

ETUDE DU MECANISME DE LA
REACTION (${}^3\text{He}, \alpha$) à 210 MeV
ET DE L'EXCITATION D'ETAT
DE TROUS DANS LES
COUCHES PROFONDES.

J. Van de Wiele, E. Gerlic,
H. Langevin-Joliot et
G. Duhamel.

IPNO-PHN-77-24
FR7801107

Etude du mécanisme de la réaction (${}^3\text{He}, \alpha$) à 210 MeV et de l'excitation
d'état de trous dans les couches profondes.

J. Van de Wiele, E. Gerlic, H. Langevin-Joliot, G. Duhamel
Institut de Physique Nucléaire, E. P. n°1, 91406 Orsay, France

Abstract.

The (${}^3\text{He}, \alpha$) reaction on ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{90}\text{Zr}$, ${}^{118,124}\text{Sn}$ and ${}^{208}\text{Pb}$ targets has been studied at $E_{{}^3\text{He}} = 217$ MeV (or 205 MeV) in order to investigate the reaction mechanism at high energy and large momentum transfer. The reaction yields large cross sections at very forward angles and strongly enhances the largest orbital momentum transfers. The main mechanism is direct pick up although two step processes are quite important for some transitions. The alpha optical potential choice is of critical importance to reproduce the pick up angular distributions shapes in the framework of the DWBA-ZR analysis. Very good fits are obtained for the studied nuclei and ℓ transfers with a unique empirical potential :

$$V_{\alpha}(E_{\text{inc}}) = V_{3\text{He}}(3/4 E_{\text{inc}}) + V_n(1/4 E_{\text{inc}})$$

The excitation energy spectra have been measured up to 100 MeV in the residual light and medium nuclei, and up to about 16 MeV in heavy nuclei. A survey of the main transitions is given. In addition to the generally well known low lying levels, peaks or broad structures are observed for each nucleus at higher excitation energies. They are attributed to pick up from inner shells respectively : $1s({}^{11}\text{C}$ and ${}^{15}\text{O})$, $1p({}^{27}\text{Si})$, $1d5/2 + 1p({}^{57}\text{Ni})$, $1f7/2({}^{89}\text{Zr})$, $1g9/2({}^{117,123}\text{Sn})$ and $1h11/2$ (${}^{207}\text{Pb}$). The corresponding strengths are evaluated.

NUCLEAR REACTIONS ; ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{90}\text{Zr}$, ${}^{118,124}\text{Sn}$,
 ${}^{208}\text{Pb}$ (${}^3\text{He}, \alpha$) $E_{{}^3\text{He}} = 217\text{MeV}$ (205 MeV) ; measured $\sigma(\theta, E_{\alpha})$;
DWBA analysis ; inner hole states spectroscopic strengths.

1. Introduction

Les réactions de pick-up de neutrons ont apporté de très nombreuses informations sur les composantes principales des états à un trou dans les sous-couches de valence des noyaux. On sait que les niveaux correspondants se manifestent dans les spectres des noyaux résiduels à basse énergie d'excitation, en-dessous de 2 à 3 MeV seulement pour les noyaux lourds. La connaissance des effets de structure à plus haute énergie d'excitation est beaucoup moins avancée. En particulier, jusqu'à une période récente, seules les réactions de knock-out avaient permis de localiser des couches internes de protons dans les noyaux légers et moyens. L'utilisation des réactions de pick-up, avec des projectiles d'énergie élevée et des faisceaux de bonne qualité, a permis d'élargir ce champ d'investigation à l'étude des couches internes de neutrons, y compris dans les noyaux lourds.

On a ainsi pu mettre en évidence des trous profonds de neutrons dans des noyaux légers et moyens par réaction (p,d) à 185 MeV¹⁾ et $(^3\text{He},\alpha)$ à 217 MeV²⁾. Les expériences menées sur les noyaux plus lourds ont été surtout concentrées sur les isotopes de Sn [réf. 3-8)], ^{90}Zr [réf. 7,9)], ^{208}Pb [réf. 7,10)] et quelques noyaux de la couche $N=50-82$ [ref. 11)].

Nous présentons dans cet article une étude systématique de la réaction $(^3\text{He},\alpha)$ à 217 MeV (ou 205 MeV) sur un large domaine d'énergie d'excitation s'étendant jusqu'à 100 MeV pour les noyaux légers et moyens ^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si et ^{58}Ni et jusqu'à ~ 16 MeV pour les noyaux lourds ^{90}Zr , $^{118,124}\text{Sn}$ et ^{208}Pb .

La mesure des distributions angulaires d'un certain nombre de niveaux bien connus par ailleurs nous a permis de mettre au point une description du mécanisme de la réaction dans le cadre de la DWBA. Les caractéristiques de cette réaction qui n'avait jamais été étudiée pour des énergies incidentes supérieures à 80 MeV, sont discutées en détail. Nous présentons ensuite un certain nombre de résultats noyau par noyau notamment en ce qui concerne les structures larges de haute énergie d'excitation associées au pick-up dans des couches internes pour lesquelles nous donnons une estimation du pourcentage de la force à un trou.

2. Dispositifs expérimentaux et traitement des résultats

Les expériences ont été réalisées à l'aide du faisceau d'hélium 3 de 217 MeV du synchrocyclotron d'Orsay. Les distributions angulaires des noyaux lourds et celles des noyaux légers, aux petits angles et au-dessous de 8 MeV d'énergie d'excitation en général, ont été étudiées à l'aide d'un spectromètre magnétique équipé d'une chambre multifils dans le plan focal. Les spectres d'énergie d'excitation ont été mesurés jusqu'à 100 MeV pour les noyaux légers et moyens à l'aide d'un télescope $\Delta E \times E$ composé de détecteurs solides.

2.1. Spectromètre magnétique

Le spectromètre fait partie d'un dispositif achromatique. Le faisceau d'hélium 3 incident est analysé par un premier aimant avant d'être focalisé sur la cible par un triplet de lentilles quadripolaires. Les particules secondaires émises dans l'angle solide accepté par le diaphragme d'entrée du spectromètre à double focalisation ($\Omega = 1.94 \cdot 10^{-4}$ sr) sont analysées par ce dernier de manière à ce que la dispersion secondaire compense celle de l'analyse primaire. La rigidité magnétique trop faible du spectromètre ne permet pas l'étude de la réaction (${}^3\text{He}, \alpha$) à 217 MeV dans le cas des noyaux plus lourds que de ${}^{56}\text{Ni}$. Pour tous ces noyaux, l'énergie initiale du faisceau a été dégradée à 205 MeV. La localisation des particules est effectuée par une chambre de 96 fils ¹²⁾ couvrant 10 cm dans le plan focal soit environ 8 MeV d'énergie d'excitation pour les ${}^3\text{He}$ de 205 MeV. La chambre fonctionne en régime semi-proportionnel et son efficacité globale est réglée à 100% par ajustage de la haute tension. La correction des légères variations d'efficacité de fil à fil est calculée à partir de la mesure d'un spectre plat produit par une cible épaisse. Le fond parasite est éliminé par coïncidence avec un télescope à seuil formé de deux scintillateurs plastiques, qui permet, en outre, l'identification des alpha par sélection de la perte d'énergie.

Nous avons utilisé un cylindre de Faraday pour la mesure du faisceau aux angles supérieurs à 10° . Un mesureur à induction étalonné par référence au cylindre de Faraday nous a servi de moniteur entre 1 et 10° .

Les cibles avaient une épaisseur comprise entre 10 et 25 mg/cm² à l'exception de la cible de ²⁰⁹Pb (50 mg/cm²) et de l'une des cibles de ⁹⁰Zr (75 mg/cm²). Nous avons utilisé pour ¹⁶O une cible de V₂O₅ agglomérée par une faible quantité de polyéthylène; nous avons soustrait une faible contribution des contaminants (pics de ¹¹C et fond dû au vanadium). La résolution en énergie de 400 keV environ (sauf pour les cibles épaisses) nous a permis de séparer un certain nombre de niveaux sans difficultés particulières, sauf entre 3° et 4,5° où la soustraction d'un fond parasite produit par les fentes du spectromètre introduit une erreur systématique qui peut être importante sur les sections efficaces extraites.

Dans quelques autres cas, nous avons décomposé des pics doubles ou triples en leurs composantes d'énergie d'excitation bien connue. Pour les groupes plus complexes ou les structures comprenant un très grand nombre de niveaux supposés de même nature, des distributions angulaires globales ont été extraites dans un intervalle d'énergie d'excitation, avec ou sans soustraction d'un fond continu.

2.2. Téléscope de détecteurs solides

Ce télescope ($\Delta E \times E$) déjà décrit en détail¹³⁾ est constitué d'une barrière de surface ΔE de 2,3 mm de silicium et d'un détecteur germanium-lithium E à fenêtre d'entrée mince réalisé au laboratoire. L'épaisseur de ce détecteur (8 mm) a été choisie de manière à arrêter les particules alpha des réactions étudiées, mais non les hélium 3 diffusés élastiquement. Le télescope est associé à un identificateur de particules fonctionnant dans le mode $\Delta E(E + k_1 \times \Delta E + k_2)$. A cette énergie incidente élevée, nous avons obtenu pour cet ensemble une efficacité de 87%. Les spectres alpha ont été mesurés avec ce dispositif entre 6,5° (ou 7°) et 27° (ou 15°) selon la cible, avec une résolution en énergie de 500 à 800 keV due pour une part à l'épaisseur des cibles (entre 10 mg/cm² et 100 mg/cm²) et aux empilements. Quelques mesures bidimensionnelles ($\Delta E, E + \Delta E$) ont été analysées pour évaluer l'effet de ces derniers sur la forme des spectres et introduire les faibles corrections nécessaires.

3. Analyse du mécanisme de la réaction (${}^3\text{He},\alpha$) à 210 MeV

Les niveaux portés dans le tableau 1 ont été choisis pour étudier la description de la réaction de pick-up. Dans nos expériences, ces niveaux sont fortement excités aux petits angles ($\sigma \sim 20$ mb/sr), et suffisamment bien séparés pour que leurs distributions angulaires puissent être extraites sans difficultés; leurs facteurs spectroscopiques dont les valeurs relatives élevées sont caractéristiques de fortes composantes à un trou, peuvent être considérés comme bien connus.

La réaction de pick-up est décrite dans le cadre classique de la DWBA en approximation de portée nulle. Le facteur de forme est calculé par la méthode de l'énergie de séparation pour un neutron lié dans un puits de Woods-Saxon de rayon $1.25 A^{1/3}$ fm, et d'épaisseur de surface 0.65 fm; le terme spin-orbit est pris égal à 25 fois le terme de Thomas. L'influence des paramètres optiques de la voie d'entrée est assez faible sur les prédictions. Au contraire le choix des paramètres optiques de la voie α est déterminant pour reproduire la forme des distributions angulaires expérimentales.

3.1. Voie d'entrée

Nous disposons des potentiels optiques décrivant les diffusions élastiques de ${}^3\text{He}$ de 217 MeV sur les noyaux de ${}^{12}\text{C}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{56}\text{Ni}$, ${}^{90}\text{Zr}$, ${}^{120}\text{Sn}$, ${}^{208}\text{Pb}$ [réf. ²⁶] et ${}^{16}\text{O}$ [réf. ¹³]. Les potentiels réels obtenus sont caractérisés par des intégrales de volume $J/3A$ inférieures d'environ 10% aux valeurs de J/A des protons de 70 MeV, et par des profondeurs quelque peu inférieures à 3 Vp. La forme des distributions angulaires (${}^3\text{He},\alpha$) est peu sensible aux variations des paramètres; en particulier, on n'observe pas de modification significative lorsqu'on utilise une profondeur réelle $V_3\text{He} \sim 100$ MeV. Les valeurs initiales des paramètres, portées dans le tableau 2, ont été conservées dans la suite de l'analyse.

3.2. Voie de sortie

Les prédictions de la DWBA pour trois séries de paramètres optiques alpha de type différent sont comparées sur la fig.1 aux résultats expérimentaux relatifs à cinq des noyaux étudiés. La série III permet de rendre compte de l'ensemble des distributions angulaires de référence, alors que les désaccords sont importants avec les deux autres ensembles.

3.2.1. Potentiels extrapolés peu profonds - Série I

Il n'existe pas de données expérimentales sur la diffusion élastique de particules α au-delà de 166 MeV. Nous avons extrapolé linéairement les valeurs des paramètres obtenues à des énergies plus basses : à partir des valeurs à 140 MeV⁽²⁷⁻²⁹⁾ et 166 MeV⁽³⁰⁾ pour le carbone et le nickel; dans le cas du zirconium, il a été possible également de prendre en considération les valeurs obtenues plus récemment à 118 MeV^(28,31); pour le silicium, l'extrapolation a été faite entre 104 [réf. ⁽³²⁾] et 166 MeV⁽³⁰⁾; pour l'oxygène, l'extrapolation a été faite parallèlement à celle du carbone, les paramètres à 166 MeV⁽³⁰⁾ étant les seuls obtenus à haute énergie incidente d'alpha. Dans le cas des noyaux légers de ^{12}C et ^{16}O , les rayons varient beaucoup avec l'énergie et une extrapolation linéaire conduit à des valeurs peu vraisemblables. On sait que dans une même famille^(33,34), les potentiels liés par les relations $V_R R_0^2 = \text{cste}$ et $W_I R_0^4 = \text{cste}$ conduisent à des distributions angulaires élastiques peu différentes. Ces lois nous ont permis d'ajuster les profondeurs réelles et imaginaires de manière à obtenir des rayons compatibles avec les valeurs de plus basse énergie. Les paramètres ainsi trouvés (série I) sont rassemblés dans le tableau 3. Les valeurs de $J/4A$ extrapolées directement et recalculées à partir de ces potentiels ne diffèrent pas de plus de 2%.

L'accord entre les distributions angulaires expérimentales et les prédictions de la DWBA est mauvais pour les noyaux légers ^{12}C et ^{16}O . La pente aux angles arrière est correctement rendue, mais la remontée aux angles avant n'est jamais reproduite; le désaccord est encore plus flagrant pour les noyaux plus lourds (fig.1).

3.2.2. Potentiels imaginaires profonds - Série II

Le caractère trop fortement oscillatoire des distributions angulaires calculées ne peut être corrigé par de légères variations de paramètres. Il peut être imputé à une mauvaise description des ondes distordues de la voie alpha à l'intérieur du noyau, surestimant la contribution de cette région à la réaction de transfert. Plusieurs auteurs ont utilisé récemment avec succès des potentiels imaginaires profonds dans la voie α pour remédier à ce type de difficulté dans la description de certaines réactions de transfert⁽³⁵⁾.

Nous avons augmenté les profondeurs W_I de la série I, tout en conservant le produit $W_I R_0^4$ constant (tableau 3 - série II). Nous avons pu obtenir par

cette méthode un meilleur accord, mais non satisfaisant, avec les distributions angulaires expérimentales (fig.1).

3.2.3. Construction d'un potentiel alpha profond - série III

R.C.Johnson et P.J.R.Soper³⁶⁾ ont montré, dans le cas des deutons, que le processus de cassure du projectile devrait être pris en compte pour décrire correctement la diffusion élastique et les réactions de stripping (d,p). Les amplitudes de stripping peuvent cependant être calculées dans le cadre de la DWBA en substituant au potentiel optique ordinaire des deutons un potentiel \bar{V} construit à partir des potentiels neutron et proton d'énergie incidente moitié, à l'aide de prescriptions simples³⁷⁾. On peut se demander par analogie, si les processus de cassure de la particule alpha ne devraient pas également être pris en compte dans la description de la réaction ($^3\text{He},\alpha$) à 200 MeV ; l'énergie de liaison de l'alpha, bien que supérieure à celle d'un nucléon de la cible, reste faible devant l'énergie incidente. On ne dispose actuellement d'aucune estimation théorique de ce type d'effet. Il nous a cependant semblé intéressant d'examiner si un potentiel alpha empirique construit dans le cadre de l'approximation de portée nulle par addition de potentiels ^3He et nucléon ne permettrait pas de rendre compte des résultats expérimentaux.

Les paramètres ^3He à 170 MeV ont été interpolés entre les valeurs à 85 MeV³⁸⁾ et 217 MeV²⁶⁾ et correspondent aux valeurs du nickel. Ils représentent des familles profondes (à 85 MeV, $V_R = 170$ MeV et $J/3A = 440$ MeV \times fm³). Pour le neutron, on a utilisé des paramètres protons à 50 MeV sur le noyau moyen de ^{40}Ca [réf.³⁹⁾] où le terme imaginaire est uniquement de surface.

Les paramètres du potentiel alpha de type profond, ainsi déterminé ($V_\alpha \sim 4 \times V_p$), identiques pour tous les noyaux du carbone au zirconium, sont rassemblés dans le tableau 4. L'accord entre les distributions angulaires calculées et les distributions angulaires expérimentales est excellent dans le cas de ^{28}Si , ^{58}Ni et ^{90}Zr ; pour les noyaux légers ^{12}C et ^{16}O , un meilleur accord a été obtenu en augmentant la partie imaginaire de volume jusqu'à $W_I = 30$ MeV (fig.1). Par contre, la situation se détériore si, à partir des diffusions élastiques proton et ^3He sur les noyaux légers, on cherche à construire pour chacun d'eux un potentiel de même type; le potentiel réel résultant est alors trop faible.

3.2.4. Discussion

En résumé les paramètres de la série I qui se déduisent directement des meilleurs ajustements obtenus sur les résultats de diffusion élastique α ne permettent absolument pas de reproduire les résultats expérimentaux de la figure 1. L'accord est un peu meilleur pour la série II et bon seulement pour les calculs effectués avec les paramètres de la série III. Il est intéressant de comparer les sections efficaces différentielles élastiques calculées avec ces trois séries de paramètres. Cette comparaison est présentée sur la figure 2a pour les α de 220 MeV dans le cas du nickel. Aux angles avant, on voit que les prédictions du potentiel III ne sont pas très différentes de celles obtenues avec les paramètres extrapolés (série I). La figure 2b montre qu'un potentiel de type III construit pour des α de 166 MeV reproduit également, aux angles avant, les résultats expérimentaux connus à cette énergie⁴⁰⁾. Cette tendance est confirmée pour les différents noyaux : ainsi les potentiels de type III, bien adaptés à la description de la réaction de pick-up, donnent des résultats acceptables à l'avant pour la diffusion élastique. On peut remarquer par ailleurs que les profondeurs réelles et imaginaires de ces potentiels sont intermédiaires entre celles des potentiels de Woods-Saxon extraits des analyses de diffusion élastique et celles de potentiels calculés avec des modèles microscopiques où l'interaction effective α -nucléon est convoluée sur la densité nucléaire³⁰⁾.

Les ambiguïtés entre les familles de potentiels de profondeurs différentes décrivant dans le cadre du modèle optique la diffusion élastique des particules complexes sont levées à haute énergie en faveur d'un potentiel peu profond lorsque l'on étend la recherche aux angles moyens et arrières. Or, la cassure du projectile et différents processus indirects qui ne sont pas pris en compte explicitement dans l'analyse peuvent jouer un rôle significatif dans ces domaines angulaires. Ainsi, l'effet du mécanisme (${}^3\text{He}, \alpha$)($\alpha, {}^3\text{He}$) a été récemment mis en évidence par Shepard et al.⁴¹⁾ dans le cas de la diffusion élastique des ${}^3\text{He}$ de 83.5 MeV sur ${}^{58}\text{Ni}$; un calcul en voies couplées reproduit alors la distribution angulaire élastique aux grands angles à condition d'utiliser un potentiel ${}^3\text{He}$ profond. Les analyses en modèle optique de la diffusion des α de plus de 100 MeV convergent aussi vers des potentiels peu profonds et l'on peut s'attendre à des effets analogues.

3.3. Sections efficaces absolues. Facteurs de normalisation

Les sections efficaces expérimentales et les sections efficaces calculées par le programme DWUCK⁴²⁾ sont reliées par la relation :

$$\sigma_{\text{exp}} = N C^2 S \sigma_{\text{DWUCK}} / (2J + 1)$$

Les facteurs de normalisation N ont été déterminés pour les noyaux allant du ¹²C au ⁹⁰Zr à partir des résultats relatifs aux niveaux du tableau 1. La mesure de la réaction (³He,α) à 205 MeV à quelques angles nous a permis d'extraire ces facteurs pour des noyaux plus lourds ; en effet, la variation des sections efficaces aux différents angles est convenablement reproduite avec les paramètres alpha de la série III pour les niveaux les plus excités. Nous avons utilisé le groupe non séparé dans ¹¹⁷Sn composé principalement des états 11/2⁻ (0.31 MeV) et 7/2⁺ (0.71 MeV) avec des facteurs spectroscopiques respectivement égaux à 3.2 et 7.5 [réf. ^{43,44}]. La contribution (inférieure à 10%) des niveaux 2d5/2 et 2d3/2 situés respectivement à 0.16 MeV et 1.02 MeV a été prise en compte. Dans le cas du ²⁰⁷Pb, le facteur spectroscopique du niveau de référence 1113/2 à 1.63 MeV a été pris égal à 10, valeur moyenne déduite de différentes expériences ⁴⁵⁻⁴⁷.

Les résultats sont rassemblés dans le tableau 5. Les valeurs du facteur de normalisation N diminuent sensiblement du carbone au nickel pour rester ensuite pratiquement constantes (v 10) et inférieures aux valeurs de 17 à 23 couramment utilisées dans les analyses de la réaction (³He,α) à basse énergie.

La comparaison quantitative des facteurs de normalisation expérimentaux est en général rendue délicate par les différences qui interviennent entre les analyses DWBA effectuées. Les sections efficaces absolues sont très sensibles au rayon du facteur de forme, qui n'est pas toujours pris égal à 1.25 A^{1/2} fermi, ainsi qu'au rayon de la partie réelle du potentiel optique. Pour notre analyse à 210 MeV, les facteurs de normalisation du tableau 5 diminuent de 25Z (¹²C) à 50Z (²⁰⁰Pb) lorsque ce rayon passe de 1.24 à 1.20 A^{1/2} fermi alors que la forme des distributions angulaires est peu modifiée.

Différents auteurs introduisent des corrections de non-localité dans les voies d'entrée et de sortie. A 210 MeV, les corrections de non-localité calculées avec β_{He} = 0.25 fm et β_α = 0.2 fm restent inférieures à 10% sur les sections efficaces jusqu'à 20°.

En DWBA, le facteur de normalisation indépendant de l'énergie incidente est donné par l'expression $N = D_0^2 / 1.018 \cdot 10^4$ avec :

$$D_0 \propto \int V_{3\text{He},n}(\vec{\rho}) \phi_{3\text{He},n}(\vec{\rho}) d^3\rho$$

où $V_{3\text{He},n}$ est l'interaction $^3\text{He}-n$

ρ est la coordonnée relative entre l' ^3He et le neutron

$\phi_{3\text{He},n}$ la fonction d'onde de la particule alpha décomposée en un ^3He et un neutron.

R.H. Bassel, cité dans la réf. ⁴⁸⁾, et T.K. Lim ⁴⁹⁾ ont obtenu des valeurs théoriques voisines de $D_0 = 450 \text{ MeV fm}^{3/2}$ ($N \sim 20$). Des calculs plus récents ⁵⁰⁻⁵³⁾ utilisant différentes descriptions de cette interaction et de cette fonction d'onde conduisent à des valeurs plus petites de 275 à 355 $\text{MeV fm}^{3/2}$ soit N de 7.6 à 12.6. Le calcul en ondes planes prédit une décroissance rapide de D_0 avec l'énergie incidente mais la distorsion pourrait conduire à une atténuation de cet effet dans les facteurs de normalisation extraits des expériences réalisées à différentes énergies incidentes. L'analyse récente de Shepard et al. ⁵²⁾ sur un ensemble de résultats de la réaction $^{58}\text{Ni}(^3\text{He},\alpha)^{57}\text{Ni}$ montre en approximation de portée nulle une évolution du facteur N de ~ 23 à 10 entre 15 et 205 MeV d'énergie incidente. L'introduction de corrections de portée finie (L.F.A) et de non localité conduit ces auteurs à adopter une valeur $N \sim 8$ constante sur tout le domaine d'énergie considéré.

En conclusion, les facteurs N du tableau 5 extraits à haute énergie incidente recourent assez bien les prédictions théoriques récentes ⁵⁰⁻⁵³⁾ pour les noyaux moyens et lourds; par contre, les valeurs obtenues pour les noyaux légers se rapprochent des valeurs empiriques et théoriques couramment utilisées à basse énergie.

Dans le cas de ^{12}C [réf. ⁵⁴⁾] et ^{58}Ni [réf. ⁵⁵⁾] des calculs en portée finie exacte ont pu être effectués. Les formes des distributions angulaires sont relativement peu modifiées par rapport aux calculs en portée nulle. A condition d'utiliser un potentiel profond, les valeurs absolues des sections efficaces sont assez bien reproduites.

3.4. Effet du moment angulaire transféré sur les distributions angulaires ($^3\text{He}, \alpha$).

Nous comparons sur la figure 3 les distributions angulaires calculées avec les paramètres de la série III pour des niveaux de l différents dans les noyaux de ^{27}Si , ^{57}Ni , ^{89}Zr , ^{123}Sn et ^{207}Pb : ces courbes sont relativement peu structurées et décroissent rapidement avec l'angle. Elles présentent cependant des différences assez significatives aux petits angles et, dans un noyau donné, la pente est d'autant plus forte que l est plus petit. L'accord avec les points expérimentaux est bon pour les noyaux légers et moyens. Pour les noyaux lourds, les résultats expérimentaux sont également tout à fait compatibles avec les prédictions théoriques mais des distributions angulaires plus complètes et sur des niveaux bien séparés seront nécessaires pour aboutir à des conclusions plus quantitatives.

Les distributions angulaires calculées se différencient aussi aux angles moyens mais dans ce domaine, différents problèmes doivent être considérés dans les comparaisons avec l'expérience :

- i) la région interne des noyaux pour laquelle la description des ondes distordues est peu satisfaisante joue un rôle croissant: les formes des distributions angulaires théoriques deviennent dans cette zone angulaire plus sensibles à la variation des paramètres optiques.
- ii) la réaction ($^3\text{He}, \alpha$) met en jeu des transferts de moments asymptotiques élevés (1.5 à 2 fm^{-1} vers 20°) et les résultats sont sensibles au facteur de forme dans une région encore peu explorée.
- iii) les mécanismes en deux ou plusieurs étapes peuvent mettre en jeu des transferts de quantité de mouvement partiels plus faibles que le pick-up direct au même angle et se trouvent de ce fait relativement favorisés. Pour peu que la fonction d'onde des niveaux considérés possède une composante à l trou couplée à une excitation du cœur, l'amplitude du pick-up indirect ne peut plus être négligée a priori. L'effet devient important même à petit angle s'il s'agit d'un niveau très collectif tel que l'état $1/2^-$ à 2.0 MeV dans ^{11}C [réf. 54]. Lorsque le pick-up indirect intervient seul, on obtient expérimentalement des distributions angulaires très différentes de celles obtenues pour le pick-up direct comme l'illustre la figure 4 pour les niveaux $5/2^-$ à 4.3 MeV dans ^{11}C et $7/2^+$ à 2.17 MeV dans ^{27}Si . Dans les noyaux lourds également, certains groupes dont l'importance dans les spectres augmente avec l'angle mettent en jeu probablement un mécanisme indirect. Des expériences à haute résolution

séparant certains niveaux caractéristiques de haut spin seront nécessaires pour conclure.

3.5. Sélectivité et localisation de la réaction

On sait que la réaction (${}^3\text{He},\alpha$) à basse énergie favorise fortement les transitions dont le transfert de moment, bien adapté, vérifie la relation $\ell = |R_A k_{3\text{He}} - R_{A-1} k_\alpha|$ où $k_{3\text{He}}$ et k_α sont les nombres d'ondes d'entrée et de sortie et R un rayon d'interaction. Nous avons porté dans le tableau 6 les valeurs de ℓ favorisées, pour différents noyaux à 0 et 10 MeV d'énergie d'excitation calculées avec un rayon de $1.25 A^{1/3}$ fm. On voit que, pour le noyau considéré, les niveaux de plus grand ℓ sont toujours favorisés. Ces conditions d'adaptation de la réaction (${}^3\text{He},\alpha$) à 210 MeV sont donc intéressantes pour la recherche de tels niveaux, particulièrement à haute énergie d'excitation, contrairement à la situation rencontrée avec des projectiles de basse énergie.

Les sections efficaces élastiques et de réaction s'expriment en fonction des coefficients de réflexion η_L des voies d'entrée et de sortie, la région de l'espace des moments angulaires qui intervient principalement étant caractérisée par $|\eta_L| = 0.5$. La figure 5 illustre la situation dans le cas des noyaux de ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{58}\text{Ni}$ et ${}^{90}\text{Zr}$: les valeurs de ℓ favorisé obtenues sont alors un peu plus élevées que celles du tableau 6.

L'amplitude de la réaction de transfert à $\theta=0^\circ$ est proportionnelle à l'expression

$$A_{L_{3\text{He}} L_\alpha}^\ell = \sqrt{2L_\alpha + 1} \langle L_\alpha \ell 00 | L_{3\text{He}} \ell \rangle f_{L_{3\text{He}} L_\alpha}^{\ell s j}$$

où $f_{L_{3\text{He}} L_\alpha}^{\ell s j}$ est l'intégrale radiale des ondes distordues et du facteur de forme. Les contributions les plus importantes proviennent toujours des termes vérifiant la relation $L_{3\text{He}} = L_\alpha - \ell$. La figure 6a montre l'effet de l'adaptation du moment angulaire transféré entre les voies d'entrée et de sortie sur l'amplitude de la réaction: ${}^{118}\text{Sn}({}^3\text{He},\alpha){}^{117}\text{Sn}$ à 5.5 MeV d'énergie d'excitation. On constate que même en s'éloignant fortement de la meilleure adaptation ($\ell=6$), on continue à observer un maximum pour la même valeur de $L_\alpha \sim 46$, alors que l'amplitude décroît fortement. Cette situation est assez différente de celle observée à basse énergie. La figure 6b montre l'influence du choix du potentiel α sur l'amplitude des ondes de faibles L_α dans le cas de la réaction ${}^{58}\text{Ni}({}^3\text{He},\alpha){}^{57}\text{Ni}$ ($E_x = 2.56$ MeV).

La sélectivité de la réaction est illustrée dans le tableau 7. On voit que, dans un même noyau, les sections efficaces par nucléon diminuent typiquement à $0=2^\circ$ d'un facteur 2 à 3 de l'orbite l à $l-1$ pour des fonctions d'onde l^2j , ce facteur croissant avec l'angle. La plus grande extension radiale du facteur de forme des orbites ayant un noeud supplémentaire compense partiellement cette variation de l à $l-1$. Les valeurs expérimentales de section efficace par nucléon que l'on peut déduire de nos résultats à partir des facteurs spectroscopiques déterminés par d'autres auteurs, sont, dans la limite des erreurs, en accord avec les valeurs portées dans le tableau. Ces valeurs calculées varient relativement peu à 2° avec l'énergie d'excitation.

4. La réaction ($^3\text{He},\alpha$) à 217 MeV sur les noyaux légers et moyens

Les cibles de ^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si et ^{58}Ni choisies pour une étude systématique de la réaction ($^3\text{He},\alpha$) à haute énergie, sont représentatives des noyaux des couches $1p$, $2s-1d$, $2p-1f$. Les principales composantes de trou dans les couches externes de ces noyaux légers et moyens sont pour l'essentiel bien connues, bien qu'il subsiste des difficultés sérieuses pour les valeurs absolues de certains facteurs spectroscopiques. Les niveaux correspondants sont observés dans les spectres des noyaux résiduels dans un assez large domaine d'énergie d'excitation (typiquement de 0 à 6-10 MeV). Dans le cadre du modèle en couche, on s'attend à ce que la création d'un trou de proton ou de neutron dans le coeur se traduise par un niveau large situé dans le continu à très haute énergie d'excitation. Des couches internes de protons ont été étudiées pour les quatre cibles ci-dessus par réaction $(p,2p)$ [réf. 56] et plus récemment par réaction $(e,e'p)$ [réf. 57]. Au début de ce travail, seules deux expériences en réaction (p,d) à moyenne énergie, avaient permis de mettre en évidence des structures larges attribuées au pick-up de neutron dans la couche $1s$ pour ^{12}C [réf. 58, 1] et ^{16}O [réf. 1] et $1p$ pour différents noyaux de la couche $2s-1d$ [réf. 1].

4.1. Noyaux de la couche $1p$ - ^{11}C et ^{15}O .

Une partie des résultats expérimentaux relatifs à l'excitation des premiers niveaux de ^{11}C et ^{15}O par réaction ($^3\text{He},\alpha$) à 217 MeV, obtenus avec le spectromètre, a été décrite précédemment ⁵⁴⁾. Dans le cas de ^{11}C on observe, en plus de l'état fondamental qui emporte la majeure partie de la force $1p3/2$,

les niveaux situés à 2 MeV ($1/2^-$), 4.3 MeV ($5/2^-$), 4.8 MeV ($3/2^-$), 6.48 MeV ($7/2^-$) et à 9.1 MeV ($5/2^+$), et un groupe à [8.1 MeV ($3/2^+$) + 8.4 MeV ($5/2^-$)]. On observe aux petits angles un niveau à 7.5 MeV qui pourrait, en position, être identifié au niveau $3/2^+$ de la référence 59. L'excitation des niveaux $5/2^-$ et $7/2^-$ a été attribuée à l'excitation intermédiaire de l'état 2^+ dans ^{12}C ; une contribution cohérente de ce mécanisme et du pick-up direct pourrait expliquer les distributions angulaires des niveaux $1/2^-$ (2 MeV) et $3/2^-$ (4.8 MeV) peuplés par la réaction ($^3\text{He}, \alpha$) à 217 MeV ⁵⁴.

Les spectres de ^{15}O sont dominés par le fondamental $1/2^-$ et le niveau $3/2^-$ à 6.18 MeV. Les deux composantes du doublet à [5.18 MeV ($5/2^+$) + 5.24 MeV ($1/2^+$)] ne peuvent être séparées dans nos expériences. Une somme des distributions angulaires calculées $2s1/2$ et $1d5/2$, pondérée par les facteurs spectroscopiques ¹⁷⁾ ne reproduit pas la distribution angulaire expérimentale du doublet. Le désaccord dans le cas de ces niveaux assez faiblement excités peut être attribué, soit à l'intervention d'un mécanisme indirect, soit à une mauvaise description du facteur de forme dans la couche ouverte s-d.

Les résultats relatifs aux noyaux ^{11}C et ^{15}O ont été complétés jusqu'à 100 MeV d'énergie d'excitation par des mesures effectuées avec le télescope $\Delta E-E$ décrit au paragraphe 2. Les spectres obtenus aux petits angles font apparaître (fig.7) en plus des premiers niveaux bien connus, plusieurs groupes non séparés et une très large bosse superposée à un fond continu. Cette bosse est presque inobservable au-delà de 15° et s'étend vers les hautes énergies d'excitation approximativement jusqu'à 45 MeV. Elle présente, dans la limite des erreurs, l'indication de structures plus fines. Nous l'avons attribuée au pick-up dans la couche interne $1s$ [réf. ²⁾]; les groupes plus ou moins bien séparés de la bosse vers les basses énergies d'excitation peuvent provenir du pick-up $1s$ ou des couches de valence.

Les résultats relatifs à la localisation et la largeur des groupes et structures de haute énergie d'excitation sont rassemblés dans le tableau 8 et comparés à ceux des réactions (p,d), (p,2p) et (e,e'p).

Le groupe de niveaux de ^{11}C entre 9 et 13.5 MeV est divisé en deux sous-structures dont l'une centrée à 11.2 MeV domine aux petits angles et l'autre aux grands angles (12.4 MeV). Ce groupe n'a pas d'analogue dans les spectres (e,e'p) et peut donc être attribué pour l'essentiel au pick-up dans une couche $1f_0$. La position du second groupe à 15.3 MeV ainsi que le maximum

et la largeur de la structure à haute énergie d'excitation sont en bon accord avec les résultats des réactions (p,d), (p,2p) et (e,e'p) pour la couche 1s.

Les spectres de ^{15}O obtenus après soustraction de la contribution du silicium de cibles épaisses de SiO_2 ont une mauvaise résolution en énergie et des erreurs statistiques assez importantes. De nombreux niveaux de la couche 1p, notamment à 9.61 MeV ($3/2^-$) et 10.46 MeV ($1/2^-, 3/2^-$) [réf. ⁶⁰] contribuent au pic large situé entre 8.65 et 11.2 MeV. Les pics à 11.5 et 12.25 MeV apparaissent surtout aux grands angles. Le pic à 16.8 MeV est aussi observé en réaction (p,d) mais n'aurait pas d'équivalent, selon des résultats préliminaires réf. ⁶¹, en réaction (e,e'p). Il faudrait donc l'attribuer à la couche 1p, ou, comme les niveaux à 5.18 et 5.24 MeV, à la couche 2s-1d. Le maximum de la structure large entre 19.4 et 50 MeV semble dans la limite des erreurs statistiques être localisé 10 MeV en-dessous des valeurs obtenues dans les autres expériences pour la couche 1s: l'intensité des deux composantes à 23 et 32 MeV est inversée par rapport à la situation en réaction (p,d) où la composante à 32 MeV est relativement plus importante.

Nous avons extrait les sections efficaces des groupes non séparés et celles des structures larges de ^{11}C et ^{15}O indiquées dans le tableau 8 après déduction d'un fond continu physique entre une énergie E_{x_0} représentative des seuils d'émission de particules dans le noyau résiduel et une énergie limite de 45-50 MeV. Nous avons supposé, afin de procéder de manière systématique, que le spectre en énergie du fond était indépendant de l'angle, et donné par le spectre total à grand angle (27° pour ^{11}C) où la bosse n'est plus visible. Le fond est assez bien reproduit par une expression de forme d'espace de phase $\sqrt{E_\alpha(E_x - E_{x_0})}$ où E_α et E_x sont respectivement l'énergie des particules alpha sortantes et l'énergie d'excitation. Les fonds soustraits normalisés à 50 MeV d'énergie d'excitation sont indiqués sur la figure 7.

Les distributions angulaires des groupes et de la bosse à haute énergie d'excitation sont présentées sur la figure 8a pour ^{11}C et 8b pour ^{15}O . Les sections efficaces décroissent rapidement avec l'angle comme attendu pour un mécanisme dominant de pick-up direct, la pente du fond à 50 MeV d'énergie d'excitation étant par ailleurs nettement plus faible. L'accord avec les prédictions de la DWBA est assez bon dans le cas des bosses larges 1s et pour le groupe de niveaux 1p à $<10^\circ$ MeV de ^{15}O . La situation est moins nette pour les groupes intermédiaires dont les écarts en énergie par rapport aux centroïdes

des couches $1p$ et $1s$ sont importants. Les facteurs de forme de ces groupes peuvent être mal décrits par la méthode de l'énergie de séparation et des composantes de caractères différents peuvent contribuer par ailleurs aux sections efficaces. La pente assez faible de la distribution angulaire du groupe à $<11.2>$ MeV de ^{11}C provient en particulier de la contribution non séparée d'un ou plusieurs niveaux vers 12.4 MeV probablement peuplés au moins partiellement par pick-up indirect. Les valeurs absolues des sections efficaces des niveaux de haute énergie d'excitation sont entachées d'une erreur systématique imputable à la soustraction du fond continu. La somme des facteurs spectroscopiques extraits dans ces conditions (tableau 8) pour les structures $1s$ de ^{11}C représente $\sim 85\%$ de la force totale; ce pourcentage atteindrait 120% dans le cas de ^{15}O : une partie de la section efficace ne devrait pas être attribuée à la couche $1s$, la composante à 23 MeV notamment, peu observée en réaction (p,d) , ayant alors une origine différente.

4.2. Réaction $^{28}\text{Si}(^3\text{He},\alpha)^{27}\text{Si}$

Un grand nombre de niveaux excités d'énergie inférieure à 6.5 MeV est connu pour le noyau de ^{27}Si [Réf. ¹⁹]. Les expériences de pick-up de neutrons sur ^{28}Si effectuées à basse énergie avec des résolutions en énergie de l'ordre de 100 keV, ont permis de localiser d'une part, les principales composantes de trous dans la couche $2s-1d$, d'autre part, deux composantes importantes $\ell=1$ attribuées au pick-up dans la couche interne $1p_{1/2}$ [Réf. ⁶³⁻⁶⁵]. Des spectres typiques obtenus en réaction $(^3\text{He},\alpha)$ à 217 MeV respectivement avec le spectromètre et le télescope sont représentés fig.9a et 9b.

L'état fondamental $5/2^+$ qui a une distribution angulaire caractéristique $\ell=2$ (fig. 1) domine fortement le spectre. Cet effet devient beaucoup moins marqué à plus grand angle et deux niveaux ($2.17 \text{ MeV} - 7/2^+$) ou groupe (7.15 MeV) supplémentaires sont mis en évidence. Les distributions angulaires de niveaux ou groupes de parité positive sont représentées sur la figure 10a. Le peuplement du niveau $7/2^+$ (2.17 MeV) (fig.4) peut s'expliquer par une excitation du noyau cible ^{28}Si (2^+ à 1.78 MeV) suivie du pick-up d'un neutron $1d_{5/2}$. La contribution d'un tel processus indirect alimentant les composantes $2^+ 1d_{5/2}$ et s'ajoutant de façon cohérente à celle du pick-up direct de neutron sur la couche $2s-1d$ peut vraisemblablement aussi intervenir dans le cas des niveaux $1/2^+$ (0.76 MeV), $3/2^+$ (0.96 MeV), $5/2^+$ ($2.65, 4.29, 5.52 \text{ MeV}$), $3/2^+$ ou $5/2^+$ (2.85 et 6.34 MeV). Ainsi la distribution angulaire du groupe à $0.76+0.96 \text{ MeV}$

dominée par un $l=2$ ($d3/2$) et une pente plus faible aux angles moyens ; une limite de 0.5 mb environ peut être fixée pour la section efficace à 2° du niveau $1/2^+$ en désaccord avec une prédiction DWBA plus élevée. Par analogie avec le niveau à 2.17 MeV ($7/2^+$), le pic à 7.15 MeV correspond vraisemblablement à l'excitation d'un niveau de spin élevé ($7/2^+, 9/2^+$).

La figure 9b montre un spectre typique obtenu avec le télescope dans la région des grandes énergies d'excitation de ^{27}Si . On observe clairement entre 8 et 40 MeV une bosse large et sur le flanc de basse énergie, plusieurs groupes non séparés (8.2, 10.3, 12.3 et 13.5 MeV). Nous avons attribué les pics au-delà de 9 MeV et la bosse large au pick-up dans la couche $1p3/2$. Les sections efficaces correspondantes ont été extraites après soustraction d'un fond continu normalisé à haute énergie d'excitation comme indiqué précédemment pour les noyaux ^{11}C et ^{15}O .

Les résultats relatifs aux niveaux ou structures $1p1/2$ et $1p3/2$ obtenus dans cette expérience sont rassemblés dans le tableau 9 et la figure 10b. La position et la largeur de la bosse de haute énergie sont en bon accord avec les résultats de la réaction (p,d) et ceux des réactions $(p,2p)$ et $(e,e'p)$ pour les trous de protons correspondants. Les pics à 10.3 et 12.3 MeV ont été également observés en réaction (p,d) . Tout récemment de nombreux pics ont pu être séparés avec une bonne résolution dans cette région d'énergie d'excitation⁽⁶⁶⁾.

Les distributions angulaires expérimentales mesurées pour les structures (fig. 10b) sont en bon accord avec les distributions calculées pour le pick-up dans la couche interne $1p3/2$ et assez proches de la distribution expérimentale du niveau $1p1/2$ à 4.14 MeV bien connu par ailleurs. La structure large entre 15.4 et 40 MeV emporte alors $\sim 75\%$ de la force à 1 trou dans la couche $1p3/2$.

4.3. Réaction $^{58}\text{Ni}(^3\text{He},\alpha)^{57}\text{Ni}$

Le spectre d'excitation de ^{57}Ni obtenu par pick-up de neutron dans la cible ^{58}Ni est assez complexe. Jusqu'à environ 8 MeV d'énergie d'excitation, on a identifié⁽²⁰⁻²⁴⁾ les composantes principales $2p$, $1f5/2$ et $1f7/2$ (T et T'). Quelques niveaux localisés au-dessus de 5.23 MeV ont été attribués au pick-up

dans la couche 2s-1d. Une centaine de niveaux d'énergie d'excitation inférieure à 10 MeV vient d'être tout récemment observés en réaction (${}^3\text{He},\alpha$) à 25 MeV ⁶⁷.

La fig. 11 montre des spectres typiques obtenus en réaction (${}^3\text{He},\alpha$) à 205 MeV. De nombreux niveaux ne peuvent être séparés, mais la sélectivité de la réaction à haute énergie réduit fortement les contributions des niveaux correspondant à des transferts $\ell = 0, 1, (2)$. Les résultats sont résumés dans le tableau 10.

Les spectres sont dominés par les deux principaux niveaux $7/2^-$ à 2.56 MeV ($T=1/2$) et à 5.23 MeV ($T=3/2$), dont les distributions angulaires $\ell=3$ sont portées respectivement sur les figures 1 et 12. Le niveau à 5.23 MeV est l'état isobarique analogue de l'état fondamental de ${}^{57}\text{Co}$. Au contraire, les niveaux $(2p3/2)^{-1}$ à 0.0 MeV (fig. 3) et $(2p1/2)^{-1}$ à 1.1 MeV sont très défavorisés : ce dernier ne contribue que très faiblement au pic complexe [0.76 MeV ($5/2^-$) + 1.1 MeV ($1/2^-$)] qui reste centré à 0.76 MeV et dont la distribution angulaire est bien reproduite par un transfert $\ell=3$ (fig. 12). La région d'énergie d'excitation de 3 à 4.8 MeV est également, comme l'indique la distribution angulaire, principalement peuplée par des niveaux $7/2^-$ (fig. 12). On peut noter cependant une certaine variation de la forme du spectre avec l'angle, indiquant la présence de niveaux de caractéristiques différentes.

À plus haute énergie d'excitation, on distingue sur l'extrémité du pic à 5.23 MeV, une contribution notable du niveau à 6.02 MeV ($3/2^+$) correspondant au pick-up dans la couche interne $1d3/2$, les autres niveaux signalés à 5.59 MeV ($1/2^+$), 5.78 et 5.86 MeV étant peu excités. La position du pic complexe que l'on peut attribuer pour l'essentiel aux niveaux situés à 6.95 MeV et à 7.13 MeV ($\ell=3, 7/2^-, T=3/2$) selon les références ^{22, 23}, varie avec l'angle, suggérant que ces niveaux sont de nature différente sans qu'il soit possible de conclure définitivement. Le dernier pic nettement excité correspond au niveau situé à 8.84 MeV ($3/2^+, 5/2^+, T=3/2$) ; l'épaule à 8.4 MeV observé à 2° mais non à 20° pourrait être attribué aux différents niveaux $1/2^+$ signalés par ailleurs ^{22, 23}.

La densité de niveaux croît rapidement avec l'énergie d'excitation, et avec la résolution de cette expérience les pics au-delà de 6 MeV apparaissent sur un fond. Ce dernier se prolonge par un continu dont la section effi-

cace décroît de 10 à 50 MeV, sans présenter de maximum comme dans le cas des noyaux plus légers. Une structure fine variant avec l'angle se superpose, dans la limite des erreurs, à cette "structure large" que nous avons attribuée au pick-up dans les couches internes $1d5/2$ et $1p$ [Réf. 2)]. La couche $1d3/2$ devrait être en effet pratiquement épuisée par les niveaux situés en-dessous de 10.8 MeV, ainsi que la couche $2s1/2$ par ailleurs défavorisée. Enfin, comme indiqué dans le tableau 10, les états de trous de protons dans les mêmes orbitales, ont été localisés dans le même domaine d'énergie d'excitation.

Nous avons extrait, et porté sur la figure 12, les sections efficaces de la "structure large" entre 10.8 et 50 MeV après soustraction d'un fond comme pour les noyaux plus légers. Les résultats ont été comparés à titre indicatif aux prédictions de la DWBA pour le pick-up dans les couches complètes $1d5/2$ et $1p$. L'allure de la distribution expérimentale est assez bien reproduite (fig. 12) mais les sections efficaces calculées sont trop faibles d'environ 40%. En l'absence d'un maximum de la structure observée, l'incertitude sur le fond soustrait, d'une part, sur le choix des énergies de séparation, d'autre part, prises ici respectivement égales à 29.7 MeV, 37.2 MeV et 46.2 MeV pour les couches $1d5/2$, $1p1/2$ et $1p3/2$ respectivement, ne permettent pas d'attacher une signification à ce désaccord.

5. La réaction ($^3\text{He}, \alpha$) à 205 MeV sur les noyaux lourds.

L'étude du pick-up de neutron avec des projectiles de basse énergie et une bonne résolution expérimentale, a permis de localiser les principales composantes de trous dans les sous-couches externes en-dessous de 2 MeV d'énergie d'excitation dans les noyaux résiduels de ^{89}Zr , $^{117,123}\text{Sn}$ et de 3.5 MeV dans le noyau de ^{207}Pb . Le pick-up de neutron dans les couches plus internes qui se traduit par des structures larges dans une région de forte densité de niveaux n'a commencé à être étudiée que plus récemment (1,3-10,70). Nous avons étudié les spectres de la réaction ($^3\text{He}, \alpha$) à 205 MeV à quelques angles seulement, sauf dans le cas de ^{89}Zr où les distributions angulaires sont complètes, et jusqu'à 13 ou 20 MeV d'énergie d'excitation selon les cibles. La forte sélectivité de la réaction discutée ci-dessus s'est révélée particulièrement intéressante pour la mise en évidence du pick-up dans les couches internes $1f7/2$ dans ^{89}Zr , $1g9/2$ dans $^{117,123}\text{Sn}$ et $1h11/2$ dans ^{207}Pb . Une partie des résultats expérimentaux a été publiée (7).

5.1. Réaction $^{90}\text{Zr}(^3\text{He},\alpha)^{89}\text{Zr}$.

Au début de ce travail, les spectres d'excitation des réactions de pick-up de neutron sur le noyau ^{90}Zr n'étaient connus⁷¹⁻⁷³⁾ en détail que jusque vers 2.5 MeV d'énergie d'excitation. Ce noyau vient d'être étudié récemment avec une excellente résolution en énergie par S. Galès et al.⁹⁾ Un spectre typique de la réaction ($^3\text{He},\alpha$) à 205 MeV obtenu à 2° est présenté sur la fig.13 avec l'indication des principales composantes de trous de neutrons observées.

Les distributions angulaires des états situés à 1.09 MeV ($3/2^-$) et des groupes à 1.45 MeV ($5/2^-+9/2^+$), 2.1 MeV ($5/2^-$) et 2.8 MeV sont comparées sur les figures 3 et 14 avec les prédictions de la DWBA. Les valeurs absolues des sections efficaces expérimentales sont compatibles aux angles avant avec les valeurs calculées à partir des facteurs spectroscopiques et des attributions de l des niveaux séparés de la référence 9. La pente de la distribution angulaire du groupe situé autour de 2.1 MeV est trop faible entre 15° et 22°: certains niveaux de ce groupe pourraient être atteints par un mécanisme en deux étapes: des niveaux de haut spin résultant du couplage d'un trou $9/2^+$ avec les états $2^+, 5^-, 4^-$ du coeur de ^{90}Zr situés entre 2.2 et 2.7 MeV commencent à être mis en évidence⁷⁴⁾.

Nous attribuons l'importante structure observée entre 3.6 MeV et 6.6 MeV à la couche interne $1f7/2$, en accord avec le résultat indicatif de la réaction (p,d) à 185 MeV⁶⁰⁾ et l'identification plus récente de nombreux niveaux $l=3$ dans ce domaine d'énergie d'excitation⁹⁾. Nous avons extrait la distribution angulaire de cette structure avec et sans soustraction d'un fond comparable à celui de la référence 9 et indiqué sur la figure 13. La distribution angulaire expérimentale, fond non soustrait, est en bon accord jusque vers 14° avec la courbe calculée pour un niveau $1f7/2$; la soustraction du fond améliore cet accord. Les pourcentages de la force à un trou déduits des sections efficaces à l'avant atteignent respectivement 68% et 40%; ce dernier pourcentage est obtenu dans la référence 9) entre 3.5 et 7.0 MeV.

À haute énergie d'excitation, les niveaux $T_{3/2}$ situés à 9. MeV ($9/2^+$) et 9.9 MeV ($5/2^-$) sont relativement favorisés à 205 MeV par rapport aux réactions à énergie incidente inférieure, et sont peuplés avec de fortes sections efficaces. On remarque, dans la limite des erreurs, un pic à 13.2 MeV également observé récemment par Galès et al.⁹⁾ et susceptible de correspondre à la

première composante ($117/2$)⁻¹ T₅. Le continu, sous les pics analogues et les impuretés de ¹¹C et ¹⁵O, semble présenter un maximum large vers 9.5 MeV; l'effet d'une couche encore plus interne (1d) pourrait éventuellement se manifester dans cette région.

5.2. Réactions ^{118,124}Sn(³He,α)^{117,123}Sn.

Les principales composantes de trous dans les sous couches de valence de ces noyaux ont été localisées en-dessous de 2 MeV par réaction de pick-up à basse énergie; les facteurs spectroscopiques correspondants n'ont été extraits que pour ¹¹⁷Sn. Plus récemment le pick-up dans les couches internes des isotopes de l'étain a fait l'objet de plusieurs expériences⁴⁻⁸.

Seules les composantes de grand l sont observées en réaction (³He,α) à 205 MeV avec des sections efficaces importantes, comme indiqué sur les figures 15 a et 15 b. Aussi les principaux niveaux 2d5/2 et 2d3/2 ne contribuent au maximum (vers 2°) que pour ~13% aux pics observés à basse énergie d'excitation (1h11/2 et 1g7/2). On remarque vers 2.5 MeV un groupe dont l'importance relative augmente à 16° et qui pourrait contenir des niveaux excités par un processus en 2 étapes.

Les structures marquantes entre ~3 et 17 MeV d'énergie d'excitation sont attribuées, pour l'essentiel, au pick-up dans la couche interne 1g9/2. Enfin, on observe dans le spectre de ¹¹⁷Sn, étudié jusqu'à 16 MeV d'énergie d'excitation, un niveau à 14.2 MeV avec une section efficace relativement élevée et que nous avons identifié⁷) comme la composante isobarique analogue (1g9/2), T₅=19/2 de l'état fondamental de ¹¹⁷In.

Les structures à haute énergie d'excitation ont une extension totale analogue dans les deux isotopes. Leur région centrale (B dans les figures 15 a et b) est cependant nettement plus étroite dans le cas de ¹¹⁷Sn en accord avec les résultats de Van de Werf et al.⁶), et les prédictions de ces auteurs pour la fragmentation de la couche 1g9/2 par couplage avec les niveaux à 3 et 5 quasi-particules. La sous structure A située vers 3.7 et 4.3 MeV respectivement dans ¹¹⁷Sn et ¹²³Sn, pourrait correspondre, selon Nomura⁷⁵) à la fragmentation du trou 1g9/2 par couplage avec des niveaux d'excitation du coeur de protons. Le pick-up dans les couches 1f5/2 et surtout 2p est défavorisé dans la présente expérience. La couche 2p qui apparaît de surcroît très fragmentée dans différents isotopes de Sn [réf. 6,8)] ne peut avoir qu'une contribution

négligeable aux structures observées ; la force $1f5/2$ pourrait néanmoins contribuer à la structure C, notamment vers 8.6 MeV dans ^{117}Sn .

Les sections efficaces ont été extraites à 5 angles jusqu'à 8 MeV d'énergie d'excitation. Les distributions angulaires varient peu dans la région des structures avec la tranche d'énergie d'excitation : la figure 16 montre dans le cas de ^{117}Sn que la distribution angulaire de la structure principale B (fig.15a) (fond soustrait) est compatible avec les prédictions DWBA pour la couche $1g9/2$. La pente est peu modifiée si on inclut le fond. Ce dernier peut cependant contenir outre une contribution de la force $1g9/2$, des contributions $2p$ et $1f5/2$ notamment ainsi que celles de niveaux atteints par pick-up indirect.

Les résultats sont rassemblés dans le tableau 11. On notera que l'intensité de la force $l=4$ observée à 205 MeV dans la seule structure principale (B) de ^{117}Sn atteint 35% soit environ le double de l'intensité obtenue en réaction ($^3\text{He},\alpha$) à 80 MeV sur un intervalle d'énergie un peu plus large et un fond soustrait comparable⁵⁾.

5.3. La réaction $^{208}\text{Pb}(^3\text{He},\alpha)^{207}\text{Pb}$.

Les principales composantes de la couche $N=82-126$ mises en évidence en réaction (p,d) , (d,t) et $(^3\text{He},\alpha)$ [réf. ^{4,76,77}] sont facilement identifiées dans le spectre de la réaction $^{208}\text{Pb}(^3\text{He},\alpha)^{207}\text{Pb}$ à 205 MeV présenté sur la figure (17) ; seuls, l'état fondamental $3p1/2$ et le niveau $3p3/2$ à 0.89 MeV sont trop défavorisés pour avoir une section efficace notable. Au-delà de 3.8 MeV d'énergie d'excitation, on observe des groupes assez fortement excités à 4.2-5.1- et 6.1 MeV ainsi qu'une structure complexe ayant un maximum vers 8.3 MeV [réf. ⁷]; des sous structures plus fines apparaissent à certains angles dans les limites des erreurs expérimentales.

Les vibrations octupolaires et quadrupolaires sont situées dans le noyau doublement magique ^{208}Pb respectivement à 2.61 et 4.07 MeV. Dans un modèle de couplage faible avec les états collectifs du cœur, une partie de la force à 1 trou des sous couches de valence se trouve alors répartie sur des niveaux d'assez haute énergie d'excitation (environ 4 à 7 MeV) dont les composantes collectives peuvent par ailleurs être alimentées par pick-up indirect. La position de la couche interne $1h11/2$ serait attendue vers 8 à 9.5 MeV

d'énergie d'excitation en admettant un écart calculé de 4.5 à 6 MeV^{10,78)} entre les sous couches $1h9/2$ et $1h11/2$.

Les sections efficaces des niveaux $13/2^+ - 7/2^- - 9/2^-$ respectivement à 1.63 - 2.34 et 3.42 MeV ont été comparées aux courbes calculées en DMBA (fig.3). Les sections efficaces mesurées à quelques angles pour les groupes complexes et la structure large (sans soustraction de fond) sont portées sur la figure 18. Les résultats sont rassemblés dans le tableau 12 et comparés à ceux d'autres auteurs pour les premiers niveaux.

Les distributions angulaires et l'ordre de grandeur des sections efficaces des groupes à 4.2, 5.1 et 6.1 MeV nous conduisent, compte tenu également des remarques précédentes, à les attribuer principalement aux sous couches $1i13/2$ et $1h9/2$ dont ils complèteraient la force manquante. Cette région de ~ 4 à 6.6 MeV d'énergie d'excitation correspond cependant à une zone de transition entre les couches de valences et les couches plus internes ; une certaine contribution de la couche interne $1h11/2$ ne peut en être exclue. Les groupes complexes ont été tout récemment observés par réaction ($^3\text{He},\alpha$) à 130 MeV⁷⁹⁾ et par réaction (d,t) à 52 MeV⁸⁰⁾, ce dernier travail les attribuant principalement à la couche interne $1h11/2$.

La totalité de la section efficace considérée entre 6.6 et 9.9 MeV pourrait rendre compte de 80% environ de la force $1h11/2$, alors que la structure proprement dite (notée A sur la figure 17) n'en représente que 13% environ. Une partie du continu peut cependant provenir non seulement du pick-up dans les couches de plus en plus internes, mais aussi de processus semi-direct vers la haute densité de niveaux discrets selon la description de Lewis¹⁰⁾. Une étude plus approfondie de la distribution angulaire du fond, des groupes complexes et de la structure dans un domaine angulaire suffisamment étendu, et avec une meilleure résolution, s'avère nécessaire pour aboutir à une meilleure compréhension du noyau de ^{207}Pb à partir de ~ 5 MeV d'énergie d'excitation.

6. Conclusion

La réaction ($^3\text{He},\alpha$) a pu être étudiée pour la première fois à haute énergie incidente sur une série de noyaux de ^{12}C à ^{208}Pb . Les résultats expé-

rimementaux obtenus dans un domaine d'énergie d'excitation s'étendant jusqu'à 100 MeV pour les noyaux légers et moyens, et de 12 à 20 MeV pour les noyaux lourds permettent de dégager les conclusions suivantes :

- La réaction peuplée par pick-up direct avec de fortes sections efficaces à l'avant (~ 20 mb/sr) les niveaux de trou de plus grand moment orbital dans chacun des noyaux étudiés. Les distributions angulaires se différencient assez nettement dans un même noyau selon le l transféré, par leur pente entre 0 et 10-15°.

- Le choix d'un potentiel réel et imaginaire qui permet de reproduire les caractéristiques principales des distributions angulaires expérimentales, dans le cadre d'une analyse DWBA dans l'approximation de portée nulle. Les meilleurs accords ont été obtenus avec un potentiel de la forme $V_{\alpha}(E_{inc}) = V_{3He}(E_{inc} \times 3/4) + V_n(E_{inc} \times 1/4)$; les paramètres, obtenus empiriquement pour la région du nickel, ont été maintenus constants avec succès pour tous les noyaux, sauf ^{12}C et ^{16}O pour lesquels le potentiel imaginaire a été augmenté.

- Dans ces conditions, les facteurs de normalisation déterminés à partir des sections efficaces de niveaux connus, varient de 20 pour les noyaux légers à 10 pour les noyaux lourds. Les comparaisons établies dans le cas de ^{12}C et ^{58}Ni avec des calculs en portée finie exacte demandent à être étendues.

- Il semble que la réaction ($^3He, \alpha$) à haute énergie permette de différencier très nettement, à partir de 20° environ, les niveaux atteints par pick-up indirect. De tels niveaux sont observés dans les noyaux ^{11}C et ^{27}Si avec des sections efficaces importantes aux angles moyens, comparativement aux niveaux atteints par pick-up direct. La résolution en énergie de cette expérience (~ 400 keV) n'a pas permis d'étudier ce mécanisme plus systématiquement en particulier dans les noyaux lourds où les niveaux de haut spin ne peuvent être séparés.

- La grande énergie disponible dans la réaction nous a permis d'étudier les spectres d'excitation des noyaux légers et moyens dans la région du continu. Des bosses larges plus ou moins structurées ont été mises en évidence aux petits angles. La position du maximum, leur largeur en énergie et leur distribution angulaire conduisent à les attribuer au pick-up dans les couches internes. Les pourcentages des forces $1s$ dans le noyau de ^{11}C et $1p3/2$ dans le noyau de ^{27}Si estimés à partir de ces résultats sont respectivement de 85% et

75%. Les distributions angulaires calculées ls dans ^{11}C et ^{15}O , $1p3/2$ dans ^{27}Si , $1d5/2$ et $1p3/2$ dans ^{57}Ni sont caractéristiques, avec une oscillation à des angles inférieurs à ceux étudiés dans cette expérience. Il serait intéressant de poursuivre l'étude des spectres de haute énergie d'excitation de ces différents noyaux vers 0° . La principale cause d'erreur systématique sur les sections efficaces extraites pour les couches internes provient cependant de la soustraction du fond continu. Celui-ci peut provenir de réactions sur des paires corrélées ou des agrégats et contenir des contributions de processus indirects ou de prééquilibre. Le traitement théorique de tels effets permettrait d'avancer dans l'utilisation des réactions de pick-up pour l'étude des couches profondes.

La forte sélectivité de la réaction ($^3\text{He},\alpha$) à 205 MeV a été mise à profit pour localiser les couches internes de grand moment orbital dans les noyaux lourds, respectivement $1f7/2$ dans ^{89}Zr , $1g9/2$ dans $^{117,123}\text{Sn}$, $1h11/2$ dans ^{207}Pb . Le pick-up dans ces couches internes se manifeste par des structures dans les spectres d'excitation, en-dessous et au voisinage des seuils d'émission de particules. Ces structures sont particulièrement prononcées dans le cas de ^{89}Zr et ^{117}Sn ; on a également observé dans ces derniers noyaux les composantes $T_{>}=11/2$ et $19/2$ respectivement. L'excitation de ces niveaux avec des sections efficaces importantes dans la réaction ($^3\text{He},\alpha$) à 205 MeV, fournit un lien intéressant avec la structure de la couche de valence de protons.

Le pourcentage de la force à un trou épuisé par les structures, après soustraction d'un fond, est estimé à 40% pour la couche $1f7/2$ dans ^{89}Zr , 35% et 70% pour la couche $1g9/2$ de $^{117,123}\text{Sn}$ selon que l'on considère le pic étroit ou la structure totale, 13% pour la couche $1h11/2$ de ^{207}Pb . Dans le cas de ^{117}Sn , ces pourcentages sont supérieurs à ceux obtenus dans des expériences équivalentes mais à énergie incidente plus faible. Une fraction des forces manquantes pourraient être diluée dans le fond continu; cependant, ce dernier résulte vraisemblablement aussi des contributions de pick-up indirect. Les prédictions de la DWBA pour les couches internes, peu étudiées jusqu'à présent, demandent par ailleurs à être affinées. Une description cohérente des facteurs de forme des composantes $T_{>}$ et $T_{<}$ tenant compte du terme d'isospin de Lane⁽⁴⁸⁾, dans le potentiel serait nécessaire, ainsi que l'ajustement du terme spin-orbite⁽⁸¹⁾.

Les résultats partiels que nous avons obtenus pour les noyaux lourds démontrent les possibilités de la réaction ($^3\text{He}, \alpha$) à haute énergie pour l'étude des couches internes de grand moment orbital. Il serait intéressant de rechercher systématiquement l'effet de telles couches, notamment à plus haute énergie d'excitation et de procéder avec une meilleure résolution en énergie à l'étude de leur fragmentation, ainsi qu'à la recherche des états T_2 correspondants.

L'étude expérimentale des noyaux légers a été réalisée en collaboration avec Dr. J.P.Didelez et Prof. Ph.Roos, celle des noyaux lourds en collaboration avec Dr. J.Källne. Nous les remercions ainsi que Dr.S.Galès et les professeurs E.košt et R.C.Johnson, pour d'enrichissantes discussions. Nous sommes redevables à L.Stob de la préparation des détecteurs Ge-Li et à Dr V.Comparat pour la mise à notre disposition de la chambre multifils. Nous remercions également F.Reide pour l'aide apportée à la mise au point de l'électronique et toute l'équipe du synchrocyclotron pour le bon fonctionnement de l'accélérateur.

Références

- 1) J.Källne and B.Fagerström, Proceedings of the fifth international conference on high energy physics and nuclear structure, Uppsala (1973). North-Holland Publishing Company (1974) 369.
- 2) E.Gerlic, H.Langevin-Joliot, P.Roos, J.Van de Wiele, J.P.Didelez et G.Duhamel, Phys. Rev. C12 (1975) 2106.
- 3) M.Sakaï and K.Kubo, Nucl. Phys. A185 (1972) 217.
- 4) M.Sakaï et al., Phys. Lett. 51B (1974) 51 et références internes.
- 5) M.Sekiguchi et al., Nucl. Phys. A278 (1977) 231.
- 6) S.Y.Van der Werf et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 712 et communication privée.
- 7) E.Gerlic, J.Källne, H.Langevin-Joliot, J.Van de Wiele and G.Duhamel, Phys. Lett. 57B (1975) 338.
- 8) G.Berrier-Ronsin, G.Duhamel, E.Gerlic, J.Kalifa, H.Langevin-Joliot, G.Rothard, M.Vergnes, J.Vernotte and K.Seth, Phys. Lett. 67B (1977) 16.
- 9) S.Galès, E.Hourani, S.Fortier, H.Laurent, J.M.Maison and J.P.Schapira, à paraître dans Nucl. Phys.
- 10) M.B.Lewis, Phys. Rev. C11 (1975) 145.
- 11) T.Ishimatsu et al., Nucl. Phys. A246 (1975) 21 et références internes.
P.K.Bindal et al., Phys. Rev. C12 (1975) 1826 et références internes.
- 12) V.Comparat, G.Chesneau, R.Margaria and F.Reide, Nucl. Inst. Methods 112 (1973) 519.
- 13) J.Van de Wiele, Thèse 3ème cycle, Orsay (1973) non publiée.
- 14) S.Cohen and D.Kurath, Nucl. Phys. A101 (1967) 1.
- 15) K.H.Purser et al., Nucl. Phys. A132 (1969) 75.
W.P.Alford et K.H.Purser, Nucl. Phys. A132 (1969) 86.
- 16) A.P.Shukla and G.E.Brown, Nucl. Phys. A112 (1968) 296.
- 17) M.A.Firestone et al., Nucl. Phys. A258 (1976) 317 et références internes.
- 18) P.J.Ellis and T.Engeland, Nucl. Phys. A144 (1970) 161.
T.Engeland and P.J.Ellis, Nucl. Phys. A181 (1972) 368.

- S.Lic, T.Engeland and G.Dahl, Nucl. Phys. A156 (1970) 449.
 S.Lie and T.Engeland, Nucl. Phys. A169 (1971) 617.
- 19) P.M.Endt and C.Van der Leun, Nucl. Phys. A214 (1974) 1 et références internes.
- 20) D.E.Rundquist, M.K.Brussel and A.I.Yavin, Phys. Rev. 168 (1968) 1296.
- 21) C.R.Bingham and M.L.Halbert, Phys. Rev. 169 (1968) 933.
- 22) F.M.Edwards, J.J.Kraushaar and B.Ridley, Nucl. Phys. A199 (1973) 463.
- 23) H.Ohnuma et al., J. Phys. Soc. (Japan) vol.36 n°5 (1974) 1236 et 1245.
- 24) H.Ohnuma et al., J. Phys. Soc. (Japan) vol.38 n°6 (1975) 1557.
- 25) T.Mo'oda and K.Ogawa, Prog. Theor. Phys. (Japan) vol.51 n°1 (1974) 173.
- 26) N.Willis, I.Brissaud, Y.Le Bornec, B.Tatischeff and G.Duhamel, Nucl. Phys. A204 (1973) 454.
- 27) S.M.Smith et al., Nucl. Phys. A207 (1973) 273.
- 28) D.A.Goldberg, S.M.Smith and G.F.Burózik, Phys. Rev. C10 (1974) 1362.
- 29) D.A.Goldberg et al., Phys. Rev. C7 (1973) 1938.
- 30) B.Tatischeff and I.Brissaud, Nucl. Phys. A155 (1970) 89.
- 31) A.M.J.Paans, L.W.Put and R.A.R.L.Malfliet, Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics, Munich (1973), North-Holland Publishing Company (1973) vol.1, 340.
- 32) A.Rebel et al., Nucl. Phys. A182 (1972) 145.
- 33) D.F.Jackson, Reports on Progress in Physics, vol.37 (1974) 55.
- 34) M.E.Cage, A.J.Cole and G.J.Pyle, Nucl. Phys. A201 (1973) 418.
- 35) N.Frascaria, J.P.Didelez, J.P.Garron, E.Gerlic and J.C.Roynette, Phys. Rev. C10 (1974) 1422.
- 36) R.C.Johnson and P.J.K.Soper, Phys. Rev. C1 (1970) 976;
 G.L.Wales and R.C.Johnson, Nucl. Phys. A274 (1976) 168;
 et références internes.
- 37) J.D.Harvey and R.C.Johnson, Phys. Rev. C3 (1971) 636.
- 38) T.H.Braid, B.W.Ridley and T.W.Conlon, Conf. on low and med. Energy Nucl. Phys., A.E.R.E, Harwell (1968).

- 39) C.Rolland, Thèse d'Etat, Orsay (1967).
K.Yagi et al., Phys. Lett. 10 (1964) 186.
- 40) L.Bimbot, B.Tatischeff, I.Brissaud, Y.Le Bornec, N.Frascaria and A.Willis,
Nucl. Phys. A210 (1973) 397.
- 41) J.R.Shepard, P.D.Kunz and J.J.Kraushaar, Phys. Lett. 56B (1975) 135.
- 42) P.D.Kunz, Université du Colorado, Report COO-535-606.
- 43) S.E.Vigdor and W.Haeberli, Nucl. Phys. A253 (1975) 55.
- 44) K.Yagi et al., Nucl. Phys. A111 (1968) 129.
- 45) S.M.Smith et al., Nucl. Phys. A173 (1971) 32 et références internes.
- 46) G.Muchllehner et al., Phys. Rev. 159 (1967) 1039.
- 47) R.A.Moyer, B.L.Cohen and R.C.Diehl, Phys. Rev. C2 (1970) 1898.
- 48) R.Stock et al., Nucl. Phys. A104 (1967) 136, et références internes.
- 49) T.K.Lim, Nucl. Phys. A148 (1970) 299.
- 50) W.R.Hering et al., Nucl. Phys. A151 (1970) 33.
- 51) W.J.Thompson and W.R.Hering, Phys. Rev. Lett. 24 (1970) 272.
- 52) J.R.Shepard, W.R.Zimmerman and J.J.Kraushaar, Nucl. Phys. A275 (1977) 189.
- 53) N.S.Chant, Université du Maryland, communication privée.
- 54) E.Gerlic, J.Van de Wiele, H.Langevin-Joliot, J.P.Didelez and E.Rost,
Phys. Lett. 52B (1974) 39.
- 55) E.Rost, Université du Colorado, communication privée.
- 56) G.Jacob and Th.A.J.Moris, Rev. Mod. Phys. 45 (1973) 6 et références internes.
- 57) J.Mougey, M.Bernheim, A.Bussiére, A.Gillebert, Phan Xuan Hô, M.Priou,
D.Royer, I.Sick and G.J.Wagner, Nucl. Phys. A262 (1976) 461.
- 58) D.Bachelier, M.Bernas, I.Brissaud, C.Détraz and P.Radanyi, Nucl. Phys.
A126 (1969) 60.
- 59) J.Källne and E.Hagberg, Physica Scripta, vol.4 (1971) 151.
- 60) J.Källne, G.W.I. - PH 2/74 (1974) Uppsala University et références internes.
- 61) J.Mougey, communication privée.

- 62) H.Tyren et al., Nucl. Phys. 79 (1966) 321.
- 63) G.J.Wagner, Proceedings of the 1st Minerva Symposium, Rehovot, Israël (1973).
- 64) H.Mackh, G.Mairle and G.J.Wagner, Z. Phys. 269 (1974) 353.
- 65) G.Mairle and G.J.Wagner, Phys. Lett. 50B (1974) 252.
- 66) Dan W.Miller, communication privée (Indiana University).
- 67) S.Galès et al., communication privée.
- 68) M.Arditi, H.Doubré, M.Riou, D.Royer et C.Ruhle, Nucl. Phys. A103 (1967) 319.
- 69) A.G.Blair and D.D.Armstrong, Phys. Rev. 151 (1966) 930.
- 70) H.Taketani et al., Nucl. Phys. A204 (1973) 385.
- 71) J.C.Ball and C.B.Fulmer, Phys. Rev. 172 (1968) 1199.
- 72) G.Bassani and J.Picard, Nucl. Phys. A131 (1969) 653.
- 73) S.Takeda, J. of Phys. Soc. of Japan 34 (1973) 304.
- 74) A.Nilsson and M.Grecescu, Nucl. Phys. A212 (1973) 448.
- 75) M.Nomura, Prog. Theor. Phys. 55 (1976) 622.
- 76) S.H.Smith et al., Nucl. Phys. A173 (1971) 32.
- 77) R.A.Moyer, B.L.Cohen and R.C.Diehl, Phys. Rev. C2 (1970) 1898 et références internes.
- 78) D.Vautherin and M.Veneroni, Phys. Lett. 29B (1969) 203.
D.Vautherin and D.M.Brink, Phys. Lett. 32B (1970) 149.
- 79) J.P.Didelez, communication privée.
- 80) J.Van Driel et al., K.V.I. Annual Report (1976) (Groeningen).
- 81) B.H.Wildenthal, E.Newman and R.L.Auble, Phys. Rev. C3 (1971) 1199.

Tableau 1

Facteurs spectroscopiques de référence

Noyau	E_x (MeV)	$(n\ell j)^{-1}$	$C^2 S (\pm 10\%)$	Réf.
^{11}C	0.	1p3/2	2.85	a)
^{15}O	6.18	1p3/2	3.	b)
^{27}Si	0.	1d5/2	3.2	c)
^{57}Ni	2.56	1f7/2	3.	d)
^{89}Zr	0.	1g9/2	8.	e)

- a) Réf. 14).
- b) Réfs. 15-18) et références internes.
- c) Valeurs moyennes de la réf. 19).
- d) Valeurs moyennes des réfs. 20-25).
- e) Réf. 9).

Tableau 2
Paramètres optiques ^3He à 217 MeV

Noyau	V_{χ} (MeV)	R_R (fm)	a_R (fm)	W_I (MeV)	R_I (fm)	a_I (fm)	Réf.
^{12}C	68.	1.22	0.77	20.7	1.58	0.67	a)
^{16}O	80.6	1.15	0.85	22.7	1.56	0.74	b)
^{28}Si	84.5	1.14	0.86	23.7	1.46	0.73	a)
^{58}Ni	74.1	1.24	0.85	25.3	1.42	0.79	a)
^{90}Zr	76.2	1.24	0.83	26.1	1.39	0.79	a)
^{120}Sn	70.9	1.27	0.86	28.9	1.40	0.69	a)
^{200}Pb	78.	1.25	0.86	24.1	1.43	0.81	n)

a) Réf. 26)

b) Réf. 13)

Tableau 3

Potentiels optiques de la voie α -séries I et II

Noyaux	V_R (MeV)	R_R (fm)	a_R (fm)	V_I (MeV)	R_I (fm)	a_I (fm)	V_I (MeV)	R_I (fm)	a_I (fm)
^{12}C	85	1.22	0.7	22	1.71	0.46	40	1.46	0.46
^{16}O	98	1.20	0.78	20	1.8	0.52	50	1.6	0.52
^{28}Si	118	1.17	0.9	24	1.75	0.42	45	1.5	0.42
^{58}Ni	96	1.28	0.74	23.6	1.57	0.48	40	1.37	0.48
^{90}Zr	106	1.24	0.785	23.5	1.53	0.6	40	1.34	0.6
séries I et II				série I			série II		

Tableau 4

Potentiels optiques de la voie α -série III

E_{α} (MeV)	V_R (MeV)	R_R (fm)	a_R (fm)	V_S (MeV)	R_S (fm)	a_S (fm)	W_I (MeV)	R_I (fm)	a_I (fm)
220-240	160	1.2	0.75	4x9	1.2	0.6	23	1.4	0.8
166	290	1.17	0.75	4x9	1.05	0.72	20	1.54	0.83

Tableau 5

Facteurs de normalisation de la réaction ($^3\text{He}, \alpha$) à 210 MeV

Noyau	^{12}C	^{16}O	^{28}Si	^{58}Ni	^{90}Zr	$^{118},^{124}\text{Sn}$	^{208}Pb
N	20	18	16	14	11	10	10.5

Tableau 6

Moments angulaires favorisés dans la réaction (${}^3\text{He},\alpha$) à 210 MeV

Noyau cible	ℓ	
	E_x (0 MeV)	E_x (10 MeV)
${}^{12}\text{C}$	1	0.6
${}^{16}\text{O}$	1.6	1.2
${}^{28}\text{Si}$	2.5	2
${}^{58}\text{Ni}$	4.	3.3
${}^{90}\text{Zr}$	5	4
${}^{118}\text{Sn}$	6	5
${}^{124}\text{Sn}$	6	5
${}^{208}\text{Pb}$	7.4	6.3

Tableau 7

Sections efficaces ($\alpha = 0=2^\circ$) par nucléon piqué de la réaction ($^3\text{He}, \alpha$) à 210 MeV.

Noyau	^{27}Si		^{57}Ni			^{89}Zr			^{117}Sn			^{207}Pb		
n_{2j}^{-1}	1d5/2	1p1/2	1f7/2	1d3/2	2p3/2	1g9/2	1f5/2	2p3/2	1h11/2	1g7/2	2d5/2	1i13/2	1h9/2	2f7/2
E_x (MeV)	0	4.14	2.56	6.02	0	0	1.45	1.09	0.31	0.72	1.02	1.63	3.42	2.34
$N \frac{O_{DUCK}}{2J+1}$	3.81	1.86	3.87	1.29	1.38	2.87	0.96	0.40	3.04	1.02	0.44	1.57	0.51	0.32

Tableau 8

 $^{12}\text{C}, ^{16}\text{O}(^3\text{He}, \alpha)^{11}\text{C}, ^{15}\text{O}$ à 217 MeV

	$(n\ell j)^{-1}$	C^2S	Intervalle d'énergie d'excitation MeV	Ex PIC MeV	Ex(p,d) MeV	Ex(trou de proton) MeV
^{12}C	$(1p3/2, 1/2)$	(0.2, 0.25)	9.0 - 13.5	11.2 12.4	11 - 11.5 ^{a)} 15 ^{b)} c) 23.5 ^{h)} c) (28)	(16.5) ^{d)} e) 22.19 ^{d)} e)
	$(1s)$	(0.4)	13.5 - 17.4	15.3		
	$1s$	1.3	17.4 - '5	23 (28)		
^{16}O	$(1p3/2, 1/2)$	(0.5, 0.6)	8.65 - 11.2	10.3 11.5 12.25	9.61 10.46 } f)	32g)
	$(1p3/2, 1/2)$	(0.3, 0.4)	15.4 - 19	16.8	17 ^{c)}	
	$1s$	2.4	19 - 50	23 (32)	(23.5) ^{c)} 32	

a) Réf. 59)

b) Réf. 52)

c) Réf. 1)

d) Réf. 57)

e) Réf. 56)

f) Réf. 60)

g) Réf. 62)

Tableau 9

 $^{28}\text{Si}(^3\text{He},\alpha)^{27}\text{Si}$ à 217 MeV

$(nlj)^{-1}$	C^2S	Intervalle d'énergie d'excitation (MeV)	S_x PIC (MeV)	Ex(p,d) (MeV)	Ex(trou de proton) (MeV)
$1p1/2$	1.4 (1.15)		4.14 5.24	4.14 a) 5.24 a)	4.05 c) 5.15 c)
$1p3/2$	(1.) 3	9 - 15.4 15.4 - 40	10.3 } 12.3 } 19	10.5 b) 12.4 b) ~19 b)	~20 d) e)

a) Réf. 60).

b) Réf. 1).

c) Réf. 64).

d) Réf. 57).

e) Réf. 68).

Tableau 10

 $^{58}\text{Ni}(^3\text{He},\alpha)^{57}\text{Ni}$ à 217 MeV.

$(n\&j)^{-1}$	T	C ² S	Intervalle d'énergie d'excitation (MeV)	Ex PIC (MeV)	Ex(trou de proton) (MeV)
2p3/2		0.96		0.	
1f5/2		0.9		0.76	
1f7/2	1/2	3		2.56	
(1f7/2)	1/2	1.6	3. - 4.8	{ 3.25 4.2 4.5	
1f7/2	3/2	2.1		5.23	0.
(1d3/2)	1/2	1.		6.02	
1f7/2	3/2	0.27		7.13	1.897 ^{a)}
(1d3/2)	3/2	1.7		(8.4) 8.64	3.56 ^{a)}
(1d3/2) + 1d5/2 + 1p			10.8 - 50		<1d> ~ 13 ^{b)} , 11 ^{c)} (pic à ~8) ^{b)} <1p> ~ 36 ^{b)} , 29 ^{c)} (pic à 29) ^{b),c)}

a) réf. 69).

b) réf. 57).

c) réf. 56).

Tableau 11

 $^{110,124}\text{Sn}(^3\text{He},\alpha)^{117,123}\text{Sn}$ à 205 MeVComposantes principales des orbitas de valence $1h_{11/2}$ et $1g_{7/2}$ et de l'orbite interne $1g_{9/2}$ dans $^{117,123}\text{Sn}$.

	$n\ell j$	$1h_{11/2}$	$1g_{7/2}$	$(1g_{9/2})$	$1g_{9/2}$	$(1g_{9/2})$		$1g_{9/2}, T_{>}$
^{117}Sn	Ex (MeV)	0.31	0.71	A(3-4.3)	B(4.3-6.4)	C(6.4-12)	A+B+C+F (3-12)	14.2
	$\sigma_{\text{exp}} (2^\circ)$ mb/sr	9.5	8.0	0.35	6.3	5.7	26	0.6
	C^2S	$3.2^a)$	$7.5^a)$	0.2	3.5	3.3 (9.8 si $1f_{5/2}$)		0.45
^{123}Sn	Ex (MeV)	~0	1.18	A(3-4.8)	B(4.8-7.4)	C(7.4-12)	A+B+C+F (3-12)	
	$\sigma_{\text{exp}} (2^\circ)$ mb/sr	15.5	4.5	1.2	5.9	3.5	23	
	C^2S	5.5	4.5	0.75	3.6	2.3 (6.6 si $1f_{5/2}$)		

a) voir paragraphe 3.3.

Tableau 12

 $^{200}\text{Pb}(^3\text{He},\alpha)^{207}\text{Pb}$ à 205 MeV.

E_x (MeV)	$n\ell_j$	$\sigma_{\text{exp}} (\theta=2^\circ)$ (mb/ t)	C^2S (ce travail)	C^2S b)	C^2S c)
0.57	2f5/2	1.1	5.8	6.8	6.3
1.63	1i13/2	17.	10. a)	14.5	8.5
2.34	2f7/2	2.4	7.1	7.1	5.1
3.42	1h9/2	3.6	6.45	9.8	6.8
<4.2>	(1i13/2)	1.3 d)	0.82 si 1i13/2 2.45 si 1h9/2		
<5.1>	(1h9/2)	3.4 d)	6.4 si 1h9/2 2.2 si 1i13/2		
<6.1>	(1i13/2)	3.0 d)	2.0 si 1i13/2 5.7 si 1h9/2		
<8.3> =6.6 à 9.9	(1h11/2)	9.6 d)	(9.7)		

a) Voir section 3.3

b) Réf. 77).

c) Réf. 76).

d) Sections efficaces mesurées sans soustraction de fond.

Légendes des figures

Figure 1. Comparaison des distributions angulaires expérimentales et théoriques calculées avec différents potentiels optiques α , dans le cas des niveaux du tableau 1.

- courbes obtenues avec les potentiels de la série I
- courbes obtenues avec les potentiels de la série II
- courbes obtenues avec les potentiels de la série III.

Figure 2. Distributions angulaires de diffusions élastiques d' α à 220 MeV (fig.2a) et 116 MeV (fig.2b) sur le noyau de ^{58}Ni .

Fig.2a : Courbes calculées avec les trois séries de paramètres.

Fig.2b : Les résultats expérimentaux sont ceux de Bimbot et al. ⁴⁰ ;
---- courbe résultant du meilleur ajustement ⁴⁰ avec un potentiel de Saxon Woods

— courbe calculée avec un potentiel de type III.

Figure 3. Distributions angulaires des niveaux caractéristiques observés dans différents noyaux. Les courbes DWBA sont calculées avec les paramètres α de la série III (tableau 4) et normalisées aux résultats expérimentaux.

Figure 4. Distribution angulaire expérimentale de niveaux peuplés par pick-up indirect dans ^{11}C et ^{27}Si .

Figure 5. Coefficients de réflexion dans les voies d'entrée et de sortie. Les valeurs de ℓ favorisées sont respectivement égales à ~ 5 , ~ 6 et ~ 8 pour Si, Ni et Zr.

Figure 6a. Amplitude de la réaction $^{118}\text{Sn}(^3\text{He},\alpha)^{117}\text{Sn}$ ($E_x = 5.5$ MeV) à 0° calculée en fonction de L_α pour différentes valeurs de ℓ transféré, avec un même facteur de forme ($lg 9/2$; $\ell' = 4$).

Figure 6b. Amplitude de la réaction $^{58}\text{Ni}(^3\text{He},\alpha)^{57}\text{Ni}$ ($E_x = 2.56$ MeV) en fonction de L_α . Influence du potentiel α .

Figure 7. Spectres typiques à petit angle et haute énergie d'excitation de la réaction (${}^3\text{He},\alpha$) à 217 MeV sur les noyaux de ${}^{12}\text{C}$ et ${}^{16}\text{O}$.

Figure 8. Distributions angulaires des groupes et structures de haute énergie d'excitation de ${}^{11}\text{C}$ et ${}^{15}\text{O}$ (tableau 8). Les courbes expérimentales sont également indiquées pour les états fondamentaux, ainsi que les distributions angulaires des fonds continus par MeV à 50 MeV d'énergie d'excitation.

Figure 9. ${}^{28}\text{Si}({}^3\text{He},\alpha){}^{27}\text{Si}$.

Spectres typiques obtenus, avec le spectromètre à 2° et 21° (fig.9a) et avec le télescope à 9° , pour les hautes énergies d'excitation (fig.9b).

Figure 10a. Distributions angulaires des groupes [(0.78 MeV - $1/2^-$) + 0.96 MeV - $3/2^+$] et [2.65 MeV - $5/2^+$ + 2.85 MeV ($3/2^+$, $5/2^+$)] de ${}^{27}\text{Si}$ comparées à la distribution angulaire du fondamental ($5/2^+$).

Figure 10b. Distributions angulaires des niveaux ou structures $1p$ de la réaction ${}^{28}\text{Si}({}^3\text{He},\alpha){}^{27}\text{Si}$. Le groupe à $<5.2>$ MeV est dominé à petit angle par le niveau $1/2^-$ à 5.2 MeV, la contribution du niveau non séparé $5/2^+$ à 5.52 MeV atteint $\sim 50\%$ à 21° .

Figure 11. ${}^{58}\text{Ni}({}^3\text{He},\alpha){}^{57}\text{Ni}$.

Spectres typiques obtenus avec le spectromètre (fig.11a) et le télescope (fig.11b) pour la réaction ${}^{58}\text{Ni}({}^3\text{He},\alpha){}^{57}\text{Ni}$ à 205 et 217 MeV.

Figure 12. Distributions angulaires de la réaction ${}^{58}\text{Ni}({}^3\text{He},\alpha){}^{57}\text{Ni}$ pour différents groupes ou intervalles d'énergie indiqués dans le tableau 10; voir aussi les figures 1 et 3 pour le niveau à 2.53 MeV et l'état fondamental.

Figure 13. Spectre typique de la réaction ${}^{90}\text{Zr}({}^3\text{He},\alpha){}^{89}\text{Zr}$ à 205 MeV.

Figure 14. Distributions angulaires de groupes complexes et de la structure $1f7/2$ issus de la réaction $^{90}\text{Zr}(^3\text{He},\alpha)^{89}\text{Zr}$. Le groupe à $\langle 2.1 \rangle$ MeV, qui couvre la zone de ~ 1.8 à 2.4 MeV d'énergie d'excitation est dominé par le niveau $5/2^-$ à 2.1 MeV, et le groupe à $\langle 2.76 \rangle$ MeV par un certain nombre d'états $9/2^+$ [réf. 9].

Figure 15. Spectres d'énergie d'excitation de ^{117}Sn (fig. 15a) et ^{123}Sn (fig. 15b) issus de la réaction $^{118,124}\text{Sn}(^3\text{He},\alpha)^{117,123}\text{Sn}$ à 205 MeV.

Figure 16. $^{118}\text{Sn}(^3\text{He},\alpha)^{117}\text{Sn}$.

Sections efficaces du groupe $(1h11/2 + 1g7/2)$ situé vers $E_x = 0.31$ MeV et de la structure $1g9/2$ (tranche B de la fig. 15a).

Figure 17. Spectre typique de la réaction $^{208}\text{Pb}(^3\text{He},\alpha)^{207}\text{Pb}$ à 205 MeV.

Figure 18. $^{208}\text{Pb}(^3\text{He},\alpha)^{207}\text{Pb}$.

Sections efficaces des groupes de niveaux situés entre 4 et 10 MeV d'énergie d'excitation dans ^{207}Pb .

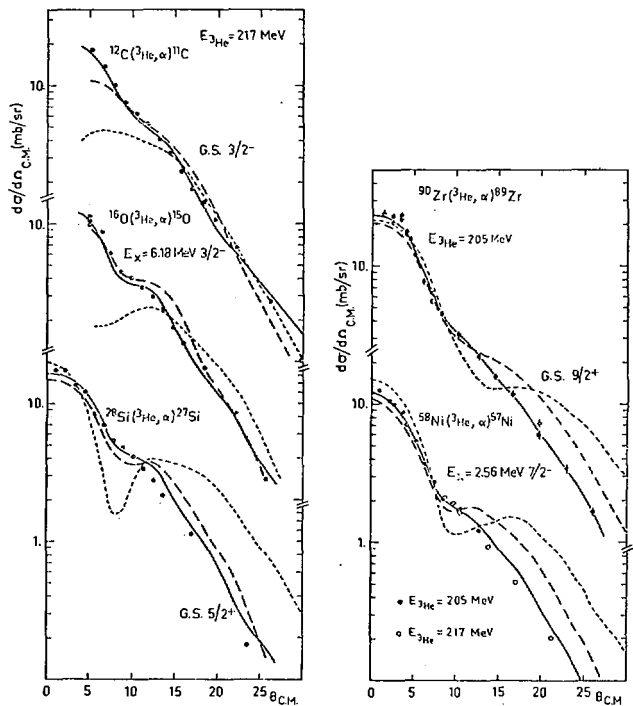


Fig. 1.

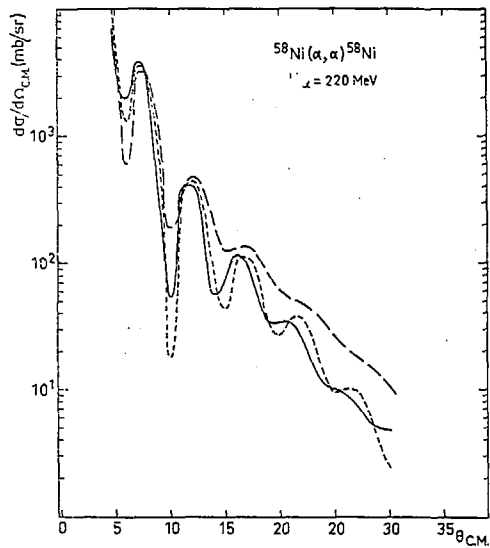


Fig.2a.

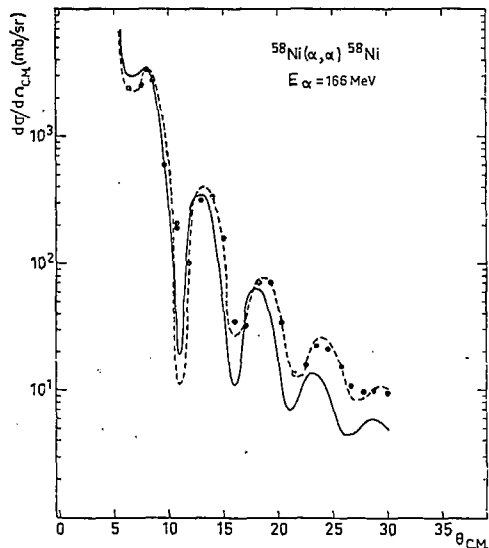


Fig.2b.

Fig.2.

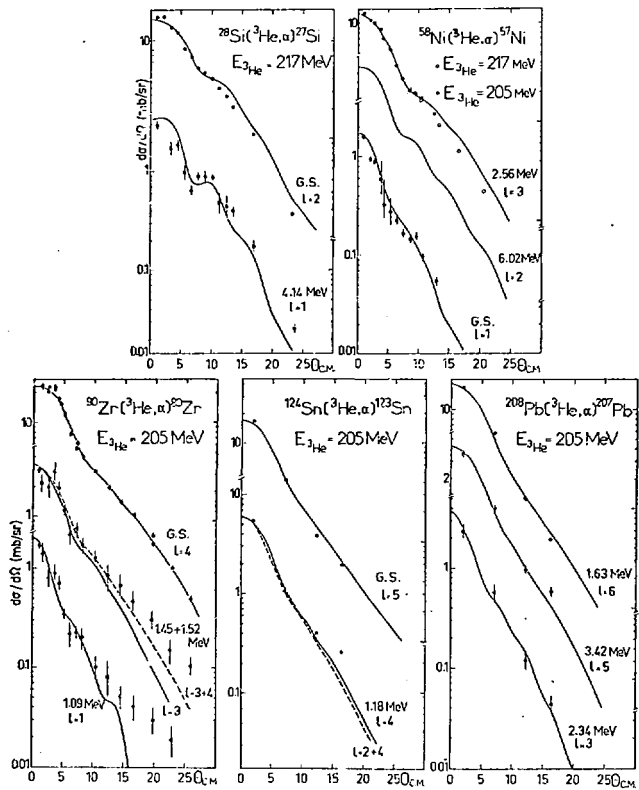


Fig. 3.

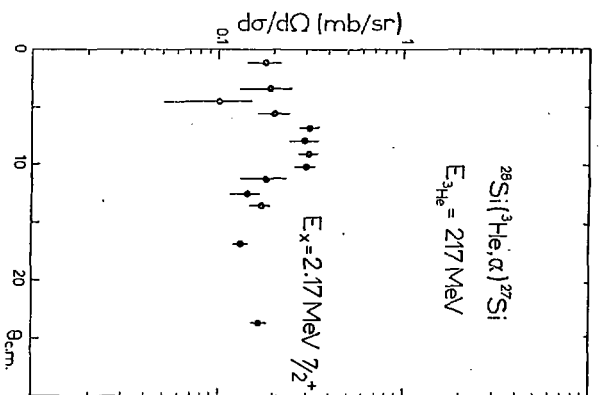
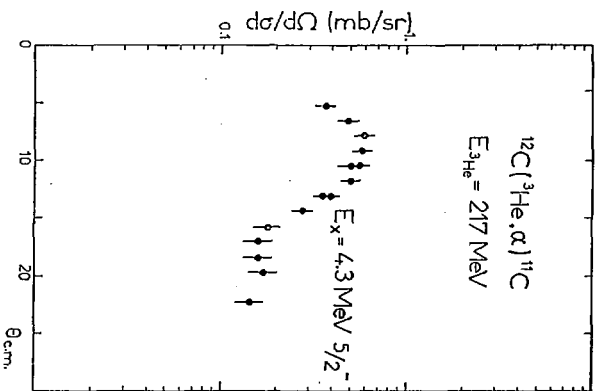


Fig. 4.

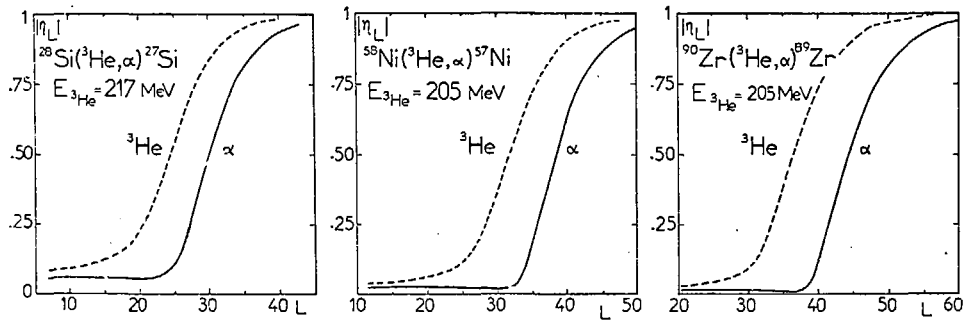


Fig. 5.

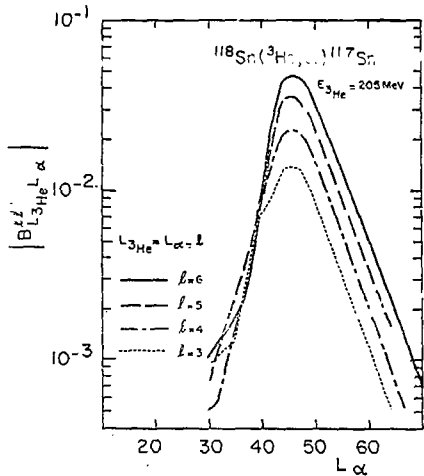


Fig.6a.

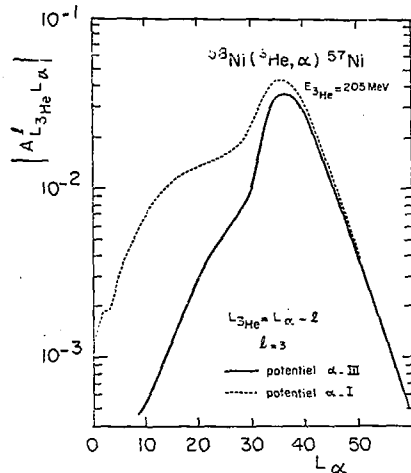


Fig.6b.

Fig. 8.

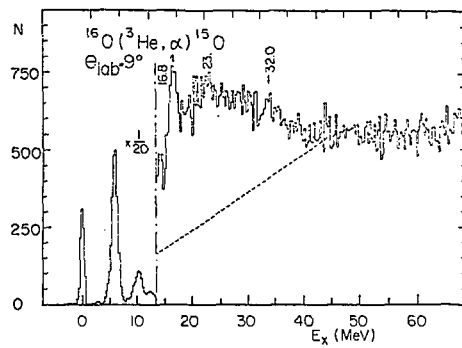
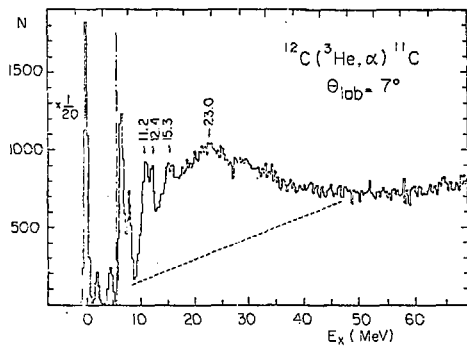


Fig. 7.

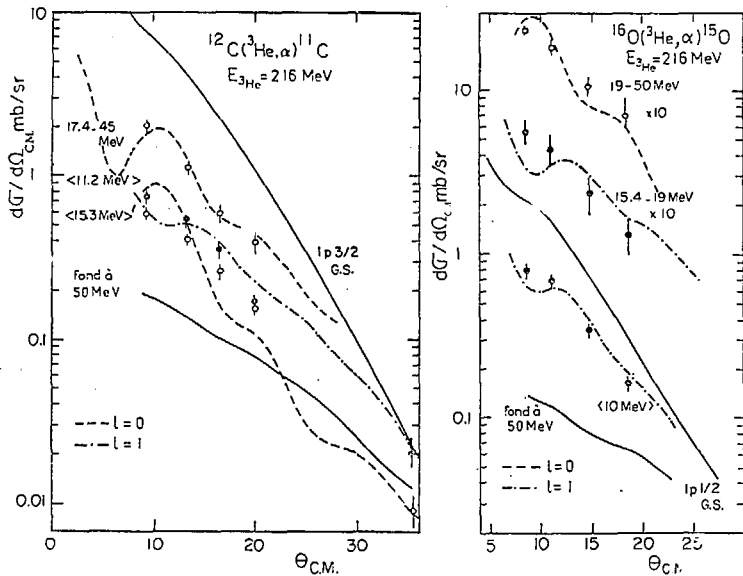


Fig. 8.

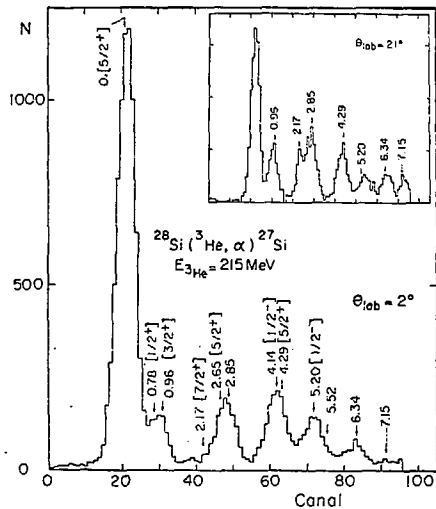


Fig. 9a.

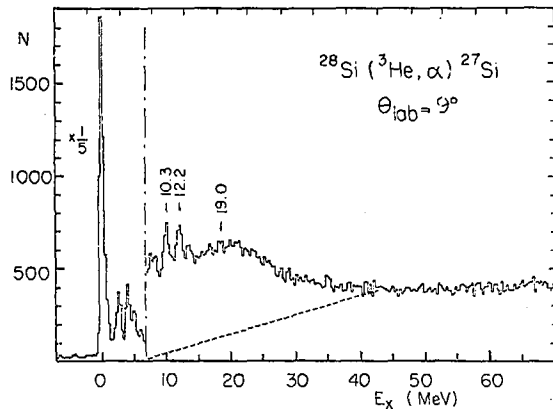


Fig. 9b.

Fig. 9.

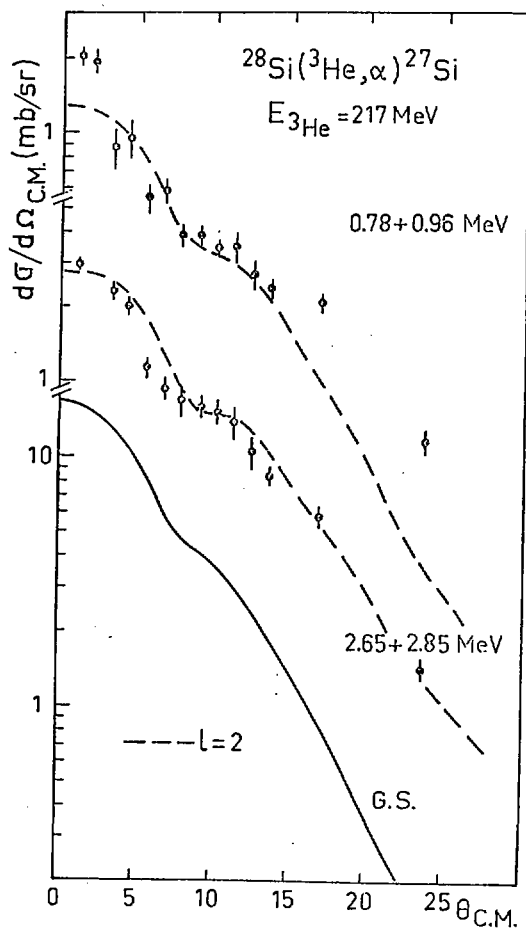


Fig. 10.

Fig. 10a.

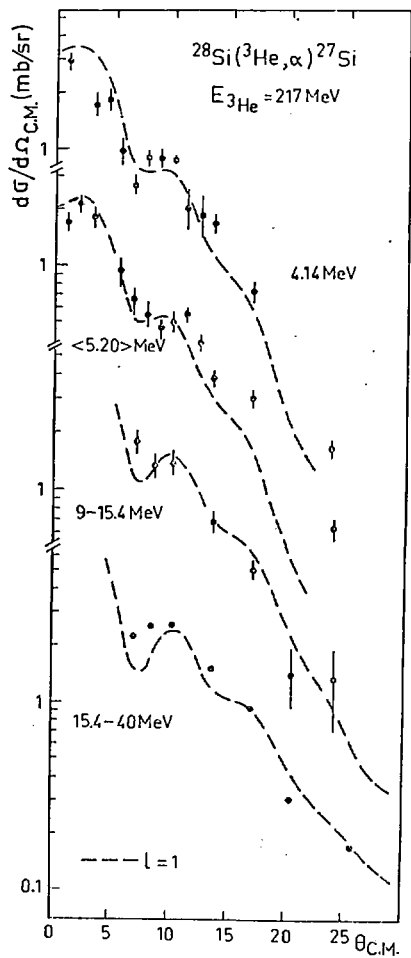


Fig. 10b.

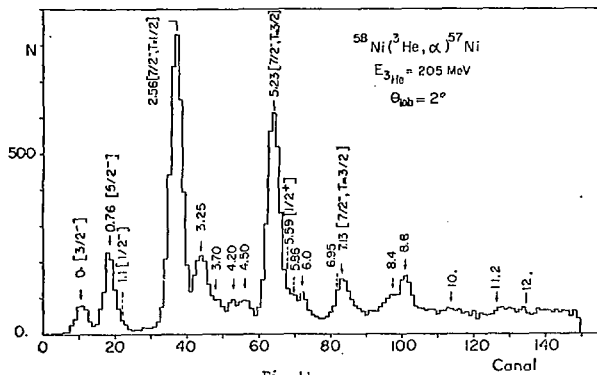


Fig. 11a.

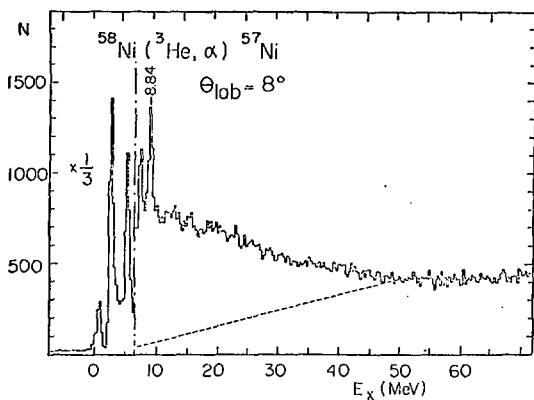


Fig. 11b.

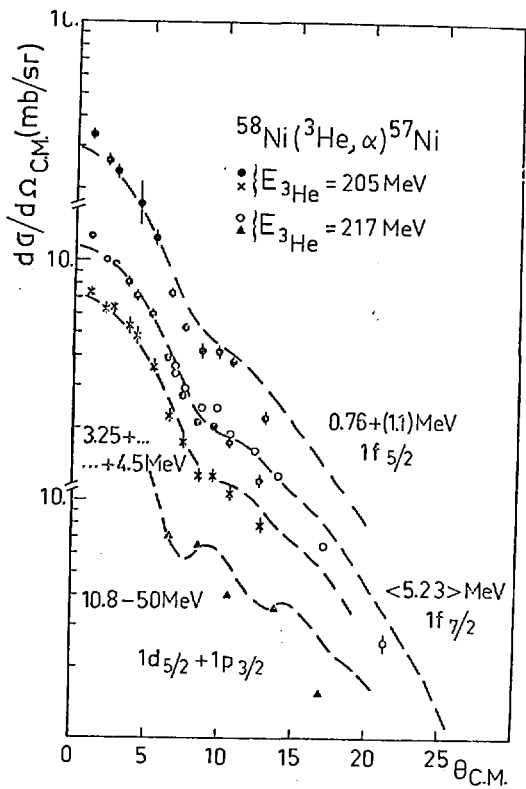


Fig. 12.

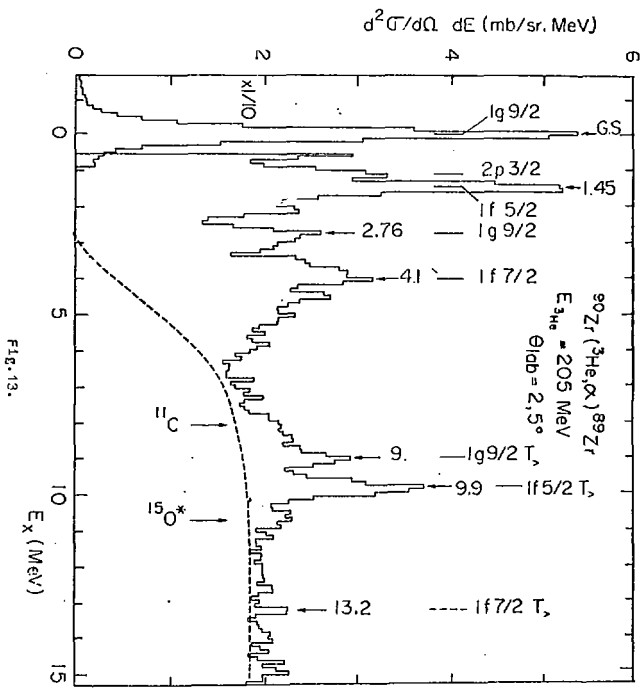


FIG. 13.

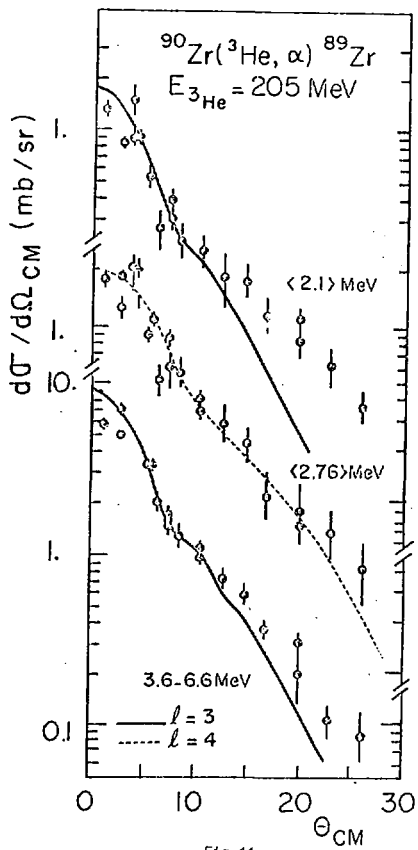


FIG. 14.

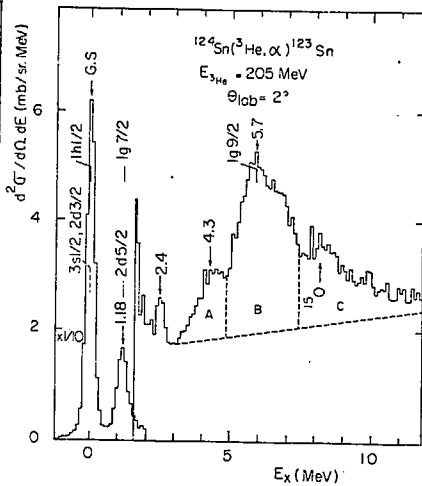
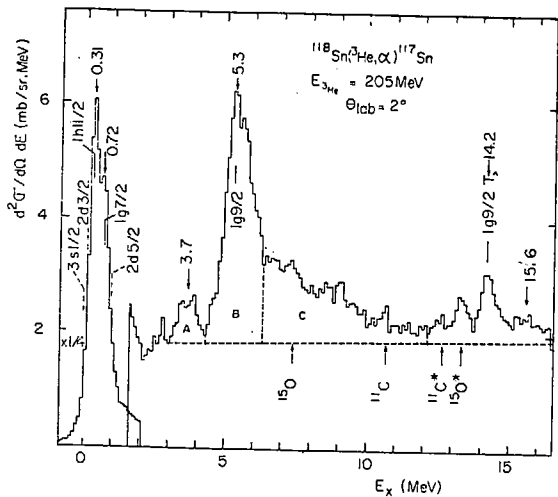


Fig. 15.

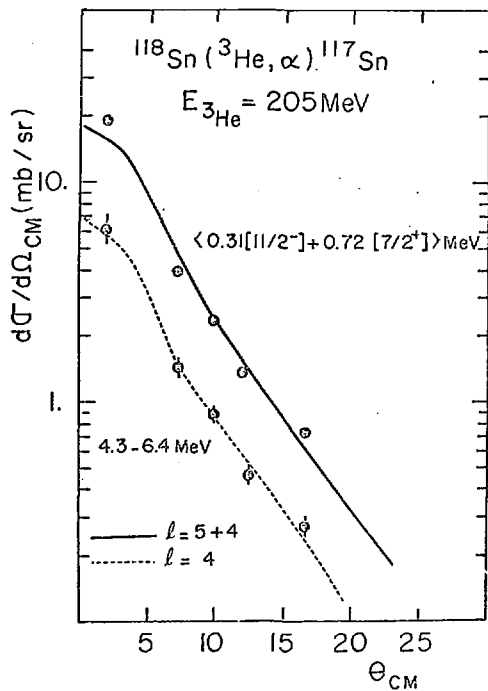


FIG. 16.

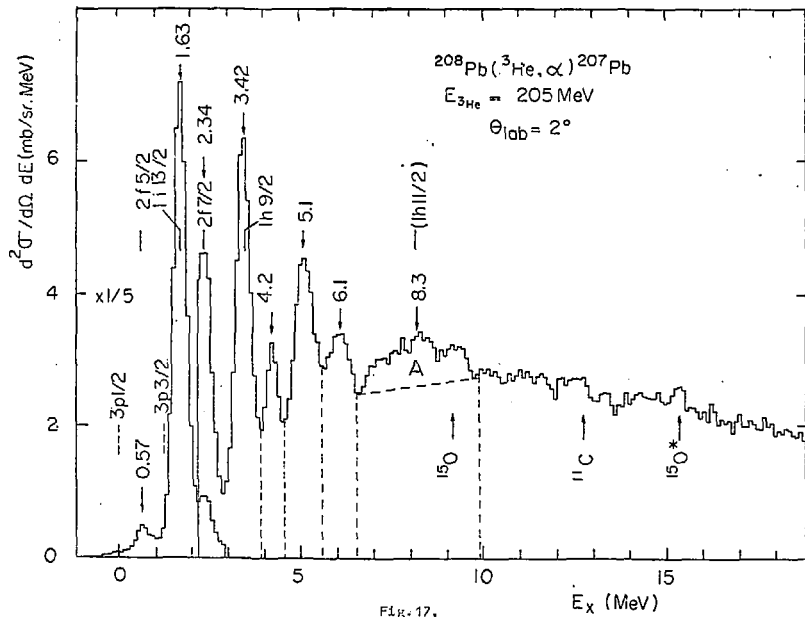


Fig. 17.

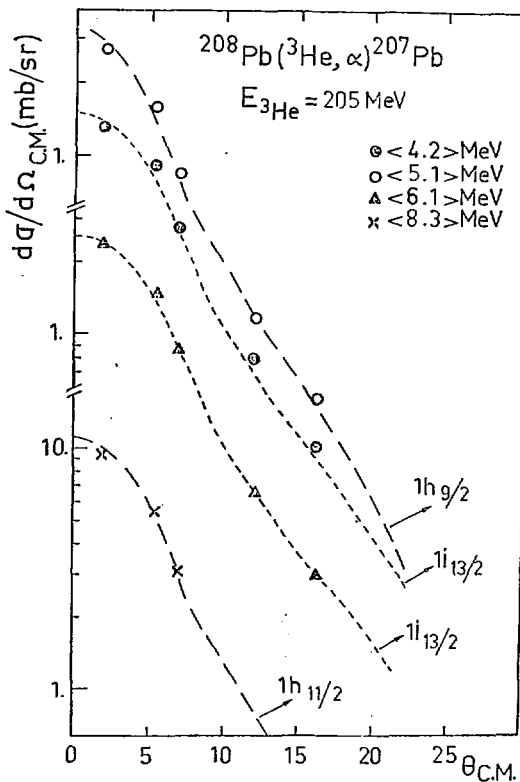


Fig. 10.

