PREMIER MINISTRE COMMISSARIAT A L'ÉNERGIE ATOMIQUE C E A - R 2786

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE L'INTERACTION ALPHA - ALPHA

par

Pierre DARRIULAï

Rapport CEA - R 2786

CENTRE D'ÉTUDES NUCLÉAIRES DE SACLAY

1965 _{на}

CEA-R 2786 - DARRIULAT Pierre

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE L'INTERACTION ALPHA-ALPHA

Sommaire :

Deux séries de mesures de la section efficace différentielle de diffusion α - α sont présentées.

La première - distributions angulaires entre 50 et 120 MeV - fait apparaître deux nouvelles résonances, 6⁺ et 8⁺, à 25 et 57 MeV d'excitation. Des déphasages complexes en sont extraits et un potentiel phénoménologique est présenté. Une étude des états 0⁺ à parentage (3 α) de ¹²C est faite à partir de ce potentiel. La seconde - courbes d'excitation s'étendant de 20 à 50 MeV - met en

La seconde - courbes d'excitation s'étendant de 20 à 50 MeV - met en évidence la structure de ⁸Be dans cette région. Elle montre que les niveaux à 16,6 et 16,9 MeV sont des 2⁺ mais l'importance des processus inélastiques rend difficile l'identification des niveaux d'excitation plus élevée.

1965

96 pages

Commissariat à l'Energie Atomique --- France

CEA-R 2786 — DARRIULAT Pierre

CONTRIBUTION TO THE STUDY OF ALPHA-ALPHA INTERACTION

Summary :

Two sets of measurements of the α - α elastic scattering differential cross section are presented.

The first set - angular distributions from 50 up to 120 MeV - shows two new resonances, 6^+ and 8^+ , at 25 and 57 MeV. Complex phase shifts are extracted from the data and a phenomenological potential is given. A description of the 3 α -particle 0^+ states in C^{12} is made with this interaction potential.

The second set - excitation curves between 20 and 50 MeV - allows investigation of the Be⁸ level structure within this energy range - It identifies the 16.6 and 16.9 MeV states as 2^+ , but the rise of inelastic processes at higher energies makes further identification of spins and parities more and more difficult.

1965

96 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[°].

ORSAY
SÉRIE A, N•
N' D'ORDRE :
83

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

(CENTRE D'ORSAY)

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Pierre DARRIULAT

PREMIÈRE THÈSE

Contribution à l'étude de l'interaction α - α

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 29 mars 1965 devant la Commission d'examen

MM. JEAN

Président

THIRION

Examinateurs

Je remercie Monsieur Maurice JEAN d'avoir accepté la présidence de la commission d'examen.

J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur Jacques THIRION qui m'a accueilli dans son laboratoire et m'y a initié à la recherche.

• .•

Ce travail a été réalisé au cours d'un séjour de deux ans au Lawrence Radiation Laboratory à Berkeley. J'exprime ma profonde gratitude à Monsieur Bernard G. HARVEY qui m'y a invité, pour sa généreuse hospitalité et l'acceuil chaleureux qu'il m'y a réservé.

Les expériences décrites dans cet exposé sont l'oeuvre de plusieurs physiciens: Harry D. HOLM-GREN, G.J. IGO, Howel G. PUGH, Homer E. CONZETT, Rodolfo SLOBODRIAN et E. SHIELD. Pour l'amitié qu'ils m'ont prodiguée et les nombreux enseignements que j'ai tirés de leur collaboration, qu'ils soient assurés de mes plus vifs remerciements. Ma reconnaissance va tout particulièrement à Howel G. PUGH, qui, compagnon de chaque jour, n'a cessé de me guider et de m'encourager.

Messieurs Claude BLOCH, Geoffrey CHEW, Vincent GILLET, Norman K. GLENDENING, Hans MANG, Albert MESSIAH et Roland OMNES ont bien voulu, à divers stades de ce travail, me donner des éclaircissements sur des points qui me semblaient délicats; je les en remercie vivement.

J'exprime ma reconnaissance à Messieurs H.E. CONZETT, G.J.C. VAN NIFTRIK, H.WERNER, C. HUMPHREY et A. GIBSON qui m'ont communiqué des parties non publiées de leurs travaux.

Je remercie très sincèrement Herman GRUNDER, R. COX, J. MENEGHETTI et l'équipe du cyclotron de Berkeley pour l'excellence et l'efficacité de leurs services. Je tiens aussi à remercier Madame GUGENBERGER qui a assuré une impression rapide de cet exposé et Monsieur PRUNIER qui en a exécuté les dessins.

Je suis profondément reconnaissant à l'Organisation du Traité de l'Atlantique Nord qui m'a permis, par l'attribution d'une bourse de recherche, de mener à bien ce travail.

3

TABLE DES MATIÈRES

•

	Pages
INTRODUCTION	7
0.1 – Intérêt et portée de l'étude de l'interaction α - α	7
0.1 - Revue des données expérimentales et des études théoriques	8
0.3 - Plan d'ensemble de l'exposé	16
CHAPITRE I - VOCABULAIRE ET FORMALISME	17
1.1 - Analyse en ondes partielles - Méthodes des déphasages	17
1.2 - Problème à deux corps - Diffusion potentielle	19
1.3 – Problème à plusieurs corps – Noyau composé	21
1.4 - Remarques sur la terminologie	22
1.5 - Effets de seuil	23
1.6 - Cinématique	24
CHAPITRE II - APPAREILLAGE EXPERIMENTAL	25
2.1 - Le cyclotron de 88" de Berkeley	25
2.2 - La chambre de diffusion	28
2.3 - Appareillage accessoire	29
CHAPITRE III - METHODES EXPERIMENTALES ET REDUCTION DES DONNEES	35
3.1 - Tests et calibrations	35
3.2 - Mesure des distributions angulaires	35
3.3 - Mesure des courbes d'excitation	36
3.4 – Analyse des spectres	36
3.5 - Sections efficaces absolues	40
3.6 - Energies	46
CHAPITRE IV - DIFFUSION POTENTIELLE	49
4.1 - Résultats expérimentaux	49
4.2 – Analyse de déphasages	54

	Pages
4.3 - Les déphasages réels	57
4.4 - Les déphasages imaginaires	60
4.5 - Potentiel phénoménologique	64
CHAPITRE V - DIFFUSION RESONNANTE	69
5.1 - Résultats expérimentaux	69
5.2 - Analyse de déphasages	73
5.3 - Les états à 16,6 et 16,9 MeV	76
5.4 - Les déphasages dans la région des seuils	76
5.5 - Conclusions	81
CHAPITRE VI - L'ENERGIE DE LIAISON DE ¹² C DANS LE MODELE DES PARTICULES α	83
6.1 - Position du problème	83
6.2 - Le problème à trois corps	84
6.3 - Les moments cinétiques relatifs	86
6.4 - Méthodes de calcul	87
6.5 - Résultats	89
CONCLUSIONS	91
BIBLIOGRAPHIE	93

.

•

•

INTRODUCTION

0.1 - INTERET ET PORTEE DE L'ETUDE DE L'INTERACTION α - α

L'étude de l'interaction α - α est une des toutes premières à laquelle se soit attaquée la physique nucléaire puisque c'est en 1927 que Rutherford et Chadwick [1] réalisaient la première expérience de diffusion de particules α par l'hélium. L'intérêt qu'ils portaient à cette étude provenait avant tout de l'obligation dans laquelle étaient les premiers expérimentateurs de travailler avec des particules α , les seuls accélérateurs dont ils disposaient étant quelques sources radioactives naturelles. On s'est depuis longtemps affranchi de cette contrainte. Mais l'importance qu'ont attachée les physiciens à la connaissance de l'interaction α - α n'a pas diminué et si les raisons ont évolué dans leur forme, elles sont restées essentiellement les mêmes : l'intuition du rôle important joué par les groupements α dans la matière nucléaire, la simplicité formelle de la description de la diffusion α - α , la possibilité de réduire le problème à huit nucléons, enfin l'existence d'une grande quantité d'études théoriques et de résultats expérimentaux sur la structure du ⁸Be.

Avant de présenter cette étude et afin d'en mieux mesurer la portée et l'intérêt, nous allons rapidement passer en revue ces quelques points.

La forte énergie de liaison des particules α , qui rend compte presque complètement de celle des noyaux légers à 4 n nucléons, la symétrie en spin et en spin isotopique qu'elle présente, l'existence enfin de la radio-activité α naturelle chez les noyaux lourds, ont toujours incité les physiciens à envisager la présence de groupements α préformés dans la matière nucléaire. Le modèle des particules α , qui décrit les noyaux à 4 n nucléons comme des molécules de particules α , a connu quelques succès mais s'est avéré trop simpliste ; c'est Wheeler [2]qui, en formulant en 1937 la notion du groupe résonnant, a ouvert la voie au développement du "cluster model" ; plus souple et plus général, ce modèle permet de décrire la probabilité d'existence (coefficients de parentage) de groupements α "préformés" dans les noyaux légers et à la surface des noyaux lourds et fait actuellement l'objet d'un grand nombre d'études tant théoriques qu'expérimentales.

La diffusion α - α est l'outil le plus approprié à l'étude, dans le cadre de ce modèle, du noyau le plus simple qu'il sache décrire : ⁸Be. Elle est d'autre part indispensable à l'interprétation des expériences de diffusion quasi élastique (α , 2α) qui permettent de connaître la probabilité d'existence et la distribution en énergie des groupements α dans les noyaux bombardés par comparaison avec la diffusion α - α libre.

La description de la diffusion α - α est sans doute la plus simple que l'on puisse rencontrer en physique nucléaire. Trois faits en sont la cause : les particules α étant de spin nul, leur moment cinétique relatif est un bon nombre quantique et la matrice de diffusion est de dimensions 1×1 ; les particules α étant des bosons identiques, la fonction d'onde qui les décrit est symétrique dans l'échange des deux particules et seules entrent en jeu les ondes partielles d'ordre pair ; enfin, aucune réaction n'est énergétiquement possible au-dessous de 34,7 MeV où la voie ($^{1}Li + p$) s'ouvre, ce qui permet de ne considérer sur un vaste domaine d'énergie que des déphasages réels.

Grâce à cette simplicité formelle, la détermination des déphasages qui décrivent la diffusion α - α est une des plus précises et des plus complètes qui ait été faite tant en physique nucléaire qu'en physique des particules élémentaires.

L'étude du problème à huit nucléons que constitue l'interaction α - α a été abordée explicitement pour la première fois par Margenau [3] en 1940. Récemment plusieurs auteurs se sont à nouveau penchés sur ce problème ; si leurs études diffèrent par les techniques de calcul, les formes choisies pour l'interaction nucléon-nucléon et celles sous lesquelles (déphasages ou potentiel effectif) les conclusions sont présentées, elles suivent toutes la même ligne générale ; les approximations qui leur permettent d'aboutir sont nombreuses, la plus importante étant la négligence de la polarisation^(*)

^(*) Le mot polarisation sera employé dans tout cet exposé dans le sens de déformation qu'on lui prête en physique moléculaire.

des particules α pendant l'interaction. L'étude expérimentale de la diffusion α - α permet de voir dans quelle mesure ces calculs sont valables et quelles sont les limites (particulièrement vers les hautes énergies) des approximations faites.

La diffusion α - α permet enfin l'étude du noyau composé ⁸Be. L'abondance tant des données expérimentales que de la littérature consacrées à ce domaine prouve l'intérêt que lui portent les spectroscopistes.

Si la voie α - α ne permet pas d'atteindre les niveaux impairs (en spin ou en parité) elle fournit la méthode la plus directe et la plus sûre de détermination du spin des niveaux pairs, pourvu que les mesures soient suffisantes en quantité et en qualité pour permettre à une analyse de déphasages d'être menée à bien sans ambiguité.

0.2 - REVUE DES DONNEES EXPERIMENTALES ET DES ETUDES THEORIQUES

Avant de présenter nos résultats expérimentaux et l'interprétation que nous en donnons et afin de les situer dans le cadre des connaissances accumulées pendant près de quarante ans, nous consacrons ce paragraphe à la présentation des études expérimentales et théoriques qui ont été faites de l'interaction α - α en tentant d'en dégager les faits les plus marquants.

DONNEES EXPERIMENTALES

Nous présentons en table I une liste des expériences de diffusion α - α réalisées entre 1927 et 1964.

Année	Accélérateur	Compteurs	Compteurs Description	
1927	Source de radium	Ecran de sulfure de zinc	Géométrie annulaire	1
1930	Source de polonium	Ecran de sulfure de zinc	Géométrie annulaire	4
1931	Source de polonium	Chambre de Wilson	Géométrie annulaire	5
1932	Source de radium	Compteur proportionnel	10°, 15° et 27°	6
1937	Source de polonium	Chambre d'ionisation	6 angles entre 15° et 45°	7
1939	Sources de thorium et radium	Chambre d'ionisation	C.E. 27° et 38,5° - 0 à 8,5 MeV	8
1951	Cyclotron (Birmingham)	Emulsions	D.A. 20 MeV	9
1951	Cyclotron (S ^t Louis)	Compteurs proportionnel	20,4 MeV, 30° et 45°	10
1951	Cyclotron (M.I.T.)	Compteurs proportionnel	D.A. 30 MeV	11
1952-56	Van de Graaff (D.T.M. Washington)	Compteurs proportionnels	D.A. et C.E 0,15 à 3 MeV	12,13,14
1953-56	Cyclotron (Illinois)	Cpteurs pptels et émulsions	D.A 12,3 et 22,9 MeV	15,16,17
1953	Cyclotron (Indiana)	Emulsions	D.A 12,88 et 21,62 MeV	18
1956	Van de Graaff (Rice)	Scintillateur CsI (Tl)	D.A. et C.E. de 3 à 6 MeV	19,20
1957-59	Cyclotron (Birmingham)	Emulsions	D.A. de 23,1 à 38,5 MeV	21,22
1960	Van de Graaf (Rice)	Scintillateurs Cel (Tl)	C.E. de 5 à 9 MeV	23
1960-61	Cyclotron (Yale)	Scintillateurs et émulsions	D.A. de 6,43 à 7,78 MeV	24,25
1960	Cyclotron (Seattle)	Scintillateurs CsI (Tl)	D.A. de 37,6 à 40 MeV	26
1960	Cyclotron (60", Berkeley)	Scintillateurs CsI (Tl)	D.A. de 36,8 à 47,3 MeV	27
1961	Cyclotron (INSU Tokio)	Scintillateurs CsI (Tl)	D.A. à 32,5 et 35,5 MeV	28
1961	Synchrocyclotron (Berkeley)	Scintillateur plastique	915 MeV (17°, 26°, 45°)	29
1963	Tandem (O.N.R. Caltech)	Jonctions lithium	D.A. et C.E. de 3,8 à 12 MeV	30
1964	Tandem (Heidelberg)	Jonctions lithium	D.A. de 10 à 20 MeV	31
1964	Cyclotron (IKO Amsterdam)	Scintillateur CsI	D.A. à 51 MeV	32
1964	Cyclotron (88", Berkeley)	Jonctions lithium	D.A. ct C.E. de 23 à 120 MeV	33,34,35

TABLE I

Les expériences de diffusion α - α réalisées entre 1927 et 1964.

Dans la colonne réservée à la description du travail, D.A. est écrit pour distribution angulaire, C.E. pour courbe d'excitation

Au cours des dix années d'avant guerre, le groupe de Rutherford étudie les écarts entre la diffusion α - α et la diffusion de Mott (diffusion coulombienne de particules identiques) en utilisant des sources naturelles dont l'énergie est dégradée par des absorbants de mica. Résolution en énergie et taux de comptage ne permettent que de faibles précisions.

Aucune recherche n'est entreprise dans ce domaine pendant la guerre et ce n'est qu'en 1951 que le sujet est à nouveau abordé par les Universités américaines dotées de cyclotrons à énergie fixe et de Van de Graaff. Photo-multiplicateurs, compteurs proportionnels et émulsions nucléaires sont utilisés pour la détection des particules diffusées et la région de 0 à 20 MeV est explorée avec une grande précision. Mais la qualité des faisceaux de cyclotrons et des moyens de détection ne permet pas une étude précise de la région de 20 à 40 MeV où la structure de ⁸Be est particulièrement complexe.

Ce n'est qu'avec l'avènement des cyclotrons à énergie variable et des jonctions diffusées de lithium que la région de 20 à 120 MeV a pu être couverte avec une précision comparable à celle qui était autrefois réalisable dans le domaine des basses énergies. L'étude que nous présentons traite de ces expériences.

LES DEPHASAGES A BASSE ENERGIE ET LES TROIS PREMIERS MEMBRES DU "SPECTRE ROTATIONNEL". POTENTIELS PHENO-MENOLOGIQUES

Si les expériences d'avant guerre avaient conduit J.A. Wheeler [36] à la conclusion erronée de de l'existence d'un 0⁺ à 3 MeV d'excitation dans le ⁸Be, l'accumulation au cours des années 50 de données expérimentales précises à basse énergie et l'apparition des calculateurs électroniques permettent de calculer un ensemble cohérent de déphasages (fig. 1) et de dégager les caractères essentiels de la diffusion α - α . On met ainsi en évidence l'existence des trois premiers états de ^bBe : le fondamental, 0^+ , à 0,0945 ± 0,0014 MeV, le 2^+ à 2,9 MeV et le 4^+ à 11,4 MeV. A vrai dire la diffusion α - α ne permet pas de déceler la résonance de l'onde S correspondant au fondamental malgré une étude très précise [14] et ne peut qu'assigner une limite supérieure de 3,5 eV à sa largeur. Mais l'étude de réactions telles que ⁹Be(p,d)⁸Be [37, 38] résout ce problème sans ambiguité. Les ondes D et G présentent au contraire un comportement résonnant bien marqué ; leur analyse au moyen de la formule à un niveau (20, 23, 30, 39, 40) montre que leur largeur est de l'ordre de la limite de Wigner, ce qui indique un haut degré de pureté pour la configuration α - α . On trouve cependant que la formule à un niveau ne permet pas de décrire les résonances sur toute leur largeur et les paramètres en sont, de ce fait, assez mal définis. Le fait que les énergies de ces trois états suivent une loi en l(l + 1) incite plusieurs auteurs à les décrire comme les premiers membres du spectre rotationnel d'un rotateur rigide, quoique le modèle des couches^(*) prédise la même séquence (43, 44, 45) et plusieurs potentiels sont avancés pour décrire l'interaction α - α par une force à deux corps. Le fait que le déphasage de l'onde S devienne négatif à une énergie de bombardement de l'ordre de 20 MeV montre la présence de forces répulsives de courte portée tandis que la séquence des résonances S, D et G demande des forces attractives de portée plus longue. Les potentiels phénoménologiques utilisés comportent donc un coeur dur d'un rayon de l'ordre du fermi entouré d'un puits de potentiel qui s'étend jusqu'à 4 ou 5 fermis. Les formes adoptées sont celles de Margenau [3] et de Haefner [46] : un puits carré dans les deux cas entourant une barrière infinie dans le premier, une barrière du type centrifuge dans le second. Peu réalistes, ces potentiels ont l'avantage de conduire à des calculs très simple. Les études les plus minutieuses (47, 48, 49) montrent non seulement que ces potentiels ne donnent pas une description très fidèle des déphasages mais surtout qu'ils varient considérablement d'une onde à l'autre (fig. 2).

^(*) C'est d'ailleurs un fait bien établi que le modèle des couches prédit un fort "clustering" αα pour le ⁸Be. La fonction d'onde correspondant à une configuration (s⁴p⁴) se factorise en effet en une partie décrivant deux particules α et une partie décrivant leur mouvement relatif (41, 42). Néanmoins, comme le modèle des couches ne permet de traiter aisément que d'états liés et que les niveaux du ⁸Be sont haut dans le continu, nous préférerons utiliser le langage du cluster model qui n'interdit pas l'emploi de fonctions d'onde non liées pour la description du mouvement relatif.



Fig. 1 : Les déphasages décrivant l'interaction α - α à basse énergie d'après [14, 30, 39]. Les courbes (---) et (---) correspondent aux potentiels de Haefner et Margenau illustrés en figure 2 respectivement. D'après Humphrey [47].

10



Fig. 2 : Potentiels phénoménologiques des types Margenau (à gauche) et Haefner (à droite) déterminés par Humphrey [47] pour décrire les déphasages α - α à basse énergie. Les déphasages engendrés par ces potentiels sont présentés en figure 1.

"L'ANONALIE" DE 40 NeV

Si le nombre et la qualité des expériences à basse énergie permettent de tracer une image satisfaisante de l'interaction α - α , ce n'est pas le cas des résultats expérimentaux obtenus sur les cyclotrons à énergie fixe.

Une analyse peu réaliste [50] couvrant un intervalle d'énergie entre 36,8 et 47,3 MeV [27] et utilisant un potentiel optique complexe mais sans coeur dur semble indiquer que les déphasages y continuent le comportement observé à basse énergie sans faire apparaître de nouveaux états de ⁸Be.

Cependant les distributions angulaires changent brusquement de forme aux alentours de 40 MeV, ce que, sans faire d'analyse de déphasages, Yavin attribue à la présence d'une résonance [26]. A.T. Berztiss [51] analyse les résultats de Birmingham [22] et de Berkeley [27] sans utiliser de déphasages imaginaires et conclut à l'existence de trois résonances - S, D et G - correspondant à une énergie de bombardement de l'ordre de 40 MeV.

Ce résultat semble improbable et on considère généralement qu'il faut attendre d'avoir des données expérimentales plus nombreuses et plus précises pour comprendre cette "anomalie".

LE SPECTRE DE ⁸Be

Beaucoup de voies autres que la voie α - α permettent de former le noyau composé ⁸Be et les réactions correspondantes étant fortement exoénergétiques, il est possible d'atteindre à des niveaux à haute énergie d'excitation en utilisant des Van de Graaff. Cette particularité explique l'abondance des données expérimentales dans ce domaine. Il n'est pas question de les passer en revue ici ni d'énumérer les références correspondantes tant le sujet est vaste.

Nous avons dressé en Table II la liste des seuils des réactions nucléaires les plus importantes calculés dans le système du laboratoire pour la voie (α, α) [55] et reproduisons en figure 3 le spectre du ⁸Be tel qu'il apparaît en référence 56.



Fig. 3 : Les niveaux de ⁸Be d'après T. Lauritsen et F. Ajzenberg-Selove [56].

TABLE II

Les seuils des principales réactions nucléaires pouvant affecter
la voie α-α, en MeV dans le système du laboratoire. Il faut sans
doute ajouter à cette liste deux voies (a,a*) correspondant aux
états excités de la particul ${f lpha}$ d'énergies
20 MeV et 22 MeV [52, 53, 54].

Fragments de réaction	Seuil
$^{7}Li + p$	34,73
⁷ Be + n	39,68
"He + p + t	41,21
⁴ He + n + ³ He	43,1
³ He + ⁵ He	43,6
t + ⁵ Li	43,6
⁶ Li + d	44,82
"He + 2d	44,77
${}^{6}Li + n + p$	49,28
⁵ He + p + d	54,2
⁶ He + 2p	54,8
⁵ Li + n + d	56,2
⁶ Be + 2n	60
3 He + d + t	76,47
4n + 4p	113,61

Si l'on omet les trois premiers états $(0^{+}, 2^{+} \text{ et } 4^{+})$ dont la largeur atteint la limite de Wigner et qu'on interprète comme des états à très fort parentage $(\alpha - \alpha)$, les autres membres du spectre du ⁸Be ont deux points en commun qu'il est important de noter :

- ils sont relativement étroits (de l'ordre de quelques centaines de keV),

- leurs énergies sont proches de celles des seuils des réactions nucléaires qui peuvent affecter la voie alpha-alpha.

Ces deux propriétés qu'on retrouve chez les spectres de la plupart des noyaux légers [57, 58], 59] incitent à en donner une description à deux corps de parentage autre que $\alpha - \alpha$: ⁶Li + d, ⁷Be + n, ⁷Li + p, etc.

Ignorons dans ce qui suit les niveaux impairs pour passer une revue rapide des niveaux pairs connus, donc susceptibles d'excitation par diffusion $\alpha - \alpha$. A 16,6 et 16,9 MeV deux niveaux de même largeur (de l'ordre de 100 keV) se désintègrent par émission de particules α . Le premier est un 2⁺, le second un 0⁺ ou un 2⁺. On sait que les fondamentaux de ⁸B et de ⁸Li sont deux membres de la triade de spin isotopique T = 1 chez les noyaux de masse 8 [60, 61]. La question se pose d'identifier le troisième membre parmi les niveaux du ⁸Be. Les études récentes de la réaction ¹⁰B(d, α)⁸Be [62], du spectre α émis après la désintégration β de ⁸B [63] et des transitions γ à partir du niveau (1⁺ T = 1) à 17,64 MeV dans le ⁸Be [64] prêchent fortement en faveur du niveau à 16,6 MeV qui aurait bien entendu une faible proportion d'impureté T = 0 pour permettre l'émission de particules α , seul mode de désintégration possible puisqu'aucune autre voie n'est encore ouverte.

Les autres niveaux pairs connus s'étagent entre 20 et 25 MeV ; on les observe principalement dans l'étude des réactions ⁶Li(d, α) α et ⁷Li(p, α) α [65,66] mais leur analyse au moyen de la formule à deux niveaux de Blatt et Biedenharn [67] ne permet pas de tirer de conclusions claires. On pense généralement qu'ils sont tous des 2⁺ de spin isotopique T = 0 et Temmer suggère que trois d'entre eux auraient un parentage ⁶Li + d [68] ; mais les tentatives d'interprétation avancées jusqu'ici sont assez confuses. Nous allons clore ce paragraghe de présentation des études antérieures de la diffusion α - α en exposant les méthodes et les résultats des calculs effectués à partir de l'interaction nucléon-nucléon.

Avant la guerre quelques études [3,69] sont faites dans le langage de la physique atomique (forces de Van der Waals et de Heitler-London), et Wheeler [2] développe le concept de groupe résonnant.

L'idée de base des calculs d'après guerre est que les particules α . sont des groupements si solides, si stables et si indéformables que l'interaction n'affecte que leur mouvement relatif : on peut ainsi traiter phénoménologiquement l'effet des forces nucléon-nucléon à l'intérieur de chaque groupement et ne retenir dans les calculs que ce qui affecte leur mouvement relatif.

On écrit donc l'équation de Schrödinger

$H\Psi = E\Psi$

pour les huit nucléons en omettant dans le potentiel nucléon-nucléon 1) le coeur dur 2) les parties spin orbite et tenseur ; on espère que les particules α resteront assez séparées pour que 1) soit justifié et que les forces dépendant du spin sont suffisamment saturées dans chacun des groupements pour que 2) soit justifié.

Comme il n'est pas question de décrire chacune des particules α avec de telles forces on écrit la fonction d'onde totale sous la forme

$$\Psi = A \psi$$
 (12345678)

$$\psi$$
 (12345678) = ψ (1234) ψ (5678) χ (r)

où A est l'opérateur d'antisymétrisation entre les huit nucléons, φ la fonction d'onde de l'état fondamental de la particule α , et χ (r) une fonction du seul vecteur r reliant les centres de gravité de chacun des groupements.

On peut ainsi choisir une forme pour φ dont on ajuste les paramètres de telle sorte qu'on rende compte du rayon et de l'énergie de liaison de la particule α .

Ce que l'on fait de l'équation de Schrödinger ainsi obtenue varie selon les auteurs.

Certains, oubliant que ⁸Be n'est pas lié, prennent pour χ (\vec{r}) une fonction d'onde liée et calculent des niveaux du système en utilisant la méthode variationnelle de Ritz [70 à 73]. Cette méthode manque beaucoup de rigueur puisque les états de ⁸Be sont des résonances dans le continu mais rend compte simplement du spectre rotationnel.

D'autres intègrent l'équation de Schrödinger sur les coordonnées des nucléons à l'intérieur de chaque groupement et obtiennent ainsi une équation intégro différentielle

 $(\nabla_r^2 + k^2 - W(\vec{r})) \quad \chi(\vec{r}) = \int K(\vec{r}, \vec{r'}) \chi(\vec{r'}) d\vec{r'}$

mettant en évidence un potentiel direct W (\vec{r}) et des termes d'échange non locaux (intégrale du second membre). On a écrit k pour le nombre d'onde du mouvement relatif des deux groupements alpha.

Une analyse en ondes partielles de cette équation permet soit de dégager les déphasages en raccordant χ (r) aux fonctions coulombiennes à grande distance [74, 75] soit de remplacer la nonlocalité du second membre par un potentiel local approché (mais dépendant du moment cinétique relatif *l* des deux groupements) [76, 77, 78].

On a tenté de justifier le succès de ces calculs en étudiant en détail la polarisation des parti- α que l'on trouve faible [79].

Quoiqu'il en soit ils rendent compte quantitativement du double aspect de l'interaction α - α : répulsion à courte distance provenant des termes d'échange [80] et attraction au-delà, due au terme direct. Nous donnons en table III un résumé des calculs que nous avons cités et présentons en figure 4, en exemple, les résultats de Schmid et Wildermuth [75].

TABLE III

Résumé des études faites de l'interaction α - α à partir des forces nucléon-nucléon et de leurs caractéristiques essentielles. Tous les auteurs ont pris des fonctions ϕ gaussiennes pour décrire l'état de chacun des groupements α

Interaction nucléon-nucléon	Utilisation faite de l'équation d'onde	Référence
$(\frac{2}{3}$ Serber + $\frac{1}{3}$ Rosenfeld) Yukawa	Traitement variationnel (f°" d'essai gauss.)	70
$(\frac{2}{3}$ Serber + $\frac{1}{3}$ Rosenfeld) Gaussienne	Traitement variationnel (f ^{on} d'essai gauss.)	71
(Serber) Gaussienne	Traitement variationnel (f° d'essai r ⁴ × gauss.)	72,73
$(\frac{2}{3}$ Serber + $\frac{1}{3}$ Rosenfeld) Gaussienne	Détermination des déphasages	74
(94 % Serber + 6 % Rosenfeld) Gaussienne	Détermination des déphasages	75
(Serber) Gaussienne	Etude des termes non locaux	76
(divers mélanges Serber-Rosenfeld) Gaussienne	Potentiel approché (dev ^t de Taylor des termes non locaux)	77
OPEP et TPEP approchés par des gaussiennes.	Potentiel approché (théorème de la moyenne appliqué aux intégrales d'échange)	78



Fig. 4 : Les déphasages α - α obtenus par Schmid et Wildermuth [75] à partir d'une force nucléon-nucléon 94 % Serber + 6 % Rosenfeld et les déphasages expérimentaux à basse énergie.

0.3 - PLAN D'ENSEMBLE DE L'EXPOSE

L'existence des travaux que nous avons présentés dans le paragraphe précédent, la mise en service à Berkeley d'un cyclotron à énergie variable capable d'accélérer jusqu'à 130 MeV un faisceau de particules α d'excellente qualité, la fabrication en série de jonctions diffusées de lithium, nous ont conduit à effectuer deux séries de mesures destinées à améliorer notre connaissance de l'interaction α - α : dans la première, nous utilisons des faisceaux de 50 à 120 MeV pour sonder plus profondément qu'il était autrefois possible les forces α - α . Dans la seconde nous profitons de la souplesse du cyclotron à énergie variable pour explorer les résonances de la région de 40 MeV que les tandems ne peuvent pas encore étudier.

Nous diviserons l'exposé de ce travail en six chapitres. Nous rappelerons tout d'abord quelques formules et définitions afin d'en établir le vocabulaire. Dans le second chapitre nous présenterons l'appareillage utilisé au cours des expériences. Le troisième sera consacré aux méthodes expérimentales mises en jeu et aux problèmes posés par la réduction des données. Les résultats des mesures à haute énergie feront l'objet du quatrième chapitre où nous présenterons les déphasages complexes qui décrivent l'interaction $\alpha-\alpha$ dans ce domaine. La mise en évidence de deux nouveaux membres (l = 6 et l = 8) du spectre rotationnel et la détermination d'un potentiel phénoménologique mieux défini que dans les études antérieures grâce à la petitesse des paramètres d'impact mis en jeu seront part de ce chapitre. Le cinquième chapitre sera consacré à l'étude des résonances étroites que nous avons observées entre 30 et 50 MeV et que nous comparons aux niveaux connus du ⁸Be. Nous présenterons enfin dans le sixième chapitre, un calcul de l'énergie de liaison du carbone 12 mené en considérant ce noyau comme étant formé de trois particules α interagissant par l'intermédiaire du potentiel phénoménologique introduit au chapitre IV.

CHAPITRE I

VOCABULAIRE ET FORMALISME

Dans ce chapitre, afin de ne pas alourdir inutilement la suite de l'exposé, nous rappelons certains concepts dont la connaissance sera utile au cours des chapitres suivants. Notre but est simplement de montrer dans quel cadre se situent les arguments avancés dans la littérature et quel est le langage dans lequel ils sont énoncés. Nous sommes conscients du manque total de rigueur de ces paragraphes mais il n'est dans notre intention ni surtout dans notre compétence, de discuter la validité et les fondements des idées que nous y rappelons.

1.1 - ANALYSE EN ONDES PARTIELLES - METHODE DES DEPHASAGES [81, 82, 83] (*)

Considérons le problème de diffusion de deux particules dont nous supposons qu'elles n'ont pas de spin, qu'elles n'interagissent qu'à courte portée, qu'elles ne peuvent donner lieu à aucune réaction nucléaire, qu'enfin elles sont discernables.

Prenons comme axe polaire la direction du vecteur d'onde incident k et soient (r, θ , ϕ) les coordonnées polaires du vecteur r qui joint les deux particules. La symétrie de révolution du problème permet de décrire le mouvement relatif par une fonction d'onde ψ (r, θ).

On définit l'amplitude de diffusion $f(\theta)$ par la relation asymptotique

$$f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} = \lim_{r \to \infty} \psi(r, \theta) - e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}$$
(1)

et on montre que la section efficace différentielle de diffusion est reliée à cette amplitude par la relation

$$\frac{d\sigma}{d\omega}(\theta) = |f(\theta)|^2$$
(2)

Les ondes propres de l'opérateur moment cinétique sont des ondes sphériques et nous désignons par l leur nombre quantique orbital. Afin de pouvoir développer sur elles le second membre de la relation (1) nous définissons les quantités a_l et φ_l par l'identité

$$\lim_{r \to \infty} \psi(r, \theta) \equiv \sum_{l} a_{l} \frac{\sin\left(kr - l\frac{\pi}{2} + \delta_{l}\right)}{r} P_{l} (\cos \theta)$$
(3)

Il vient alors

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (e^{2i\delta l} - 1) P_l(\cos \theta)$$
(4)

 δ_l représente la différence entre la phase de l'onde partielle sortante d'ordre l avec et sans inter-

^(*) Notons que la diffusion de noyaux identiques de spin nul (¹²C - ¹²C, ¹⁶O - ¹⁶O) est décrite par le même formalisme que celui que nous présentons ici [84].

action : c'est le déphasage d'ordre l. La relation (4) ne permet de définir δ_l qu'à π près ; aussi convient-on de choisir $\delta_1 = 0$ s'il n'y a pas d'interaction et de prendre pour δ_1 la valeur obtenue par passage continu de l'interaction de zéro à ce qu'elle est. On peut montrer ainsi qu'à énergie nulle le déphasage δ_l prendra la valeur

$$\delta_1 \quad (\mathbf{E} = \mathbf{0}) = \mathbf{K}_1 \pi \tag{5}$$

où K_l est le nombre d'états liés de nombre quantique orbital égal à l.

La section efficace totale s'obtient par intégration sur θ

$$\sigma_{tot} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) |e^{2i\delta l} - 1|^2$$
(6)

Lorsque les particules sont identiques les ondes de la relation (1) doivent être symétriques dans l'échange des deux particules, opération qui consiste à changer θ en π – θ dans notre système de coordonnées.

L'amplitude de diffusion devient alors

$$f_{s}(\theta) = f(\theta) + f(\pi - \theta)$$
(7)

Dans le développement (4), à cause de la propriété des polynômes de Legendre

$$\mathbf{P}_{l} (\cos \theta) = (-)^{l} \mathbf{P}_{l} (\cos [\pi - \theta])$$
(8)

les ondes partielles d'ordre impair inters'èrent destructivement, celles d'ordre pair constructivement

$$f_{s}(\theta) = \frac{1}{ik} \sum_{l \neq alr} (2l + 1) (e^{2i\delta l} - 1) P_{l}(\cos \theta)$$
(9)

et on a de même

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l \text{ psir}} (2l+1) |e^{2i\delta l} - 1|^2$$
(10)

Lorsqu'à l'interaction nucléaire à courte portée vient s'ajouter une interaction coulombienne, le formalisme précédent peut être conservé en remplaçant les ondes sphériques libres par les ondes de diffusion coulombienne. On a alors les relations

$$\frac{d\sigma}{d\omega}(\theta) = |f_{s}(\theta)|^{2}$$
(11)

$$f_{s}(\theta) = f_{cs}(\theta) + f_{WS}(\theta)$$
(12)

$$f_{cs}(\theta) = f_{c}(\theta) + f_{c}(\pi - \theta)$$
(13)

$$f_{c}(\theta) = -\frac{\eta}{2k\sin^{2}\frac{\theta}{2}} \exp\left\{-i\eta\log(\sin^{2}\frac{\theta}{2}) + 2i\sigma_{0}\right\}$$
(14)

$$f_{NS}(\theta) = \frac{1}{ik} \sum_{l \neq air} (2l + 1) (e^{2i\delta l} - 1)e^{2i\sigma l} P_l(\cos \theta)$$
(15)

On parle d'amplitude de diffusion coulombienne pour f_{cs} (θ), d'amplitude de diffusion nucléaire pour $f_{\mu s}(\theta)$.

Les c_l sont les déphasages coulombiens définis par

$$\sigma_l = \arg \Gamma (l + 1 + i\eta) \tag{16}$$

Si on ne s'intéresse qu'aux sections efficaces on peut remarquer que $|e^{2i\sigma_0}|=1$ et s'affranchir de ce facteur en écrivant

$$\widetilde{f}_{c}(\theta) = \frac{\eta}{2k\sin^{2}\frac{\theta}{2}} \exp\left\{-i\eta\log\left[\sin^{2}\frac{\theta}{2}\right]\right\}$$
(17)

$$\widetilde{f}_{\text{NS}}(\theta) = \frac{1}{ik} \sum_{l \text{ pair}} (2l + 1) \left(e^{2i\delta l} - 1 \right) e^{2i\left[\sigma_l - \sigma_0\right]} P_l \left(\cos \theta \right)$$
(18)

et utiliser pour le calcul de $\sigma_l - \sigma_0$ la relation

$$\sigma_l - \sigma_0 = \sum_{s=1}^{l} \operatorname{Arc} \operatorname{tg} \frac{\eta}{s}$$
(19)

Le paramètre coulombien 7 est défini par

$$\eta = \frac{\mathbf{q}\mathbf{q}'}{\mathbf{n}\mathbf{v}} \tag{20}$$

où v est la vitesse incidente et q et q' les charges des deux particules.

En l'absence d'interaction nucléaire les déphasages δ_{l} sont nuls et la section efficace se réduit à celle de Mott

$$\frac{d\sigma}{d\omega_{\text{mott}}}(\theta) = \frac{\eta^2}{4k^2} \left(\frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} + \frac{1}{\cos^4 \frac{\theta}{2}} + \frac{2}{\sin^2 \frac{\theta}{2} \cos^2 \frac{\theta}{2}} \cos \left\{ \eta \log tg^2 \frac{\theta}{2} \right\} \right)$$
(21)

On peut enfin rendre compte de la présence de réactions nucléaires en introduisant des déphasages complexes pour décrire la voie élastique. La section efficace de réaction s'écrit alors

$$\sigma_{reac} = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l \text{pair}} (2l + 1) (1 - |e^{2i\delta l}|^2) = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l \text{pair}} \sigma_{reac}^l$$
(22)

En décomposant

$$\delta_{l} = \operatorname{Re} (\delta_{l}) + i \mathcal{J} m (\delta_{l})$$
(23)

on voit que la condition

 $\sigma_{\rm reac}^l \ge 0 \tag{24}$

implique

$$\Im m(\delta_1) \ge 0 \tag{25}$$

Signalons enfin que l'étude de la diffusion d'un paquet d'ondes par un potentiel montre que le retard τ_l de la transmission de l'onde *l* diffusée est proportionnel à la dérivée du déphasage par rapport à l'énergie

$$\tau_{l} \alpha \frac{d(\delta_{l})}{dE}$$
(26)

1.2 - PROBLEME A DEUX CORPS - DIFFUSION POTENTIELLE [81]

La diffusion d'une onde plane par un potentiel de rayon limité (nul à l'extérieur d'une sphère de rayon r_0) engendre des déphasages δ_1 qui sont entièrement définis par la valeur q_1 que prend en r_0 la dérivée logarithmique de la solution régulière à l'origine de l'équation radiale. On montre que la relation entre δ_1 et q_1 prend une forme assez simple

$$\delta_l = \tau_l + \rho_l \tag{27}$$

$$\tau_{l} = -\operatorname{Arctg} \frac{j_{l}(kr)}{n_{l}(kr)} | r = r_{o}$$
(28)

$$\rho_l = \operatorname{Arctg} \frac{P_l}{q_l - S_l}$$
(29)

 j_l et n_l sont la fonction de Bessel sphérique et la fonction de Neuman respectivement. P_l est le "facteur de pénétration" défini par

$$P_{l} = \frac{1}{(kr_{0}) (j_{l}^{2}(kr_{0}) + n_{l}^{2}(kr_{0}))}$$
(30)

et S₁ est le "facteur de déplacement de niveau" défini par

:

$$S_{l} = 1 + kr_{0} \frac{j_{l} (kr_{0}) j_{l}' (kr_{0}) + n_{l} (kr_{0}) n_{l}' (kr_{0})}{j_{l}^{2} (kr_{0}) + n_{l}^{2} (kr_{0})}$$
(31)

Le déphasage τ_l est celui que créerait une sphère impénétrable (hard-sphere phase-shift). ρ_l , par l'intermédiaire de q_l , contient toutes les informations relatives à l'interaction à l'interieur de la sphère de rayon r_0 . Dans le cas où un champ coulombien règne à l'extérieur de cette sphère le formalisme est le même à condition de remplacer les fonctions $j_l(kr)$ et $n_l(kr)$ par $\frac{1}{kr}$ $F_l(kr)$ et $\frac{1}{kr}$ $G_l(kr)$ où F_l et G_l sont les fonctions coulombiennes. On a alors

$$\delta_l = \tau_l + \rho_l \tag{32}$$

$$\tau_l = -\operatorname{Arctg} \frac{F_l \ (kr_0)}{G_l \ (kr_0)}$$
(33)

$$\rho_l = \operatorname{Arctg} \frac{P_l}{q_l - S_l}$$
(34)

$$P_{l} = \frac{kr_{0}}{G_{l}^{2} (kr_{0}) + F_{l}^{2} (kr_{0})}$$
(35)

$$S_{l} = \frac{kr_{0} (F_{l} (kr_{0}) F_{l}^{*} (kr_{0}) + G_{l} (kr_{0}) G_{l}^{*} (kr_{0}))}{F_{l}^{2} (kr_{0}) + G_{l}^{2} (kr_{0})}$$
(36)

Il faut noter que ce formalisme permet une très grande latitude dans le choix de r_0 puisque si le potentiel est nul pour r < r_0 , il l'est aussi pour r < r_0' , quelque soit $r_0' > r_0$. Il prendra cependant tout son intérêt lorsque r_0 sera choisi aussi proche possible de la portée réelle du potentie;

L'étude dans ce cadre de la diffusion par un puits carré profond montre que le déphasage ρl est en général négligeable, donc que l'onde ne pénètre pas dans la région interne, sauf autour de quelques valeurs discrètes d'énergies E, où ρ_l augmente brusquement de π suivant la loi

$$\rho_l = \operatorname{Arctg} \frac{\Gamma}{2(E_r - E)}$$
(37)

 Γ est une quantité d'autant plus petite devant E, que le puits est plus profond par rapport à l'énergie de la particule incidente : on parle d'une résonance de diffusion et la section efficace de diffusion varie très rapidement dans son voisinage commençant par augmenter ou diminuer selon la valeur du déphasage τ_l avant résonance. Le temps de vie de l'état métastable formé à la résonance est de l'ordre de $\frac{\hbar}{\Gamma}$. Dans le cas général d'un puits de potentiel quelconque les déphasages se comportent de façon analogue, la netteté des résonances s'estompant au fur et à mesure que la forme du puits dévie de celle d'un puits carré profond. Si un potentiel $V_1(r)$ est supérieur à un autre potentiel, $V_2(r)$, quelque soit r, il engendre des déphasages $\delta_1(E)$ inférieurs aux déphasages $\delta_2(E)$ qu'engendre $V_2(r)$ et ceci quelque soit E. En particulier des potentiels partout positifs ou partout négatifs engendrent des déphasages négatifs ou positifs respectivement.

1.3 - PROBLEME A PLUSIEURS CORPS ; NOYAU COMPOSE [82, 85, 86]

Les relations 32 à 36 données dans le paragraphe précédent entre le déphasage et la dérivée logarithmique de la fonction d'onde en $r = r_0$ restent valables même si l'interaction à l'interieur de la sphère de rayon r_0 n'est plus régie par un potentiel. La théorie des réactions nucléaires repose sur cette remarque qui permet de concentrer sur la description de q_l toutes les hypothèses physiques que l'on veut faire sur l'interaction.

Le modèle du noyau composé est construit sur les idées suivantes :

- les forces nucléaires sont à courte portée : avant l'interaction (voie d'entrée) et après l'interaction (voie de sortie) le système est décrit par une fonction d'onde à deux corps sujette au seul potentiel coulombien.

- pendant l'interaction (à des distances d'approche inférieures aux rayons des voies d'entrée et de sortie) l'ensemble des particules interagissent fortement et la voie de sortie, ainsi que les lois qui régissent la réémission, sont indépendantes de la voie d'entrée.

On interprête alors les résonances de la façon suivante : pour certaines valeurs de l'énergie la particule incidente est retenue très longtemps dans le noyau composé avant d'être réemise : "l'état" correspondant du noyau composé a un temps de vie long, donc une largeur étroite. Un état du noyau composé pouvant se désexciter dans plusieurs voies d'indices i on définit des largeurs partielles Γ_i^l pour chacun de ces processus et la largeur totale de l'état est

$$\Gamma_l = \sum_i \Gamma_i^l \tag{38}$$

Si une largeur partielle Γ_i^l approche la largeur totale l'état correspondant a un haut degré de pureté dans la configuration correspondant à la voie i.

Wigner et Eisenbud [87] donnent pour q₁ au voisinage d'une résonance l'expression

$$q_l = \frac{E_l - E}{\gamma_l^2}$$
(39)

et définissent E_l et γ_l^2 comme les "énergie caractéristique" et "largeur réduite" de l'état décrit. De E_l et γ_l^2 on extrait "l'énergie d'excitation" E_l et la "largeur partielle" Γ_i^l

$$\mathbf{E}_{r}^{l} = \mathbf{E}_{l} - \gamma_{l}^{2} \mathbf{S}_{l} \tag{40}$$

$$\Gamma_i^l = 2P_l \quad \gamma_l^2 \tag{41}$$

En utilisant la seconde règle de somme (sommation sur les voies) Teichman et Wigner[88] donnent une limite supérieure de γ_l^2 appelée limite de Wigner

$$\Upsilon_{W} = \frac{3\hbar^2}{2\mu r_0^2} \tag{42}$$

où µ est la masse réduite des particules de la voie d'entrée.

1.4 - REMARQUES SUR LA TERMINOLOGIE [89]

On emploie généralement le terme de résonance de diffusion pour une résonance décrite par une image de l'interaction à deux corps et ceux d'état métastable ou état semistable ou tout simplement résonance dans le cas d'une description par le modèle du noyau composé. Du point de vue du phénomène de diffusion aucune différence fondamentale ne permet de distinguer ces deux cas : toutes les informations mesurables sont contenues dans la connaissance des déphasages, donc de la matrice S

$$S_{1} (k^{2}) \equiv e^{2i\delta_{1}(k^{2})}$$
 (43)

On sait [89, 90] que les résonances sont associées aux pôles de la matrice S dans le feuillet non physique (absence d'onde entrante), un pôle en $k^2 = k_r^2 - i \frac{\Gamma}{2}$ engendrant en son voisinage un déphasage résonnant

$$\delta_l = \operatorname{Arctg} \left\{ \frac{\Gamma}{2 \left(k_r^2 - k^2 \right)} \right\} + \dots$$
(44)

Lorsque k² franchit k²_r, δ_l augmente de π d'autant plus rapidement que Γ est plus petit ; mais si Γ est important les autres singularités de la matrice S ne peuvent pas être négligées à la traversée de la résonance et δ_l n'a pas le temps d'augmenter de π , aucun critère absolu ne permettant de tracer la limite entre résonances étroites et résonances larges.

Le nom d'état virtuel est souvent mployé dans la littérature pour désigner les résonances : nous le réserverons aux états associés aux pôles de la matrice S sur l'axe k^2 réel négatif de la feuille non physique (fig. 5) ; un tel état possède une longueur de diffusion négative (état singulet n-p) et nous n'en rencontrerons aucun exemple.



Fig. 5 : Le plan complexe de la variable k^2 et les singularités de la matrice S.

Remarquons enfin que dans le cas de ⁸Be le seuil d'émission de particules est au-dessous du niveau fondamental : ses états sont donc tous des résonances dans le continu, mais pour lesquelles on emploie souvent, et parfois inconsidérément, le vocabulaire du spectre discret, pourvu qu'elles soient étroites et séparées. Cet abus de langage s'explique si l'on note que les états liés se désexcitent par transition électromagnétique, donc ont une largeur non nulle et si l'on remarque les nombreuses analogies entre états liés et résonances, les états liés correspondant eux aussi à des pôles de la matrice S, mais situés sur l'axe k² réel négatif du feuillet physique.

1.5 - EFFETS DE SEUIL

C'est un trait commun à la physique des particules élémentaires et à celle des noyaux légers que l'abondance des résonances au voisinage des seuils.

Lorsqu'une voie s'ouvre une coupure apparaît sur l'axe k^2 réel positif à l'énergie du seuil [89] ; en partant de l'analyticité de la matrice S on peut évaluer grossièrement la répercussion de cette singularité sur les déphasages réels qui se traduit par une anomalie $\Delta \operatorname{Re} \{\delta_l(k)\}$. Ce traitement est généralement réservé à la physique des particules élémentaires [91] mais Morinigo [92] l'applique à la physique nucléaire, donnant pour l'anomalie l'expression

$$\Delta \text{Re } \{ \delta_{l}(k) \} = \frac{k}{\pi} \text{P.P.} \int \frac{2 \text{ Im } \{ \delta_{l}(k') \} dk'}{k'^{2} - k^{2}}$$
(45)

Un grand nombre d'études [57, 58, 59, 93] et surtout [94, 95] préfèrent interpréter les effets de seuil de la façon suivante :

Le modèle du noyau composé distingue entre deux régions : la région externe, régie par la seule interaction coulombienne, et la région interne, siège d'interactions nucléaires qu'on ne sait pas décrire, mais dont il suffit de connaître les conditions aux limites. On perfectionne ce modèle en intercalant entre les deux régions une zone intermédiaire où l'interaction est décrite - pour chaque voie i - par la queue d'un potentiel attractif à deux corps U_i .

En étudiant les modifications apportées aux conditions aux limites, par la présence du potentiel U_i , Baz [94] montre que - pourvu que U_i soit assez profond - la matrice de diffusion dépend de l'énergie de façon très sensible au voisinage du seuil de la voie i. En particulier l'existence de résonances est fortement favorisée dans cette région et leur étude montre qu'elles correspondent à des états métastables dont la largeur approche la limite de Wigner dans la configuration de la voie i. Tombrello et Phillips [95] font une étude similaire dans le langage du "cluster model": ils explicitent la dépendance de l'interaction sur chacune des voies i en écrivant la fonction d'onde du système sous la forme

$$\psi = \begin{pmatrix} \theta_1 & \psi_1 \\ \\ \theta_2 & \psi_2 \\ \\ \\ \theta_i & \psi_i \end{pmatrix}$$

où Ψ_i est une fonction d'onde décrivant le mouvement des groupements de particules correspondant à la voie i et θ_i le coefficient de parentage associé à cette configuration. L'hamiltonien s'écrit dans ce formalisme

H = T +	U ₁ H ₁₂ H ₂₁ U ₂		
		U,	

où T est l'opérateur d'énergie cinétique et où les H_{ij} décrivent explicitement les couplages entre les diverses configurations.

On met ainsi en évidence l'existence de résonances au voisinage des seuils pour lesquelles on retrouve les mêmes caractères que dans l'analyse de Baz, en particulier un fort parentage pour la configuration correspondant à la voie qui va ou qui vient de s'ouvrir.

Signalons pour terminer les études de Newton[115]et Yamaguchi [116] qui reprennent en détail les conclusions de Wigner [117] sur la présence de points d'inflexion ou de rebroussement dans le comportement des sections efficaces au voisinage des seuils.

1.6 - CINEMATIQUE

Terminons ce chapitre en rappelant les lois qui régissent la cinématique de la diffusion de deux particules identiques à l'approximation non relativiste.

L'énergie E et l'angle de diffusion θ sont reliés dans le système du laboratoire par la relation

۰.

$$E_{lab} = E_0 \cos^2 \theta_{lab}$$

où E_0 est l'énergie de bombardement. Le passage au système du centre de masse est gouverné par les relations

$$E_{cm} = \frac{1}{2} E_{lab}$$
$$\theta_{cm} = 2 \theta_{lab}$$

et le jacobien de la transformation est

$$J = \frac{1}{4\cos\theta_{lab}}$$

Aucune diffusion n'est cinématiquement possible pour $\theta_{lab} > 90^{\circ}$ et les distributions angulaires sont symétriques dans le système du centre de masse autour de $\theta_{CM} = 90^{\circ}$.

CHAPITRE II

APPAREILLAGE EXPÉRIMENTAL

2.1 - LE CYCLOTRON DE 88" DE BERKELEY

Les problèmes posés par la construction [96] et le fonctionnement [97] du cyclotron de Berkeley ont été décrits en détail dans la littérature.

Cependant, les performances de cette machine ayant joué un rôle prépondérant dans la réalisation des mesures présentées ici (que n'aurait pas permise un cyclotron conventionnel) nous consacrons ce paragraphe à une brève description de l'accélérateur en mettant l'accent sur les problèmes qui lui sont particuliers. Ses caractéristiques essentielles sont résumées en table IV.

Nous avons travaillé avec des faisceaux internes de l'ordre de 20 μ A. Une sonde télécommandée permet de fréquentes vérifications au cours des expériences de la variation d'intensité du faisceau en fonction du rayon des orbites : cette mesure décèle d'éventuelles conditions de fonctionnement impropre ; elle donne en outre la valeur de l'efficacité d'extraction qui est de l'ordre de 30 %.



Fig. 6 : La position x de la source virtuelle radiale du cyclotron en fonction de l'énergie E des particules α extraites. x et E sont mesurées en inches et en MeV respectivement. La discontinuité observée à 80 MeV correspond à un changement de branchement des bobines concentriques. On notera qu'entre 20 et 50 MeV x varie peu, ce qui assure une géométrie assez stable pour les mesures des courbes d'excitation.

TABLE IV

Diamètre des pièces polaires	88 in			
Champ moyen maximum	17 kG			
Entrefer colline à colline	7,5 in			
Domaine haute fréquence	5,5 à 16,5 Mc/s			
Tension dee	70 kV			
Trois secteurs spiralés				
- Epaisseur	2,15 in			
- Angle maximum	55°			
17 paires de bobines concentriques				
5 bobines par vallée				
Un seul dee sur 180°				
Un déflecteur électrostatique construit en deux canaux				
Une source d'ions conventionnelle réglable en position et en orientation				





Fig. 7 : Les énergies du faisceau incident mesurées par absorption au cours des expériences de courbes d'excitation en fonction du carré de la fréquence cyclotron affichée.



Fig. 8 : Vue schématique de la chambre de diffusion. Les lettres réfèrent aux explications du texte.

Seul le canal d'entrée du déflecteur est mis sous tension dans la plus grande partie du domaine d'énergie. Vers les hautes énergies (>80 MeV) le canal de sortie est cependant utile pour rapprocher le faisceau de l'axe d'alignement de l'ensemble expérimental.

La position de la source virtuelle d'où semble provenir le faisceau extrait après avoir franchi le champ de fuite de l'aimant, est en effet fortement excentrée vers les hautes énergies. C'est l'existence de cette mauvaise géométrie d'une part et la difficulté de monter en tension sur le déflecteur d'autre part, qui nous ont interdit l'utilisation d'un faisceau de 130 MeV.

Le hasard veut que dans le domaine d'énergie où nous avons mesuré les courbes d'excitation, la position de la source effective soit pratiquement stationnaire, ce qui nous a permis de garder au cours de cette expérience une géométrie assez stable. Nous montrons en figure 6 la variation, en fonction de l'énergie, de la position de la source effective [98].

Les dimensions caractéristiques de cette source sont :

hauteur	0,45 in
largeur	0,15 in
divergence angulaire verticale	8,8 10 ⁻³ rad
divergence angulaire horizontale	$34 10^{-3} \text{ rad.}$

Nous estimons à 250 keV la largeur moyenne d'un faisceau de 65 MeV non analysé mais aucune mesure précise n'a été faite de cette grandeur.

La stabilité de l'ensemble des paramètres de la machine est extrêmement bonne : aucun ajustement n'est en général nécessaire une fois que le faisceau est correctement réglé. Ceci nous a permis de faire des mesures très rapprochées en énergie : un écart de 20 keV à 30 MeV est la limite audessous de laquelle il n'est plus possible de faire des mesures reproductibles. Nous donnons en figure 7 l'énergie du faisceau mesurée en fonction de la fréquence cyclotron affichée. Les discontinuités qu'on y observe correspondent à des changements du régime de fonctionnement : les 17 paires de bobines concentriques ne sont montées que sur 11 alimentations, ce qui oblige certaines d'entre elles à être en série. Selon le domaine d'énergie dans lequel on travaille, on doit donc adopter une solution de branchement différente. Pour chaque solution le faisceau a été optimisé une fois pour toute et les valeurs correspondantes des paramètres de la machine (position de la source, position du déflecteur) enregistrées. Le passage d'une région à l'autre s'accompagne donc d'un changement discontinu de ces paramètres, donc de la relation fréquence-énergie.

2.2 - LA CHAMBRE DE DIFFUSION

Nous avons représenté sur la figure 8 une coupe diamètrale schématique de la chambre de diffusion.

Une couronne centrale fixe A de 9,75 in de rayon interne et 17 in de rayon externe repose par l'intermédiaire de trois piliers à 120° sur une plaque circulaire B. Deux couronnes C et D sont susceptibles, au-dessus et au-dessous de A, de mouvements de rotation concentriques, par l'intermédiaire des roulements à bille E. Dans chacune des couronnes mobiles on a percé quatre trous cylindriques F à 90° les unes des autres. Ils définissent des axes qui passent par le centre de la chambre et font avec le plan médian des angles de 10°. A l'extérieur des couronnes on a usiné des surfaces planes G perpendiculaires à ces axes et équidistantes du centre de la chambre. On peut soit boucher ces orifices, soit y placer des détecteurs ; mais dans ce cas on ne peut observer que des angles de diffusion θ compris entre 10° et 70°. Si l'angle de rotation de la couronne est ϑ_{μ} on a la relation

$\cos \theta = \cos \theta_{H} \cos 10^{\circ}$

La plaque B est supportée par un bâti tubulaire qui repose sur trois vérins permettant d'ajuster la hauteur de la chambre et de la mettre à niveau. Six vis, deux faisant tourner la chambre autour de son axe, quatre la déplaçant latéralement, permettent des mouvements de translation d'ensemble. Dans un trou percé au centre de la plaque B, un cylindre H coaxial est susceptible de mouvements de rotation. Il contient un porte cibles I qui peut être déplacé verticalement au moyen d'une crémaillère ; lorsque celui-ci est en position basse il est possible de fixer, sur un bloc J de laiton recouvrant le cylindre H, des bras d'acier K qui servent de support à des détecteurs mobiles dans le plan médian. Un couvercle amovible L repose sur la couronne supérieure ; une cloche de verre M fixée en son centre et des fenêtres de mylar percées dans la couronne centrale permettent d'observer l'intérieur de la chambre sans casser le vide.

Une pompe à diffusion à huile de 4 in de diamètre est connectée, par l'intermédiaire d'une trappe à azote liquide, à un orifice latéral percé dans la plaque B. Un autre orifice, dans l'axe du faisceau en aval du porte cibles, contient un support amovible N auquel on peut fixer soit une cage de Faraday à anneau de garde, soit des fentes isolées qui permettent de contrôler l'alignement du faisceau par lecture du courant sur chacune de leurs lèvres. Tous les joints statiques sont des joints toriques en caoutchouc. Les joints tournants 0 sont des couronnes de polyéthylène à section prismatique. Pour permettre le passage du faisceau deux orifices W et X diamétralement opposés sont percés dans la couronne centrale. Un tube d'acier P passé dans l'orifice amont s'emmanche dans un bloc de laiton Q fixé à la plaque B. Toutes les pièces mobiles sont mues par des moteurs que i'on peut commander depuis la salle de comptage. La lecture de leurs positions se fait sur des échelles précises munies de verniers. La majorité des pièces est en acier inoxydable plaqué au cadmium.

Les tolérances assignées à la construction sont extrèmement sévères : par exemple \pm 0,001 in sur la distance des surfaces G au centre de la chambre, \pm 0,005° sur les graduations des couronnes mobiles.

A l'aide d'une lunette nous avons procédé à diverses vérifications sur la précision de la construction, en général au 1/100e de degré près.

Nous avons par exemple monté la lunette dans chacun des orifices F et placé dans le porte cibles un objet ponctuel. Par rotations séparées de la couronne supérieure et du porte cibles, nous avons ainsi trouvé que leurs axes de rotation différaient de $0,002 \pm 0,001$ in. En plaçant l'objet sur la couronne inférieure et la lunette sur la couronne supérieure, nous avons trouvé que la distance entre les couronnes était de $0,001 \pm 0,002$ in supérieure à la distance spécifiée et que les axes de rotation des couronnes étaient parallèles à $\pm 0,01^{\circ}$ près. Après avoir mis la chambre sous vide nous avons constaté, en utilisant un comparateur, un affaissement de 0,0021:0,0006 in de la distance de séparation des couronnes. Nous avions pu nous familiariser avec la chambre, en apprécier la précision et y porter plusieurs améliorations au cours d'une expérience [99] antérieure où nous en avions appris l'usage.

2.3 - APPAREILLAGE ACCESSOIRE

COLLIMATION DU FAISCEAU

Sur un socle solidaire du bâti de la chambre et 28 in en amont de son axe quatre lèvres de tantale R, deux horizontales et deux verticales, sont destinées à contrôler la position du faisceau et à n'en accepter dans la chambre que la partie désirée. Chaque lèvre, fixée à un bloc de cuivre refroidi par circulation d'eau et guidé dans des rails de téflon, est susceptible de mouvements de translation commandés par un palmer et isolée électriquement pour permettre une lecture de courant. L'extrémité amont du tube P s'emmanche dans la boîte à fentes.

Logés dans le bloc de laiton Q, un diaphragme d'entrée S et un diaphragme antiscattering T sont à peine effleurés par le faisceau en condition normale de fonctionnement. Chacun d'eux est constitué de quatre lèvres de tantale fixées sur un support de nitrate de bore.

Nous donnons en table V les dimensions de ces diaphragmes. Diverses épaisseurs sont utilisées selon le domaine d'énergie étudié.

TABLE V

Dimensions en inches des diaphragmes définissant la collimation du faisceau à l'entrée de la chambre de diffusion. Les lettres R, S, T correspondent aux appelations du texte

Diaphragme	Distributions angulaires	Courbes d'excitation
R – largeur	0,040	0,050
R – hauteur	0,140	0,080
S – largeur	0,050	0,050
S – hauteur	0,200	0,080
T – largeur	0,060	0,060
T - hauteur	0,200	0,100

CIBLE GAZEUSE

La chambre tout entière fait office de cible gazeuse. Deux fenêtres, l'une U de 25 microns de nickel montée en amont sur le bloc Q, l'autre V de 100 microns d'Havar montée en aval dans l'orifice X, l'isolent du vide.

La pression de gaz utilisée est de l'ordre de 10 cm de mercure ; dans ces conditions un faisceau α de 100 MeV est dégradé de 50 keV au centre de la chambre, de 250 keV à la sortie.

Un système complexe de canalisations (fig. 9) permet un balayage continu de la chambre. Le débit d'hélium, contrôlé par une vanne à aiguille, est mesuré par lecture du niveau d'une bille mobile dans un tube de verre gradué, évasé et vertical, placé en dérivation sur la canalisation principale. Un manostat cartesien à mercure fonctionnant sur le principe du ludion permet de maintenir la pression constante à \pm 0,2 %. Les canalisations d'arrivée et de sortie du gaz pénètrent dans la chambre par une des fenêtres de la couronne médiane où le mylar est remplacé par une plaque métallique.

C'est également sur cette plaque qu'est connecté un manomètre de précision Wallace et Tiernan. Les orifices des canalisations sont protégés par un chapeau métallique qui empêche l'établissement de régimes turbulents et la répercussion, par effet Piteau, de l'influence du débit sur la mesure du manomètre.

Avant de casser le vide on emplit d'hélium l'ensemble du système afin d'éviter l'apparition de contaminations par dégazage.

Un thermomètre est mis au contact avec le couvercle de la chambre par l'intermédiaire d'un bain d'huile.

Une caméra de télévision permet de surveiller la pression et la température depuis la salle de comptage.

COLLECTION DES CHARGES

Après avoir franchi la chambre de diffusion le faisceau est stoppé par un bloc de cuivre encastré dans une cage de Faraday Y refroidie par circulation d'eau. Un aimant permanent en entoure l'ouverture afin d'éviter une perte d'électrons.

Cinq roues télécommandées Z, à dix positions chacune, permettent de dégrader l'énergie du faisceau en intercalant des absorbants d'aluminium sur son parcours. Leur mouvement est tel que le temps de changement de position est beaucoup plus petit que le temps d'exposition. Le courant s'écoule de la cage de Faraday dans une capacité dont la tension aux bornes est maintenue constamment nulle. Il est possible d'amplifier un signal proportionnel au courant pour en permettre un enregistrement graphique et d'utiliser le signal intégré pour mesurer la charge totale écoulée.



Fig. 9 : Le système de pompage et de remplissage de la chambre à diffusion.

GEOMETRIE DE DETECTION

Sur chacune des couronnes un des trous F est utilisé pour la détection. L'orifice intérieur abrite un diaphragme de définition de la longueur de cible. L'orifice extérieur débouche sur un tube fixé avec précision à la surface G. Ce tube peut être fermé par une vanne et porte à son extrêmité extérieure un diaphragme de définition d'angle solide. Une boîte contenant le détecteur et une roue, sur laquelle on peut fixer des absorbants et une source de ²⁴¹Am, terminent l'ensemble. Un bras K dans la première série de mesures, deux dans la seconde série (faisant entre eux un angle de 43,1°, tel que si l'un est au zéro droit de P₂ (cos θ_{CM}) l'autre soit au zéro gauche de P₄ (cos θ_{CM}), servent de bancs d'optique pour la détection dans le plan médian. Cet arrangement permet, dans les mesures de distribution angulaire, d'observer les particules diffusées jusqu'à 5° (10°_{CM}) vers l'avant. Ils supportent, du centre vers la périphérie, un diaghragme de définition de cible, un tube de laiton tapissé de quatre rondelles "antiscattering", un diaphragme de définition d'angle solide et une boîte isolée servant à loger le détecteur. Nous donnons en table VI les diverses dimensions décrivant la géométrie de la détection, tant pour les compteurs équatoriaux que pour ceux des couronnes.

Chaque détecteur peut être isolé de la région à faible pression d'hélium par une fenêtre de 100 microns d'Havar qui lui permet de travailler sous une atmosphère d'air. Au cours de la première série de mesures cette précaution s'avère utile car des claquages apparaissent à basse tension. L'amélioration de la technique de fabrication des jonctions nous permet de nous affranchir de cette servitude au cours de la seconde série où nous faisons travailler les détecteurs sans ennui sous une pression d'hélium de 10 cm de mercure.

TABLE VI

Dimensions en inches des diaphragmes définissant la géométrie de détection. Let D sont les distances du centre de la chambre aux diaphragmes dont les largeurs sont E et A respectivement. La hauteur du diaphragme arrière est B. La résolution angulaire est un triangle dont la largeurà mi-hauteur est Δθ. Pour les compteurs des couronnes, Δθ dépend de l'angle d'observation; mais cette dépendance étant très faible aux angles où nous les avons utilisés, nous donnons une valeur moyenne de Δθ

Détecteur	L	D	Е	А	В	∆0 °
Couronnes inférieure et supérieure (distributions angulaires)	10	16	0,125	0,125	0,190	1,25
Compteur équatorial (distributions angulaires)	3	8	0,050	0,050	0,200	0,55
Couronne supérieure (courbes d'excitation)	4,2	16,4	0,040	0,040	0,040	0,2
Couronne inférieure (courbes d'excitation)	10,3	16,4	0,210	0,210	0,076	2,1
Zéro de P_2 (cos θ_{CH}) (courbes d'excitation)	2,1	8,1	0,063	0,065	0,184	0,6
Zéro de P_{4} (cos θ_{cH}) (courbes d'excitation)	3,1	8,1	0,055	0,054	0,185	0,6

OPTIQUE DU FAISCEAU ET ALIGNEMENT

Nous montrons en figure 10 une vue d'ensemble de l'expérience et en figure 11 un tracé schématique des trajectoires suivies par les particules.

Une fois extrait du cyclotron, le faisceau est focalisé par une paire d'aimants quadrupolaires Q_1 avant de pénétrer dans l'aimant d'analyse A. Sans cette première focalisation les pouvoirs analyseurs du champ de fuite du cyclotron et de l'aimant A agiraient en sens inverse. A l'entrée de Q_1 des lèvres télécommandées X_1 permettent de diminuer la divergence angulaire du faisceau et d'éviter qu'il ne rencontre les parois des tubes de transport dont le diamètre intérieur est de 4 in.

Vers les hautes énergies, pour rattraper l'excentricité de la source effective, nous devons utiliser ces fentes à plus de 1 in de l'axe mais en marche normale elles sont centrées et ouvertes à 1/4 in environ. Leur largeur règle l'intensité du faisceau admis dans la chambre de diffusion mais en première approximation n'a pas d'effet sur sa résolution.

A la sortie de Q_1 des lèvres Y_1 jouent verticalement le même rôle que X_1 radialement. Elles sont généralement ouvertes à 3/4 in. Deux plaques de carbone (l'une émergeant à peine de l'ombre de l'autre) et un quartz permettent à l'entrée de A d'étudier l'image formée.

Le faisceau est dévié de 40° dans l'aimant d'analyse puis repris par une paire dequadrupoles Q_2 qui en donnent une image radiale dans le mur de protection de la salle cyclotron. Dans le plan vertical, le faisceau reste parallèle sur ce trajet.

Une paire de lèvres X_2 télécommandées est utilisée à cet endroit comme fente d'analyse. Des sondes bifilaires à l'entrée et à la sortie de Q_2 et un quartz amovible en X_2 permettent d'étudier le faisceau dans cette région. En fermant les fentes d'analyse à 0,060 in nous obtenons une largeur de 100 keV pour un faisceau de 65 MeV. Des fentes plus étroites ne laissent passer qu'un faisceau plus faible mais dont la résolution ne semble pas meilleure. Le faisceau est repris dans la salle d'expérience par une paire de quadrupoles Q_3 qui le focalisent au centre de la chambre de diffusion. Une sonde bifilaire en amont de Q_3 permet de vérifier le parallélisme du faisceau dans cette région.

Dans le support de cibles, au centre de la chambre, nous pouvons placer soit des quartz, soit des papiers ozalid, soit enfin un diaphragme carré qui permet d'y étudier la focalisation du faisceau.

Nous ajustons le courant de chaque aimant par étape, en observant le faisceau et en lui donnant les caractéristiques requises. Tous les aimants travaillent bien au-dessous des conditions de saturation : pour changer d'énergie nous pouvons interpoler les valeurs des nouveaux paramètres. Nous devons cependant parfaire les réglages à chaque nouvelle énergie pour optimiser le faisceau, ce qui in-troduit sans aucun doute de légères fluctuations dans la géométrie des mesures de courbes d'excitation.

Pour faire un saut en énergie de l'ordre de 200 keV il faut compter environ quinze minutes. L'alignement de l'ensemble expérimental s'effectue en trois étapes : définition d'un axe de la chambre de diffusion, observation de l'axe du faisceau, alignement de ces deux axes.



Fig. 10 : Plan de l'ensemble expérimental. Les lettres réfèrent aux explications du texte.

RADIAL



VERTICAL

Fig. 11 : Tracé schématique des trajectoires suivies par les particules incidentes.

Pour définir l'axe de la chambre nous opérons comme suit :

- la chambre est mise à niveau à l'aide d'un niveau à bulle,

- une mire est placée dans le porte cibles et élevée dans le plan médian de la chambre, ce qu'on vérifie à l'aide d'un pied à coulisse,

- une lunette horizontale est placée dans la salle d'expérience de telle sorte que son axe optique rencontre la mire et le zéro des graduations de la couronne A,

- on note les positions des palmers des fentes R lorsqu'elles sont centrées sur l'axe optique de la lunette,

- on ajuste les fentes N sur l'axe de la lunette,

- on a ainsi défini matériellement un axe RN de la chambre et on vérifie par rotation

du bloc J qu'on peut faire coïncider l'axe de la lunette avec celui des diaphragmes montés sur chacun des bras K.

Pour matérialiser l'axe du faisceau nous opérons comme suit :

- toutes les fentes sur le trajet du faisceau sont ouvertes à l'exception de X_2 que nous laissons étroite et centrée,

- on marque un papier ozalid fixé sur une roue Z,

- on marque un papier ozalid intercalé au niveau de R.

L'alignement final se fait en déplaçant la lunette jusqu'à ce que son axe rencontre les deux tâches laissées par le faisceau sur les papiers ozalid (l'observation de la tâche amont étant rendue possible en escamotant le papier aval par rotation de la roue Z). On déplace ensuite la chambre jusqu'à ce que l'axe RN coïncide avec le nouvel axe optique de la lunette. Nous estimons la précision de ces opérations à 0,01 in environ.

Cet alignement nous permet de travailler avec un faisceau stable et bien centré. L'intensité mesurée dans la cage de Faraday est en général de l'ordre de 50 à 200 nA. Les caractéristiques géométriques du faisceau au centre de la chambre son présentées en table VII.

TABLE VII

Caractéristiques du faisceau au centre de la chambre de diffusion au cours des mesures de distributions angulaires

Largeur	0,050 ±0,010 inches
Hauteur	0,060 ±0,020 inches
Divergence radiale	0,5 10 ⁻³ radian
Divergence verticale	10 ⁻³ radian
•	

COMPTEURS ET ELECTRONIQUE

Les détecteurs sont des jonctions de silicium diffusé de lithium, construites selon un processus décrit en référence 100. Les épaisseurs utilisées sont diverses mais varient entre 40 et 80 MeV d'alpha. Aux plus hautes énergies nous devons utiliser des absorbants d'aluminium devant les détecteurs.

Pour réduire la zone morte on forme une barrière de surface sur la face d'entrée : on la meule, peint un cordon de vernis de silicone sur son périmètre, puis évapore de l'or sur l'ensemble (fig. 12).

Une pointe d'acier inoxydable portée à la haute tension est appliquée contre la mesa par un ressort en cuivre au bérylium et appuie à son tour le détecteur contre une rondelle d'argent (ou de simple laiton dans la seconde série de mesures) mise à la masse.

La haute tension appliquée est de l'ordre de 250 volts ; les courants de fuite ne dépassant pas 10 μ A. Les signaux de sortie sont transportés par des câbles à basse capacité vers les entrées de préamplificateurs à nuvistors fonctionnant dans l'air ; la haute tension y est appliquée à travers une résistance de 0,1 MQ.Les signaux préamplifiés (0,2 μ s de montée, 35 μ s de descente) sont transportés par un câble de 125 Ω à l'entrée d'un amplificateur linéaire à mise en forme par ligne à retard placé en salle de mesures. Des fenêtres déclenchées par les "cross-over" de ces signaux permettent d'aiguiller les spectres dans différentes parties de l'analyseur.

Les sorties des amplificateurs linéaires sont connectées à des amplificateurs à seuil qui permettent de n'analyser que la partie supérieure des spectres, et dont les sorties sont mélangées puis envoyées dans le convertisseur d'un analyseur 400 canaux. Dans la première série de mesures deux analyseurs sont en fait utilisés : sur l'un on enregistre (2×200) les spectres des compteurs des couronnes, sur l'autre (1×400) celui du compteur équatorial. Dans la seconde série de mesures un seul analyseur (4×100) reçoit les spectres des quatre détecteurs. Des échelles permettent d'enregistrer le nombre de signaux d'aiguillage transmis par chaque fenêtre, le nombre de portes à l'ouverture de l'analyseur, le temps de vie de l'analyseur et le temps de comptage. Nous pouvons ainsi effectuer les corrections de temps mort qui sont en première approximation les mêmes pour chaque spectre. Ces corrections sont en général inférieures à 1 % mais peuvent exceptionnellement atteindre quelques pour-cent.



Fig. 12 : Une jonction diffusée de lithium montée dans son support.

De légères différences dans le matériel utilisé au cours des deux séries de mesures n'affectent pas le principe de fonctionnement de l'ensemble.

Afin d'éviter des erreurs de lecture de la charge collectée au cours d'une mesure nous commandons l'analyseur par l'électromètre préréglé pour un nombre entier de charges de la capacité sur laquelle il est branché.

CHAPITRE III

MÉTHODES EXPÉRIMENTALES ET RÉDUCTION DES DONNÉES

3.1 - TESTS ET CALIBRATIONS

Avant d'entreprendre les mesures de la première distribution angulaire à 63,9 MeV, nous vérifions que nous ne perdons pas de faisceau par diffusion multiple en amont de la cage de Faraday: nous comparons pour cela les nombres de coups détectés pour une même charge incidente, par un compteur observant, à l'angle du premier maximum diffractionnel [99], les particules α diffusées élastiquement par une feuille mince de nickel naturel placée au centre de la chambre, dans les deux cas suivants : 1) ni fenêtres, ni gaz, 2) fenêtres en place (25 µin de nickel à l'entrée, 100 µin d'havar à la sortie) et 10 cm Hg d'hélium entre elles. Aucune différence ne peut être décelée dans les limites d'incertitude (légèrement inférieures à 1%) dues à la statistique. Ce test n'est pas répété aux basses énergies où nous nous contentons d'observer la taille du faisceau à l'entrée de la cage de Faraday en y marquant un papier ozalid.

Toujours à 63,9 MeV incident, nous comparons les taux de comptage mesurés pour différentes pressions de gaz (10 à 20 cm de mercure) et différents débits ; l'intensité du faisceau est variée entre 10 et 100 m μ A ; là encore les résultats concordent dans les limites de la statistique (1 %).

Dans les mesures de distribution angulaire nous pouvons nous assurer de l'alignement correct du faisceau en comparant les taux de comptage des compteurs des couronnes placés à un même angle et en faisant alterner aux petits angles (<10° lab) les mesures du compteur équatorial à droite et à gauche du faisceau incident. Pour vérifier la symétrie des distributions angulaires autour de 45° lab nous les poussons jusqu'à 50° et même jusqu'à 60° dans le cas de la mesure à 63,9 MeV. Enfin pour vérifier l'efficacité des détecteurs nous observons dans plusieurs cas un même angle avec deux compteurs différents. L'ensemble de ces tests est satisfaisant. En particulier nous obtenons un excellent accord entre les mesures faites par le compteur équatorial et par ceux des couronnes ; compte tenu de la différence de géométrie et de la différence d'épaisseur des diaphragmes, ceci nous paraît être un indice sérieux de l'absence de diffusion appréciable par les diaphragmes. Ces tests ne sont pas répétés pour la seconde série de mesures.

Le manomètre Wallace et Tiernan est calibré avant et après chaque expérience : nous comparons dans ce but les indications qu'il donne à celles d'un manomètre à huile connecté à la chambre de diffusion et contenant de l'huile de pompe à diffusion dégazée dont nous mesurons la densité avec précision. L'accord est excellent (0,1%). L'électromètre est calibré avec une source de courant, plusieurs fois au cours de l'expérience. On peut s'assurer que dans les limites de faisceau utilisé ses indications sont indépendantes de l'intensité. Plusieurs thermomètres sont disposés en salle d'expérience et indiquent des températures qui concordent dans les limites de la précision des lectures ($\sim \pm 0,05^{\circ}$).

3.2 - MESURE DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

Sept énergies sont étudiées : 53,4 ; 58,5 ; 63,9 ; 69,9 ; 77,6 ; 99,6 et 119,9 MeV à des _{fait}gles espacés de un à deux degrés (2° à 4° dans le système du centre de masse). Chaque distribution angulaire est précédée et suivie par une mesure de l'énergie du faisceau ; on explore ensuite très rapidement avec de mauvaises statistiques la région du premier maximum. Celui-ci une fois situé, on y place le compteur de la couronne inférieure qu'on utilise comme moniteur au cours du reste de la mesure. Le compteur équatorial reste vers les petits angles où son angle solide est suffisant,
tandis que le compteur de la couronne supérieure n'est utilisé qu'au delà de 18° (et en général de 28°), angle auquel la trace sur les diaphragmes du plan de diffusion est diagonale.

Aux hautes énergies les faibles taux de comptage aux angles arrière nous obligent à faire plusieurs mesures à l'avant pour une seule à l'arrière, à accepter de plus grands écarts angulaires entre les différentes mesures et à se contenter de mauvaises statistiques. La salle d'expérience est ouverte à chaque changement d'angle et deux expérimentateurs lisent indépendamment les angles, la pression et la température. Chaque point demande une vingtaine de minutes de comptage, temps qui nous permet d'analyser grossièrement les résultats au fur et à mesure que progresse l'expérience et d'accumuler assez de coups pour obtenir des statistiques de l'ordre du pour-cent.

3.3 - MESURE DES COURBES D'EXCITATION

Quatre détecteurs sont utilisés. Les deux compteurs équatoriaux, fixes l'un par rapport à l'autre, sont placés à + 27,75° et - 15,32°, angles auxquels les polynômes de Legendre $P_2(\cos \theta_{CM})$ et $P_4(\cos \theta_{CM})$ s'annulent respectivement. Le compteur de la couronne supérieure est placé à 10°, c'est-à-dire près d'un zéro de $P_6(\cos \theta_{CM})$ et à un angle avant où il est intéressant de connaître la section efficace pour extraire les déphasages imaginaires, comme nous l'avait montré un calcul préliminaire. Ce compteur doit être changé au cours de l'expérience après avoir été le siège de claquages intempestifs, mais une grande partie des mesures à basse énergie est faite sans lui. Enfin le compteur de la couronne inférieure est placé à 45° où la symétrie des distributions angulaires fait s'annuler la dérivée de la section efficace différentielle par rapport à l'angle de diffusion. Une centaine d'énergies sont étudiées, entre 25 et 55 MeV. Une vingtaine de minutes est consacrée au comptage et autant au changement d'énergie.

L'énergie n'est mesurée que tous les 1 ou 2 MeV au début de l'expérience mais nous réalisons vite que cette mesure est suffisamment rapide pour mériter d'être faite à chaque énergie. Le jeu d'absorbants dont nous disposons nous permet de faire deux mesures indépendantes de l'énergie à chaque point.

Nous notons chaque fois la fréquence cyclotron et les valeurs des courants dans les aimants placés sur le trajet du faisceau.

L'opérateur dispose en permanence de la lecture du courant qui s'écoule dans les lèvres des fentes X_2 et R et dans la cage de Faraday ; il surveille que ces courants restent constants et balancés.

La pression et la température sont lues par télévision, ce qui permet de ne pénétrer que rarement en salle d'expérience.

Les sauts en énergie sont typiquement de l'ordre de 250 keV mais descendent jusqu'à 50 keV lorsque la structure s'affine.

Enfin plusieurs points sont étudiés à des moments très espacés pour s'assurer de la reproductibilité des mesures.

3.4 - ANALYSE DES SPECTRES

Les problèmes posés par l'analyse des spectres sont minimes : les Q des réactions possibles sont suffisamment élevés pour que les fragments correspondants restent bas dans le spectre. Les pics sont des triangles qui s'élèvent au-dessus d'un fond nul ou négligeable ; leur largeur est assez constante aux cours d'une même distribution angulaire pour qu'on les intègre sur un nombre donné de canaux de part et d'autre du maximum sans introduire d'erreur comparable à l'erreur statistique (fig. 13). Aux petits et aux grands angles quelques difficultés apparaissent.

Aux petits angles les taux de comptage augmentent considérablement et les effets de "slit scattering" se font ressentir : les pics y ont une forme asymétrique. D'autre part les particules diffusées par les impuretés sont plus nombreuses (leur section efficace devenant rapidement coulombienne alors que la diffusion α - α ne l'est pas encore) et la cinématique rapproche leur énergie de celles des particules étudiées (fig. 14). L'étude des pics d'impureté aux angles supérieurs permet d'estimer par extrapolation la quantité à soustraire des pics aux très petits angles. Ces corrections



Fig. 13 : Deux spectres typiques enregistrés à 63,9 MeV, l'un à 44° avec le compteur équatorial, l'autre à 30° avec le compteur de la couronne supérieure. Dans les deux cas le fond est négligeable. On notera la différence de la largeur associée à celle des résolutions angulaires.



Fig. 14 : Spectre des impulsions détectées par le compteur équatorial à 9° lab. pour une énergie incidente de 53,4 MeV.

sont de l'ordre de 5 % et souvent négligeables. Quant à l'effet d'asymétrie il demande une étude graphique de chaque spectre indépendamment.

Aux grands angles l'énergie des particules décroît rapidement et la largeur des pics augmente en conséquence, interdisant l'étude d'angles supérieurs à 60° et aux hautes énergies le taux de comptage y diminue considérablement. Un bruit de fond de l'ordre de quelques pour-cent, attribué à la présence de produits de réactions, doit être soustrait dans les cas les pires. Il est nécessaire d'identifier les pics de façon certaine : pour chaque énergie nous étudions la variation du numéro du canal du pic en fonction de son énergie compte tenu de la cinématique, du gain et du seuil de l'amplificateur, enfin de l'épaisseur d'absorbant placée devant le compteur (fig. 15). Cette étude nous permet de rejeter des points douteux, ce que nous sommes obligés de faire plusieurs fois dans le cas de la distribution angulaire à 119,9 MeV.



Fig. 15 : Un exemple d'étude cinématique des spectres ; pour chacun des spectres du compteur de la couronne supérieure pris au cours des mesures à 99,6 MeV, on a porté en ordonnée le numéro du canal dans lequel tombe le pic et en abscisse le produit ($E - \Delta E$) G, où E est lénergie des particules diffusées ; ΔE l'énergie perdue dans les absorbants placés devant le détecteur (éventuellement) ; G le gain de l'ensemble d'amplification . Cette méthode permet d'identifier le pic dans certains cas douteux et oblige parfois à rejeter des spectres. Les points entre parenthèses correspondent à des mesures faites avec un seuil bas différent à l'entrée de l'aiguilleur.

Entre les deux séries de mesures l'étanchéité de la chambre a diffusion est améliorée et aucune impureté n'est décelée au cours des études de courbes d'excitation. Comme ni petits ni grands angles ne sont alors étudiés, les problèmes précédents disparaissent. Mais une nouvelle difficulté apparaît : les pics présentent une traînée généralement négligeable, mais qui, pour quelques points, devient relativement importante (quelques pour-cent). Une étude systématique du phénomène montre que le rapport (traînée/pic) varie dans certains cas rapidement au voisinage d'une résonance et en sens inverse de la section efficace : cet effet s'explique peut être par la présence dans le faisceau d'une faible composante à basse énergie quoique nous ne possédions pas d'indice assez sûr pour affirmer la validité de cette interprétation. Dans les cas les pires nous avons arbitrairement ajouté au pic 50 % de la traînée et affecté le total d'une erreur égale à cet ajout.

3.5 - SECTIONS EFFICACES ABSOLUES

DETERMINATION DE LA CHARGE COLLECTES

La valeur de la charge prérèglée sur l'électromètre doit être corrigée pour le temps mort de l'analyseur et, dans le cas des distributions angulaires, comparee au nombre de coups enregistrés dans le moniteur.

Les corrections de temps mort sont toujours inférieures au pour-cent dans les mesures de courbes d'excitation et généralement de l'ordre de 0,5%. Au cours de ces mesures de très fréquentes calibrations de l'électromètre sont en accord excellent (mieux que 0,5%). Pour les mesures de distributions angulaires elles sont plus souvent de l'ordre de 1% et atteignent 5% aux petits angles. A 63,9 MeV qui est la première énergie à laquelle nous ayons fait des mesures, certains points dépassent même ces limites (fig. 16); nous les avons rejetés. La présence d'un moniteur dans cette série de mesures nous permet cependant de nous affranchir de ce problème : nous prenons comme charge effective Q_i^t d'une mesure i où la charge mesurée est Q_i et le nombre de coups enregistrés dans le moniteur M_i

$$Q_i^{\prime} = M_i \frac{\sum Q_i / M_i}{\sum i}$$

Nous étudions pour chaque énergie les fluctuations de Q_i/M_i (fig. 17); nous en calculons l'écart moyen que nous ajoutons à l'incertitude sur la calibration de l'électromètre pour obtenir l'erreur globale sur la charge (table VIII).



Fig. 16 : Corrections de temps mort (mesures à 63,9 MeV). Les points à haut temps mort (≥5 %) correspondent à des mesures qui ont été soit rejetées, soit recommencées.



Fig. 17 : Un exemple des fluctuations du rapport M/Q du nombre de coups dans le pic du moniteur à la charge collectée. Après application des corrections de temps mort ces fluctuations diminuent sensiblement. Le cas présenté sur cette figure est celui de la distribution angulaire mesurée à 77,6 MeV.

TABLE VIII

Erreurs sur la charge collectée au cours des mesures de distributions angulaires. δQ est l'erreur associée aux fluctuations du nombre de coups-moniteur, en pour-cent. ΔQ est l'erreur globale sur la charge, en pour-cent.

Energie (MeV)	ծQ	۵Q
53,4	0,5	1,3
58,5	1,2	2,0
63,9	1,0	1,8
69,9	0,3	1,1
77,6	1,0	1,8
99,6	0,8	1,6
119,9	1,4	1,9

TENPERATURE ET PRESSION

C'est le rapport P/T de ces deux quantités qui importe dans la détermination des sections efficaces. Dans les mesures de distributions angulaires les fluctuations de ce rapport sont étudiées (fig. 18) et combinées à l'incertitude sur la calibration du manomètre pour obtenir l'erreur globale. On observe que les fluctuations du rapport P/T sont en général plus faibles que celles de chacune de ces grandeurs prise séparément. On prend ensuite la valeur moyenne de P/T pour chaque série de mesures d'une même énergie (table IX). On note qu'à 119,9 MeV la pression est doublée afin d'améliorer le taux de comptage. Dans les mesures de courbes d'excitation l'absence de mesures le manomètre est placé tout près de la chambre de diffusion et semble sensible aux effets de température provoqués par le remplissage automatique de la trappe à azote liquide de la pompe



Fig. 18 : Les fluctuations de la pression P, de la température T et de leur rapport au cours des mesures à 63,9 MeV.

secondaire. Une étude de la lecture du manomètre en fonction de la température est faite après l'expérience et nous conduit à augmenter l'incertitude qui est dans ce cas de 0,8 %.

TABLE IX

Le rapport P/T en inches d'eau par degré Kelvin au cours des mesures de distributions angulaires. L'erreur indiquée correspond aux fluctuations du rapport pendant l'expérience

Energie (MeV)	P/T
53,4	0,1728 ± 0,0002
58,5	0,1726 ± 0,0002
63,9	0,1718 ± 0,0002
69,6	0,1718 ± 0,0002
77,6	0,1714 ± 0,0002
99,6	0,1725 ± 0,0002
119,9	0,3350 ± 0,0002

IMPURETES

Les mesures de courbes d'excitation ne permettent de déceler la présence d'aucune impureté. Mais au cours des mesures de distributions angulaires l'étanchéité de la chambre est moins bonne et on observe dans les spectres de petits pics qu'on identifie, après étude de leur cinématique, aux particules diffusées élastiquement par de l'hydrogène et par un corps de masse comprise entre 12 et 18. On vérifie grossièrement que la quantité d'hydrogène correspondante est compatible avec une proportion raisonnable de vapeur d'eau dans l'air (10 % d'humidité), ce qui permet de supposer que l'impureté décelée est de l'air (nous ne séparons par les pics ¹N et ¹⁶0).

Pour chaque série de mesures d'une même énergie des fluctuations de la quantité d'impureté sont étudiées (fig. 19) en examinant le rapport (pic d'impureté/pic α - α) dans le spectre du moniteur. Ce rapport est en général assez constant et la proportion d'impureté assez faible pour qu'une même correction soit appliquée à toute une série (table X). Ce n'est que dans le cas des mesures à 63,9 MeV que des variations de ce rapport atteignant ±150 % obligent à traîter le cas de chaque angle individuellement. La correction est calculée en examinant les taux de comptage vers l'avant et en extrapolant les mesures à 65 MeV [101] avec une formule représentant une diffusion diffractionnelle telle que celle que décrit le modèle de Blair :

$$\frac{d\sigma}{d\omega} \left(\mathbf{E}, \frac{\vartheta_{0}}{\sqrt{\mathbf{E}}} \right) = \frac{\mathbf{E}_{0}}{\mathbf{E}} \frac{d\sigma}{d\omega} \left(\mathbf{E}_{0}, \vartheta_{0} \right)$$



Fig. 19 : Le rapport, au cours des mesures à 58,5 MeV, du nombre de coups (Imp) du pic d'impureté à celui (⁴He) du pic élastique dans les spectres du moniteur. Ce rapport est beaucoup plus faible aux autres énergies mais en général aussi constant.

TABLE X

Corrections - provenant de la présence d'impureté dans l'hélium - sur la pression, et incertitudes sur ces corrections. A 63,9 MeV, où les corrections devaient être appliquées à chaque point individuellement, nous en donnons la valeur moyenne

Energie (MeV) 🛩	∆P/P en po∵r-cent
53,4	0,25 ± 0,03
58,5	5,0 ± 0,5
63,9	1,5
69,9	0,47 ± 0,23
77,6	0,11 ± 0,05
99,6	0,005 ± 0,005
119,9	· 0,04 ± 0,04

Ce n'est que dans le cas des mesures à 58,5 MeV qu'une proportion très importante d'air (~5 %) est présente. Il est raisonnable d'espérer qu'à cette énergie la loi d'extrapolation adoptée est encore très valable.

Nous comparons en figure 20 les formes des distributions angulaires mesurées en référence 101 et observées ici : l'accord est excellent.



Fig. 20 : Distribution angulaire de la diffusion à 65 MeV ${}^{14}N(\alpha, \alpha){}^{14}N$ d'après [101] - (•) - comparée à celle du pic d'impureté de nos mesures à 63,9 MeV - (o) -



Fig. 21 : Corrections relativistes appliquées auxangles de diffusion.

Fig. 22 : Corrections relativistes appliquées au jacobien. Elles sont positives en deça et négatives en delà de $\theta_{lab} = 45^{\circ}$.

.

GEOMETRIE

Les distances des diaphragmes au centre de la chambre sont mesurées au pied a coulisse et les dimensions de chaque diaphragme à l'aide d'un microscope dont on peut lire la position au micron près. Une étude minuticuse des effets de second ordre (dimensions et divergence du faisceau, défauts d'alignement, dimensions des diaphragmes, répercussion sur les sections efficaces des erreurs de lecture des angles) montre qu'ils sont de l'ordre du pour mille. L'erreur de lecture des angles est estimée à $\pm 0,01^{\circ}$ dans le système du laboratoire. La résolution angulaire est triangulaire ; aucune correction n'est faite pour tenir compte de son existence quoique dans les minimum les plus profonds des erreurs de quelques pour cent puissent apparaître.

Le passage du système du laboratoire à celui du centre de masse se fait en corrigeant les formules classiques donnant l'angle θ_{CH} et le jacobien J

$$\vartheta_{CM} = 2\theta_{lab}$$
$$J = \frac{1}{4 \cos \theta_{lab}}$$

pour les effets relativistes.

Les corrections mises en jeu sont faibles : elles n'atteignent jamais 0,5° pour θ ni 2 % pour J, (figs. 21 et 22).

3.6 - ENERGIES

Pour mesurer l'énergie du faisceau nous mesurons son parcours dans l'aluminium. Les absorbants sont pesés et mesurés avec soin, chacun d'eux étant constitué de plusieurs feuilles disposées de telle sorte que les effets d'inhomogénéité s'annulent. Le courant de la cage de Faraday est envoyé dans un enregistreur graphique après amplification tandis que la roue d'absorbants tourne de façon continue. Chacune des courbes ainsi obtenues est transcrite en coordonnées intensité-épaisseur (fig. 23) et le parcours est déterminé par interpolation au point d'intensité moitié de celle du faisceau non dégradé.





L'énergie est ensuite calculée en utilisant les tables [102] de Williamson et Boujot.

Les erreurs que nous présentons supposent des tables parfaitement exactes. Nous avons déjà remarqué que la relation fréquence cyclotron - énergie est très fidèlement suivie, ce qui nous permet d'en déduire les énergies des points où le parcours n'est pas mesuré. Les corrections dues à la présence des fenêtres et du gaz sont faites avec les tables [102], l'énergie que nous donnons étant celle du faisceau incident au centre de la chambre de diffusion. Nous estimons à 0,5 % la précision avec laquelle les énergies sont définies.

.

.

.

5

CHAPITRE IV

DIFFUSION POTENTIELLE

Nous présentons dans ce chapitre les résultats expérimentaux des mesures de distributions angulaires et l'analyse que nous en donnons.

4.1 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les valeurs des sections efficaces mesurées sont rassemblées en table XI et les distributions angulaires sont présentées en figure 24.

TABLE XI

La section efficace différentielle élastique $d\sigma/d\Omega_{c.m.}$ exprimée en millibarns par stéradian dans le système du centre de masse et l'incertitude relative $\Delta\sigma$ en pour-cent sont présentées en fonction de l'angle de diffusion exprimé en degrés dans le système du centre de masse. L'énergie incidente est donnée en MeV à la tête de chaque table ainsi que l'incertitude relative $\Delta\sigma_{abs}$ sur la valeur absolue des sections efficaces correspondantes. L'incertitude angulaire sur chaque mesure est ± 0,02°. Une astérisque en première colonne indique que la mesure a été faite avec le compteur de la couronne supérieure (donc avec une résolution angulaire plus large).

$E_{l_{ab}} = 53,40 \pm 0,15 \text{ MeV} \Delta \sigma_{abs} = 1,4\%$					
θ°	dσ/dΩ _{c.m.}	Δσ	₿°,	dσ/dΩ _{c.m.}	Δσ
9,93	1207	1,4	56,07	77,31	1,6
12,14	1056	1,5	58,07	76,76	1,6
13,95	931,7	1,1	60,08	70,89	1,7
16,16	715,0	0,7	62,08	60,71	1,8
17,96	567,4	0,6	* 63,14	53,40	1,3
19,97	421,49	0,7	64,09	48,35	2,0
20,17	395,39	0,8	65,03	42,93	1,5
21,98	276,95	1,1	• 66,93	28,74	1,7
23,98	185,30	1,0	• 68,33	16,33	2,1
25,99	113,33	1,1	• 70,73	10,45	2,7
28,00	64,13	1,2	• 72,64	8,60	3,1
30,00	35,15	1,6	•72,64	8,10	3,2
32,01	18,44	2,1	* 74, 56	12,05	2,6
34,01	9,692	2,9	*76,48	19,96	2,1

	$E_{lab} = 53,40 \pm 0,15 \text{ MeV}$ $\Delta \sigma_{abs} = 1,4 \%$							
θ°	dø/dw _{c.m.}	Δσ	9° c.™.	d∽/dω _{c.m.}	Δσ			
36,02	7,204	3,4	*80,32	51,57	1,5			
38,03	7,373	3,4	82,26	68,54	1,3			
40,03	10,52	3,0	84,18	88,41	1,3			
42,04	15,40	2,6	86,13	101,38	1,2			
44,04	24,39	2,2	88,07	114,65	1,2			
46,05	32,36	2,0	89,99	118,26	1,2			
48,05	44,21	1,8	91,93	115,32	1,3			
50,06	56,85	1,7	93,87	102,65	1,3			
52,06	66,82	1,6	9 5,82	90,81	1,3			
54,07	73,42	1,5	* 97,76	72,11	1,4			
•55,63	75,27	1,1	* 101,66	34,00	2,1			

$E_{lab} = 58,49 \pm 0,16 \text{ MeV} \simeq \Delta \sigma_{abs} = \pm 2,2 \%$						
θ°	dσ/dω _{c.m.}	Δσ	θ° _{c.m.}	dσ/dω _{c.m.}	Δσ	
9,94	1638	4,3	56,09	87,34	1,6	
11,95	1308	3,6	58,09	91,31	1,6	
13,95	1089	2,2	60,10	90,34	1,6	
15,96	820,4	1,7	62,10	85,22	1,7	
17,97	566,9	1,6	62,20	80,29	1,0	
19,98	363,5	1,2	*64,10	68,11	2,0	
21,98	220, 2	1,5	64,10	70,41	1,2	
23,99	119,9	1,2	65,99	56,68	1,3	
26,00	56,03	1,2	• 67,89	41,00	1,5	
26,00	56,29	1,5	6 9,79	28,20	1,5	
28,01	27,04	1,9	*71,72	18,82	2,1	
30,01	19,01	2,1	• 73,62	14,43	2,5	
32,02	21,66	2,8	75,54	15,54	2,4	
34,03	29,75	1,8	• 77,46	23,03	1,7	
36,03	35,56	2,2	*79,38	34,02	N , 8	
38,04	41,50	1,8	81,30	51,61	1,5	
40,04	43,13	2,3	* 83,24	66,20	1,4	
42,05	43,93	2,1	* 85,17	33,16	1,3	
44,06	43,60	2,0	* 87,11	96,32	1,3	
46,06	47,87	1,9	* 89,05	99,59	1,3	
48,07	53,62	1,9	9 0,99	99,40	1,3	
50, 07	59,94	1,7	9 2,93	96,05	1,3	
52,08	70,59	1,7	9 4,86	82,29	1,4	
54,08	80, 91	1,6	* 96,80	67,52	1,5	
•54,72	80,71	0,9	*100,70	35,39	2,1	

	$E_{lab} = 63,91 \pm 0,18 \text{ MeV}$ $\Delta \sigma_{abs} = \pm 1,9 \%$						
0° c.m.	dơ/dw _{c.m.}	Δσ	9°	d∽/dω _{c.■}	Δσ		
9,94	1556	3,0	* 38, 09	81,76	0,8		
10,14	1529	2,8	40,06	81,49	1,0		
11,95	1337	2,1	* 40,14	81,66	0,7		
12,15	1279	2,0	43,11	71,43	0,8		
14,16	982	1,7	44,07	67,64	1,1		
15,97	726,8	1,1	· • 44,17	67,15	0,8		
18,17	465,3	0,9	45,25	63,63	0,8		
19,98	300,2	0,7	48,08	55,89	1,3		
20,02	289,0	0,7	50,09	56,07	1,3		
22,19	138,4	0,9	52,09	56,67	1,3		
24,00	63,42	1,0	56,10	67,05	1,3		
26,21	19,48	1,8	56,10	67,68	1,3		
28,01	12,49	1,9	• 56,26	65,14	0,9		
28,01	13,02	1,9	58,11	69,07	1,3		
32,03	42,36	1,3	• 58, 27	70,71	0,9		
36,04	75,16	1,0	58,31	71,28	1,3		
* 36,06	74,25	0,8	60,11	73,50	1,3		
38,05	83,40	1,0	60,11	73,65	1,3		
60,15	73,51	0,9	88,28	55,51	1,2		
•63,18	66,98	1,0	9 0,02	56,87	1,2		
64,12	65,34	1,4	90,14	57,32	1,8		
67,12	49,48	1,6	90,14	56,84	1,8		
68,12	44,64	1,7	90,14	59,60	1,8		
70,77	29,39	1,4	•90,22	56,76	1,2		
74,13	15,30	3,0	9 2,16	56,57	1,3		
•74,59	15,33	2,0	94,14	48,90	2,0		
76,13	13,31	3,3	•97,80	31,82	1,7		
78,14	16,35	3,0	101,70	17,09	2,4		
78,44	16,40	2,0	101,74	16,41	2,4		
82,30	30,85	1,5	105,59	15,63	2,5		
84,22	40,55	1,4	109, 53	32,52	1,8		
86,14	50,74	1,9	113,40	53,91	1,5		
86,16	50,05	1,3	117,31	71,49	1,4		
88,14	56,25	1,8	119,25	74,09	1,4		
88,14	56,64	1,9	121,21	74,70	1,4		
88,14	57,65	2,0					

-

$E_{lab} = 69,91 \pm 0,20 \text{ MeV}$ $\Delta \sigma_{abs} = \pm 1,2 \%$					
θ°	dơ/dw _{c.m.}	Δσ	θ°	da∕dw _{c.m.}	Δσ
19,99	257,0	0,9	64,14	52,93	1,9
22,00	114,6	1,1	68,15	39,72	2,2
24,01	42,37	1,4	68,15	39,21	2,3
26,02	13,92	2,8	*70,79	28,71	1,9
28,03	17,38	2,2	72,16	21,74	3,1
30,03	38,93	1,9	74,62	13,69	2,8
32,04	64,66	1,3	76,54	10,68	3,1
34,05	89,02	1,4	78,46	10,40	3,2
36,06	103,55	1,1	80,38	11,43	3,1
• 37,08	106,37	1,0	82,33	16,40	2,8
* 37,08	104,92	0,9	84,25	20,07	2,5
* 37,08	104,11	1,0	86,19	25,16	2,3
40,07	106,91	1,0	88,13	28,28	2,3
44,09	82,87	1,2	89,05	28,21	2,3
48,10	59,37	1,5	91,99	27,50	2,4
50,11	52,02	1,6	93,93	24,03	3,1
52,11	47,37	1,7	97,83	15,55	3,2
56,12	49,78	1,8	*101,72	10,07	4,3
58,13	54,01	1,7	101,72	9,79	4,3
60,13	54,59	1,7			

$E_{l_{ab}} = 77,55 \pm 0,22 \text{ MeV}$ $\Delta \sigma_{abs} = \pm 1,9 \%$						
θ°	dơ∕Ω _{c.m.}	Δσ	θ° _{с.m.}	d⊄/dΩ _m .	Δσ	
9,95	1667	1,5	56,15	36,38	1,8	
12,16	1215	1,6	58,15	35,99	2,0	
13,97	955,3	1,6	60,16	38,47	1,9	
16,18	607,2	1,6	[*] 60,20	37,88	1,6	
17,99	393,9	1,1	62,16	38,25	1,5	
20,00	203,0	1,4	64,17	37,95	1,9	
22,01	96,33	1,4	66,17	33,88	2,3	
24,02	35,31	1,9	66,18	29,74	2,4	
28,04	31,96	1,6	70,18	23,90	6,7	
30,05	58,06	1,6	• 70,24	22, 98	2,5	
32,06	84,59	1,1	72,18	15,52	4,2	
34,07	106,16	1,0	72,34	17,11	2,0	
36,08	120,28	1,0	74,19	11,42	5,6	
38,08	122,26	1,3	*74,27	11,69	2,5	

$E_{lab} = 77,55 \pm 0,22 \text{ MeV}$ $\Delta \sigma_{abs} = \pm 1,9 \%$						
θ°	dσ/dΩ _{c.m.}	Δσ	θ°	do/dΩ _{c.m.}	Δσ	
40,09	116,9	0,9	*76,37	7,41	3,2	
42,10	106,16	1,0	78,29	5,12	5,5	
44,11	89,50	1,1	79,19	4,79	6,1	
46,11	71,42	1,8	80,19	4,81	6,1	
48,12	57,88	1,4	80,23	4,60	4,1	
50,13	48,35	1,8	81,20	5,35	6,0	
52,13	39,76	2,0	82,36	5,86	3,8	
54,14	35,18	2,7	*84,28	8,07	3,4	
•86,22	9,64	4,4	9 6,30	6,73	3,9	
•88,34	10,21	3,4	• 98,23	5,67	4,5	
•88,38	10,65	2,9	[•] 100,37	5,33	6,0	
•89,32	10,92	2,9	• 102,33	6,17	7,2	
•90,28	10,69	2,9	[*] 104,27	8,16	5,8	
* 90,28	10,35	3,0	106,23	11,85	7,6	
•92,22	9,84	3,2	108,36	19,21	4,8	
•94,36	8,73	4,9	* 110,32	24,34	7,6	

	$E_{lab} = 99,60 \pm 0,28 \text{ MeV}$ $\Delta \sigma_{abs} = \pm 1,7 \%$						
Э°	do/dwc.m.	Δσ	θ°c.m.	do/dwc.m.	Δσ		
10,17	1673,5	1,7	59,23	14,11	4,6		
11,98	1311,3	1,7	62,24	12,28	4,8		
14,18	835,5	1,8	64,24	11,53	7,0		
16,00	574,0	1,3	66,25	11,28	12		
18,22	294,4	1,1	68,03	8,27	4,0		
20,03	165,5	1,3	71,86	4,95	5,6		
22,04	86,2	1,3	73.77	3,163	9		
24,05	67,55	1,9	75,31	2,33	9		
26,07	75,35	1,5	77,61	0,973	12		
28,08	98,1	1,8	79,54	0,433	19		
30,09	118,6	1,3	81,46	0,170	33		
32,10	131,9	1,3	85,32	0,513	18		
34,12	132,4	1,6	87,26	0,650	17		
36,13	126,5	1,3	88,42	0,851	15		
38,14	117,5	1,3	89,20	0,953	14		
40,15	99, 59	1,5	90,36	0,845	15		
43,16	73,6	1,7	91,14	0,696	16		
46,18	52,3	2,0	93,08	0,604	18		
48,19	40,97	2,4	95,02	0,424	22		
51,20	27,8	3,0	96,96	0,183	33		
54,21	19,99	3,5	98,92	0,341	25		
56,22	17,75	3,8	100,86	0,645	18		

	$E_{lab} = 119,86 \pm 0,34 \text{ MeV}$ $\Delta \sigma_{abs} = \pm 2,0 \%$						
⊕°	dơ,'dw _{c.m.}	Δσ	θ _{c.m.}	dơ/dwm.	Δσ		
9,98	1808,8	1,8	38,19	77,93	1,1		
11,99	1308,1	1,6	42,21	45,06	4,3		
14,01	864,8	1,7	48,25	18,61	7,7		
18,04	279,6	1,9	54,28	10,28	5,6		
20,06	153,9	2,2	• 58,83	4,48	6,5		
22,07	102,8	2,6	63,37	2,608	8,9		
24,09	92,11	2,8	•68,11	1,507	6,9		
26,10	111,80	2,8	*73,84	0,618	15		
28,12	121,26	2,8	81,53	0,054	36		
30,13	131,41	0,9	*85,40	0,267	15,5		
32,15	119,8	2,6	87,34	0,409	20		
34,16	112,1	3,0	*89,28	0,506	15,5		

Au seul examen de ces courbes on peut faire quelques remarques :

- le passage d'une énergie à l'autre se fait par changement progressif de la forme de la distribution angulaire : aucune discontinuité n'est observée.

- la distribution angulaire obtenue à 53,4 MeV est proche de celles mesurées à 47,3 MeV par Conzett et al. [27] et à 51 MeV par Van Niftrik et al. [32].

- un maximum apparaît vers 35_{CN}° , P_6 (cos θ) étant le premier polynôme de Legendreà posséder un maximum dans cette région (vers 34°) on voit que l'onde I entre vraissemblablement en résonance.

- la section efficace à 90°_{CN} est une fonction très rapidement décroissante de l'énergie (plus d'un facteur 100 entre 53,4 MeV et 119,9 MeV) ce qui indique l'importance prise par les processus inélastiques.

4.2 - ANALYSE DE DEPHASAGES

L'analyse en déphasages des distributions angulaires mesurées est faite sur les calculateurs IBM 7094 du Lawrence Radiation Laboratory et du centre d'Etudes Nucléaires de Saclay à l'aide d'un programme [103] doté d'un code de recherche automatique. Le formalisme utilisé dans le programme principal est celui que nous avons décrit dans le dernier paragraphe de l'introduction ; un calcul à la main, mené avec cinq chiffres significatifs, ne décèle aucune erreur de programmation. Le code de recherche automatique fonctionne de la manière suivante :

- on choisit des valeurs de départ $\{\operatorname{Re}(\delta_l)\}_0$ et $\{\operatorname{Im}(\delta_l)\}_0$ et un pas de variation D pour les déphasages.

- on calcule pour ces valeurs la quantité

$$\chi_0^2 = \sum_i \frac{\left[\alpha_i \exp - \alpha_i \text{ calc}\right]^2}{\left[\Delta \alpha_i\right]^2 + \left[\frac{\partial \alpha_i}{\partial \theta_i} \Delta \theta_i\right]^2}$$

où l'on a écrit

$$\alpha_i \text{ pour } \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\omega} (\theta_i, E)$$

 $\Delta \alpha_i$ et $\Delta \vartheta_i$ pour les incertitudes expérimentales sur α_i et ϑ_i respectivement.



MUB-2436

Fig. 24 : Section efficace différentielle de diffusion élastique des particules α par l'hélium dans le système du centre de masse. Les mesures faites à des angles $\theta_{c.m.}$ supérieurs à 90° sont reportées à l'angle symétrique. Les énergies de bombardement, dans le système du laboratoire, sont :

		g) 119,86	±0,34 MeV		
e)	77,55	±0,22 MeV	f) 99,60	±0,29	MeV
c)	63,91	±0,18 MeV	d) 69,91	±0,20	MeV
a)	53,40	± 0,15 MeV	b) 58,49	±0,16	MeV

- On augmente et diminue de D chacun des $\{ \operatorname{Re}(\delta_l) \}_0$ et $\{ \operatorname{Im}(\delta_l) \}_0$ et calcule à chaque

fois la nouvelle valeur de χ^2 . Si toutes ces valeurs sont supérieures à χ_0^2 , D est remplacé par D/2 jusqu'à ce qu'il atteigne une valeur minimale prédéterminée, auquel cas la recherche est terminée. Sinon on déduit de ce calcul les valeurs des dérivées partielles de χ^2 par rapport à chacune des composantes des déphasages

$$\mathbf{a}_{l_0} \equiv \frac{\partial \chi^2}{\partial (\operatorname{Re} \delta_l)} \quad \text{et} \quad \mathbf{b}_{l_0} \equiv \frac{\partial \chi^2}{\partial (\operatorname{Im} \delta_l)} \quad \mathbf{et}$$

- on définit un nouvel ensemble de déphasages en progressant le long du gradient de χ^2

$$\{ \operatorname{Re}(\delta_{l}) \}_{l} = \{ \operatorname{Re}(\delta_{l}) \}_{0} + D = \frac{a_{l_{0}}}{\left\{ \sum a_{l_{0}}^{2} + \sum b_{l_{0}}^{2} \right\}^{1/2}}$$

$$\{ \operatorname{Im}(\delta_{l}) \}_{l} = \{ \operatorname{Im}(\delta_{l}) \}_{0} + D = \frac{b_{l_{0}}}{\left\{ \sum a_{l_{0}}^{2} + \sum b_{l_{0}}^{2} \right\}^{1/2}}$$

on peut alors remplacer l'ensemble 0 par l'ensemble 1 et revenir au point de départ.

Si Im(δ_l) devient négatif à un stade quelconque de l'itération on le pose égal à zéro et continue la recherche.

Pour faciliter l'étude de la surface χ^2 dans l'espace des δ_l on peut choisir des D différents pour $\operatorname{Re}(\delta_l)$ et $\operatorname{Im}(\delta_l)$ et stopper la recherche lorsque le gradient atteint une valeur donnée.

Comme tous les codes de recherche automatique celui-ci à l'inconvénient de converger vers le minimum le plus proche, qu'il soit ou non un minimum absolu.

Sa simplicité lui vaut d'avoir deux autres inconvénients : il est lent et demande l'utilisation de très petites valeurs de D à la fin de la recherche : un^{*}pas de 0,01 radian est généralement utilisé mais on le réduit à 0,001 radian pour les ajustements finaux.

Comme la recherche porte en moyenne sur une douzaine de paramètres il est hors de question d'explorer systématiquement les noeuds d'une grille de l'espace des déphasages, donc d'être absolument certain qu'on n'a pas manqué le minimum absolu. Nous sommes cependant confiants d'avoir abouti, pour chaque énergie, à un ensemble de déphasages très proche de l'ensemble exact.

Les distributions angulaires sont d'abord analysées par ordre d'énergie croissante. A 53,4 MeV les déphasages de départ sont choisis égaux à ceux de 47,3 MeV [50], les parties imaginaires étant prises nulles. On opère ensuite de proche en proche prenant les valeurs finales d'une énergie comme valeurs initiales de la suivante. Puis pour chaque énergie les calculs sont recommencés en choisissant des valeurs initiales distribuées au hasard autour de celles obtenues dans la première recherche. En particulier on essaie toujours au moins un ensemble de départ avec des déphasages purement réels. Aux quatre énergies les plus basses, on ne peut converger ainsi que vers la solution obtenue en premier lieu ou vers des solutions dont le χ^2 est considérablement plus élevé. Aux trois énergies les plus hautes, plusieurs solutions sont obtenues dont les χ^2 ont des valeurs raisonnables, mais les déphasages correspondants n'y sont que peu différents de ceux obtenus au cours de la première recherche. Nous croyons pouvoir expliquer ce résultat par la rareté et le manque de précision des mesures aux angles arrière qui rendent plus flou le minimum de χ^2 .

Pour chaque énergie nous effectuons une recherche en ajoutant une onde partielle à celles considérées auparavant. Aucune amélioration appréciable n'est observée : le déphasage correspondant reste nul ou dévie à peine de zéro et ceux des ondes d'ordre plus bas ne varient que de quantités négligeables.

Pour juger de la valeur de l'ensemble de déphasages auquel on aboutit on calcule le paramètre $\varepsilon = \frac{\chi^2}{N}$ où N est le nombre d'observations. ε serait de l'ordre de l'unité si les paramètres étaient parfaitement ajustés. Il varie ici entre 1,0 et 3,4.

٤

Nous donnons pour chaque déphasage une incertitude définie arbitrairement de la façon suivante : c'est la valeur dont on doit changer le déphasage en question pour que - les autres déphasages restant constants - la valeur de χ^2 soit doublée.

Aux hautes énergies nous présentons les solutions où ε est inférieur au triple de la valeur trouvée dans le meilleur cas.

4.3 - LES DEPHASAGES REELS

Nous présentons en tables XII et XIII la liste des déphasages réels obtenus dans le présent travail et dans les publications antérieures.

TABLE XII

Les déphasages réels donnant la meilleure description des distributions angulaires expérimentales. Le paramètre ϵ est défini dans le texte

Energie (MeV)	ε	$\operatorname{Re}(\delta_0)$	Re(δ ₂)	Re(کْ _ب)	Re(ðg)	Re(ک _ع)	Re(δ ₁₀)	Re(δ ₁₂)
53,40	2,2	- 75,2±2,4	47,9±1,7	137,9±1,3	27,5 ±0,6	2,0±0,5		
58,49	1,4	- 83,7±2,2	45,6±1,6	138,9±1,5	41,8±0,7	4,0±0,4	0,6±0,4	
63,91	3,4	- 92,5±3,6	38,0 ±1,8	142,1 ±1,5	$54,2\pm 1,1$	6,4±0,5	1,2 ±0,5	
69,91	1,0	- 97,2±1,8	33,3 ±1,1	136,1±1,2	63,2±0,8	8,9 ±0,4	2,4±0,4	
77,55	2,6	-109,0±4,4	23,4 ±2,1	136,8±1,9	73,6 ±2,6	11,7 ±0,7	2,5±0,7	
77,55	2,7	- 120,9 ±3,8	16,4 ± 2,1	137,0±1,8	76,6 $\pm 2,7^{-1}$	9,8 ± 0,7	3,6 ±0,6	
99,60	1,1	- 129,5±5,7	$-2,0\pm 1,7$	128,0±1,7	86,7±2,0	$21,5 \pm 0,7$	4,3±0,5	
99,60	1,5	-140,7±6,4	-4,G ±1,9	132,4±1,5	88,9±2,7	17,9 ± 0,9	4,9±0,6	
99,60	1,9	- 126,0±4,3	-6,4 ±1,9	133,6±1,9	90,0±2,7	16,9 ± 1,2	6,8±0,6	
199,86	1,4	- 161,5±6,3	- 16,0 ±1,7	130,3±1,8	93,8±2,8	26,0 ± 1,4	7,0±0,9	1,7 ± 0,8

Les distributions angulaires calculées sont comparées aux résultats expérimentaux en figure 25. Une vue d'ensemble de la variation des déphasages réels en fenction de l'énergie est enfin présentée en figure 26.

Si Von oublie les variations désordonnées au voisinage de 40 MeV auxquelles nous consacrerons le prochain chapitre, la continuité du comportement des déphasages à basse et haute énergie est remarquable.

A énergie nulle tous les déphasages sont nuls puisque ⁸Be n'est pas lié ; ils augmentent avec l'énergie de façon appréciable pour des valeurs correspondant à des paramètres d'impact de l'ordre de 5f et entrent en résonance. Après résonance les déphasages des ondes S et D décroissent lentement et deviennent négatifs mettant en évidence des forces répulsives à courte portée. Les ondes d'ordre supérieur sont empêchées de sonder l'interaction en profondeur par la barrière centrifuge. Le déphasage de l'onde G vient juste de commencer à décroître à 120 MeV et celui de l'onde I d'entrer en résonance.

Il est intéressant de noter à quel rayon r_l la barrière centrifuge de chacune des ondes l atteint 120 MeV (60 MeV dans le système du centre de masse)

$$r_2 = 1,0 f$$

 $r_4 = 1,8 f$
 $r_6 = 2,7 f$
 $r_8 = 3,7 f$





Fig. 26 : Les parties réelles $\operatorname{Re}(\hat{c}_i)$ des déphasages en fonction de l'énergie de bombardement E_{iab} mesurée dans le système du laboratoire. Les déphasages au-dessous de 50 MeV sont empruntés à [14, 30, 39, et 51]. Les courbes correspondent aux descriptions que donnent les potentiels illustrès en figure 34 et dont les paramètres sont rassemblés en table XVI.

Fig. 25 : Description des sections efficaces différentielles de diffusion élastique α - α par les déphasages rassemblés en tables XII et XV.

<u>,</u>

TABLE XIII

Energie (MeV)	δ _° °	δ <u>°</u>	δę	δ °
0,400	0 ± 0,5			
0,600	178 ± 1			1
0,850	175 ± 1			
0,950	173 ± 1			
1,00	171 ± 1			
1,50	159 ± 1			
2,00	148 ± 1	$0,0 \pm 0,1$		
2,50	137,5 ± 1	1,0 ±0,2		
3,00	128,4 ± 1	2,5 ±0,3		
3,84	114,1 ± 1	7,5 ±1	-0,1	
5,26	96,6 ± 2	37,5 ±2	0,2	
6,47	79,5 ± 2	80,8 ± 2	-0,1	
6,96	75,9 ± 3	92,7 ± 3	-0,1	
7,47	71,4 ± 4	$102,1 \pm 4$	0	
7,88	68,0 ± 4	107,5 ±4	0	
8,87	59,4 ± 4	113,8 ±3	0	
9,88	51,6 ± 4	115,2 ±2	0 ± 1 ·	
10,88	45,6 ± 4	116,3 ±2	0 ± 1	
11,88	41,0 ± 4	114,9 ±2	0 ± 1	
12,3	29 ± 4	103 ± 8	3,0 ± 1,5	
15,2	11 ± 4	100 ± 8	5,2 ± 2	
17,8	7 ± 2	104 ± 4	16,2 ± 2	
19,1	3 ± 2	101 ± 4	24,1 ± 2	0
20,4	-1,6 ± 2	97,5 ±4	27,7 ± 2	0,54
21,65	-8,8 ± 2	94,7 ±2	41,8 ± 2	0,13
21,8	$-6,9 \pm 2$	94,8 ±2	47,0 ± 2	1,03
22,25	-10,2 ± 2	93,3 ±2	48,1 ± 2	0,09
22,81	-9,4 ± 2	91,7 ±2	56,4 ± 2	1,07
22,9	-10,7 ± 2	94,0 ±2	59,2 ± 2	1,09

Les déphasages décrivant l'interaction α-α à basse énergie d'après [14], [30] et [39]. L'énergie est donnée dans le système du laboratoire

Les résonances des ondes S, D et G ont été analysées par d'autres auteurs au moyen de la formule à un niveau. Pour comparer qualitativement le comportement des ondes I et K à celui des ondes d'ordre inférieur nous les analysons suivant la même méthode. Il faut bien sûr se garder de prendre au sérieux les résultats d'une telle analyse, tant les résonances considérées sont large. Nous utilisons le formalisme décrit dans le dernier paragraphe de l'introduction en négligeant l'intéraction coulombienne.

Nous trouvons que ce formalisme est incapable de décrire de façon raisonnable les résonances I et K si l'on n'utilise qu'une seule valeur pour le rayon de la sphère dure.

£}-

.

Comme on l'avait déjà observé pour les résonances d'ordre plus bas, nous trouvons qu'il est possible de ne reproduire ainsi qu'un étroit domaine d'énergie, le rayon de la sphère dure devant diminuer lorsqu'on traverse la résonance dans le sens des énergies croissantes. Nous donnons en table XIV quelques combinaisons de paramètres qui engendrent les résonances représentées en figure 27. On note en comparant (b) et (c) que pour un même rayon de sphère dure il reste une latitude considérable dans le choix des autres paramètres, tant il est difficile de juger du meilleur compromis. On peut cependant dire que les énergies d'excitation sont de l'ordre de 25 MeV pour le 6⁺ et de 50 MeV pour le 8⁺.

TABLE XIV

2	r ₀ (f)	$\gamma_l^2(MeV)$	E _l (MeV)	$E_r^l(MeV)$	$\Gamma_i^l(MeV)$	γ_{l}^{2}/γ
6(a)	3,5	2,3	33,5	36,8	11,4	0,88
6(b)	4,5	2,4	25,3	27,7	16,7	1,52
6(c)	4,5	3,3	26,5	29,5	25,2	2,09
6	5,0	2,0	23,2	24,8	16,6	1,52
8(d)	4,5	6,5	51,2	57	73	4,11

Quelques jeux de paramètres obtenus en essayant de décrire les résonances I et K au moyen de la formule à un niveau. Les notations sont celles de l'introduction. Les lettres en première colonne correspondent aux courbes de la figure 27

Nous comparons les paramètres obtenus pour chacune des cinq résonances avec un rayon de sphère dure pris égal à 4,5 f ; la figure 28 montre que leur énergie et leur largeur varient presque linéairement avec J(J + 1).

On peut prendre cette remarque au sérieux et parler de spectre rotationnel mais il est difficile d'employer raisonnablement le vocabulaire des états liés pour des états aussi larges que ceux que nous observons ici. Cette comparaison des cinq résonances a cependant l'intérêt de montrer qu'il n'existe aucune différence qualitative entre elles et que rien ne permet de les traiter de manière différente. C'est une question de pur vocabulaire de savoir si on doit ou non leur donner le nom de résonances, mais faute de mieux, c'est ainsi que nous continuerons à les nommer. Une remarque intéressante s'impose : les déphasages se comportent comme ceux qu'engendrerait un potentiel attractif à coeur dur, sondé de moins en moins profondément par les ondes partielles d'ordre croissant. C'est cette discription, que nous développons à la fin de ce chapitre, qui nous semble la plus digne d'intérêt.

4.4 - LES DEPHASAGES IMAGINAIRES

En table XV nous donnons la liste des déphasages imaginaires et, pour chaque énergie, la section efficace totale de réaction qu'ils prédisent. Leur variation avec l'énergie est présentée en figure 29. Quoique moins bien définis que les déphasages réels ils varient continuement avec l'énergie. Pour l = 0,2 et 4, l'absorption reste pratiquement constante sur le domaine d'énergie étudié. A 53,4 MeV neuf voies sont déjà ouvertes, dont toutes celles à deux corps. Les ondes I et K sont absorbées quelques MeV après avoir été déphasées, le déphasage imaginaire se comportant d'une manière similaire du déphasage réel, ce qui semble indiquer que la plupart des réactions se produisent alors que les particules α sont assez éloignées l'une de l'autre.

Afin de mettre en évidence l'effet des déphasages imaginaires sur les distributions angulaires nous présentons en figure 30 les sections efficaces obtenues en ne conservant que la partie réelle des déphasages. On y voit que l'effet est faible aux angles avant mais augmente rapidement avec l'énergie et avec l'angle.



Fig. 27 : Tentative de description des résonances I et K au moyen de la formule à un niveau. Les paramètres correspondant sont rassemblés en table XIV.



5

Fig. 28 : Les énergies d'excitation E_{res} et largeurs réduites $\gamma_{\lambda L}^2$ pour les résonances 0⁺, 2⁺, 4⁺, 6⁺ et 8⁺ de ⁺Be en fonction de J(J + 1) où J est le spin de la résonance. Le rayon de sphère dure est dans tous les cas 4,5 fermis. Les deux valeurs données pour le 6⁺ correspondent aux descriptions (b) et (c) de la figure 27 et de la table XIV : elles donnent une idée de l'incertitude sur ces quantités. Les paramètres des résonances 0⁺, 2⁺ et 4⁺ pont empruntés à [39, 20 et 40].

TABLE XV

Les déphasages imaginaires et la section efficace totale de réaction exprimée en millibarns correspondant aux meilleures descriptions obtenues par analyse en déphasages des distributions angulaires expérimentales - Le paramètre ε est défini dans le texte

Energie	ε	σ _R (mb)	Im(⁶ 0)	$Im(\delta_2)$	Im($\delta_{\mathfrak{q}}$)	Im(ð ₆)	Im(δ ₈)	Im(δ ₁₀)	Im(δ ₁₂)
53,40	2,2	649,9	12,1 ± 3,1	22,1 ±1,7	16,3±1,1	3,2±0,5	0 ± 0,4	0 ± 0,4	
58,49	1,4	687,9	$10,7 \pm 2,3$	19,2±1,3	16,4 ±0,9	6,9±0,6	0 ±0,4	0 ± 0,4	
63,91	3,4	800,2	14,2±3,2	18,4±1,9	18,7 ±1,4	15,8±1,0	0 ±0,6	0 ± 0,2	
69,91	1,0	859,3	9,6 ± 2,0	17,9±1,0	20,3 ±1,0	20,3 ±0,8	1,9±0,4	0 ±0,5	
77,55	2,6	848,1	18,0 ±4,6	19,8 ±2,3	20,1 ±1,8	27,3±1,5	2,5 ±0,7	0 ± 0,5	
77,55	2,7	879,0	12,2 ± 3,7	18,2 ±2,1	12,9 ±1,3	32,8 ±2,0	4,7 ±0,8	0 ± 0,5	
99,60	1,1	791,5	27,4±6,0	17,0 ±1,6	20,9 ±1,6	28,1 ±1,7	8,5 ±0,8	0 ±0,6	
99,60	1,5	820,7	26,2±6,9	15,7 ±1,8	13,2 ±1,8	27,0±1,8	11,0 ±1,2	1,0±0,6	
99,60	1,9	833,3	10,8±4,4	13,2 ±2,0	11,2 ±1,3	30,3 ±2,5	15,5±1,4	$0,4\pm 0,7$	
119,86	1,4	823,9	15,7 ± 3,9	15,6 ±2,5	13,8 ±1,6	26,6 ±1,4	18,3±1,2	3,7 ±0,6	0 ±0,5



Fig. 29 : Les parties imaginaires $Im(\delta_l)$ des déphasages et les sections efficaces totales de réaction σ_R calculées à partir de ces valeurs, en fonction de l'énergie de bombardement E_{lab} mesurée dans le système du laboratoire.



Fig. 30 : Effet des parties imaginaires des déphasages : pour chaque énergie on a comparé les sections efficaces prédites par les déphasages rassemblés en tables XII et XV (---) et par leurs projections sur l'axe réel (---).

4.5 - POTENTIEL PHENOMENOLOGIQUE

Le succès remporté par les études des déphasages à basse énergie au moyen de potentiels phénoménologiques [3, 46, 47, 48, 49] et la remarque encourageante de la continuité vers les hautes énergies du comportement de ces déphasages incitent à en tenter une description globale en utilisant un potentiel α - α .

Tous les potentiels utilisés jusqu'à présent comportent un coeur dur, dont le rayon est compris entre 1 et 2f, entouré d'un puits qui s'étend jusqu'à 4 ou 5f. Nous conservons cet aspect général mais en adoucissons les formes : les potentiels antérieurs présentent en effet des discontinuités introduites pour permettre des calculs à la main ; comme nous pouvons nous affrachir de cette servitude nous adoptons, tant pour le coeur que pour le puits, une forme de Wood Saxon qui nous semble plus réaliste.

Nous ut'lisons pour l'intégration de l'équation de Schrödinger et le raccord des fonctions d'onde radiales aux coulombiennes, un programme disponible en bibliothèque [104], ce qui nous permet de ne programmer que la paramétrisation du potentiel et le calcul des déphasages [105]. L'emploi d'un potentiel du type moléculaire de Morse serait sans doute plus satisfaisant mais demanderait l'utilisation d'une technique de calcul différente.

Nous vérifions qu'il n'est pas possible d'utiliser un même jeu de paramètres pour l'ensemble des ondes partielles comme l'avaient déjà prouvé les études antérieures. Il est en particulier impossible d'engendrer de cette manière un déphasage G qui monte plus haut après résonance que ne fait le déphasage D. Nous décidons par conséquent d'accepter une dépendance en *l* du potenteil ; cette solution a plusieurs avantages : elle est simple, a déjà été adoptée par les précédents auteurs, permet enfin une comparaison directe avec les prédictions théoriques de Shimodaya [78] (fig. 35). Il faut cependant réaliser qu'elle n'est pas unique : un potentiel non local - par exemple avec une non localité gaussienne - un potentiel séparable, un potentiel dépendant de l'énergie permettraient sans doute d'aboutir à des résultats tout aussi satisfaisants. La forme du potentiel, est

$$V(r) \equiv U_1 \{1 + \exp[(r - r_1)/a_1]\}^{-1} - U_2 \{1 + \exp[(r - r_2)/a_2]\}^{-1} - iW \{1 + \exp[(r - r_3)/a_3]\}^{-3} + V_c(r)$$

Le premier terme représente le coeur répulsif, le second le potentiel attractif à plus longue portée, le troisième terme permet de tenir compte des processus inélastiques, enfin $V_c(r)$ est le potentiel coulombien engendré par une sphère uniformément chargée de rayon r_c . Comme les parties imaginaires des déphasages ne sont pas très bien définies nous concentrons notre analyse sur les parties réelles. Nous remarquons que le choix que nous adoptons pour le potentiel d'absorption n'a que très peu d'influence sur les déphasages réels. Aussi choisissons nous de fixer les paramètres correspondants

$$W = 5 \text{ MeV} \text{ pour } E > 40 \text{ MeV}$$
$$= 0 \qquad \text{pour } E < 40 \text{ MeV}$$
$$r_3 = r_2$$
$$a_3 = a_2$$

ce qui permet de reproduire grossièrement les valeurs expérimentales des déphasages imaginaires. Nous trouvons de même que U_1 , pourvu qu'il soit assez grand, n'a pas d'influence sur le comportement des déphasages et adoptons $U_1 \sim 150$ MeV + U_2 . Enfin seule la résonance S est sensible à la valeur de r_e ; comme la structure de cette résonance n'est pas connue expérimentalement nous choisissons de fixer r_e à 2f.

Il reste ainsi cinq degrés de liberté dans le choix du potentiel ; nous n'utilisons aucun code de recherche automatique mais apprécions à l'oeil l'accord entre calcul et expérience après avoir étudié l'influence de chacun des paramètres (figs. 31, 32 et 33).

Nous présentons en figure 26 les solutions qui nous ont paru les meilleures et donnons en table XVI la liste des paramètres correspondants. Les incertitudes dont nous les affectons correspondent aux valeurs dont il faut changer des paramètres pour obtenir un désaccord entre calcul et expérience.



Fig. 31 : Les déphasages de l'onde S engendrés par des potentiels de différentes profondeurs. Les paramètres sont $U_1 = 120$ MeV, $r_1 = 2f$, $a_1 = 0, 2f$, $r_2 = 5f$, $a_2 = 0, 8f$ dans tous les cas. U_2 prend les valeurs 0, 15, 20, 25 et 30 MeV.

TABLE XVI

Les paramètres des potentiels phénoménologiques décrivant les déphasages réels de l'interaction α - α . Les notations sont celles du texte où le sens qu'il faut donner aux erreurs présentées est expliqué. Les déphasages engendrés par ces potentiels sont illustrés en figure 26 et les potentiels euxmêmes en figure 34.

l	U ₁ (MeV)	a _l (f)	r ₁ (f)	U ₂ (MeV)	a ₂ (f)	r ₂ (f)
0	150	0,1 ± 0,C5	1,65 ± 0,03	9,2 ± 0,5	0,4 ± 0,1	3,72 ± 0,07
2	150	0,05 ± 0,03	1,63 ± 0,03	16,0 ±0,2	0,3 ± 0,05	3,55 ± 0,02
4	220	0,05	1,2	71 ± 1	0,46 ± 0,03	2,48 ±0,02
6				50 ± 2	0,53 ± 0,02	2,96 ±0,02
8				110 ± 4	0,65 ± 0,03	2,00 ± 0,05



Fig. 32 : Effet sur les déphasages du coeur dur du potentiel. Les courbes sont engendrées par des potentiels correspondant aux valeurs suivantes de r_1 : 0, 0,3, 0,6, 0,9, 1,2 et 1,5 fermis.



Fig. 33 : Exemple d'effet sur les déphasages de la forme du puits de potentiel : déphasages de l'onde I engendrés par des potentiels sans coeur dur pour les jeux de paramètres ci-dessous :

Courbe	1	U ₂ =	90	MeV	$r_2 = 2$	f	$a_2 = 0,7 f$
Courbe	2	U ₂ =	110	MeV	$r_2 = 2$	f	$a_2 = 0,7 f$
Courbe 3	3	U ₂ =	100	MeV	$r_{2} = 1,8$	f	$a_2 = 0,7 f$
Courbe	4	U ₂ =	100	MeV	$r_2 = 2, 2$	f	$a_2 = 0,7 f$
Courbe	5	$U_2 =$	100	MeV	$r_{2} = 2$	f	a ₂ = 0,5f
Courbe	6	U ₂ =	100	MeV	$r_2 = 2$	f	$a_2 = 0,9f$





Fig. 34 : Les parties réelles des potentiels V utilisés pour décrire les déphasages en fouction de la distance r entre les particules, avec et sans la barrière centrifuge. Les paramètres correspondants sont rassemblés en table XVI et l'incertitude attachée à leur définition est discutée dans le texte.

Fig. 35 : Potentiel effectif α - α daprès [78]. Le potentiel nucléon-nucléon correspond au partage suivant du TPE P ${}^{4}V_{2}^{\pi}$:

$$\frac{1}{2} {}^{1}V_{2}^{+} = {}^{3}V_{2}^{+} = {}^{3}V_{2}^{-} {}^{1}V_{2}^{-} = 0$$

67

Pour l'onde G nous ne pouvons donner qu'une limite supérieure du rayon du coeur dur, l'accord restant acceptable lorsque ce coeur est supprimé. Les valeurs des paramètres que nous présentons sont sujettes à une ambiguité assez artificielle : la paramétrisation de Wood-Saxon est telle que des jeux différents de paramètres peuvent engendrer des potentiels comparables en délà d'un certain rayon qui par conséquent décrivent également bien la diffusion des ondes dont l'énergie est trop basse ou dont l'ordre est trop élevé pour sonder le potentiel en deçà de ce rayon.

Pour tenir compte de ce fait, nous ne montrons en figure 34 que la partie des potentiels qui correspond à un potentiel total (nucléaire + centrifuge) inférieur à 60 MeV, énergie maximale disponible dans le système du centre de masse. Si l'on compare nos résultats aux prédictions de Shimodaya (fig. 35) l'accord est extrêmement satisfaisant : même forme générale, mêmes similarités à grande distance et mêmes déviations à courte portée entre les potentiels des différentes ondes. Nous pensons donc que - tout au moins pour des énergies de bombardement inférieures à 120 MeV - les particules α conservent leur individualité au cours de l'interaction et même que les effets de polarisation ou d'excitation de chacun des groupements α restent négligeables. Les cinq résonances que nous avons décrites ne sont que la manifestation naturelle de ce "clustering" et la conséquence de l'existence d'un rayon assez bien défini pour chaque particule α , donc pour le potentiel approché qui décrit leur interaction, potentiel dont la surface est malgré tout assez diffuse pour engendrer de larges résonances de diffusion.

On comprend que la loi en l (l + 1) soit suivie par les énergies des résonances lorsqu'on choisit un rayon de sphère dure de 4,5f, qui permet de ne décrire que le côté basse énergie des résonances, en remarquant que c'est dans ce cas la partie extérieure du potentiel, donc celle où il est pratiquement indépendant de l, qui est prédominante dans l'interaction.

Nous croyons avoir présenté des arguments assez sérieux en faveur de l'interprétation de la diffusion α - α comme un phénomène à deux corps privés de degrés de liberté intrinsèques. Il existe au moins un domaine d'énergie - entre 30 et 50 MeV dans le système du laboratoire - où cette image est fausse : nous y consacrons le chapitre suivant. Les énergies auxquelles nous avons mesuré des distributions angulaires ne sont pas d'autre part assez rapprochées pour que nous puissions affirmer que nous n'avons pas "manqué" de résonance. Toutefois, au fur et à mesure qu'augmente l'énergie d'excitation du noyau composé, on sait que les résonances deviennent si larges par rapport à leur écartement moyen qu'elles finissent vite par se superposer et que toute structure disparaît. Rien ne nous empêche d'espérer que cette situation soit déjà atteinte à 53 MeV pour ⁸Be, mais cet espoir est dénué de fondement.

CHAPITRE V

DIFFUSION RÉSONNANTE

Nous présentons dans ce chapitre les résultats expérimentaux des mesures de courbes d'excitation et l'analyse que nous en donnons.

5.1 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les valeurs des sections efficaces mesurées sont rassemblées en table XVII et les courbes d'excitation sont présentées en figure 36.

TABLE XVII

Les sections efficaces de diffusion élastique α - α mesurées en mb/sr dans le système du centre de masse. Les énérgies sont données dans ce système en MeV avec une précision de ± 0,5 %. Les erreurs, en pour-cent, comprennent à la fois erreurs statistiques et incertitudes systématiques.

Energie (MeV)	dơ/dω ⁽¹⁾ mb/sr	Δ %	dơ/dw(2) mb/sr	∆ %	dơ/dw(3) mb/sr	Δ %	dơ/dω(4) mb/sr	∆ %
11,78			24,4	3,3	302,1	1,9	458,7	1,8
12,67	-	-	86,9	2,8	300,5	2,0	437,4	1,9
13,61	-	-	171,4	2,0	225,9	1,9	416,7	1,8
14,57	-		213,0	2,0	161,5	2,0	391,6	1,8
15,04	_	-	219,4	1,9	139,1	2,0	381,5	1,7
15,42	-	~	217,8	1,9	123,0	2,0	371,4	1,7
15,82	-	-	210,9	1,9	110,5	2,0	367,0	1,7
16,23	-	-	190,8	1,9	97,8	2,0	374,6	1,7
16,38	-	_	177,9	1,9	93,9	2,1	377,8	1,7
16,43	_	-	161,1	2,0	92,2	2,1	382,9	1,7
16,48	-	-	148,4	2,0	91, 3	2,1	394,1	1,7
16,58	-	-	128,7	2,0	91,4	2,1	398,2	1,7
16,60	-	-	98,2	2,1	90,0	2,1	398,7	1,7
16,65	-	-	69,5	2,2	87,8	2,1	375,1	1,7
16,70	-	-	57,7	2,2	90,2	2,1	349,4	1,7
16,74	-	-	120,7	2,0	86,0	2,1	198,3	1,8
16,75	-	-	236,3	1,9	82,1	2,1	89,0	1,9

Les indices (1),(2),(3) et (4) réfèrent aux compteurs situés à 20°, 90°, 55° et 31° respectivement dans le système du centre de masse

Energie (MeV)	dσ/dω(1) mb/sr	∆ %	_{dσ/dω} (2) mb/sr	∆ %	d σ/dω(3) mb/sr	∆ %	$d\sigma/d\omega(4)$ mb/sr	∆ %
16,76	-	_	277,8	1,9	81,8	2,1	51,26	2,0
16,81	-	-	315,1	1,8	80,0	2,1	224,6	1,8
16,82	583,2	2,8	357,5	1,8	79,5	2,1	122,3	1,9
16,94	1119	2,4	239,7	1,9	77,0	2,1	315,3	1,7
16,97	1265	2,4	199,5	1,9	81,1	2,1	346,2	1,7
16,98	1441	2,3	134,1	2,0	81,3	2,1	371,7	1,7
16,99	1339	2,4	168,0	1,9	80,5	2,1	362,4	1,7
17,00	1322	2,4	84,8	2,1	82,5	2,1	311,3	1,7
17,01	1418	2,3	112,7	2,0	81,3	2,1	370,3	1,7
17,04	1350	2,3	74,8	2,2	81,8	2,1	313,5	1,7
17,07	457,2	3,2	295,6	1,9	76,8	2,3	48,9	2,2
17,08	395,2	2,9	314,9	1,8	74,6	2,1	47,9	2,1
17,10	521	2,8	261	1,9	76,7	2,1	61,4	2,1
17,11	502	3,0	336	2,0	74,1	2,1	108,8	2,0
17,13	442,0	2,8	350,4	1,8	74,0	2,1	80,9	2,0
17,20	534,9	2,8	345,4	1,8	73,7	2,1	125,0	1,9
17,25	773,2	2,5	304,6	1,9	71,1	2,1	215,4	1,8
17,34	820,9	2,5	282,1	1,9	71,6	2,1	245,8	1,8
17,35	831,9	2,4	284,4	1,9	68,9	2,1	247,6	1,8
17,56	866,6	2,4	261,0	1,9	67,5	2,1	263,6	1,8
17,77	841,2	2,4	246,4	1,9	63,7	2,2	272,1	1,8
17,99	835,3	2,9	229,6	2,1	56,8	2,2	276,7	1,8
18,25	751,1	2,5	216,6	1,9	51,8	2,3	280,6	1,8
18,41	696,3	2,6	195,8	1,9	44,0	2,3	277,5	1,8
18,60	637,4	2,6	180,3	1,9	37,3	2,4	278,1	1,8
18,63	644,5	3,4	176,6	2,3	-	-	-	-
18,84	594,8	2,3	166,0	1,8	31,3	2,2	280,0	1,7
19,07	529,8	2,4	134,1	1,9	22,2	2,3	280,5	1,7
19,36	464,9	2,5	84,7	2,1	14,7	2,6	277,2	1,7
19,58	465	3,9	41,6	3,5	17,3	2,4	268,9	1,7
19,81	692,2	2,6	21,45	2,8	57,1	2,2	219,6	1,8
19,90	782,6	2,5	51,09	2,3	90,2	2,1	173,2	1,8
20,13	866,8	2,5	148,9	2,0	137,0	2,0	80,6	2,0
20,36	880,0	2,5	201,0	1,9	150,4	1,9	58,0	2,0
20,58	859,7	2,5	245,8	1,9	152,4	1,9	65,4	2,0
20,83	883,1	2,5	251,8	1,9	151,1	1,9	76,7	2,0
21,05	896,2	2,5	255,9	1,9	148,6	1,9	93,0	1,9
21,28	894,2	2,5	249,4	1,9	146,2	1,9	110,4	1,9
21,48	898,3	2,5	240,3	1,9	141,9	1,9	129,3	1,9
21,76	936,8	2,5	215,2	1,9	137,6	2,0	149,1	1,8

Energie (MeV)	dơ/dω(1) mb/sr	Δ 7%	dơ/dw(2) mb/sr	Δ %	dơ/dw(3) mb/sr	∆ %	dσ/dω(4) mb/sr	Δ %
21,87	940,4	2,5	183,1	1,9	137,8	2,0	157,4	1,8
21,99	965,3	2,5	173,3	1,9	137,7	2,0	156,7	1,9
22,12	848,7	2,5	156,5	2,0	137,0	2,0	141,1	1,9
22,23	755,4	2,5	154,6	2,0	134,1	2,0	120,6	1,9
22,35	689,5	2,6	166,3	2,0	132,2	2,0	93,2	1,9
22,39	706,8	2,6	162,6	3,1	133,4	2,0	98,3	1,9
22,59	551,6	2,7	195,2	1,9	128,7	2,0	70,4	2,4
22,63	615,1	2,5	184,9	1,9	130,5	2,0	75,8	2,0
22,71	592,2	2,6	186,5	1,9	129,2	2,0	75,1	2,4
22,83	512,1	2,7	202,0	1,9	119,7	2,0	69,3	2,0
22,84	521,2	2,7	197,4	1,9	126,4	2,0	67,9	2,0
22,86	520,2	2,7	197,6	1,9	125,9	2,0	68,9	2,0
22_98	501,9	2,8	203,8	1,9	123,8	2,0	67,2	2,0
23,06	513,1	2,7	201,2	1,9	121,5	2,0	67,8	2,0
23,34	512,1	2,7	208,0	1,9	123,4	2,0	68,8	2,0
23,59	465,4	2,8	208,1	1,9	122,7	2,0	65,8	2,0
23,83	462,4	2,8	210,6	1,9	121,1	2,0	66,3	2,0
24,06	414,7	2,8	199,2	1,9	115,8	2,0	62,3	2,0
24,11	428,9	2,8	202,8	1,9	116,5	2,0	66,4	2,0
24,33	395,5	2,9	195,8	1,9	116,3	2,0	65,6	2,0
24,40	385,3	2,9	189,3	1,9	109,3	2,0	66,1	2,0
24,46	407,6	2,8	193,8	1,9	110,9	2,0	66,0	2,0
24,63	346,8	3,0	153,8	2,0	94,2	2,0	66,3	2,0
25,04	335,6	3,0	103,8	2,0	64,5	2,1	59,8	2,0
25,38	355,9	2,9	86,5	2,1	52,6	2,3	53,8	2,0
25,58	354,9	3,0	87,2	2,1	50,7	2,3	56,4	2,0
25,72	396,5	2,8	90,7	2,1	55,0	2,2	43,5	2,1
26,09	413,7	2,8	104,2	2,0	64,0	2,1	37,0	2,2
26,46	411,3	2,8	113,2	2,0	71,7	2,1	31,5	2,3
27,06	403,2	2,8	116,5	2,0	79,8	2,1	26,9	2,3

Au seul examen de ces courbes on peut faire quelques remarques.

En dehors de quelques régions assez bien délimitées en énergie les variations des section efficaces sont lentes.

Les deux niveaux à 16,6 et 16,9 MeV apparaissent de façon très nette sur tous les compteurs sauf celui situé au zéro de $P_2(\cos \theta_{CM})$ identifiant sans ambiguité leur caractère 2⁺. De part et d'autre de ces résonances les sections efficaces ont à peu près la même valeur, indiquant que le déphasage δ_2 a subi à leur traversée deux augmentations successives de π .

Aux alentours de 22 MeV des fluctuations moins marquées qui n'affectent pas le compteur situé au zéro de $P_2(\cos \theta_{cN})$ n'ont pas un caractère résonnant bien net.



Fig. 36 : Les sections efficaces différentielles de diffusion élastique α - α mesurées en mb/sr dans le système du centre de masse. Les énergies sont données dans ce même système. Les angles d'observation y sont 20,04°, 90,11°, 55,61° et 30,70° en moyenne.
Entre 18 et 21 MeV des fluctuations larges et importantes apparaissent sur tous les compteurs mais il semble difficile de les interpréter par seul examen des courbes d'excitation.

Signalons enfin vers 25 MeV une légère fluctuation qui n'apparaît peut être pas au zéro de $P_{\mu}(\cos \theta_{CM})$ mais certainement à celui de $P_{2}(\cos \theta_{CM})$, mettant en doute l'identification 2⁺ donnée à ce niveau [65, 66].

Il faut noter que les compteurs n'ont pas été bougés au cours des mesures : à cause des corrections de relativité l'angle de diffusion dans le système du centre de masse varie légèrement d'une énergie à l'autre. On a au premier ordre les angles suivants :

$$20,00^{\circ} + 0,044 \quad \frac{E_{c.M.}}{16,5}$$

$$89,98^{\circ} + 0,126 \quad \frac{E_{c.M.}}{16,5}$$

$$55,50^{\circ} + 0,105 \quad \frac{E_{c.M.}}{16,5}$$

$$30,64^{\circ} + 0,064 \quad \frac{E_{c.M.}}{16,5}$$

Les zéros de $P_2(\cos \theta_{CM})$, $P_4(\cos \theta_{CM})$ et $P_6(\cos \theta_{CM})$ sont en fait 54,74°, 31,42° et 21,18° respectivement.

5.2 - ANALYSE DE DEPHASAGES

Aux résultats expérimentaux que nous venons de présenter il faut ajouter un ensemble de distributions angulaires mesurées dans la région de 20 MeV [27, 33]. Il faut aussi rappeler l'existence, à chaque extrémité du domaine d'énergie exploré par les mesures de courbes d'excitation, d'ensemble de déphasages décrivant l'interaction de façon satisfaisante [39, 34].

Si nous menons l'analyse des distributions angulaires de la région de 20 MeV de la manière décrite dans le chapitre précédent, nous sommes amenés à utiliser une technique différente pour l'analyse des courbes d'excitation ; le problème y revêt en effet une toute autre forme : compliqué par la petitesse du nombre de mesures (inférieur en général à celui des paramètres ajustables) mais facilité par la continuité des données en fonction de l'énergie.

Nous tirons parti de cette situation en effectuant notre recherche sur des données obtenues par interpolation des données expérimentales à des énergies suffisamment rapprochées pour que les déphasages ne varient que très peu de l'une à l'autre et en prenant comme déphasages de départ à chaque énergie ceux obtenus en fin de recherche à l'énergie précédente.

Les résultats de cette première analyse servent enfin de valeurs de départ à l'étude des données expérimentales réelles.

Nous présentons en tables XVIII et XIX les déphasages déduits de l'analyse des courbes d'excitation et des distributions angulaires respectivement ; leur variation en fonction de l'énergie est illustrée en figure 37. Ces résultats appellent plusieurs remarques.

Notons tout d'abord l'absence de déphasages entre 16,4 et 17,5 MeV : pensant que la précision en énergie y est insuffisante, vu l'étroitesse des résonances D, nous réservons à cette région un traitement plus approprié auquel nous consacrons le paragraphe suivant.

Pour les courbes d'excitation nous obtenons des valeurs du paramètre ε (défini au chapitre précédent) toujours inférieures à l'unité, ce qui s'explique par la disproportion entre le nombre de paramètres ajustables et le nombre de données expérimentales. Nous pensons par conséquent que ni les ε , ni les incertitudes sur les déphasages (au sens du chapitre précédent) prennent ici des valeurs réalistes : nous ne mentionnons pas les résultats obtenus.

TABLE XVIII

E _{c.m.}	Re(δ ₀)	Re(δ ₂)	Re(۵ ₄)	Re(δ ₆)	Im(δ ₀)	Im(δ_2)	Im(ð ٍ)	σ _R
11,78	-12,4	93,1	62,3	0	0	0	0	0
12,67	-18,4	93,5	88,8	0	0	0	0	0
13,61	-30,9	83,7	99,0	0	0	0	0	0
14,57	-36,2	82,0	112,4	0	0	0	0	0
15,04	-39,0	81,0	117,0	0	0	0	0	0
15,42	-40,0	80,4	121,1	0	0	0	0	0
15,82	-40,3	81,5	124,1	0	0	0	0	0
16,23	-47,0	82,4	127,8	0	0	0	0	0
16,38	-42,1	85,3	128,9	0	0	0	0	0
17,56	-49,7	63,6	136,3	0	0	0	0	0
17,77	-50,0	65,0	138,0	0	0	0	0	0
17,99	-49,0	67,6	140,1	0	0	0	0	0
18,25	-50,3	67,4	142,6	0	0	0	0	0
18,41	-50,1	68,3	146,6	0	0	0	0	0
18,60	-50,7	68,7	150,4	0	0	0	0	0
18,84	-50,2	70,1	152,9	0	0	1	0	23
19,07	-48,9	72,8	158,9	0	0	2	0	45
19,36	-49,9	76,6	167,9	-0,9	0,8	3,7	0	81
19,58	-48,8	84,3	5,3	1,9	0	6,3	0	117
19,81	-44,6	97,4	37,2	4,1	6,4	15,5	0	243
19,90	-42,3	106,8	50,0	3,6	16,6	24,2	0	314
20,13	-45,1	162,0	75,9	6,1	32,4	39,2	0	363
20,36	-53,1	18,3	89,8	5,0	27,7	34,1	0	348
20,58	-55,7	38,0	98,9	4,7	20,3	16,6	0	267
20,83	-60,0	52,1	110,0	10,2	24,7	10,2	0	212
21,05	-62,9	59,2	116,8	12,5	21,2	8,2	0	184
21,28	-66,1	63,6	121,1	13,9	12,3	9,0	0	180
21,48	-68,7	67,1	124,4	13,4	10,6	6,5	0	144
21,76	-69,4	72,3	125,9	13,4	6,7	7,8	0	150
21,87	-72,1	78,2	128,0	13,4	4,3	12,1	0	187
21,99	-72,4	80,6	126,9	13,7	1,3	15,6	0	203
22,12	-74,9	81,7	130,6	13,1	1,5	23,4	0	245
22,23	-74,5	79,0	132,0	12,8	6,9	30,9	0	284
22,35	-73,6	67,1	131,0	12,6	15,5	35,6	0	308
22,39	-74,3	70,1	130,9	12,7	13,9	34,3	0	303
22,59	-69,1	55,8	137,1	16,3	16,3	30,3	0	295
22,63	-72,0	56,8	132,4	14,0	16,5	31,6	0	298

Les déphasages déduits de l'analyse des courbes d'excitation, en degrés, en fonction de l'énergie en MeV dans le système du centre de masse.

Е _{с.} .,	Re(۵ ₀)	Re(δ ₂)	Re(၀ိ ္န)	Re(δ ₆)	Im(δ_0)	Im(5 ₂)	Im(δ ₄)	σ _R
22,71	-72,4	56,3	133,8	14,2	15,0	29,7	0	290
22,83	-67,4	52,7	138,1	15,0	13,5	24,3	0	270
22,84	-70,4	52,5	137,0	15,5	13,5	26,0	0	276
22,86	-69,9	52,2	136,8	14,9	12,6	25,3	0	272
22,98	-69,8	50,8	136,6	14,9	11,8	22,3	0	258
23,06	-70,9	50,4	135,6	13,6	11,5	21,8	0	254
23,34	-71,5	52,2	136,0	14,6	9,1	19,7	0	237
23,59	-72,8	51,9	138,9	15,5	7,5	17,8	0	221
23,83	-71,5	50,7	137,0	14,7	7,1	17,8	0	217
24,06	-73,3	50,2	141,0	15,0	7,0	16,9	0	210
24,11	-73,3	52,1	140,8	15,2	5,7	15,7	0	199
24,33	-75,2	52,8	143,6	15,9	4,8	15,1	0	191
24,40	-74,1	51,4	143,5	14,5	5,9	15,6	0	196
24,46	-73,8	51,3	141,4	14,3	6,2	15,5	0	196
24,63	-76,2	47,2	143,6	11,0	8,9	19,5	0,6	242
25,04	-80,6	45,2	144,3	11,7	9,7	21,7	10,1	469
25,38	-81,1	45,4	140,4	13,6	10,4	23,0	22,1	600
25,58	-81,5	45,9	142,6	12,4	9,1	21,4	19,9	570
25,72	-82,7	46,9	137,7	18,8	9,4	22,9	28,7	626
26,09	-82,9	48,6	136,5	23,4	8,7	22,2	27,3	607
26,46	-84,9	47,6	136,7	25,5	9,7	21,4	24,7	584
27,06	-88,2	47,0	136,6	27,3	10,0	21,9	22,4	559

Les seuls courbes d'excitation suffisent à déterminer les déphasages sans ambiguité au-dessous de 19 MeV ; mais au-dessus de cette énergie, où les phénomènes d'absorption prennent de l'importance, la situation devient très vite bien plus confuse ; elle serait même parfaitement inextricable si nous ne disposions pour mieux cerner le problème des distributions angulaires présentées en [27] et [33]. Malheureusement les meilleurs ensembles de déphasages auxquels nous ayons abouti ne les décrivent souvent qu'assez médiocrement (fig. 38). Sur les causes et les conséquences de cette médiocrité nous devons quelques explications.

Les distributions angulaires expérimentales [33] présentent une asymétrie par rapport à 90° de l'ordre du degré ; nous corrigeons systématiquement ce défaut en ajoutant 1/2 degré à tous les angles ou une mesure est présentée mais il faut être conscient de l'arbitraire de cette correction : d'une part rien ne prouve que l'erreur expérimentale soit indépendante de l'angle; d'autre part quand même elle le serait, elle se répercuterait sur les sections efficaces elles mêmes par le truchement des transformations dépendant de l'angle d'observation (géométrie de la cible gazeuse et passage dans le système du centre de masse). Dans ces mêmes distributions angulaires on notera une concentration de points expérimentaux au voisinage des minimums ; comme nous ne disposons pas d'incertitudes expérimentales spécifiques à chaque angle, nous devons accorder un poids égal à chacun d'eux dans le calcul de la quantité χ^2 définie au chapitre précédent ; nous convergeons de ce fait vers une solution où les minimums sont très bien décrits aux dépens des maximums.

Il faut enfin mentionner que si nous ne connaissons pas de solutions meilleures que celles que nous présentons, nous en trouvons plusieurs à peu près équivalentes ; nous ne les avons rejetées que parce qu'elles donnent lieu à des variations désordonnées des déphasages en fonction de l'énergie.

Toutes ces raisons nous conduisent, là encore, à ne présenter ni les valeurs de ε ni celles des incertitudes sur les déphasages ; nous sommes en effet impuissants à chiffrer l'incertitude la plus grave à nos yeux : celle de ne pas être certain d'avoir abouti à la solution la meilleure.

TABLE NIX

E _{c.m.}	Re(১₀)	Re(δ₂)	Re(δ ₄)	Re(δ ₆)	Im(δ _°)	Im(δ₂)	Im(δ ₄)	σ _R
18, 42	-43,2	75,7	147,1	0	0	0	0	0
18,74	-42,4	76,0	153,6	2,0	1,4	4,5	0	101
19,43	-50,1	78,1	169,9	0,5	2,0	6,1	0	126
19,64	-52,7	89,7	10, 3	1,4	1,7	7,6	0	146
19,88	-45,1	102,4	42,8	5,7	7,1	16,1	0	249
19,97	-44,2	127,4	59,4	4,6	11,3	33,4	0	333
20,28	-54,3	1, 2	84,4	6,0	25,2	34,7	0	349
20,49	-53,0	34,5	94,0	1,4	21,6	21,3	0	298
20,80	-53,9	49,7	103,9	4,4	15,4	12,7	0	227
21,52	-57,3	65,0	116,4	6,4	17,0	5,0	0	133
20,95	-53,8	49,5	104,6	6,5	18,9	7,7	0	177
22,20	-72,5	68,9	124,3	10,7	2,2	35,7	0	280
23,05	-74,0	44,9	134,1	11,7	14,3	13,0	0	206
23,06	-66,7	43,9	127,5	10,6	5,9	14,4	0	200
23,64	-68,8	45,0	132,9	10,9	12,7	9,8	0	171

Les déphasages déduits de l'analyse des distributions angulaires [27, 33], en degrés, en fonction de l'énergie en MeV dans le système du centre de masse

5.3 - LES ETATS A 16,6 et 16,9 MeV

Plutôt que d'entreprendre dans la région de 17 MeV une analyse de déphasages vouée à l'échec par la trop grande rapidité des variations des données expérimentales, nous préférons calculer les sections efficaces différentielles qu'engendre une double résonance D ; nous négligeons dans ce but les variations des déphasages S et G que nous fixons à - 45° et + 130° respectivement. Nous présentons en figure 39 les résultats de cette étude. L'accord avec l'expérience est remarquable, les faibles écarts observés étant largement expliqués par les deux approximations assez grossières que nous faisons : négligence des variations des autres déphasages (en particulier de l'onde G qui est en fin de résonance) et choix arbitraire d'une variation linéaire du déphasage D en fonction de l'énergie sur la plus grande partie de la résonance.

Nous déterminons ainsi avec certitude le spin et la parité des états de 16,62 et 16,92 MeV qui étaient jusqu'alors incertains : ce sont tous les deux des 2⁺. Mais bien sûr nous 'n'apprenons rien sur leur spin isotopique.

On note que la composante résonnante du déphasage îranchit la valeur $\pi/2$ à 16,76 et 17,06 MeV dans le système du centre de masse, ce qui correspond à 16,67 et 16,97 MeV d'excitation dans le noyau composé. Compte tenu de nos barres d'erreur, ces valeurs sont en excellent accord avec celles données en référence [56] : 16,62 et 16,92 MeV. Nous voyons en passant que les relations parcours énergie fournies par les tables [102] ont encore à nos énergies une précision meilleure que le pour-cent.

5.4 - LES DEPHASAGES DANS LA REGION DES SEUILS

Nous avons déjà évoqué les difficultés qui surgissent quand nous entreprenons l'analyse en déphasages des sections efficaces mesurées dans la région des seuils ; elles rendent nos résultats très incertains ; aussi tenterons nous de dégager les points sur lesquels nous avons pu parvenir à des conclusions assez sûres.



Fig. 37 : Variation en fonction de l'énergie des déphasages décrivant l'interaction α - α entre 5 et 25 MeV dans le système du centre de masse.



Fig. 38 : Les sections efficaces différentielles engendrées par les déphasages représentés en figure 37 sont comparées aux valeurs expérimentales des références 27 et 33.

Trois zones d'irrégularités apparaissent à l'examen des courbes d'excitation : vers 20 MeV, 22 MeV et 25 MeV dans le centre de masse. Quelle est leur répercussion sur les déphasages?.

De part et d'autre de 20 MeV les ondes D et G ont un comportement résonnant assez net. C'est seulement quand nous essayons de faire la jonction entre ces deux domaines que nous pouvons converger vers des solutions assez diverses. Celle que nous présentons est la plus régulière mais d'autres, qui donnent lieu à des variations plus capricieuses des déphasages avec l'énergie, ne sont pas beaucoup plus mauvaises. Les déphasages S par exemple peuvent être pris purement réels : cela n'entraîne qu'un faible réarrangement des autres phases et engendre des solutions tout aussi acceptables que celles que nous présentons. Par contre, nous avons toujours convergé vers des déphasages imaginaires D importants et G nuls.

On admet généralement la présence, à 19,9 MeV d'excitation, d'un état 2⁺ de ⁸Be qui correspond à la résonance de 3 MeV de la réaction ⁷Li(p, α) α et qu'on observe en de nombreuses occasions



Fig. 39 : Les états à 16,6 et 16,9 MeV : les sections efficaces expérimentales sont comparées à celles qu'engendre un déphasage D deux fois résonnant dont la variation avec l'énergie est représentée dans la partie droite de la figure.

 $({}^{9}Be(\gamma, n){}^{8}Be par exemple)$. Temmer [118] propose un parentage ${}^{6}Li + d$ pour cet état mais sans donner d'arguments sérieux.

Il convient de noter que 19,9 MeV est précisément l'énergie du premier état excité de la particule α [52, 53, 54] et qu'on pourrait se trouver en présence d'un effet de seuil dû a l'ouverture de la voie $\alpha + \alpha^{\dagger}$, quoique personne n'ait encore proposé cette interprétation.

Plusieurs auteurs [66, 51] ont exprimé des doutes quant à la pureté de ce niveau, l'interprétant par exemple comme une superposition d'états 2^{+} et 1^{+} [66]. Notre résultat n'est donc en contradiction flagrante avec aucune des données expérimentales.

En résumé nous pensons :

- que les irrégularités observées à 20 MeV ne peuvent pas être décrites par une seule résonance, même accompagnée de variations importantes des absorptions.

- qu'il y a de fortes chances pour qu'on se trouve en présence de deux résonances D etG simultanées mais qu'une résonance S étroite n'est pas exclue.

- que les parties imaginaires des déphasages y varient rapidement mais peuvent prendre des valeurs très différentes de celles que nous présentons.



Fig. 40 : Pour mettre en évidence l'effet des déphasages imaginaires au cours d'une résonance, nous montrons les sections efficaces engendrées, toutes choses égales d'ailleurs, par une résonance D correspondant à une absorption de cette même onde de 0° (---), 10° (---), 40° (...).

A 22 MeV comme à 25 MeV le problème n'est plus de déterminer quelle onde est responsable des irrégularités observées : il ne fait aucun doute que c'est l'onde D dans le premier cas, l'onde G dans le second. Mais nous ne pouvons pas dire si la partie réelle des déphasages correspondants a ou non un comportement résonnant. Nous illustrons cette ambiguité en figure 40 où nous présentons les variations des sections efficaces différentielles à 22 MeV en fonction de la partie réelle du déphasage D pour quelques valeurs de sa partie imaginaire : l'effet d'atténuation dû à l'absorption y est clairement mis en évidence.

Des états 2⁺ sont connus à 22,15 et 22,90 MeV d'excitation dans ⁸Be, correspondant aux résonances observées à 5,5 MeV dans ¹Li(p, α) α et à 800 keV dans ⁶Li(d, α) α respectivement [66]. Nos résultats semblent ne mettre en évidence que le premier de ces niveaux - qui donnerait une résonance à 22,3 MeV dans le centre de masse du système $\alpha\alpha$ - mais semblent trop incertains pour infirmer la présence du second. Il n'est pas toutefois impossible que la résonance à 800 keV de ⁶Li(d, α) α puisse être interprêtée comme la queue de l'état à 22,15 MeV agissant en état virtuel dans la voie ⁶Li + d qui ne s'ouvre qu'à 22,28 MeV.

Notons que la rapide décroissance de $\operatorname{Re}(\delta_2)$ que nous obtenons entre 22 et 23 MeV paraît fort improbable : Wigner [119] montre en effet par des raisonnements basés sur le seul principe de causalité (l'onde diffusée ne pouvant être émise avant que l'onde incidente ait atteinte la cible) que $\partial(\delta_1)/\partial E$ ne peut pas prendre des valeurs arbitrairement petites : sa limite inférieure est de l'ordre de la dérivée par rapport à l'énergie du déphasage qu'engendre une sphère dure dont la dimension est donnée par le rayon d'interaction.

Si les fluctuations que nous observons autour de 25 MeV correspondent à l'état à 25,2 MeV d'excitation observé au moyen de la réaction ⁶Li(d, α) α [65, 66] nous infirmons l'identification 2⁺ donnée à ce niveau pour en faire un 4⁺. Il ne serait d'ailleurs pas étonnant que les résonances de la voie ⁶Li + d puissent être réanalysées de façon satisfaisante à partir de nos résultats.

5.5 - CONCLUSIONS

L'analyse que nous avons présentée peut sembler assez décevante puisque nous n'avons pu formuler aucune conclusion sûre dans la région de 20 à 25 MeV. Sans doute serait-il utile de reprendre les mesures de distributions angulaires, de les pousser vers les angles avant, d'en améliorer la précision, d'en augmenter le nombre et d'en diminuer l'espacement en énergie. Des mesures de sections efficaces de réaction permettraient de lever certaines ambiguités sur la définition des déphasages imaginaires, mais malheureusement le nombre de voies ouvertes devient vite très important. Avec des particules α incidentes de 38,5 MeV Burcham et al. [120] ont mesuré la section efficace de la réaction "He(α , p)⁷Li ; ils ont trouvé 11 mb pour l'onde S et 33 mb pour l'onde D, ce qui est en accord avec nos résultats si l'on considère qu'à cette énergie seules les voies ⁷Li + p et ⁷Be + n sont ouvertes et que cette dernière l'est trop nouvellement pour avoir beaucoup de poids. Des informations de ce type seraient évidemment très utiles à plus haute énergie mais expérimentalement assez difficiles à obtenir.

Il nous semble qu'il serait très intéressant de connaître le comportement exact des déphasages afin de discerner entre les états de seuil [94, 95], où la partie réelle a un comportement résonnant et la partie imaginaire présente un pic, et les effets de seuil [92, 116] où la partie réelle fluctue sans augmenter de π . Nous ne sommes pas loin de ce point mais l'effort demandé tant sur le plan expérimental que pour l'analyse des résultats est assez important et ne sera sans doute fourni que lorsqu'il correspondra à une demande explicite des théoriciens.

Notons pour finir la possibilité d'analyser les déphasages dans le langage d'un cluster model à deux voies [95, 191]. Nous croyons que ce modèle est très utile pour traiter qualitativement des effets de seuil mais qu'il serait illusoire d'en attendre beaucoup plus : d'une part le nombre et la proximité des voies ouvertes rendent très grossière l'approximation à deux voies, de l'autre la nécéssité de prendre pour le couplage des voies un potentiel purement phénoménologique du genre puits carré diminue beaucoup l'intérêt de la méthode.

CHAPITRE VI

L'ÉNERGIE DE LIAISON DE ¹²C DANS LE MODÈLE DES PARTICULES a

6.1 - POSITION DU PROBLEME

Après le succès relatif remporté par Dennison [106] en décrivant les niveaux de ¹⁶O par un modèle de particules α , Glassgold et Galonsky tentent, en 1956, d'appliquer la même méthode au carbone 12 [107] : ils décrivent ce noyau comme un ensemble de trois particules α vibrant autour des sommes d'un triangle équilatéral. Le 2^{*} à 4,43 MeV, interprété comme un état rotationnel, leur permet d'en fixer le moment d'inertie, donc la longueur des côtés, et les niveaux à 7,65 et 9,61 MeV leur permettent d'ajuster les fréquences des deux modes vibrationnels. A la même époque A. Gibson [108] pour étudier le modèle des particules α , calcule un potentiel α - α qui reproduit l'énergie de liaison de ¹²C (fig. 41), mais ce potentiel lie ⁸Be.



Fig. 41 : Le potentiel α - α de Gibson [108] avec (---) et sans (----) la partie coulombienne.

Nous savons le peu de fondement sur lequel repose le modèle des particules α et le peu de séricux qu'il faut attacher à des calculs du type de celui de Glassgold et Galonsky ; nous présentons cependant un calcul de l'énergie de liaison de ¹²C en partant du potentiel α - α défini au chapitre IV et qui par conséquend rend compte de la structure de ⁸Be. Ce faisant, nous fondons nos espoirs sur la remarque suivante : les potentiels α - α V_l sont beaucoup plus profonds pour les ondes d'ordre l élevé ; dans le cas de ⁸Be, le moment cinétique total du noyau étant égal à l et étant un bon nombre quantique, seul V_0 contribue à la description de l'état fondamental et si l'on veut tirer parti du potentiel V_l on doit lui ajouter une barrière centrifuge en $\frac{l(l+1)}{r^2}$ qui interdit de lier aucun état. Dans le cas de ¹²C au contraire les moments cinétiques relatifs l entre les particules α prises deux à deux ne sont plus des bons nombres quantiques : on peut donc tirer parti de la profondeur de V_2 , V_4 , etc. sans avoir à souffrir de la présence du terme rotationnel ; on peut espérer ainsi affaisser le fondamental de ¹²C en y favorisant les configurations où les particules α prises deux à deux ont des moments cinétiques relatifs élevés.

Le succès remporté par Hiura et Shimodaya [109] en traitant ⁹Be de cette manière peut sembler encourageant. N'oublions pas cependant que la dépendance en l du potentiel α - α provient de l'antisymétrisation du problème à huit nucléons, qui n'a aucune raison de donner naissance à des forces additives ; cette remarque augmente encore la fragilité du développement qui suit.

6.2 - LE PROBLEME A TROIS CORPS

Nous utilisons dans ce qui suit le formalisme développé par S. Flügge [110] dont nous rappelons les grandes lignes.

Le problème à trois corps se simplifie lorsque l'hamiltonien est invariant par translation et par rotation : le mouvement du centre de masse se sépare (onde plane dont nous supposerons par la suite l'énergie nulle) et tout état propre de l'hamiltonien est un des états propres |LM > du moment cinétique total L.

Si l'on définit la position des trois particules par l'ensemble de coordonnées suivant :

- coordonnées cartésiennes du centre de masse (XYZ)
- angles d'Euler ($\theta \phi \psi$) des axes principaux d'inertie et de la normale à leur plan
- côtés $\xi_1 \xi_2 \xi_3$ du triangle (fig. 42),

un état propre de l'hamiltonien s'écrit :

$$\Psi = \sum_{\kappa=-L}^{+L} F_{\kappa}^{L} (\xi_{1}, \xi_{2}, \xi_{3}) D_{M\kappa}^{L} (\xi, \theta, \psi)$$
(1)

où les fonctions $D_{HK}^{L}(\varphi, \theta, \psi)$ sont les éléments de matrice de rotation [111].



Fig. 42 : Les deux systèmes de coordonnées utilisés au cours des calculs sur le carbone 12.

Les F_{κ}^{L} obéissent à l'équation de Schrödinger écrite ici pour trois particules de masse m dans un potentiel V, E étant l'énergie propre du système :

$$\left[0_{1} + iK0_{2} - \{AL(L+1) + CK^{2}\} - \frac{6m}{\hbar^{2}}(V - E)\right] F_{\kappa}^{L} = -\frac{B}{2} \left[C_{\kappa+1}^{L} F_{\kappa+2}^{L} + C_{\kappa-1}^{L} F_{\kappa-2}^{L}\right]$$
(2)

où l'on a posé

$$C_{K}^{L} = \sqrt{(L + K + 1)(L + K)(L - K)(L - K + 1)}$$
 (3)

$$0_{1} = 6 \left[\sum_{i=1}^{n} \frac{\partial^{2}}{\partial \xi_{i}^{2}} + \frac{2}{\xi_{i}} \frac{\partial}{\partial \xi_{i}} \right] + 3 \left[\sum_{i=1}^{n} \frac{\xi_{i-1}^{2} + \xi_{i+1}^{2} - \xi_{i}^{2}}{\xi_{i-1}\xi_{i+1}} \frac{\partial^{2}}{\partial \xi_{i-1}\partial \xi_{i+1}} \right]$$
(4)

$$0_{2} = \frac{-4\sqrt{J_{1}J_{2}}}{\sqrt{3}(J_{1} - J_{2})^{2}} \sum \frac{\xi_{i+1}^{2} - \xi_{i-1}^{2}}{\xi_{i}} \frac{\partial}{\partial \xi_{i}}$$
(5)

$$J_{1} + J_{2} = \frac{1}{9} \sum_{i} \xi_{i}^{2}$$
(6)

$$J_{1}J_{2} = \frac{1}{108} \left(\sum 2\xi_{i+1}^{2} \xi_{i+1}^{2} - \xi_{i}^{4} \right)$$
(7)

$$A = \frac{J_1 + J_2}{2J_1 J_2}$$
(8)

$$B = \frac{J_2 - J_1}{2J_1 J_2}$$
(9)

$$C = \frac{J_1 + J_2}{(J_1 - J_2)^2} - A$$
(10)

L'examen de l'équation (2) montre qu'on est en présence de 2L + 1 équations couplées qui se séparent en deux groupes puisque les F_{κ}^{L} dont les K n'ont pas la même parité ne sont pas couplées.

Pour trois particules identiques obéissant à la statistique de Bose on a de plus

$$\mathbf{F}_{-\kappa}^{L} = (-)^{L} \mathbf{F}_{\kappa}^{L} \tag{11}$$

Remarquons que si $J_1 = J_2$, C est infini. Cette situation correspond à

$$\mathcal{E} = \sum \xi_{i}^{4} - \xi_{i-1}^{2} \xi_{i+1}^{2} = 0$$
 (12)

La relation (12) est satisfaite dans le cas d'un triangle équilatéral. A cause du terme en CK^2 dans (2) on voit que si $K \neq 0$, F_{K}^{L} doit s'annuler dans le cas équilatéral : il ne faut pas s'attendre à ce qu'une telle fonction décrive correctement trois particules α puisqu'elle obligera deux d'entre elles à être très rapprochées, donc augmentera la probabilité qu'elles perdent leur individualité.

Nous nous restreignons donc au cas L = 0 qui n'engendre que des Ket des M nuls. L'équation de Schrödinger devient alors

$$\left[0_{1} - \frac{6m}{\hbar^{2}}(V - E)\right]F_{0}^{0} = 0$$
(13)

et l'hamiltonien décrivant les niveaux 0⁺ s'écrit

$$H = -\frac{\hbar^2}{6m} 9_1 + V$$
 (14)

Les coordonnées utilisées dans le paragraphe précédent ne sont pas appropriées à l'expression des opérateurs de moment cinétique relatif.

Considérons le système de coordonnées suivant [112] :

- les coordonnées du centre de masse qu'on supposera au repos,
- les coordonnées du vecteur $\vec{\xi}$ joignant deux des particules,

- les coordonnées du vecteur $\vec{\rho}$ joignant leur centre de masse à la troisième particule (fig. 42).

On montre que cette décomposition définit une succession de particules relatives dont les moments cinétiques s'ajoutent pour donner le moment cinétique total.

Un état | LM > s'écrit dans ce système :

$$\begin{split} \Psi &= \sum_{\substack{l_{1}l_{2} \\ m_{1}m_{2}}} \Phi^{l_{1}l_{2}}(\xi, \rho) Y_{k_{1}}^{l_{1}}(\hat{\xi}) Y_{m_{2}}^{l_{2}}(\hat{\rho}) < l_{1}m_{1}l_{2}m_{2} \mid LM > \\ &= \sum_{\substack{l_{1}l_{2} \\ m_{1}m_{2} \\ k_{1}k_{2}}} \Phi^{l_{1}l_{2}}(\xi, \rho) Y_{k_{1}}^{l_{1}}(\frac{\pi}{2}, \alpha) Y_{k_{2}}^{l_{2}}(\frac{\pi}{2}, \beta) < l_{1}m_{1}l_{2}m_{2} \mid LM > \\ &\qquad R_{k_{1}m_{1}}^{l_{1}}(-\psi, -\theta, -\Psi) R_{k_{2}m_{2}}^{l_{2}}(-\psi, -\theta, -\Psi) \\ &= \sum_{\substack{l_{1}l_{2}m_{1}m_{2}k_{1}k_{2} \\ L^{1}M^{1}K^{1}}} \Phi^{l_{1}l_{2}}(\xi, \rho) Y_{k_{1}}^{l_{1}}(\frac{\pi}{2}, \alpha) Y_{k_{2}}^{l_{2}}(\frac{\pi}{2}, \beta) \\ &< l_{1}m_{1}l_{2}m_{2} \mid LM > < l_{1}m_{1}l_{2}m_{2} \mid L^{1}M^{1} > \\ &< l_{1}m_{1}l_{2}m_{2} \mid LM > < l_{1}m_{1}l_{2}m_{2} \mid L^{1}M^{1} > \\ &< l_{1}m_{1}l_{2}m_{2} \mid L^{1}K^{1} > R_{K^{1}M^{1}}^{l_{1}}(-\psi, -\theta, -\theta) \end{split}$$

Mais dans le système du paragraphe précédent on a écrit :

$$\Psi = \sum_{\kappa} \mathbf{F}_{\kappa}^{\mathsf{L}} \mathbf{D}_{\kappa\kappa}^{\mathsf{L}} (\varphi, \vartheta, \Psi)$$

Il vient donc

$$\begin{split} \mathbf{F}_{\mathbf{k}}^{\mathsf{L}} &= (-)^{\mathbf{n}-\mathbf{K}} \sum_{l_{1}l_{2}} \Phi^{l_{1}l_{2}}(\xi,\rho) \ \mathbf{S}_{\mathsf{LK}}^{l_{1}l_{2}}(\alpha,\beta) \\ \mathbf{S}_{\mathsf{LK}}^{l_{1}l_{2}}(\alpha,\beta) &= \sum_{\mathbf{k}_{1}\mathbf{k}_{2}} \langle l_{1}\mathbf{k}_{1}l_{2}\mathbf{k}_{2} \mid \mathbf{LK} > \mathbf{Y}_{\mathbf{k}_{1}}^{l_{1}}(\frac{\pi}{2},\alpha) \ \mathbf{Y}_{\mathbf{k}_{2}}^{l_{2}}(\frac{\pi}{2},\beta) \\ &= \sum_{\substack{\mathbf{k}_{1}\mathbf{k}_{2}\\\mathbf{m}_{1}\mathbf{m}_{2}} e^{i\mathbf{k},\beta} \langle l_{1}\mathbf{k}_{1}l_{2}\mathbf{k}_{2} \mid \mathbf{LK} > \mathbf{Y}_{\mathbf{m}_{1}}^{l_{1}}(\Omega,\pi) \ \mathbf{Y}_{\mathbf{m}_{2}}^{l_{2}}(0,0) \ \mathbf{R}_{\mathbf{m}_{1}\mathbf{k}_{1}}^{l_{1}}(-\frac{\pi}{2},-\frac{\pi}{2},0) \mathbf{R}_{\mathbf{m}_{2}\mathbf{k}_{2}}^{l_{2}}(-\frac{\pi}{2},-\frac{\pi}{2},0) \\ &\sum_{\substack{\mathbf{k}_{1}\mathbf{k}_{2}\\\mathbf{m}_{1}\mathbf{m}_{2}}} e^{i\mathbf{k},\beta} \langle l_{1}\mathbf{k}_{1}l_{2}\mathbf{k}_{2} \mid \mathbf{LK} \rangle \langle l_{1}\mathbf{k}_{1}l_{2}\mathbf{k}_{2} \mid \mathbf{L'K'} > \mathbf{R}_{\mathbf{M'}\mathbf{K'}}^{\mathsf{L'}}(-\frac{\pi}{2},-\frac{\pi}{2},0) \langle l_{1}\mathbf{m}_{1}l_{2}\mathbf{m}_{2} \mid \mathbf{L'M'} > \mathbf{Y}_{\mathbf{m}_{1}}^{l_{1}}(\Omega,0) \ \mathbf{Y}_{\mathbf{m}_{2}}^{l_{2}}(0,0) \ e^{i\mathbf{m}_{1}\mathbf{m}_{2}} \\ &\sum_{\substack{\mathbf{k}_{1}\mathbf{k}_{2}\mathbf{k}_{2}} e^{i\mathbf{k},\beta} \langle l_{1}\mathbf{k}_{1}l_{2}\mathbf{k}_{2} \mid \mathbf{LK} \rangle \langle l_{1}\mathbf{k}_{1}l_{2}\mathbf{k}_{2} \mid \mathbf{L'K'} > \mathbf{R}_{\mathbf{M'}\mathbf{K'}}^{\mathsf{L'}}(-\frac{\pi}{2},-\frac{\pi}{2},0) \langle l_{1}\mathbf{m}_{1}l_{2}\mathbf{m}_{2} \mid \mathbf{L'M'} \rangle \mathbf{Y}_{\mathbf{m}_{1}}^{l_{1}}(\Omega,0) \ \mathbf{Y}_{\mathbf{m}_{2}}^{l_{2}}(0,0) \ e^{i\mathbf{m}_{1}\mathbf{m}_{2}} \\ &\sum_{\substack{\mathbf{k}_{1}\mathbf{k}_{2}\mathbf{k}_{2}} e^{i\mathbf{k}_{2}\mathbf{k}_{2} \mid \mathbf{LK}} \langle l_{1}\mathbf{k}_{1}l_{2}\mathbf{k}_{2} \mid \mathbf{L'K'} \rangle \mathbf{R}_{\mathbf{M'}\mathbf{K'}}^{\mathsf{L'}}(-\frac{\pi}{2},-\frac{\pi}{2},0) \langle l_{1}\mathbf{m}_{1}l_{2}\mathbf{m}_{2} \mid \mathbf{L'M'} \rangle \mathbf{Y}_{\mathbf{m}_{1}}^{l_{1}}(\Omega,0) \ \mathbf{Y}_{\mathbf{m}_{2}}^{l_{2}}(0,0) \ e^{i\mathbf{m}_{1}\mathbf{m}_{2}} \\ &\sum_{\substack{\mathbf{k}_{1}\mathbf{k}_{2}\mathbf{k}_{2}} e^{i\mathbf{k}_{2}\mathbf{k}_{2} \mid \mathbf{k}_{2}\mathbf{k}_{2} \mid \mathbf{k}_{2}\mathbf{k}_{2}\mathbf{k}_{2} \mid \mathbf{k}_{2}\mathbf{k}_{2} \mid \mathbf{k}_{2}\mathbf{k}_{2} \mid \mathbf{k}_{2}\mathbf{k}_{2} \mid \mathbf{k}_{2}\mathbf{k}_{2} \mid \mathbf{k}_{2}\mathbf{k}_{2} \mid \mathbf{k}_{2}\mathbf{k}_{2} \mid \mathbf{k}_{2}\mathbf{k}_{2}\mathbf{k}_{2} \mid \mathbf{k}_{2}\mathbf{k}_{2} \mid \mathbf{k}_{2}\mathbf{k}_{2} \mid \mathbf{k}_{2}\mathbf{k}_{2} \mid \mathbf{k}_{2}\mathbf{k}_{2} \mid \mathbf{k}_{2}\mathbf{k}_{2} \mid \mathbf{k}_{2}\mathbf{k}_{2} \mid \mathbf{k}_{2}\mathbf{k}_{2}\mathbf{k}_{2} \mid \mathbf{k}_{2}\mathbf{k}_{2}\mathbf{k}_{2} \mid \mathbf{k}_{2}\mathbf{k}_{2} \mid$$

$$= \sum_{m_{1}m_{2}M'} e^{i\kappa\beta} < l_{1}m_{1}l_{2}m_{2} \mid L^{\dagger}M^{\dagger} > Y_{m_{1}}^{l_{1}}(\Omega, 0) Y_{m_{2}}^{l_{2}}(0, 0) e^{im_{1}\pi} e^{i\kappa\frac{\pi}{2}} d_{M'\kappa}^{L}(\frac{\pi}{2})$$

$$= e^{i\kappa\beta} \sum_{\mu} < l_{1}\mu l_{2} \mid L \mid \Delta Y_{\mu}^{l_{1}}(\Omega, 0) \sqrt{\frac{2l_{2}+1}{4\pi}} e^{-i\mu\frac{\pi}{2}} d_{\mu\kappa}^{L}(\frac{\pi}{2})$$

$$= e^{i\kappa\beta} \sum_{\mu} (-)^{l_{2}-l-\mu} \sqrt{\frac{2L+1}{4\pi}} < l_{1} - \mu L\mu \mid l_{2}0 > Y_{\mu}^{l_{1}}(\Omega, 0) e^{-i\mu\frac{\pi}{2}} d_{\mu\kappa}^{L}(\frac{\pi}{2})$$

On a en définitive

$$F_{\kappa}^{L}(\xi_{1}\xi_{2}\xi_{3}) = (-)^{L+M+\kappa} \sqrt{\frac{2L+1}{4\pi}} e^{i\kappa\beta} \sum_{l_{1}l_{2}} \Phi^{l_{1}l_{2}}(\xi,\rho) T_{L\kappa}^{l_{1}l_{2}}(\Omega)$$

$$T_{L\kappa}^{l_{1}l_{2}}(\Omega) \equiv \sum_{\mu} d_{\mu\kappa}^{L}(\frac{\pi}{2}) < l_{1} - \mu L\mu | l_{2}\Omega > Y_{\mu}^{l_{1}}(\Omega, \frac{\pi}{2})$$
(15)

Les matrices de rotations R et D utilisées dans ce calcul correspondant aux définitions de Messiah [81] et Edmonds [111] respectivement ; les éléments de matrice réduits d à celle d'Edmonds [111], les harmoniques sphériques Y à celle de Messiah [81] et les coefficients de Clebsh Gordan < |>à celle de Messiah [81]. Les angles $\alpha \beta$ et Ω sont définis en figure 42. Lorsque L = K = 0 le résultat précédent se simplifie considérablement

$$F_0^0 \left(\xi_1 \xi_2 \xi_3\right) = \frac{1}{4\pi} \sum_{l} \sqrt{2l+1} P_l \left(\cos \Omega\right) \Phi^l \left(\xi, \rho\right)$$
(16)

Nous montrons donc que les fonctions propres du moment cinétique relatif de deux particules d'un système de trois particules dans un état 0^+ sont les coefficients du développement de $F_0(\xi_i)$ en polynômes de Legendre du cosinus de l'angle fait par le vecteur reliant ces deux particules avec celui qui relie le centre de masse à la troisième. La relation (15) ne permet pas de déduire une règle aussi simple dans le cas général où L n'est pas nul.

6.4 - METHODES DE CALCUL

Nous cherchons à approcher la valeur propre la plus basse de l'hamiltonien (14) par un traitement variationnel.

Nous choisissons une fonction d'essai qui puisse se mettre simplement sous la forme (15). Définissons

$$\alpha^{2} \equiv \sum 2 \xi_{i-1}^{2} \xi_{i-1}^{2} - \xi_{i}^{4}$$

$$\mathscr{S}^2 = \sum \xi_i^2$$

Ces deux quantités s'expriment simplement en fonction des polynômes de Legendre de cos Ω

$$\alpha^{2} = \frac{2}{3} \xi^{2} \rho^{2} (1 - P_{2} (\cos \Omega))$$
$$\vartheta^{2} = \frac{1}{2} (3\xi^{2} + \rho^{2}) P_{0} (\cos \Omega)$$

et sont cycliques en $\xi_1 \xi_2 \xi_3$.

D'autre part le domaine d'intégration des ξ_i doit satisfaire la condition triangulaire

$$|\xi_{i-1} + \xi_{i+1}| > \xi_i > |\xi_{i-1} - \xi_{i+1}|$$

Or α^2 est proportionnel au carré de l'aire du triangle formé par les trois particules, donc s'annule sur les limites du domaine d'intégration.

On choisit donc la fonction d'essai suivante :

$$F = \{\cos \omega \ \alpha^{2} + \sin \omega \ \alpha^{4}\} e^{-\left[\frac{\vartheta^{2} - 3a^{2}}{\upsilon^{2}}\right]^{2}}$$

Elle s'annule à la frontière du domaine physique et pour un S² donné favorise le cas équilatéral.

Le paramètre ω permet de mélanger les termes en P_2 et les termes en P_4 (remarquer que tgw a une dimension). Elle s'écrit en coordonnées $(\xi_\rho\Omega)$

$$F = \xi^{2} \rho^{2} \sum_{l} [r_{l} \cos \omega + \xi^{2} \rho^{2} s_{l} \sin \omega] P_{l} (\cos \Omega) e^{-\frac{[3\xi^{2} + \rho^{2} - 6a^{2}]^{2}}{2b^{2}}}$$

avec

$$r_{0} = \frac{2}{3} \qquad s_{0} = \frac{8}{15}$$

$$r_{2} = -\frac{2}{3} \qquad s_{2} = -\frac{16}{21}$$

$$r_{4} = 0 \qquad s_{4} = \frac{8}{35}$$

Les intégrations sont effectuées dans le domaine $\xi \rho \ \Omega$ pour tirer parti des relations d'orthogonalité et de fermeture des polynômes de Legendre. L'élément de volume en $(\xi_1 \xi_2 \xi_3)$ est $\xi_1 \xi_2 \xi_3 d\xi_1$ $d\xi_2 d\xi_3$ et le jacobien de la transformation est $J = \frac{\xi^2 \rho^2 \sin \Omega}{8\xi_1 \xi_2 \xi_3}$:

Les intégrales de normalisation, d'énergie cinétique et d'énergie coulombienne s'expriment plus ou moins simplement au moyen des intégrales

$$I_{p,q} = \int_{0}^{\infty} \int_{0}^{\infty} \xi^{p} \rho^{q} e^{-2\left[\frac{3\xi^{2} + \rho^{2} - 6\pi^{2}}{2b^{2}}\right]^{2}} d\xi d\rho$$

Leur calcul est simplifié si on remarque que :

$$I_{pq} = \left(\frac{1}{\sqrt{3}}\right)^{p+1} S_{pq} T_{p+q+1}$$

$$S_{pq} = \int_{0}^{\frac{\pi}{2}} \cos^{p} \alpha \sin^{q} \alpha \, d\alpha$$

$$= \frac{q-1}{p+1} S_{p+2-q-2}$$

$$S_{on} = \frac{(n-1)!!}{n!!} \frac{\pi}{2} \text{ pour n pair}$$

$$\frac{(n-1)!!}{n!!} \text{ pour n impair}$$

$$T_{k} = \int_{0}^{\infty} t^{k} e^{-2(\frac{t^{2} - 6a^{2}}{2b^{2}})^{2}} dt$$
$$T_{k+4} = \frac{k+1}{2} b^{4} T_{k} + 6a^{2} T_{k+2}$$

Les intégrales d'énergie potentielle nucléaire s'écrivent

$$U = 3 \cos^{2}\omega \sum_{l} \frac{2r_{l}^{2l}}{2l+1} U_{66}^{l}$$

+ 3 sin 2 $\omega \sum_{l} \frac{2r_{l}s_{l}}{2l+1} U_{88}^{l}$
+ 3 sin^{2} $\omega \sum_{l} \frac{2s_{l}^{2}}{2l+1} U_{10\ 10}^{l}$

où l'on a posé

$$U_{pq}^{l} = \int_{0}^{\infty} \int_{0}^{\infty} \xi^{p} \rho^{q} V^{l} (\xi) e^{-2\left[\frac{3\xi^{2} + \rho^{2} - 6a^{2}}{2b^{2}}\right]^{2}} d\xi d\rho$$

 V^{l} (ξ) étant le potentiel phénoménologique décrivant le déphasage de l'onde l dans la diffusion α - α .

Le calcul est mené sur l'IBM 7094 du Lawrence Radiation Laboratory, les intégrales étant calculées par la méthode de Simpson [113].

6.5 - RESULTATS

La valeur minimale de $\frac{\langle F | H | F \rangle}{\langle F | F \rangle}$ est

E = 1, 4 MeV

Aucun état lié n'est donc mis en évidence. Elle est obtenue pour les valeurs suivantes des paramètres variationnels

$$\cot g^{1/4} \omega = 7, 4 f$$

 $b = 6, 6 f$
 $a = 0$
L'énergie cinétique y est
l'énergie coulombienne
 $C = 4, 8 MeV,$
l'énergie potentielle nucléaire
 $U = -10, 0 MeV.$

La valeur moyenne de la distance interparticule est

$$x = 4,0 f$$

et la valeur moyenne du terme approché d'énergie de rotation, calculé pour le 2⁺,

$$E_{ROT} \equiv < \frac{\hbar^2}{6m} A L(L+1) > _{L=2} = 6,7 MeV$$

Nous présentons en figure 43 l'allure de T, U et E au voisinage du minimum. L'énergie cinétique T augmente très rapidement lorsque b diminue, c'est-à-dire lorsque les particules sont mieux localisées tandis que l'énergie potentielle décroît. Le fait que le minimum de E soit obtenu à la limite du domaine des paramètres variationnels montre que la fonction d'essai est mal choisie : il faudrait autoriser $a^2 < 0$. En effet lorsque b augmente la distance moyenne d'approche x augmente et il faut que a^2 diminue pour que la fonction d'onde prenne des valeurs appréciables dans la région des puits de potentiel. L'effet espéré d'affaissement des niveaux dû à la profondeur de V_2 et V_4 est pratiquement inexistant : la figure 43 montre l'énergie du système calculée en faisant $V_2 = V_0$ et $V_4 = V_0$, c'est-à-dire en supposant que les particules interagissent par le seul potentiel de l'onde S ; on voit que le gain en énergie n'est que de l'ordre du MeV. Quand même la fonction d'onde d'essai est mal choisie et le calcul grossier, on ne peut attendre beaucoup mieux d'un calcul plus raffiné : il faudrait, pour décrire le fondamental de 12 C que E descende jusqu'à -7,4 MeV.

Ce calcul semble donc confirmer que le premier état de ¹²C qui ait un parentage (3α) important soit le 0⁺ situé à 7,656 MeV. De la valeur de E_{rot} calculée plus haut on déduit la position prédite pour le 2⁺ qui est de l'ordre de 14 MeV.



Fig. 43 : Valeurs moyennes des différentes parties de l'hamiltonien et de leur somme au voisinage du minimum dans le plan (a,b). a et b sont portés en abscisse et en ordonnée respectivement et leurs axes sont gradués en fermis. Les courbes de la figure de droite en bas correspondent à un calcul fait en prenant tous les potentiels égaux à celui qui engendre les déphasages S expérimentaux.

CONCLUSIONS

L'importance accordée dans cet exposé aux diverses descriptions qu'on peut faire de l'interaction α - α ne doit pas faire oublier que notre seule ambition est d'y avoir présenté un ensemble de résultats expérimentaux ; il se trouve simplement que c'est sur les résultats eux-mêmes et non sur les méthodes expérimentales utilisées que nous avons concentré notre intérêt, la richesse des premiers faisant contraste avec la simplicité des secondes.

Les courbes d'excitation que nous avons présentées sont à notre connaissance les premières mesures de ce genre réalisées sur un cyclotron à énergie variable ; leur succès que nous constatons d'autant plus librement que tout le mérite en revient aux seuls réalisateurs de la machine, montre qu'un ensemble important d'expériences nécessitant des variations d'énergie incidente de l'ordre du pour mille et autrefois réservées aux Van de Graaff et aux tandems est maintenant à notre portée^(*).

Nous avons analysé en déphasages l'ensemble de nos résultats expérimentaux. Dans la mesure où elles ne présentent pas d'ambiguîté, ce que nous avons discuté dans le texte, ces analyses ne sont qu'un moyen commode de présenter les données : les prédictions des théories et des modèles s'expriment simplement sur les déphasages mais sont obscurcies par les phénomènes d'interférences dans les sections efficaces. Prolongement naturel du travail expérimental, les analyses de déphasages ne reposent sur aucune hypothèse physique.

A l'examen de leurs conclusions nous avons été conduits à distinguer entre deux aspects de l'interaction : diffusion potentielle et diffusion résonnante.

Le premier se traduit par des variations lentes avec l'énergie (les largeurs des résonances atteignent la limite de Wigner) et se caractérise par l'analogie observée entre les déphasages des différentes ondes à paramètre d'impact égal (nous montrons en particulier que les ondes I et K se comportent comme celles d'ordre plus bas). Ces remarques nous incitent à rechercher un potentiel phénoménologique à deux corps qui décrive l'ensemble des déphasages connus ; la hauteur des énergies auxquelles nous avons atteint nous permet de sonder ce potentiel plus profondément qu'il était autrefois possible. Il importe de noter que c'est l'existence même d'un tel potentiel qui est remarquable et que les paramètres de forme que nous avons ajoutés à ceux utilisés précédemment dans la littérature permettent d'améliorer les détails de l'accord avec l'expérience sans véritablement introduire des degrés de liberté supplémentaires. La similitude entre nos résultats et le potentiel de Shimodaya [78] est frappante, ce qui met en évidence la petitesse de la polarisation des particules au cours de leur interaction.

Le second aspect de la diffusion α - α se traduit par l'existence, entre 16 et 25 MeV, de résonances plus étroites.

Nous avons pu identifier de façon certaine le niveau de 16,9 MeV comme étant un 2⁺.

Nous montrons qu'à 19,9 MeV un seul niveau 2⁺ ne suffit pas à expliquer nos résultats et suggérons la présence simultanée d'un 4⁺. Si enfin nous confirmons la présence d'un 2⁺ à 22,15 MeV, nous infirmons celle d'un 2⁺ à 25,3 MeV où nous croyons plutôt voir un 4⁺. Mais les effets des résonances deviennent de plus en plus flous lorsqu'on monte en énergie à cause de l'augmentation simultanée de l'absorption. S'il nous est alors difficile d'affirmer la présence d'une résonance, du moins pouvons nous dire que, si elle existe, sa faible largeur dans la voie α - α entraîne une brusque augmentation du déphasage imaginaire qui atténue beaucoup ses effets.

^(*) Des courbes d'excitation α + ¹²C ont récemment été mesurées à Berkeley [114].

Nous avons enfin présenté un calcul de l'énergie de liaison de trois particules α interagissant par l'intermédiaire du potentiel obtenu précédemment ; il montre que l'énergie cinétique nécessaire pour localiser les particules α au voisinage des rayons de forte attraction sans souffrir des coeurs durs est trop grande, ce qui les oblige à se tenir à des distances où les potentiels ne dépendent que très faiblement des moments cinétiques relatifs, rendant pratiquement inexistant l'effet d'affaissement attendu.

L'essentiel de ce travail est donc d'avoir prolongé jusqu'à une énergie de bombardement de 120 MeV notre connaissance des déphasages qui décrivent l'interaction α - α . Des mesures supplémentaires en particulier des distributions angulaires des produits de réaction seraient intéressantes et surtout une analyse théorique détaillée mériterait sans doute d'être entreprise, les commentaires que nous avons faits étant le plus souvent trop simplistes et trop superficiels ; mais c'est ce qui fait à la fois le succès et le danger des idées simples qu'on puisse les placer entre toutes les mains.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] E. RUTHERFORD et J. CHADWICK Phil. Mag., 1927, 4, 605.
- [2] J.A. WHEELER Phys. Rev., 1937, 52, 1083 et 1107.
- [3] H. MARGENAU Phys. Rev., 1941, 59, 37.
- [4] J. CHADWICK Proc. Roy. Soc. (London), 1930, 128A, 114.
- [5] P. M.S. BLACKETT et F.C. CHAMPION Proc. Roy. Soc. (London), 1931, 130A, 380.
- [6] P. WRIGHT Proc. Roy. Soc. (London), 1932, 137A, 677.
- [7] C.B.O. MOHR et G.E. PRINGLE Proc. Roy. Soc. (London), 1937, 160A, 190.
- [8] S. DEVONS Proc. Roy. Soc. (London), 1939, 172A, 559.
- [9] K.B. MATHER Phys. Rev., 1951, 82, 126.
- [10] C.H. BRADEN, S.M. CARTER et A.G. FORD Phys. Rev., 1951, 84, 837.
- [11] E. GRAVES Phys. Rev., 1951, 84, 1250.
- [12] D.B. COWIE, N.P. HEYDENBURG, G.M. TEMMER et C.A. LITTLE Jr. Phys. Rev., 1952, 86, 593.
- [13] G.M. TEMMER et N.P. HEYDENBURG Phys. Rev., 1953, 90, 340.
- [14] N.P. HEYDENBURG et G.M. TEMMER Phys. Rev., 1956, 104, 123.
- [15] G.R. BRIGGS, S. SINGER et W.K. JENTSCHKE Phys. Rev., 1953, 91, 438.
- [16] R.O. KERMAN, R. NILSON et W.K. JENTSCHKE Phys. Rev., 1953, 91, 438.
- [17] R. NILSON, R.O. KERMAN, G.R. B. GGS et W. JENTSCHKE Phys. Rev., 1956, 104, 1673.
- [18] F.E. STEIGERT et M.B. SAMPSON Phys. Rev., 1953, 92, 660.
- [19] G.C. PHILLIPS, J.L. RUSSELL et C.W. REICH Phys. Rev., 1956, 100, 960.
- [20] J.L. RUSSEL, G.C. PHILLIPS et C.W. REICH Phys. Rev., 1956, 104, 135.
- [21] W.E. BURCHAM, W.M. GIBSON, D.J. PROWSE et J. ROTBLAT Nucl. Phys., 1957, 3, 217.
- [22] D.J. BREDIN, W.E. BURCHAM, D. EVANS, W.M. GIBSON, J.S.C. Mc KEE, D.J. PROWSE, J. ROTBLAT et J.N. SNYDER - Proc. Roy. Soc. (London), 1959, 251 A, 143.
- [23] C.M. JONES, G.C. PHILLIPS et P.D. MILLER Phys. Rev., 1960, 117, 525.
- [24] N. BERK, F.E. STEIGERT et G.L. SALINGER Phys. Rev., 1960, 117, 531.
- [25] J.R. DUNNING, A.M. SMITH et F.E. STEIGERT Phys. Rev., 1961, 121, 580.
- [2° A.I. YAVIN PhD Thesis, University of Washington, Seattle.
- [27] H.E. CONZETT, G. IGO, H.C. SHAW et R.J. SLOBODRIAN Phys. Rev., 1960, 117, 1075.
- [28] R. CHIBA, H.E. CONZETT, H. MORINAGA, N. MUTSURO, K. SHODA, et M. KIMURA-J. Phys. Soc. Japan, 1961, 16, 1077.
- [29] T.J. GOODING et G. IGO Phys. Rev. Letters, 1961, 7, 28.
- [30] T.A. TOMBRELLO et L.S. SENHOUSE Phys. Rev., 1963, 129, 2252.

- [31] H. WERNER et J. ZIMMERER Communication privée.
- [32] G.J.C. VAN NIFTRIK, K.W. BROCKMAN, W.T.H. VAN OERS Communication privée.
- [33] H.E. CONZETT, R.J. SLOBODRIAN, S. YAMABE et E. SHIELD A paraître.
- [34] P. DARRIULAT, G. IGO, H.G. PUGH et H.D. HOLMGREN A paraître.
- [35] H.E. CONZETT, P. DARRIULAT, H.G. PUGH, E. SHIELD et R.J. SLOBODRIAN A paraître.
- [36] J.A. WHEELER Phys. Rev., 1941, 59, 16.
- [37] C.M. JONES, D.J. DONAHUE, M.T. Mc ELLISTREM, B.A. DOUGLAS et H.T. RICHARDS -Phys. Rev. 1953, 91, 879.
- [38] P.B. TREACY Proc. Phys. Soc. (London), 1955, A68, 204.
- [39] R. NILSON, W.K. JENTSCHKE, G.R. BRIGGS, R.O. KERMAN et J.N. SNYDER Phys. Rev., 1958, 109, 850.
- [40] F.C. BARKER et P.B. TREACY Nucl. Phys., 1962, 38, 33.
- [41] K. WILDERMUTH et T.H. KANELLOPOULOS Nucl. Phys., 1958, 7, 150.
- [42] Y.F. SMIRNOV et D. CHLEVOWSKA Nucl. Phys., 1961, 26, 306.
- [43] D.R. INGLIS Rev. Mod. Phys., 1953, 25, 390.
- [44] D. KURATH Phys. Rev., 1956, 101, 216.
- [45] J.K. PERRING et T.H.R. SKYRME Proc. Phys. Soc. (London), 1956, , 600.
- [46] R.R. HAEFNER Rev. Mod. Phys., 1951, 23, 228.
- [47] C.H. HUMPHREY PhD Thesis U.C.L.A., 1956.
- [48] H. WITTERN Natur., 1959, 46, 443.
- [49] E. VAN DER SPUY et H.J. PIENAAR Nucl. Phys., 1958, 7, 397.
- [50] G. IGO Phys. Rev., 1960, 117, 1079.
- [51] A.T. BERZTISS PhD Thesis, Université de Melbourne.
- [52] H. HACKENBROICH et K. WILDERMUTH Congrès de Paris, communication 1bis/C 204, 1964.
- [53] P.F. DONOVAN, J.V. KANE, J.F. MOLLENAUER et P.D. PARKER Congrès de Paris, communication 1bis/C 251, 1964.
- [54] Ju G. BALASCHKO, I. Ja BARIT, L.S. DULCOVA et A.B. KUREPIN Congrès de Paris, communication 1bis/C 342, 1964.
- [55] L.A. KONIG, J.H.E. MATTAUCH et A.H. WAPSTRA Nucl, Phys., 1962, 31, 18.
- [56] T. LAURITSEN et F. AJZENBERG-SELOVE Nuclear Data Sheet, Mai 1962.
- [57] G.C. PHILLIPS Lectures on few nucleon systems, Hercegnovi, July 1964.
- [58] G.C. PHILLIPS et T.A. TOMBRELLO Nucl. Phys., 1960, 19, 555.
- [59] D.R. INGLIS Nucl, Phys., 1962, 30, 1.
- [60] J. FARMER et C.M. CLASS Nucl. Phys., 1960, 15, 626.
- [61] M.E. NORDBERG Jr., F.B. MORINIGO et C.A. BARNES Phys. Rev., 1962, 125, 321.
- [62] J.R. ERSKINE et C.P. BROWNE Phys. Rev., 1961, 123, 958.
- [63] E. MATT, F. PFANDER, H. RIESEBERG et V. SOERGEL Physics Letters, 1964, 9, 174.
- [64] P. PAUL, S.L. BLATT et D. KOHLER Physics Letters, 1964, 10, 201.
- [65] P. PAUL et K.P. LIEB Nucl. Phys., 1964, 53, 465.
- [66] J.M.F. JERONYMO, G.S. MANI, F. PICARD et A. SADEGHI Nucl. Phys., 1962, 38, 11.
- [67] F.M. BLATT et C.C. BIEDENHARN Rev. Mod. Phys., 1952, 24, 258.
- [68] G.M. TEMMER Communication privée à JERONYMO et al [66].
- [69] W. HEISENBERG Z. für Phys., 1935, 96, 473.

- [70] S.F. EDWARDS Proc. Camb. Phil. Soc., 1952, 48, 652. [71] S.J. BIEL - Proc. Phys. Soc., 1957, 70A, 866. [72] K. WILDERMUTH et Th. KANELLOPOULOS - Nucl. Phys., 1958, 9, 449. [73] L.D. PEARLSTEIN, Y.C. TANG et K. WILDERMUTH - Nucl. Phys., 1960, 18, 23. [74] A.C. BUTCHER et J.M. Mc NAMEE - Proc. Phys. Soc., 1959, 74A, 529. [75] E.W. SCHMID et K. WILDERMUTH - Nucl. Phys., 1961, 26, 463. [76] A. HERZENBERG - Nucl. Phys., 1957, 3, 1. [77] E. VAN DER SPUY-Nucl. Phys., 1959, 11, 615. [78] I. SHIMODAYA, R. TAMAGAKI et H. TANAKA - Prog. Theoret. Phys. 1962, 27, 793. [79] A. HERZENBERG et A.S. ROBERTS - Nucl. Phys., 1957, 3, 314. [80] H.W. WITTERN - Z. Naturf., 1963, 18A, 1254. [81] A. MESSIAH - Mécanique quantique, Dunod, Paris 1959. [82] J.M. BLATT et V.F. WEISSKOPF - Theoretical Nuclear Physics, Wiley, N.Y. 1952. [83] N.F. MOTT et H.S.W. MASSEY - The theory of atomic collisions, Clarendon Press Oxford, 1933. [84] D.A. BROMLEY, J.A. KREHNER et E. ALMQVIST - Phys. Rev., 1961, 123, 878. [85] C. BLOCH - Cours sur la théorie des réactions nucléaires, C.E.N. Saclay, 1955-1956. [86] C. BLOCH - Nucl. Phys., 1957, 4, 503. [87] E.P. WIGNER et L. EISENBUD - Phys. Rev., 1947, 72, 29. [88] T. TEICHMAN et E.P. WIGNER - Phys. Rev., 1952, 87, 123. [89] J. HUMBLET et L. ROSENFELD - Nucl. Phys., 1961, 26, 529. [90] R. OMNES et M. FROISSART - Mandelstam theory and Regge Poles, Benjamin, N.Y. 1963. [91] J.S. BALL et W.R. FRAZER - Phys. Rev. Letters, 1961, 7, 204. [92] F.B. MORINIGO - Nucl. Phys., 1962, 36, 529. [93] A.I. BAZ - Phil. Mag., 1959, 4, 1035. [94] A.I. BAZ - Adv. in Phys., 1959, 8, 349. [95] T.A. TOMBRELLO et G.C. PHILLIPS - Nucl. Phys., 1960, 20, 648. [96] Proc. Inter. Conf. on Sector focused cyclotrons, U.C.L.A., North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1962. [97] H.A. GRUNDER et F.G. SELPH - U.C.R.L. Report nº 10758, 1963. [98] R. COX - Communication privée. [99] P. DARRIULAT, G. IGO, H.G. PUGH, J.M. MERIWETHER et S. YAMABE - Phys. Rev., 1964, 134, B 42.
- [100] J.H. ELLIOTT Nucl. Instr. Methods, 1961, 12, 60.
- [101] B.G. HARVEY, E.J.M. RIVET, A. SPRINGER, J.R. MERIWETHER, W.B. JONES, J.H. ELLIOTT et P. DARRIULAT - Nucl. Phys., 1964, 52, 465.
- [102] C. WILLIAMSON et J.P. BOUJOT Rapport C.E.A. Saclay, nº 2189.
- [103] P. DARRIULAT Alphelium, a phase shift analysis code for elastic scattering of identical spin less particles, non publié.
- [104] N.K. GLENDENNING Optik, a fortran code for optical model calculations, non publié.
- [105] P. DARRIULAT Hardcore, a fortran code using Wood-Saxon hardcore potentials. non publié.
- [106] D.M. DENNISON Phys., Rev. 1954, 96, 378.
- [107] A.E. GLASSGOLD et GALONSKY Phys. Rev., 1956, 103, 701.

- [108] A. GIBSON PhD Thesis, University of Manchester, 1956.
- [109] J. HIURA et I. SHIMODAYA Progr. Theoret. Phys., 1963, 30, 585.
- [110] H. DIEHL, S. FLÜGGE, W. SCHRÖDER, A. VÖLKEL et A. WERGUNY Z. für Phys., 1961, 162, 1.
- [111] A.R. EDMONDS Angular momentum in quantum mechanics, Princeton University Press, Princeton 1957.
- [112] L. EYGES Phys. Rev., 1959, 115, 1643.
- [113] P. DARRIULAT et C. RUGGE A code for the calculation of the binding energy of three alpha particles, non publié.
- [114] H.G. PUGH Communication privée.
- [115] R.G. NEWTON Ann. of Phys., 1958, 4, 29.
- [116] Yoshio YAMAGUCHI Supp. Prog. Theor. Phys., 1959, 7, 1.
- [117] E.P. WIGNER Phys. Rev., 1947, 72, 2.
- [118] G.M. TEMMER B.A.P.S., 1962, 7, 59.
- [119] E.P. WIGNER Phys. Rev., 1955, 98, 145.
- [120] W.E. BURCHAM, G.P. Mc CAULEY, D. BREDIN, W.M. GIBSON et D.J. PROWSE-Nuclear Physics, 1958, 5, 141.
- [121] W. BRIAN DE FACIO UCRL Report, nº 7961 T, 1964.

Depuis la fin 1964, date à laquelle nous avons rassemblé les références ci-dessus, quelques nouveaux travaux ont été publiés qui traîtent de sujets en rapport avec cette thèse et méritent d'y être mentionnés.

- [122] G.S. MANI, R. FREEMAN, F. PICARD, A. SADEGHI et D. REDON Nuclear Physics, 1964, 60, 588.
- [123] P.B. TREACY Physics Letters, 1965, 14, 125.
- [124] J.B. MARION Physics Letters, 1965, 14, 315.
- [125] D. KOHLER et P. PAUL Physics Letters, 1965, 15, 157.

