste valable si l'on fait interférer avec le niveau $5/2^-$ un niveau de parité positive formé par des ondes s et donnant par conséquent une contribution isotrope à la distribution angulaire.

b) Aucun terme en b_3 n'apparaissant dans la distribution angulaire entre 100 keV et 2,5 MeV, on peut dire que les seules ondes possibles pour la voie d'entrée sont $l = 0$ et 1 donnant $L = 0$ ou 2 , et $L = 1$ s'il y a interférence. Par conséquent, les distributions angulaires pour des niveaux $1/2^+$ et $3/2^+$ formés par des ondes s sont isotropes.

c) En se limitant aux ondes $l = 0$ et 1 , on voit que seuls les niveaux $3/2^-$ faisant intervenir deux valeurs différentes du spin de la voie d'entrée $s = 1/2$ et $3/2$ donnent un terme b_2 , les niveaux $1/2^-$ n'en donnant pas. Le signe de b_2 n'est alors pas déterminé puisque le niveau $3/2^-$ formé à partir de $s = 3/2$ correspond à la distribution angulaire $(4 P_0 - 16/5 P_2)$, alors que le niveau $3/2^-$ formé à partir de $s = 1/2$ correspond à $(4 P_0 + 4 P_2)$.

d) Dans le cas d'un mélange des deux valeurs $1/2$ et $3/2$ du spin s de la voie d'entrée, l'on doit faire intervenir le paramètre de mélange de ces spins, le signe de b_2 étant déterminé à partir des données expérimentales. Les facteurs de phase sont alors calculés par des expressions du type (III-39).

B. Analyse dans le cas de l'hypothèse A ; deux niveaux $5/2^-$ et un niveau $1/2^+$.

Nous désirons calculer la distribution angulaire dans le cas de l'hypothèse de deux niveaux $5/2^-$ interférant entre eux et avec un niveau $1/2^+$. Les caractéristiques du niveau $(5/2^-, 7,18 \text{ MeV})$ ont été déterminées par Mac Cray (1963) à partir des données sur les réactions ${}^6\text{Li} (p, \alpha)$ et ${}^6\text{Li} (p, p)$; celles du niveau $(5/2^-, 6,51 \text{ MeV})$ ont été déterminées par Tombrello (1963) à partir des données sur la diffusion ${}^3\text{He} - \alpha$. Les paramètres de ces niveaux sont rappelés tableau IV.

Tableau IV

J, Π	E (MeV)	R (Fermis)	$\Gamma_{p \text{ Labo}}$ (keV)	$\Gamma_{\alpha \text{ Labo}}$ (keV)	θ_p^2	θ_α^2
$5/2^-$	$6,51 \pm 0,04$	4,4	< 20	1016	< 0,02	0,48
$5/2^-$	7,18	4,1	798	38	0,28	0,012

R étant le rayon d'interaction de la voie $(\alpha + {}^3\text{He})$ pour les niveaux 6,51 et 7,18 MeV ; Γ_p , Γ_α les largeurs partielles respectives des voies $(p + {}^6\text{Li})$ et $(\alpha + {}^3\text{He})$; θ_p^2 , θ_α^2 les rapports des largeurs réduites γ^2 aux limites de Wigner :

$$\theta_\alpha^2 \equiv \frac{\gamma_\alpha^2}{(3\hbar^2/2\mu_\alpha R_\alpha^2)} ; \quad \theta_p^2 \equiv \frac{\gamma_p^2}{(3\hbar^2/2\mu_p R_p^2)} \quad (IV-2)$$

les largeurs réduites étant reliées aux largeurs partielles selon (III-38) par :

$$\Gamma_p \equiv 2 P_{pl} \gamma_{pl}^2 \equiv \frac{2 k_p R_p}{F_l^2 + G_l^2} \cdot \gamma_{pl}^2 \quad (IV-3)$$

$$\Gamma_a \equiv 2 P_{a1}, \quad \gamma_{a1}' \equiv \frac{2 k_a R_a}{F_{1'}^2 + G_{1'}^2} \gamma_{a1}'^2, \quad (IV-4)$$

le calcul de la section efficace différentielle (formule III-16 de Blatt Biedenharn) donne, en se bornant à des ondes $l = 0, 1$ et 2 :

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{\chi^2}{24} \left\{ 2 P_0 \left(\left| S_{00}^{\frac{1}{2}+} \right|^2 + \left| S_{20}^{\frac{1}{2}+} \right|^2 \right) + \left(6 P_0 + \frac{24}{5} P_2 \right) \left| S_{13}^{\frac{5}{2}-} \right|^2 + P_3 \left(S_{13}^{\frac{5}{2}-} S_{20}^{*\frac{1}{2}+} + S_{13}^{*\frac{5}{2}-} S_{20}^{\frac{1}{2}+} \right) \right\} \quad (IV-5)$$

les amplitudes de transition $S_{ll'}$, étant (cf. (III-40')) pour le niveau $1/2 +$:

$$S_{00}^{\frac{1}{2}+} = \frac{2i \left[\Gamma_{p0\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}+} \Gamma_{a0\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}+} \right]^{\frac{1}{2}}}{\Gamma_{\frac{1}{2}+}} \cdot \sin \delta_{\frac{1}{2}+} \cdot \exp [i(\delta_{\frac{1}{2}+} + \Omega_{p0} + \Omega_{a0})]$$

et :

$$S_{20}^{\frac{1}{2}+} = \frac{2i \left[\Gamma_{p2\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}+} \Gamma_{a0\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}+} \right]^{\frac{1}{2}}}{\Gamma_{\frac{1}{2}+}} \cdot \sin \delta_{\frac{1}{2}+} \cdot \exp [i(\delta_{\frac{1}{2}+} + \Omega_{p2} + \Omega_{a0})] \quad (IV-6)$$

avec :

$$\delta_{\frac{1}{2}+} \equiv \arctg \frac{\Gamma_{\frac{1}{2}+}/2}{E_{\lambda}^{\frac{1}{2}+} - E}$$

et $S_{13}^{\frac{5}{2}-}$ amplitude de transition pour le niveau $5/2 -$ (cf. III-50) :

$$S_{13}^{\frac{5}{2}-} = iy \exp [i(\Omega_{p1} + \Omega_{a3})]$$

D'autre part, le niveau intermédiaire formé à partir de la voie $(p + {}^6\text{Li})$ peut se désintégrer par émission α ou γ ; en fait la largeur partielle γ peut être négligée par rapport aux largeurs partielles p et α , la réaction ${}^6\text{Li} (p, \gamma)$ n'étant pas résonnante en γ et ayant une section efficace extrêmement faible (Bashkin 1954) : $\sigma(p, \gamma) = (0,7 \pm 0,2) \mu\text{b}$ pour $E_p = 415 \text{ keV}$. Nous pouvons donc écrire :

$$\Gamma_{\gamma} \simeq 0 \quad \text{et} \quad \Gamma_1 \simeq \Gamma_{1p} + \Gamma_{1a} \quad ; \quad \Gamma_2 \simeq \Gamma_{2p} + \Gamma_{2a}$$

l'indice 1 se rapportant au niveau $(5/2 -, 6,51 \text{ MeV})$, l'indice 2 au niveau $(5/2 -, 7,18 \text{ MeV})$. D'après (III-50'), l'expression de y est donnée par :

$$y \equiv \frac{M - iN}{K - iL}$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} K = (E_{1R} - E)(E_{2R} - E) - \frac{\Gamma_1 \Gamma_2}{4} - \Delta_{12}^2 + \frac{1}{4} \left[(\Gamma_{1p} \Gamma_{2p})^{\frac{1}{2}} \pm (\Gamma_{1a} \Gamma_{2a})^{\frac{1}{2}} \right]^2 \\ L = \frac{1}{2} \left\{ \Gamma_1 (E_{2R} - E) + \Gamma_2 (E_{1R} - E) - 2 \Delta_{12} \left[(\Gamma_{1p} \Gamma_{2p})^{\frac{1}{2}} \pm (\Gamma_{1a} \Gamma_{2a})^{\frac{1}{2}} \right] \right\} \\ M = \left[\Gamma_{1p}^{\frac{1}{2}} \Gamma_{1a}^{\frac{1}{2}} (E_{2R} - E) + \Gamma_{2p}^{\frac{1}{2}} \Gamma_{2a}^{\frac{1}{2}} (E_{1R} - E) - \Delta_{12} \left(\Gamma_{1p}^{\frac{1}{2}} \Gamma_{2a}^{\frac{1}{2}} + \Gamma_{2p}^{\frac{1}{2}} \Gamma_{1a}^{\frac{1}{2}} \right) \right] \\ N = 0 \end{array} \right.$$

Le signe (+) ou (-) intervenant quand γ_{1p} , γ_{1a} et γ_{2p} , γ_{2a} sont ou non de même signe. Nous avons posé $E_{1R} \equiv E_1 + \Delta_1$;

$E_{2R} \equiv E_2 + \Delta_2$ qui sont les énergies de résonance des deux niveaux 1 et 2. Les facteurs de déplacement en énergie Δ_1 , Δ_2 et Δ_{12} dépendent de la condition aux limites adoptées à la surface nucléaire ; suivant Thomas (1958) et Vogt (1962), nous pouvons ou bien sélectionner la condition aux limites $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta_{12} = 0$, à la surface nucléaire, ou bien adopter pour un puits carré la condition aux limites de Wigner (1947) et dans ce cas, considérer Δ_{12} comme un paramètre arbitraire déterminé à partir des résultats expérimentaux, ici deux niveaux 5/2 -.

Afin d'avoir une idée de la contribution des deux niveaux 5/2 - dans la courbe expérimentale de la section efficace totale, il nous faut soustraire la contribution du niveau 1/2+. En tenant compte des données de Marion (1956) et de Mani (1963) sur la section efficace totale (p, α) nous avons fait l'hypothèse d'un niveau 1/2+ déjà suggéré par Mac Cray dans les expériences de diffusion à $E_p^{\text{Labo}} \simeq 3,4$ MeV et de largeur $\Gamma \simeq 2,8$ MeV ; à partir d'une formule du type Breit et Wigner à un niveau, la section efficace totale correspondante est :

$$\sigma_{\frac{1}{2}^+} = \frac{4}{3} \pi \chi^2 \left[\frac{\Gamma_{p0}^{\frac{1}{2}^+} \Gamma_{\alpha 0}^{\frac{1}{2}^+}}{\Gamma_{\frac{1}{2}^+}^2} \right] \sin^2 \delta_{\frac{1}{2}^+} \quad (\text{IV-8})$$

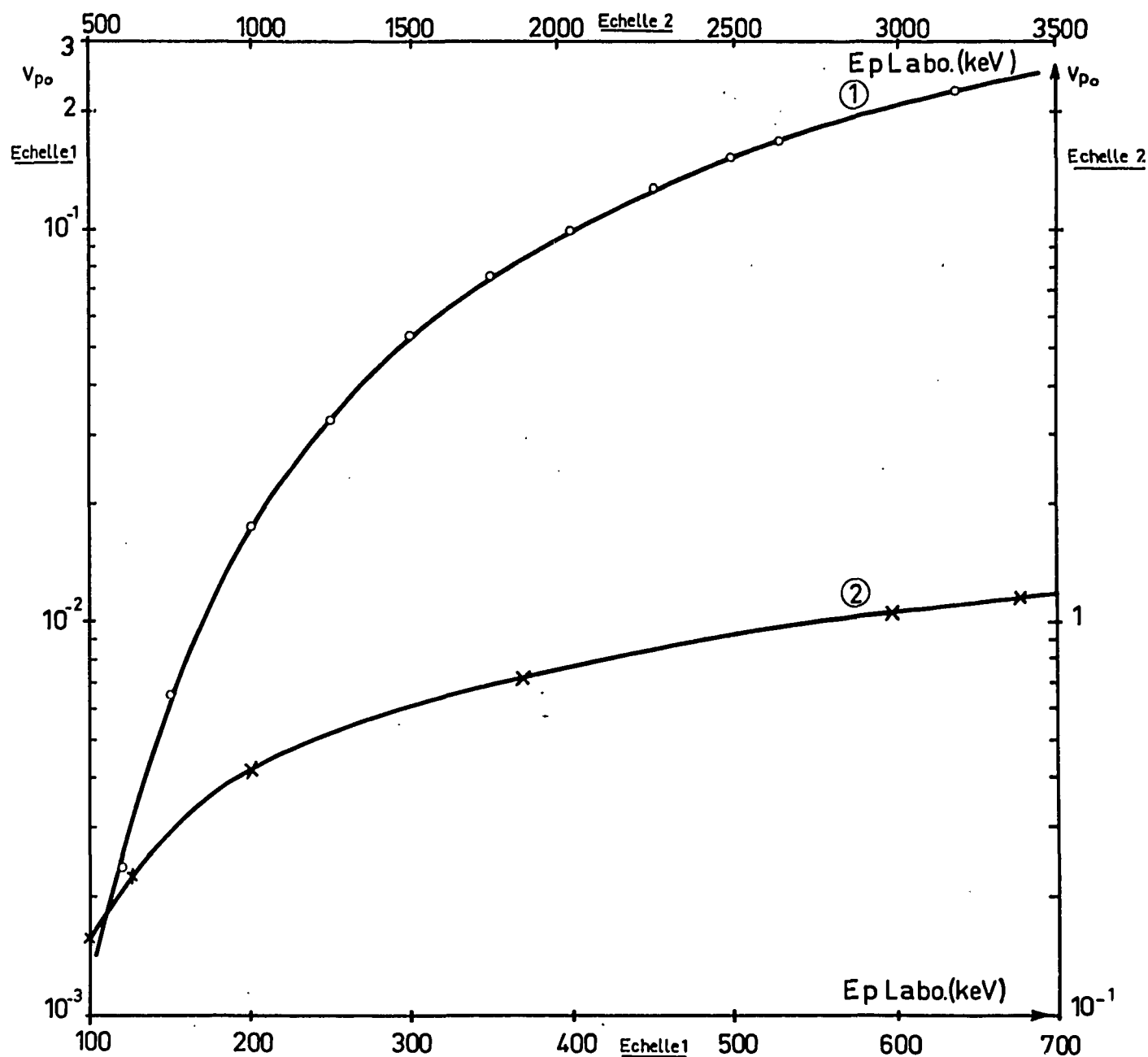


Fig. 6 - Pénétrabilité pour des protons $l = 0$ de la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$.

avec :

$$\operatorname{tg} \delta_{\frac{1}{2}^{+}} = \frac{\Gamma_{\frac{1}{2}^{+}}/2}{E_{\frac{1}{2}^{+}} - E} \quad \text{et} \quad \Gamma_{\frac{1}{2}^{+}} = \Gamma_{p0}^{\frac{1}{2}^{+}} + \Gamma_{a0}^{\frac{1}{2}^{+}} \quad (\text{IV-9})$$

Les largeurs partielles ont été calculées à partir des relations (IV-8) et (IV-9) en tenant compte de la section efficace expérimentale à la résonance ($E_p = 3,400$ MeV) :

$$\left(\sigma_{\frac{1}{2}^{+}} \right)_{\text{rés.}} = 80 \text{ mb, et de la largeur totale } \Gamma_{\frac{1}{2}^{+}} \approx 2,80 \text{ MeV}$$

Nous avons choisi la solution donnant un rapport $\frac{\Gamma_p}{\Gamma}$ voisin de celui donné par Mac Cray pour interpréter les données sur la diffusion, soit :

$$\Gamma_{p0}^{\frac{1}{2}^{+}} = 1800 \text{ keV} ; \quad \Gamma_{a0}^{\frac{1}{2}^{+}} = 1000 \text{ keV.}$$

La variation de la section efficace totale pour le niveau $1/2^{+}$ (fig. 8) a été calculée à partir de (IV-8) où les largeurs partielles $\Gamma_{p0}^{\frac{1}{2}^{+}}$ et $\Gamma_{a0}^{\frac{1}{2}^{+}}$ ont été développés en fonction de l'énergie suivant (IV-3) et (IV-4), les pénétrabilités P_{p0} et P_{a0} , étant calculées (figs. 6 et 7) à partir des fonctions de Coulomb (Bloch 1951) pour les rayons d'interaction $R_p = 3,94$ F et $R_a = 4,10$ F. La différence (fig. 8) avec la section efficace expérimentale représenterait la contribution des autres niveaux $5/2^{-}$.

Nous avons alors calculé la section efficace théorique, dans l'hypothèse de deux niveaux $5/2^{-}$, aux énergies de résonance de 1,05 MeV et de 1,85 MeV en supposant d'abord $\Delta_{12} = 0$, les paramètres pris pour les deux niveaux étant ceux du tableau 4. Les valeurs y obtenues et les valeurs des sections efficaces calculées et expérimentales sont (Tableau V).

Tableau V

J, Π	E_p MeV	y^2	σ_r calculé (mb)	exp. (mb)
5/2 -	1,050	0,0184	63	49
5/2 -	1,850	0,0275	52	102

Le tableau V montre que, avec les paramètres des deux niveaux $5/2^{-}$ et l'hypothèse $\Delta_{12} = 0$, il n'est pas possible d'ajuster la section efficace totale calculée avec les valeurs expérimentales; ceci est encore vrai si l'on essaye de prendre une valeur différente pour Γ_{p1} inférieure à la limite de 20 keV indiquée par Tombrello (1963).

Pour obtenir un accord satisfaisant avec la section efficace expérimentale dans le cas de l'hypothèse $\Delta_{12} = 0$, il faudrait alors reprendre la détermination des paramètres du niveau ($5/2^{-}$, 7,18 MeV) obtenus par Mac Cray (1962) à partir de la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha)$. Toutefois, les paramètres pour cet état (Mac Cray) étant en bon accord avec ceux pour l'état homologue du ${}^7\text{Li}$ (Gabbard 1961) on peut penser que les valeurs indiquées par Mac Cray n'ont pas lieu d'être changées. Nous avons alors modifié la valeur de Γ_{p1} et introduit un facteur de déplacement mixte Δ_{12} , afin d'obtenir un accord entre les sections efficaces calculées et expérimentales aux énergies de résonance de 1,05 et 1,85 MeV :

$$\Gamma_{p1} \approx 17 \text{ keV} ; \quad \Delta_{12} = 51 \text{ keV}$$

Nous avons ensuite calculé (Tableau VI) les coefficients de la distribution angulaire aux énergies de 1,05 et 1,85 MeV.

Tableau VI

E_p MeV	y^2	A_1 exp.	A_1 Théorique	A_2 exp.	A_2 Théorique
1,050	0,0144	0,59	0	0	0,52
1,850	0,052	0,26	0	0,26	0,55

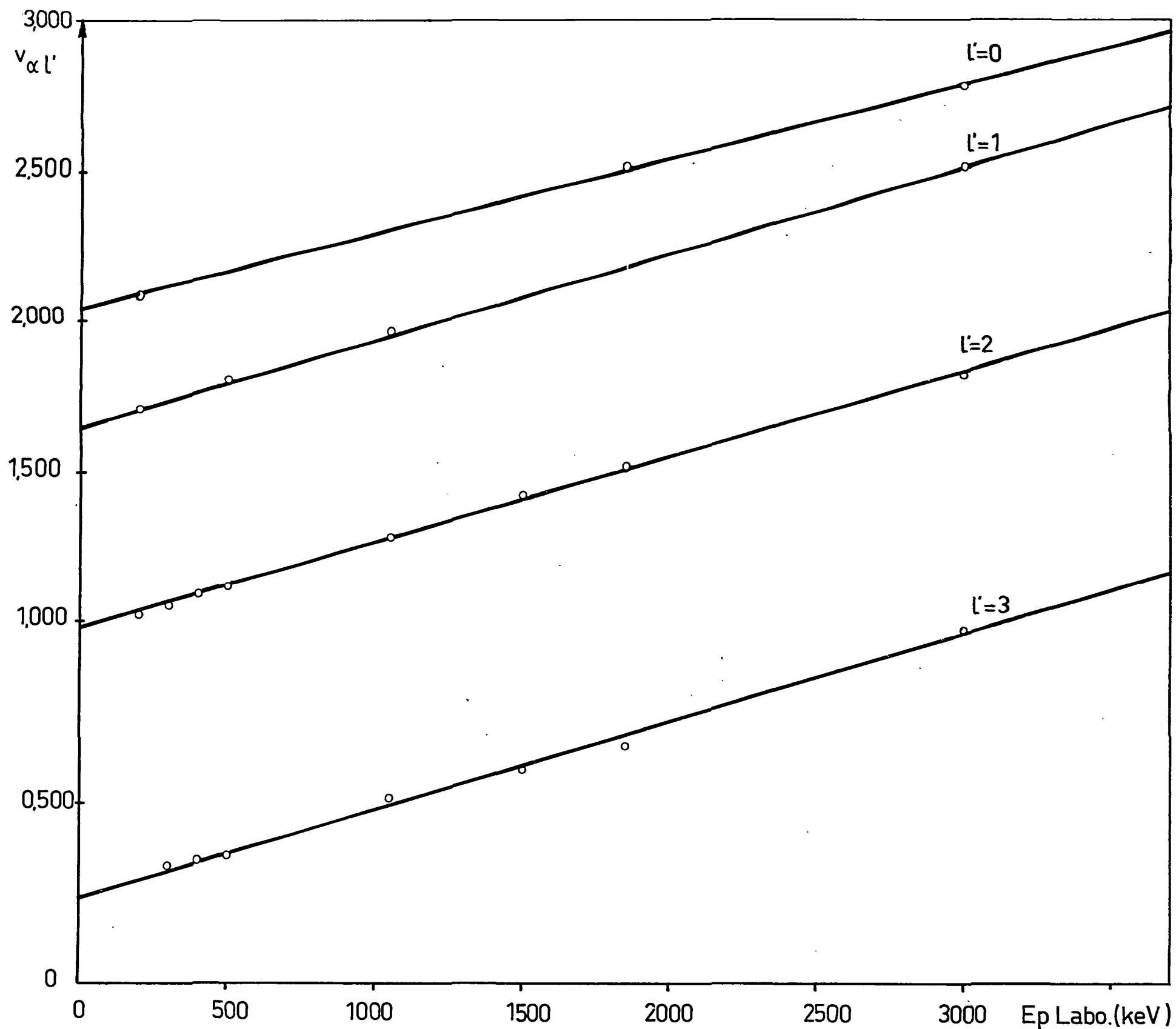


Fig. 7 - Pénétrabilité pour les particules α de la réaction ${}^6\text{Li} (p, \alpha) {}^3\text{He}$.

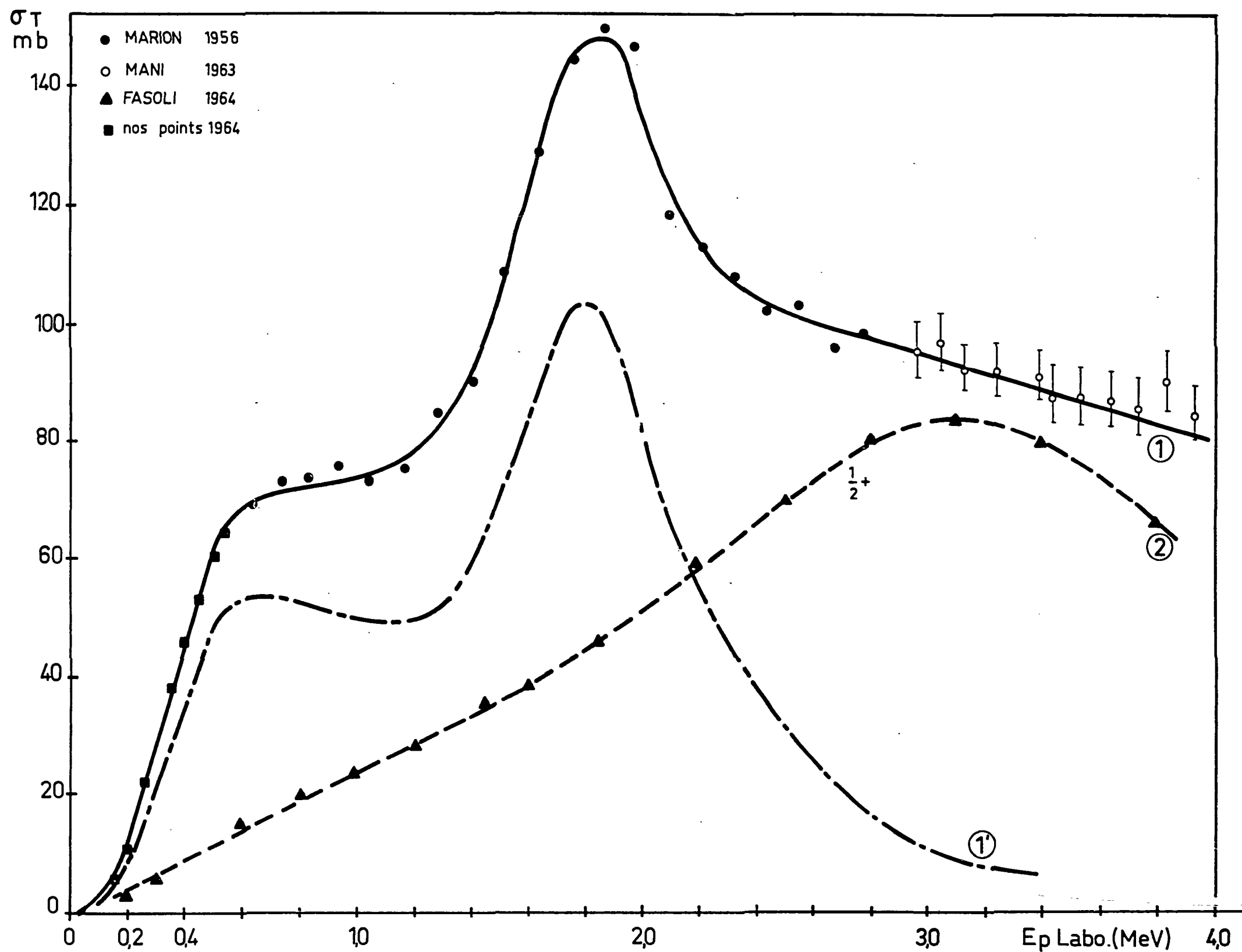


Fig. 8 - Section efficace totale de la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha)$: ① représente la section efficace expérimentale, ② la section efficace calculée pour le niveau $(1/2^+, 8,52 \text{ MeV})$ ①' la différence entre ① et ②.

Ce tableau montre que :

- l'existence du terme A_1 important à 1,05 MeV et à 1,85 MeV reste inexpiquée ;
- la valeur expérimentale du terme A_2 à peu près nulle au voisinage de 1,05 MeV est aussi en désaccord avec la valeur calculée $A_2 \approx 0,52$.

Dans notre gamme d'énergie de 130 à 600 keV l'expression (IV-5) montre que l'hypothèse A ne peut également expliquer ni l'existence d'un terme d'interférence A_1 important ni le signe négatif du terme A_2 .

Nous pouvons alors conclure que l'hypothèse de deux niveaux $5/2^-$ interférant entre eux et avec un niveau $1/2^+$ large est incompatible :

- avec les distributions angulaires données par Marion (1956) au voisinage de 1,85 MeV et de 1,05 MeV ;
- avec nos distributions angulaires de 130 à 600 keV.

Nous devons donc considérer que les deux états $5/2^-$ - larges et se recouvrant en énergie ne paraissent pas se mélanger de manière appréciable ; ce fait semble indiquer la présence d'autres "nombres quantiques" qui permettent à ces états de rester presque "orthogonaux" ; dans ce cas, on doit les faire intervenir dans la réaction (p, α) comme décrits par une formule de Breit et Wigner à un seul niveau. Toutefois, le fait qu'autour de l'énergie de 1,050 MeV, le terme $A_2 \approx 0$ suggère en outre que le niveau $(5/2^-, 6,5^+ \text{ MeV})$ doit être peu excité dans la réaction (p, α) , un niveau pur $5/2^-$ correspondant à $A_2 \approx 0,80$. Nous sommes alors conduit à supposer que la largeur partielle en protons Γ_p correspondant à ce niveau est beaucoup plus faible que la limite supérieure $\Gamma_p \approx 20 \text{ keV}$ indiquée par Tombrello autrement dit $\theta_p^2 \ll 1$.

En résumé, le niveau $(5/2^-, 6,51 \text{ MeV})$ ne doit pas intervenir appréciablement dans la réaction $\text{Li}(p, \alpha)$.

C. Analyse dans le cas de l'hypothèse B ; niveau $(3/2^+, 6,20 \text{ MeV})$; niveau $(5/2^-, 7,18 \text{ MeV})$; niveau $(1/2^+, 8,52 \text{ MeV})$.

a) Analyse de la section efficace totale.

Nous allons d'abord déterminer les paramètres des trois niveaux (hypothèse B) à partir des données sur la section efficace totale. Les résultats (Tableau IV) de Mac Cray sur le niveau $(5/2^-, 7,18 \text{ MeV})$ permettent de calculer σ_T à l'aide de la formule de Breit et Wigner à un niveau (III-47) :

$$\sigma_T^{5/2-} = 4\pi \lambda^2 \frac{\Gamma_p^{5/2-} \Gamma_a^{5/2-}}{(\Gamma^{5/2-})^2} \sin^2 \delta_{5/2-}$$

avec :

$$\text{tg } \delta_{5/2-} = \frac{\Gamma^{5/2-}/2}{E_R^{5/2-} - E} \quad \text{et} \quad \Gamma^{5/2-} \approx \Gamma_p^{5/2-} + \Gamma_a^{5/2-} ; \quad \Gamma_\gamma^{5/2-} \approx 0$$

en négligeant la largeur partielle Γ_γ dans la largeur totale puisque le niveau $5/2^-$ n'est pas résonnant en γ . La variation de $\sigma_T^{5/2-}$ avec l'énergie (fig. 9) s'obtient en posant (III-38) :

$$\Gamma_p^{5/2-} = 2 P_{p1} \gamma_{p1}^2 ; \quad \Gamma_a^{5/2-} = 2 P_{a3} \gamma_{p3}^2$$

les pénétrabilités P_{p1} et P_{a3} étant représentées sur les figures 7 et 9. En retirant la valeur théorique précédente de la section efficace expérimentale, l'on observe que deux autres niveaux au moins interviennent, dont l'un est situé vers 8 MeV ($E_p \approx 3 \text{ MeV}$) l'autre vers 6,5 MeV ($E_p \approx 1 \text{ MeV}$).

D'autre part, le terme d'interférence $A_1 P_1 (\cos \theta)$ des distributions angulaires de la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha)$ suggère que le niveau à $E_p \approx 1 \text{ MeV}$ possède les caractéristiques $3/2^+$ (hypothèse proposée par Marion 1956) et le niveau à $E_p \approx 3 \text{ MeV}$ les caractéristiques $1/2^+$ (hypothèse proposée par Mani 1963) et par Mac Cray dans les expériences de diffusion ${}^6\text{Li}(p, p)$. La position plus précise de ces niveaux et leurs paramètres ont été obtenus par essais successifs de façon à ajuster la section efficace calculée avec la section efficace déduite de l'expérience (fig. 10). En développant (IV-8 ; IV-9) la section efficace pour les niveaux $1/2^+$ et $3/2^+$:

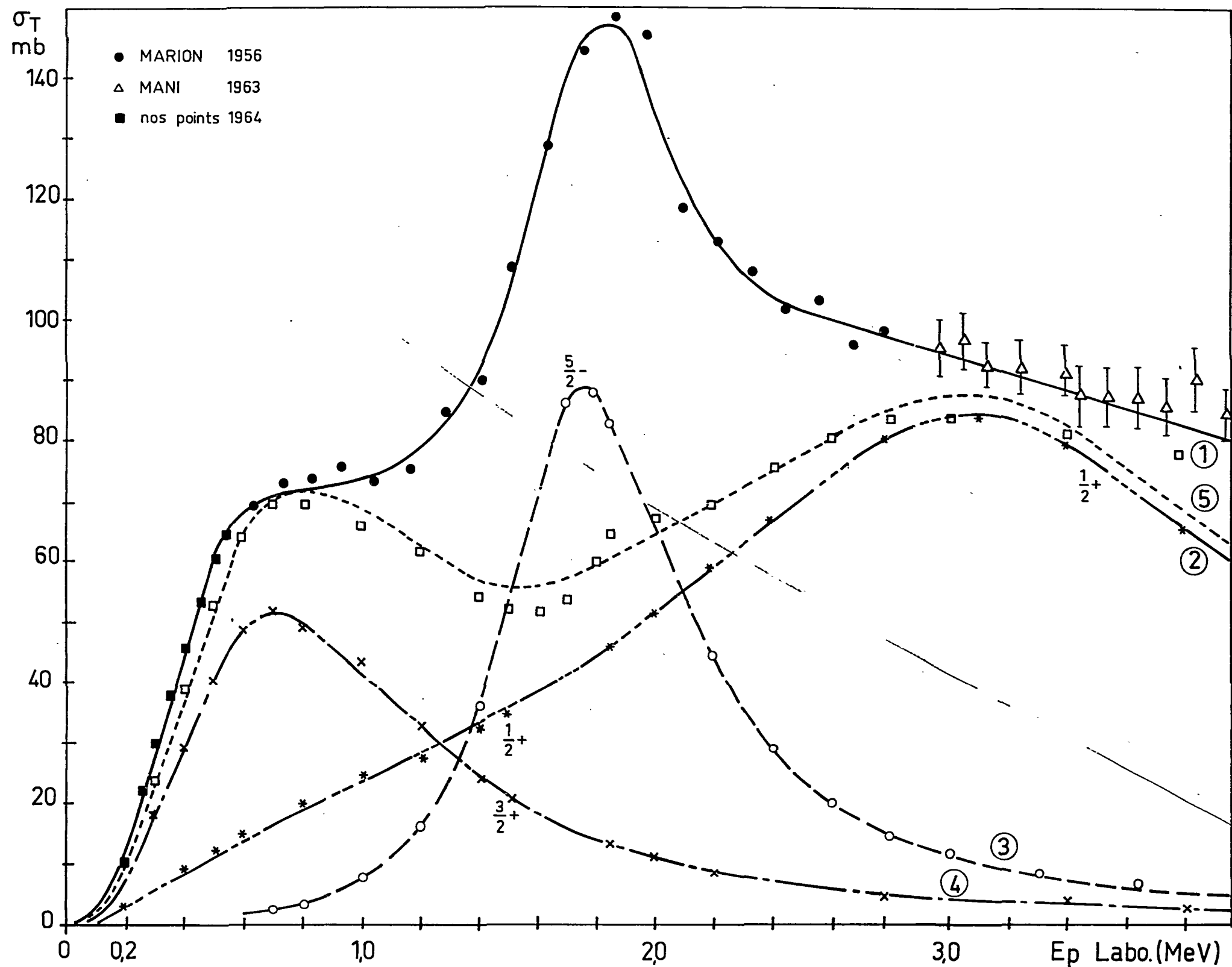


Fig. 10 - Section efficace totale de la réaction ${}^6\text{Li} (p, \alpha) {}^3\text{He}$: ① représente la section efficace expérimentale, ② la section efficace calculée pour le niveau $(1/2^+, 8.52 \text{ MeV})$, ③ la section efficace calculée pour le niveau $(5/2^-, 7.18 \text{ MeV})$, ④ la section efficace calculée pour le niveau $(3/2^+, 6.20 \text{ MeV})$, ⑤ la somme ④ + ②.

$$\sigma_{\frac{3}{2}^+} = \frac{8\pi}{3} \chi^2 \frac{\Gamma_{p0}^{\frac{3}{2}^+} \Gamma_{a2}^{\frac{3}{2}^+}}{\Gamma_{\frac{3}{2}^+}^2} \sin^2 \delta_{\frac{3}{2}^+} \quad \text{avec} \quad \text{tg } \delta_{\frac{3}{2}^+} = \frac{\Gamma_{\frac{3}{2}^+}/2}{E_R^{\frac{3}{2}^+} - E} \quad \text{et} \quad \Gamma_{\frac{3}{2}^+} = \Gamma_p^{\frac{3}{2}^+} + \Gamma_a^{\frac{3}{2}^+}$$

nous obtenons la section efficace totale due à ces deux niveaux

$$\sigma_T = \sigma_{\frac{1}{2}^+} + \sigma_{\frac{3}{2}^+}$$

pour le niveau $3/2^+$ les largeurs partielles ayant été développées en fonction des largeurs réduites, les pénétrabilités étant représentées sur les figures 5 et 6. Les paramètres des deux niveaux $1/2^+$ et $3/2^+$ permettant d'obtenir un accord satisfaisant avec la courbe expérimentale sont donnés tableau VII.

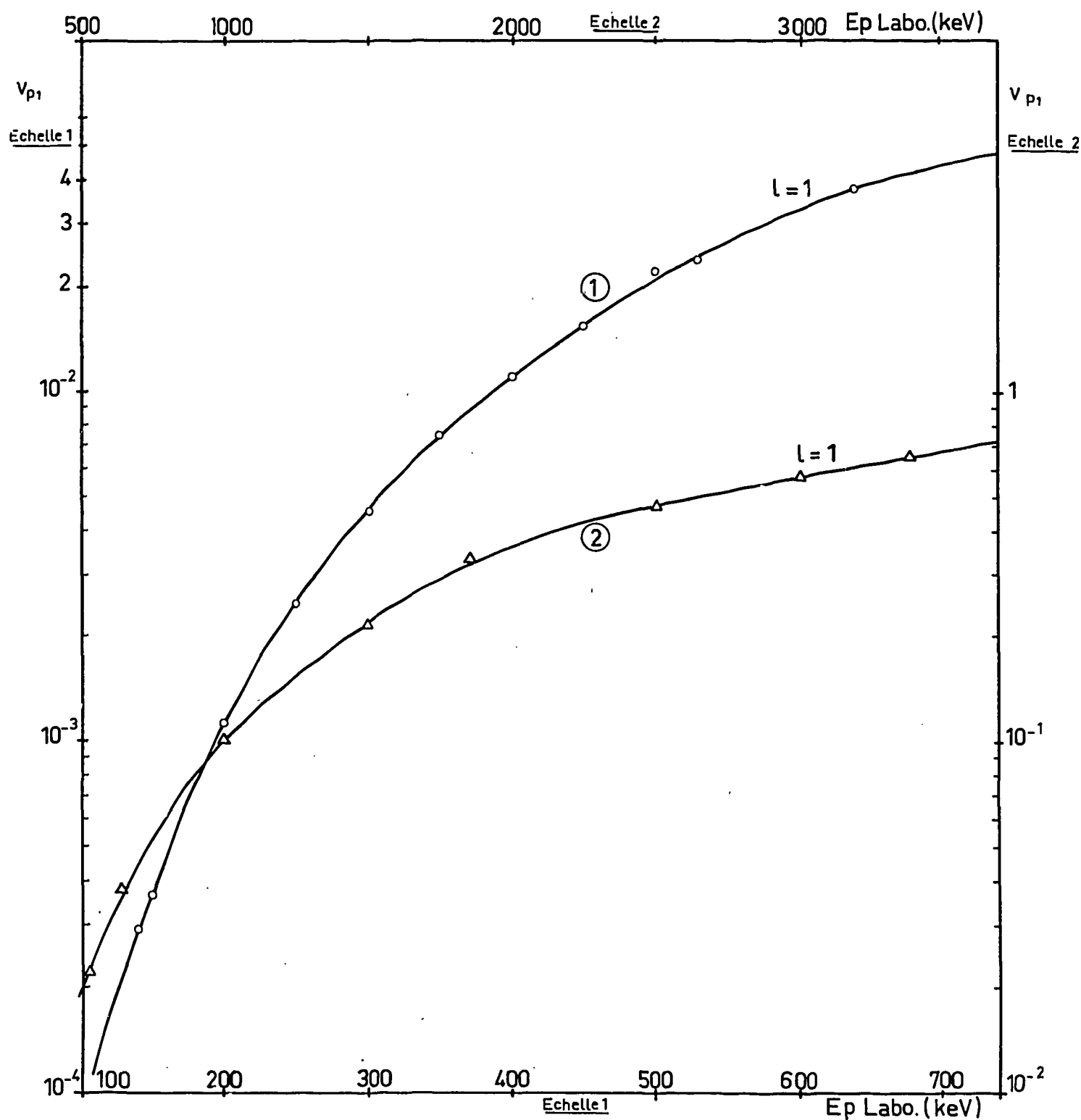


Fig. 9 - Pénétrabilités pour des protons $l = 1$.

Tableau VII

E MeV	(J, π)	Γ_p Labo keV	Γ_a Labo keV	Γ keV
6,20	3/2+	19	1180	1200
8,52	1/2+	1800	1000	2800

Largeurs partielles Γ_p et Γ_a :

- pour le niveau (3/2+, 6,20 MeV), nous avons choisi la valeur la plus petite pour Γ_p , ce niveau n'étant pas observé dans les expériences de diffusion ${}^6\text{Li}$ (p,p) (Mac Cray) ;

- pour le niveau (1/2+, 8,52 MeV) nous avons choisi la plus grande valeur pour Γ_p , en accord avec les données de Mac Cray (diffusion).

Notons que nos paramètres sont assez peu différents de ceux donnés par Mac Cray (1963) (Tableau VIII) ; nous avons pris seulement une largeur sensiblement plus grande pour le niveau 1/2+ dont la position est aussi à une énergie plus élevée, mais ceci n'est pas en désaccord avec les données de Mac Cray puisqu'il situe la position du niveau 1/2+ à $E_p > 2,800$ MeV.

b) Analyse de la distribution angulaire.

Calculons la distribution angulaire de la réaction ${}^6\text{Li}$ (p, α) dans l'hypothèse B :

- un niveau 3/2+ à $E = 6,20$ MeV ($E_p \approx 0,7$ MeV)
- un niveau 5/2- à $E = 7,18$ MeV ($E_p = 1,85$ MeV)
- un niveau 1/2+ à $E = 8,52$ MeV ($E_p = 3,4$ MeV)

Puisqu'il n'y a aucune évidence pour un terme d'ordre supérieur à A_2 , nous pouvons nous borner à des ondes $l = 0$ et $l = 1$ pour la voie d'entrée. La distribution angulaire est alors d'après (III-16) et le tableau III :

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{\kappa^2}{24} \left[4 P_0 |S_{\frac{3}{2}^+}|^2 + 6 \sqrt{\frac{6}{5}} P_1 (S_{\frac{3}{2}^+} S_{\frac{5}{2}^-}^* + S_{\frac{3}{2}^+}^* S_{\frac{5}{2}^-}) + 2 P_0 |S_{\frac{1}{2}^+}|^2 + (6 P_0 + \frac{24}{5} P_2) |S_{\frac{5}{2}^-}|^2 \right]$$

$S_{\frac{3}{2}^+}$, $S_{\frac{5}{2}^-}$, $S_{\frac{1}{2}^+}$ étant les amplitudes de transition pour les niveaux 3/2+, 5/2- et 1/2+ donnés suivant (III-40') par :

$$\begin{aligned} S_{\frac{3}{2}^+} &= 2i \left[\frac{\Gamma_{p0}^{\frac{3}{2}^+} \Gamma_{a2}^{\frac{3}{2}^+}}{\Gamma_{\frac{3}{2}^+}^2} \right]^{\frac{1}{2}} \sin \delta_{\frac{3}{2}^+} \exp(i\Phi_{\frac{3}{2}^+}) ; \quad \text{tg } \delta_{\frac{3}{2}^+} = \frac{\Gamma_{\frac{3}{2}^+}^2/2}{E_{R\frac{3}{2}^+}^2 - E} \\ S_{\frac{5}{2}^-} &= 2i \left[\frac{\Gamma_{p1}^{\frac{5}{2}^-} \Gamma_{a3}^{\frac{5}{2}^-}}{\Gamma_{\frac{5}{2}^-}^2} \right]^{\frac{1}{2}} \sin \delta_{\frac{5}{2}^-} \exp(i\Phi_{\frac{5}{2}^-}) ; \quad \text{tg } \delta_{\frac{5}{2}^-} = \frac{\Gamma_{\frac{5}{2}^-}^2/2}{E_{R\frac{5}{2}^-}^2 - E} \\ S_{\frac{1}{2}^+} &= 2i \left[\frac{\Gamma_{p0}^{\frac{1}{2}^+} \Gamma_{a0}^{\frac{1}{2}^+}}{\Gamma_{\frac{1}{2}^+}^2} \right]^{\frac{1}{2}} \sin \delta_{\frac{1}{2}^+} \exp(i\Phi_{\frac{1}{2}^+}) ; \quad \text{tg } \delta_{\frac{1}{2}^+} = \frac{\Gamma_{\frac{1}{2}^+}^2/2}{E_{R\frac{1}{2}^+}^2 - E} \end{aligned} \quad (\text{IV-11})$$

Portant dans l'expression (IV-10) de $\frac{d\sigma}{d\omega}$ les coefficients de la distribution angulaire deviennent :

$$A_1 \equiv \frac{b_1}{b_0} = \frac{12 \sqrt{\frac{6}{5}} \left(\frac{\Gamma_{p0}^{\frac{3}{2}^+} \Gamma_{a2}^{\frac{3}{2}^+}}{\Gamma_{\frac{3}{2}^+}^2} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\Gamma_{p1}^{\frac{5}{2}^-} \Gamma_{a3}^{\frac{5}{2}^-}}{\Gamma_{\frac{5}{2}^-}^2} \right)^{\frac{1}{2}} \sin \delta_{\frac{3}{2}^+} \sin \delta_{\frac{5}{2}^-} \cos(\Phi_{\frac{3}{2}^+} - \Phi_{\frac{5}{2}^-})}{4 \frac{\Gamma_{p0}^{\frac{3}{2}^+} \Gamma_{a2}^{\frac{3}{2}^+}}{\Gamma_{\frac{3}{2}^+}^2} \sin^2 \delta_{\frac{3}{2}^+} + 2 \frac{\Gamma_{p0}^{\frac{1}{2}^+} \Gamma_{a0}^{\frac{1}{2}^+}}{\Gamma_{\frac{1}{2}^+}^2} \sin^2 \delta_{\frac{1}{2}^+} + 6 \frac{\Gamma_{p1}^{\frac{5}{2}^-} \Gamma_{a3}^{\frac{5}{2}^-}}{\Gamma_{\frac{5}{2}^-}^2} \sin^2 \delta_{\frac{5}{2}^-}} \quad (\text{IV-12})$$

$$A_2 \equiv \frac{b_2}{b_0} = \frac{\frac{24}{5} \frac{\Gamma_{p1}^{5/2-} \Gamma_{a3}^{5/2-}}{\Gamma_{5/2-}^2} \sin^2 \delta_{5/2-}}{4 \frac{\Gamma_{p0}^{3/2+} \Gamma_{a2}^{3/2+}}{\Gamma_{3/2+}^2} \sin^2 \delta_{3/2+} + 2 \frac{\Gamma_{p0}^{1/2+} \Gamma_{a0}^{1/2+}}{\Gamma_{1/2+}^2} \sin^2 \delta_{1/2+} + 6 \frac{\Gamma_{p1}^{5/2-} \Gamma_{a3}^{5/2-}}{\Gamma_{5/2-}^2} \sin^2 \delta_{5/2-}} \quad (\text{IV-13})$$

La différence de phase $\Phi_{3/2+} - \Phi_{5/2-}$ est donnée (IV-14) à partir de (III-34) et (III-39) par :

$$\Phi_{3/2+} - \Phi_{5/2-} \equiv -\arctg \eta_p - \arctg \eta_a + \left[\arctg \frac{F_1}{G_1} - \arctg \frac{F_0}{G_0} \right]_p + \left[\arctg \frac{F_3}{G_3} - \arctg \frac{F_2}{G_2} \right]_a + \delta_{3/2+} - \delta_{5/2-} \quad (\text{IV-14})$$

η_p et η_a étant définis suivant (III-4'), soit :

$$\Phi_{3/2+} - \Phi_{5/2-} = \varphi_{3/2+, 5/2-} + \delta_{3/2+} - \delta_{5/2-}$$

Le facteur de phase $\varphi_{3/2+, 5/2-}$ a été calculé à partir des valeurs de η et des fonctions de Coulomb pour les voies d'entrée et de sortie ; la variation avec l'énergie est représentée sur la figure 11. A partir des largeurs partielles pour les niveaux $3/2+$ et $1/2+$, données dans le tableau VII et des largeurs partielles données par Mac Cray pour le niveau $5/2-$, nous pouvons calculer (figs. 12, 13) la variation avec l'énergie des coefficients A_1 ou A_2 .

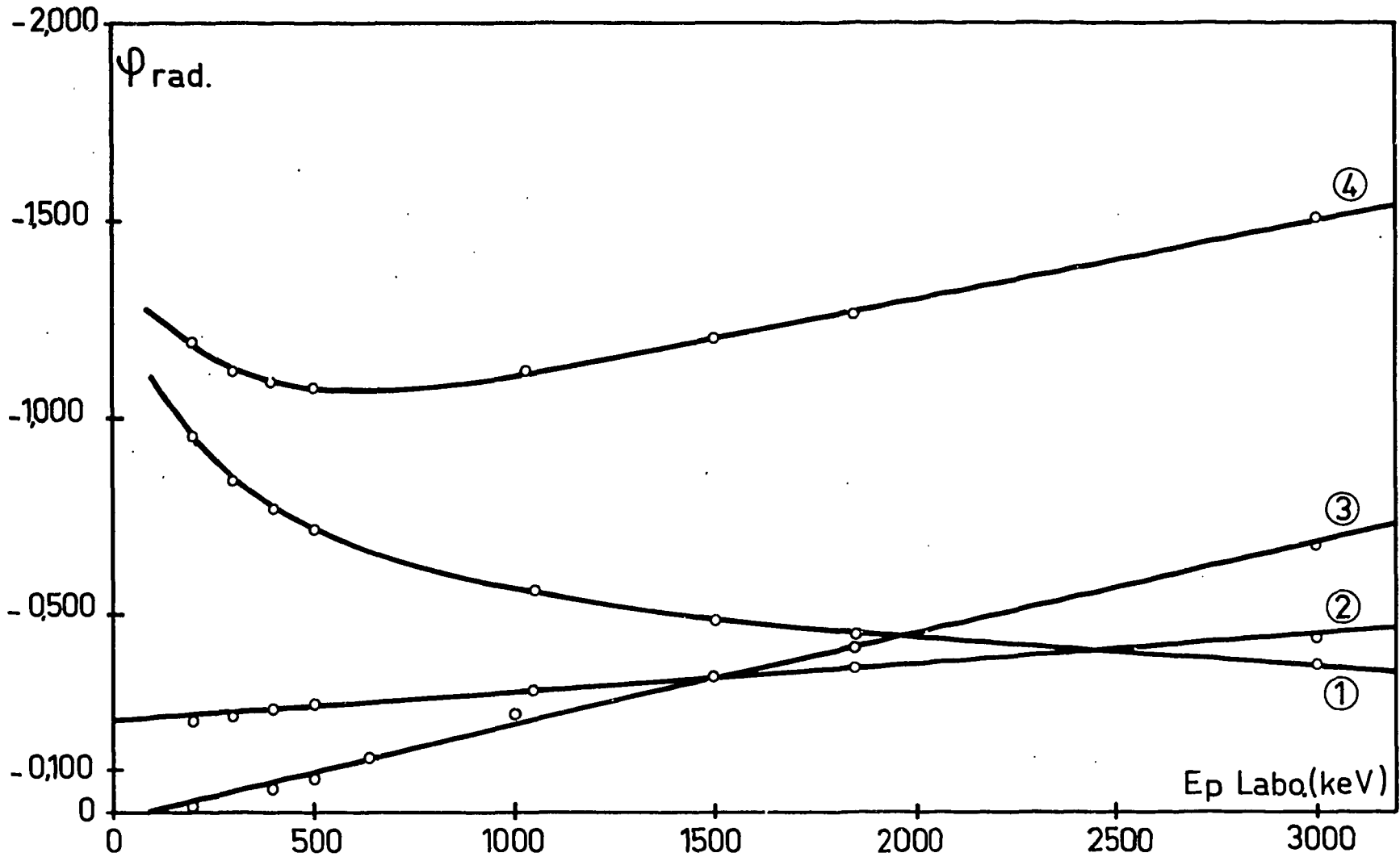


Fig. 11 - Variation des facteurs de phase avec l'énergie pour l'interférence des niveaux $3/2+$ et $5/2-$:

- ① représente $-\arctg \eta_p - \arctg \eta_a/3$; ② $\left[\arctg \frac{F_3}{G_3} - \arctg \frac{F_2}{G_2} \right]_a$; ③ $\left[\arctg \frac{F_1}{G_1} - \arctg \frac{F_0}{G_0} \right]_p$;
④ $\varphi_{3/2+, 5/2-}$.

Remarques - Variation du terme $A_2 P_2 (\cos \theta)$: l'accord avec l'expérience est satisfaisant entre 2 et 3 MeV, mais entre 1,2 MeV et 1,8 MeV, l'accord avec les données expérimentales reste mauvais ; en particulier le signe de A_2 donné par (IV-13) est en désaccord avec l'expérience ; comptetenu de l'incertitude sur les données expérimentales (de Marion et de Mani à 1,98 MeV) il serait souhaitable de préciser expérimentalement la variation de ce coefficient dans cette gamme d'énergie. Par contre, entre 600 keV et 1,2 MeV, l'accord est satisfaisant avec les données ; enfin, au-dessous de 600 keV, la variation expérimentale du rapport A_2 est totalement incompatible avec la variation théorique.

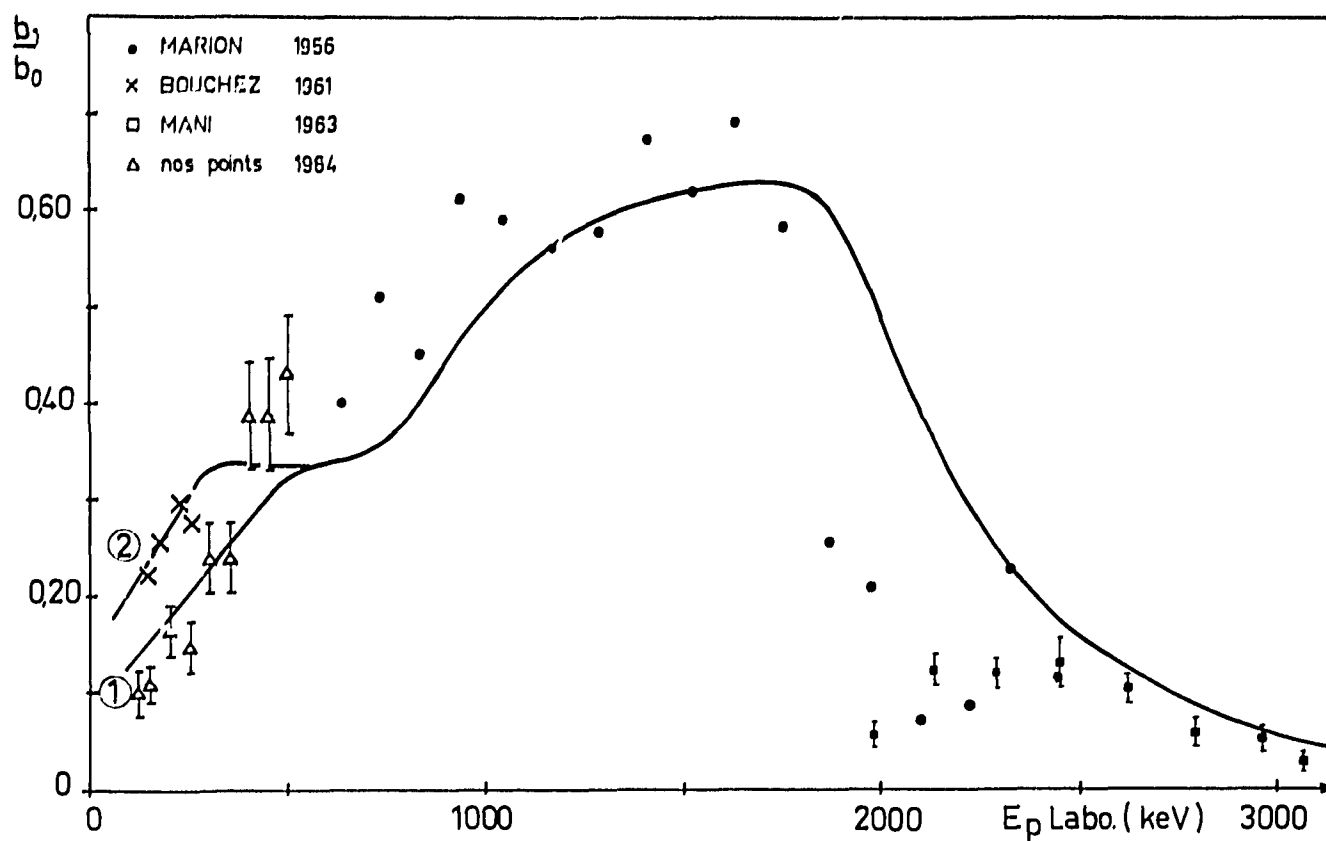


Fig. 12 - Variation du coefficient $A_1 \equiv b_1/b_0$ de la distribution angulaire de la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$; ① représente la variation de A_1 calculée à partir des niveaux $(3/2+, 6,20 \text{ MeV})$ $(5/2-, 7,18 \text{ MeV})$, $(1/2+, 8,52 \text{ MeV})$; ② la variation de A_1 calculée à partir des niveaux précédents et du niveau $(3/2-, 5,90 \text{ MeV})$.

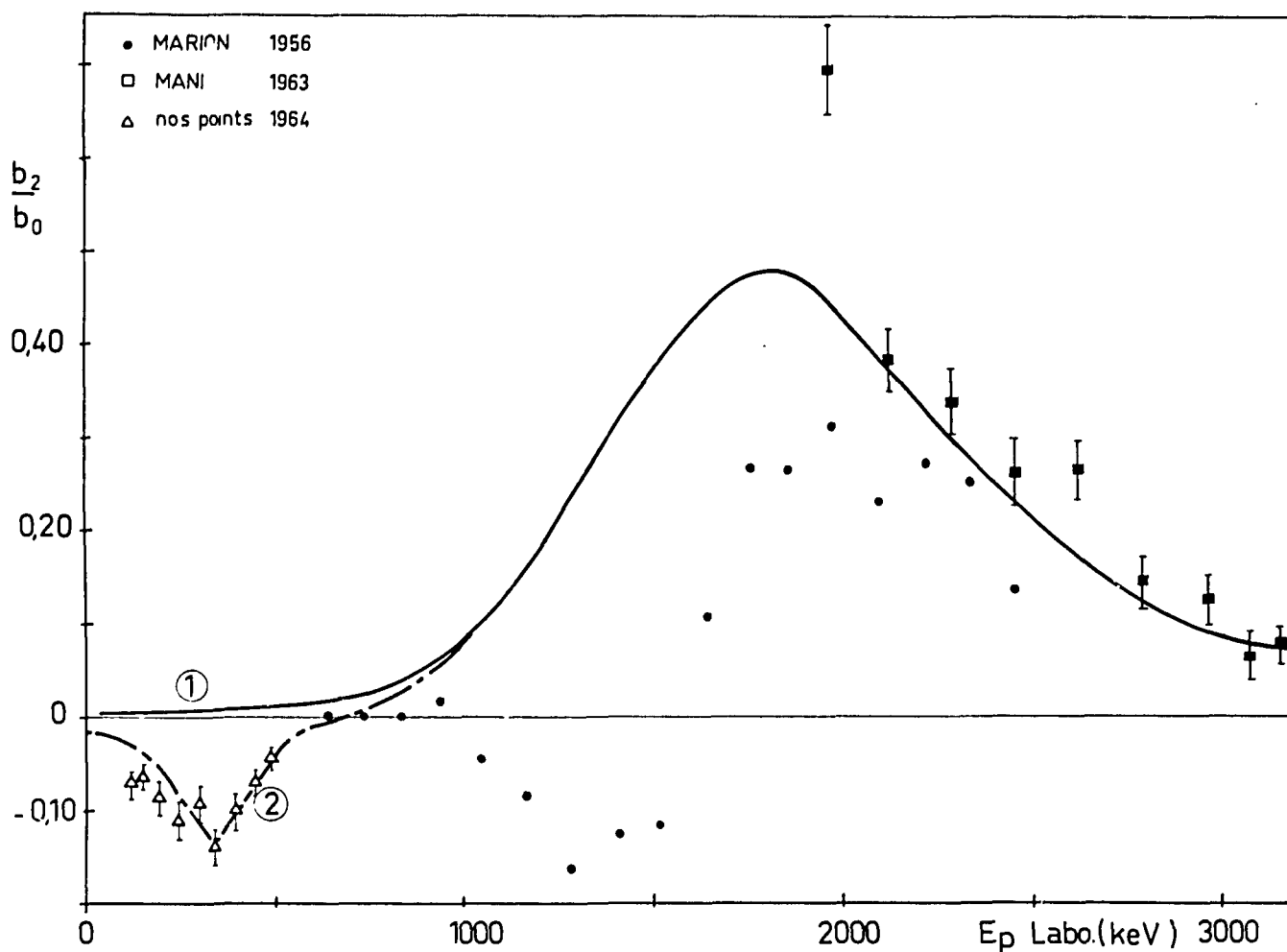


Fig. 13 - Variation du coefficient $A_2 \equiv b_2/b_0$ de la distribution angulaire de la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$; ① représente la variation de A_2 calculée à partir des niveaux $(3/2+, 6,20 \text{ MeV})$ $(5/2-, 7,18 \text{ MeV})$, $(1/2+, 8,52 \text{ MeV})$; ② la variation de A_2 calculée à partir des niveaux précédents et du niveau $(3/2-, 5,90 \text{ MeV})$.

- Variation de $A_1 P_1 (\cos \theta)$: l'accord avec l'expérience est à peu près satisfaisant dans toute la gamme d'énergie considérée.

En résumé, l'hypothèse B niveaux $[(3/2+, 6,20 \text{ MeV}), (1/2+, 8,52 \text{ MeV}) \text{ et } (5/2-, 7,18 \text{ MeV})]$ permet d'expliquer les distributions angulaires de 2 à 3 MeV et de 600 keV à 1,2 MeV, toutefois entre 1,2 et 1,8 MeV, le désaccord subsiste pour le coefficient A_2 . Enfin, au-dessous de 600 keV, la variation expérimentale du coefficient A_2 suggère un niveau autour de $E_p \approx 350 \text{ keV}$.

D. Analyse de 130 à 600 keV dans le cas de l'hypothèse C : niveau $(3/2+, 6,20 \text{ MeV})$, niveau $(5/2-, 7,18 \text{ MeV})$, niveau $(1/2+, 8,5 \text{ MeV})$, niveau $(3/2-, 5,90 \text{ MeV})$.

a) Analyse de la section efficace totale.

A partir des paramètres de l'hypothèse B pour les niveaux $3/2+$, $5/2-$, $1/2+$, nous avons calculé la section efficace totale et comparé avec nos données expérimentales normalisées en prenant $(d\sigma/d\omega) = 5,50 \text{ mb/sr}$ à $E_p = 600 \text{ keV}$, (données de Marion normalisées par Mac Cray 1963). La figure 13 montre la section efficace expérimentale et la section efficace calculée à partir des hypothèses ci-dessus ; la différence (fig. 13) entre les deux courbes suggère l'hypothèse d'un niveau de résonance autour de $E_p = 350 \text{ keV}$ dont la largeur $\Gamma = 250 \text{ keV}$ est en accord avec celle (fig. 14) de la variation du coefficient A_2 . Les caractéristiques (spin et parité) de ce niveau doivent maintenant être déterminées par les distributions angulaires.

b) Analyse de la section efficace différentielle.

Nos résultats expérimentaux de 0,1 à 0,6 MeV ne montrant pas de terme supérieur à A_2 , nous pouvons nous borner à des ondes incidentes $l = 0$ et 1. Le tableau III montrant seulement un terme A_2 négatif pour un niveau $3/2-$, nous avons attribué les caractéristiques $3/2-$ à ce niveau supposé à $E_p \approx 350 \text{ keV}$.

A partir de la section efficace à la résonance (fig. 14) on a déterminé les paramètres de ce niveau :

$$\sigma_{\frac{3}{2}-} = \frac{8}{3} \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_p^{\frac{3}{2}-} \Gamma_a^{\frac{3}{2}-}}{\Gamma_{\frac{3}{2}-}^2} = 7 \text{ mb}$$

pour $E_p = 350 \text{ keV}$ et pour $\Gamma_p^{\frac{3}{2}-} + \Gamma_a^{\frac{3}{2}-} \approx 250 \text{ keV}$; les largeurs partielles obtenues sont alors :

$$\Gamma_p^{\frac{3}{2}-} = 0,260 \text{ keV} ; \Gamma_a^{\frac{3}{2}-} = 250 \text{ keV}$$

en rejetant l'autre solution :

$$\Gamma_p^{\frac{3}{2}-} = 250 \text{ keV} ; \Gamma_a^{\frac{3}{2}-} = 0,260 \text{ keV}$$

car les valeurs obtenues pour les largeurs réduites sont supérieures à la limite de Wigner. La distribution angulaire est alors :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{\lambda^2}{24} \left\{ 4 P_0 \left| S^{\frac{3}{2}+} \right|^2 + 6 \sqrt{\frac{6}{5}} P_1 \left(S^{\frac{3}{2}+} S^{*\frac{5}{2}-} + S^{*\frac{3}{2}+} S^{\frac{5}{2}-} \right) + 2 P_0 \left| S^{\frac{1}{2}+} \right|^2 \right. \\ \left. + \left(6 P_0 + \frac{24}{5} P_2 \right) \left| S^{\frac{5}{2}-} \right|^2 + \left(4 P_0 + 4 P_2 \right) \left| S_{\frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}-} \right|^2 + \left(4 P_0 - \frac{16}{5} P_2 \right) \left| S_{\frac{3}{2}}^{\frac{3}{2}-} \right|^2 \right. \\ \left. - \frac{4}{\sqrt{5}} P_1 \left(S^{\frac{3}{2}+} S_{\frac{3}{2}}^{*\frac{3}{2}-} + S^{*\frac{3}{2}+} S_{\frac{3}{2}}^{\frac{3}{2}-} \right) - 4 P_1 \left(S^{\frac{1}{2}+} S_{\frac{1}{2}}^{*\frac{3}{2}-} + S^{*\frac{1}{2}+} S_{\frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}-} \right) \right\} \end{aligned}$$

$S^{\frac{1}{2}+}$, $S^{\frac{3}{2}-}$, $S^{\frac{5}{2}-}$ étant donnés par les expressions (IV-11),

$S_{\frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}-}$, $S_{\frac{3}{2}}^{\frac{3}{2}-}$ étant les amplitudes de transition pour le niveau $3/2-$ avec les valeurs $1/2$ et $3/2$ du spin de la voie d'entrée :

$$S_{\frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}-} = 2i \left[\frac{\Gamma_{p1\frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}-} \Gamma_{a1\frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}-}}{\Gamma_{\frac{3}{2}-}^2} \right]^{\frac{1}{2}} \sin \delta_{\frac{3}{2}-} \cdot \exp(i\Phi_{\frac{3}{2}-})$$

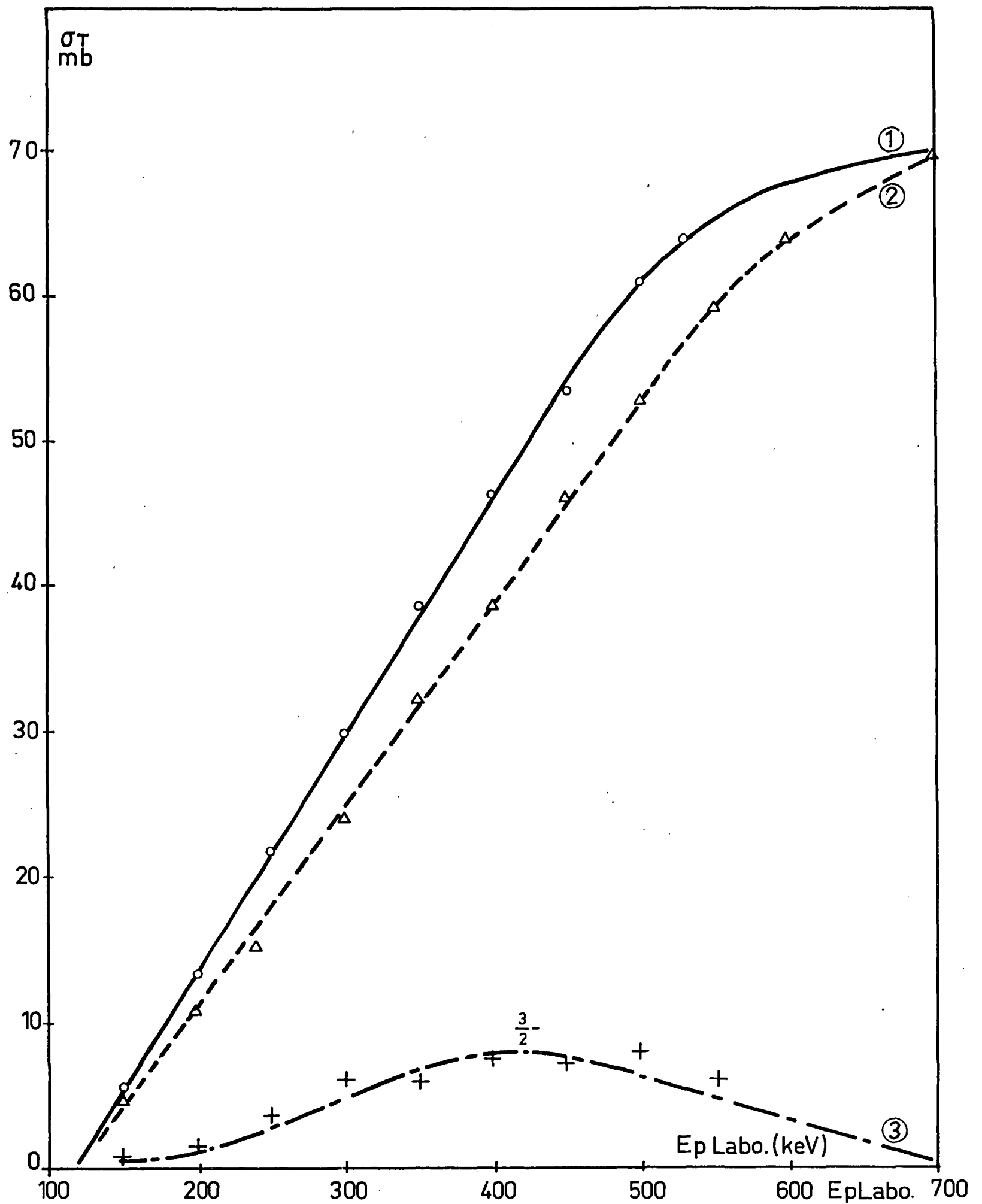


Fig. 14 - Section efficace totale de la réaction ${}^6\text{Li} (p, \alpha) \text{He}$ de 130 à 700 keV : ① représente la section efficace expérimentale, ② la section efficace calculée à partir des niveaux ($3/2^+$, 6,20 MeV) ($5/2^-$, 7,18 MeV) ($1/2^+$, 8,52 MeV), ③ la section efficace calculée pour le niveau ($3/2^-$, 5,90 MeV).

$$S_{\frac{3}{2}-} = 2i \left[\frac{\Gamma_{\rho 1 \frac{3}{2}}^{\frac{3}{2}-} \Gamma_{a 1 \frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}-}}{\Gamma_{\frac{3}{2}-}^2} \right]^{\frac{1}{2}} \sin \delta_{\frac{3}{2}-} \cdot \exp(i\Phi_{\frac{3}{2}-})$$

avec :

$$\operatorname{tg} \delta_{\frac{3}{2}-} = \frac{\Gamma_{\frac{3}{2}-}^{\frac{3}{2}-}/2}{E_R^{\frac{3}{2}-} - E}$$

On obtient alors pour les coefficients de la distribution angulaire :

$$A_1 = \frac{12\sqrt{\frac{6}{5}} \left(\frac{\Gamma_{\rho 0}^{\frac{1}{2}+} \Gamma_{a 1}^{\frac{1}{2}+}}{\Gamma_{\frac{3}{2}+}^2} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\Gamma_{\rho 1}^{\frac{1}{2}+} \Gamma_{a 2}^{\frac{1}{2}+}}{\Gamma_{\frac{3}{2}+}^2} \right)^{\frac{1}{2}} \sin \delta_{\frac{1}{2}+} \sin \delta_{\frac{1}{2}-} \cos(\Phi_{\frac{1}{2}+} - \Phi_{\frac{1}{2}-}) + \frac{8}{\sqrt{5}} \left(\frac{\Gamma_{\rho 0}^{\frac{1}{2}+} \Gamma_{a 2}^{\frac{1}{2}+}}{\Gamma_{\frac{3}{2}+}^2} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\Gamma_{\rho 1}^{\frac{1}{2}+} \Gamma_{a 1}^{\frac{1}{2}+}}{\Gamma_{\frac{3}{2}+}^2} \right)^{\frac{1}{2}} \sin \delta_{\frac{1}{2}+} \sin \delta_{\frac{1}{2}-} \cos(\Phi_{\frac{1}{2}+} - \Phi_{\frac{1}{2}-}) + 8 \left(\frac{\Gamma_{\rho 0}^{\frac{1}{2}+} \Gamma_{a 1}^{\frac{1}{2}+}}{\Gamma_{\frac{3}{2}+}^2} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\Gamma_{\rho 1}^{\frac{1}{2}+} \Gamma_{a 2}^{\frac{1}{2}+}}{\Gamma_{\frac{3}{2}+}^2} \right)^{\frac{1}{2}} \sin \delta_{\frac{1}{2}+} \sin \delta_{\frac{1}{2}-} \cos(\Phi_{\frac{1}{2}+} - \Phi_{\frac{1}{2}-})}{4 \frac{\Gamma_{\rho 0}^{\frac{1}{2}+} \Gamma_{a 2}^{\frac{1}{2}+}}{\Gamma_{\frac{3}{2}+}^2} \sin^2 \delta_{\frac{1}{2}+} + 2 \frac{\Gamma_{\rho 0}^{\frac{1}{2}+} \Gamma_{a 1}^{\frac{1}{2}+}}{\Gamma_{\frac{3}{2}+}^2} \sin^2 \delta_{\frac{1}{2}+} + 8 \frac{\Gamma_{\rho 1}^{\frac{1}{2}+} \Gamma_{a 2}^{\frac{1}{2}+}}{\Gamma_{\frac{3}{2}+}^2} \sin^2 \delta_{\frac{1}{2}+} + 4 \frac{\Gamma_{\rho 1}^{\frac{1}{2}+} \Gamma_{a 1}^{\frac{1}{2}+}}{\Gamma_{\frac{3}{2}+}^2} \sin^2 \delta_{\frac{1}{2}+}} \quad (\text{IV-15})$$

$$A_2 = \frac{4 \left(\frac{\Gamma_{\rho 1}^{\frac{1}{2}+} - \frac{4}{5} \Gamma_{\rho 1}^{\frac{1}{2}+}}{\Gamma_{\frac{3}{2}+}^2} \right) \frac{\Gamma_{a 1}^{\frac{1}{2}+}}{\Gamma_{\frac{3}{2}+}^2} \sin^2 \delta_{\frac{1}{2}+} + \frac{24}{5} \frac{\Gamma_{\rho 1}^{\frac{1}{2}+} \Gamma_{a 2}^{\frac{1}{2}+}}{\Gamma_{\frac{3}{2}+}^2} \sin^2 \delta_{\frac{1}{2}+}}{4 \frac{\Gamma_{\rho 0}^{\frac{1}{2}+} \Gamma_{a 2}^{\frac{1}{2}+}}{\Gamma_{\frac{3}{2}+}^2} \sin^2 \delta_{\frac{1}{2}+} + 2 \frac{\Gamma_{\rho 0}^{\frac{1}{2}+} \Gamma_{a 1}^{\frac{1}{2}+}}{\Gamma_{\frac{3}{2}+}^2} \sin^2 \delta_{\frac{1}{2}+} + 8 \frac{\Gamma_{\rho 1}^{\frac{1}{2}+} \Gamma_{a 2}^{\frac{1}{2}+}}{\Gamma_{\frac{3}{2}+}^2} \sin^2 \delta_{\frac{1}{2}+} + 4 \frac{\Gamma_{\rho 1}^{\frac{1}{2}+} \Gamma_{a 1}^{\frac{1}{2}+}}{\Gamma_{\frac{3}{2}+}^2} \sin^2 \delta_{\frac{1}{2}+}} \quad (\text{IV-16})$$

les différences de phase $\Phi_{\frac{3}{2}+} - \Phi_{\frac{3}{2}-}$ et $\Phi_{\frac{1}{2}+} - \Phi_{\frac{1}{2}-}$ étant données (IV-14) par l'expression :

$$\begin{cases} \Phi_{\frac{3}{2}+} - \Phi_{\frac{3}{2}-} \equiv -\operatorname{arctg} \eta_p - \operatorname{arctg} \frac{\eta_a}{2} + \left[\operatorname{arctg} \frac{F_1}{G_1} - \operatorname{arctg} \frac{F_0}{G_0} \right]_p + \left[\operatorname{arctg} \frac{F_1}{G_1} - \operatorname{arctg} \frac{F_2}{G_2} \right]_a + \delta_{\frac{3}{2}+} - \delta_{\frac{3}{2}-} \\ \Phi_{\frac{1}{2}+} - \Phi_{\frac{1}{2}-} \equiv -\operatorname{arctg} \eta_p - \operatorname{arctg} \eta_a + \left[\operatorname{arctg} \frac{F_1}{G_1} - \operatorname{arctg} \frac{F_0}{G_0} \right]_p + \left[\operatorname{arctg} \frac{F_1}{G_1} - \operatorname{arctg} \frac{F_0}{G_0} \right]_a + \delta_{\frac{1}{2}+} - \delta_{\frac{1}{2}-} \end{cases} \quad (\text{IV-17})$$

où :

$$\begin{aligned} \Phi_{\frac{3}{2}+} - \Phi_{\frac{3}{2}-} &\equiv \varphi_{\frac{3}{2}+, \frac{3}{2}-} + \delta_{\frac{3}{2}+} - \delta_{\frac{3}{2}-} \\ \Phi_{\frac{1}{2}+} - \Phi_{\frac{1}{2}-} &\equiv \varphi_{\frac{1}{2}+, \frac{1}{2}-} + \delta_{\frac{1}{2}+} - \delta_{\frac{1}{2}-} \end{aligned}$$

les facteurs de phase $\varphi_{\frac{3}{2}+, \frac{3}{2}-}$ et $\varphi_{\frac{1}{2}+, \frac{1}{2}-}$ ainsi calculés sont représentés sur les figures 15 et 16.

A partir des paramètres indiqués pour les niveaux $1/2+$, $3/2+$ et $5/2-$ et $3/2-$, nous avons calculé la variation des rapports A_1 et A_2 . L'on doit noter que nous disposons d'un paramètre supplémentaire $\Gamma_{\rho 1 \frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}-} / \Gamma_{\rho 1 \frac{3}{2}}^{\frac{3}{2}-}$ représentant la contribution des spins de la voie d'entrée ($1/2$ et $3/2$) pour la formation de l'état $3/2-$; ce rapport est déterminé en ajustant la valeur théorique de coefficient A_2 à sa valeur expérimentale à l'énergie de résonance de 350 keV. Nous obtenons :

$$\frac{\Gamma_{\rho 1 \frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}-}}{\Gamma_{\rho 1 \frac{3}{2}}^{\frac{3}{2}-}} = 0,056 \quad \text{soit} \quad \begin{aligned} \Gamma_{\rho 1 \frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}-} &= 0,014 \text{ keV} \\ \Gamma_{\rho 1 \frac{3}{2}}^{\frac{3}{2}-} &= 0,246 \text{ keV} \end{aligned}$$

En ce qui concerne le calcul du terme A_1 , on doit remarquer que le signe de chacun des termes du numérateur de l'expression (IV-15) n'est pas déterminé théoriquement ; le 1er terme a son signe

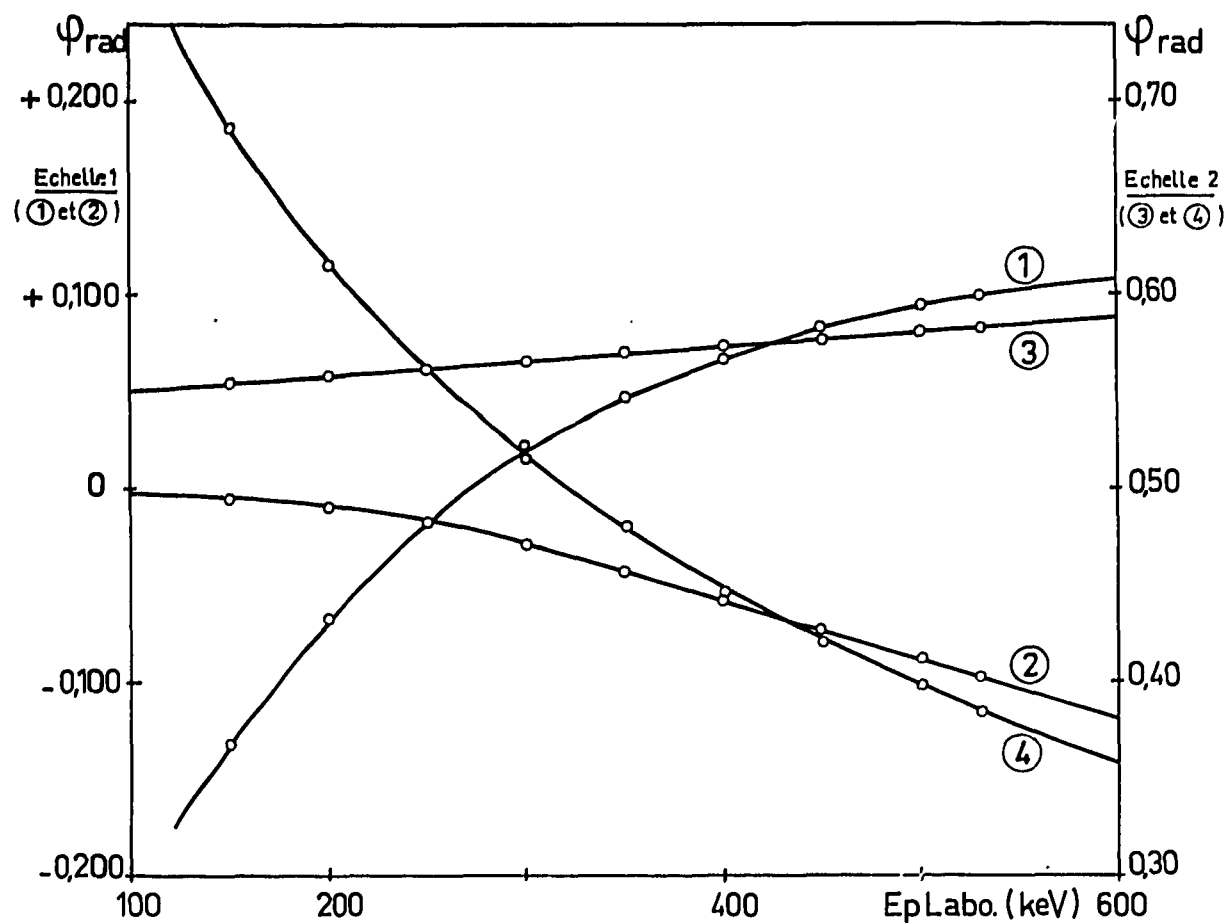


Fig. 15 - Variation des facteurs de phase avec l'énergie pour l'interférence des niveaux $(3/2+ \text{ et } 3/2-)$
 ① représente $\varphi_{\frac{3}{2}+, \frac{3}{2}-}$; ②: $(\arctg \frac{F_1}{G_1} - \arctg \frac{F_0}{G_0})_p$; ③: $(\arctg \frac{F_1}{G_1} - \arctg \frac{F_2}{G_2})_a$; ④: $-\arctg \eta_p + \arctg \frac{\eta_a}{2}$.

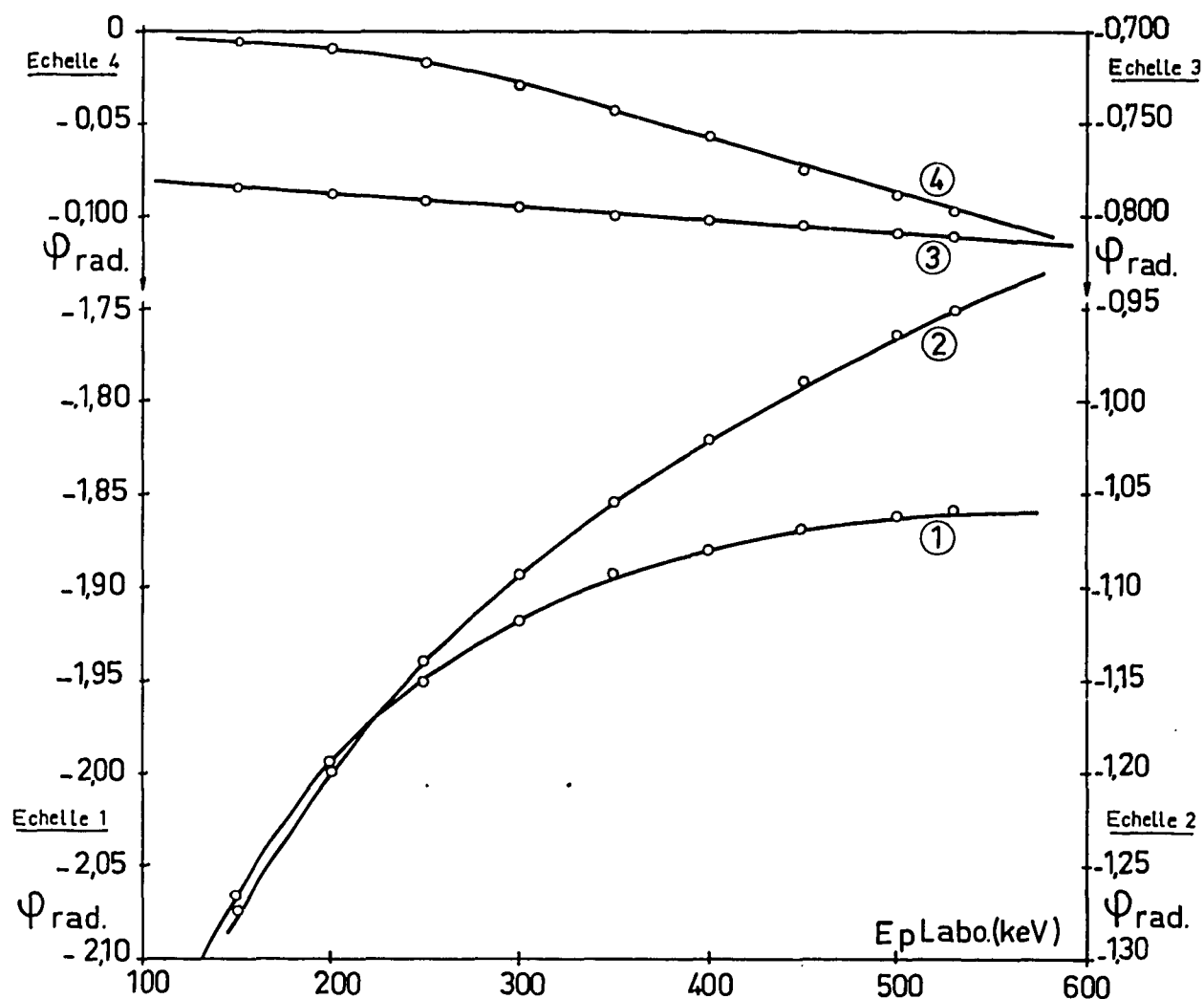


Fig. 16 - Variation des facteurs de phase avec l'énergie pour l'interférence des niveaux $3/2- \text{ et } 1/2-$,
 ① représente $\varphi_{\frac{3}{2}-, \frac{1}{2}-}$; ② $(-\arctg \eta_p - \arctg \eta_a)$; ③ $(\arctg \frac{F_1}{G_1} - \arctg \frac{F_0}{G_0})_a$; ④ $(\arctg \frac{F_1}{G_1} - \arctg \frac{F_0}{G_0})_p$.

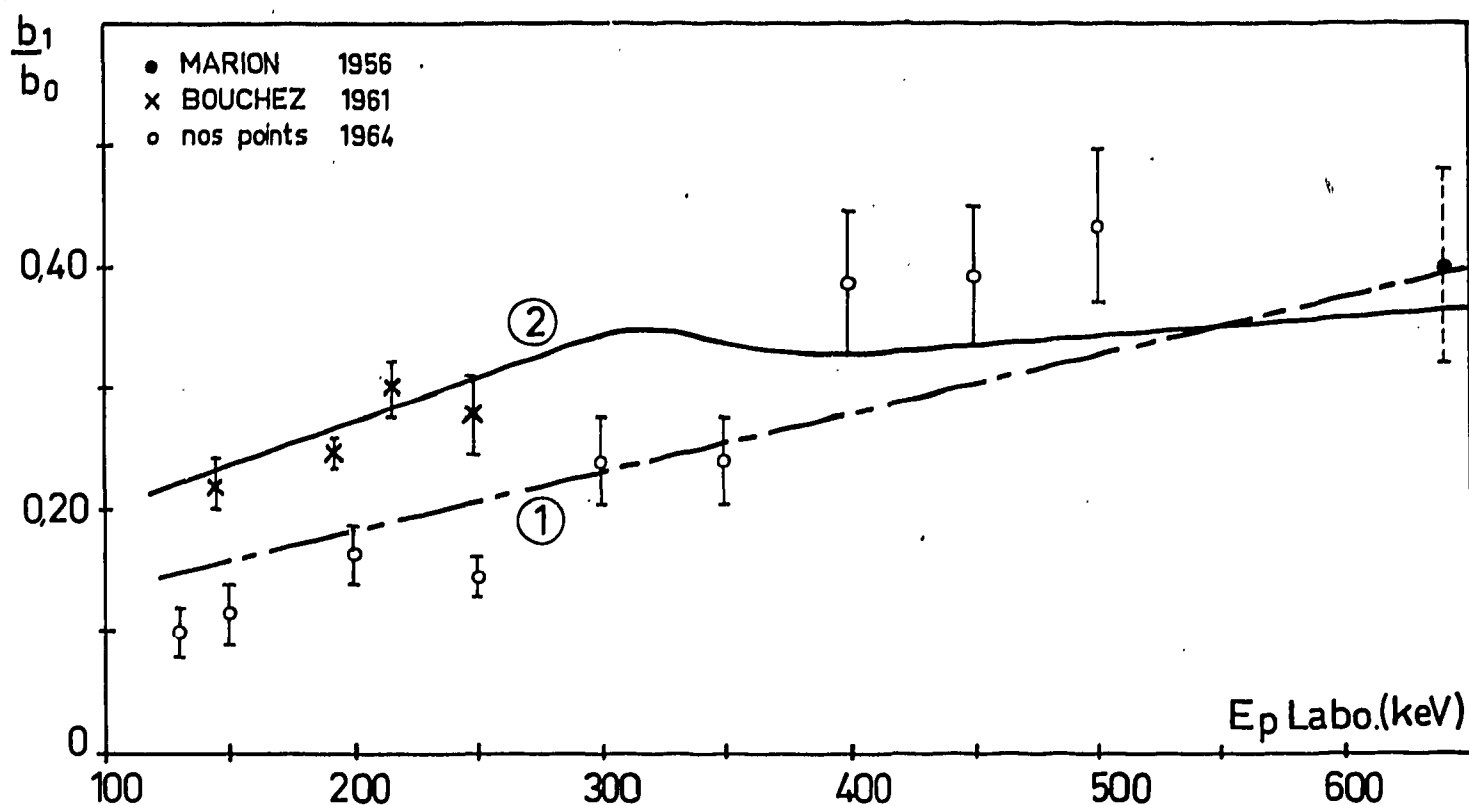


Fig. 17 - Variation du coefficient A_1 de la distribution angulaire de la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$ de 130 à 700 keV ; ① représente la variation de A_1 calculée à partir des niveaux ($3/2+$, 6,20 MeV), ($5/2-$, 7,18 MeV), ($1/2+$, 8,52 MeV) ; ② la variation de A_1 calculée à partir des niveaux précédents et du niveau ($3/2-$, 5,90 MeV).

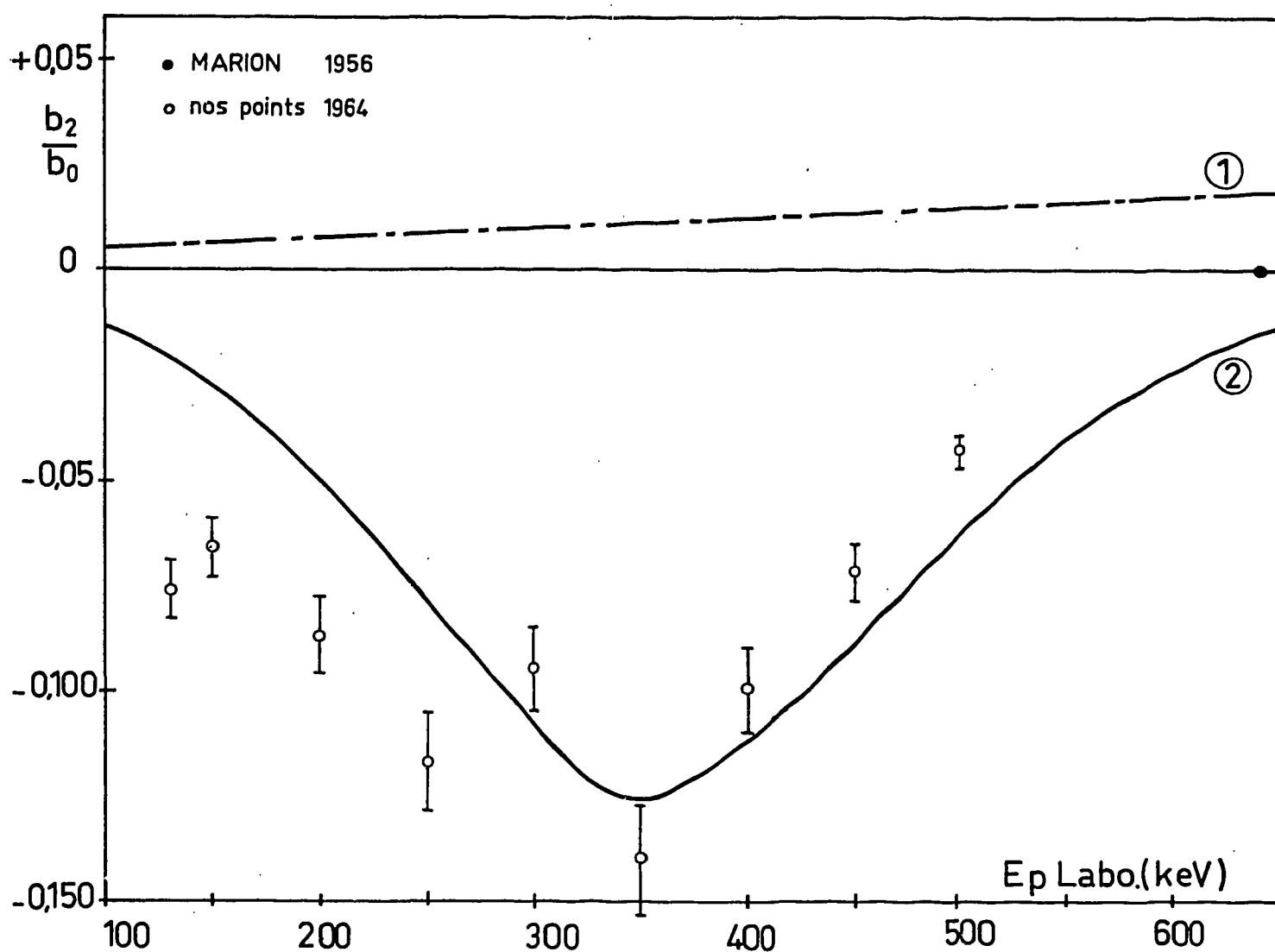


Fig. 18 - Variation du coefficient A_2 de la distribution angulaire de la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$ de 130 à 700 keV ; ① représente la variation de A_1 calculée à partir des niveaux ($3/2+$, 6,20 MeV) ($5/2-$, 7,18 MeV), ($1/2+$, 8,52 MeV) ; ② la variation de A_2 calculée à partir des niveaux précédents et du niveau ($3/2-$, 5,90 MeV).

fixé par la variation de A_1 au delà de 600 keV où la résonance de $3/2^-$ semble négligeable, et doit être positif; nous fixons le signe des deux autres termes par comparaison avec l'expérience. Les figures 17 et 18 montrent la courbe de variation de A_1 et A_2 de 100 à 600 keV ; nous avons représenté sur la figure 13 la variation théorique de la section efficace totale pour le niveau $3/2^-$ calculée à partir des paramètres indiqués ci-dessus ; compte tenu des erreurs expérimentales on peut estimer que l'accord avec les données expérimentales est satisfaisant.

E. Analyse dans le cas de l'hypothèse D : niveau ($3/2^+$, 6,20 MeV) niveau ($5/2^-$, 7,18 MeV), niveau ($3/2^-$, 9,5 MeV).

Les données récentes (Harrison 1963) sur la diffusion élastique ${}^6\text{Li}$ (p, p) font apparaître un état large du ${}^7\text{Be}$ vers 10 MeV, le comportement similaire des sections efficaces différentielles de diffusion élastique à différents angles pour les états de 10 MeV et de 7,18 MeV, suggère que ces deux états appartiennent au même multiplet ${}^4\text{P}$, suivant la notation du couplage L - S du modèle en couches. Toutefois, les données sur la diffusion ne permettent pas de choisir quelle valeur de J ($5/2^-$, $3/2^-$, $1/2^-$) doit être attribuée au niveau de 10 MeV.

Notons que les conclusions de Mac Cray (1962), à partir des données sur la diffusion élastique pour des énergies de protons de 0,4 à 2,8 MeV, conduisent aussi à un état résonnant $1/2^+$, près ou au-dessus de 8 MeV mais ont été établies en ne considérant qu'un seul état P, à 7,18 MeV. Mac Cray montra aussi que le comportement du facteur de phase de diffusion pour l'onde s, correspondant à la valeur $1/2$ du spin de la voie (p + ${}^6\text{Li}$), pouvait ne pas être résonnant si on considérait une hypothèse différente sur les états P pouvant intervenir dans la diffusion. On doit donc considérer que les données sur la diffusion de Harrison (1963) conduisent à suggérer :

- soit que l'état du ${}^7\text{Be}$ à 10 MeV est un état S, de caractéristiques $1/2^+$, ce qui expliquerait le facteur de phase s résonnant de Mac Cray.

- soit, plus vraisemblablement que cet état est un état ${}^4\text{P}$, comme Harrison le suggère, d'après l'analogie du comportement des données de diffusion pour les états de 7,18 et de 10 MeV.

Les calculs que nous avons effectués précédemment sur la réaction ${}^6\text{Li}$ (p, α) restent valables dans le cas où le niveau à 10 MeV a les caractéristiques $1/2^+$ et toutes les conclusions obtenues demeurent inchangées. Nous allons maintenant examiner comment sont modifiées les conclusions en supposant un niveau impair ${}^4\text{P}$ à 10 MeV.

a) Analyse de la section efficace totale.

La courbe d'excitation de la réaction ${}^6\text{Li}$ (p, α) (fig.19) montre que l'état de 10 MeV du ${}^7\text{Be}$ n'apparaît pas nettement en (p, α) ; il est donc vraisemblable que cet état doit avoir une faible largeur réduite en α . Au contraire les données sur la diffusion suggèrent que cet état a une grande largeur réduite en protons.

Afin de tester l'influence d'un niveau impair ${}^4\text{P}$ large à 10 MeV dans la région de 6 - 7 MeV (énergie de nos expériences et de celles de Marion), nous avons fait le calcul à titre d'exemple avec un niveau $3/2^-$ pour cet état large du ${}^7\text{Be}$ à 10 MeV. Nous avons calculé les nouveaux paramètres pour le niveau $3/2^+$ à 700 keV et aussi pour le niveau ($3/2^-$, 9,5 MeV), en ajustant la section efficace théorique pour ces deux niveaux : $\sigma_{\frac{3}{2}^+} + \sigma_{\frac{3}{2}^-}$, avec les valeurs déduites de l'expérience. Nous retenons, pour le niveau ($3/2^-$, 9,5 MeV) la valeur de Γ_p la plus élevée, en accord avec les données de diffusion. L'ensemble des paramètres ainsi calculés est donné dans le tableau ci-dessous.

Tableau VIII

E (MeV)	(J, π)	Γ_p Labo keV	Γ_n Labo keV	Γ keV
6,20	$3/2^+$	29	1370	1400
9,50	$3/2^-$	4238	762	5000

Les sections efficaces $\sigma_{\frac{3}{2}^+}$ et $\sigma_{\frac{3}{2}^-}$ calculées avec les paramètres du tableau VIII sont représentées (fig. 19). On voit que les résultats de la section efficace totale de la réaction Li (p, α) jusqu'à 5 MeV peuvent s'interpréter à partir de trois niveaux seulement dont les caractéristiques sont celles de l'hypothèse D.

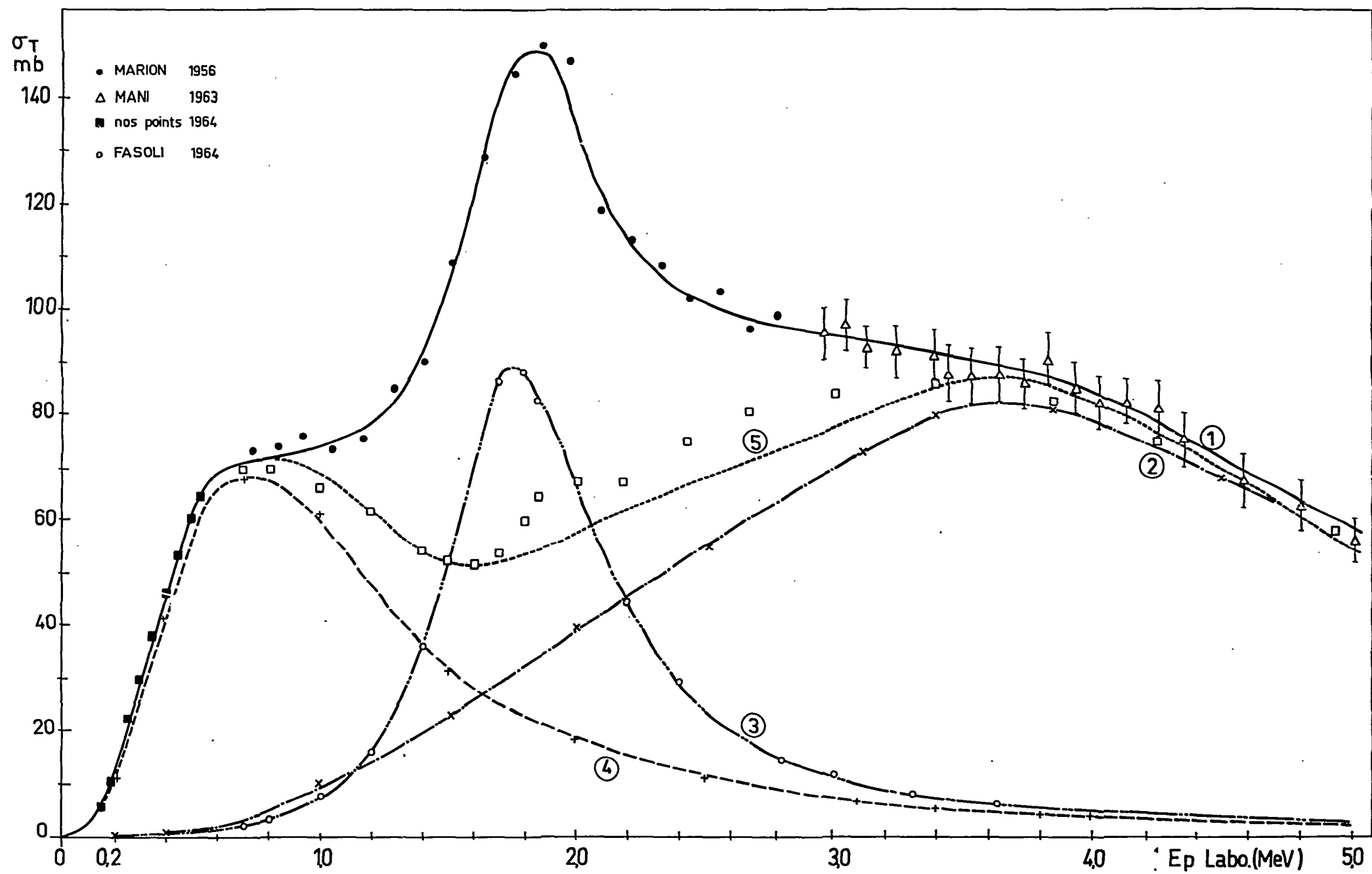


Fig. 19 - Section efficace totale de la réaction ${}^6\text{Li} (p, \alpha) {}^3\text{He}$: ① représente la section efficace expérimentale, ② la section efficace calculée pour le niveau (3/2-, 9,50 MeV), ③ la section efficace calculée pour le niveau (5/2-, 7,18 MeV), ④ la section efficace calculée pour le niveau (3/2+, 6,20 MeV), ⑤ : ② + ④.

b) Analyse de la section efficace différentielle.

Les données expérimentales sur les distributions angulaires mises en polynômes de Legendre montrent au-dessus d'une énergie de protons de 2,60 MeV, l'apparition de termes b_3 et b_4 (Mani 1963 ; Fasoli 1964). Etant donné que notre interprétation couvre une étendue en énergie de 130 keV à 3 MeV, nous n'avons considéré que la variation en énergie des coefficients b_1 et b_2 .

Aux énergies comprises entre 3 et 5 MeV, les résultats expérimentaux (Mani 1963 et Fasoli 1964) font apparaître un terme b_2 négatif et un terme b_4 positif mais de faible valeur. Etant donné qu'aux énergies considérées peuvent intervenir des ondes de moment angulaire élevé, il n'est pas possible de distinguer entre les valeurs $1/2^-$, $3/2^-$, $5/2^-$ pour le spin de l'état 4P . Toutefois les caractéristiques $5/2^-$ pour l'état de 9,50 MeV paraissent moins probables que les caractéristiques $1/2^-$ ou $3/2^-$. En effet dans le cas d'un état $5/2^-$ à 9,5 MeV, la distribution angulaire est donnée, en tenant compte de l'état ($5/2^-$ 7,18 MeV) et de l'état ($3/2^+$ 6,20 MeV) par :

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{\chi^2}{24} \left\{ 4 P_0 \left| S^{\frac{3}{2}+} \right|^2 + \left(6 P_0 + \frac{24}{5} P_2 \right) \left[\left| S_1^{\frac{5}{2}-} \right|^2 + \left| S_2^{\frac{5}{2}-} \right|^2 - 2 \left(S_1^{\frac{5}{2}-} S_2^{\frac{5}{2}-} + S_1^{\frac{5}{2}-} S_2^{\frac{5}{2}-} \right) \right] \right. \\ \left. + 6 \sqrt{\frac{6}{5}} P_1 \left(S^{\frac{3}{2}+} S_1^{\frac{5}{2}-} + S^{\frac{3}{2}+} S_1^{\frac{5}{2}-} + S^{\frac{3}{2}+} S_2^{\frac{5}{2}-} + S^{\frac{3}{2}+} S_2^{\frac{5}{2}-} \right) \right\} \quad (IV-18)$$

$S_1^{\frac{5}{2}-}$ et $S_2^{\frac{5}{2}-}$ étant les amplitudes de transition pour les niveaux de 7,18 et 9,5 MeV, et à condition de ne considérer que des ondes s et p. Dans l'expression (IV-18), on voit que le signe du coefficient b_2 est toujours positif. Pour expliquer un signe négatif du coefficient b_2 dans l'hypothèse d'un état ($5/2^-$, 9,5 MeV) on doit alors faire intervenir des ondes f pour la formation des états $5/2^-$ et dans ce cas, il devrait apparaître des termes d'ordre 5 et 6 dans les distributions angulaires. Au contraire, si les caractéristiques de l'état 4P sont $1/2^-$ ou $3/2^-$ le signe négatif de b_2 peut s'expliquer facilement à partir des ondes p pour la formation de ces états.

Dans le cas supposé plus haut de l'hypothèse D, la distribution angulaire est donnée en se limitant à des ondes $l = 0$ et 1 par :

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \left[4 P_0 \left| S^{\frac{3}{2}+} \right|^2 + \left(6 P_0 + \frac{24}{5} P_2 \right) \left| S^{\frac{5}{2}-} \right|^2 + (4 P_0 + 4 P_2) \left| S^{\frac{3}{2}-} \right|^2 + \left(4 P_0 - \frac{16}{5} P_2 \right) \left| S^{\frac{3}{2}+} \right|^2 \right. \\ \left. + 6 \sqrt{\frac{6}{5}} P_1 \left(S^{\frac{3}{2}+} S^{\frac{5}{2}-} + S^{\frac{3}{2}+} S^{\frac{5}{2}-} \right) - \frac{4}{\sqrt{5}} \left(S^{\frac{3}{2}+} S^{\frac{3}{2}-} + S^{\frac{3}{2}+} S^{\frac{3}{2}-} \right) \right] \quad (IV-19)$$

$S^{\frac{3}{2}+}$, $S^{\frac{5}{2}-}$ étant les amplitudes de transition pour les niveaux $3/2^+$ et $5/2^-$; $S_1^{\frac{3}{2}-}$ et $S_2^{\frac{3}{2}-}$ sont respectivement les amplitudes de transition pour les valeurs du spin de la voie $1/2^-$ et $3/2^-$.

Portant dans (IV-19) les expressions des éléments de matrice on obtient :

$$A_1 = \frac{12 \sqrt{\frac{6}{5}} \left(\frac{\Gamma_{p0}^{\frac{3}{2}+} \Gamma_{a2}^{\frac{3}{2}+}}{\Gamma_{\frac{3}{2}+}^2} \right) \left(\frac{\Gamma_{p1}^{\frac{5}{2}-} \Gamma_{a3}^{\frac{5}{2}-}}{\Gamma_{\frac{5}{2}-}^2} \right) \sin \delta_{\frac{3}{2}+} \sin \delta_{\frac{5}{2}-} \cos (\Phi_{\frac{3}{2}+} - \Phi_{\frac{5}{2}-}) + \frac{8}{\sqrt{5}} \left(\frac{\Gamma_{p0}^{\frac{3}{2}+} \Gamma_{a2}^{\frac{3}{2}+}}{\Gamma_{\frac{3}{2}+}^2} \right) \left(\frac{\Gamma_{p1}^{\frac{3}{2}-} \Gamma_{a1}^{\frac{3}{2}-}}{\Gamma_{\frac{3}{2}-}^2} \right) \sin \delta_{\frac{3}{2}+} \sin \delta_{\frac{3}{2}-} \cos (\Phi_{\frac{3}{2}+} - \Phi_{\frac{3}{2}-})}{4 \frac{\Gamma_{p0}^{\frac{3}{2}+} \Gamma_{a2}^{\frac{3}{2}+}}{\Gamma_{\frac{3}{2}+}^2} \sin^2 \delta_{\frac{3}{2}+} + 6 \frac{\Gamma_{p1}^{\frac{5}{2}-} \Gamma_{a3}^{\frac{5}{2}-}}{\Gamma_{\frac{5}{2}-}^2} \sin^2 \delta_{\frac{5}{2}-} + 4 \frac{\Gamma_{p1}^{\frac{3}{2}-} \Gamma_{a1}^{\frac{3}{2}-}}{\Gamma_{\frac{3}{2}-}^2} \sin^2 \delta_{\frac{3}{2}-}}$$

$$A_2 = \frac{\frac{24}{5} \frac{\Gamma_{p1}^{\frac{5}{2}-} \Gamma_{a3}^{\frac{5}{2}-}}{\Gamma_{\frac{5}{2}-}^2} \sin^2 \delta_{\frac{5}{2}-} + 4 \left(\frac{\Gamma_{p1}^{\frac{3}{2}-}}{\Gamma_{\frac{3}{2}-}^2} - \frac{4}{5} \frac{\Gamma_{p1}^{\frac{3}{2}-}}{\Gamma_{\frac{3}{2}-}^2} \right) \frac{\Gamma_{a2}^{\frac{3}{2}+}}{\Gamma_{\frac{3}{2}+}^2} \sin^2 \delta_{\frac{3}{2}+} + \frac{12 \sqrt{6}}{5} \left(\frac{\Gamma_{p1}^{\frac{5}{2}-} \Gamma_{a3}^{\frac{5}{2}-}}{\Gamma_{\frac{5}{2}-}^2} \right) \left(\frac{\Gamma_{p1}^{\frac{3}{2}-} \Gamma_{a1}^{\frac{3}{2}-}}{\Gamma_{\frac{3}{2}-}^2} \right) \sin \delta_{\frac{5}{2}-} \sin \delta_{\frac{3}{2}-} \cos (\Phi_{\frac{5}{2}-} - \Phi_{\frac{3}{2}-})}{4 \frac{\Gamma_{p0}^{\frac{3}{2}+} \Gamma_{a2}^{\frac{3}{2}+}}{\Gamma_{\frac{3}{2}+}^2} \sin^2 \delta_{\frac{3}{2}+} + 6 \frac{\Gamma_{p1}^{\frac{5}{2}-} \Gamma_{a3}^{\frac{5}{2}-}}{\Gamma_{\frac{5}{2}-}^2} \sin^2 \delta_{\frac{5}{2}-} + 4 \frac{\Gamma_{p1}^{\frac{3}{2}-} \Gamma_{a1}^{\frac{3}{2}-}}{\Gamma_{\frac{3}{2}-}^2} \sin^2 \delta_{\frac{3}{2}-}}$$

La différence de phase $(\Phi_{\frac{3}{2}^+} - \Phi_{\frac{3}{2}^-})$ est donnée par (IV-14) et par (IV-17) ; la différence $(\Phi_{\frac{3}{2}^-} - \Phi_{\frac{5}{2}^-})$ d'après (III-39) est donnée par :

$$\Phi_{\frac{3}{2}^-} - \Phi_{\frac{5}{2}^-} = - \left(\arctg \frac{\eta}{2} + \arctg \frac{\eta}{3} \right)_a + \left(\arctg \frac{F_3}{G_3} - \arctg \frac{F_1}{G_1} \right)_a + (\delta_{\frac{3}{2}^-} - \delta_{\frac{5}{2}^-}) ;$$

Les différences de phase ainsi calculées sont représentées sur les figures 20 et 21.

A partir des paramètres indiqués dans le tableau IV pour le niveau $5/2^-$ et dans le tableau VIII pour les niveaux $3/2^+$ et $3/2^-$, nous avons calculé la variation des rapports b_1/b_0 et b_2/b_0 , l'on doit noter que nous disposons d'un paramètre supplémentaire $\Gamma_{p1\frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}^-} / \Gamma_{p1\frac{3}{2}}^{\frac{3}{2}^-}$ représentant la contribution des spins de la voie d'entrée : $1/2$ et $3/2$ pour la formation de l'état $3/2^-$; ce rapport a été déterminé en ajustant la valeur théorique du coefficient b_2/b_0 à sa valeur expérimentale à l'énergie de résonance de 4,5 MeV, soit :

$$\frac{\Gamma_{p1\frac{1}{2}}^{\frac{3}{2}^-}}{\Gamma_{p1\frac{3}{2}}^{\frac{3}{2}^-}} = 0,45$$

Les courbes calculées pour les coefficients b_1/b_0 et b_2/b_0 sont représentées sur les figures 22 et 23.

Ces courbes montrent que :

- les hypothèses avec les niveaux $(3/2^-, 9,50 \text{ MeV})$ ($3/2^+, 700 \text{ keV}$) et $(5/2^-, 7,18 \text{ MeV})$ permettent d'expliquer de manière satisfaisante la variation des coefficients b_1 et b_2 de la distribution angulaire de 600 keV à 4 MeV ; en ce qui concerne toutefois le coefficient b_2 , un désaccord subsiste dans la bande d'énergie de 1,2 à 1,8 MeV.

- au-dessous de 600 keV, la courbe de variation du coefficient b_2/b_0 , avec les hypothèses D montre que le niveau $(3/2^-, 9,5 \text{ MeV})$ formé par des ondes $l = 1$ ne peut pas expliquer la variation expérimentale de ce coefficient. On est donc amené à suggérer à nouveau l'hypothèse de l'existence d'un état $3/2^-$ à 5,90 MeV ; les résultats obtenus précédemment dans le cas de l'hypothèse C demeurent valables. En particulier la largeur de cet état suggéré par la courbe de variation du coefficient b_2/b_0 est de l'ordre de 250 keV ; la largeur partielle en α de cet état étant égale à la largeur totale.

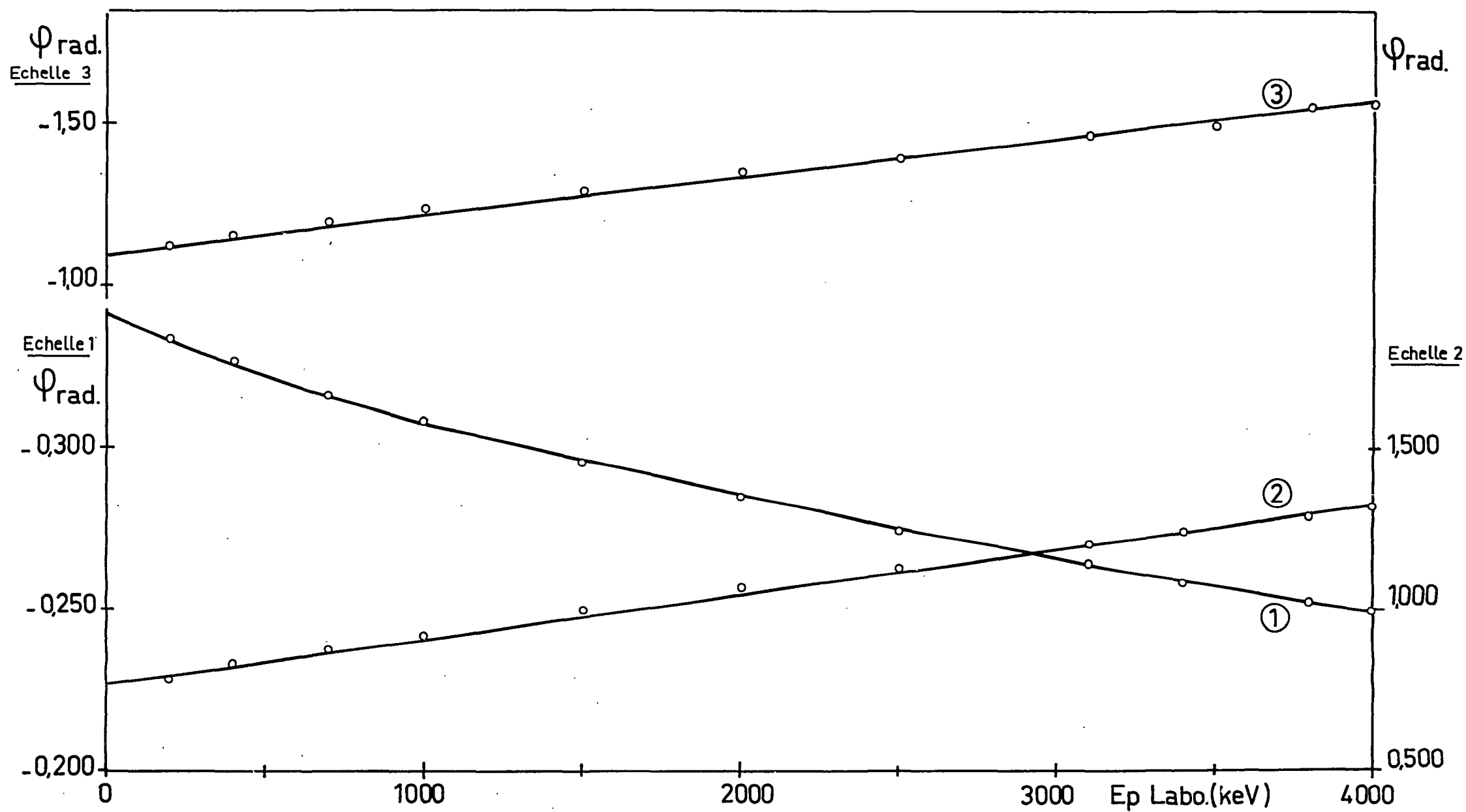


Fig. 20 - Variation des facteurs de phase pour l'interférence des deux niveaux ($3/2^-$, 9,50 MeV) et ($5/2^-$, 7,18 MeV) : ① représente $-(\arctg \frac{\eta}{2} + \arctg \frac{\eta}{3})_a$; ② $(\arctg \frac{F_3}{G_3} - \arctg \frac{F_1}{G_1})_a$; ③ $\phi_{\frac{3}{2}^-, \frac{5}{2}^-}$.

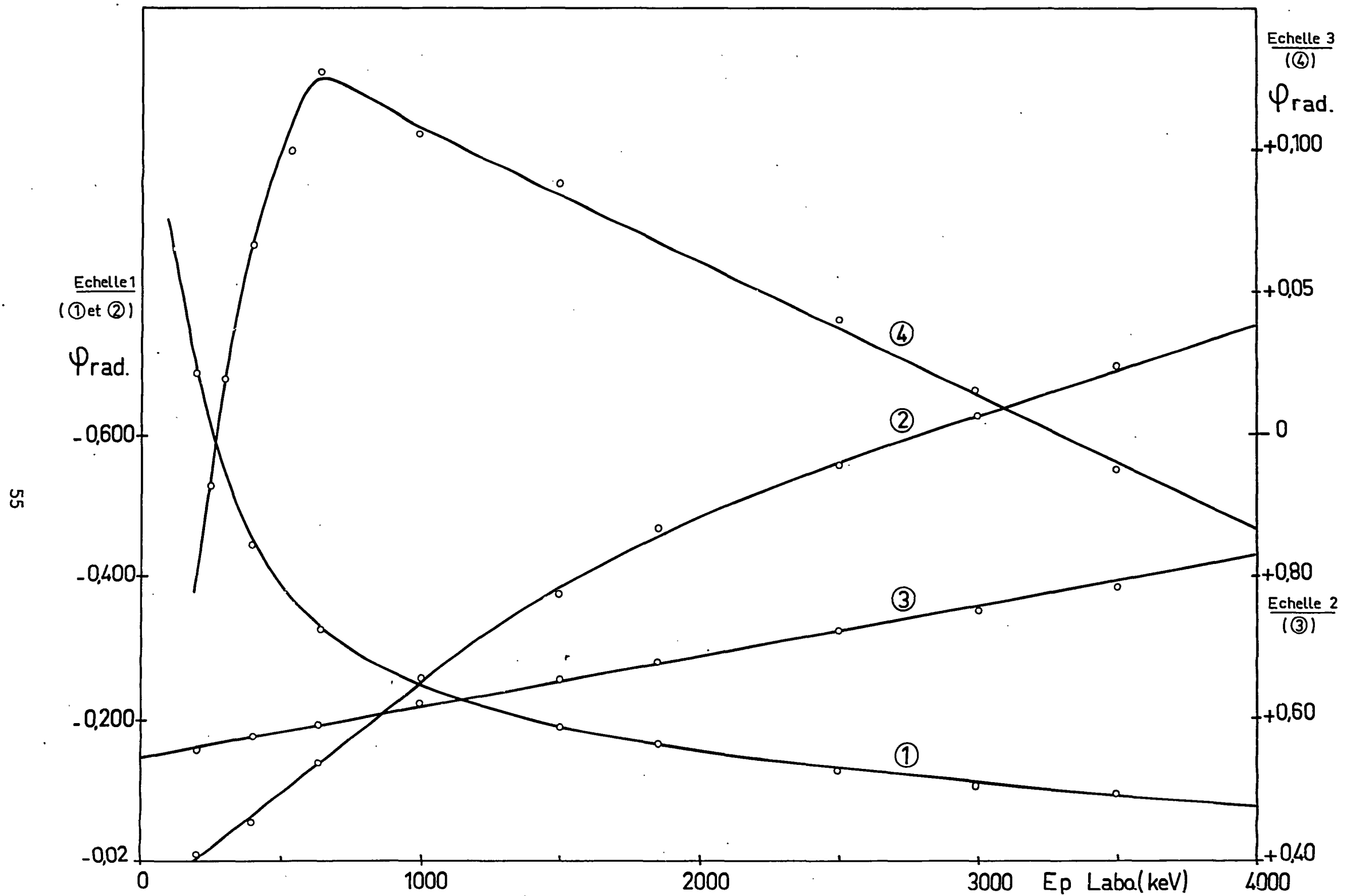


Fig. 21 - Variation des facteurs de phase pour l'interférence de deux niveaux ($3/2^+$, 6,20 MeV) et ($3/2^-$, 9,50 MeV) : ① représente $-\arctg \eta_p + \arctg \frac{\eta_a}{2}$, ② $\left[\arctg \frac{F_1}{G_1} - \arctg \frac{F_0}{G_0} \right]_p$; ③ $\left[\arctg \frac{F_2}{G_2} - \arctg \frac{F_1}{G_1} \right]_a$; ④ $\varphi_{\frac{3}{2}^+, \frac{3}{2}^-}$.

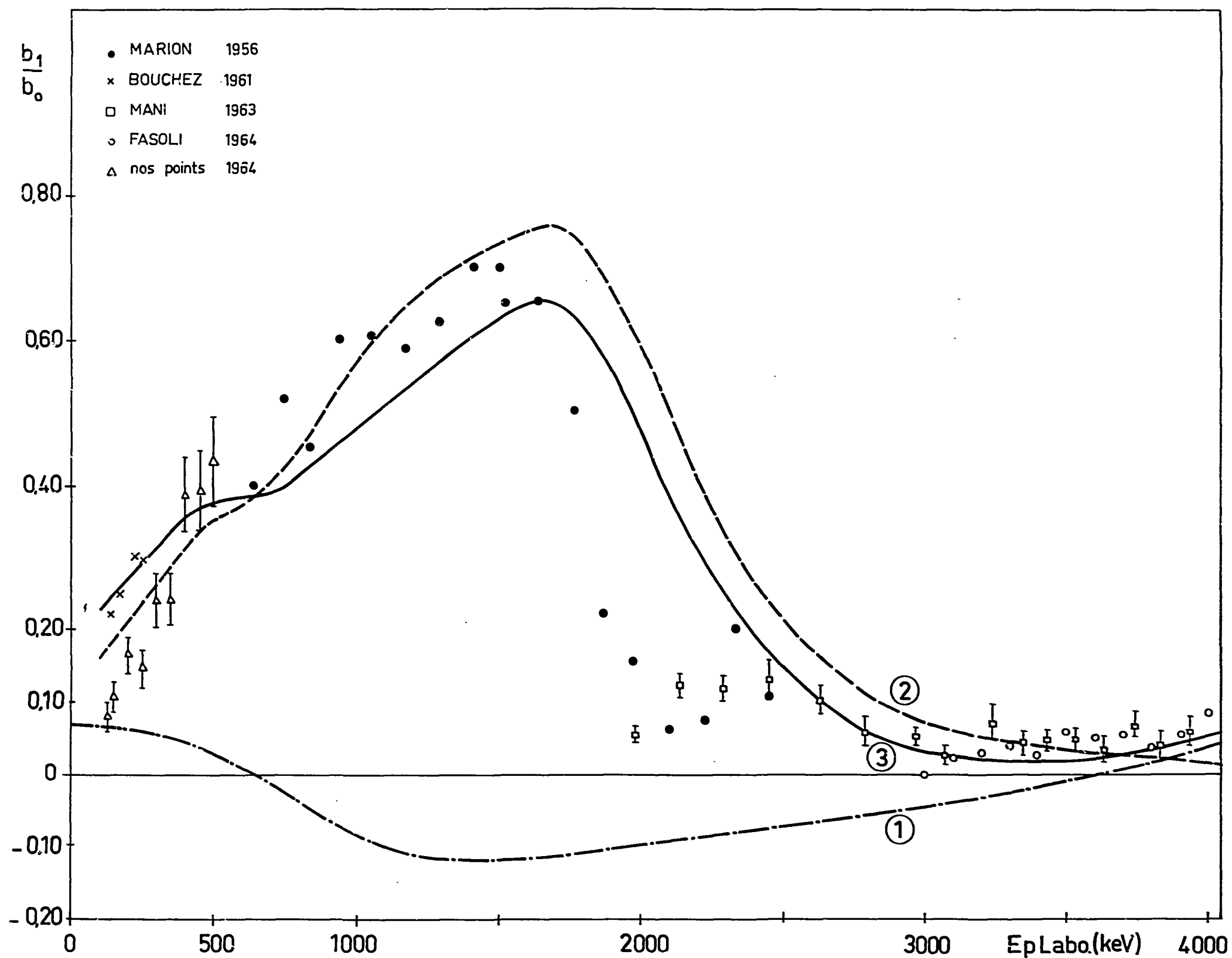


Fig. 22 - Variation du coefficient A_1 de la distribution angulaire de la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$: ① représente le coefficient A_1 pour l'interférence des niveaux $(3/2+, 6,20 \text{ MeV})$ et $(3/2-, 9,5 \text{ MeV})$; ② le coefficient A_1 pour l'interférence des niveaux $(3/2+, 6,20 \text{ MeV})$ et $(5/2-, 7,18 \text{ MeV})$; ③ : ① + ②.

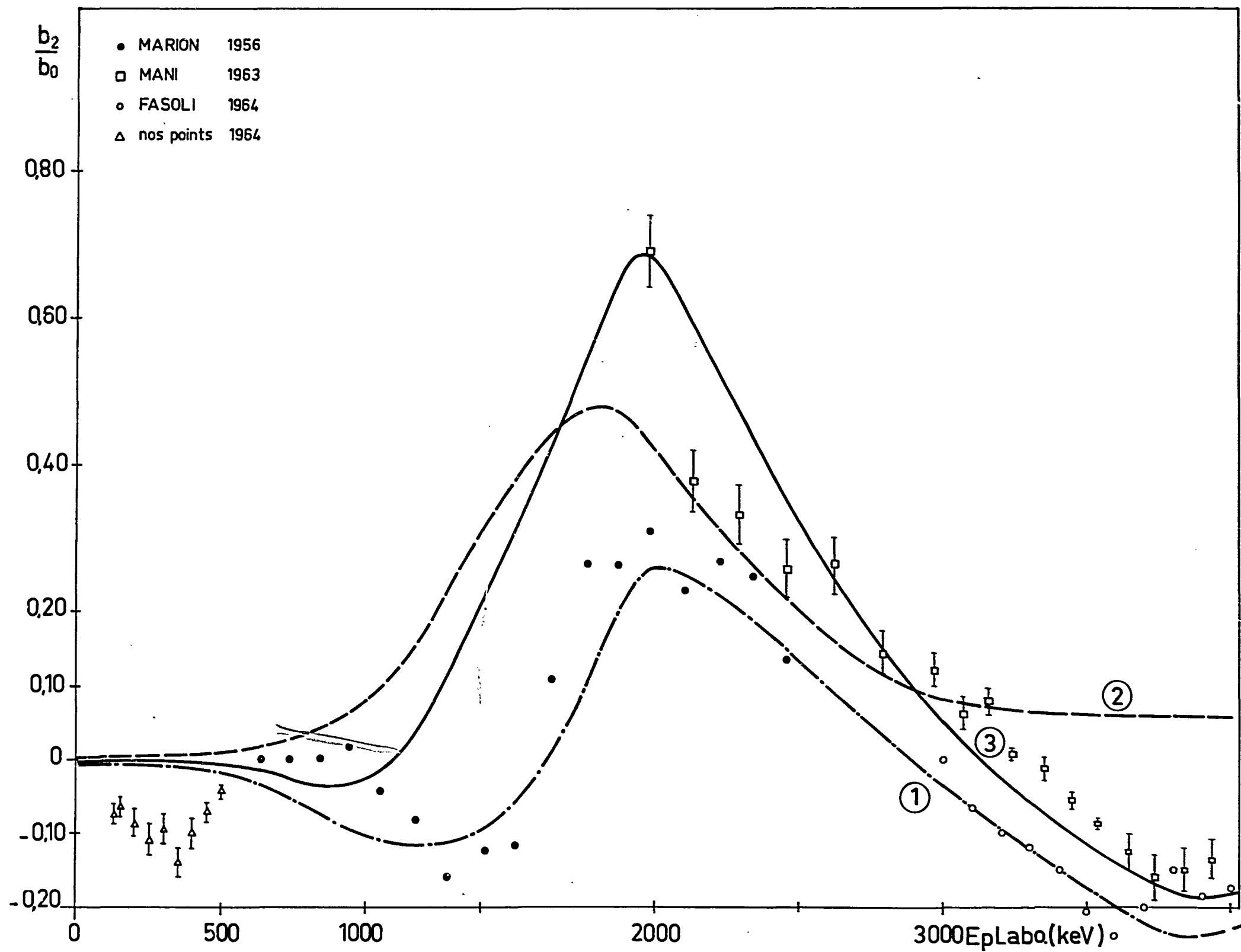


Fig. 23 - Variation du coefficient A_2 de la distribution angulaire de la réaction ${}^6\text{Li} (p, \alpha) {}^3\text{He}$: ① représente le coefficient A_2 pour l'interférence des niveaux $(3/2^-, 9.50 \text{ MeV})$ et $(5/2^-, 7.18 \text{ MeV})$; ② le coefficient A_2 pour le niveau $(5/2^-, 7.18 \text{ MeV})$, ③ : ① + ②.

CONCLUSION

L'analyse de la section efficace totale et des distributions angulaires de la réaction ${}^6\text{Li} (p, \alpha)$ montre que l'hypothèse de deux niveaux $5/2^-$ (6,51 et 7,18 MeV) interférant avec un troisième niveau $1/2^+$ ne peut expliquer les résultats expérimentaux.

Il est nécessaire de considérer le niveau pair ($3/2^+$, 6,20 MeV) pour expliquer l'existence du terme impair $A_1 P_1 (\cos \theta)$ important de 130 keV à 600 keV. Ce niveau avait déjà été introduit par Marion en 1956 pour expliquer le même terme impair $A_1 P_1 (\cos \theta)$, mais de 800 keV à 3 MeV. Les résultats expérimentaux peuvent alors être interprétés de 600 keV à 3 MeV à partir du niveau ($3/2^+$, 6,20 MeV), du niveau ($5/2^-$, 7,18 MeV) et du niveau $1/2^+$ ou mieux ${}^4\text{P} (1/2^-, 3/2^-, 5/2^-)$ autour de 9,50 MeV. Il n'est pas possible de distinguer pour l'état de 9,50 MeV entre un niveau ($1/2^+, >8,52$ MeV) suggéré par Mac Cray (1962) et un niveau ${}^4\text{P} (1/2^-, 3/2^-, 5/2^-; 9,50$ MeV) suggéré par Harrison (1963); toutefois, les résultats sur la réaction ${}^6\text{Li} (p, \alpha)$ aussi bien que ceux sur la diffusion élastique ${}^6\text{Li} (p, p)$ semblent montrer qu'un seul état avec une valeur notable de ϑ_p^2 intervienne autour de 9,5 MeV.

Au-dessous de 600 keV, la variation et le signe du terme $A_2 P_2 (\cos \theta)$ suggère un nouveau niveau de résonance $3/2^-$, non encore observé dans le ${}^7\text{Be}$. Ce niveau dont l'énergie d'excitation est 5,90 MeV, serait l'homologue du niveau $3/2^-$ (ou $5/2^-$) du ${}^7\text{Li}$ à 5,7 MeV, signalé par Bishop (1963).

Enfin, l'on doit considérer que le niveau ($5/2^-$, 6,51 MeV) n'intervient pratiquement pas dans la réaction ${}^6\text{Li} (p, \alpha)$, la largeur partielle en protons de cet état étant très faible et certainement très inférieure à la valeur limite indiquée par Tombrello (1963), soit $\vartheta_p^2 \ll 0,02$.

L'ensemble de ces résultats est résumé dans le tableau IX.

Tableau IX

Paramètres des niveaux de résonance du ${}^7\text{Be}$ de 6 à 10 MeV

J, Π	$3/2^-$	$3/2^+$		$5/2^-$	$1/2^+$ ou ${}^4\text{P}(1/2^-, 3/2^-, 5/2^-)$		
E_p Labo keV	350	770	700	850	2760	3400	4500 *
Γ_{Labo} keV	250	1030	1200	836	1230	2800	5000
E_λ MeV	5,909		6,20	7,18		> 8,52	9,50
Γ_p Labo keV	0,260	25	19	798	900	1800	4240
ϑ_p^2	0,0037	0,01	0,0078	0,28	0,10	0,17	
Γ_α Labo keV	250	1000	1180	38	330	1000	760
ϑ_α^2	0,154	0,20	0,23	0,012	0,03	0,080	
Références	H.B. 1964	J.A.M. 1962	H.B. 1964	J.A. Mac	Cray 1962	H. Beaumevieille 1964	

* Les paramètres indiqués ici sont ceux pour un état $3/2^-$ à 9,50 MeV.

Dans ce tableau E_p est l'énergie des protons incidents correspondant à l'énergie d'excitation E_λ de l'état résonnant du ${}^7\text{Be}$; Γ_p et Γ_α sont les largeurs partielles, θ_p^2 et θ_α^2 les rapports des largeurs réduites aux limites de Wigner.

Notons que l'hypothèse du niveau $(3/2-, 5,9 \text{ MeV})$ nécessaire pour expliquer la variation de A_2 est indépendante de l'existence du niveau $1/2+$ ou ${}^4\text{P}$ $(1/2-, 3/2-, 5/2-)$ à $9,50 \text{ MeV}$, aussi bien que de l'existence du niveau $3/2+$ à $(6,2 \text{ MeV})$. La valeur négative de A_2 peut seulement être interprétée par un niveau $3/2-$, si l'on se limite à des ondes $l < 2$. Les caractéristiques $3/2-$ de ce niveau ainsi que sa largeur totale $\Gamma = 250 \text{ keV}$, égale pratiquement à la largeur partielle en α , paraissent devoir être conservées indépendamment des hypothèses que l'on peut faire sur les autres niveaux du ${}^7\text{Be}$, notamment au-dessus de 6 MeV .

BIBLIOGRAPHIE

- (1961) BALDIN A.M., GOLDANSKII V., ROZENTHAL I.L., - Kinematics of Nuclear Reactions, Pergamon Press.
- (1954) BASHKIN S., CARLSON R.R., - Phys. Rev. 97, 1245.
- (1963) BEAUMEVIEILLE H., LONGEQUEUE N., LONGEQUEUE J.P., - C.R.A.S. 256, 1494.
- (1963) BERNHEIM M., BISHOP G.R., - Physics Letters, 5, 294.
- (1952) BLATT J.M., BIEDENHARN L.C. - Rev. Mod. Phys. 24, 258.
- (1951) BLOCH I., HULL M.M., BROYLES A.A., BOURICIUS W.G., FREEMAN B.E., BREIT G. - Rev. Mod. Phys. 23, 147.
- (1961) BOUCHEZ R., N'GUYEN HUU KHANH, GOLDMAN L. - Journal de Physique et le Radium 22, 267.
- (1963) CHESTERFIELD C.M., SPICER B.M. - Nuclear Physics 41, 675.
- (1964) FASOLI U., TONIOLO D., ZAGO G. - Physics Letters 8, 127.
- (1960) FESHBACH H. - Nuclear Spectroscopy part B, Academic Press New-York London.
- (1963) FORSYTH - (Communication privée à Bouchez R.).
- (1963) HARRISON W.D., WHITEHEAD A.B. - Phys. Rev. 132, 2607.
- (1963) JERONYMO J.M.F., MANI G.S., SADEGHI A. - Nuclear Physics 43 424.
- (1958) LANE A.M., THOMAS R.G. - Rev. Mod Phys. 30, 257.
- (1963) LONGEQUEUE J.P. - Thèse de Doctorat d'Etat. Grenoble.
- (1956) MARION J.B., WEBER G., MOZER F.S. - Phys. Rev. 104, 1402.
- (1962) Mc CRAY J.A. - Thèse, Kellog Radiation Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, California.
- (1963) Mc CRAY J.A. - Phys. Rev. 130, 2034.
- (1958) MILLER P.D., PHILIPS G.C. - Phys. Rev. 112, 2048.
- (1962) SIKKEMA C.P. - Nuclear Physics 37, 526.
- (1951) THOMAS R.G. - Phys. Rev. 81, 148.
- (1963) TOMBRELLO T.A., PARKER P.D. - Phys. Rev. 130, 1112.
- (1962) VOGT E. - Rev. Mod. Phys. 34, 723.
- (1956) VILLARD H.B., BAIR J.K., KINGTON J.D., COHN H.O. - Phys. Rev. 101, 765.

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
INTRODUCTION	5
CHAPITRE I - Les niveaux des noyaux miroirs ${}^7\text{Li}$ et ${}^7\text{Be}$	7
CHAPITRE II - Etude expérimentale de la réaction ${}^6\text{Li} (p, \alpha)$	11
A - Description du dispositif expérimental	11
1/ Cibles	11
2/ Détecteurs	11
B - Mesure de la section efficace différentielle	13
1/ Courbe d'excitation	13
2/ Distribution angulaire	13
CHAPITRE III - Rappel sur la théorie des réactions nucléaires résonnantes	17
I - Introduction	17
II - Expression de la section efficace différentielle en fonction des éléments de la ma- trice de diffusion	18
A. Forme générale des fonctions d'onde	18
B. Définition de la matrice de diffusion	18
C. Propriétés de l'opérateur S	19
D. Relation entre la matrice S et la section efficace	20
E. Expression de la section efficace différentielle	21
F. Propriétés des coefficients Z	22
III - La matrice S de diffusion pour les réactions nucléaires à basse énergie	23
A. Expression générale de la matrice S	23
B. Cas d'un niveau isolé	25
C. Cas de deux niveaux de même spin et de même parité	26
D. Cas de plusieurs niveaux de spins (ou de parités) différents	27
CHAPITRE IV - Analyse par la théorie des réactions résonnantes des sections efficaces totales et différentielles de la réaction ${}^6\text{Li} (p, \alpha) {}^3\text{He}$	29
I - Introduction	29
II - Résultats expérimentaux	31
III - Analyse des résultats expérimentaux	32

	Pages
A. Calcul de la section efficace différentielle par des niveaux isolés	32
B. Analyse dans le cas de l'hypothèse A : deux niveaux $5/2^-$ et un niveau $1/2^+$	33
C. Analyse dans le cas de l'hypothèse B : niveau $(3/2^+, 6,20 \text{ MeV})$ niveau $(5/2^-, 7,18 \text{ MeV})$, niveau $(1/2^+, 8,52 \text{ MeV})$	39
D. Analyse de 130 à 600 keV dans le cas de l'hypothèse C : niveau $(3/2^+, 6,20 \text{ MeV})$, niveau $(5/2^-, 7,18 \text{ MeV})$, niveau $(1/2^+, 8,58 \text{ MeV})$, niveau $(3/2^-, 5,90 \text{ MeV})$	45
E. Analyse dans le cas de l'hypothèse D : niveau $(3/2^+, 6,20 \text{ MeV})$, niveau $(5/2^-, 7,18 \text{ MeV})$, niveau $(3/2^-, 9,5 \text{ MeV})$	49
CONCLUSION	59

FIN