



HAL
open science

Les différents types d'émission de particules chargées associés aux collisions entre ions lourds légers

Roland Billerey

► **To cite this version:**

Roland Billerey. Les différents types d'émission de particules chargées associés aux collisions entre ions lourds légers. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 1981. Français. NNT: . tel-00795126

HAL Id: tel-00795126

<https://theses.hal.science/tel-00795126>

Submitted on 27 Feb 2013

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

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

thèse

présentée

devant l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON - I

pour obtenir

le grade de DOCTEUR D'ETAT ES-SCIENCES

par

Roland BILLEREY

* * * * *

Les différents types d'émission de
particules chargées associés aux collisions entre
ions lourds légers

Soutenu le 31 Mars 1981

devant la Commission d'Examen

JURY :

MM M. GUSAKOW Président

J.P. LONGEQUEUE
A. FLEURY
A. CHEVARIER
A. DEMEYER

Examineurs

UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON - I

Président honoraire : M. le Professeur J. BOIDIN

Président :	M. le Professeur L. DAVID
1er Vice-Président :	M. le Professeur R. MORNEX
2ème Vice-Président :	Mme A. VARAGNAT, Maître-Assistante
3ème Vice-Président :	M. M. DUGNAT, Etudiant
Secrétaire Général :	M. F. MARIANI

UNITES D'ENSEIGNEMENT ET DE RECHERCHE

U.E.R. de Médecine Grange-Blanche	M. le Professeur P. ZECH
U.E.R. de Médecine Alexis-Carrel	M. le Professeur R. MORNEX
U.E.R. de Médecine Lyon-Nord	M. Y. MINAIRE, Maître de Conférences Agrégé
U.E.R. de Médecine Lyon-Sud	M. le Professeur J. NORMAND
U.E.R. de Sciences Pharmaceutiques	M. le Professeur C.A. BIZOLLON
U.E.R. de Techniques de Réadaptation	M. A. MORGON, Maître de Conférences Agrégé
U.E.R. de Biologie Humaine	M. J.P. REVILLARD, Maître de Conférences Agrégé
U.E.R. d'Education Physique et Sportive	M. A. MILLON, Professeur d'E.P.S.
U.E.R. de Sciences Odontologiques	M. le Professeur J. PARRET
U.E.R. de Mathématiques	M. le Professeur Ph. PICARD
U.E.R. de Physique	M. le Professeur J. DELMAU
U.E.R. de Chimie-Biochimie	Mme A. VARAGNAT, Maître-Assistante
U.E.R. des Sciences de la Nature	M. le Professeur Y. LEMOIGNE
U.E.R. de Sciences Physiologiques	Mlle le Professeur J.F. WORBE
U.E.R. de Physique Nucléaire	M. le Professeur M. GUSAKOW
I.U.T. - I	M. le Professeur A. VILLE
I.U.T. - II	M. J. GALLET, Directeur E.N.S.A.M.
Observatoire de Lyon	M. G. MONNET, Astronome Adjoint
U.E.R. de Mécanique	Mlle le Professeur G. COMTE-BELLOT

Je suis particulièrement reconnaissant à Monsieur le Professeur M. GUSAKOW, Directeur de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, pour la bienveillance et la compréhension qu'il a toujours manifestées à mon égard.

Je remercie Monsieur le Professeur J. P. LONGEQUEUE, Directeur de l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble d'avoir bien voulu examiner avec bienveillance ce travail.

Je suis reconnaissant à Monsieur le Professeur A. FLEURY d'avoir accepté de participer à ce jury et de l'intérêt qu'il a toujours porté à ce travail.

Je remercie Monsieur A. CHEVARIER des conseils et encouragements qu'il m'a donnés au cours de l'évolution de ce travail.

Je suis très reconnaissant à Monsieur A. DEMEYER pour les discussions fructueuses que nous avons eues et de l'aide amicale et constante qu'il m'a toujours prodiguée.

Cette thèse représente pour une part un travail collectif ; j'exprime ma profonde gratitude à tous les membres du groupe Ions Lourds : C. CERRUTI, A. CHEVARIER, N. CHEVARIER, B. CHEYNIS, S. CHIODELLI, A. DEMEYER, A. SAES, M. STERN.

Que Monsieur J. COLE soit remercié pour la mise à notre disposition des programmes LANCELOT et DESTIN et également les discussions fructueuses que nous avons eues.

Je voudrais remercier également les nombreuses personnes qui nous ont permis de mener à bien cette étude :

- les services techniques de l'Institut de Physique Nucléaire souvent sollicités lors de la préparation des expériences.

- les services "calcul" de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon et de l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble.

- l'équipe de conduite du Cyclotron de Grenoble et le responsable technique de la voie G Monsieur MAURICE.

- le service de documentation de l'Institut de Physique Nucléaire en particulier Madame A. DUCLOUX qui a frappé ce mémoire, Monsieur Z. HERNAUS pour la qualité des nombreuses figures, Madame R. RICARD et Monsieur M. COMBE pour l'impression de cette thèse.

RESUME :

Ce travail de recherche a consisté à étudier l'émission de particules légères associée aux collisions entre ions lourds. Pour cela des corrélations entre détecteurs solides ou gazeux dans le plan de réaction et hors plan ont été obtenues à l'aide du cyclotron isochrone de l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble.

Le système choisi ^{14}N (100 MeV) + ^{27}Al permet d'obtenir simultanément les corrélations entre particules légères et les fragments de collisions inélastiques ou les résidus d'évaporation, de même on peut observer les coïncidences entre fragments eux-mêmes.

Les différentes conclusions, en ce qui concerne les deux grandes classes de mécanisme que sont les collisions inélastiques et la fusion entre ions lourds sont :

1. Pour les collisions inélastiques

- l'émission prépondérante est l'évaporation du fragment lourd (80% d'He et 95% d'H).
- une émission d'alphas prompts (20% d'He) en coïncidence avec tous les fragments inélastiques qui correspond à $7 \pm 2\%$ d'évènements ternaires par rapport au total des évènements.
- une faible contribution de protons du fragment léger (5% d'H) en coïncidence avec le carbone uniquement qui correspond à 12% de ces évènements.

2. Pour les résidus d'évaporation

- une émission prépondérante par évaporation (87% d'He et 98% d'H)
- une émission de prééquilibre (12,5% d'He et < 2% d'H)

Les particularités entre protons et alphas doivent être attribuées à leurs énergies de séparations qui sont différentes mais également à leurs énergies relatives et leurs moments angulaires associés différents dans la voie d'entrée

ABSTRACT:

In this work we have investigated light particles emission accompanying heavy-ion induced reactions.

The experiments were performed at the Isochronous cyclotron of the I. S. N. de Grenoble and we got in and out of plane correlations between solid state and gaseous detectors.

In ^{14}N (100 MeV) + ^{27}Al we have chosen, light particles emitted in coincidence with deep inelastic fragments or evaporation residues have been measured. Likewise we observed the correlations between fragments and fragments.

As far as fusion and deep inelastic processes are concerned, we conclude :

1. Inelastic collisions

- evaporation from the heavy fragment is likely to be found (80% He and 96% H).

- fast alphas are emitted in coincidence with deep inelastic products and $7 \pm 2\%$ of the events are attributed to ternary events.

- protons are emitted from the light fragment (5% H) in coincidence with only the carbon and give 12% of these events.

2. Evaporation residues

- a large contribution due to evaporation (87% He and 98% H)

- a preequilibrium process (12, 5% He and < 2% H).

The particularities we found between protons and alphas emissions are to be assigned to differences in separation energies, but their relative energies and angular momenta have also a significant part.

SOMMAIRE

<u>INTRODUCTION</u>	p. 1
<u>CHAPITRE I : DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET TRAITEMENT DES DONNEES</u>	p. 3
A - <u>Dispositif expérimental</u>	p. 3
1°) Faisceauologie	p. 3
2°) Détection	p. 4
3°) Electronique associée	p. 5
B - <u>Traitement des données</u>	p. 8
1°) Identification en charge	p. 8
2°) Calcul des sections efficaces	p. 10
C - <u>Cinématiques</u>	p. 13
1°) Réaction à deux corps	p. 13
2°) Cinématique à trois corps	p. 15
<u>CHAPITRE II : CODE D'EVAPORATION</u>	p. 21
A - <u>Calcul des sections efficaces des résidus d'évaporation et des particules légères</u>	p. 22
1°) Théorie de HAUSER-FESHBACH	p. 22
2°) Paramètres du calcul	p. 25
3°) Code LANCELOT	p. 28
B - <u>Calcul des distributions angulaires et énergétiques</u>	p. 29
1°) Principe du calcul	p. 29
2°) Code DESTIN	p. 30
C - <u>Corrélations angulaires</u>	p. 32
<u>CHAPITRE III : ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX CONCERNANT LA FUSION</u>	p. 33
A - <u>Comparaison des résultats expérimentaux avec le code d'évaporation</u> ...	p. 33
1°) Choix des paramètres	p. 33
2°) Résidus d'évaporation	p. 34
3°) Particules légères	p. 40
4°) Corrélations angulaires	p. 46

B - <u>Emission avant l'équilibre</u>	p. 52
1°) Hypothèse de base	p. 52
2°) Densité d'états	p. 53
3°) Durée de vie d'un état intermédiaire	p. 54
4°) Probabilité d'émission avant l'équilibre	p. 55
5°) Structure du noyau	p. 55
6°) Détermination expérimentale du nombre d'excitons	p. 56
7°) Résultats du calcul et comparaison avec l'expérience	p. 57
C - <u>Conclusion</u>	p. 58
<u>CHAPITRE IV : RESULTATS EXPERIMENTAUX CONCERNANT LES COLLISIONS</u> <u>INELASTIQUES</u>	p. 61
A - <u>Corrélations angulaires fragment-fragment</u>	p. 61
1°) Résultats expérimentaux	p. 61
2°) Application d'un code d'évaporation	p. 63
3°) Analyse des résultats expérimentaux avec le code d'évaporation	p. 64
4°) Calcul du moment angulaire transféré	p. 66
B - <u>Analyse des coïncidences particules fragment à $\theta_{HI} = - 30^\circ$</u>	p. 69
1°) Analyse avec une cinématique trois corps	p. 69
2°) Corrélations angulaires	p. 73
3°) Emission dans le centre de masse du fragment complémentaire	p. 77
C - <u>Analyse des coïncidences particules-fragment à $\theta_{HI} = - 10^\circ$</u>	p. 80
1°) Analyse avec la cinématique trois corps	p. 80
2°) Influence de la contamination	p. 89
3°) Corrélations angulaires	p. 90
D - <u>Analyse globale des collisions inélastiques</u>	p. 95
1°) Comparaison des distributions énergétiques inclusifs et exclusifs	p. 95
2°) Distributions angulaires inclusives	p. 97
3°) Comparaison avec un modèle semi-classique	p. 97
4°) Multiplicité des particules émises	p. 97
<u>CHAPITRE V : SYNTHESE DES RESULTATS. EMISSION DES PARTICULES</u> <u>DIRECTES</u>	p. 99
A - <u>Rappel des résultats concernant la fusion et les collisions inélastiques</u> ..	p. 99
1°) Résultats globaux	p. 99
2°) Particules directes	p. 99
B - <u>Particules directes dans les réactions avec les ions lourds</u>	p. 100
1°) Alphas directs	p. 100
2°) Protons directs	p. 101
3°) Modèles proposés	p. 105
C - <u>Application du modèle de prééquilibre</u>	p. 105
<u>CONCLUSION</u>	p. 109
<u>REFERENCES</u>	p. 111

INTRODUCTION

Dans les collisions entre ions lourds il existe plusieurs types d'interactions qui peuvent être présentées classiquement en fonction du moment angulaire apporté par le projectile.

Pour les plus petits paramètres d'impact le projectile interagit fortement avec le noyau cible. L'énergie due au mouvement relatif se répartit progressivement entre les divers degrés de liberté du système. Un équilibre est alors atteint si le temps entre la formation et la désexcitation du système composite est suffisamment long. Un noyau composé est alors formé. Si celui-ci a une masse inférieure à 100 l'évaporation de particules est le processus essentiel de désexcitation du noyau composé. De plus il existe un moment angulaire critique (l_{crit}) au-dessus duquel il n'y a pas de fusion complète.

Les collisions inélastiques se produisent entre le moment angulaire critique et le moment angulaire maximal (limite d'interaction des potentiels nucléaires). Un système composite peut se créer et il y a un échange de nucléons au travers du col formé entre les deux fragments. Après un certain temps d'interaction il se sépare en deux fragments, les plus probables étant proches du projectile et de la cible. La relaxation en énergie est très importante et les fragments se partagent cette énergie d'excitation. Le maximum de la section efficace est voisin de l'angle d'effleurement (angle maximal de déviation due au champ coulombien entre les deux ions incidents).

La détection à plusieurs angles d'un fragment ou d'une particule par des mesures inclusives a permis la mesure des sections efficaces des différents mécanismes de réactions d'une part et les sections efficaces totales d'émission de particules d'autre part. Avec cette technique dès 1961 BRITT et QUINTON^[1] ont montré la présence d'alphas dont les caractéristiques sont différentes de celles d'une évaporation à partir d'un noyau composé. Ces alphas "directs" ont une distribution angulaire pointée aux angles avant. Ce phénomène fut confirmé par GALIN^[2] dans la réaction $^{14}\text{N} + ^{103}\text{Rh}$. Cependant ce type d'alphas est inexistant dans la réaction $^{40}\text{Ar} + ^{77}\text{Se}$ qui mène au même noyau composé.

En 1977 INAMURA^[3] observait des alphas directs en coïncidence avec des gammas

provenant des résidus d'évaporation. D'autre part HO^[4] a montré la présence d'alphas de pré-équilibre en coïncidence avec des fragments des collisions inélastiques à l'aide des corrélations angulaires. L'auteur proposait l'hypothèse que l'émission de ces alphas avait lieu à partir d'un "point chaud" situé sur le fragment cible dont la température serait supérieure à celle d'équilibre.

A cette époque nous commençons le même type d'expérience dans le but de mesurer quantitativement les contributions des divers mécanismes d'émission de particules légères :

- évaporation à partir du noyau composé
- émission à partir des fragments excités provenant des collisions inélastiques profondes
- alphas ou protons "directs" émis au moment de la collision.

La réaction $^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$ a été choisie pour que les résidus d'évaporation soient identifiés en charge (Z). L'énergie du projectile (100 MeV) laisse prévoir une section efficace de collisions inélastiques notable et également une section efficace de fusion importante.

La détection des particules alphas et protons en coïncidence (mesures exclusives) avec toutes les voies de sortie de la fusion jusqu'aux collisions inélastiques doit nous permettre d'avoir le maximum d'informations sur l'origine de l'émission des particules légères.

La technique expérimentale est décrite au chapitre I. Un code d'évaporation utilisant la théorie de HAUSER FESHBACH est exposé au chapitre II. La comparaison avec les résultats expérimentaux est faite au chapitre III. Les prédictions d'un modèle de "prééquilibre" sont aussi présentées dans ce même chapitre. Dans le chapitre IV les coïncidences particules fragment seront interprétées avec un programme cinématique 3 corps. Le chapitre V fera la synthèse des résultats concernant la fusion et les collisions inélastiques.

CHAPITRE I

DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET TRAITEMENT DES DONNEESA. DISPOSITIF EXPERIMENTAL1. Faisceauologie

Toutes les mesures expérimentales ont été effectuées au cyclotron de Grenoble. L'énergie du projectile est de 100 MeV.

La structure en temps du faisceau comporte des paquets de particules ayant une largeur de 5 ns toutes les 75 ns (période de la radiofréquence). La source d'ions fonctionne en mode pulsé avec un cycle utile de 50% pour les expériences en coïncidence afin de diminuer les coïncidences fortuites.

La chambre de réaction est une enceinte cylindrique de 1 mètre de diamètre et de 50 cm de hauteur. Deux bras mobiles dans le plan de réaction permettent d'effectuer les mesures de corrélations angulaires avec une précision de $0,05^\circ$ sur chaque bras. Sur un des bras mobiles un dispositif mécanique permet de placer un détecteur à un angle azimutal entre 0° (plan de réaction) et 80° .

La cible peut être orientée par rapport à l'axe du faisceau afin de minimiser le ralentissement des ions dans la cible. L'épaisseur de la cible, $400 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, est un compromis entre d'une part un taux de comptage élevé et une contamination de surface la plus faible possible et d'autre part une perte d'énergie raisonnable dans le cas des résidus d'évaporation.

La focalisation est faite avec deux groupes de lentilles quadrupolaires placés respectivement après les deux aimants de déviation.

Un collimateur est placé devant la cible. La tache du faisceau sur la cible a un

diamètre de 4 mm environ. Un intégrateur de courant associé à une cage de Faraday permet la mesure de la quantité de courant donc du nombre de particules ayant traversé la cible. L'intensité du faisceau sur la cible atteint 300 nA pour les angles arrière, cette intensité a été limitée aux angles avant afin d'éviter les empilements dus à la diffusion élastique.

2. Détection

Les corrélations angulaires alpha ou proton-fragment et fragment-fragment exigent l'identification de la charge et de l'énergie pour chaque élément. Deux télescopes différents sont utilisés, l'un pour les particules légères et les fragments jusqu'au fluor, l'autre pour les fragments du lithium jusqu'au chlore.

a) détection des particules légères (télescope 1)

Ce télescope comprend trois ou quatre détecteurs au silicium du type à barrière de surface totalement déplétés d'épaisseur 19 μm , 300 μm et 1500 μm . Un détecteur de 6 μm est ajouté pour détecter les alphas émis à 120° dans le laboratoire.

L'épaisseur totale de tous les détecteurs permet l'arrêt des alphas et protons de 65 MeV et 16 MeV respectivement. Les azotes diffusés élastiquement (énergie légèrement inférieure à 100 MeV) sont stoppés dans le détecteur 300 μm . Le seuil d'identification est de l'ordre de 18 MeV pour le carbone, valeur suffisante pour les corrélations fragment léger-fragment lourd.

L'ensemble des détecteurs est monté dans un cylindre de laiton muni d'un collimateur de 4 mm de diamètre. Celui-ci empêche les particules de frapper les bords des détecteurs. L'angle solide est calculé en connaissant la surface utile du collimateur et la distance de celui-ci à la cible. Un aimant est également placé devant le système pour éviter que les électrons secondaires arrachés à la cible ne parviennent sur les détecteurs.

A l'angle de 5° un absorbant de 100 μm d'aluminium placé devant le télescope 1 permet d'arrêter les azotes provenant de la diffusion élastique. Dans ce cas on détecte les alphas et les protons d'énergies supérieures respectivement à 16 MeV et à 4 MeV.

b) détection des fragments (télescope 2)

L'ensemble comprend une chambre d'ionisation et un détecteur au silicium de 300 μm épaisseur suffisante pour arrêter les projectiles diffusés élastiquement.

La chambre a une longueur utile de 7 cm ; elle est remplie d'un mélange argon-méthane (90% Ar 10% CH₄) pour une pression de 3,5 cm de mercure. Ceci est équivalent à une épaisseur de 2 μm de silicium. Le gaz est renouvelé en permanence de manière à éviter son altération au cours du temps (dégazage des parois, fuites de la fenêtre d'entrée). Un manostat cartésien permet une régulation de la pression en maintenant constante la quantité de gaz contenue

dans la chambre même si la température varie. La fenêtre d'entrée en formvar a un diamètre de 6 mm et une épaisseur de $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. La surface utile (150 mm^2) du détecteur au silicium permet la collection de tous les ions malgré la dispersion angulaire possible dans la chambre.

La distance de la cible à la fenêtre d'entrée et la surface de cette dernière définissent l'angle solide qui est équivalent à celui du télescope 1 (1 millistéradian). La limite d'identification est de 12 MeV pour le magnésium et elle augmente en fonction de la charge jusqu'à 24 MeV pour le chlore.

Les deux télescopes sont étalonnés grâce à une source de thoron et à la diffusion élastique sur l'or. La résolution des détecteurs est de l'ordre de 30 KeV.

3. Electronique associée

Elle comprend deux parties (figure I. 1)

- une partie analogique pour la mesure de l'énergie et l'identification des éléments,
- une partie logique pour définir la coïncidence entre les deux systèmes de détection, le déclenchement de l'acquisition et les marquages (sélection des événements),

a) la partie analogique est classique

Elle comprend :

- des préamplificateurs de charge (PAC) placés directement derrière les détecteurs,
- des amplificateurs linéaires (A)
- des portes linéaires (LGS) ouvertes seulement par l'ordre d'analyse délivré par la voie logique (GATE). Elles protègent les convertisseurs analogiques-numériques des impulsions parasites.
- des modules additionneurs (Σ)
- un convertisseur analogique-numérique 8 voies. Il fournit un nombre binaire proportionnel à la hauteur de l'impulsion analogique.

b) la partie logique comprend

- des préamplificateurs de tension (PAT) ayant un temps de montée inférieur à 10 ns,
- des amplificateurs rapides (AR),
- des discriminateurs à fraction constante (DFC)
- deux modules anti-empilement (ATPU). Ils empêchent deux événements arrivant dans un intervalle de temps de $2 \mu\text{s}$ d'être pris en compte. Si un événement arrive entre $2 \mu\text{s}$ et $40 \mu\text{s}$, temps nécessaire pour l'acquisition, le premier événement est seul pris

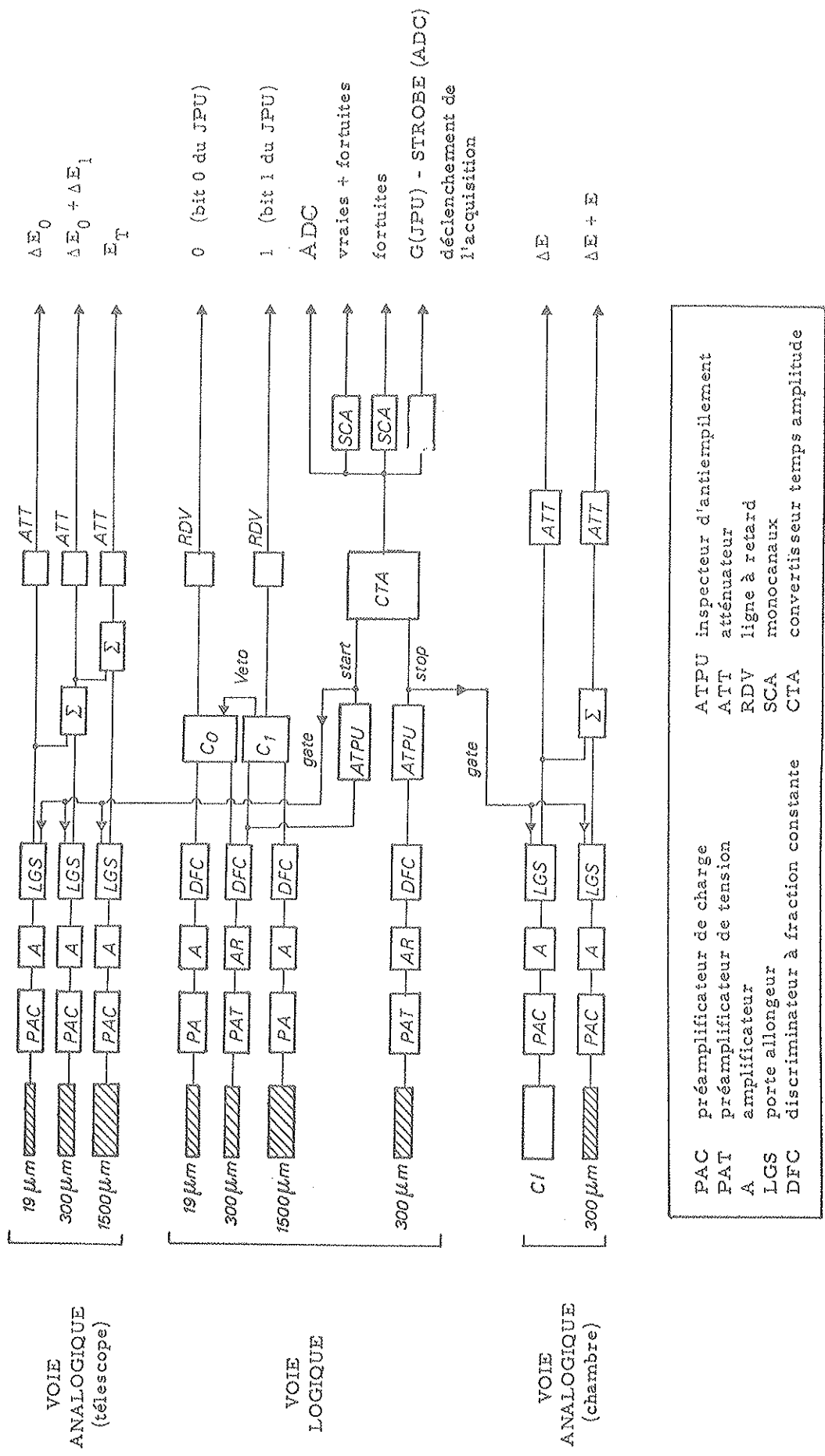


Figure I.1 : Schéma du montage électronique.

en compte. Ces modules sont nécessaires aux angles avant à cause du fort taux de comptage lié à la diffusion élastique.

Le passage de toutes les particules dans chaque détecteur au silicium 300 μm est obligatoire pour l'identification des éléments (dans le cas de trois détecteurs dans le télescope 1). Les signaux des deux détecteurs 300 μm sont respectivement le "start" et le "stop" d'un convertisseur temps-amplitude (CTA) dont le signal de sortie donne l'ordre de déclenchement de l'acquisition. Dans le cas de quatre détecteurs dans le télescope 1, le "stop" est obtenu avec un "ou" logique entre les signaux des deux détecteurs 19 μm et 300 μm du télescope 1.

La durée d'analyse, 200 ns, est supérieure à celle de la période de récurrence de la source du cyclotron (75 ns) de manière à voir un maximum des coïncidences vraies + fortuites et au moins une zone de coïncidences fortuites (entre paquets différents de particules). On suppose que la probabilité d'avoir une coïncidence fortuite est la même lorsque les particules sont dans un même paquet ou dans deux paquets successifs.

La résolution en temps est de 1,5 ns ce qui permet de séparer les coïncidences entre particules légères d'une part et particules légères et fragment lourd d'autre part (figure I.2).

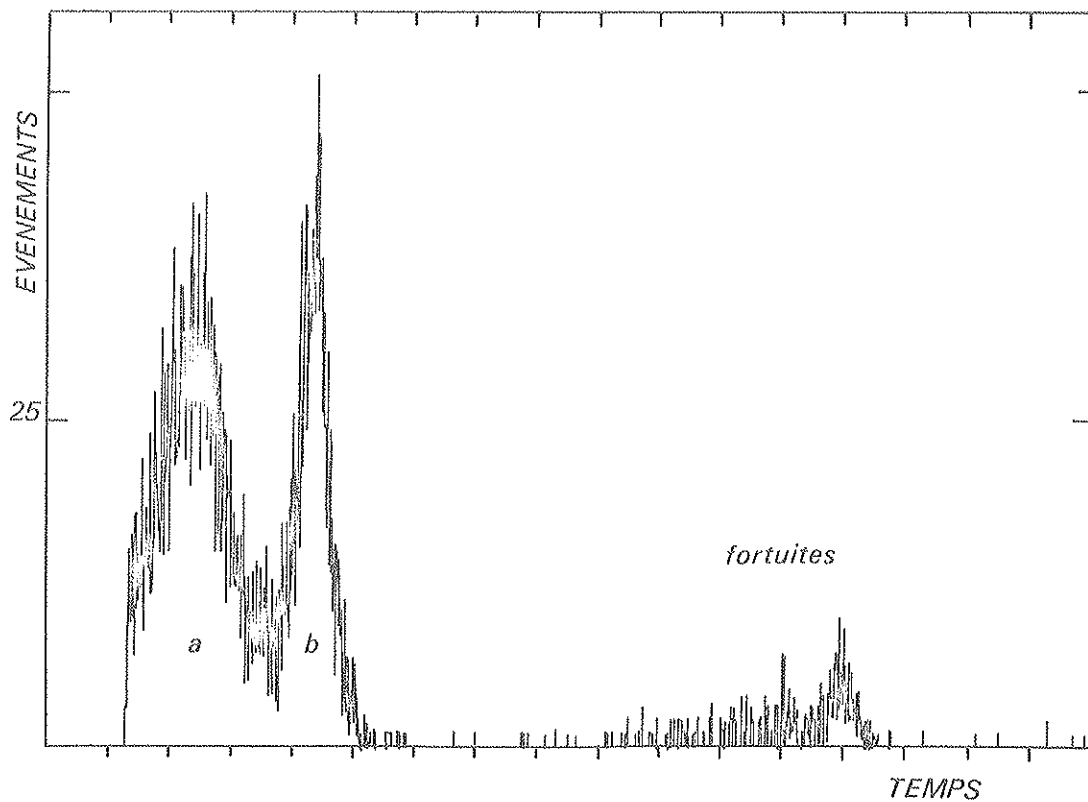


Figure I.2: Spectre en temps des coïncidences particule fragment

Dans le cas des spectres inclusifs c'est le même signal (télescope 1 ou 2) qui sert à la fois de "start" et de "stop".

Le marquage des événements c'est-à-dire la connaissance du détecteur où la particule s'est arrêtée dans le télescope 1 est obtenu avec les circuits de coïncidences C0 et C1 ; ce dernier exerce un veto sur la coïncidence C0.

c) enregistrement des données

Après la conversion analogique-digitale il y a transfert des données du convertisseur 8 voies et du marquage (JPU) à l'ordinateur par l'intermédiaire du "CAMAC". Un événement comprend 9 mots de 11 bits chacun ayant la structure suivante :

marquage	19 μm	300 μm	1500 μm	E total	CI	300 μm	E total	CTA
	Télescope 1				Télescope 2			

Il y a deux mémoires tampons fonctionnant en bascule l'une se chargeant de l'acquisition, l'autre du traitement et du transfert des données sur la bande magnétique. Le changement de zone se produit tous les 128 événements. Le traitement des données permet de visualiser simultanément sur des blocs mémoires auxiliaires un spectre biparamétrique d'un télescope quelconque et les spectres de toutes les voies entrant dans le convertisseur analogique digital. Le montage permet donc un contrôle direct de l'expérience.

B. TRAITEMENT DES DONNEES

Ce travail s'effectue à Lyon au Centre de Calcul.

Le premier travail est d'identifier la charge des fragments ou particules détectés dans les télescopes à partir de la bande magnétique originale. Les paramètres définissant l'évènement (ΔE_{T2} , Z_{T1} , E_{T1} , Z_{T2} , E_{T2} , CTA) sont écrits sur une deuxième bande magnétique.

1. Identification en charge

a) identification du télescope 1

La connaissance de l'énergie et de la perte d'énergie dans une épaisseur de matériau donné permet d'identifier en charge le fragment grâce à la formule approchée de BETHE-BLOCK

$$-\frac{dE}{dx} = a Z^2 \frac{c^2}{v^2} \text{Ln} \left(\frac{bv^2}{c^2 - v^2} \right) \quad \text{I.1}$$

Z charge de la particule
 v vitesse de la particule
 c vitesse de la lumière
 a, b constantes dépendants du matériau absorbant

Le terme logarithmique varie lentement avec la vitesse, il peut être négligé pour les particules non relativistes.

$$\text{si } \frac{1}{2} m v^2 = E \quad \text{I. 2}$$

m masse de la particule

Il devient :

$$-\frac{dE}{dx} = \alpha \frac{m Z^2}{E} \quad \text{I. 3}$$

Dans notre cas ΔE est une perte d'énergie intégrée sur le parcours Δx épaisseur du détecteur et non une perte d'énergie différentielle.

Dans le plan E ΔE les évènements se répartissent donc le long de portions d'hyperboles.

Une fonction analytique à trois paramètres sert à l'identification

$$f(E, \Delta E)_A = K \Delta E^2 + (E + E_0) \Delta E - A \quad \text{I. 4}$$

les deux paramètres E_0 , K sont déterminés par une méthode de moindres carrés de manière que tous les Z aient les mêmes valeurs E_0 et K en entrant dans le calcul un certain nombre de valeurs expérimentales E et ΔE . Chaque Z est alors encadré par deux fonctions séparatrices dépendant seulement de A . L'identification est très bonne pour $2 \leq Z \leq 9$. Le cas du proton est plus délicat, sa courbe séparatrice inférieure est difficile à définir car elle est proche du seuil de détection.

b) identification télescope Z

Les courbes séparatrices ne peuvent pas être représentées dans ce cas par une fonction analytique aussi simple. Pour les faibles énergies des éléments $Z \geq 12$ la perte d'énergie augmente d'abord avec l'énergie (zone 1), passe par un maximum puis décroît en fonction de celle-ci suivant la formule I. 3 (zone 2). Une méthode plus empirique est utilisée dans ce cas. Dans le plan E ΔE l'ordinateur interpole, entre les points donnés par l'expérimentateur et situés sur les lignes de plus faible taux de comptage entre chaque Z . Ces suites de segments sont l'équivalent des courbes séparatrices. Les figures I. 3 et I. 4 montrent le résultat de l'identification des éléments détectés respectivement à $\theta_{\text{lab}} = 10^\circ$ et $\theta_{\text{lab}} = 30^\circ$ lors de la réaction $^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$ à une

énergie incidente de 100 MeV. Lorsque la majorité des évènements sont dans la zone 2 définie plus haut l'identification est bonne ($Z \leq 14$). Dans la zone 1 les pertes d'énergie sont très peu différentes suivant les éléments, l'identification est par conséquent plus délicate pour $15 \leq Z \leq 18$.

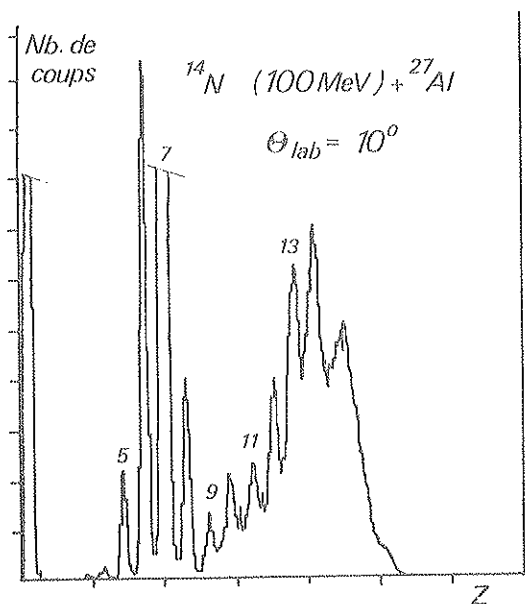


Figure I.3 : Séparation en élément dans le télescope ions lourds

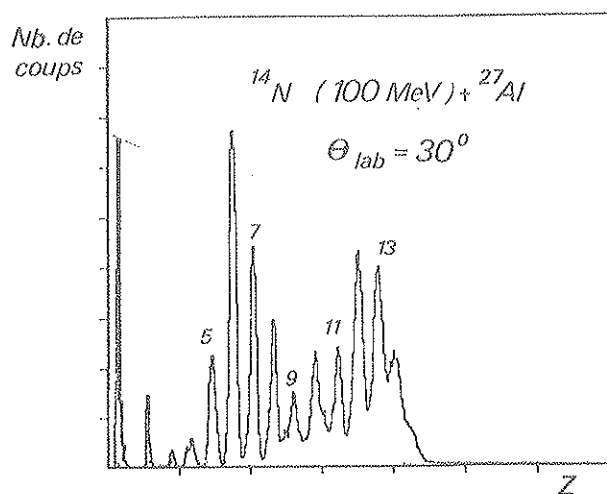


Figure I.4 : Séparation par éléments dans le télescope ions lourds

2. Calcul des sections efficaces

L'énergie de la particule est obtenue à partir du numéro du canal du convertisseur grâce à l'étalonnage effectué avec une source de thoron. L'énergie est corrigée de la perte d'énergie moyenne de la particule dans la cible et du défaut de hauteur des impulsions des ions lourds dans les détecteurs solides [5].

a) spectre simple

La section efficace différentielle pour chaque canal de largeur dE est dans le laboratoire :

$$\left(\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dE} \right) \text{ cm}^2 \text{ MeV}^{-1} = \frac{N}{I n \Omega dE} \quad \text{I.5}$$

N nombre d'évènements dont l'énergie est comprise entre E et $E + dE$

I est le nombre de particules arrivées sur la cible

$$I = \frac{Q}{Z \times 1,6 \cdot 10^{-19}} \quad \text{I.6}$$

Q charge collectée par la cage de Faraday

Z charge moyenne du projectile après la traversée de la cible (7 pour l'azote)

n nombre de noyaux par cm^2

$$n = \frac{\rho \mathcal{N}}{A} \quad \text{I.7}$$

ρ masse spécifique de la cible

\mathcal{N} nombre d'Avogadro

A masse atomique de la cible

$d\Omega$ angle solide

L'incertitude de la mesure de la section efficace différentielle dépend des incertitudes sur chaque paramètre, l'incertitude la plus importante étant celle sur le nombre d'évènements.

$$\frac{dI}{I} \leq \pm 3\% \quad \text{mesure du faisceau}$$

$$\frac{d\rho}{\rho} \leq \pm 5\% \quad \text{épaisseur de la cible}$$

$$\frac{d\Omega}{\Omega} \leq \pm 1\% \quad \text{angle solide}$$

L'incertitude sur le nombre d'évènements dépend de l'erreur statistique sur le nombre lui-même, l'erreur sur la séparation en Z , le bruit de fond et la contamination de la cible.

Les distributions angulaires sont obtenues en intégrant sur dE . La section efficace totale est obtenue en intégrant sur $d\Omega$.

$$\sigma = \int_{\varphi} \int_{\theta} \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin \theta \, d\theta \, d\varphi \quad \text{I.8}$$

φ est l'angle azimutal par rapport au plan de réaction.

En prenant tous les plans de réactions, on obtient :

$$\sigma_T = 2\pi \int_0^{\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin \theta \, d\theta \quad \text{I.9}$$

Dans le centre de masse

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega dE} \right)_{cm} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega dE} \right)_{lab} \cdot \frac{dE_{lab}}{dE_{cm}} \cdot \frac{1 + \gamma \cos \theta_{3cm}}{(1 + \gamma^2 + 2\gamma \cos \theta_{3cm})^{3/2}} \quad \text{I.10}$$

$$\gamma = \frac{V_{cm}}{v_{3cm}} \quad \text{I.11}$$

V_{cm} vitesse du centre de masse défini par la particule incidente et la cible

$$V_{cm} = \frac{m_p}{m_p + m_T} \sqrt{\frac{E_{lab}}{m_p}} \quad \text{I.12}$$

E_{lab} énergie du projectile

m_p masse projectile

m_T masse cible

v_{3cm} vitesse de l'éjectile dans le système du centre de masse

θ_{3cm} angle de l'éjectile dans le système du centre de masse

θ_3 angle de l'éjectile dans le laboratoire

v_3 vitesse de l'éjectile dans le laboratoire

m_3 masse de l'éjectile

D'après la figure I.5

$$v_{3cm}^2 = v_3^2 + V_{cm}^2 - 2 v_3 V_{cm} \cos \theta_3 \quad \text{I.13}$$

et

$$\text{tg} \theta_{3cm} = \frac{\sin \theta_3}{\cos \theta_3 - \gamma'} \quad \text{I.14}$$

$$\gamma' = \frac{V_{cm}}{v_3} \quad \text{I.15}$$

$$E_{3cm} = \frac{1}{2} m v_{3cm}^2 \quad \text{I.16}$$

Ces calculs n'impliquent aucune hypothèse quant à la manière dont se passe la réaction.

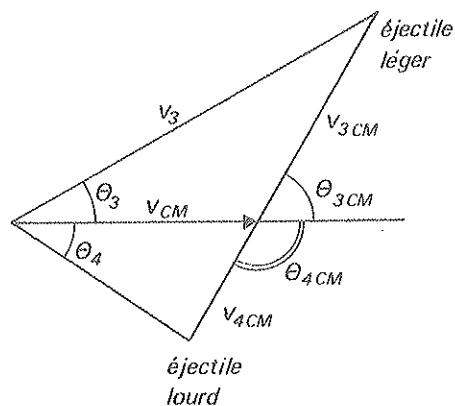


Figure I.5 : Cinématique à deux corps

b) spectre en coïncidence

Dans ce cas

$$\frac{d^4 \sigma}{d\Omega_i d\Omega_F dE_i dE_F} = \frac{N_{\text{coïnc}}}{I n d\Omega_i d\Omega_F dE_i dE_F} \quad \text{I. 17}$$

les indices i et F représentent respectivement la particule et un fragment.

En intégrant I. 16 sur l'énergie E_i et E_F on obtient la multiplicité d'émission d'une particule i à θ_F

$$M_{\theta_F} = \frac{\int_{\varphi_i} \int_{\theta_i} \frac{d^2 \sigma}{d\Omega_F d\Omega_i} \sin \theta_i d\theta_i d\varphi_i}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_F} \right)_{\theta_F}} \quad \text{I. 18}$$

Il faut donc connaître la loi de variation hors du plan de la section efficace différentielle.

La section efficace totale est de la forme

$$\sigma_{Fi} = \int_{\theta_F} 2\pi \sin \theta_F d\theta_F \int_{\varphi_i} \int_{\theta_i} \frac{d^2 \sigma}{d\Omega_F d\Omega_i} \sin \theta_i d\theta_i d\varphi_i \quad \text{I. 19}$$

La multiplicité d'émission d'une particule i

$$M_i = \frac{\sigma_{Fi}}{\sigma_F} \quad \text{I. 20}$$

σ_F est donnée par la formule I. 9

C. CINEMATIQUES1. Réaction à deux corps

Dans le cas d'une réaction binaire (figure I. 5) on obtient :

$$p_{3cm} = p_{4cm} \quad \text{I. 21}$$

p_{3cm} , p_{4cm} impulsions dans le centre de masse des fragments 3 et 4 respectivement.

avec m_4 masse du fragment 4.

I.21 entraîne :

$$v_{4cm} = v_{3cm} \times \frac{m_3}{m_4} \quad \text{I.22}$$

v_{4cm} vitesse du fragment 4 dans le centre de masse.

L'énergie du fragment 4 dans le centre de masse est avec I.16 et I.22

$$E_{4cm} = \frac{m_3}{m_4} E_{3cm} \quad \text{I.23}$$

Les fragments 3 et 4 sont émis à 180° l'un de l'autre dans le centre de masse

$$\theta_{4cm} = \pi - \theta_{3cm} \quad \text{I.24}$$

L'angle de recul du fragment 4 dans le laboratoire est obtenu par la relation :

$$\text{tg } \theta_4 = \frac{\sin \theta_{4cm}}{\cos \theta_{4cm} + \gamma''} \quad \text{I.25}$$

avec

$$\gamma'' = \frac{V_{cm}}{v_{4cm}} \quad \text{I.26}$$

l'énergie du fragment 4 dans le laboratoire est :

$$E_4 = E_{4cm} (1 + \gamma''^2 + 2 \gamma'' \cos \theta_{4cm}) \quad \text{I.27}$$

l'énergie d'excitation correspondante est définie comme suit :

$$E^* = \frac{m_T}{m_p + m_T} E_{lab} + Q_{gg} - (E_{3cm} + E_{4cm}) \quad \text{I.28}$$

Q_{gg} bilan énergétique de la réaction.

Par conséquent dans une réaction binaire lorsqu'on détecte un fragment 3 à un angle θ_3 avec une énergie E_3 , l'angle et l'énergie du fragment complémentaire sont connus sans ambiguïté. Le tableau montre un exemple pour le carbone obtenu dans la réaction $^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$, l'énergie incidente étant de 100 MeV. Le silicium peut être détecté à partir de 13 MeV. Les parties encadrées montrent les couples d'angles où la détection des coïncidence fragment-fragment est possible (chapitre IV).

L'énergie d'excitation est importante de 20 à 60 MeV en général. Il est probable que les fragments peuvent évaporer des particules (chapitre IV).

Tableau I

E carbone	20 MeV	40 MeV	60 MeV
$\theta_3 = 10^\circ$	$\theta_4 = 7^\circ$ $E_4 = 17 \text{ MeV}$ $E^* = 63 \text{ MeV}$	$\theta_4 = 13.5$ $E_4 = 9.15 \text{ MeV}$ $E^* = 51 \text{ MeV}$	$\theta_4 = 23^\circ$ $E_4 = 4.9 \text{ MeV}$ $E^* = 35 \text{ MeV}$
$\theta_3 = 25^\circ$	$\theta_4 = 15.6^\circ$ $E_4 = 20 \text{ MeV}$ $E^* = 59.7 \text{ MeV}$	$\theta_4 = 27.8^\circ$ $E_4 = 13.5 \text{ MeV}$ $E^* = 46.5$	$\theta_4 = 41^\circ$ $E_4 = 10.34$ $E^* = 29.7 \text{ MeV}$
$\theta_3 = 40^\circ$	$\theta_4 = 21.3^\circ$ $E_4 = 26 \text{ MeV}$ $E^* = 54 \text{ MeV}$	$\theta_4 = 34.3^\circ$ $E_4 = 21.5$ $E^* = 38.5$	$\theta_4 = 45.6^\circ$ $E_4 = 20 \text{ MeV}$ $E^* = 20 \text{ MeV}$
$\theta_3 = 60^\circ$	$\theta_4 = 24.3^\circ$ $E_4 = 36 \text{ MeV}$ $E^* = 43.4 \text{ MeV}$	$\theta_4 = 35.6^\circ$ $E_4 = 36 \text{ MeV}$ $E^* = 23.4 \text{ MeV}$	$\theta_4 = 44^\circ$ $E_4 = 38 \text{ MeV}$ $E^* = 1.5$

2. Cinématique à trois corps [6]

La détection simultanée d'une particule légère et d'un fragment léger ($Z \leq 10$) implique un troisième partenaire dans la réaction.

Avec une cinématique à trois corps, trois processus séquentiels sont possibles. Prenons l'exemple du bore noté 1 (fragment léger), l'alpha et l'aluminium notés 2 et 3 respectivement. Le bore et l'alpha sont détectés dans tous les cas. L'azote incident a une énergie de 100 MeV.

Processus 1 :

émission à partir du fragment lourd complémentaire



la quantité entre parenthèses correspond au système 23

Processus 2 :

émission à partir du fragment léger



la quantité entre parenthèses correspond au système 12

Processus 3 :

émission à partir du système composite



le système 13 est représenté dans la parenthèse

Les lois de la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement imposent une relation entre les énergies E_1^ℓ , E_2^ℓ pour chaque couple d'angles θ_1^ℓ , θ_2^ℓ et pour chaque Ω_3 (bilan de la réaction à trois corps).

$$\begin{aligned} \frac{1}{m_3} \left[E_1^\ell (m_1 + m_3) + E_2^\ell (m_2 + m_3) - 2 (m_p m_1 E_p^\ell E_1^\ell)^{1/2} \cos \theta_1^\ell - 2 (m_p m_2 E_p^\ell E_2^\ell)^{1/2} \cos \theta_2^\ell \right. \\ \left. + 2 (m_1 m_2 E_1^\ell E_2^\ell)^{1/2} \cos \theta_{12}^\ell \right] = \Omega_3 + E_p^\ell \left(1 - \frac{m_p}{m_3} \right) \end{aligned} \quad \text{I. 32}$$

avec

$$\cos \theta_{12}^\ell = \cos \theta_1^\ell \cos \theta_2^\ell + \sin \theta_1^\ell \sin \theta_2^\ell \quad \text{I. 33}$$

A la différence de la cinématique à deux corps, il y a plusieurs solutions pour les couples d'énergie E_1^ℓ , E_2^ℓ à un couple d'angle et un Ω_3 donnés (figure I. 6 courbe continue) ($\theta_1^\ell = -30^\circ$, $\theta_2^\ell = 40^\circ$).

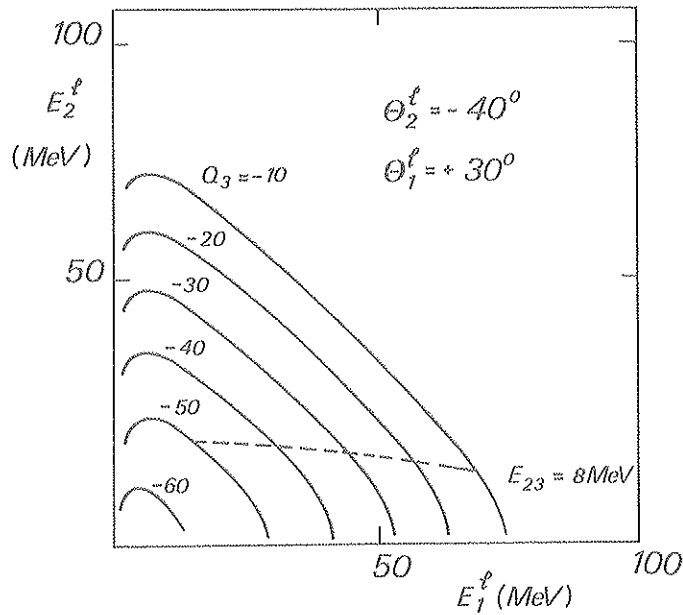


Figure 1.6 : Diagramme 3 corps pour l'émission du fragment complémentaire. Les indices 1 et 2 représentent respectivement le bore et l'alpha.

Examinons si les différents processus ont des lieux privilégiés dans le diagramme E_1^t, E_2^t .

a) processus 1 : émission à partir du fragment complémentaire

La figure 1.7 montre la cinématique du processus 1 dans le cas d'un bore détecté à $\theta_1^t = -30^\circ$ à des énergies représentées par 1, 2, 3, 4, 5 (de 20 MeV à 60 MeV par pas de 10 MeV). R_1, R_2, R_3, R_4, R_5 sont les emplacements du fragment complémentaire ^{31}P . Ces points sont déterminés par une cinématique à deux corps.

E_{1-23} représente l'énergie relative du système 1-23.

$$E_{1-23}^c = \frac{E_1^c M}{m_2 + m_3} \quad \text{I. 34}$$

avec $M = m_1 + m_2 + m_3$ I. 35

E_1^c énergie de 1 (bore) dans le centre de masse

Un calcul d'évaporation montre que l'énergie la plus probable d'un alpha émis dans le centre de masse de ^{31}P est de 7 MeV. Cet alpha peut être émis dans toutes les directions avec cette énergie dans le centre de masse de ^{31}P .

Comme on l'a vu précédemment l'énergie la plus probable de l'alpha est de 7 MeV.

$$E_2 = \frac{1}{2} m_2 v_2^2 = 7 \text{ MeV}$$

d'où une énergie la plus probable pour E_{23} de 8 MeV environ.

La courbe en tirets (figure I. 6) montre le lieu maximum de probabilité d'émission d'un alpha à $\theta_2^\ell = +40^\circ$. E_{23} est pratiquement constant en fonction de E_1^ℓ .

b) processus 2 : émission à partir du fragment léger

Dans ce cas l'alpha est détecté en même temps que le résidu d'évaporation ^{10}B .

La figure I. 8 montre la cinématique pour un alpha émis à $+15^\circ$ le bore étant détecté à $\theta_1^\ell = -10^\circ$. Les énergies E_1^ℓ sont notées 1, 2, 3, 4, 5 de 30 à 70 MeV par pas de 10 MeV. L'énergie la plus probable pour E_{12} est calculée d'une manière analogue à E_{23} du paragraphe précédent. E_{12} est l'énergie cinétique relative du système 12. Dans ce cas, pour une valeur E_1^ℓ , il y a deux énergies possibles pour les alphas. (Les indices A et B représentent les deux solutions pour les énergies 1 2 3 4 5 sur la figure I. 8).

Dans le diagramme E_1^ℓ E_2^ℓ deux branches de courbes représentent le maximum de probabilité pour E_{12} donc pour l'émission d'un alpha à partir du fragment léger (courbe pointillée figure I. 9).

Le noyau émetteur ^{14}N se trouve entre le faisceau et θ_1^ℓ . Pour le couple d'angles $\theta_1^\ell = -10^\circ$ et $\theta_2^\ell = -27^\circ$ le noyau émetteur se trouve entre θ_1^ℓ et θ_2^ℓ . Il a une moins grande probabilité de se former car dans les collisions inélastiques le maximum de la section efficace se trouve aux angles très à l'avant. La corrélation angulaire alpha bore ne peut pas être symétrique par rapport à l'angle de détection, du fragment.

L'alpha provenant de l'émission du fragment léger n'a pratiquement aucune chance d'être détecté à $\theta_2^\ell > +40^\circ$, il faudrait que l'énergie de l'alpha émis corresponde à 3 fois la valeur la plus probable de l'énergie d'un alpha évaporé à partir de ^{14}N .

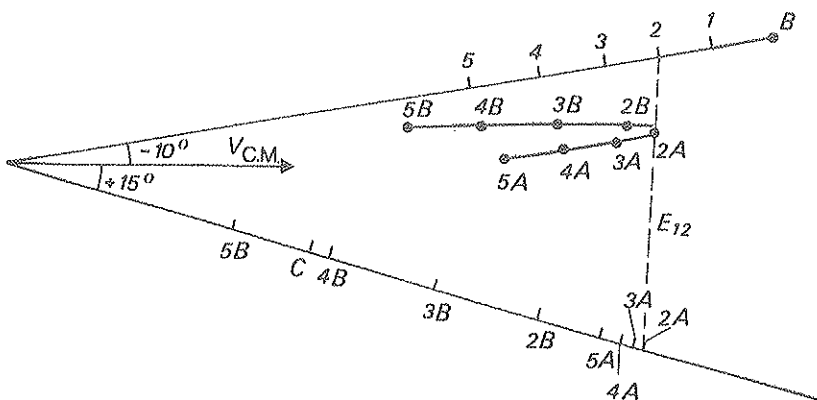


Figure I. 8 : Cinématique d'émission d'un alpha à partir du fragment léger, le bore étant le fragment détecté.

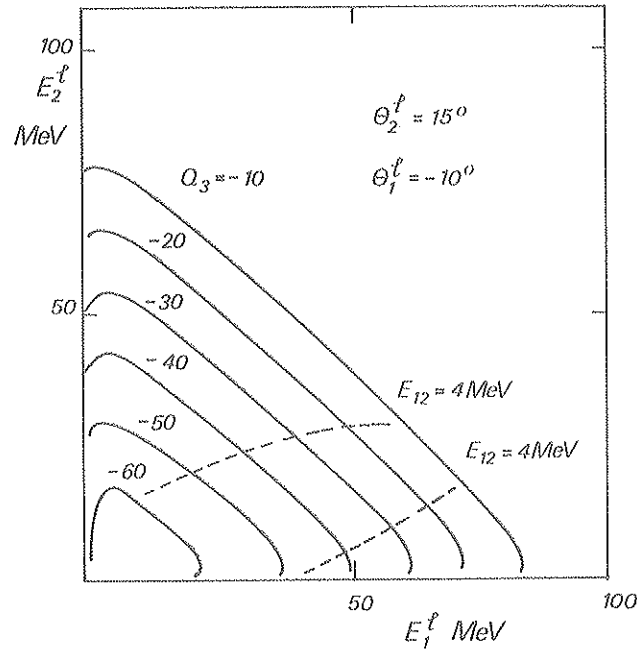


Figure I.9 : Diagramme 3 corps pour l'émission d'un alpha à partir du fragment léger, les indices 1 et 2 représentent respectivement le bore et l'alpha.

c) processus 3 : émission d'un alpha prompt à partir du système composite

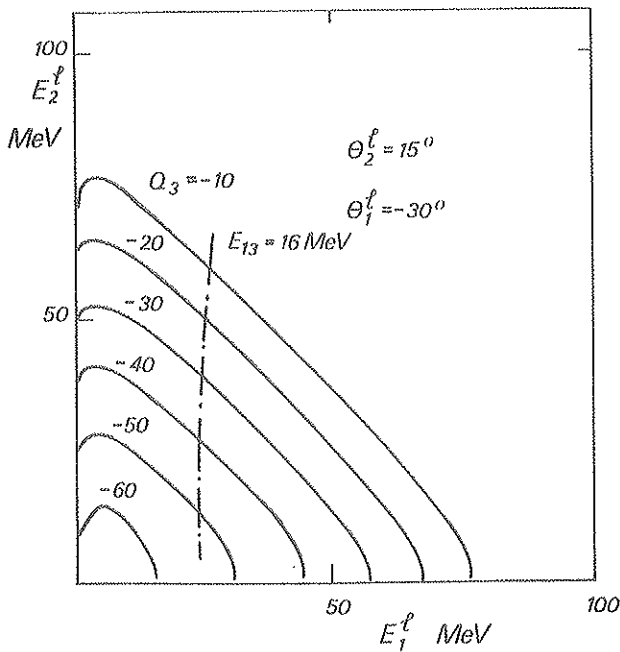


Figure I.10 : Diagramme 3 corps pour l'émission d'un alpha prompt, les indices 1 et 2 étant respectivement le bore et l'alpha.

fragment léger dans les collisions inélastiques. En réalité dans certains cas défavorables, deux ou trois processus ont une même zone de probabilité maximale dans le diagramme $E_1^l E_2^l$. Ce sera leur dépendance angulaire qui tranchera alors.

Les réactions dues aux contaminations peuvent seulement être séparées de la réaction étudiée dans le cas du processus 1 (noyau émetteur différent).

Dans ce cas la valeur la plus probable de E_{13} -énergie cinétique relative du système 13- ne peut pas être connue. Le système composite ^{37}Ar se sépare en $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al}$ après l'émission de l'alpha. Une valeur minimale de E_{13} peut être calculée lorsque les fragments se séparent avec l'énergie de la répulsion coulombienne. Cette énergie se répartit alors entre les deux fragments suivant leurs masses. Ceux-ci sont alors complètement relaxés comme dans les collisions très inélastiques.

Le lieu des points pour $E_{13} = B$ (barrière coulombienne) est représenté figure I.10 en courbe pour $\theta_1^l = 30^\circ$ $\theta_2^l = +15^\circ$.

Cette analyse va permettre de déterminer à chaque couple d'angles la nature du processus d'émission des particules légères en coïncidence avec le

CHAPITRE II

CODE D'EVAPORATION

La formation d'un noyau composé dans les réactions entre ions lourds pour des énergies inférieures à 10 MeV par nucléon représente une part importante de la section efficace totale de réaction. Le noyau composé ainsi formé -de masse 41 dans notre cas- a une grande énergie d'excitation (80 MeV) et une large distribution de moments angulaires (l crit 27 \hbar). Ce système possède une grande probabilité d'émission de particules chargées et de neutrons.

L'expérience donne les résultats suivants :

- la section efficace élémentaire par Z des résidus d'évaporation et des particules émises
- les distributions énergétiques et angulaires des mêmes produits
- les corrélations angulaires particule-résidus d'évaporation dans le plan et hors du plan

La désexcitation du noyau composé avec un modèle statistique a été décrite par THOMAS [7] et ERICSON-STRUTINSKY [8]. Les résultats du calcul sont comparés aux données expérimentales grâce au code d'évaporation présenté dans ce chapitre [9].

La principale difficulté provient du grand nombre de particules évaporées c'est-à-dire de la nature à N corps de la cinématique. Le code d'évaporation utilise une méthode de Monte-Carlo qui permet de calculer à chaque étape la cinématique de la réaction. La précision des prédictions d'une méthode de Monte-Carlo dépend du nombre de tirages donc du temps de calcul nécessaire à chaque séquence d'évaporation. Le choix du nombre de tirages est un compromis judicieux entre une statistique convenable pour les évènements de faible probabilité et un temps de calcul raisonnable.

A. CALCUL DES SECTIONS EFFICACES DES RESIDUS D'EVAPORATION ET DES PARTICULES EMISES

1. Théorie de HAUSER FESHBACH [10]

La section efficace différentielle énergétique intégrée sur les angles est donnée par

$$\frac{d\sigma}{dE_b} = \frac{\kappa^2}{(2I_o+1)(2j_o+1)} \sum_{S_o=I_o-j_o}^{I_o+j_o} \sum_{\ell_o=0}^{\infty} T(\ell_o) \sum_{J=\ell_o-S_o}^{\ell_o+S_o} \frac{2J+1}{g(J)} \times \left[\sum_{\ell_1=0}^{\infty} T(\ell_1) \sum_{S_1=J-\ell_1}^{J+\ell_1} \sum_{J_1=S_1-j_1}^{S_1+j_1} \rho(E_1, J_1) \right] \quad \text{II. 1}$$

avec

- m_p masse du projectile
- E_{lab} énergie du projectile dans le laboratoire
- j_o spin du projectile
- ℓ_o moment angulaire du projectile
- m_T masse de la cible
- I_o spin de la cible
- M masse du noyau composé égale à $m_T + m_p$
- J moment angulaire du noyau composé
- E_o énergie d'excitation du noyau composé

$$E_o = \frac{m_T}{m_p + m_T} E_{lab} + Q_{gg} \quad \text{II. 2}$$

Q_{gg} Q de formation du noyau composé

$i, 1$ à n nombre d'évaporations successives

m_i masse particule émise

b type de la particule émise n, p, d, α, γ

ϵ_i énergie de la particule émise

j_i spin de la particule émise

ℓ_i moment angulaire de la particule émise

M_i masse du noyau résiduel

J_i moment angulaire du noyau résiduel

$$J_1 = |J + \ell_1 + j_1| \quad \text{II. 3}$$

E_i énergie d'excitation du noyau résiduel

$$E_i = E_0 - B_i - \epsilon_i \quad \text{II. 4}$$

B_i énergie de séparation de la particule i

S_i spin du canal

$$S_i = J_i + j_i \quad \text{II. 5}$$

Dans la chaîne de désexcitation les relations II. 3, II. 4, II. 5 deviennent :

$$J_i = |J_{i-1} + \ell_i + j_i| \quad \text{II. 6}$$

$$E_i = E_{i-1} - B_i - \epsilon_i \quad \text{II. 7}$$

$$S_i = J_i + j_i \quad \text{II. 8}$$

Les paramètres importants sont :

- l'énergie d'excitation
- la distribution de spin du noyau émetteur
- la densité de niveaux du noyau résiduel
- les coefficients de transmission T

La quantité entre crochets de l'équation II. 1 représente l'émission d'une particule i à l'énergie ϵ_i à partir d'un noyau de spin I . Si $g(I)$ représente la somme sur tous les canaux de sortie et l'intégration sur l'énergie des particules évaporées depuis un noyau émetteur de spin I .

$$g(J) = \sum_b \sum_{\ell_i=0}^{\infty} \sum_{S_i=|J-\ell_i|}^{J+\ell_i} \sum_{J_i=|S_i-j_i|}^{S_i+j_i} \int_0^{\epsilon_i \max} T(\ell_i) \rho(E_i, J_i) d\epsilon_i \quad \text{II. 9}$$

La probabilité d'émission d'une particule i de type b à l'énergie ϵ_i est :

$$P(E_0, J, \epsilon_i) = \frac{1}{g(J)} \sum_{\ell_i=0}^{\infty} T(\ell_i) \sum_{S_i=|J-\ell_i|}^{J+\ell_i} \sum_{J_i=|S_i-j_i|}^{S_i+j_i} \rho(E_i, J_i) \quad \text{II. 10}$$

expression équivalente à une largeur d'émission

Cette formule est indépendante de la formation du noyau composé si le temps entre la formation et la désexcitation du noyau composé est long par rapport au temps de relaxation de la matière nucléaire. II.10 est utilisée à chaque étape de l'évaporation. La probabilité absolue de décroissance du noyau est la somme des probabilités des divers modes de décroissance (particules et γ).

Pour l'émission γ on utilise une expression analogue à II.10 dans laquelle $\epsilon^\ell E_\gamma^{2\ell+1}$ remplace les coefficients de transmission.

$$P_\gamma(E_o, J, \epsilon_\gamma) = \frac{1}{g(J)} \sum_{\ell_\gamma=0}^{\ell_\gamma \max} \epsilon^\ell E_\gamma^{2\ell+1} \sum_{J_i=|J-\ell_\gamma|}^{J+\ell_\gamma} \rho(E_i, J_i) \quad \text{II.11}$$

ϵ_γ énergie du gamma

ℓ valeurs utilisées dans le programme "cascade" de PULHOFER [11]

ℓ_γ est limité aux transitions quadrupolaires ou octopolaires

La densité de niveaux peut s'écrire :

$$\rho(E_i, J_i) = \omega(E_i, M_i^{\text{proj}} = J_i) - \omega(E_i, M_i^{\text{proj}} = J_i + 1) \quad \text{II.12}$$

ω est la densité d'états

M_i^{proj} est la projection du moment angulaire sur un axe fixe

II.10 devient :

$$P(E_o, J, \epsilon_i) = \frac{1}{g(J)} \sum_{\ell_i=0}^{\infty} T(\ell_i) \left[\sum_{K=|J-\ell_i|-j_i}^{|J-\ell_i|+j_i} \omega(E_i, K) - \sum_{N=|J+\ell_i+1-j_i|}^{J+\ell_i+1+j_i} \omega(E_i, N) \right] \quad \text{II.13}$$

avec un changement analogue dans $g(I)$.

$$g(J) = \sum_i \sum_{\ell_i=0}^{\infty} T(\ell_i) \int_0^{\epsilon_i \max} d\epsilon_i \left[\sum_{P=|J-\ell_i|-j_i}^{|J-\ell_i|+j_i} \omega(E_i, P) - \sum_{Q=|J+\ell_i+1-j_i|}^{J+\ell_i+1+j_i+1} \omega(E_i, Q) \right] \quad \text{II.14}$$

En calculant seulement les valeurs extrêmes de la densité d'états, cette formulation permet de gagner un facteur de l'ordre de ℓ pour un ℓ donné sur le temps de calcul.

Examinons les différents paramètres qui interviennent dans le code d'évaporation LANCELOT [9].

2. Paramètres du calcul

a) distribution de spin initial

La distribution est de la forme

$$P(E_0, J_0) = \frac{2J+1}{1 + \exp \frac{(J - \ell_{\text{crit}})}{\Delta J}} \quad \text{II. 15}$$

où ℓ_{crit} est le moment angulaire critique qui définit la section efficace totale de formation du noyau composé dans une approximation de "sharp cut off"

$$\sigma_{\text{cF}} = \kappa^2 (\ell_{\text{crit}} + 1)^2 \quad \text{II. 16}$$

où κ est la longueur d'onde associée

ℓ_{crit} est déterminé soit directement par l'expérience en mesurant σ_{cF}

soit, si l'on connaît le rapport $\sigma_{\text{cF}}/\sigma_{\text{R}}$ (σ_{R} section efficace totale de réaction)

par :

$$\frac{\sigma_{\text{cF}}}{\sigma_{\text{R}}} = \frac{(\ell_{\text{crit}} + 1)^2}{(\ell_{\text{max}} + 1)^2} \quad \text{II. 17}$$

ℓ_{max} moment angulaire maximal de réaction.

ΔJ est le paramètre de diffusité égal à \hbar . Cette valeur est en accord avec celle obtenue par des calculs de diffusion élastique avec le modèle optique. L'équation II. 15 est justifiée s'il y a une forte absorption dans le canal d'entrée ce qui n'est pas notre cas. L'équation II. 15 prend en compte les faibles J bien que des calculs de HARTREE-FOCK dépendant du temps [12] aient suggéré que la fusion n'est pas possible pour de petits paramètres d'impact dans les collisions entre ions lourds. Cette hypothèse n'a jamais été mise en évidence expérimentalement.

d) densités d'états

Une distinction est faite entre les régions discrètes et continues. La formule de LANG [13] est utilisée pour les énergies d'excitation supérieure à une valeur qui varie de 6 MeV à 10 MeV suivant les noyaux.

$$\omega(E_i, M_i^{\text{proj}}) = \frac{1}{12} \left(\mathcal{J} / \hbar^2 \right)^{1/2} \frac{\exp \left[2 \sqrt{a(E_i - M_i^{\text{proj}})^2 / 2\mathcal{J}} \right]}{a^{3/2} T^3} \quad \text{II. 18}$$

moment d'inertie du noyau assimilé à une sphère rigide

$$\mathcal{J} = \frac{2}{5} M_i R_i^2 \quad \text{II. 19}$$

R_i rayon du noyau
 T température nucléaire reliée à E_i par

$$E_i = aT^2 - 3/2T + \frac{\hbar^2 J_i^2}{2\mathcal{J}} \quad \text{II. 20}$$

a paramètre densité de niveaux [10]

$$a/A = .00917 S + .120 \text{ noyaux déformés} \quad \text{II. 21}$$

$$a/A = .00917 S + .140 \text{ noyaux non déformés} \quad \text{II. 22}$$

(A numéro atomique du noyau)

$$S = S_n + S_p \quad \text{II. 23}$$

S est la correction d'effet de couches donnée par GILBERT et CAMERON [14].

D'après PULHOFER [11] ces paramètres sont adéquats jusqu'à une énergie d'excitation de 30 MeV. Celle-ci est bien supérieure dans notre cas (jusqu'à 80 MeV), le paramètre a peut donc être modifié.

Aux faibles énergies d'excitation on utilise un développement de Taylor de la formule de Lang avec l'hypothèse d'une température égale à 1 MeV.

Dans ce cas :

$$\omega(E_i, M_i) = \frac{1}{12} \frac{1}{(\mathcal{J}/\hbar^2)^{1/2}} \frac{\exp 2 \sqrt{aE_i}}{a^{3/2} T^3} \exp \left(- \frac{M_i^{2\text{proj}}}{2\mathcal{J} T/\hbar^2} \right) \quad \text{II. 24}$$

\mathcal{J}/\hbar^2 est déterminé à partir d'une systématique des niveaux collectifs de faible énergie dans chaque noyau.

Le paramètre a est obtenu grâce à la connaissance du nombre de niveaux $N(E)$ jusqu'à l'énergie E_{lim}

$$N(E) = \frac{1}{24a^{5/2}} \frac{\exp 2 \sqrt{aE} \exp(\sqrt{aE}-1)}{2(\mathcal{J}/\hbar^2)} \quad \text{II. 25}$$

les valeurs de a , T \mathcal{J}/\hbar^2 sont alors utilisées pour générer $\omega(E_i, M_i)$ de 0 à E_{lim} .

Une interpolation est ensuite faite entre la région d'énergie inférieure à E_{lim} et celle d'énergie supérieure à $E_{lim} + 5$ MeV énergie à partir de laquelle l'équation II. 18 s'applique.

Dans le calcul des densités d'états l'énergie d'excitation E_1 est corrigée de Δ de manière à tenir compte de la parité du nombre de nucléons.

Δ appariement

$$\Delta = P_n + P_Z \quad \text{II. 26}$$

les valeurs P_n et P_Z résultent des calculs de GILBERT et CAMERON [14].

c) coefficients de transmission

Ils sont calculés avec un modèle optique en utilisant la diffusion élastique des particules évaporées sur les noyaux correspondants avec l'hypothèse de réciprocité des réactions. Le potentiel réel a une forme parabolique près de la barrière.

$$T(\ell_i)(\epsilon_i) = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{\hbar\omega}{2}(\epsilon - \epsilon_b)\right]} \quad \text{II. 27}$$

ϵ_b hauteur de la barrière
 $\hbar\omega$ courbure de la barrière

ces paramètres sont calculés à partir de la partie réelle du potentiel optique. Les comparaisons [15] avec les résultats de GROGIZ [16] justifient l'approximation de la forme parabolique du potentiel.

d) influence de la déformation du noyau

La forme du noyau peut changer si l'énergie d'excitation et surtout le moment angulaire augmentent. Par conséquent le moment d'inertie croît. Nous simulons grossièrement cet effet en intervenant sur le rayon nucléaire

$$R'_i = R_i (1 + \beta J_i^2) \quad \text{II. 28}$$

avec $\beta = .00025$

Cette dernière valeur est donnée par WEIDINGER [17] à partir du modèle de la goutte liquide.

COHEN et SWIATECKI [18] ont montré que pour ${}^{26}_{Al}$ il n'y a pas de déformation

pour un J de l'ordre de 15. D'après BLANN^[19] dans un noyau de ^{58}Ni à une énergie d'excitation de 160 MeV la déformation intervient à partir d'un moment angulaire de 30 \hbar . Dans ce cas le rayon est supérieur de 10% au rayon sans élongation. La déformation favorise l'émission des particules alphas au détriment des protons et neutrons.

La déformation influence également les coefficients de transmission des particules évaporées par la modification du rayon suivant lequel la barrière est calculée. Les coefficients de transmission dépendent donc de J_i . Si $T(\ell_i)$ varie de manière douce avec J_i nous obtenons à partir de II.14 la formule approchée suivante :

$$P(E_0, J, \epsilon_i) = \frac{1}{g(J)} \sum_{\ell_i, J_i} \left[T(\ell_i, J_i) \omega(E_i, J_i) - T(\ell_i, J_i+1) \omega(E_i, J_i+1) \right] \quad \text{II.29}$$

3. Code LANCELOT

Ce code a été mis au point par J. COLE^[9]. Nous donnons dans ce travail les grandes lignes de celui-ci.

Le nombre de tirages N choisi initialement est réparti entre 0 et J max (légèrement supérieur à ℓ crit) en utilisant la formule II.25 pour la distribution initiale.

Les densités de niveaux pour connaître $g(I)$ sont ensuite calculées pour un moment angulaire initial J donné. On sélectionne ensuite le moment angulaire ℓ_i emporté par la particule et son type (n, p, d, α, γ) en utilisant une technique de sommation de Monte Carlo, puis l'énergie ϵ_i de cette même particule grâce à une méthode de réjection. La méthode de sommation est utilisée une nouvelle fois pour sélectionner J_i moment angulaire du premier noyau résiduel.

Le programme se répète ensuite en remplaçant J par J_i , E_0 par E_1 . Le processus d'évaporation continue jusqu'au moment où l'énergie d'excitation E_i du noyau résiduel i est inférieur au seuil de l'émission de particules.

L'émission de γ en-dessous du seuil d'émission de particules n'est pas calculée afin de limiter le temps de calcul. La compétition est seulement importante pour les transitions au voisinage de la ligne "yrast".

A chaque étape du processus d'évaporation on obtient :

- le type de particule b avec sa masse et sa charge
- le moment angulaire emporté ℓ_i
- le moment angulaire du noyau résiduel
- l'énergie ϵ_i de la particule émise

Le noyau résiduel final du processus d'évaporation est alors identifié et on compte le nombre de tirages ayant abouti à ce noyau. Les sections efficaces des divers résidus d'évaporation sont calculées en normalisant avec la section efficace de fusion déduite expérimentalement.

Les multiplicités des particules n, p, d, α , γ sont obtenues en faisant le quotient des particules d'un même type émises au cours des diverses étapes de l'évaporation sur le nombre total de tirages. Les sections efficaces des diverses particules sont calculées avec la même normalisation que les résidus d'évaporation. Seule la section efficace γ au-dessus du seuil d'émission des particules est donnée par LANCELOT.

Les multiplicités de particules pour chaque résidu d'évaporation sont également déduites de LANCELOT. On compte le nombre de particules d'un même type ayant abouti au résidu d'évaporation donné. Ce nombre est ensuite divisé par le nombre des tirages qui ont conduit à ce même résidu d'évaporation.

Les prédictions de LANCELOT qui sont obtenues avec des techniques de Monte Carlo contiennent des erreurs statistiques. Elles sont plus importantes pour les résidus ayant une faible section efficace puisque peu de tirages aboutissent à ce noyau.

B. CALCUL DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES ET ENERGETIQUES

1. Principe du calcul

Les sections efficaces des résidus d'évaporation et des particules (par l'intermédiaire des multiplicités) sont calculées grâce à la formule d'HAUSER-FESHBACH. A chaque étape de la chaîne d'évaporation les paramètres suivants sont connus :

- la masse, le moment angulaire ℓ_i , l'énergie de la particule émise
- le moment angulaire du noyau émetteur J_{i-1}
- la masse, le moment angulaire du noyau résiduel J_i

ERICSON et STRUTINSKI [8] ont montré que dans une étape d'évaporation la connaissance de J_{i-1} , J_i , ℓ_i est suffisante pour construire la distribution angulaire en utilisant le concept classique (figure II. 1).

$$\cos \theta_{(J_{i-1}, \ell_i)} = \frac{J_{i-1}(J_{i-1}+1) + \ell_i(\ell_i+1) - J_i(J_i+1)}{2\sqrt{J_{i-1}(J_{i-1}+1)\ell_i(\ell_i+1)}} \quad \text{II. 30}$$

Les spins intrinsèques du canal d'entrée et de la particule émise sont négligés. L'influence de l'émission γ est négligée dans la construction des distributions énergétiques et angulaires des résidus d'évaporation et des particules émises.

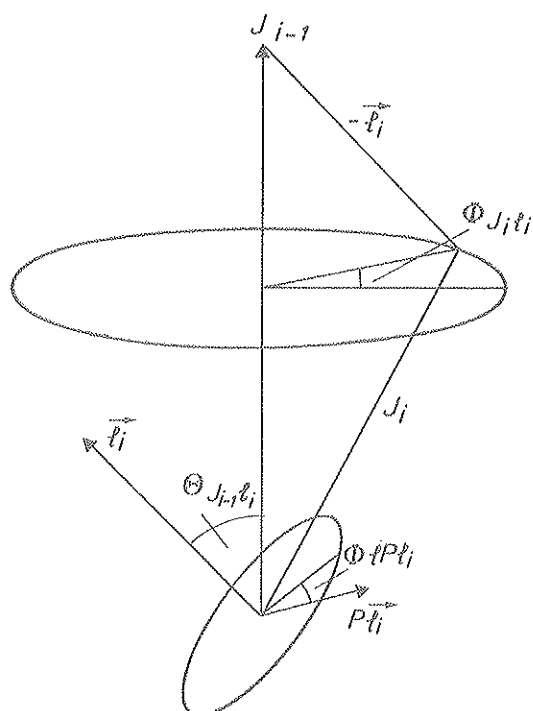


Figure II.1 : Cinématique du calcul DESTIN

L'angle $\theta_{J_{i-1} \ell_i}$ correspond au désalignement provoqué par l'émission de particules. Celle-ci a lieu dans un plan perpendiculaire à $\vec{\ell}_i$ c'est-à-dire :

$$\vec{\ell}_i \cdot P\vec{\ell}_i = 0 \quad \left(\theta_{\ell_i P\ell_i} = \frac{\pi}{2} \right) \quad \text{II. 31}$$

$P\vec{\ell}_i$ est la direction de la quantité de mouvement de la particule émise. La distribution des quantités de mouvement est uniforme dans ce plan. La direction et l'énergie du noyau résiduel de recul et de la particule émise sont calculées à chaque étape de l'évaporation avec la formule II. 30.

Ces éléments permettent de calculer non seulement les distributions angulaires et énergétiques des noyaux résiduels et des particules mais également les corrélations angulaires entre résidu d'évaporation et particule.

2. Code DESTIN

Il a été également mis au point par J. COLE^[9]. Il reprend les résultats de LAN-CELOT à chaque étape de l'évaporation.

L'orientation initiale du moment angulaire J du noyau composé s'obtient par un tirage de Monte-Carlo avec l'hypothèse que J est distribué uniformément dans le plan perpendiculaire au faisceau. On calcule ensuite $\theta_{J_{i-1} \ell_i}$ grâce à la formule II. 30. L'orientation de \vec{J}_i et

de $\vec{\ell}_i$ sont déterminés grâce à $\varphi_{J_i} \ell_i$ qui est distribué de manière uniforme.

Le vecteur $\vec{\ell}_i$ est alors fixé, l'émission de la particule a lieu dans le plan perpendiculaire (II.31) d'une manière uniforme. La direction \vec{P}_{ℓ_i} de l'émission de la particule est fixée. Son module est calculé à partir de e_i énergie de la particule provenant de Lancelot. En appliquant la conservation de la quantité de mouvement on obtient la direction et la quantité de mouvement donc l'énergie du noyau de recul.

La même séquence se répète à l'étape suivante J_i, J_{i+1}, ℓ_{i+1} remplaçant respectivement J_{i-1}, J_i, ℓ_i dans la formule II.30.

Le calcul est effectué à chaque étape dans un système de référence où le moment angulaire du noyau émetteur (J pour la première étape) est l'axe fixe Z (figure II.2). Il faut donc utiliser une matrice de rotation pour que chaque J_i soit sur l'axe Z défini initialement, ceci pour ne pas changer la structure du calcul.

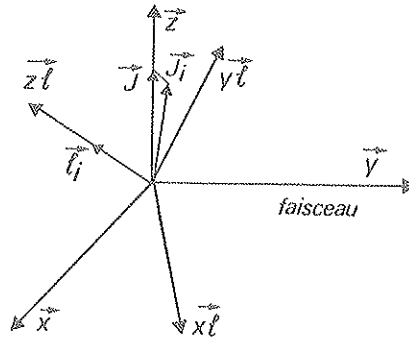


Figure II.2 : Changement de référentiel du code DESTIN

Les coordonnées dans le système du laboratoire sont obtenues à partir du système de référence où on introduit la quantité de mouvement du centre de masse

$$M V_{CM} = 2 m_p E_{lab}^i \quad \text{II.32}$$

Ensuite l'angle dans le laboratoire est calculé avec

$$\varphi_{lab} = \arctang \frac{(p_x^2 + p_z^2)^{1/2}}{p_y} \quad \text{II.33}$$

puis la quantité de mouvement

$$p_{lab} = (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)^{1/2} \quad \text{II.34}$$

p_x, p_y, p_z sont les coordonnées de la quantité de mouvement dans le système de référence.

La longueur des calculs de LANCELOT ne permet de prendre qu'un nombre de tirages de quelques milliers. Pour avoir des distributions angulaires et énergétiques avec une bonne statistique, plusieurs cinématiques peuvent être tirées au sort pour une chaîne d'évaporation aboutissant à un même résidu. DESTIN calcule le nombre de cinématiques que l'on désire, la seule limite étant le temps de calcul.

Les résultats des distributions angulaires et énergétiques sont donnés sous la forme d'une matrice de 25 énergies pour 20 angles.

Les sections efficaces différentielles $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ et $\frac{d\sigma}{d\theta}$ des résidus d'évaporation sont normalisées avec la section efficace de fusion. La manière de faire est différente pour les particules légères car le programme sélectionne une particule par séquence d'évaporation pour conserver la même structure au programme. Le choix est fait par un tirage de Monte-Carlo où chaque émission de particule a la même probabilité. Les sections efficaces différentielles des particules légères sont calculées grâce à la multiplicité donnée par LANCELOT et grâce à la section efficace de fusion.

C. CALCUL DES CORRELATIONS ANGULAIRES

Le résidu d'évaporation définit avec le faisceau le plan de réaction. La particule émise correspondant à ce résidu se trouve soit dans ce plan soit hors du plan. La position hors du plan est définie par l'angle azimutal ϕ , celle dans le plan par l'angle θ par rapport au faisceau. Il est positif si la particule est émise du même côté que le résidu par rapport au faisceau. Il est négatif dans le cas contraire.

CORREL^[9] utilise les résultats de DESTIN. Le résultat est sous la forme d'une matrice énergie du résidu - énergie de la particule pour les deux ouvertures angulaires définies pour le résidu (dans le plan de réaction) et pour la particule (dans tout l'espace θ et ϕ).

CHAPITRE III

ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX CONCERNANT LA FUSIONA. COMPARAISON DES RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DU CODE D'EVAPORATION1. Choix des paramètres

Trois paramètres R_0 , ℓ_{crit} , β sont à choisir. Le dernier paramètre β ne sera pas pris en compte car la déformation n'est pas importante dans notre cas d'après BLANN^[19].

La détermination du premier paramètre se fait en cherchant le meilleur accord entre la théorie et l'expérience pour les rendements relatifs des résidus, les distributions énergétiques et angulaires.

Le ℓ_{crit} expérimental est obtenu en mesurant la section efficace totale de réaction σ_R ainsi que la section efficace de fusion σ_{ER} . Cette dernière est calculée en intégrant la distribution angulaire des résidus d'évaporation à partir du sodium. Cette limite sera justifiée ultérieurement. La difficulté est de ne pas compter les fragments lourds de la diffusion inélastique profonde. Ceux-ci ne peuvent pas être détectés aux angles très à l'avant entre 7° et 15° angles pour lesquels nous avons le maximum de section efficace, les énergies des fragments étant inférieures à la limite de détection. Par contre pour les angles autour de 30° les fragments ont des énergies semblables à celles des résidus d'évaporation et dans ce cas il peut y avoir une confusion. Cette erreur est chiffrée avec les expériences de coïncidence fragment-fragment.

Nous mesurons également la section efficace σ_{CI} des fragments légers ($3 \leq Z \leq 10$) provenant des collisions inélastiques

$$\sigma_R = \sigma_{\text{ER}} + \sigma_{\text{CI}}$$

La formule III.17 est utilisée pour la détermination de ℓ_{crit}

$$\frac{\sigma_{\text{CF}}}{\sigma_{\text{R}}} = \frac{(\ell_{\text{crit}} + 1)^2}{(\ell_{\text{max}} + 1)^2}$$

$$\ell_{\text{max}} = 0,22(R_1 + R_2) [\mu (E_{\text{CM}} - B)]^{1/2} \quad \text{III.2}$$

μ masse réduite

B barrière coulombienne

E_{CM} énergie disponible dans le centre de masse

R_1, R_2 rayons nucléaires de ^{14}N et ^{27}A respectivement

$\ell_{\text{max}} = 38$ grâce à III.2

$$\sigma_{\text{R}} = 1500 \text{ mb} \pm 250 \text{ mb}$$

$$\sigma_{\text{ER}} = 830 \text{ mb} \pm 150 \text{ mb}$$

ce qui entraîne $\ell_{\text{crit}} = 27 \pm 2$ pour l'expérience

Cette valeur est voisine de celle obtenue (29) par le calcul de NGO^[20] qui utilise un potentiel de proximité.

Le rayon R_0 qui intervient dans le moment d'inertie de tous les noyaux de la chaîne de désexcitation peut être choisi entre 1,1 et 1,5 fermi d'après les résultats de la diffusion de nucléons et d'électrons.

La meilleure cohérence entre les résultats expérimentaux et théoriques a été obtenue en prenant $\ell_{\text{crit}} = 27$ et $R_0 = 1,43$ fermi pour le code LANCELOT.

2. Résidus d'évaporation

Le code LANCELOT donne les rendements relatifs des résidus d'évaporation. Ce calcul est effectué avec 2000 tirages de Monte-Carlo c'est-à-dire que nous avons 2000 chaînes d'évaporation. Le temps de calcul sur CDC 6600 est de 3200 secondes. La précision obtenue (5% au sommet de la distribution) est suffisante pour la comparaison des calculs avec l'expérience.

Le code DESTIN utilise ensuite les résultats de LANCELOT pour calculer les distributions énergétiques et angulaires des résidus d'évaporation et des particules. DESTIN tire au sort 200 cinématiques pour chaque tirage de LANCELOT ayant abouti à un résidu d'évaporation quelconque.

La normalisation des distributions est faite en prenant la section efficace de fusion égale à 830 mb.

a) distributions énergétiques

Les figures III.1 et III.2 montrent l'accord entre DESTIN et les résultats expérimentaux pour les résidus ayant les plus grandes sections efficaces comme le silicium, le phosphore et le soufre pour $\theta_{\text{lab}} = 10^\circ$. Il en est de même pour le silicium et le phosphore pour $\theta_{\text{lab}} = 30^\circ$. La forme des courbes expérimentales et théoriques est identique dans le cas de l'aluminium mais le rendement théorique est beaucoup plus faible. La distribution expérimentale concernant le magnésium est beaucoup plus dure. Les flèches indiquent la limite de détection.

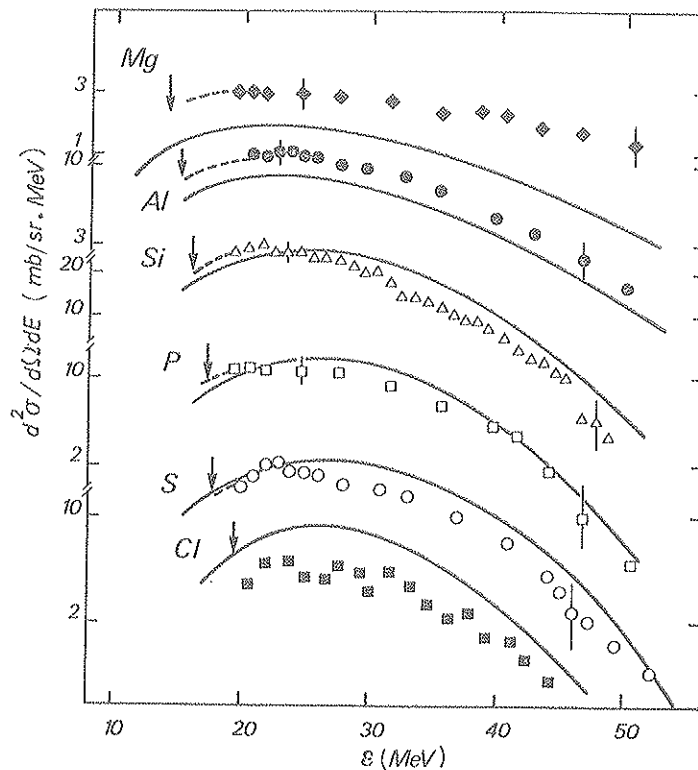


Figure III.1 : Distribution énergétique des résidus d'évaporation à $\theta_{\text{lab}} = 10^\circ$. La flèche indique le seuil de détection. La courbe pleine représente le calcul.

Les distributions énergétiques des résidus entre 0 et 22 MeV suivant le cas sont extrapolées pour calculer les distributions angulaires expérimentales. Les erreurs données tiennent compte de ces extrapolations.

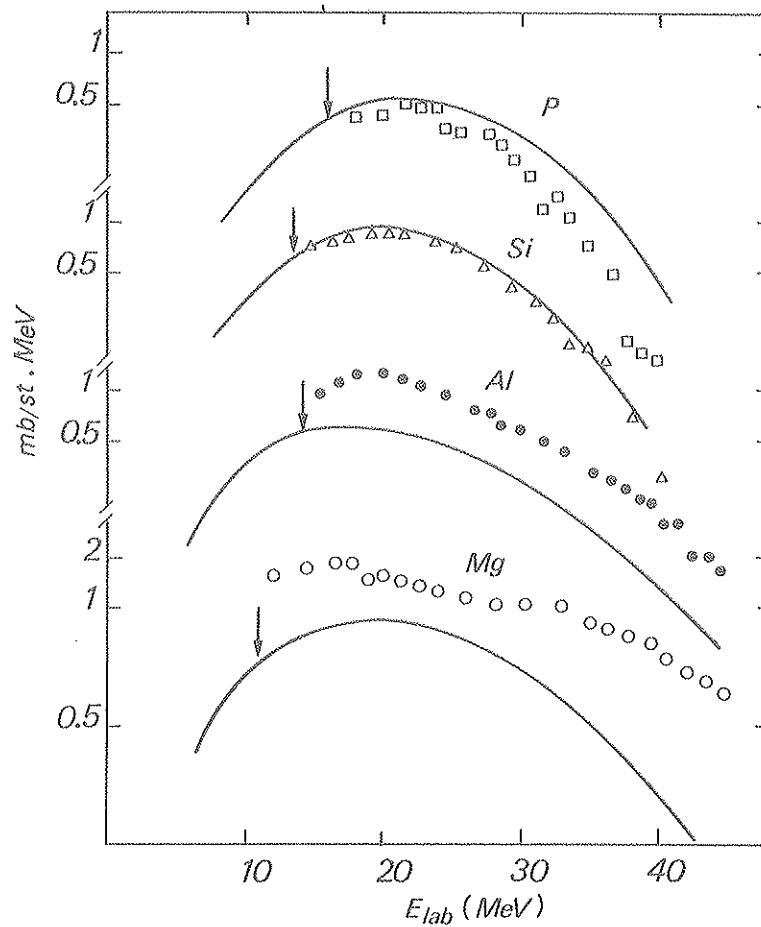


Figure III.2 : Distribution énergétique des résidus d'évaporation à $\theta_{HI} = 30^\circ$. La flèche indique le seuil de détection. La courbe pleine représente le calcul.

b) distributions angulaires

L'évolution des distributions angulaires expérimentales des résidus d'évaporation est bien reproduite par le code DESTIN (figure III.3). La décroissance de la section efficace différentielle en fonction de l'angle devient moins rapide au fur et à mesure que le résidu s'éloigne du noyau composé. Le nombre de plus en plus grand de particules évaporées provoque le désalignement de plus en plus prononcé du résidu d'évaporation.

La limite de détection élevée (22 MeV) pour le chlore et l'argon et la mauvaise séparation en Z expliquent le résultat médiocre de ces éléments.

La section efficace différentielle est plus élevée pour le magnésium et l'aluminium, le désaccord entre expérience et théorie est plus prononcé pour les angles de 30° à 40° .

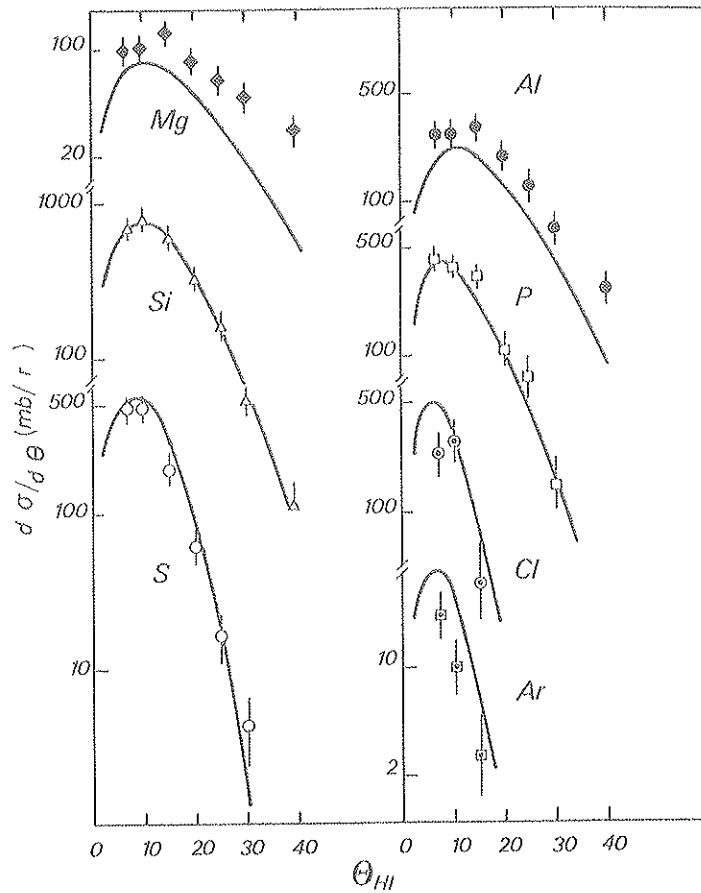


Figure III.3 : Distribution angulaire des résidus d'évaporation. Le trait plein représente le calcul.

c) distributions des résidus

La figure III.4 montre les sections efficaces des résidus d'évaporation théoriques et expérimentales. Les résultats expérimentaux sont obtenus en intégrant les distributions angulaires expérimentales. Ils sont en bon accord avec LANCELOT en particulier ceux concernant les résidus (silicium, phosphore, soufre) qui ont les sections efficaces les plus importantes. L'accord est médiocre pour les éléments au-dessus du soufre à cause des erreurs expérimentales. La section efficace expérimentale est beaucoup plus importante pour le néon, le sodium, le magnésium et l'aluminium.

Examinons les distributions des résidus d'évaporation à $\theta_{\text{lab}} = 10^\circ$ (figure III. 5a) et $\theta_{\text{lab}} = 30^\circ$ (figure III. 5b). Les distributions théoriques et expérimentales sont pratiquement superposables pour $\theta_{\text{lab}} = 10^\circ$ malgré une sous estimation des sections efficaces théoriques du sodium à l'aluminium. A $\theta_{\text{lab}} = 30^\circ$ les distributions théoriques et expérimentales n'ont pas le même centre de gravité. Il se situe pour un Z nettement inférieur pour le résultat expérimental.

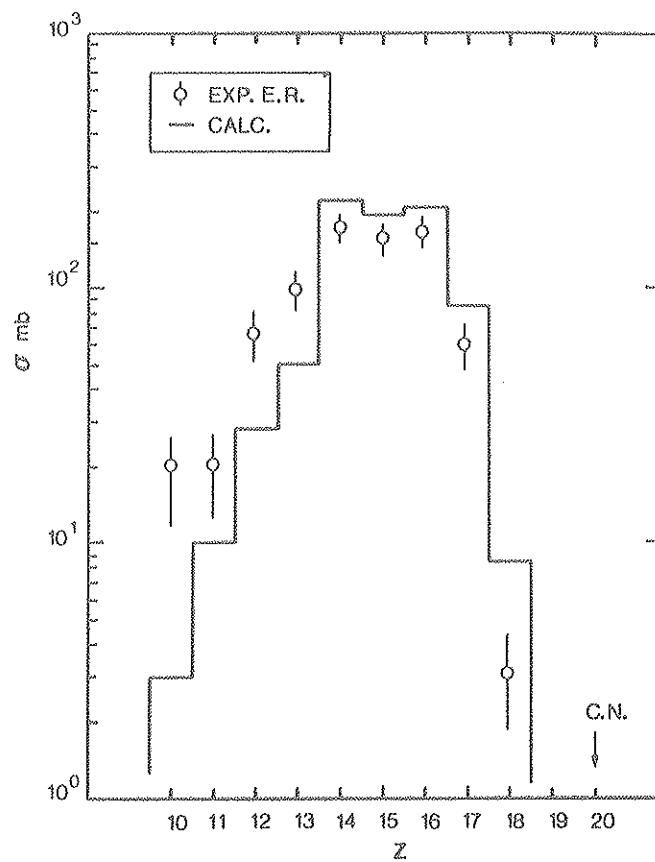


Figure III.4 : Section efficace des résidus d'évaporation

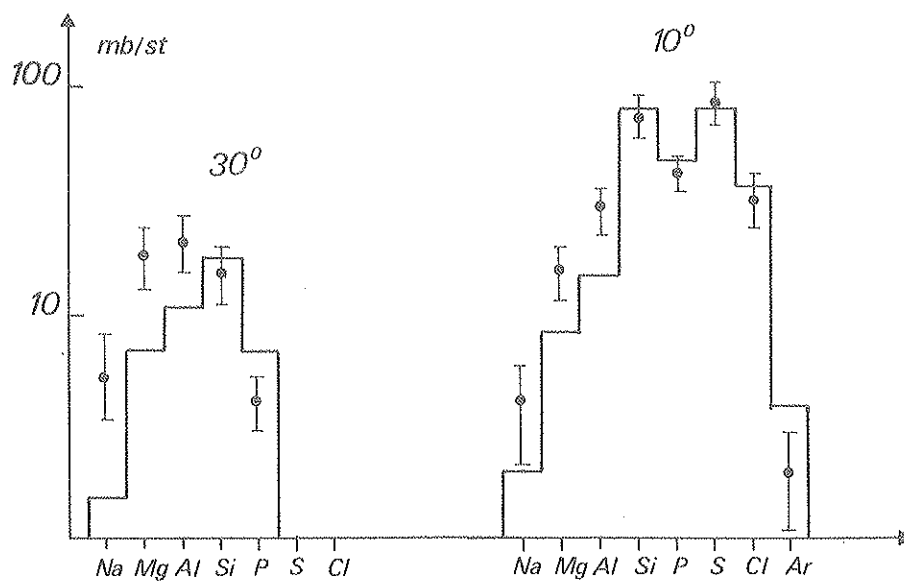


Figure III.5 : Distribution des résidus à $\theta_{HI}=30^\circ$ et $\theta_{HI}=10^\circ$

d) influence d'une contamination du carbone et de l'oxygène

La cible d'aluminium a une couche d'alumine. L'épaisseur équivalente peut être chiffrée à 50 Å. Nous avons constaté un léger dépôt de carbone sur la cible d'aluminium au bout de quelques heures de faisceau.

LANCELOT a calculé les rendements relatifs des résidus d'évaporation pour les réactions $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$ et $^{14}\text{N} + ^{16}\text{O}$ à 100 MeV d'énergie incidente (figure III. 6). Il a été pris respectivement 20 et 22 pour t_{crit} [21, 22]. La section efficace de fusion est de 1 barn dans les deux cas. La contamination est négligeable pour l'aluminium mais est possible pour le néon, le sodium et le magnésium. Cependant l'augmentation de la section efficace expérimentale à 30° ne peut être expliquée par ces réactions de contamination car les distributions angulaires décroissent beaucoup plus vite en fonction de l'angle et à 30° il n'y a plus de contribution du sodium et magnésium dans le cas des réactions de contamination. Seule la distribution expérimentale plus énergétique du magnésium à $\theta_{\text{lab}} = 10^\circ$ peut être expliquée par une contamination, la vitesse du centre de masse étant plus grande dans le cas des réactions $^{14}\text{N} + ^{16}\text{O}$ ou $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$.

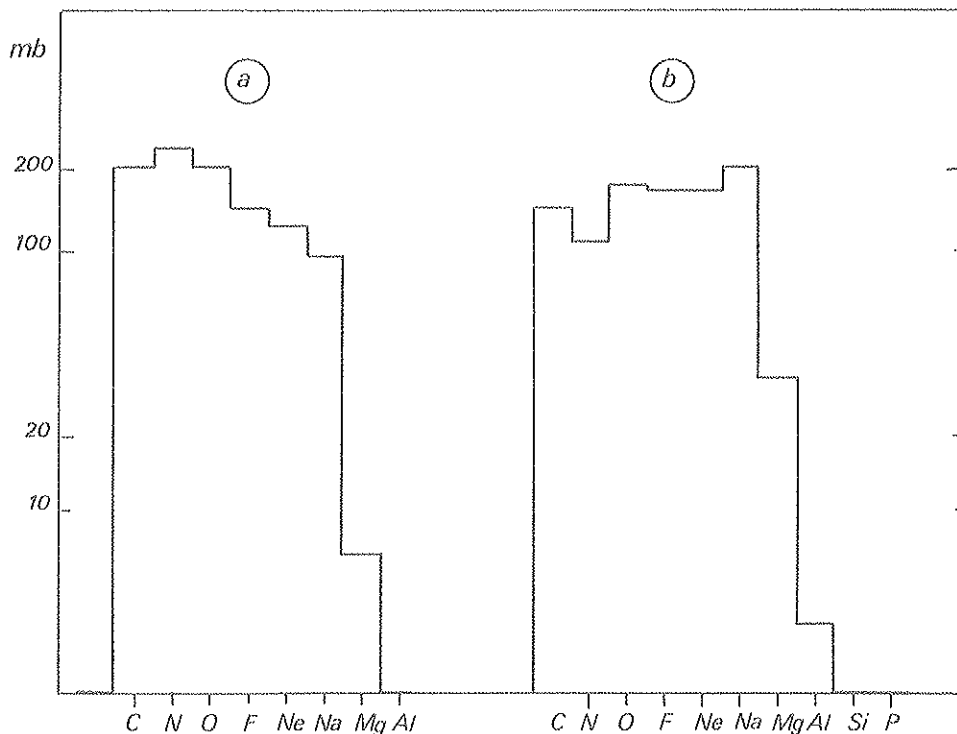


Figure III.6 : Distributions en Z des résidus d'évaporation des réactions $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$ (a) et $^{14}\text{N} + ^{16}\text{O}$ (b) obtenues avec le calcul.

e) influence de la composante de la diffusion inélastique profonde

Il sera montré dans le prochain chapitre qu'entre $\theta = 25^\circ$ et $\theta = 30^\circ$ les conditions cinématiques sont favorables pour la détection des fragments lourds de la diffusion inélastique profonde. Les énergies de ceux-ci sont du même ordre que celles des fragments provenant de la

fusion, une séparation de ce type n'est donc pas possible. L'intégration des coïncidences fragment-fragment analysées dans le prochain chapitre s'avère délicate car ils sont émis pratiquement dans le plan de réaction. Cette contribution est de $20 \pm 10 \text{ mb/st}$ à comparer avec la valeur de 65 mb/st que nous avons trouvée pour les résidus d'évaporation à 30° . Entre 25° et 40° la contribution des fragments lourds de la diffusion inélastique profonde est loin d'être négligeable, elle peut être de l'ordre de 30% alors qu'elle est très faible aux angles très à l'avant à cause du seuil de détection. La section efficace vraie des résidus d'évaporation est par conséquent légèrement inférieure à 830 mb. Les différences observées avec le calcul à 30° proviennent effectivement des fragments lourds de la diffusion inélastique profonde.

3. Particules légères

La normalisation a été faite par l'intermédiaire de la multiplicité obtenue avec LANCELOT et de la section efficace de fusion prise à 830 mb.

a) alphas

Les distributions énergétiques dans le laboratoire montrent la présence aux angles avant 10° 15° 20° (figure III.7) d'une composante d'alphas plus énergétiques. Par contre à 40° 60° et 120° nous avons la même pente pour le calcul théorique et les résultats expérimentaux.

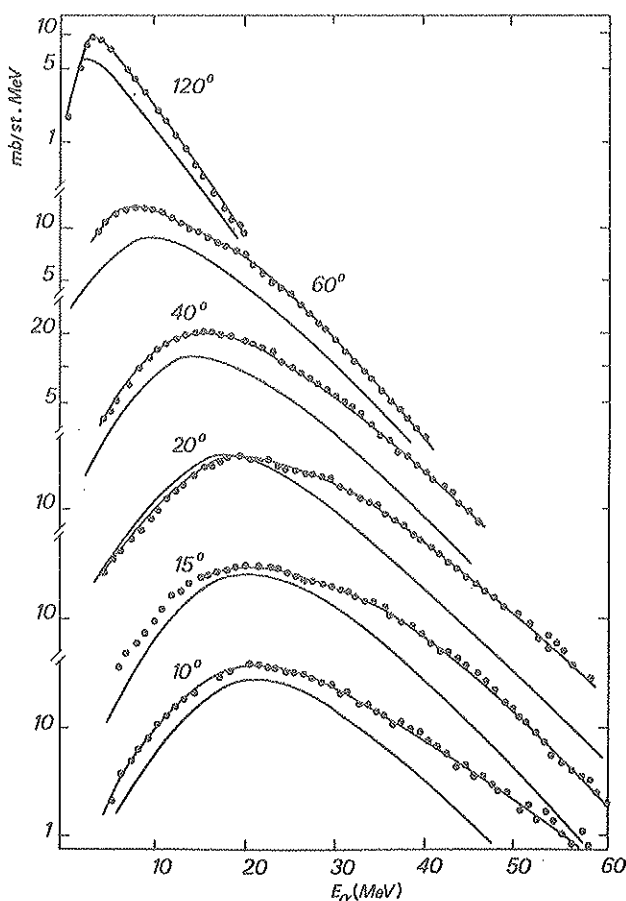


Figure III.7 : Distribution énergétique des alphas. La courbe pleine représente le calcul, les points l'expérience. Les résultats expérimentaux sont divisés par deux à $\theta_{\text{lab}} = 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ$.

A tous les angles la section efficace expérimentale est plus importante que celle donnée par la théorie. Il sera montré dans le prochain chapitre que cette section efficace supplémentaire provient en partie de l'évaporation du fragment lourd des collisions inélastiques. Ce phénomène est plus important aux angles avant ($\theta < 40^\circ$), angles pour lesquels il existe une composante alpha direct.

Ces mêmes constatations sont faites si les distributions énergétiques sont construites dans le centre de masse pour un angle à l'avant et un angle arrière. La précision en énergie du faisceau ($\pm 0,5$ MeV) est suffisante pour connaître convenablement la vitesse du centre de masse (figure III. 8).

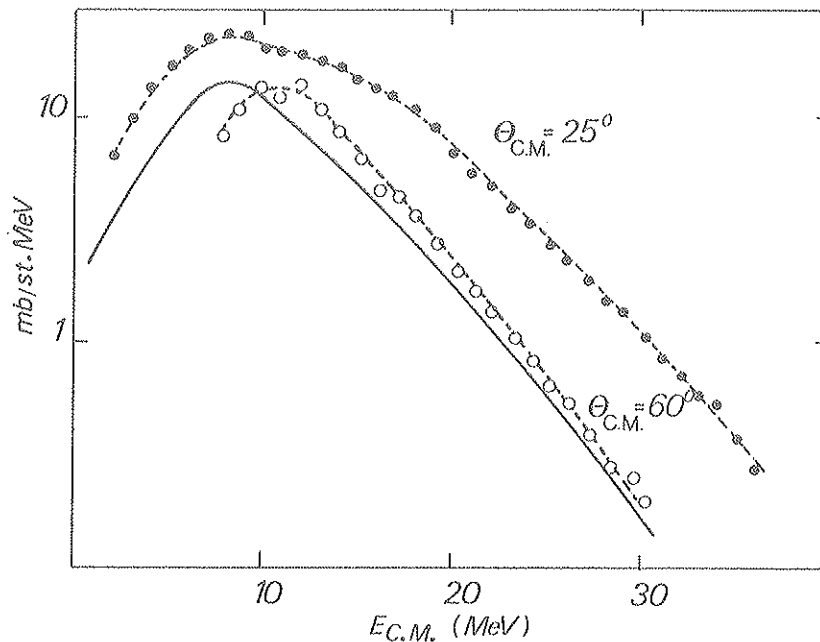


Figure III. 8 : Distribution énergétique des alphas dans le centre de masse aux deux angles 25° et 150° . Le calcul est représenté par le trait plein.

Les distributions angulaires dans le laboratoire pour différentes énergies sont tracées en normalisant chacune d'elle à $\theta_{\text{lab}} = 60^\circ$ (figure III. 9). L'accord est bon entre expérience et théorie pour E_{lab} inférieur à 20 MeV. Au contraire de la théorie, lorsque l'énergie des alphas augmente la décroissance de la section efficace différentielle en fonction de l'angle est de plus en plus rapide dans les mesures expérimentales.

La distribution angulaire est construite dans le laboratoire (figure III. 10). Une composante supplémentaire est présente aux angles avant en comparant expérience et théorie (partie hachurée sur la figure III. 10). La distribution angulaire $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ de cette composante est montrée sur la figure III. 11. Elle est maximale dans la région de l'angle d'effleurement ($\theta_{\text{lab}} = 10^\circ$ dans notre cas).

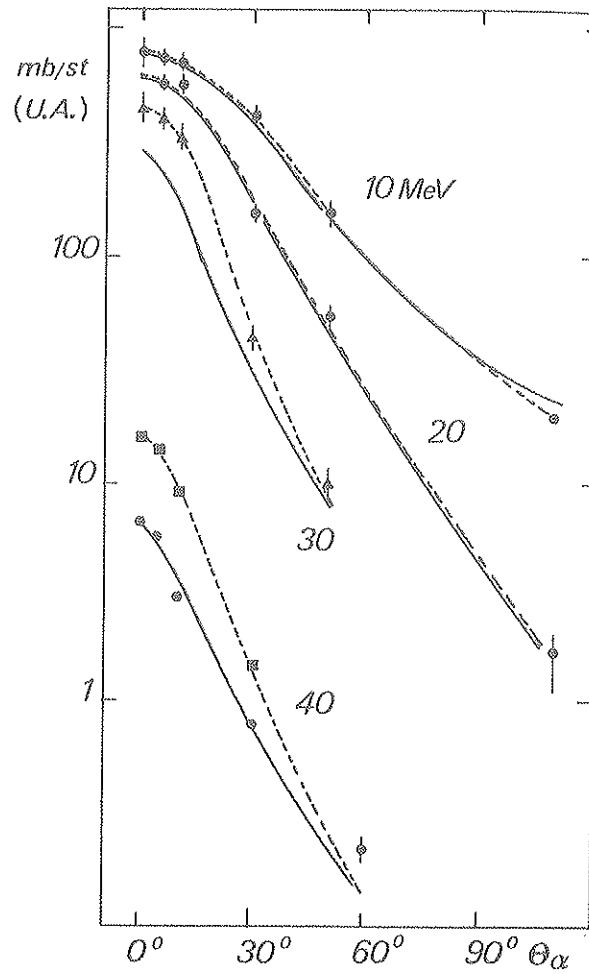


Figure III.9 : Distribution angulaire des alphas à différentes énergies. Le trait plein représente le calcul.

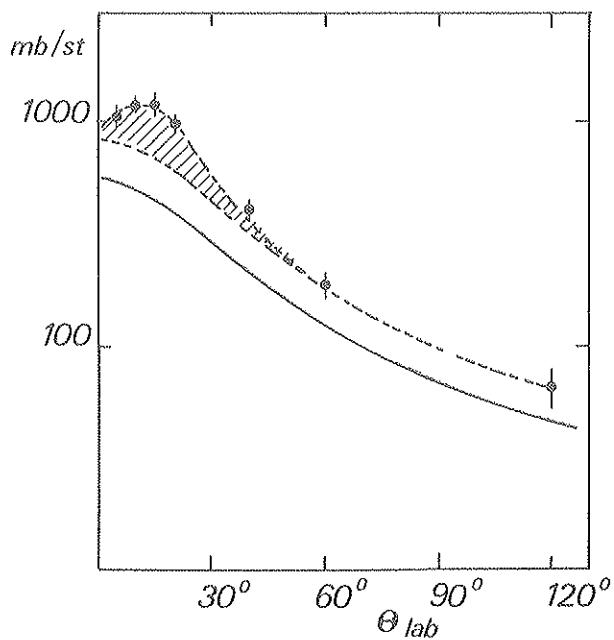


Figure III.10 : Distribution angulaire des alphas. Le trait plein représente le calcul.

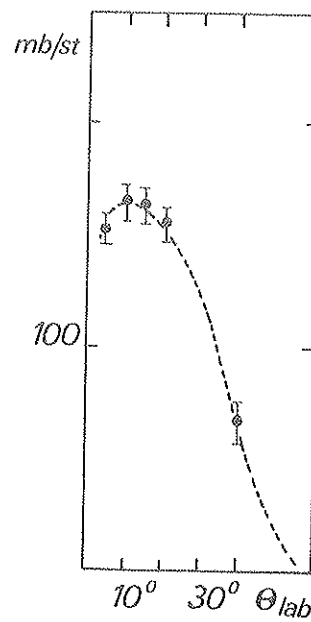


Figure III.11 : Distribution angulaire des alphas "directs".

Dans le centre de masse la distribution angulaire expérimentale n'est pas symétrique (figure III. 12) la composante supplémentaire se trouve aux angles inférieurs à 75° .

Une composante d'alphas dont l'énergie moyenne est supérieure à celle donnée par le code d'évaporation a été mise en évidence. La distribution est pointée à l'avant dans la région de l'angle d'effleurement. L'analyse des spectres inclusifs ne permet pas de savoir si cette composante est reliée à la formation ou à la désexcitation du noyau composé.

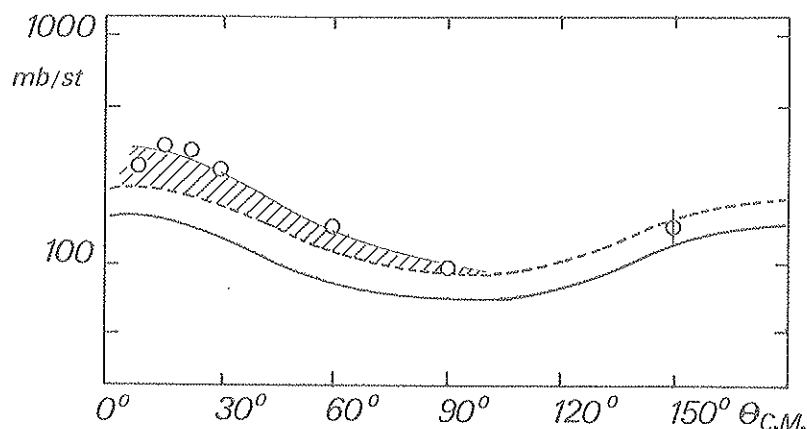


Figure III. 12 : Distribution angulaire des alphas dans le centre de masse. La courbe pleine représente le calcul. La partie hachurée correspond aux alphas directs.

Les distributions angulaires sont intégrées pour calculer la section efficace alpha totale, la section efficace des alphas statistiques qui ont une distribution angulaire symétrique dans le centre de masse et la section efficace des alphas non statistiques.

Tableau III. 1

Théorie	Ex total	Statistique	Non statistique
σ_α 1250 mb	1850 ± 200 mb	1600 ± 200 mb	250 ± 80 mb
M_α 1,51	$2,22 \pm 0,3$	$1,92 \pm 0,3$	$0,3 \pm 0,1$

Il y a une différence notable entre le résultat théorique et la mesure expérimentale des alphas statistiques. Nous verrons au chapitre suivant que l'émission alpha du fragment lourd de la diffusion inélastique profonde est importante, de l'ordre de 250 ± 90 mb ce qui nous donne $1,62 \pm 0,3$ pour la multiplicité des alphas statistiques ; c'est l'ordre de grandeur de la multiplicité théorique.

b) protons

Malgré la limite de détection (16 MeV) il n'y a pas de composante directe notable (figure III. 13).

La section efficace expérimentale est comme pour les alphas supérieure à la section efficace théorique, mais au contraire de ceux-ci l'augmentation est la même à tous les angles.

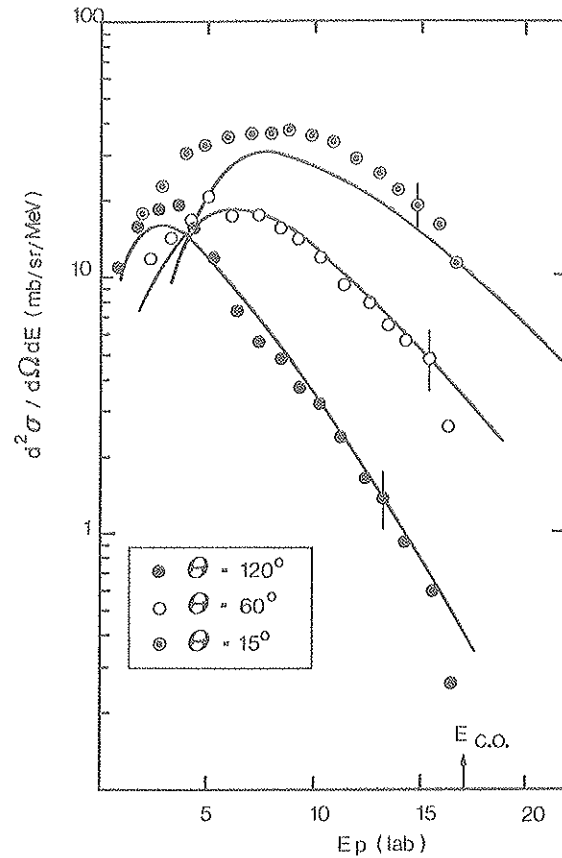


Figure III. 13 : Distributions énergétiques des protons. Le trait plein représente le calcul. $E_{C.O.}$ est l'énergie de la limite de détection.

Les figures III. 14 et III. 15 montrent les distributions angulaires dans le laboratoire et le centre de masse. Seule la composante statistique symétrique dans le centre de masse apparaît dans l'expérience. L'anisotropie de cette composante est beaucoup plus faible que celle des alphas.

Le tableau III. 2 montre les sections efficaces expérimentales et théoriques ainsi que les multiplicités.

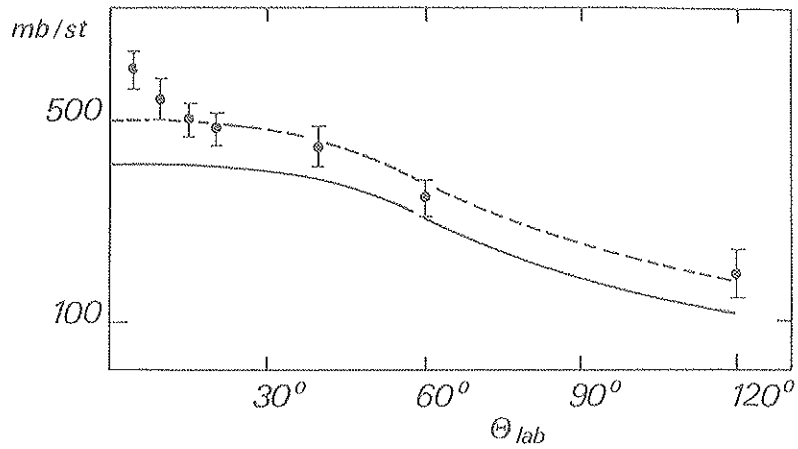


Figure III.14 : Distribution angulaire des protons. Le trait plein représente le calcul.

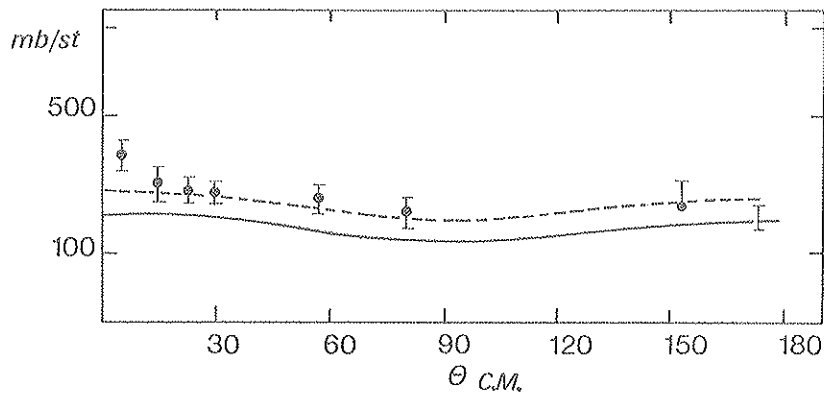


Figure III.15 : Distribution angulaire des protons dans le centre de masse. La courbe pleine représente le calcul.

Tableau III.2

Théorie	σ Ex total	σ statistique	σ direct
σ_p 1700 mb	2000 ± 350 mb	2000 ± 400 mb	< 40 mb
M_p 2,05	$M_p = 2,4 \pm 0,3$	$2,4 \pm 0,3$	

Une partie de la section efficace provient aussi de l'émission du fragment lourd des collisions inélastiques. En tenant compte de celle-ci (250 ± 80 mb) on obtient une multiplicité expérimentale du même ordre de grandeur que celle donnée par LANCELOT (2,05).

4. Corrélations angulaires particules résidus d'évaporationa) corrélations angulaires dans le plan

- le résidu d'évaporation est détecté à $\theta_{lab} = -10^\circ$. Comme l'indique la figure III. 16 l'angle négatif correspond à la détection de la particule du même côté que le fragment par rapport au faisceau, l'angle positif représente le cas contraire. La corrélation angulaire devient moins dissymétrique lorsque le résidu d'évaporation s'éloigne du noyau composé.

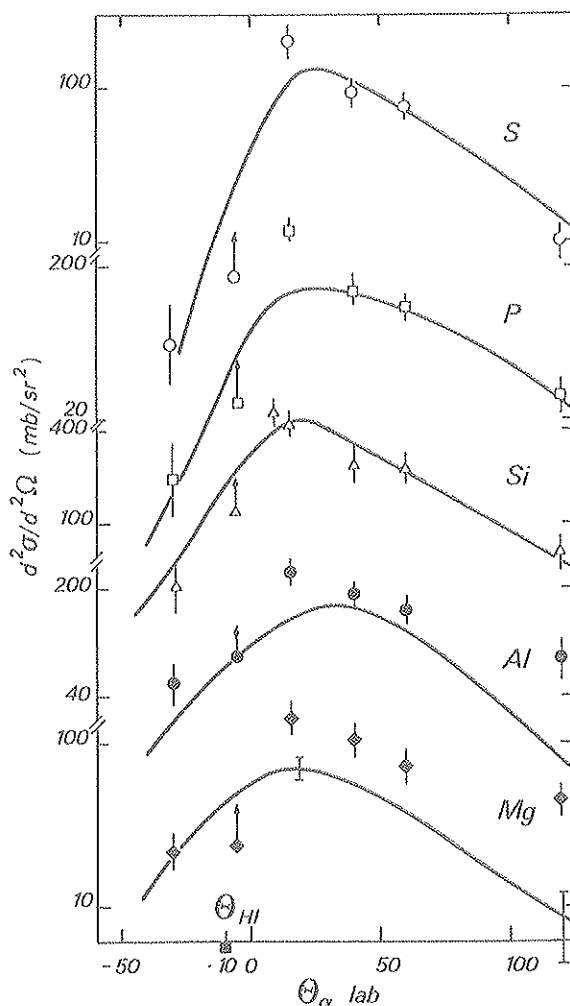


Figure III. 16 : Corrélations angulaires α -résidu d'évaporation, celui-ci est détecté à -10° . Les courbes pleines représentent le calcul.

Dans le cas du soufre où un alpha est évaporé en moyenne, la corrélation est très dissymétrique. L'alpha et le soufre ne peuvent être détectés pratiquement que de part et d'autre du faisceau. Outre l'alpha, l'évaporation de quatre ou cinq nucléons moyenne les effets cinématiques.

Pour l'aluminium où trois alphas sont évaporés il est impossible de connaître l'alpha détecté. Rappelons qu'une particule de la chaîne d'évaporation est tirée au sort pour construire la cinématique dans DESTIN et par voie de conséquence dans CORREL. Les conditions

expérimentales et théoriques sont donc les mêmes. Dans le cas de l'aluminium l'émission de l'alpha et du résidu tend à se décorréler ce qui explique la corrélation angulaire plus aplatie.

La section efficace expérimentale des alphas émis à $+15^\circ$ est nettement supérieure à celle du calcul pour le phosphore et le soufre.

La figure III. 17 compare les spectres énergétiques théoriques et expérimentaux pour les alphas émis à $+15^\circ$ et à $+60^\circ$. Pour ce dernier angle les deux distributions sont équivalentes. A 15° en comparant les deux distributions on constate qu'il existe une composante alpha plus énergétique comme dans le cas des spectres inclusifs. Elle est présente pour les angles θ_α inférieurs à plus ou moins 40° . Cette composante explique la remarque faite précédemment ; la section efficace expérimentale à 15° pour le phosphore et le soufre est supérieure à celle calculée par le code d'évaporation.

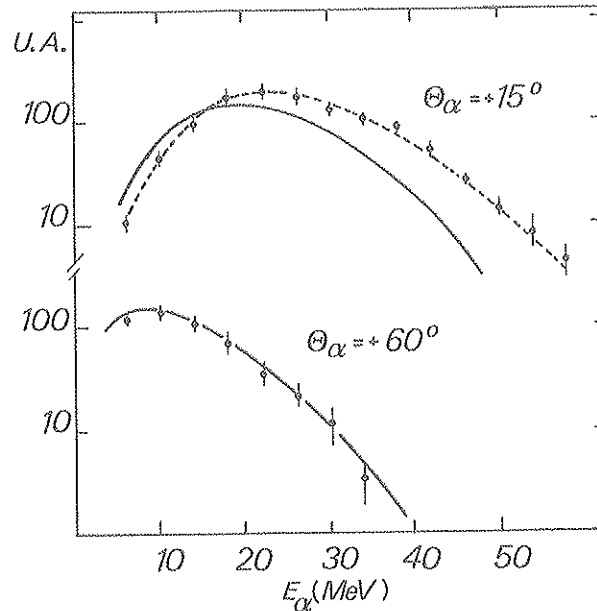


Figure III. 17 : Comparaison des spectres alphas en coïncidence avec le résidu d'évaporation à $\theta_{HI} = -10^\circ$. Le calcul est représenté par les traits pleins.

La distribution des résidus à $\theta_{HI} = -10^\circ$ en coïncidence avec tous les alphas à $\theta_\alpha = +15^\circ$ est la même pour l'expérience et pour la théorie. Une différence apparaît si les coïncidences sont faites avec les alphas d'énergie supérieure à 30 MeV. Dans ce cas les alphas provenant de l'évaporation ne représente que 20% du nombre total. La distribution théorique a un minimum au phosphore, au contraire la distribution expérimentale présente un maximum au même élément (figure III. 18).

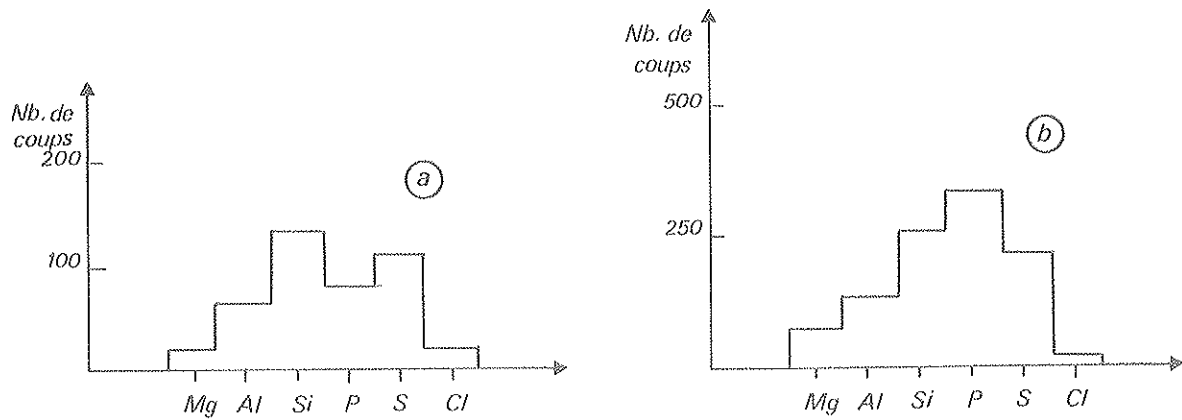


Figure III.18 : Distribution des résidus d'évaporation ($\theta_{HI} = -10^\circ$) en coïncidence avec les alphas ($\theta_\alpha = 15^\circ$) d'énergie supérieure à ^{32}MeV .
 a) CORREL
 b) Expérience

La figure III.19 montre les corrélations proton-résidus d'évaporation. Elles sont plus plates et présentent une moins grande dissymétrie que les corrélations alphas-résidus d'évaporation. Le noyau émetteur est peu influencé par l'émission de nucléons :

- le résidu d'évaporation est détecté à $\theta_{HI} = -30^\circ$.

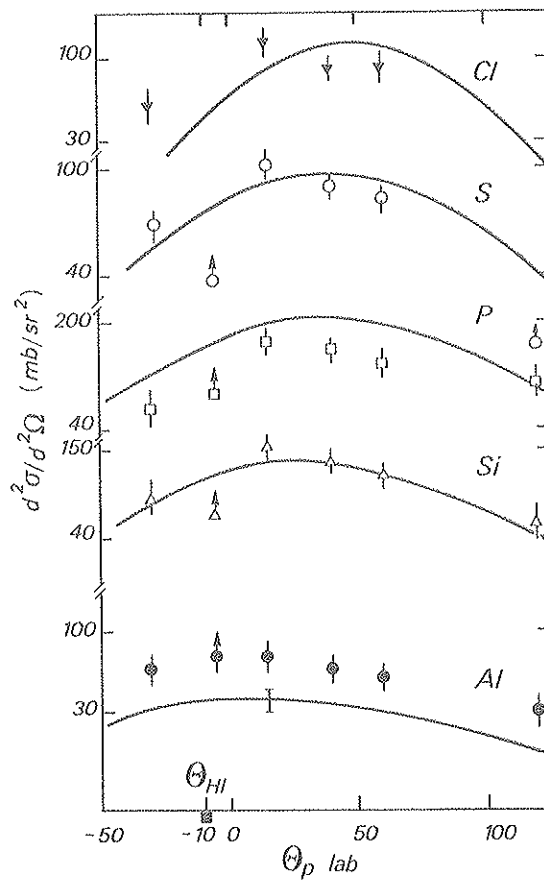


Figure III.19 : Corrélations angulaires proton résidu d'évaporation à $\theta_{HI} = -10^\circ$. La courbe pleine représente le calcul.

Il faut qu'il y ait un certain nombre de particules émises pour qu'un résidu soit détecté à -30° . C'est le cas des résidus qui sont loin du noyau composé, le silicium, l'aluminium et le magnésium (figure III.20 et figure III.21). La section efficace est nettement plus grande pour ces deux derniers corps. Cela provient de la détection du fragment lourd des collisions inélastiques (paragraphe A2e, chapitre III).

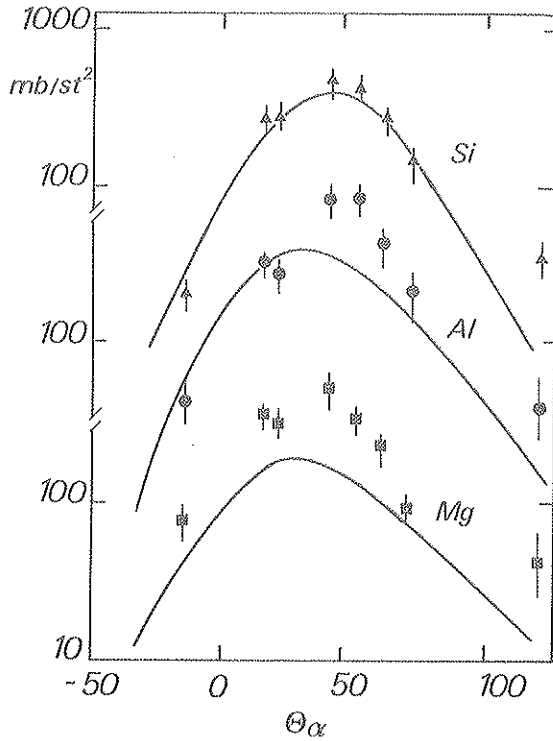


Figure III.20 : Corrélations angulaires alpha résidu d'évaporation à $\theta_{HI} = -30^\circ$. Le trait plein représente le calcul.

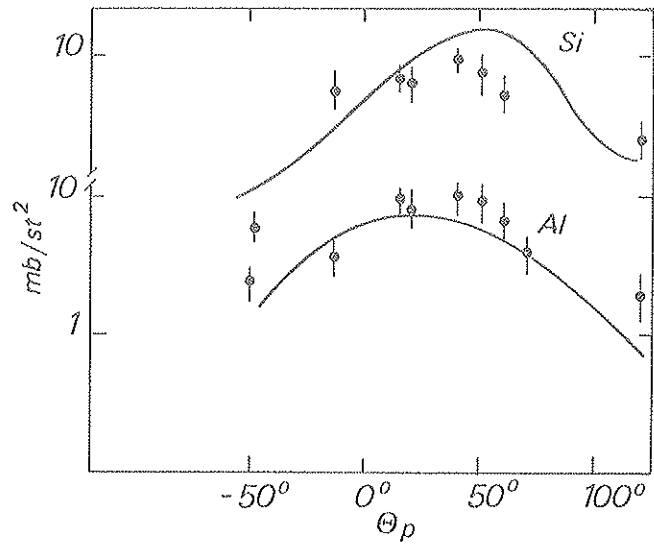


Figure III.21 : Corrélations angulaires proton résidu d'évaporation à $\theta_{HI} = -30^\circ$. Le trait plein représente le calcul.

Il existe également une composante alpha plus énergétique à $\theta_\alpha = +15^\circ$.

b) corrélations hors plan

Elles montrent un désalignement progressif au fur et à mesure que le résidu d'évaporation s'éloigne du noyau composé (figure III.22). Le désalignement est provoqué par les fluctuations du moment angulaire

$$\langle P_{ZZ} \rangle = \frac{3}{2} \langle \frac{J_z^2}{J^2} \rangle - \frac{1}{2}$$

III. 3

Le tableau III.3 montre le résultat du calcul

Tableau III.3

Cl	S	P	S_i	A_t	Mg
$\langle P_{ZZ} \rangle$ 0,72	0,61	0,6	0,55	0,52	0,34

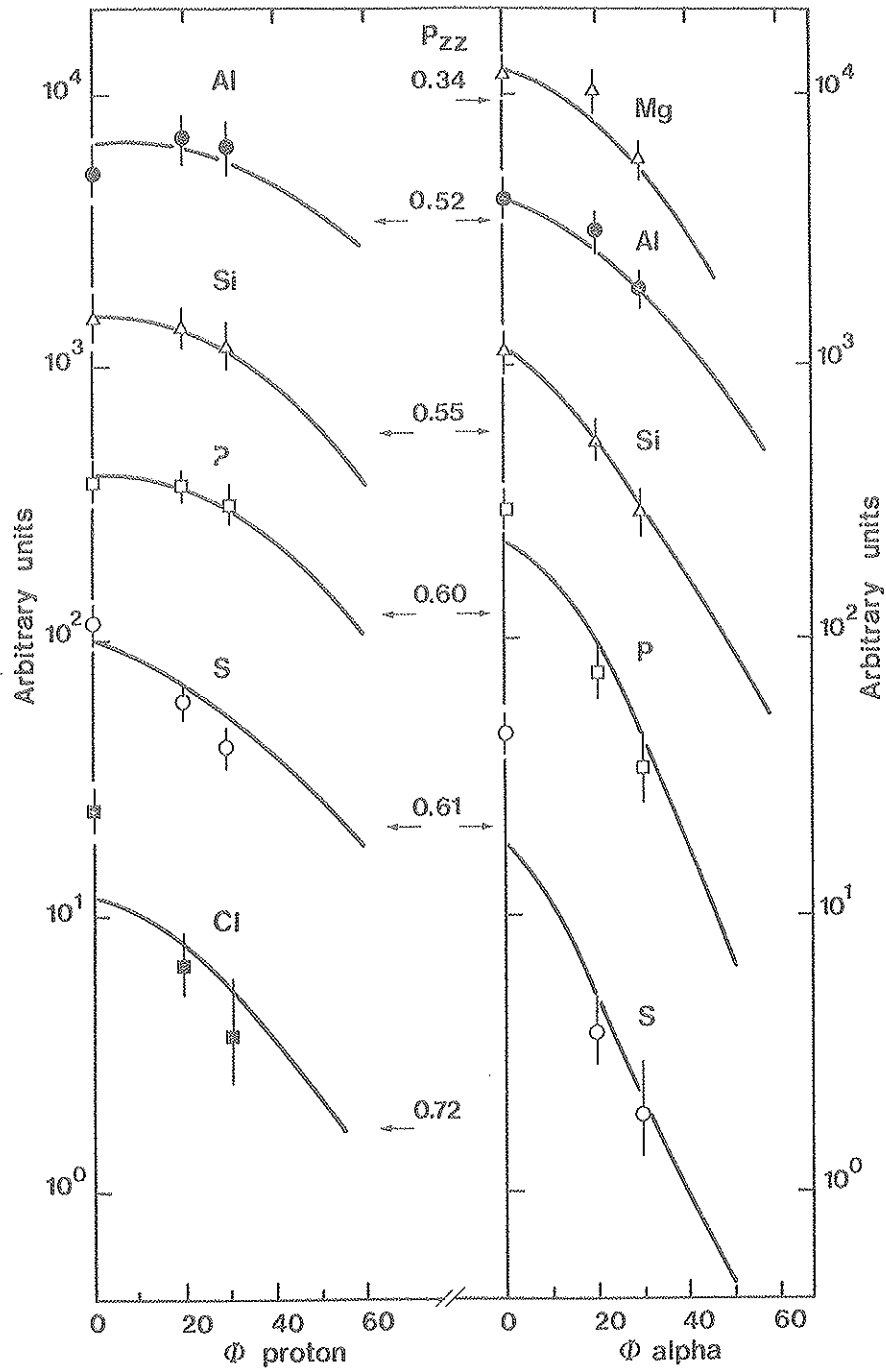


Figure III. 22 : Corrélations angulaires hors plan particule résidu d'évaporation, celui-ci est détecté à -10° . La projection de la particule dans le plan de réaction est de 15° . Les courbes pleines représentent le calcul.

L'expérience rend bien compte de l'évolution du calcul (figure III. 22). Il faut une émission de quatre alphas pour que le désalignement soit supérieur à 50% (Al).

Les corrélations angulaires expérimentales sont plus alignées dans le plan pour le phosphore et le soufre, ce sont les éléments qui sont en coïncidence avec le plus grand nombre d'alphas directs (figure III. 18). L'alpha direct qui a une énergie moyenne plus élevée que celle

de l'évaporation est émis d'une manière préférentielle dans le plan de réaction (figure III. 23).

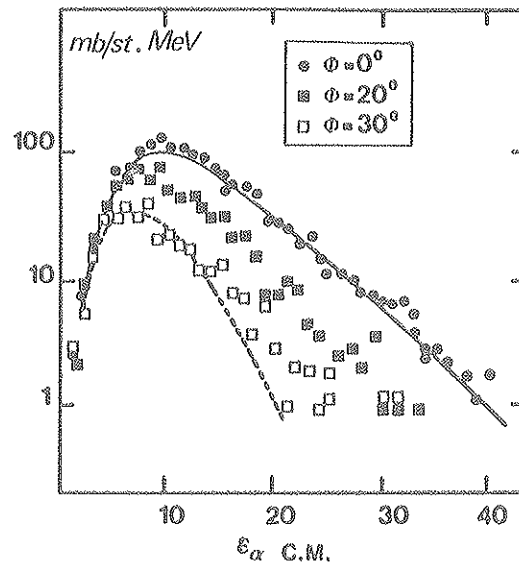


Figure III. 23 : Distribution énergétique des alphas hors du plan de réaction.

c) multiplicité

Les corrélations angulaires sont intégrées dans l'espace. Les multiplicités alpha et proton pour les divers résidus d'évaporation sont comparées au résultat de LANCELOT sur la figure III. 24. L'évolution des multiplicités en fonction de Z est identique pour l'expérience et la théorie. Cependant la multiplicité expérimentale est plus faible pour l'aluminium et le sodium dans le cas des alphas. Les fragments peuvent être produits dans les collisions inélastiques. Nous verrons dans le prochain chapitre que ces fragments lourds peuvent émettre des particules légères, mais la multiplicité alpha est dans ce cas inférieure à 1. Il est donc normal que la multiplicité globale pour ces éléments soit inférieure à celle donnée par le calcul théorique. D'après la valeur expérimentale la part due aux collisions inélastiques est plus faible que celle due à l'évaporation à partir du noyau composé (15% dans le cas de l'aluminium). Le tableau III. 4 donne les sections efficaces des alphas et des protons en coïncidence avec les résidus d'évaporation comparées aux valeurs théoriques.

Tableau III. 4

	σ_{α} statistique	σ_{α} direct	σ_p statistique	σ direct
EXP	1050mb \pm 300 mb	150 mb \pm 60 mb	1400mb \pm 400mb	< 40 mb
th	1250mb	-	1700mb	-

Les sections efficaces expérimentales et théoriques des alphas et protons d'évaporation sont du même ordre de grandeur.

La valeur de la composante alpha direct est inférieure à celle trouvée à partir des spectres inclusifs (250 ± 50 mb).

La comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux montre qu'il y a 17% des résidus qui proviennent d'une fusion incomplète.

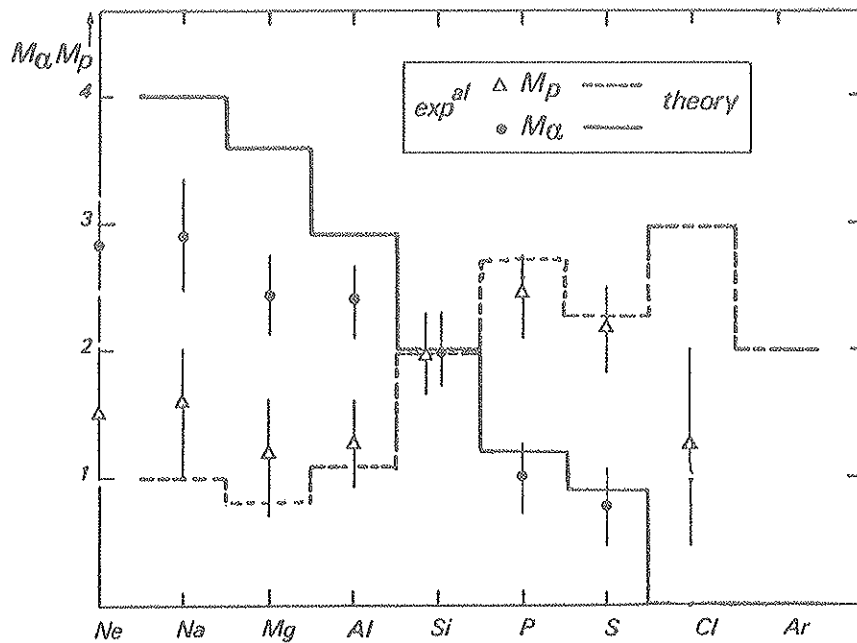


Figure III.24 : Multiplicité de particule en fonction du résidu d'évaporation. Les traits pleins et pointillés représentent les multiplicités théoriques.

B. EMISSION AVANT L'EQUILIBRE

Les principaux éléments de la théorie du prééquilibre sont rappelés dans ce paragraphe [23, 24, 25].

1. Hypothèse de base

Le noyau se comporte comme un gaz de Fermi dégénéré à particules indépendantes. Tous les modes de désexcitation du système intermédiaire sont également probables.

Les interactions responsables de l'excitation des degrés de liberté du système composite sont des collisions nucléon-nucléon. Il est uniquement tenu compte des interactions à deux corps.

Par exemple si un nucléon incident transfère une partie de son énergie à un nucléon

lié, ce dernier va passer au-dessus du niveau de Fermi dans un état inoccupé. Ceci va créer un trou au-dessous du niveau de Fermi. Il existe alors une configuration à 2 particules 1 trou (3 excitons) à partir de la configuration initiale à 1 particule (1 exciton). A partir de cet état instable une particule peut être émise ou si ce n'est pas le cas la configuration peut évoluer jusqu'à l'équilibre.

La probabilité est toujours plus grande d'aller vers les configurations les plus complexes c'est-à-dire jusqu'à l'équilibre statistique.

D'après WILLIAMS^[26] seules sont prises en compte les transitions conduisant à des configurations à $n + 2$ excitons.

λ étant le taux de transition
 n le nombre d'excitons

$$\lambda_{n+2} \gg \lambda_{n-2} \quad \text{III. 4}$$

Le but du calcul est d'obtenir une probabilité d'émission "précomposée" pendant l'établissement de l'équilibre.

2. Densités d'états

Elles vont évidemment dépendre du nombre d'excitons n (p particules h trous)

$$n = p + h \quad \text{III. 5}$$

L'énergie d'excitation doit être répartie entre tous les excitons, la densité d'états représente le nombre de combinaisons possibles entre les p particules et les h trous.

La formule de WILLIAMS^[27] est utilisée

$$\rho(p, h, E) = \frac{g(gE - A')^{p+h-1}}{p! h! (p+h-1)!} \quad \text{III. 6}$$

g est la densité d'états de particules indépendantes au niveau de Fermi. Elle est identique pour les neutrons et les protons.

$$g_n = g_p = \frac{g(\epsilon_F)}{2} \quad \text{III. 7}$$

Pour les alphas

$$g_\alpha = \frac{g(\epsilon_F)}{4} \quad \text{III. 8}$$

avec

$$g(\epsilon) = \frac{6a}{\pi^2} \quad \text{III.9}$$

et

$$a = \frac{A}{8} \quad \text{III.10}$$

A numéro atomique

A' est un terme correctif qui augmente rapidement avec le nombre d'excitons.

$$A' = \frac{1}{4} (p^2 + h^2) + \frac{1}{2} (p - h) - \frac{1}{2} h \quad \text{III.11}$$

La formule III. 11 tient compte du facteur d'exclusion de Pauli et suppose que tous les niveaux sont également espacés ($d = \frac{1}{g}$). Cette hypothèse est d'autant plus vraie que le nombre d'excitons est plus grand.

3. Durée de vie d'un état intermédiaire

Pour une particule ayant une énergie ϵ au-dessus du niveau de Fermi, on définit la durée de vie nucléaire par

$$\tau_n = \frac{1}{\lambda_c(\epsilon) + \lambda_{eq}(\epsilon)} \quad \text{III.12}$$

ou $\lambda_{eq}(\epsilon)$ représente le taux de transition vers un état plus complexe c'est-à-dire λ_{n+2}

λ_c probabilité d'émission de la particule par unité de temps

$$\lambda_c = (2s + 1) \frac{\sigma_{inv}(\epsilon)}{q} \frac{m\epsilon}{\pi^2 \hbar^2} \quad \text{III.13}$$

m masse de la particule

σ_{inv} est la section efficace inverse pour la particule d'énergie ϵ . Les coefficients de transmission utilisés dans le calcul des sections efficaces de capture et la section efficace inverse sont pris dans les tables de MANI^[28] pour les protons et neutrons dans celles de HUIZENGA et IGO^[29] pour les alphas.

Le taux de transition vers un état plus complexe est calculé à partir du libre parcours moyen de la particule d'énergie ϵ dans la matière nucléaire.

$$\lambda_{eq} = \frac{\nu}{A} \quad \text{III.14}$$

v vitesse de la particule
 A libre parcours moyen

Le taux de transition peut aussi être relié au potentiel optique imaginaire w

$$\lambda_{eq}(\epsilon) \approx \frac{2w}{\hbar} \quad \text{III.15}$$

Les durées de vie t_n sont typiquement de l'ordre de 10^{-22} s.

4. Probabilité d'émission avant l'équilibre (modèle hybride) [24]

Elle est de la forme

$$P_n(\epsilon) d\epsilon = p(n, E) \cdot W_n(\epsilon) \cdot t_n d\epsilon \quad \text{III.16}$$

$p(n, E)$ est la probabilité de peupler un état à n excitons à l'énergie E , sa valeur tient compte des émissions précomposées précédentes.

$$p(n, E) = 1 - P_{n-2} \quad \text{III.17}$$

$W_n(\epsilon)$ taux d'émission obtenu à partir du théorème de réciprocité des réactions nucléaires.

$$W_n(\epsilon) d\epsilon = \frac{(2s+1)}{2} \frac{m\epsilon}{\hbar^2} \sigma_{inv}(\epsilon) \frac{\rho(n-1, U) d\epsilon}{\rho(n, E)} \quad \text{III.18}$$

$\rho(n, E)$, $\rho(n-1, U)$ densité d'états des noyaux initial et résiduel.

La probabilité d'émission peut être mise sous la forme d'un produit de trois probabilités avec III.12

$$P_n(\epsilon) d\epsilon = \left[p(n, E) \right] \cdot \left[\frac{\rho(n-1, U)}{\rho(n, E)} \cdot g \right] \left[\frac{\lambda_c(\epsilon)}{\lambda_c(\epsilon) + \lambda_{eq}(\epsilon)} \right] \quad \text{III.19}$$

Le premier terme est la probabilité de peupler l'état à n excitons.

Le deuxième terme est le rapport des densités d'états du noyau résiduel à celui du noyau initial. Le troisième terme représente le rapport des transitions.

5. Structure du noyau. Problème de l'émission alpha

Diverses expériences ont montré l'existence d'une sous-structure alpha dans le noyau [30, 31, 32]. On considère qu'il y a une certaine probabilité de trouver quatre nucléons corrélés sous forme de structure alpha. Celle-ci existe en surface là où le principe d'exclusion de Pauli est moins effectif. L'émission prééquilibre alpha est par conséquent favorisée dans les collisions périphériques (large t). Dans notre cas l'alpha est considéré comme un exciton avec

une certaine probabilité d'existence.

6. Détermination expérimentale du nombre d'excitons

La forme des spectres énergétiques est fortement liée au nombre d'excitons par l'intermédiaire des densités d'états des noyaux initial et résiduel.

La part la plus importante de la section efficace précomposée est due à l'émission à partir de l'état initial. Cette première émission est aussi responsable de la partie dure des spectres énergétiques

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon} = \alpha \cdot \epsilon \cdot \sigma_{inv}(\epsilon) \cdot \frac{\rho_{n_R-1}(U)}{\rho_{n_R}(E)} \cdot \tau_{n_0} \quad \text{III.20}$$

n_R nombre résiduel d'excitons

τ_{n_0} durée de vie de l'état initial. Elle influe sur l'amplitude des sections efficaces mais non sur la forme des spectres énergétiques.

$$\frac{\rho(n_R-1, U)}{\rho(n_R, E)} \sim \left(\frac{U}{E}\right)^{n_R-1} \quad \text{III.21}$$

Pour de faibles énergies d'excitations on obtient la relation

$$\text{Log} \left[\frac{d\sigma}{d\epsilon} \cdot \frac{1}{\epsilon \sigma_{inv}} \right] = f \text{Log}(U) \quad \text{III.22}$$

dont la représentation Log Log donne une droite de pente égale à n_R-1 .

La figure III.25 montre le spectre énergétique dans le centre de masse des alphas à $\theta_{lab} = +15^\circ$, les résidus d'évaporation sont détectés à $\theta_{lab} = -10^\circ$.

L'analyse donne un nombre résiduel d'excitons égal à $9,5 \pm 1$

Le nombre initial d'excitons est celui du projectile s'il n'y a pas de sous-structure alpha. Dans notre cas, celui de l'azote, il y a 7 neutrons et 7 protons soit 14 excitons.

Avec l'hypothèse d'une sous-structure alpha la configuration peut être la suivante :

5 neutrons

5 protons

1 alpha 2 neutrons

2 protons

soit 11 excitons ce qui est en accord avec la valeur expérimentale.

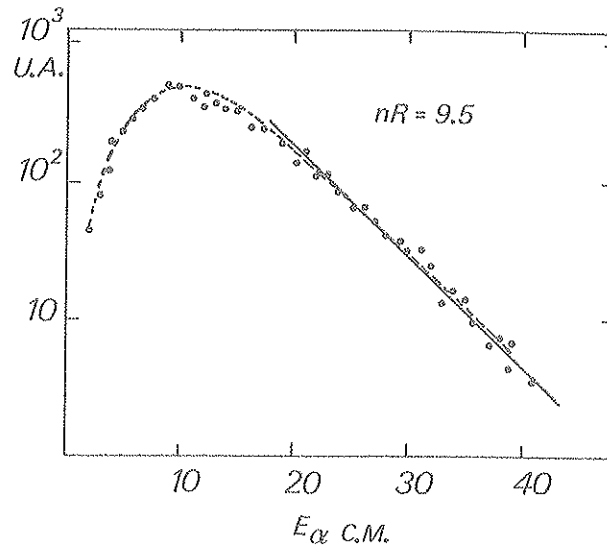


Figure III.25 : Détermination du nombre d'excitons pour $\theta_{HI} = -10^\circ$ et $\theta_\alpha = 15^\circ$

La probabilité d'avoir un exciton alpha est de $1/11$ ce qui correspond à des estimations faites par ailleurs (10 à 20%)^[26].

7. Résultats du calcul et comparaison avec l'expérience

Le paramètre le plus important est le taux de transition. Des calculs ont montré qu'il décroît lentement avec le nombre d'excitons (HARP et MILLER^[33], GADIOLI^[34]). Dans le calcul de HARP et MILLER la résolution de l'équation maîtresse décrit la relaxation de deux gaz de fermions indépendants. Ce calcul donne le nombre d'occupation des états de particules indépendantes en fonction du temps. Le taux de transition est déterminé sur toutes les configurations compatibles. On obtient alors d'après HARP et MILLER^[33]

$$\lambda_{eq}^n = \frac{4}{n+3} \lambda_{eq}^1 \quad \text{III.23}$$

λ_{eq}^n taux de transition pour n excitons

λ_{eq}^1 taux de transition pour 1 exciton calculé à partir du modèle optique

Cette pondération de λ_{eq}^1 est appliquée aux neutrons et aux alphas.

La section efficace des alphas précomposés est de 180 mb. Cette valeur est en accord avec celle des alphas directs en coïncidence avec les résidus d'évaporation (150 mb). La valeur expérimentale plus faible peut être expliquée par la non prise en compte des coïncidences alpha alpha.

Le maximum du spectre alpha déduit du calcul est de 11 MeV dans le centre de masse (figure III.26) au lieu de 9 MeV pour les alphas d'évaporation.

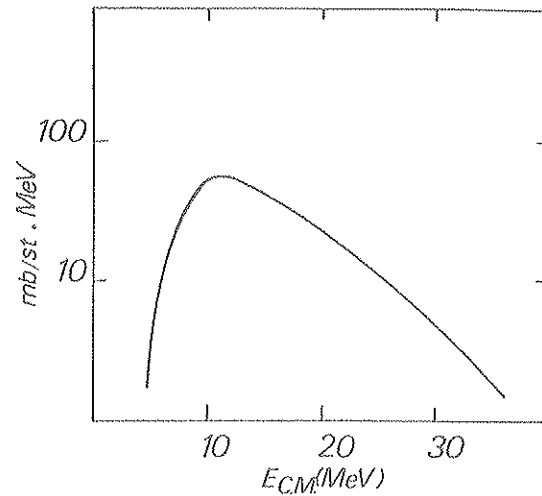


Figure III.26 : Distribution théorique des alphas de prééquilibre.

La valeur (25 mb) de la section efficace des protons précomposés est trop faible pour être vérifiée expérimentalement. De plus le maximum du spectre énergétique précomposé a la même valeur que celle donnée par le calcul d'évaporation, ce qui est normal pour un nombre d'excitons aussi élevé.

Un processus d'émission de particules avec un modèle de prééquilibre permet donc d'expliquer l'importance de la section efficace des alphas directs et la faiblesse ou l'absence de celle des protons.

L'hypothèse d'avoir une probabilité de 10% d'un "cluster" alpha préformé dans la cible est réaliste mais il est difficile de savoir si cet alpha est à la surface du noyau (Igo)^[36] ou si il est présent jusqu'à une profondeur $d/d_0 = 0,9$ (d étant la densité de matière nucléaire (CLARK^[31])).

C. CONCLUSION

A partir des spectres énergétiques des alphas émis, deux mécanismes de réaction ont été mis en évidence. :

- l'un correspondant à la composante de plus faible énergie et dont la distribution angulaire symétrique dans le centre de masse est dû à l'évaporation statistique à partir du noyau composé. Ce mécanisme représente 85% de la section efficace des alphas.
- l'autre correspond à une composante de plus grande énergie, sa distribution angulaire est fortement pointée aux angles avant. Ce mécanisme est attribué à une émission avant l'équilibre statistique. Il a une probabilité plus faible que le mécanisme précédent (15% de la section efficace totale des alphas). Ce processus permet une dissipation plus

rapide de l'énergie d'excitation et du moment angulaire.

Les noyaux résiduels ressemblent néanmoins aux résidus d'évaporation provenant du noyau composé ^{41}Ca . Ils peuvent être considérés comme les résidus d'une fusion incomplète des deux ions incidents. La figure III.27 montre la distribution théorique des résidus à $\theta_{\text{lab}} = 10^\circ$ de la réaction $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al}$ à 72 MeV. Le noyau composé ^{37}Ar suppose l'émission d'un alpha de 28 MeV avec un moment angulaire de $11\hbar$. Cette distribution ressemble à celle de la figure II.18b, distribution expérimentale des résidus à $\theta_{\text{lab}} = -10^\circ$ en coïncidence avec les alphas d'énergie supérieure à 32 MeV.

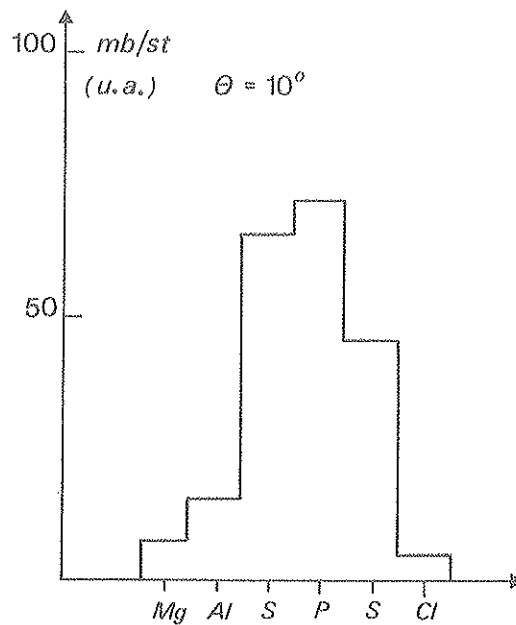


Figure III.27 : Distribution des résidus d'évaporation à $\theta = 10^\circ$ de la réaction $^{10}\text{B} + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^{37}\text{Ar}^*$

CHAPITRE IV

RESULTATS EXPERIMENTAUX CONCERNANT LES COLLISIONS INELASTIQUESA. CORRELATIONS ANGULAIRES FRAGMENT-FRAGMENT1. Résultats expérimentaux

La détection conjointe des deux fragments est possible si le fragment lourd est détecté autour de $\theta_{\text{HI}} \text{ lab} = -30^\circ$ (tableau I.1, paragraphe 1). La somme des énergies des deux fragments dans le centre de masse doit être au moins égale à la barrière coulombienne. A $\theta_{\text{HI}} \text{ lab} = -10^\circ$ lorsque le fragment lourd peut être détecté ($E_{\text{HI}} > 12 \text{ MeV}$) la section efficace est très faible car elle correspond à des énergies du fragment léger, émis autour de 10° , inférieures à 30 MeV.

L'angle $\theta_{\text{HI}} \text{ lab} = -30^\circ$ a donc été choisi. La position du détecteur du fragment léger est variable dans le plan de réaction. Si on choisit dans une cinématique à deux corps un couple d'angles, l'énergie cinétique de chaque fragment et l'énergie d'excitation totale sont déterminées. En supposant que l'énergie d'excitation se répartit suivant les masses respectives des fragments le fragment lourd a une grande probabilité d'émettre des particules. L'émission à partir du fragment léger sera étudiée dans le prochain paragraphe. Une fenêtre en Z est prise sur le télescope détectant le fragment léger, fragment primaire en première hypothèse. La figure IV.1 montre la distribution en charge du fragment lourd détecté à $\theta_{\text{HI}} = -30^\circ$, le carbone est à $\theta_{\text{C}} = +40^\circ$. La section efficace du silicium (fragment complémentaire du carbone) est très faible, elle est maximale pour le magnésium. Il y a donc une évaporation de particules à partir du silicium dont l'énergie d'excitation théorique est de 36 MeV.

Dans le cas d'une réaction binaire les deux fragments sont émis à 180° l'un de l'autre dans le centre de masse du système composé. La somme $\theta_{3 \text{ CM}} + \theta_{\text{HI CM}}$ est centrée autour de 180° (figure IV.2). Cependant le résultat est différent suivant la charge du fragment

complémentaire. La dispersion angulaire augmente de 5° avec l'émission d'une charge supplémentaire. Les résultats sont identiques avec les autres fragments légers.

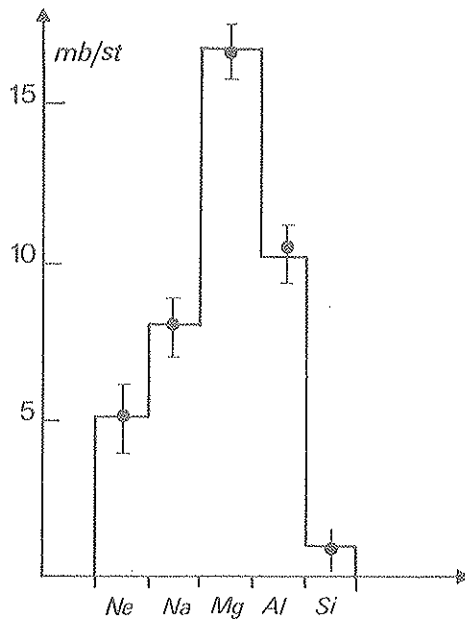


Figure IV.1 : Distribution des fragments détectés à -30° en coïncidence avec le carbone à 40° .

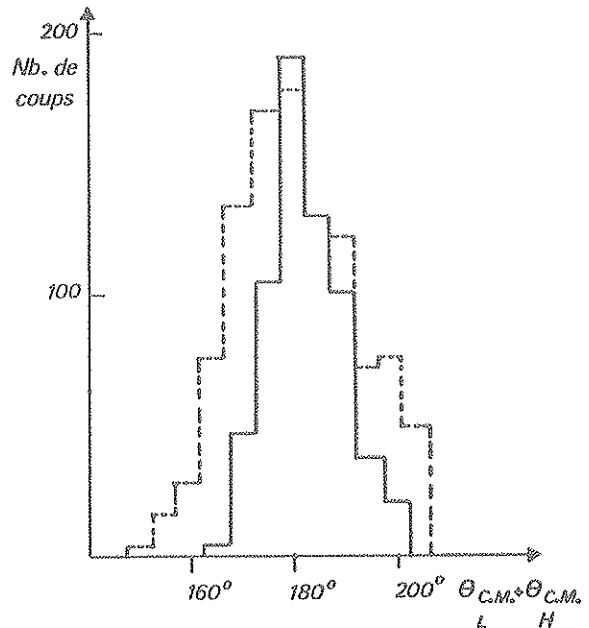


Figure IV.2 : Somme des angles dans le centre de masse des fragments (θ_{CM_H}) et du carbone (θ_{CM_L}).

Aucune coïncidence fragment léger fragment lourd n'a été observée lorsque le détecteur du carbone est placé hors plan à un angle azimutal de 20° [35]. Ce résultat est cohérent avec la précédente observation.

L'émission de particules a un effet défocalisant. La corrélation angulaire est centrée autour d'un angle moyen de recul θ_R (figure IV.3) avec une certaine largeur ($\sim 35^\circ$), l'angle de recul étant calculé à partir de l'énergie moyenne du fragment léger. Cette énergie moyenne du fragment léger correspond à la relaxation complète du système (les deux noyaux se séparent avec l'énergie de la répulsion coulombienne).

Dans les collisions très inélastiques il y a donc principalement une réaction à deux corps suivie d'une émission de particules provenant du fragment lourd [36, 37]. Ce dernier point peut être mis en évidence par un calcul d'évaporation.

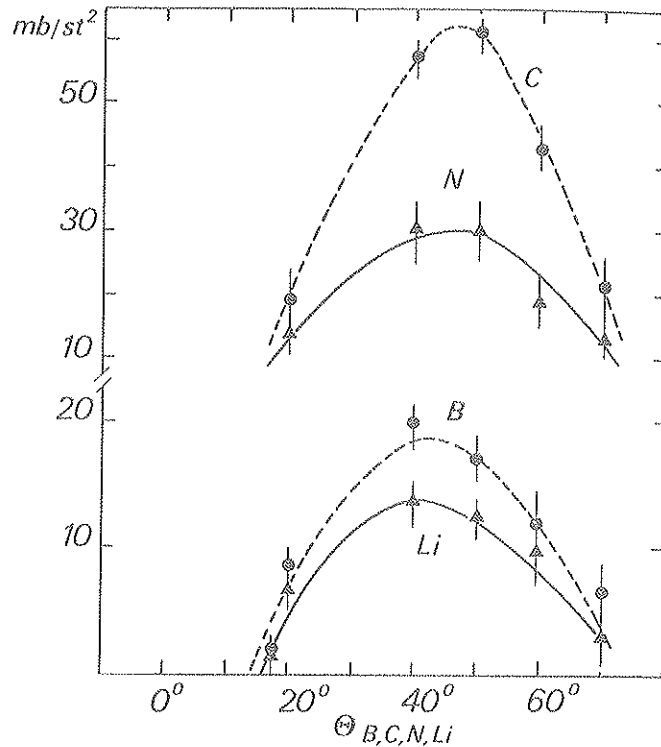


Figure IV.3 : Corrélation angulaire fragment-fragment, le fragment lourd est détecté à -30° .

2. Application du code d'évaporation LANCELOT

Une réaction produisant le fragment lourd (Silicium 29 par exemple) est simulée. L'énergie du projectile fictif est choisie de manière à obtenir l'énergie d'excitation désirée.

Le moment angulaire doit être introduit dans LANCELOT. Dans notre cas c'est le moment angulaire emporté par le fragment lourd lors de la collision inélastique qui intervient. C'est un paramètre libre car la distribution en Z varie très vite en fonction ℓ .

L'exemple du silicium 29 pour une énergie d'excitation (36 MeV) montre que (figure IV.4) la multiplicité alpha augmente de 0,45 à 0,72 avec ℓ , au contraire de la multiplicité photon qui décroît de 0,8 à 0,45. Ces résultats seront comparés à l'expérience dans le paragraphe IV B.

Le moment angulaire moyen du noyau émetteur, c'est-à-dire le moment angulaire transféré lors des collisions inélastiques peut être déduit de la comparaison des résultats expérimentaux et théoriques.

L'énergie d'excitation est calculée à partir de l'énergie moyenne expérimentale du fragment léger avec les hypothèses suivantes :

- application de la cinématique à deux corps. Le noyau de recul est connu sans ambiguïté, l'émission à partir du fragment léger est négligeable.
- l'énergie d'excitation se répartit suivant les masses des fragments.

Le calcul montre qu'une variation de $\pm 10\%$ de l'énergie d'excitation ne change pas la forme de la distribution en Z.

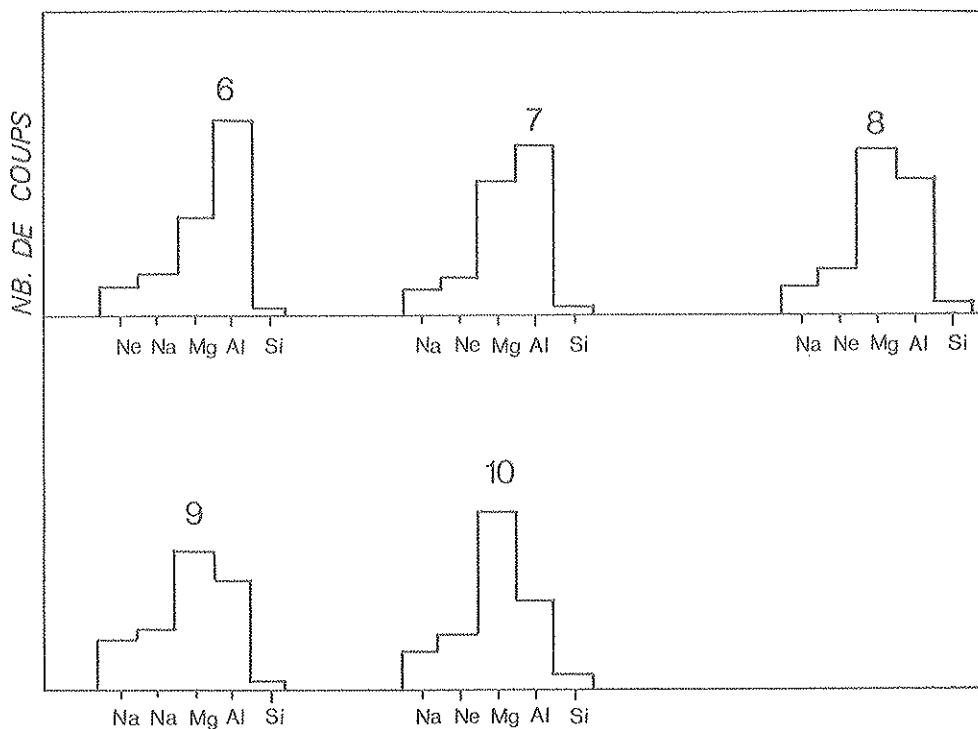


Figure IV.4 : Variation de la distribution en Z en fonction de l_{moy} du code LANCELOT pour l'évaporation du silicium 29 à une énergie d'excitation de 36 MeV.

3. Analyse des résultats expérimentaux avec le code d'évaporation

A chaque angle, bien que l'énergie moyenne du fragment léger ne varie pas beaucoup, l'énergie d'excitation est différente. L'énergie relative dans le centre de masse est plus grande à $\theta_C = 60^\circ$ qu'à $\theta_C = 20^\circ$. L'énergie d'excitation diminue de 63 MeV à 40 MeV de $\theta_C = 20^\circ$ à $\theta_C = 60^\circ$. La distribution en Z est donc différente suivant les couples d'angles (figure IV.5).

L'évaporation de particules à partir du silicium explique parfaitement les distributions expérimentales en Z.

Le désaccord pour $\theta_C = 20^\circ$ peut provenir :

- soit d'une émission du fragment léger (oxygène ou azote donnant un carbone) ; le fragment complémentaire qui évapore des particules respectivement le magnésium ou l'aluminium.
- soit l'émission d'un alpha avant la scission des deux fragments carbone et magnésium.

La précision des mesures ne permet pas de déterminer la cause du désaccord entre LANCELOT et l'expérience.

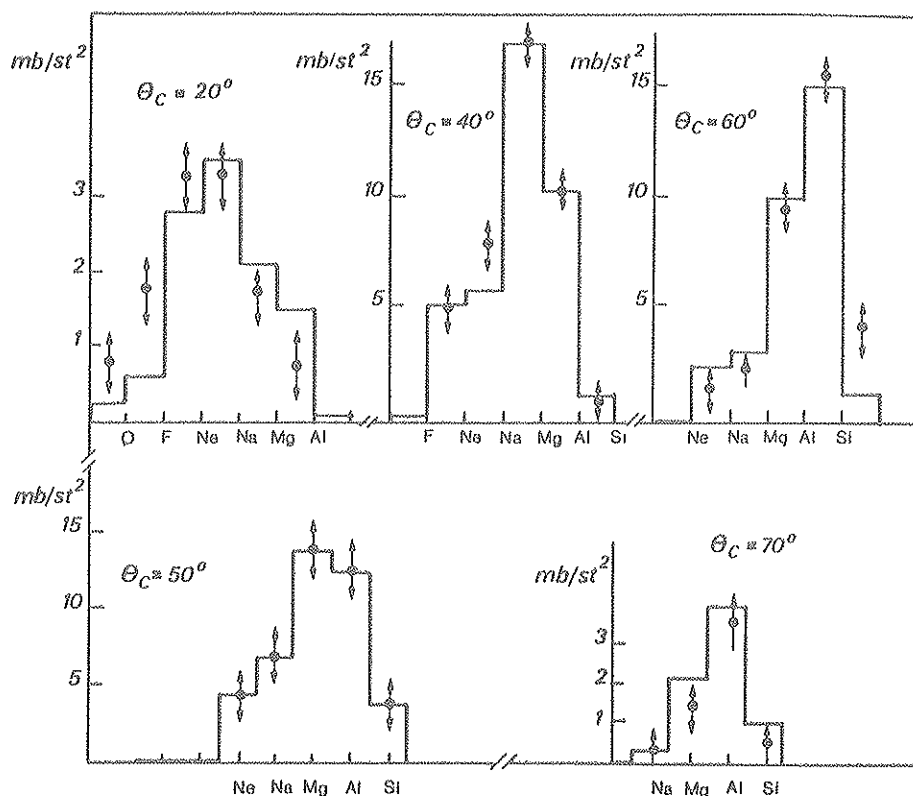


Figure IV.5 : Comparaison des distributions en Z, le trait plein est la simulation par Lancelot de l'évaporation du silicium, le fragment lourd est détecté à -30° dans l'expérience.

Il y a également bon accord entre théorie et expérience pour l'azote (figure IV.6) et le bore (figure IV.7).

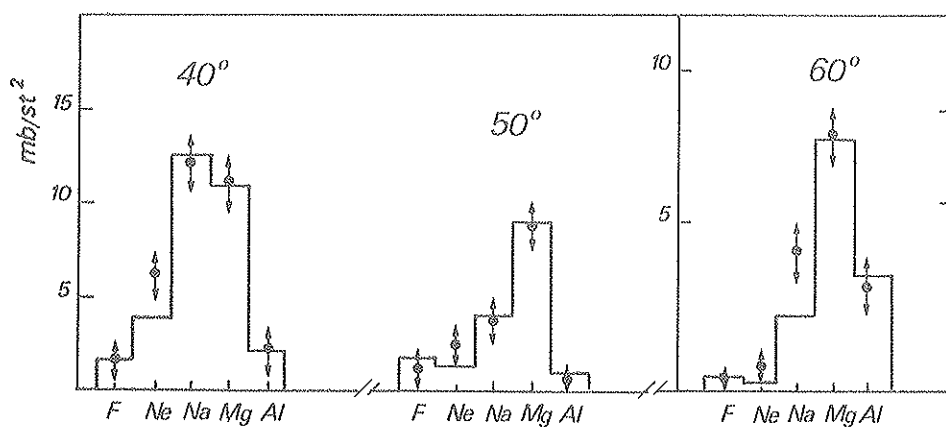


Figure IV.6 : Comparaison des distributions en Z, le trait plein est le résultat de la simulation par Lancelot de l'évaporation de l'aluminium, le fragment lourd est détecté à -30° , l'azote à 40° , 50° , 60° .

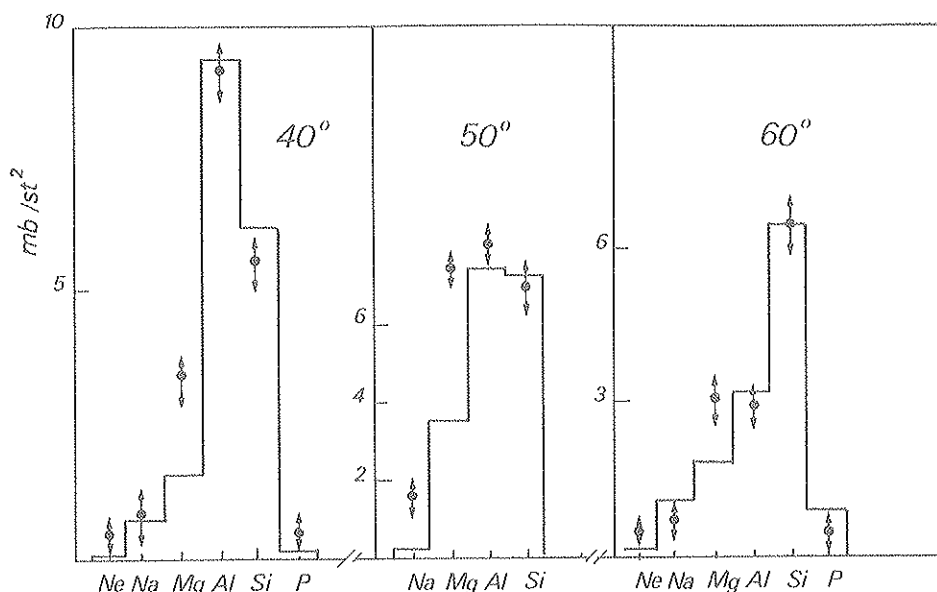


Figure IV.7 : Comparaison des distributions en Z, le trait plein est la simulation par Lancelot de l'évaporation du phosphore, le fragment lourd est détecté à -30° dans l'expérience, le bore à 40° , 50° , 60° .

Le faible nombre d'évènements ne permet de représenter qu'un couple d'angles ($\theta_{HI} = -30^\circ$ $\theta_{O, Be, Li} = +40^\circ$) (figure IV. 8a b c). La limite en énergie de détection du fragment complémentaire phosphore et soufre explique l'absence de ces éléments de la distribution expérimentale (figure IV. 8a).

Dans le cas du béryllium (figure IV. 8b) le code LANCELOT est en accord avec la distribution expérimentale.

Par contre, les distributions expérimentales et théoriques sont différentes pour l'oxygène (figure IV. 8c). Comme dans le cas du carbone à 20° les deux mêmes hypothèses peuvent être faites, c'est-à-dire soit une émission du fragment léger, soit une émission d'un alpha avant la scission.

4. Calcul du moment angulaire transféré

Le moment angulaire du noyau émetteur est celui du couple d'angles qui a la plus grande section efficace, c'est-à-dire correspondant au maximum de la corrélation angulaire (Tableau IV. I).

Tableau IV. 1

Fragment détecté	Li	Be	B	C	N	O
Noyau émetteur	Cl	S	P	Si	Al	Mg
ℓ_a calcul	17 ± 3	14 ± 4	$13,5 \pm 2$	$11,5 \pm 1,5$	10 ± 2	$9 \pm 2,5$

Ces résultats sont comparés aux deux modèles de roulement et de collage. Dans le premier cas il y a transfert de $2/7$ du moment angulaire quel que soit le fragment.

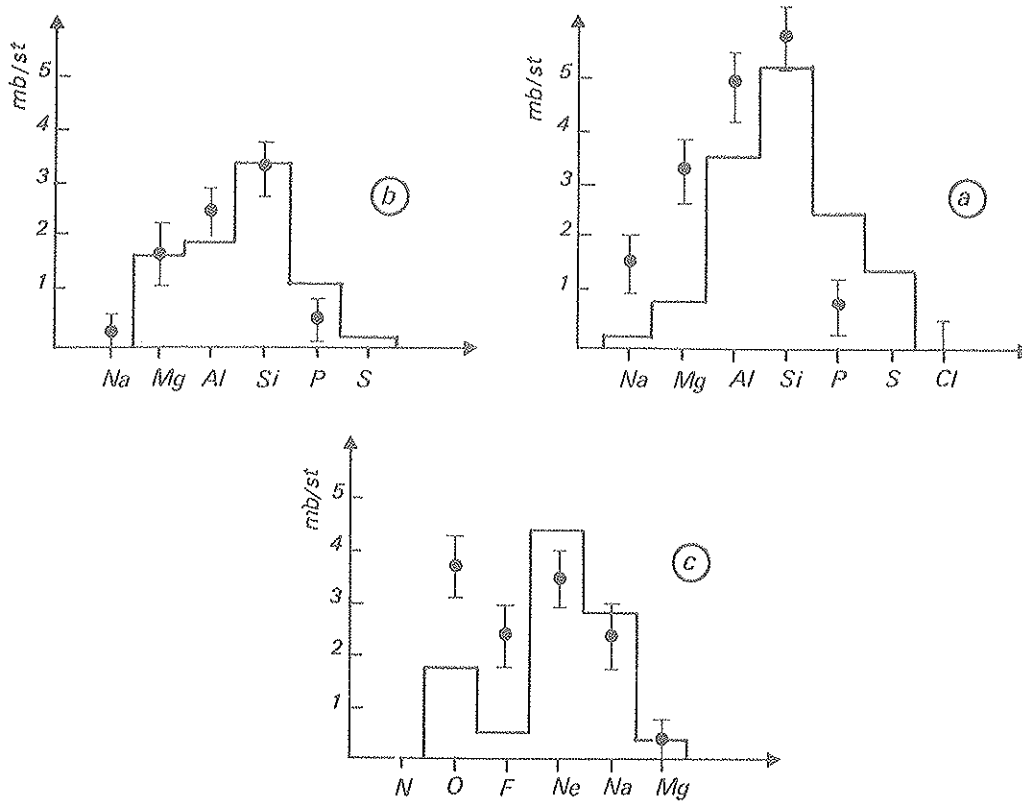


Figure IV. 8 : Comparaison des résultats expérimentaux des fragments en coïncidence (-30°) avec : a) le lithium ($+40^\circ$)
b) le béryllium ($+40^\circ$)
c) l'oxygène ($+40^\circ$) avec le code d'évaporation (trait plein).

Le moment angulaire initial a été choisi comme suit :

$$l_{\text{initial}} = \frac{l_{\text{max}} + l_{\text{crit}}}{2}$$

IV. 1

Dans notre cas $l_{\text{max}} = 38$

$$l_{\text{crit}} = 27$$

$$l_{\text{ini}} = 32,5$$

puisque :

$$\Delta L_{\text{roulement}} = \frac{2}{7} l_{\text{ini}}$$

IV. 2

$\Delta L = 9,3$ identique pour tous les fragments

Dans le modèle de collage le moment angulaire transféré dépend du fragment émetteur :

$$\Delta L_{\text{collage}} = \lim_{ini} \frac{\mathcal{J}_1 + \mathcal{J}_2}{\mathcal{J} + \mathcal{J}_1 + \mathcal{J}_2} \quad \text{IV. 3}$$

avec

$$\mathcal{J}_{1,2} = \frac{2}{5} M_{1,2} R_{1,2}^2 \quad \text{moments d'inertie} \quad \text{IV. 4}$$

$M_{1,2}$ $R_{1,2}$ masse et rayon du noyau résiduel et de la particule émise respectivement.

$$\mathcal{J} = \mu R^2 \quad \text{moment d'inertie relatif} \quad \text{IV. 5}$$

R distance entre les centres des deux ions

Si les masses 1 et 2 sont inégales le moment transféré est supérieur à $2/7$ Li, il est d'autant plus grand que l'asymétrie est plus importante. Le moment angulaire se répartit entre les fragments dans le rapport des moments d'inertie.

La figure IV. 9 montre les résultats expérimentaux du moment transféré en fonction du fragment détecté comparés aux deux modèles de roulement et de collage. Malgré les erreurs statistiques l'expérience indique nettement qu'il y a collage entre les deux ions lors de la collision inélastique. Ce résultat sera confirmé au paragraphe B en mesurant les multiplicités proton et alpha et l'anisotropie des distributions angulaires de ces particules dans le centre de masse.

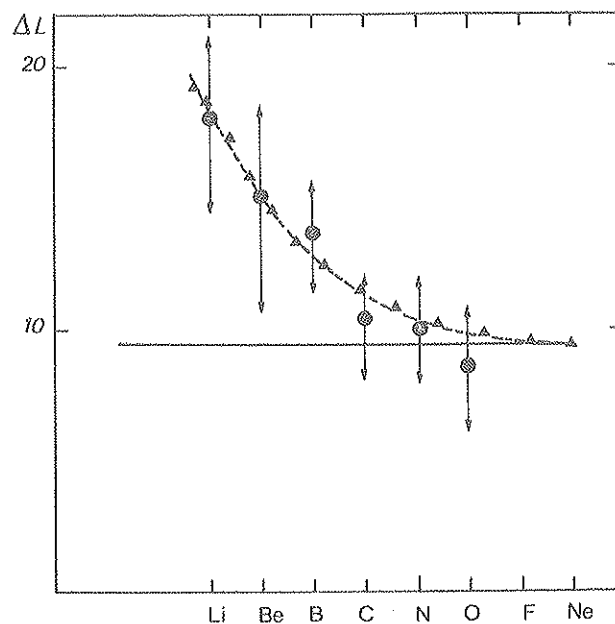


Figure IV. 9 : Moment angulaire transféré en fonction du fragment léger détecté. La courbe pleine est le calcul avec l'hypothèse du roulement, la courbe en pointillé avec celle du collage.

B. ANALYSE DES COINCIDENCES PARTICULES FRAGMENTS A $\theta_{HI} = -30^\circ$

Le dernier paragraphe a montré que le fragment lourd complémentaire évapore des particules légères dans les collisions inélastiques. Celles-ci sont détectées dans le plan de réaction et hors du plan. L'angle θ_{HI} des fragments légers est nettement plus grand que l'angle d'effleurement ($\theta_g = -10^\circ$).

1. Analyse avec une cinématique 3 corps

Le diagramme E_c^l E_α^l est représenté figure IV. 10 pour le couple d'angles $\theta_c = -30^\circ$ $\theta_\alpha = +40^\circ$. Le carbone ayant le plus grand nombre d'évènements a été choisi comme exemple.

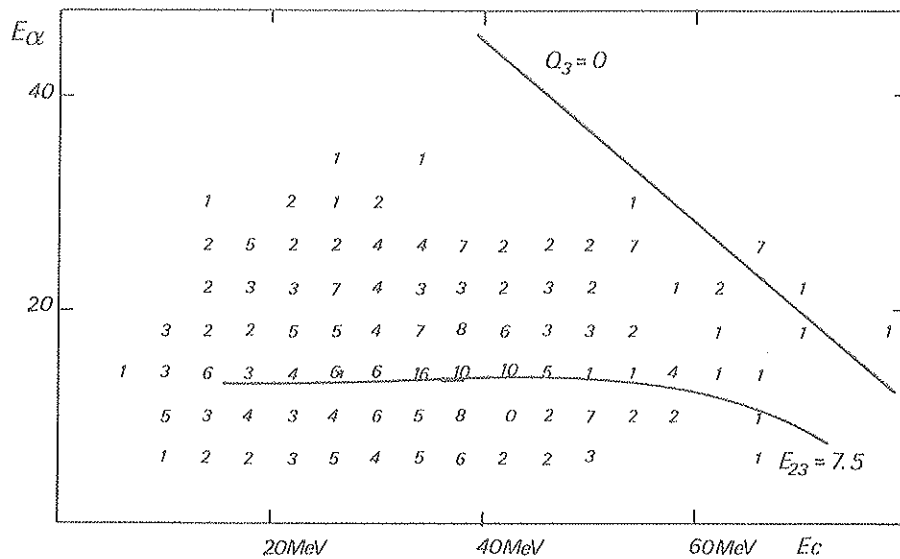


Figure IV. 10 : Diagramme trois corps alpha carbone $\theta_\alpha = +40^\circ$, $\theta_C = -30^\circ$

Le maximum des évènements se trouve sur la ligne $E_{23} = 7.5$ MeV. E_{23} représente l'énergie relative de l'alpha et du magnésium lors de l'évaporation de l'alpha à partir du silicium (processus 1 chapitre I paragraphe C 2). Le spectre énergétique des alphas est comparé (figure IV. 11) à celui obtenu avec un code d'évaporation. L'énergie d'excitation est calculée à partir de l'énergie moyenne du carbone en supposant une réaction à deux corps et une répartition suivant les masses. Le moment angulaire moyen (10) est le même que celui obtenu au paragraphe A pour le carbone. Dans le code DESTIN la vitesse du fragment complémentaire (silicium) est simulée pour obtenir le spectre énergétique des alphas dans le laboratoire (courbe pleine figure IV. 11), l'angle de recul θ_R étant pris comme référence. L'accord est satisfaisant, l'évaporation des alphas à partir du silicium explique la forme du spectre expérimental.

En outre DESTIN calcule le spectre énergétique des alphas dans le centre de masse du silicium. La température moyenne déduite est de 3,5 MeV valeur voisine de celle du système composite (3,7 MeV).

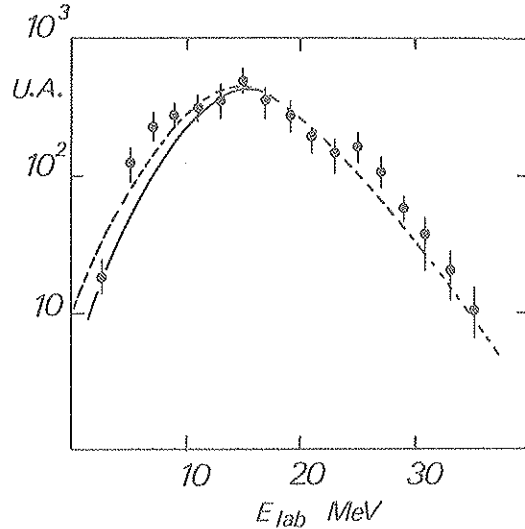


Figure IV.11 : Distribution énergétique des alphas à 40° en coïncidence avec le carbone à -30°. La courbe pleine représente la simulation par DESTIN de l'évaporation d'un alpha à partir du silicium 29.

L'examen des angles arrière ($\theta_\alpha = 50^\circ, 60^\circ, 70^\circ, 120^\circ$) donne des résultats analogues : les alphas proviennent du fragment complémentaire.

Par contre la distribution est différente à l'angle $\theta_\alpha = +15^\circ$ (figure IV.12 et figure IV.13). Le spectre énergétique alpha expérimental composé à la simulation montre nettement une autre composante dont l'énergie moyenne est de 24 MeV. Celle-ci est légèrement inférieure à l'énergie par nucléon du faisceau. D'après la cinématique 3 corps ce résultat n'est pas possible avec l'émission d'un alpha à partir du fragment léger (ligne E_{12} sur la figure IV.12). La seule explication est qu'un alpha soit émis au premier stade de la réaction. Le système dinucléaire restant est en rotation avec la possibilité d'échanger des nucléons. La séparation a lieu obligatoirement lorsque le fragment léger est de l'autre côté du faisceau par rapport à l'alpha (figure IV.14) car le carbone est détecté bien au-delà de l'angle d'effleurement.

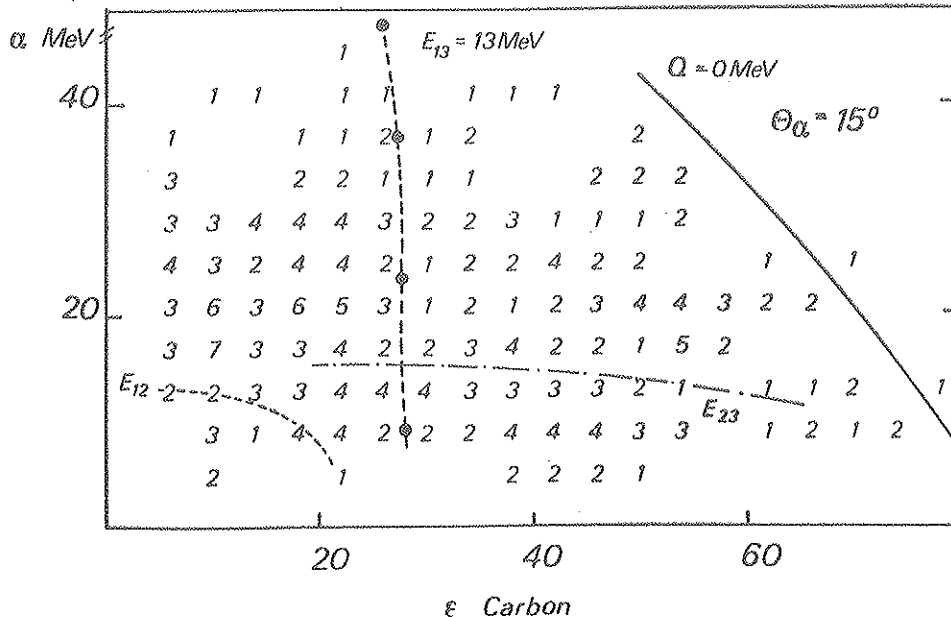


Figure IV.12 : Diagramme à 3 corps carbone alpha, le carbone est détecté à -30°.

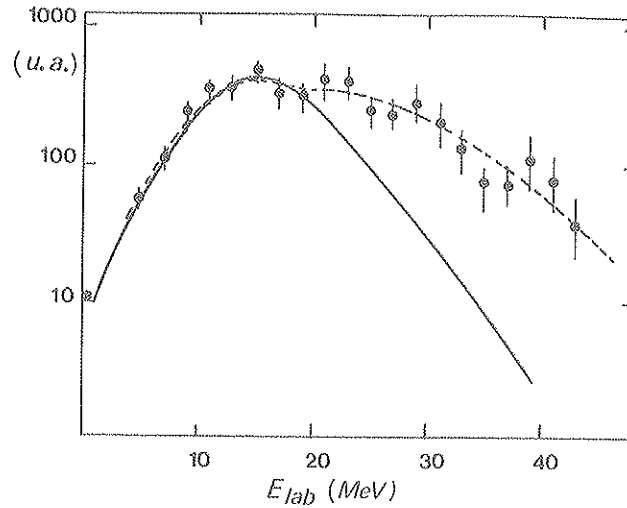


Figure IV.13 : Distribution énergétique des alphas à 15° en coïncidence avec le carbone détecté à -30° . Le trait plein est la simulation obtenue avec le code d'évaporation.

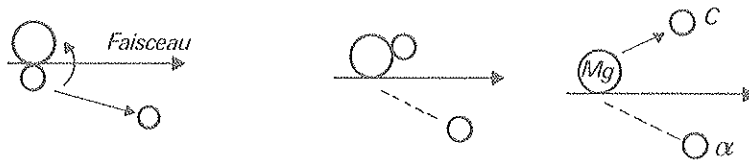


Figure IV.14

On reconnaît ici le processus 3 (chapitre I paragraphe C 2) c'est-à-dire l'émission prompt d'alphas. La valeur E_{31} est calculée pour le maximum d'évènements (figure IV 12 ligne E_{31}). Elle est de 18 MeV, cette énergie relative est proche de la barrière coulombienne des deux fragments carbone et magnésium.

Aux couples d'angles situés du même côté du faisceau il est possible de détecter une faible contribution d'émission du fragment léger ^[38], celle-ci peut se confondre avec le processus précédent.

La situation est identique pour les coïncidences avec tous les autres fragments légers. L'énergie moyenne E_{23} est représentée sur la figure IV.15 en fonction de l'angle θ_α . S'il y a seulement une émission à partir du fragment complémentaire cette énergie doit être constante en fonction de θ_α et être égale à 6 à 8 MeV suivant le fragment. Comme dans le cas du carbone une composante plus énergétique est présente aux angles avant, situés ou non du même côté que le fragment. Ce phénomène explique la valeur plus grande de E_{23} à ces couples d'angles. On rappelle que l'émission à partir du fragment léger est possible à $\theta_\alpha = -15^\circ$ et $\theta_\alpha = -50^\circ$.

L'analogie des résultats concernant tous les fragments confirme l'hypothèse d'une

émission prompt d'un alpha suivie d'une rotation avec échange de nucléons du système dinucléaire puis de la séparation en deux fragments. L'échange de nucléons est analogue à celui qui se passe dans les collisions inélastiques.

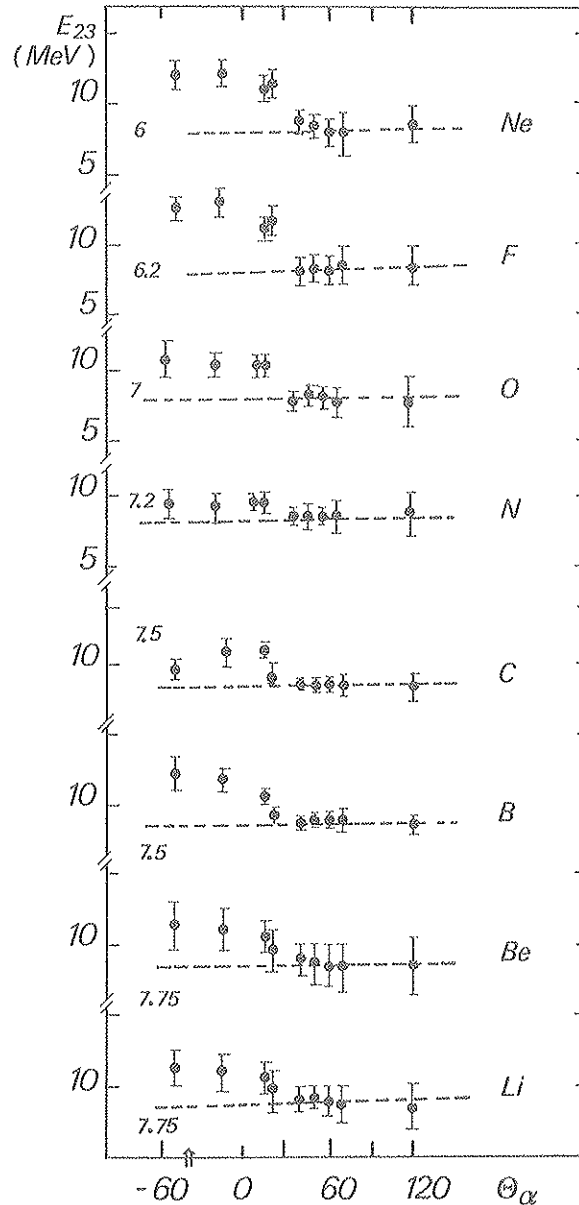


Figure IV. 15 : Energie relative du système 23 en fonction de θ_α à $\theta_\alpha^{\text{HI}} = -30^\circ$, l'émission à partir du fragment léger est possible à $\theta_\alpha = -50^\circ$ et $\theta_\alpha^{\text{HI}} = -15^\circ$.

La même analyse est faite pour les coïncidences proton-fragment. La valeur de E_{23} est constante quel que soit l'angle θ_p (figure IV. 16) positif. La valeur plus élevée de E_{23} pour les angles $\theta_p = -15^\circ$ et $\theta_p = -50^\circ$ s'explique par une faible contribution de l'émission à partir du fragment-léger. Aucune présence de proton direct n'est discernable autour de 7 MeV énergie de l'ordre de grandeur de celle du faisceau.

Les diagrammes trois corps permettent de mettre en évidence les contributions des divers processus.

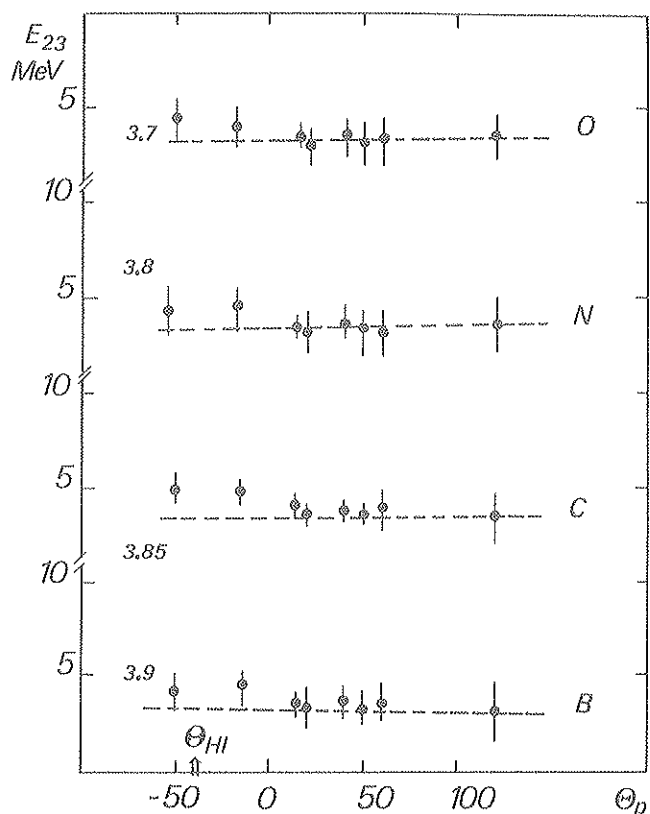


Figure IV. 16 : L'énergie relative E_{23} en fonction de θ_p le fragment est détecté à -30° . L'émission à partir du fragment léger est possible à $\theta_p = -50^\circ$ et $\theta_p = -15^\circ$.

2. Corrélations angulaires

Elles présentent toutes des maxima pour l'angle de recul moyen du fragment complémentaire aussi bien pour les alphas (figure IV. 17) que pour les protons (figure IV. 18). La dissymétrie apparente - la pente est plus douce pour les corrélations du même côté du faisceau - provient des seuils de détection pour les angles arrière et surtout de l'émission de particules directes pour les angles avant.

Grâce aux diagrammes 3 corps les diverses contributions sont séparées à $\theta_\alpha = -15^\circ$ $\theta_\alpha = +15^\circ$ $\theta_\alpha = -50^\circ$. Les corrélations angulaires des figures IV. 19 à IV. 22 représentent seulement l'émission à partir du fragment complémentaire.

Les courbes continues et pointillées sont obtenues par simulation de l'évaporation des alphas et des protons respectivement par LANCELOT et DESTIN.

Les paramètres utilisés sont ceux du paragraphe A du chapitre IV. La corrélation théorique correspond à la distribution angulaire des particules dans le plan de part et d'autre de l'angle moyen de recul car particule et résidu d'évaporation ne sont pas corrélés dans ce cas.

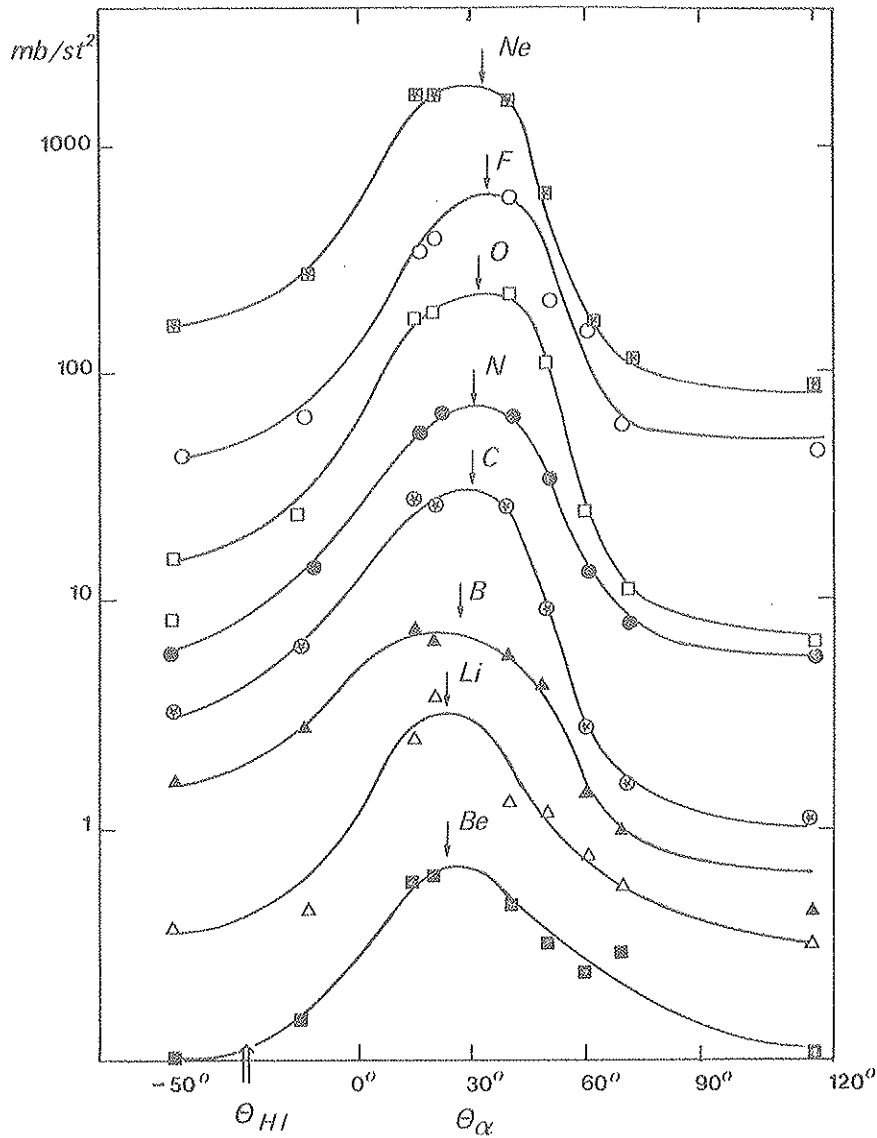


Figure IV.17 : Corrélations angulaires fragments alpha à $\theta_{HI} = -30^\circ$. Les sections efficaces du néon et du fluor sont multipliées par 100, celle de l'oxygène par 10 celle de l'azote par 4, celle du béryllium est divisée par 5.

Une mesure hors du plan a été effectuée à $\phi = 20^\circ$ (angle azimutal). Elle permet d'intégrer dans l'espace et d'obtenir les multiplicités alpha et proton pour le fragment détecté à $\theta_{HI} = -30^\circ$. Les résultats sont présentés sur le tableau IV.2.

Malgré les erreurs expérimentales importantes l'ordre de grandeur des calculs est en accord avec les résultats expérimentaux. La multiplicité alpha est toujours plus grande que celle des protons. Dans le cas du carbone le rapport $M_\alpha/M_p = 0,6$ au lieu de 1,3 implique un moment angulaire moyen du noyau émetteur de 6 au lieu de 11. Le modèle de la collision inélastique serait dans ce cas le roulement. Les multiplicités expérimentales confirment donc l'hypothèse du collage entre les noyaux lors de la collision inélastique [39].

Tableau IV. 2

	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne
$M_{\alpha \text{exp}}$	$0,55 \pm 0,25$	$0,55 \pm 0,25$	$0,61 \pm 0,25$	$0,68 \pm 0,25$	$0,55 \pm 0,25$	$0,75 \pm 0,3$	$0,85 \pm 0,35$	$1,5 \pm 0,5$
$M_{\alpha \text{th}}$	0,9	0,85	0,71	0,72	0,75	0,78	0,9	0,9
$M_{p \text{exp}}$	$0,4 \pm 0,2$	$0,45 \pm 0,2$	$0,35 \pm 0,2$	$0,5 \pm 0,2$	$0,43 \pm 0,25$	$0,55 \pm 0,25$	$0,6 \pm 0,3$	$1 \pm 0,4$
$M_{p \text{th}}$	0,62	0,65	0,44	0,39	0,41	0,38	0,3	0,3
ℓ_a	17	14	13,5	10,5	10	9	5,5	5,5

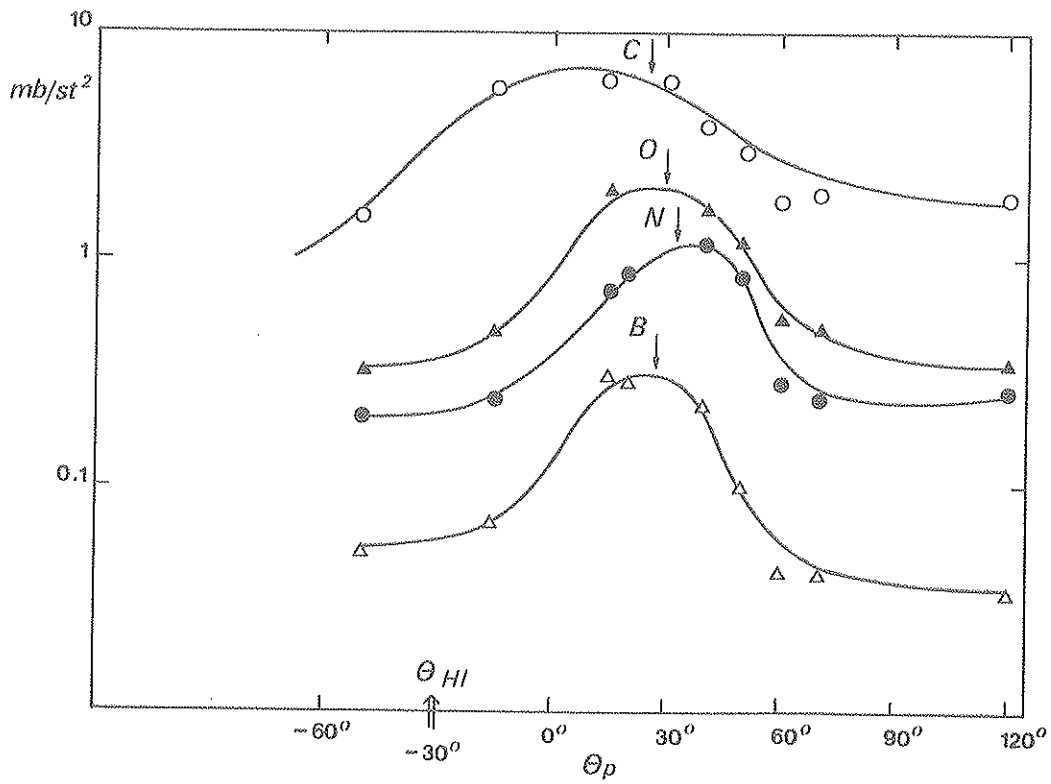


Figure IV. 18 : Corrélation angulaire fragment-proton à $\theta_{HI} = -30^\circ$. La section efficace de l'oxygène est multipliée par 2 celle du bore divisée par 10.

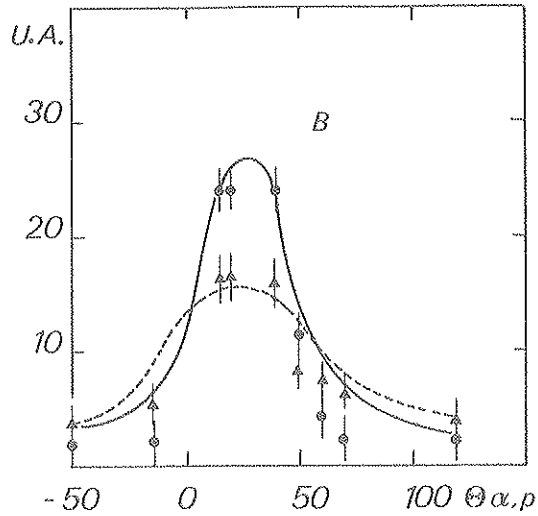


Figure IV.19 : Corrélations angulaires $\alpha(\cdot)$, p (Δ) - bore corrigées de l'émission prompt. Les traits plein et pointillé représentent les simulations par Destin pour les alphas et les protons respectivement évaporés du phosphore.

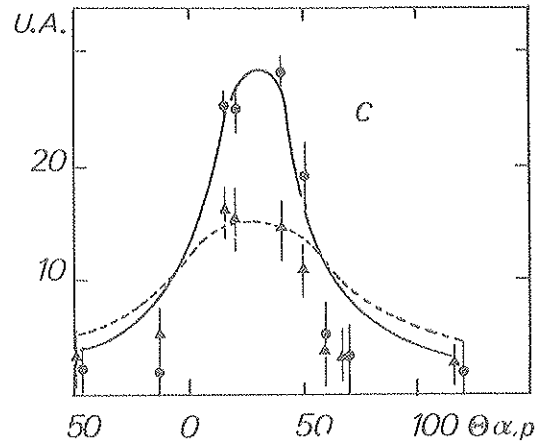


Figure IV.20 : Corrélations angulaires $\alpha(\cdot)$, p (Δ) - carbone corrigées de l'émission prompt. Les traits plein et pointillé représentent les simulations par Destin pour les alphas et les protons respectivement évaporés du silicium.

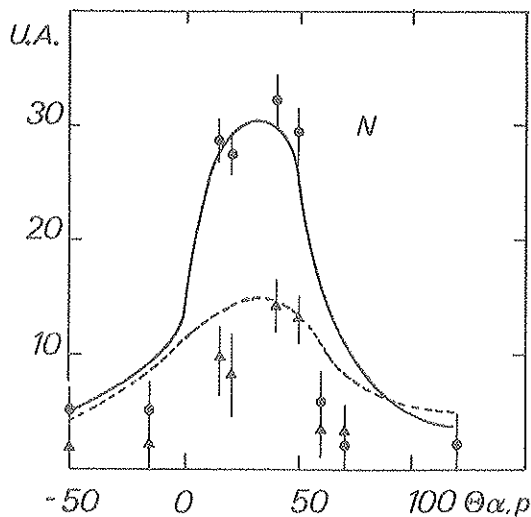


Figure IV.21 : Corrélations angulaires $\alpha(\cdot)$, p (Δ) azote corrigées de l'émission prompt. Les traits plein et pointillé représentent les simulations par Destin pour les alphas et les protons respectivement évaporés de l'aluminium.

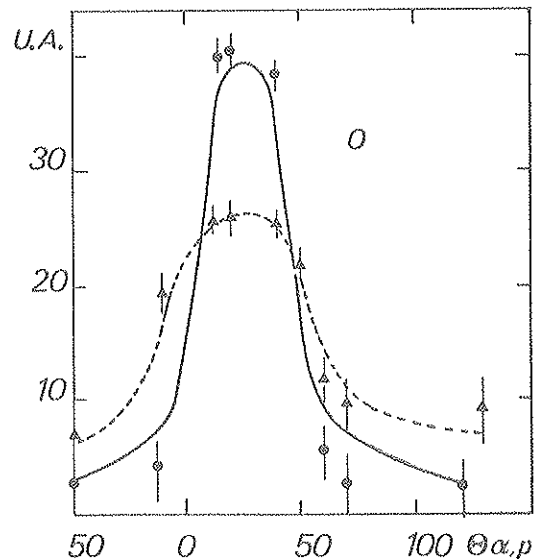


Figure IV.22 : Corrélations angulaires $\alpha(\cdot)$, p (Δ) - oxygène corrigées de l'émission prompt. Les traits plein et pointillé représentent les simulations par Destin pour les alphas et les protons respectivement évaporés du magnésium.

Des mesures hors plan ont également montré qu'il y a eu collage entre les ions avant l'émission de particules alphas dans les réactions $\text{Ar} + \text{Ni}$ [40] et $\text{Ar} + \text{Nb}$ [41]. Les températures déduites des spectres alphas dans leurs systèmes de référence respectifs sont voisines de celle du système composite.

Il y a deux explications à la multiplicité élevée du néon :

a) pour cet élément la séparation est symétrique dans la collision inélastique. L'énergie d'excitation se partage d'une manière égale entre les deux fragments, il y a donc deux fois plus de chances de détecter la coïncidence α -néon.

b) le néon peut être un résidu d'évaporation de la réaction $^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$, dans ce cas la multiplicité alpha est de l'ordre de 4.

La part due à l'émission à partir du fragment léger ou à l'émission prompte d'alphas est estimée à 6%. Ce résultat justifie l'hypothèse faite dans le paragraphe III A.

3. Emission dans le centre de masse du fragment complémentaire

Les différentes contributions des processus 1 et 3 ayant été séparées on a pu construire les distributions angulaires dans le centre de masse du noyau émetteur (figure IV.23).

La courbe en trait plein représente le résultat de la simulation obtenue avec LANCELOT et DESTIN.

L'anisotropie est relativement forte pour toutes les distributions. Elle est de l'ordre de 3,5 entre 10° et 90° pour les fragments ayant les sections efficaces les plus grandes.

D'après ERICSON^[42] la distribution angulaire est de la forme :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx 1 + \beta/2 \cos^2 \theta \quad \text{IV.6}$$

avec

$$\beta = \frac{m R^2 \omega^2}{2T} \quad \text{IV.7}$$

m masse de la particule émise

ω fréquence classique de rotation

R rayon où a lieu l'évaporation de la particule

T température du noyau émetteur

L'anisotropie est d'autant plus forte que l'énergie de rotation qui favorise l'émission dans le plan perpendiculaire est plus grande et que la température qui tend à uniformiser les énergies est plus faible.

En exprimant ω on en déduit :

$$\beta = \frac{m R^2 \ell b^2}{2 T J^2}$$

IV. 8

ℓb moment angulaire du noyau émetteur

De l'expérience (figure IV. 23) on déduit le moment angulaire du noyau émetteur (tableau IV. 3).

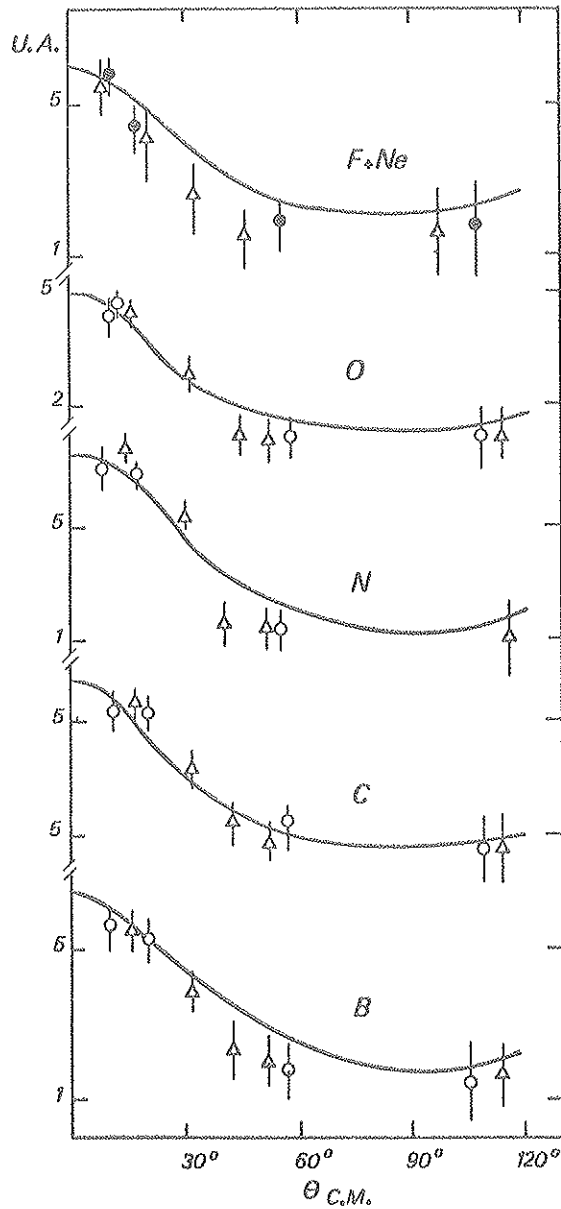


Figure IV. 23 : Anisotropie des alphas dans le centre de masse. Les ronds et les triangles représentent les points expérimentaux situés de part et d'autre de l'angle de recul.

Tableau IV. 3

	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne
$A \ 10^\circ/90^\circ$	3, 8	3, 7	3, 6	3, 3	3, 65	3, 5	2, 7	2, 6
ℓ_b	$17 \pm 3, 5$	16 ± 4	$12 \pm 2, 5$	$9, 5 \pm 2$	9 ± 2	8 ± 2	$6 \pm 2, 5$	$6 \pm 2, 5$

La température a été déduite de la distribution énergétique des particules dans le centre de masse du noyau émetteur. Elle est de l'ordre de 3, 5 MeV pour tous les fragments. Le moment angulaire ℓ_b (déduit de l'anisotropie) est comparable à ℓ_a (tableau IV. 2) pour tous les fragments du lithium à l'oxygène.

Le moment transféré en fonction du fragment détecté montre nettement qu'il y a collage entre les deux ions (figure IV. 24).

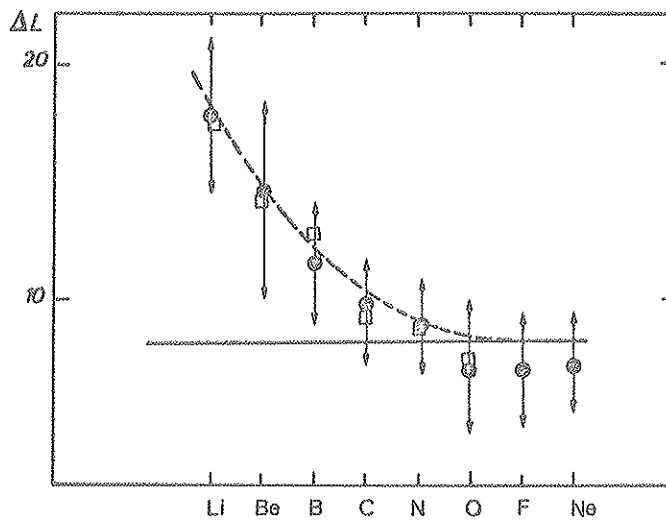


Figure IV. 24 : Moment angulaire transféré en fonction du fragment léger détecté. La courbe pleine représente $\Delta \ell$ pour le roulement, la courbe discontinue pour le collage.

Lorsque le fragment léger est détecté très en arrière de l'angle d'effleurement on peut déduire des résultats expérimentaux les conclusions suivantes :

- il se forme après la collision un système composite en rotation où les deux fragments sont collés entre eux
- il y a échange de nucléons entre les deux fragments
- après la séparation de ceux-ci le plus lourd émet des particules légères.

C. ANALYSE DES COINCIDENCES PARTICULES-FRAGMENT A $\theta_{HI} = -10^\circ$

Les fragments sont émis à l'angle d'effleurement.

1. Analyse avec la cinématique 3 corpsa) alphas

La situation est plus complexe que dans le cas précédent car le processus 2 c'est-à-dire l'émission à partir du fragment complémentaire n'est plus prépondérante (figure IV.25 à IV.30 pour les divers fragments légers à $\theta_\alpha = 15^\circ$). A ce couple d'angles le maximum des coïncidences ne se situe pas au bore, signe d'une cassure du projectile (figure IV.31). La figure IV.26 montre le diagramme E_1^l, E_2^l pour le bore à $\theta_\alpha = 15^\circ$. Les événements sont dans une zone proche de $Q_3 = 0$. Le nombre de coups en fonction de la somme des énergies cinétiques est représenté (figure IV.32). Le maximum très prononcé de cette distribution est à $Q_3 \sim 6$ MeV alors que ce maximum serait à $Q_3 = 0$ pour un vrai "break up" du projectile. La grande majorité des coïncidences (80%) se trouve dans une zone de $Q_3 = 6 \text{ MeV} \pm 2 \text{ MeV}$.

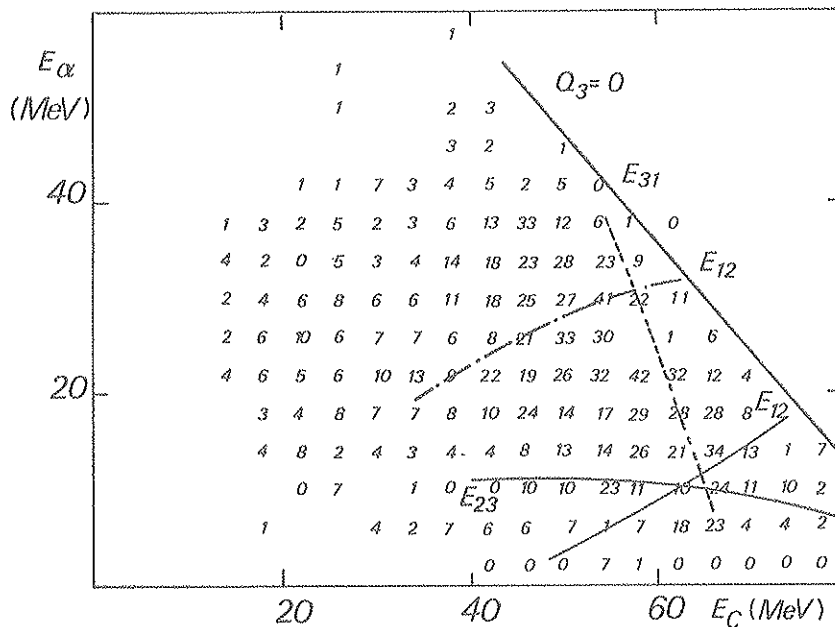


Figure IV.25 : Diagramme 3 corps carbone alpha $\theta_C = -10^\circ, \theta_\alpha = +15^\circ$.

Une évaporation à partir du fragment léger impliquerait que la majorité des événements soit sur les lignes $E_{12} = 4$ MeV valeur la plus probable, ce qui n'est pas le cas (figure IV.26). Le maximum expérimental correspond à un angle de 90° dans le centre de masse du fragment léger.

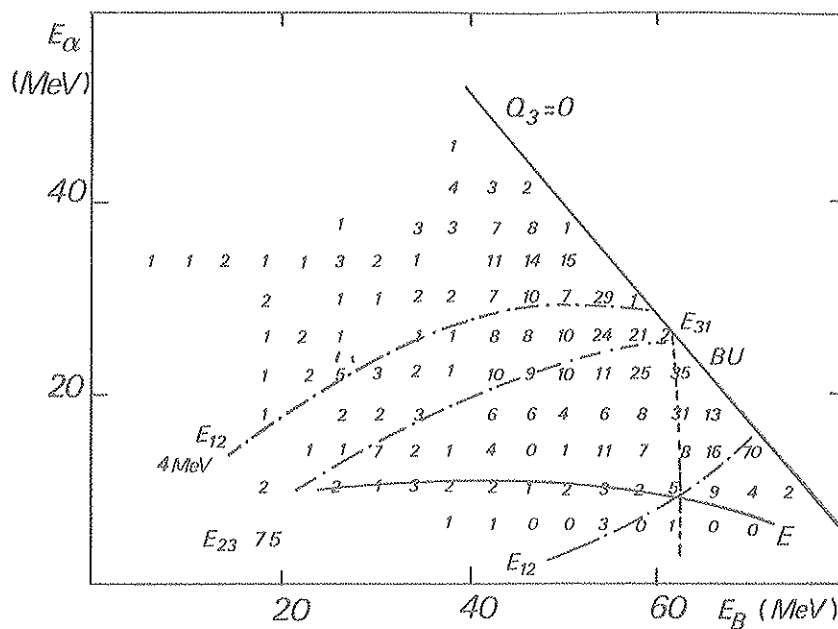


Figure IV.26 : Diagramme 3 corps bore alpha $\theta_B = -10^\circ$, $\theta_\alpha = +15^\circ$.

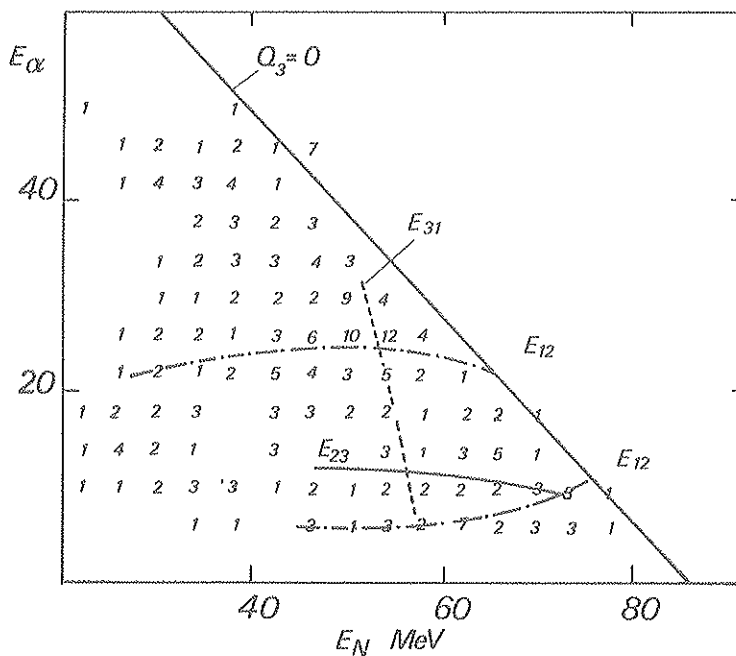


Figure IV.27 : Diagramme 3 corps azote alpha $\theta_N = -10^\circ$, $\theta_\alpha = +15^\circ$.

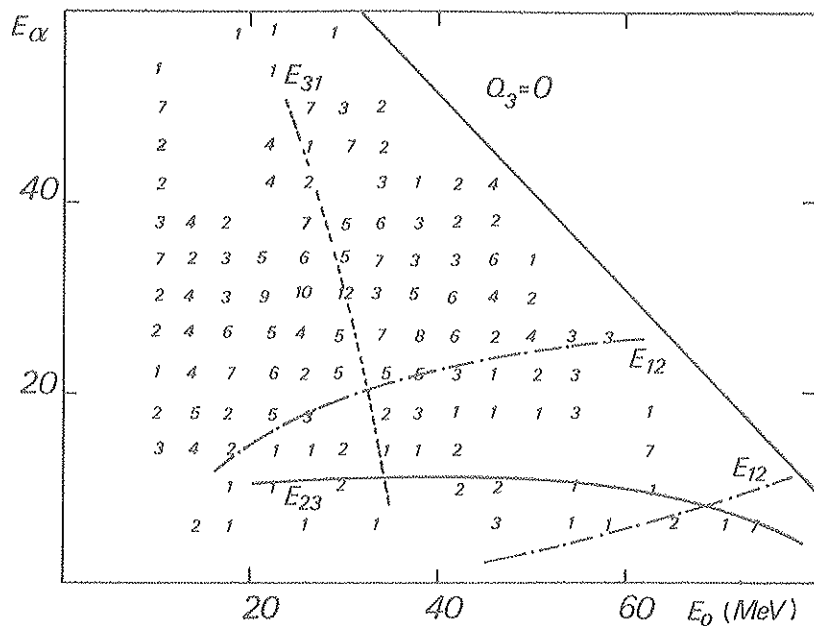


Figure IV. 28 : Diagramme 3 corps oxygène alpha $\theta_O = -10^\circ$, $\theta_\alpha = +15^\circ$.

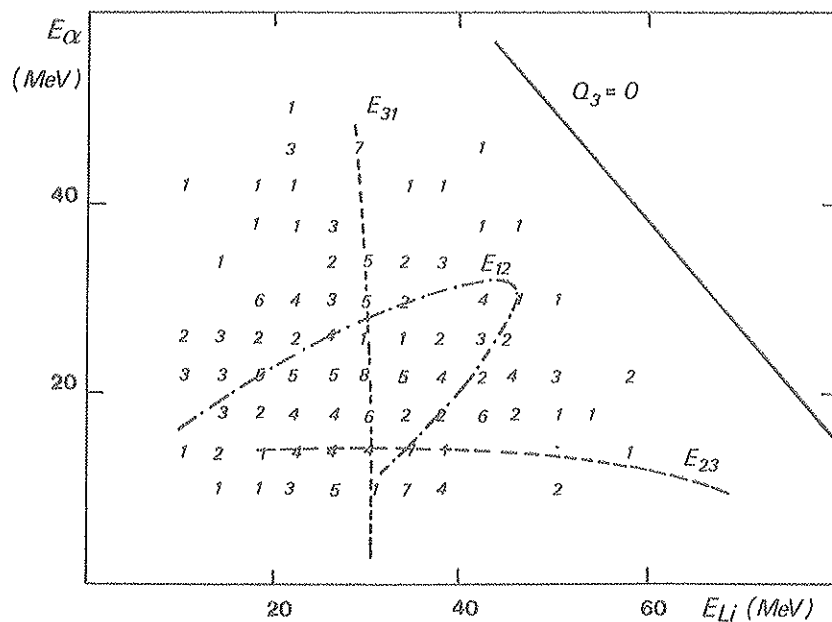


Figure IV. 29 : Diagramme 3 corps pour le lithium $\theta_{Li} = -10^\circ$, $\theta_\alpha = +15^\circ$.

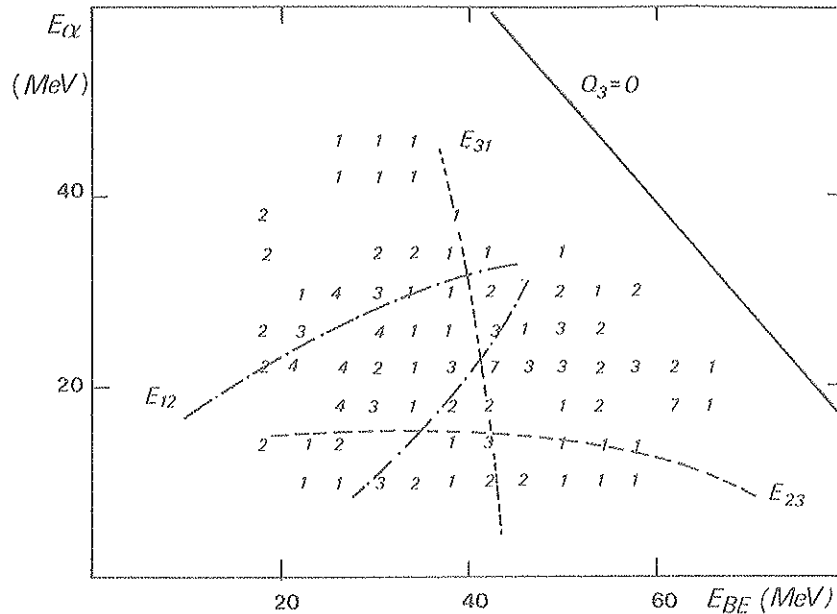


Figure IV.30 : Diagramme 3 corps pour le béryllium $\theta_{BE} = -10^\circ$ $\theta_\alpha = 15^\circ$.

Une simulation de cette contribution des fragments légers donne un diagramme différent (figure IV.33). Il a deux maxima pour les événements corrélés. Pour obtenir cette simulation avec LANCELOT il faut que l'azote excité soit émis entre 0° et 6° avec une énergie cinétique de 83 MeV. L'énergie d'excitation est voisine de 16 MeV d'après la cinématique à deux corps. L'énergie de séparation de l'alpha à partir de ^{14}N est de 11,4 MeV, l'énergie nécessaire au passage de la barrière coulombienne est de 3 MeV environ. Cela veut dire que pratiquement toute l'énergie d'excitation est restée sur ^{14}N ce qui n'est pas réaliste physiquement dans le cas d'une émission après séparation des ions. Dans le cas du carbone (le plus grand nombre d'événements), il faudrait que l'oxygène après le transfert d'un proton conserve toute l'excitation disponible de manière à ce que les événements corrélés soient dans la région du maximum expérimental (figure IV.25).

En examinant les autres fragments il se dégage deux constatations (figure IV.25 à IV.30) :

- le maximum des événements se trouve à un Q_3 de plus en plus négatif au fur et à mesure que l'on s'éloigne du bore.
- l'énergie moyenne des alphas est à peu près identique dans tous les cas, elle est légèrement inférieure à l'énergie du faisceau.

Si le processus 3 est envisagé c'est-à-dire l'émission d'un alpha prompt à une énergie voisine de celle du faisceau et la fragmentation du système di-nucléaire restant $^{37}\text{Ar}^*$, l'énergie des alphas n'est pas reliée dans ce cas à celle du fragment léger. La seule chose que l'on connaisse c'est que l'énergie relative E_{31} des deux fragments doit être supérieure à la barrière coulombienne. A partir du diagramme trois corps le tableau IV.4 donne l'énergie E_{31} au

maximum des évènements.

Tableau IV, 4

	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne
E_{31} (MeV)	27	31	38	30	28	18	16	16

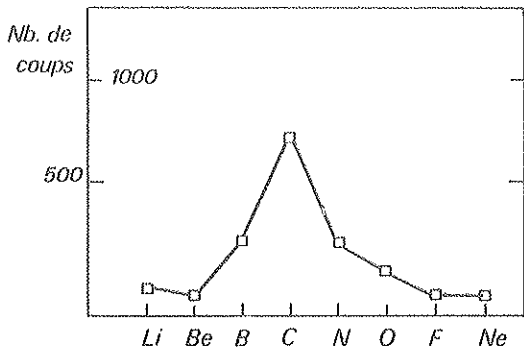


Figure IV.31 : Nombre de coïncidences alpha-fragments des collisions inélastiques.

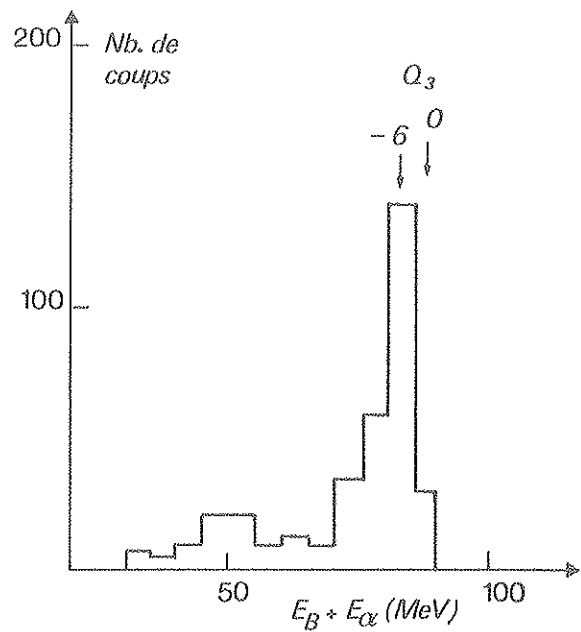


Figure IV.32 : Somme des énergies cinétiques du bore et de l'alpha pour $\theta_B = -10^\circ, \theta_\alpha = +15^\circ$.

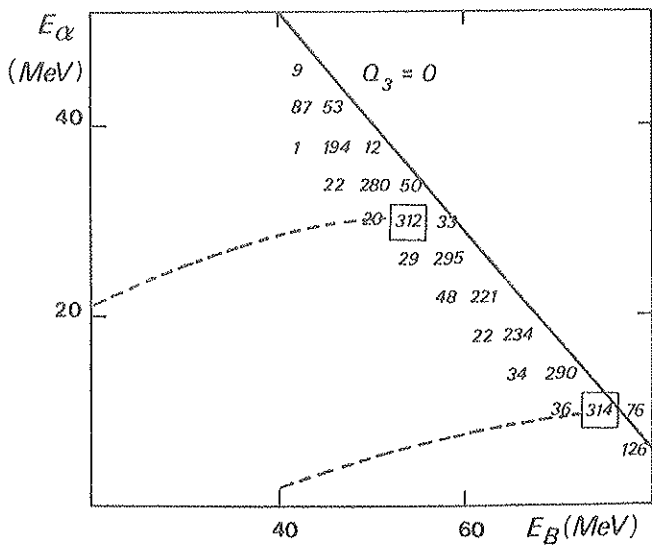


Figure IV.33 : Simulation du diagramme 3 corps par CORREL pour $\theta_\alpha = 15^\circ$ et $\theta_B = -10^\circ$.

Le maximum de E_{31} est très net au bore. La valeur de E_{31} diminue lorsque le transfert de nucléons est de plus en plus important. Les fragments sont de plus en plus relaxés.

Les alphas d'énergie supérieure à 20 MeV ont le même comportement qu'ils soient en coïncidence avec le bore ou avec les autres fragments lorsqu'ils sont détectés hors du plan figure IV. 34.

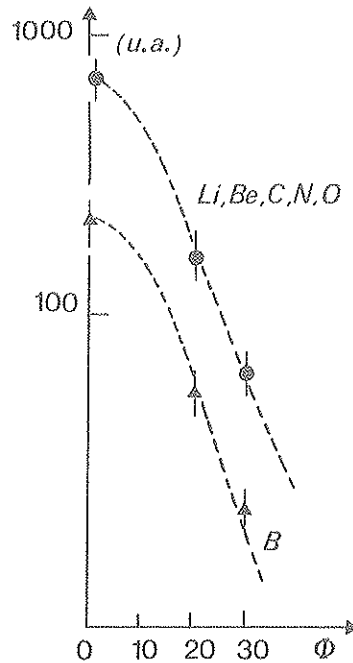


Figure IV. 34 : Comparaison des distributions hors plan des alphas d'énergie supérieure à 20 MeV pour le bore et les autres fragments.

Tous ces résultats suggèrent qu'un alpha est émis au premier stade de la réaction dans la zone de contact du projectile et de la cible. Le système di-nucléaire résiduel peut échanger des nucléons entre chacun des deux fragments jusqu'à la rupture. Ce processus ressemble à une collision très inélastique entre ^{10}B et ^{27}Al , la prépondérance du carbone est alors expliquée par le Q plus favorable (paragraphe D chapitre IV). Cette explication est également valable pour le couple d'angles $\theta_{\text{HI}} = -30^\circ$ $\theta_{\alpha} = +15^\circ$.

Aux angles arrière ($\theta_{\alpha} \geq 40^\circ$) en représentant les valeurs de E_{23} en fonction de θ_{α} , seule l'émission à partir du fragment complémentaire est présente (figure IV. 35). Par contre pour $\theta_{\alpha} = -27^\circ$ situé du même côté du faisceau une émission à partir du fragment léger est possible.

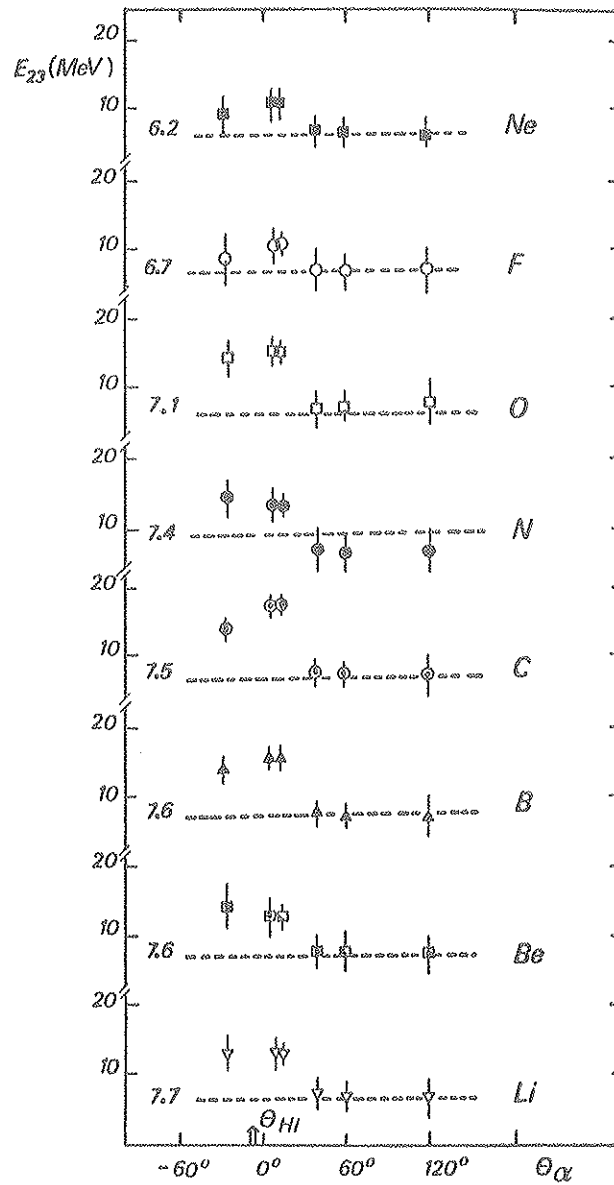


Figure IV.35 : Energie relative du système 23 en fonction de θ_α à $\theta_{HI} = -10^\circ$

b) protons

Le nombre des coïncidences est très important pour le carbone lorsque $\theta_p = +15^\circ$ (figure IV.36). Leur nombre reste cependant très inférieur à celui des alphas.

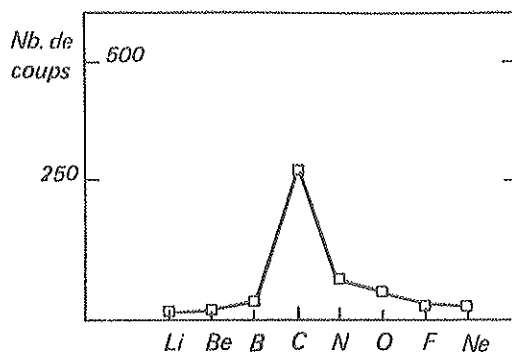


Figure IV.36 : Nombre de coïncidences proton-fragment des collisions inélastiques.

Il y a deux maxima à $Q_3 = -12$ MeV sur le diagramme 3 corps pour une énergie relative $E_{12} = 1.5$ MeV (figure IV. 37). C'est la signature caractéristique d'une émission à partir du fragment léger.

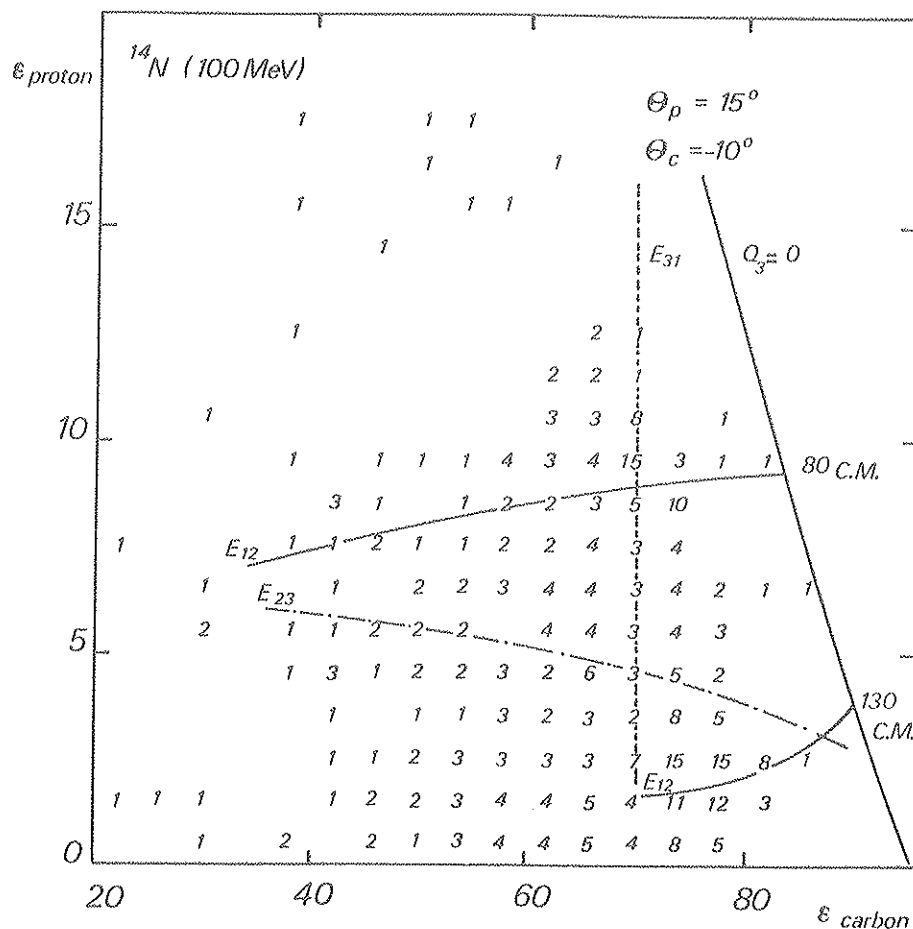


Figure III. 37 : Diagramme 3 corps pour le carbone $\theta_c = -10^\circ$ $\theta_p = +15^\circ$

Le résultat d'une simulation calculée de la même façon que les alphas donne une reproduction excellente (figure IV. 38). L'énergie de séparation du proton dans ^{14}N (7,5 MeV) et la faible barrière coulombienne, la masse voisine du noyau résiduel par rapport au noyau émetteur font que pour le proton l'émission à partir du fragment léger est possible après partage de l'énergie d'excitation entre les deux fragments.

L'émission à partir du fragment léger existe également pour les angles $\theta_p = -27^\circ$ et $\theta_p = -5^\circ$. Dans ces deux cas, à cause du seuil de détection, seul le maximum correspondant à l'énergie des protons la plus élevée est visible sur les diagrammes trois corps.

Seule la composante d'évaporation à partir du fragment complémentaire est observée.

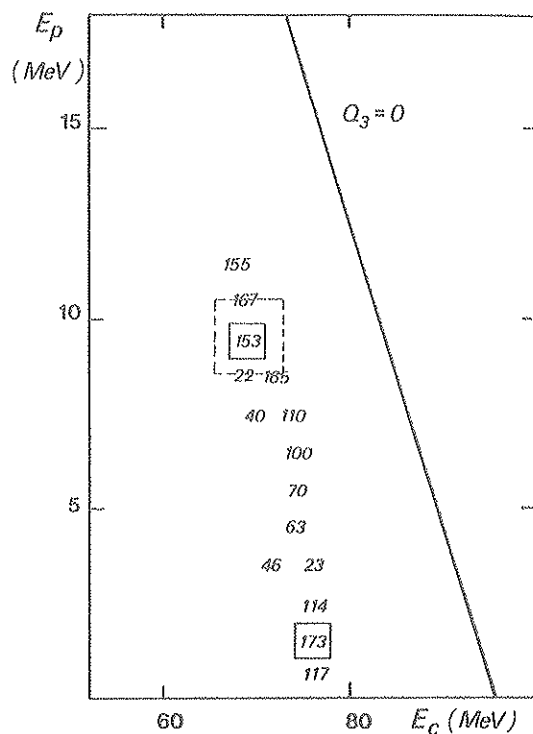


Figure IV.38 : Simulation du diagramme 3 corps par CORREL pour $\theta_p = 15^\circ$ et $\theta_C = -10^\circ$

Avec les fragments autres que le carbone (figure IV.39) l'énergie relative E_{23} est pratiquement constante en fonction de θ_p . C'est également le cas pour le carbone quand $\theta_p \geq 40^\circ$.

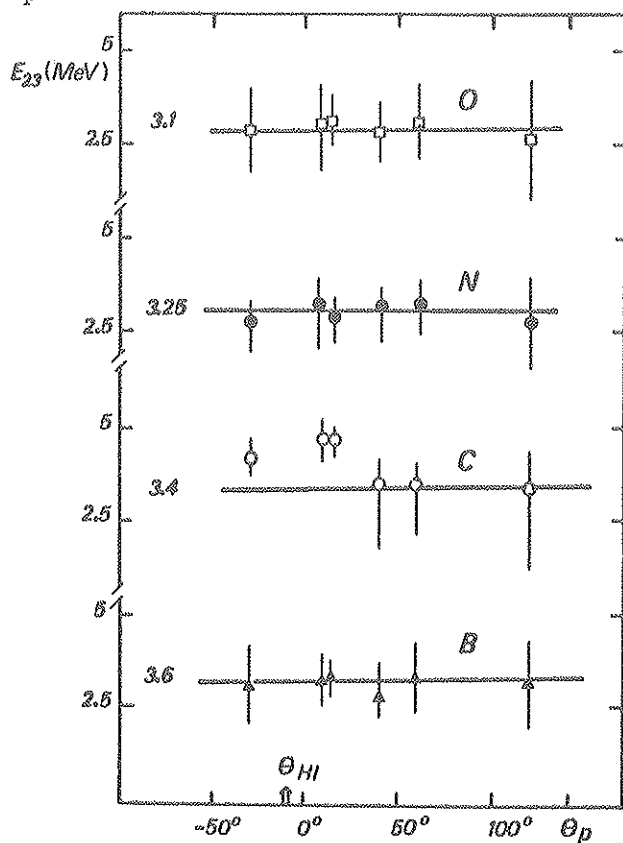


Figure IV.39 : Energie relative du système 23 en fonction de θ_p , $\theta_{HI} = -10^\circ$. L'émission à partir du fragment léger est possible aux angles $\theta_p = -27^\circ, +10^\circ, +15^\circ$.

A l'inverse des alphas aucune composante d'énergie par nucléon voisine de celle du faisceau (7 MeV) n'est observée.

On rappelle dans ce paragraphe qu'on a décelé aux angles avant des particules alphas dont la vitesse est voisine de celle du faisceau. Ces alphas peuvent être expliqués comme une émission prompte. A ces mêmes angles la signature des protons est celle d'une émission à partir du fragment léger.

L'émission à partir du fragment complémentaire existe aux angles arrière, l'analyse des corrélations angulaires va permettre d'avoir un ordre de grandeur quantitatif de ces processus.

L'influence de la contamination va être envisagée dans le prochain paragraphe.

2. Influence de la contamination

On examine le cas du néon qui a une petite section efficace expérimentale 20 mb (figure III. 4). La section efficace du néon dans la réaction $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$ à une énergie incidente de 100 MeV est de 120 mb (figure III. 6). C'est donc un élément qui doit être sensible au dépôt de carbone sur la cible. Il va nous servir à déterminer l'épaisseur moyenne de carbone qui se dépose sur la cible au cours de l'expérience.

Lorsque le néon est détecté à -10° en coïncidence avec des alphas à $+15^\circ$, nous avons remarqué que le pourcentage des alphas ayant une énergie supérieure à 30 MeV est très important (38%) dans le cas de la réaction $^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$. C'est le pourcentage le plus élevé de tous les fragments. Un dépôt de carbone sur la cible peut expliquer ce résultat car un calcul montre que le pourcentage des alphas dont l'énergie est supérieure à 30 MeV est de 80% dans le cas de la réaction $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$ pour le même couple d'angles.

Pour avoir une limite supérieure de la contamination on suppose que tous les alphas N_1 d'énergie supérieure à 30 MeV en coïncidence avec le néon pour le couple d'angles $\theta_{\text{NE}} = -10^\circ$, $\theta_{\alpha} = +15^\circ$ proviennent de la contamination de la cible d'aluminium par le carbone. Le nombre N_2 d'alphas d'énergie supérieure à 30 MeV est également mesuré avec une cible de carbone de $400 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ pour le même couple d'angles. Compte tenu du monitoring des deux expériences on déduit du rapport N_2/N_1 une épaisseur moyenne du dépôt de carbone. Elle est de $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ pour 10 heures de faisceau. Le changement de la cible toutes les 20 heures permet de limiter les corrections pour les couples d'angles où la cinématique trois corps permet de séparer les réactions dues à la contamination (processus 23).

Par contre, l'émission à partir du projectile et l'émission prompte d'alphas ont la même cinématique dans les deux réactions.

Le tableau IV. 5 donne le pourcentage des corrections suivant les fragments :

Tableau IV. 5

	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne
α $\left\{ \begin{array}{l} Q_3 \text{ quelconque} \\ 0 < Q_3 < - 30 \end{array} \right.$	1 %	1 %	3 %	12 %	20 %	30 %	50 %	50 %
proton	~ 0 %	~ 0 %	< 1 %	3 %	7 %	20 %	45 %	45 %
	1 %	1 %	3 %	10 %	15 %	25 %	40 %	40 %

La majorité des événements de la réaction $^{14}_7\text{N} + ^{27}_{11}\text{Al}$ se trouve dans la zone de Q_3 comprise entre 0 et - 30 MeV pour les éléments du béryllium à l'azote. La contamination est négligeable. La correction est obligatoire de l'oxygène au néon. Elle est délicate en particulier pour l'oxygène car les événements provenant des deux réactions sont dans une même zone cinématique dans le diagramme trois corps. Il en a été tenu compte seulement pour le calcul des multiplicités. De plus c'est une valeur maximale de la teneur en carbone qui a été calculée.

3. Corrélations angulaires

a) alphas

Les maxima des corrélations angulaires pour les fragments Be, B, C, N ne sont pas à l'angle moyen de recul du fragment complémentaire (symbolisés par les flèches θ_R sur la figure IV. 40). Les maxima sont entre θ_R et le faisceau. L'anisotropie est beaucoup plus importante que celle obtenue à partir de l'évaporation du fragment lourd. Pour les autres fragments O, F, Ne, Li, les corrélations angulaires sont maximales à l'angle moyen de recul. L'énergie de ces fragments est pratiquement relaxée au contraire des autres fragments cités plus haut.

La séparation des différents processus est délicate mais elle est possible pour le béryllium, le bore, le carbone et l'azote. L'émission à partir du fragment lourd est simulée par DESTIN de la même manière qu'au paragraphe B de ce chapitre (courbe pointillée figure IV. 41) la normalisation est faite à $\theta_\alpha = 60^\circ$, l'étude du diagramme trois corps montre en effet que pour ce couple d'angles il y a seulement une émission à partir du fragment complémentaire. Les corrélations angulaires des alphas directs sont alors déduites par soustraction (figure IV. 42) La largeur à mi-hauteur (30°) est beaucoup plus étroite que dans le cas de l'émission à partir du fragment lourd. Ces corrélations angulaires ont la même forme pour les trois fragments B, C, N, elles sont pratiquement symétriques par rapport au faisceau, le centre de gravité est à $+ 5^\circ$ c'est-à-dire de l'autre côté du faisceau par rapport à θ_{HI} .

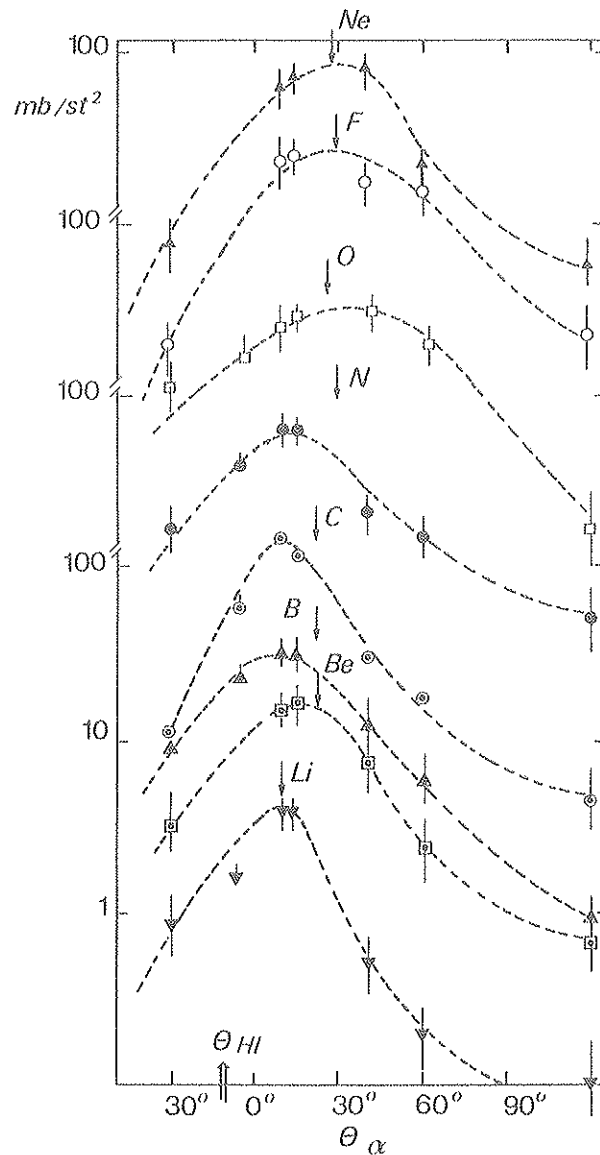


Figure IV.40 : Corrélations angulaires alpha fragment à $\theta_{HI} = -10^\circ$. La flèche indique l'angle moyen de recul du fragment complémentaire.

Les corrélations angulaires ne permettent pas de séparer les différentes contributions pour le lithium, l'oxygène, le fluor et le néon car celles-ci ont leurs maxima à l'angle de recul θ_R . Cependant la distribution énergétique des alphas est beaucoup plus dure que celle provenant d'une émission à partir du fragment lourd (figure IV.25 et IV.30 pour le lithium et l'oxygène). Il a déjà été noté que l'énergie moyenne par nucléon des alphas est légèrement inférieure à celle du faisceau. Les alphas d'énergie comprise entre 20 et 30 MeV sont représentatifs de l'émission prompte. En effet les corrélations angulaires de ces alphas sont semblables à celles de la figure IV.42. Ils sont plus focalisés dans le plan de réaction que ceux d'énergie inférieure à 20 MeV.

La similitude du comportement des alphas directs quel que soit le fragment détecté en coïncidence confirme l'hypothèse du paragraphe C I chapitre IV : l'émission prompte d'un

alpha au moment de la collision suivie d'une "quasi" collision inélastique entre les fragments restants.

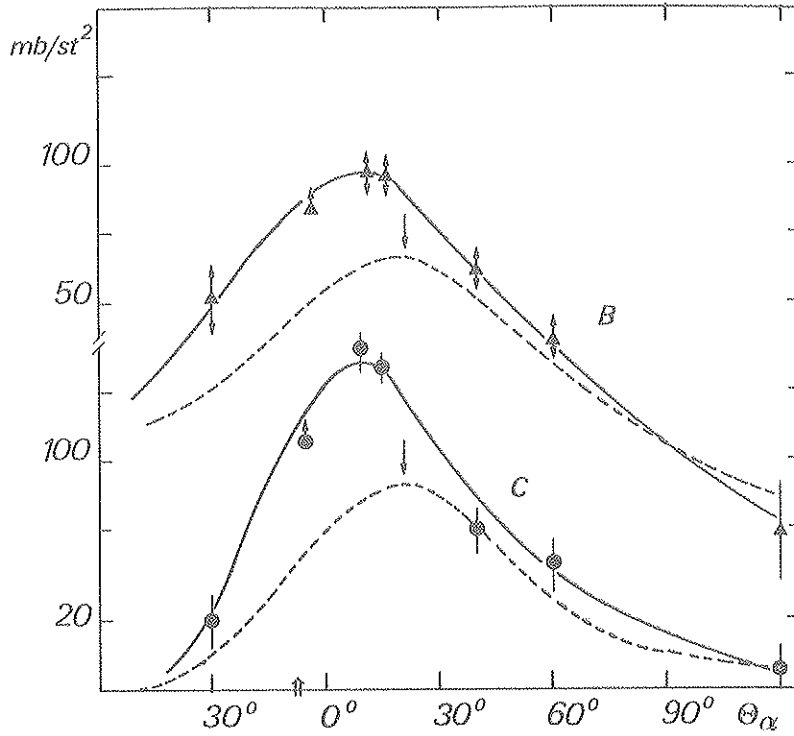


Figure IV.41 : Corrélations angulaires B, C- alpha à $\theta_{HI} = -10^\circ$. La courbe pleine sert de guide aux résultats expérimentaux. La courbe en pointillé représente la simulation due à DESTIN de l'émission alpha provenant du fragment complémentaire. La flèche indique l'angle de recul moyen.

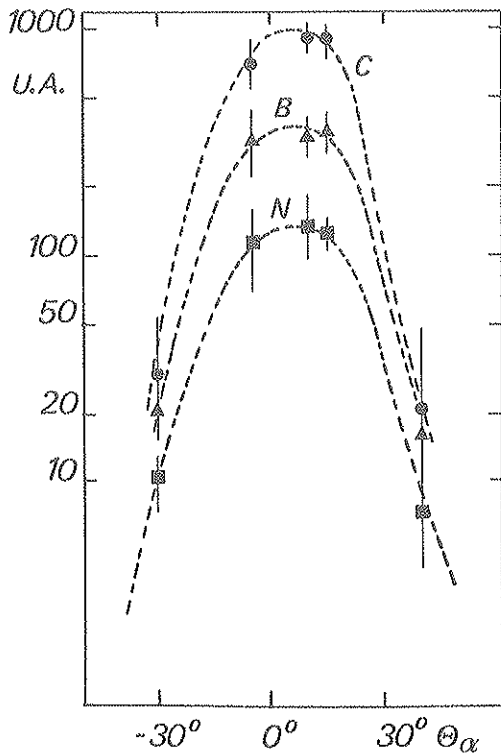


Figure IV.42 : Distributions angulaires des alphas directs, le fragment est détecté à -10° .

En intégrant dans tout l'espace on constate que la section efficace la plus importante est celle de l'émission à partir du fragment lourd. Le tableau IV. 6 donne les résultats des multiplicités pour tous les alphas et celles pour les alphas directs.

Tableau IV. 6

	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne
M_{α} total	0,21±0,08	0,25±1	0,35±0,14	0,25±0,08	0,1 ± 0,5	0,3±0,12	1 ± 0,4	1,5±0,65
M_{α} direct	0,06±0,03	0,06±0,03	0,16±0,6	0,1 ±0,04	0,05	0,06	0,05	0,05

La correction due à la contamination du dépôt de carbone sur la cible a été faite. La multiplicité reste élevée pour le fluor et le néon. La décroissance en ϕ de ces alphas est beaucoup plus douce que celle donnée par une simulation de la réaction $^{14}\text{N} + ^{16}\text{O}$. On retrouve la multiplicité expérimentale si on suppose qu'une petite partie du fluor ou du néon (20 % environ) provient de la désexcitation du ^{41}Ca .

La multiplicité alpha direct est nettement plus importante pour le bore, elle est présente mais ne dépasse pas 10 % pour tous les autres fragments.

b) protons

Les corrélations angulaires sont de deux types (figure IV.43). Celle du carbone a un maximum nettement en avant de l'angle de recul. Elle montre une composante due à l'émission à partir du fragment léger (paragraphe C 1) qui se rajoute à celle de l'émission à partir du fragment complémentaire. Cette dernière est simulée par DESTIN (courbe en pointillé figure IV.43). La normalisation est faite à $\theta_p = +60^\circ$.

Tous les autres fragments ont le même comportement, la corrélation angulaire de l'ensemble des fragments est représentée figure IV.43. Les distributions des protons sont plus isotropes que celles des alphas dans l'espace (figure IV.44).

L'intégration est faite de la même manière que pour les alphas. Dans ce cas également le processus prépondérant est celui de l'émission à partir du fragment complémentaire.

Le tableau IV.7 donne les multiplicités pour tous les fragments.

Tableau IV. 7

	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne
M_p	< 0, 1	< 0, 1	$0, 15 \pm 0, 07$	0, 3	$0, 16 \pm 0, 07$	$0, 18 \pm 0, 09$	< 0, 1	< 0, 1
M_p léger	-	-	-	$0, 12 \pm 0, 04$	-	-	-	-

L'émission à partir du fragment léger n'apparaît que pour le carbone. Dans le cas d'une émission à partir du fragment lourd les multiplicités sont du même ordre de grandeur que celles des alphas.

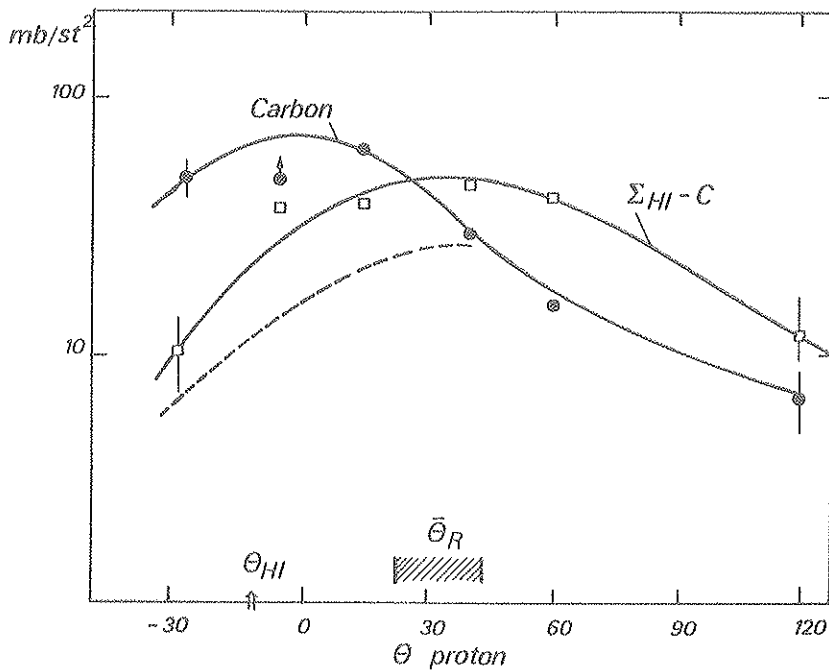


Figure IV.43 : Corrélations proton fragment des collisions inélastiques détectées à -10° .

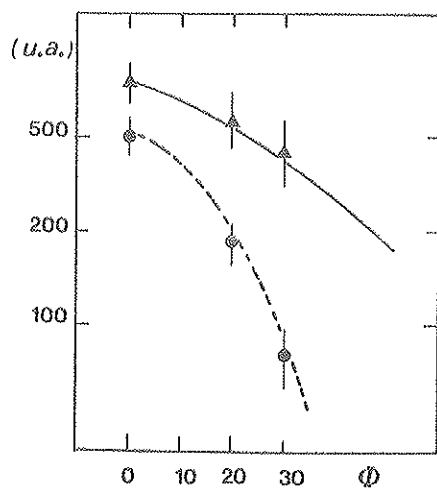


Figure IV.44 : Distribution hors plan des protons et alphas pour $\theta = 15^\circ$. Le fragment étant détecté à -10° .

D. ANALYSE GLOBALE DES COLLISIONS INELASTIQUES

1. Comparaison des spectres énergétiques inclusifs et exclusifs

La comparaison se fait à un angle de détection du fragment identique pour les deux types de spectres.

a) à $\theta_{HI} = 30^\circ$

A la différence des autres fragments les énergies du carbone et de l'azote ne sont pas complètement relaxées. L'énergie moyenne des spectres inclusifs de ces deux éléments est supérieure à celle de la répulsion coulombienne. Les spectres énergétiques exclusifs correspondent dans tous les cas à la partie relaxée des spectres énergétiques inclusifs. La figure IV.45 montre l'exemple du carbone.

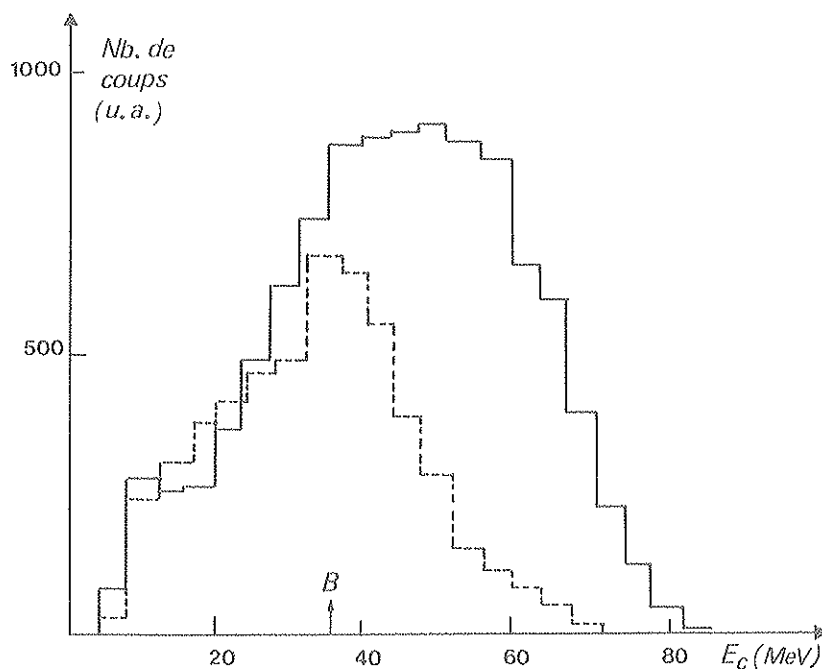


Figure IV.45 : Comparaison des distributions énergétiques du carbone, inclusive ($\theta_C = 30^\circ$) et exclusive ($\theta_C = 30^\circ$, $\theta_\alpha = 40^\circ$). B est la répulsion coulombienne correspondante à la séparation, Si.

b) à l'angle d'effleurement ($\theta_{HI} = 10^\circ$)

Les énergies du lithium du fluor et du néon sont relaxées. Dans ce cas les spectres énergétiques inclusifs et exclusifs se superposent.

Dans le cas du carbone de l'azote et de l'oxygène la section efficace quasi élastique est très importante. Il y a très peu d'alphas et de protons en coïncidence avec la partie du spectre énergétique due à la composante quasi élastique. L'émission de particules n'est possible qu'à partir du transfert minimal d'énergie (figure IV.46 a) Cependant le spectre en coïncidence

avec les protons est plus dur et plus étroit que pour les alphas.

Le cas du bore est différent. Les distributions énergétiques inclusives et exclusives sont superposables, leurs maxima sont à une énergie identique qui correspond à une énergie par nucléon légèrement inférieure à celle du faisceau (figure IV.46b).

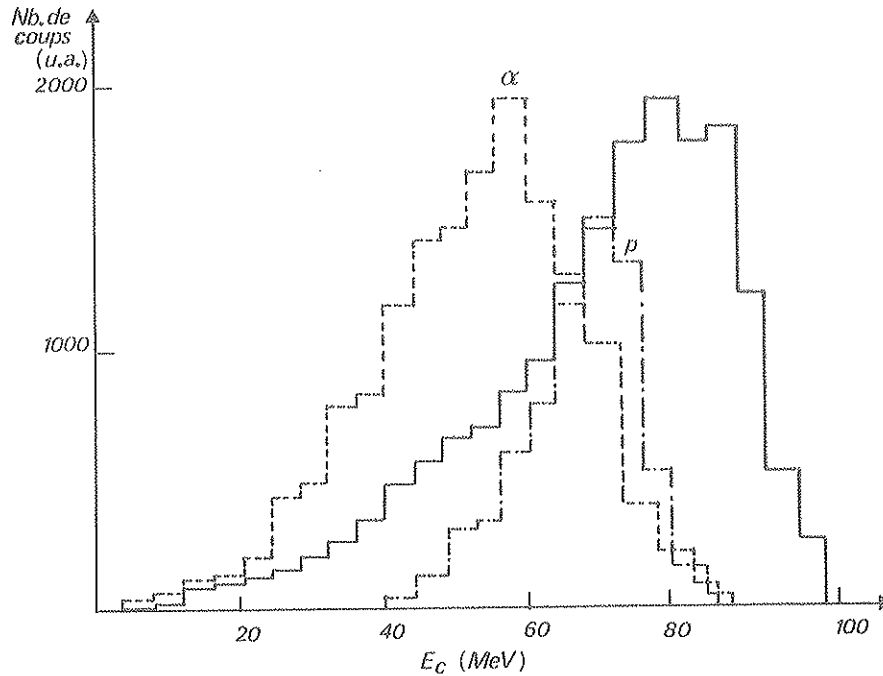


Figure IV.46a : Distributions énergétiques du carbone inclusif (— à 10°) et du carbone en coïncidence avec les alphas (--- + 15°) et les protons (- · -) + 15° , le carbone étant détecté dans les deux cas à -10° .

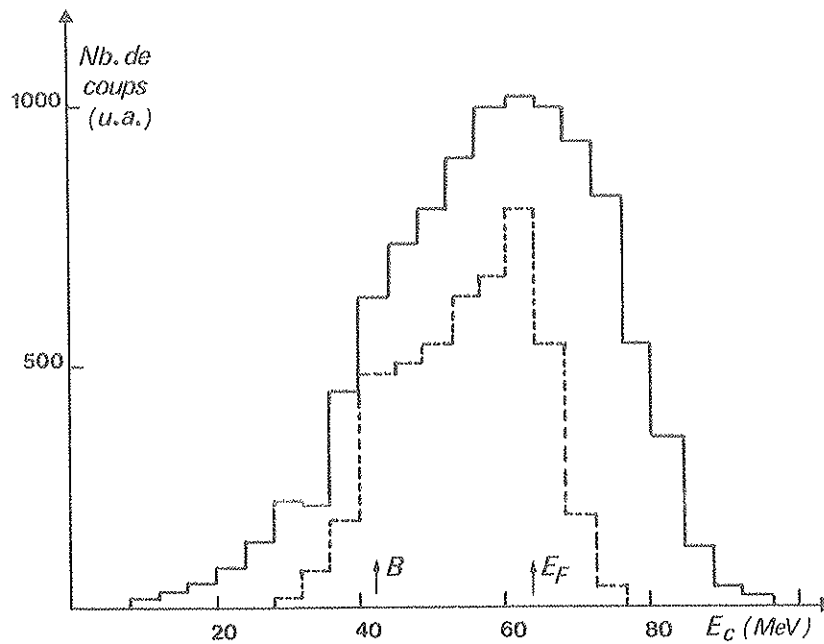


Figure IV.46b : Comparaison des distributions énergétiques inclusif (—) et exclusif (---) du bore. E_F est l'énergie du faisceau ($\theta_B = 10^\circ$) ($\theta_B = -10^\circ$, $\theta_\alpha = 15^\circ$).

2. Distributions angulaires inclusives

Elles s'aplatissent lorsque le nombre de nucléons transférés devient de plus en plus grand ^[43] (figure III. 9). Elles deviennent également plus douces au fur et à mesure que l'énergie transférée croît ^[43] (figure III. 14). Les temps d'interaction sont extraits pour chaque étape de la relaxation en énergie ^[43]. Ils sont de l'ordre de 10^{-22} s pour la phase relaxée. L'intégration des distributions angulaires donne les sections efficaces pour chaque fragment.

3. Comparaison avec un modèle semi-classique ^[44, 45]

Les hypothèses du calcul sont les suivantes :

- la dissipation d'énergie a lieu par des forces de friction radiale qui s'exercent entre les deux noyaux pendant la période d'approche.
- le potentiel nucléaire est un potentiel de proximité.
- le contact entre les deux ions est le roulement quand $\ell = \ell_{\max}$ et le collage quand $\ell = \ell_{\text{crit}}$. Une interpolation est faite avec une fonction linéaire continue entre ces deux cas lorsque ℓ varie de ℓ_{crit} à ℓ_{\max} .
- le transfert de masse se produit au cours de la séparation des deux ions, l'échange de nucléons est proportionnel au temps de réaction et à la surface du col.
- une valeur maximale ℓ_n du moment angulaire est trouvée au-dessous de laquelle n nucléons peuvent être transférés.
- la section efficace pour chaque onde partielle est donnée par le code ALICE ^[46]. Elle est distribuée sur les différentes voies de sortie envisageables conformément à leurs poids statistiques, elle est proportionnelle aux produits des densités de niveaux des deux fragments résiduels.
- le coefficient de friction a été choisi de manière à retrouver soit la section efficace quasi élastique et très élastique soit le ℓ_{crit} expérimental.

Il y a bon accord entre l'expérience et la théorie pour les faibles transferts, le calcul ne permet pas d'atteindre les transferts importants de nucléons (figure IV. 47).

Nous avons montré que l'émission à partir du fragment léger est faible. Par contre l'émission d'alphas directs suivie d'une collision inélastique incomplète entre le bore et l'aluminium donne une distribution des fragments légers différente. Ce phénomène peut expliquer les sections efficaces expérimentales plus importantes pour le bore, le béryllium et le lithium.

4. Multiplicité des particules émises au cours des collisions très inélastiques

Elles sont données dans le tableau IV. 8

Tableau IV.8

	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne	Σ fragment
$M\alpha$	0,3	0,36	0,41	0,34	0,16	0,51	0,9	1,5	0,38
Mp	0,2	0,25	0,28	0,31	0,1	0,34	0,8	1,6	0,30

La section efficace de tous les fragments est de $670 \text{ mb} \pm 160 \text{ mb}$.

Le fluor et surtout le néon ont une multiplicité plus élevée. Ils sont produits soit par les collisions inélastiques soit par la désexcitation du noyau composé (paragraphe B et C). La contribution de ce dernier processus augmente les multiplicités alpha et proton qui proviennent des collisions très inélastiques.

La section efficace des alphas provenant du fragment lourd est 200 mb soit une multiplicité de 0,3. Cette dernière n'est que de 0,08 pour les alphas directs, cela correspond à une section efficace de 50 mb . Cette composante représente 20% de la section efficace des alphas émis avec les collisions inélastiques. Il est difficile de chiffrer les protons dus à l'émission du fragment léger, pratiquement 95% des protons proviennent de l'émission du fragment lourd.

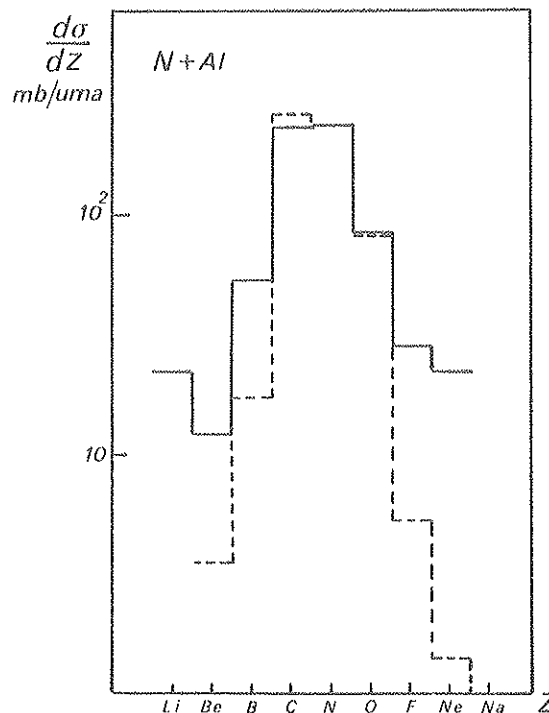


Figure IV.47 : Comparaison des sections efficaces théoriques (---) et expérimentales (—) des fragments légers des collisions inélastiques.

CHAPITRE V

SYNTHESE DES RESULTATSA. RAPPEL DES RESULTATS CONCERNANT LA FUSION ET LES COLLISIONS INELASTIQUES1. Résultats globaux

Les résultats quantitatifs sont rappelés dans le tableau V.1.

La distribution angulaire pour les particules évaporées provenant du fragment lourd des collisions inélastiques a approximativement la même allure que celle due à l'évaporation du noyau composé : on ne peut donc pas distinguer les deux contributions dans les spectres inclusifs.

La somme de toutes les contributions des mesures exclusives donne l'ordre de grandeur des sections efficaces inclusives des alphas et des protons. On constate d'après le tableau ci-dessous que le mécanisme le plus important de production de particules chargées est l'évaporation à partir du noyau composé. En effet 73% des alphas et 86% des protons proviennent de la désexcitation de ^{41}Ca .

2. Particules directes

Les alphas directs représentent 15% de la section efficace totale. Une valeur maximale (2,5%) a pu seulement être estimée expérimentalement pour les protons. 75% des alphas directs sont en coïncidence avec les résidus d'évaporation. Ils sont émis au cours de la formation du noyau composé ; les résidus d'évaporation de cette fusion incomplète représente 17% de l'ensemble des résidus d'évaporation.

Les alphas directs sont aussi en coïncidence avec tous les fragments des collisions inélastiques avec cependant une multiplicité plus importante pour le bore. Ces alphas sont émis antérieurement à la scission des fragments des collisions inélastiques.

Les alphas directs détectés en coïncidence avec les résidus d'évaporation ou les fragments des collisions inélastiques ayant les mêmes caractéristiques doivent avoir la même origine. L'explication la plus probable est l'émission d'alphas au premier stade de la réaction dans la zone de contact des deux ions ; le système di-nucléaire restant peut alors soit fusionner soit échanger des nucléons avant de se séparer en deux fragments comme dans le cas d'une collision inélastique.

Tableau V.1 : Sections efficaces globales inclusives ou exclusives

Résidus d'évaporation	830 ± 150 mb
Collisions inélastiques	670 ± 120 mb
He ^{total}	1800 ± 200 mb
He ^{"direct"}	250 ± 60 mb
H ^{total}	2000 ± 350 mb
H ^{"direct"}	< 40 mb

Mesures exclusives

	σ E.R.	σ C.I.
σ_{HE} total	1200 ± 300 mb	250 ± 80 mb
Calcul	1250 mb	-
σ_{He} direct	150 ± 50 mb	50 ± 20 mb
Calcul	180 mb	-
σ_H total	1400 ± 400 mb	200 ± 80 mb
Calcul	1700 mb	-
σ_H "direct"	< 40 mb	< 20 mb
Calcul	20 mb	

B. PARTICULES DIRECTES DANS LES REACTIONS AVEC DES IONS LOURDS

1. Alphas directs

Un grand nombre d'expériences (tableau V.2) a montré la présence d'alphas directs ayant une vitesse voisine de celle du faisceau et dont la distribution est pointée aux angles avant [2 à 4, 47 à 56, 58, 60, 61, 65 à 70, 73 à 86]. La mesure des alphas directs a été faite le plus souvent par des mesures inclusives. Dans ce cas l'émission à partir du fragment léger peut introduire une certaine erreur car il est parfois difficile de la différencier de l'émission directe. Cependant les expériences d'alphas directs en coïncidence avec les fragments des collisions inélastiques n'expliquent qu'une faible part de la section efficace inclusive de ces mêmes alphas [53, 54, 55, 56].

La figure V.1 montre la section efficace des alphas directs pour toutes les réactions. Elle est sensible à $\epsilon = \frac{E_{CM} - B}{A_p}$, énergie par nucléon disponible au-dessus de la barrière coulombienne dans la voie d'entrée quel que soit le projectile. Elle devient égale à la section efficace de réaction (courbe pleine figure V.1) pour ϵ compris entre 6 et 8 suivant les projectiles. Le fait est en désaccord avec l'hypothèse suivant laquelle l'émission alpha direct est seulement reliée à la sous structure du noyau léger. L'émission d'alphas directs est un phénomène général bien que certains auteurs n'obtiennent aucune émission de type prééquilibré [2, 40, 62 à 64, 71, 87]. Les alphas sont émis soit à partir des deux fragments en vol et en équilibre thermodynamique [40, 62, 64] soit à partir du seul fragment léger excité [63, 71]. La cassure du projectile se produit dans ce dernier cas après une excitation inélastique de celui-ci dans le continuum [97]. La non observation d'émission directe pour les projectiles les plus lourds est due à la faible valeur de ϵ [2, 64, 40, 87].

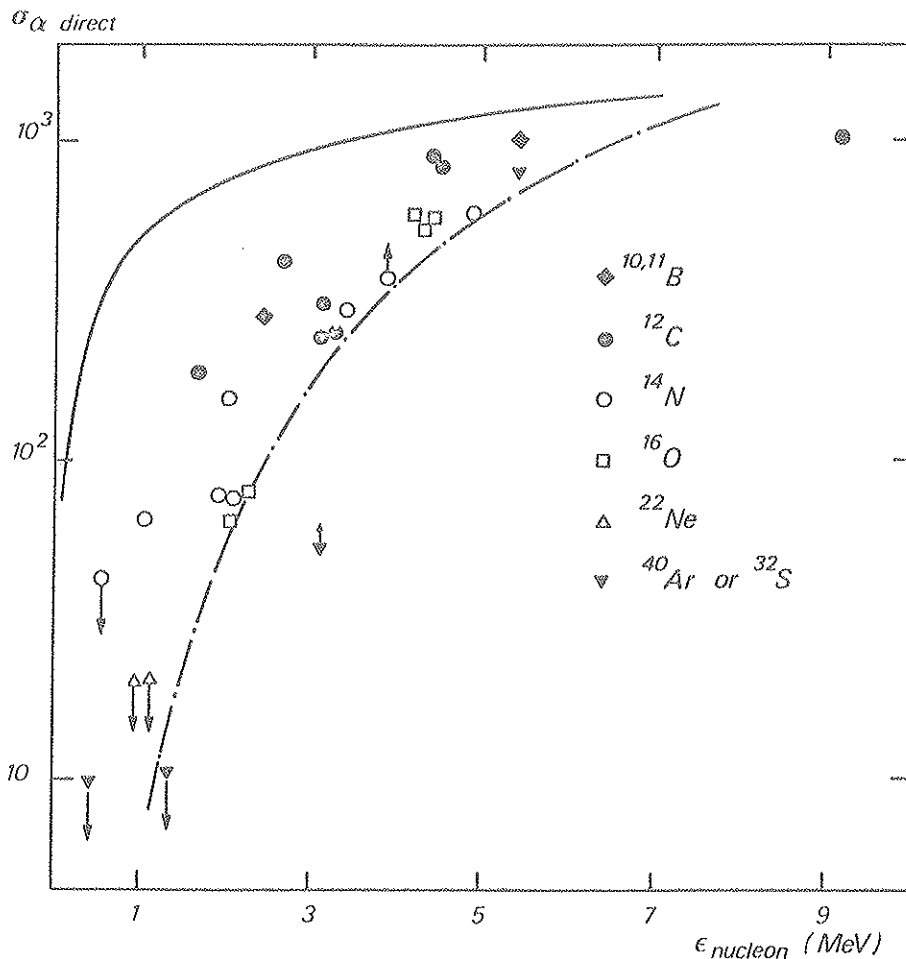


Figure V.1 : Section efficace des alphas directs. La courbe (-.-) représente le résultat du calcul prééquilibré pour l'azote.

2. Protons directs (tableau V.2)

Cette émission n'a été mise en évidence que dans les mesures inclusives, elle est beaucoup plus faible que celle des alphas [1, 2, 50, 82, 83, 88].

Tableau V, 2

Réaction	$E_{lab}(MeV)$	$\epsilon = \frac{E_{CM} - B}{A_p}$	σ_{α} direct mb	σ_P direct mb	Réf.
$^{10}_B + ^{159}_{Tb}$	75	2,7	300	.	74
$^{11}_B + ^{12}_C$	116	4,8	oui		67
$^{11}_B + ^{58}_{Ni}$	116	5,8	oui		67
$^{12}_C + ^{27}_{Al}$	180	9,1	1000	oui	50
$^{12}_C + ^{55}_{Mn}$	77	3,35	240		49
$^{12}_C + ^{56}_{Fe}$	192	11		oui	82
$^{12}_C + ^{60}_{Ni}$	77	3,25	240		49
$^{12}_C + ^{107}_{Ag}$	86	3,1	> 200		51
$^{12}_C + ^{154}_{Sm}$	85	2,48	100		74
	109	4,34	300		74
$^{12}_C + ^{158}_{Gd}$	152	8,33	> 120		73
$^{12}_C + ^{159}_{Tb}$	115	2,25	oui		73
$^{12}_C + ^{160}_{Gd}$	120	4,15	oui		77
	200	10,5	oui		77
$^{12}_C + ^{197}_{Au}$	126	5	830		1
$^{12}_C + ^{209}_{Bi}$	85	1,6	180		1
	105	3,2	410		1
	126	4,9	850	210	1
$^{14}_N + ^{12}_C$	148	4,7	oui		68
$^{14}_N + ^{27}_{Al}$	71	2	150		-
	100	3,3	250		-
	148	5,92	oui		69
$^{14}_N + ^{50}_{Cr}$	71	2,15	60		49
	100	3,85	180		49
$^{14}_N + ^{58}_{Ni}$	148	6,2	oui		68
$^{14}_N + ^{93}_{Nb}$	90	3,28			57
	200	9,5	oui		58

Réaction	$E_{\text{lab}}(\text{MeV})$	$\epsilon = \frac{E_{\text{CM}}^{-B}}{A_p}$	σ_{α} direct mb	σ_p direct mb	Réf.
$^{14}\text{N} + ^{103}\text{Rh}$	81	1, 97	oui	oui	2
	121	4, 5	oui	oui	2
$^{14}\text{N} + ^{107}\text{Ag}$	78	1, 96	77		51
	123	4, 5	360		51
$^{14}\text{N} + ^{152, 154}\text{Sm}$	135	4, 2	oui		75
	165	4, 83	oui		75
$^{14}\text{N} + ^{154}\text{Tb}$	85	1, 2	200		47
	95	1, 4	oui		3
	115	2, 15	$100 < \sigma < 300$		74
	140	5, 6	oui		47
$^{14}\text{N} + ^{169}\text{Tm}$	95	2	150		48
$^{14}\text{N} + ^{181}\text{Ta}$	81	1, 15	80		48
	115	3	320		48
$^{14}\text{N} + ^{197}\text{Au}$	85	1	60		48
	145	5	560		(1)
$^{14}\text{N} + ^{209}\text{Bi}$	85	1	42		47
	95	1, 3	63		47
	115	1, 71	210		48
$^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$	208	5	oui	335	82
$^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$	65	1, 35	oui		59, 60
	88	2, 26			71
	100	2, 75	oui		59
$^{16}\text{O} + ^{44}\text{Ca}$	86	1, 12			81
	121	1, 75	oui		81
$^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$	320	13, 2	oui		65
$^{16}\text{O} + ^{41}\text{Vn}$	86	2, 18	80		49
$^{16}\text{O} + ^{56}\text{Fe}$	81	2	65		49
	208	8, 06	oui	440	88
$^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$	96	2, 25	oui		4
$^{16}\text{O} + ^{91}\text{Zr}$	208	8, 25	oui	460	88
$^{16}\text{O} + ^{93}\text{Nb}$	146	3, 25	oui		80
	200	9, 2	oui		62

Réaction	$E_{\text{lab}}(\text{MeV})$	$\epsilon = \frac{E_{\text{CM}}^{-B}}{A_p}$	σ_{α} direct mb	σ_p direct mb	Réf.
$^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$	153	4,72	220		76
$^{16}\text{O} + ^{160}\text{Gd}$	160	5,1	1000		53
$^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$	168	5	540		1
	310	13,5	oui		54, 89
$^{16}\text{O} + ^{192}\text{Pb}$	140	3,26	oui		54, 89
$^{16}\text{O} + ^{209}\text{Bi}$	168	4,9	580	260	(1)
$^{19}\text{F} + ^{148}\text{Nd}$	166	3,88	oui		75
$^{19}\text{F} + ^{153}\text{Eu}$	112	1,92	$100 < \sigma < 300$		74
$^{20}\text{Ne} + ^{12}\text{C}$	160	2,4			72
$^{20}\text{Ne} + ^{27}\text{Al}$	120	2,3	non	non	64
$^{20}\text{Ne} + ^{40}\text{Ca}$	260	7			63
$^{20}\text{Ne} + ^{63}\text{Cu}$	158	3,83			37
	252	7,4	oui		37
	344	10,88	oui		37
$^{20}\text{Ne} + ^{150}\text{Nd}$	111	1,3	oui		73
	174,8	3,93	non		73
$^{20}\text{Ne} + ^{152}\text{Sm}$	111	1,45			74
	151	2,82	$100 < \sigma < 300$		74
$^{22}\text{Ne} + ^{45}\text{Sc}$	84	1,15	< 20		49
$^{22}\text{Ne} + ^{50}\text{Sc}$	84	1,07	< 20		49
$^{28}\text{Si} + ^{12}\text{C}$	87	0,71	non		87
$^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au}$	373	5,65	800		55, 56
$^{40}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$	240	1,82	non		40
$^{40}\text{Ar} + ^{77}\text{Se}$	164	0,4	non		2
	201	1,3	non		2
$^{40}\text{Ar} + ^{93}\text{Nb}$	340	3,6	oui		66
$^{40}\text{Ar} + ^{116}\text{Sn}$	340	3,61	oui		83
+ ^{154}Sm	340	3,57	oui		83
+ ^{164}Ag	340	3,49	oui		83
+ ^{197}Au	340	3,21	260	155	83

3. Modèles proposés

Plusieurs modèles ont été proposés pour expliquer les phénomènes associés à l'émission des particules directes. Ils ont été testés grâce à des mesures exclusives qui fournissent des corrélations angulaires permettant éventuellement une analyse à trois corps.

D'une part WILCZYNSKI [90] a émis l'hypothèse que les alphas directs sont associés à la force de friction radiale. Dans ce cas le maximum de la corrélation alpha fragment relaxée des collisions inélastiques serait du même côté que le fragment détecté. Cependant aucune expérience n'a confirmé cette hypothèse.

D'autre part un "point chaud" (hot spot) est créé au contact sur le fragment voisin de la cible [4, 58, 61, 65, 66]. Certains auteurs s'appuient sur la variation expérimentale de E_{23} dont la valeur est plus élevée aux angles avant. Ce point chaud tournant en se relaxant implique une température décroissante en fonction de l'angle ce qui peut expliquer les spectres énergétiques qui sont de moins en moins durs lorsque les particules sont émises plus à l'arrière. En outre ce calcul [91] prédit un effet d'ombre à l'angle de détection du fragment léger dans la corrélation angulaire. Ce phénomène n'apparaît pas dans nos résultats. Néanmoins GARPMANN [92] a montré que la formation d'un point chaud était seulement envisageable pour des énergies supérieures à 15 MeV/nucléon.

Par ailleurs la production prompte de nucléons a été suggérée par BONDORF [93]. L'auteur considère un couplage de la vitesse relative et des vitesses internes (mouvement de Fermi) des nucléons ce qui permet d'expliquer les spectres énergétiques plus durs de ces nucléons (proton ou neutron). Ce modèle est possible à nos énergies [94] mais il ne rend pas compte des sections efficaces prépondérantes des alphas directs.

Aucun des modèles proposés ne prend en compte une émission à partir du système composite formé. Le modèle de prééquilibre répond partiellement à cette lacune.

C. APPLICATION DU MODELE DE PREEQUILIBRE

Le modèle de prééquilibre exposé au paragraphe 3 C rend bien compte des caractéristiques de l'émission de particules directes :

- les sections efficaces théoriques et expérimentales des alphas ont le même comportement en fonction de θ (figure V. 1).
- les sections efficaces des protons sont toujours beaucoup plus faibles que celles des alphas.
- les sections efficaces varient peu avec le changement de projectile (carbone au néon) ou de cible.

Les expériences exclusives ont montré que les particules directes sont en coïncidence avec tous les canaux c'est-à-dire avec les fragments des collisions inélastiques aussi bien qu'avec les résidus d'évaporation. Un alpha de prééquilibre peut-il être suivi d'une collision inélastique ou d'une fusion du reste des nucléons ? Certains auteurs ont montré expérimentalement qu'il peut y avoir un transfert de nucléons entre les fragments restant soit après une émission à partir de la zone de contact [54, 55, 89] soit après une cassure du projectile [95, 98], ZOLNOWSKI et INAMURA appelle "massive transfert" la fusion des nucléons après l'émission d'un alpha du projectile [74, 75, 76, 96].

GAMP [55] note cependant que la majorité des alphas directs ne sont pas en coïncidence avec les fragments légers des collisions inélastiques. Le moment angulaire emporté par l'alpha doit alors intervenir. Dans notre cas il est de l'ordre de 6 à 10 \hbar lorsque l'alpha a une énergie voisine de celle du faisceau. Pour un grand moment angulaire initial l'émission de l'alpha direct favorise une collision inélastique entre les fragments restants (figure V.2). Par contre si le moment angulaire initial est entre ℓ_{crit} et ℓ_{max} l'émission d'un alpha laisse le système à un moment angulaire plus faible que le moment angulaire critique pour ce nouveau système résiduel. Dans notre cas les coïncidences avec les résidus d'évaporation sont privilégiées.

Les résultats des expériences de coïncidence gamma alpha confirment que l'émission des alphas directs correspond à des moments angulaires légèrement supérieurs au moment angulaire critique [74, 75, 76].

Le moment angulaire emporté par le proton est beaucoup plus faible. Il y a donc peu de chance de les détecter en coïncidence avec les résidus d'évaporation.

Ces alphas directs, qu'ils soient en coïncidence avec les résidus d'évaporation ou avec les fragments des collisions inélastiques semblent avoir la même origine. L'explication de prééquilibre qui est valable pour la fusion doit être complétée pour autoriser le système di-nucléaire à se fragmenter. Un nouveau modèle proposé récemment par BLANN [99] est à cet égard prometteur.

Dès lors le modèle suivant semble le plus probable (figure V.2). Les particules de prééquilibre sont émises au premier stade de la réaction à partir du projectile dans la zone de contact des deux ions. Suivant le moment angulaire importé nous avons trois possibilités :

1) - pour les paramètres d'impact les plus élevés le quasi projectile suit la trajectoire de la particule incidente ; le maximum de la probabilité de détection est à l'angle d'effleurement avec une vitesse voisine de celle du faisceau.

2) - pour des temps d'interaction plus longs il y a transfert de nucléons alors que le système di-nucléaire est en rotation puis séparation en deux fragments comme dans une collision très inélastique. Ce canal est plus important que le précédent.

3) - pour des paramètres d'impact du projectile plus faibles que dans les deux premiers cas, une fusion est alors possible. Le noyau composé ^{37}Ar peut alors se désexciter. Dans notre cas c'est ce processus qui est prépondérant, il représente 75% des alphas directs.

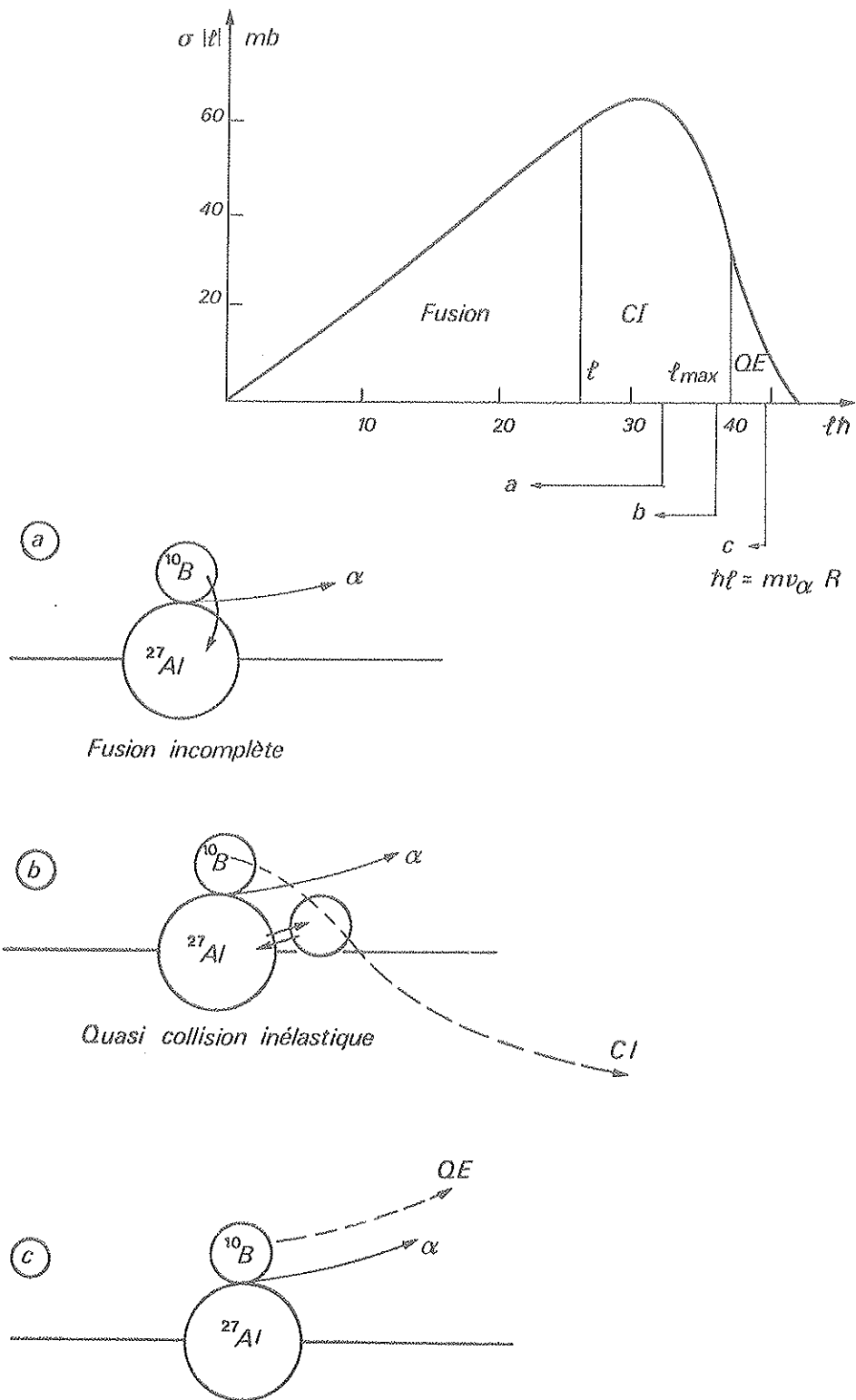


Figure V.2 : Modèle d'émission des particules directes

CONCLUSION

L'émission de particules chargées provient des trois processus envisagés au début de ce travail :

- évaporation à partir du noyau composé.
- évaporation à partir du fragment complémentaire.
- émission directe.

L'étude quantitative a montré que l'évaporation à partir du noyau composé est prépondérante alors que l'émission à partir du fragment lourd des collisions inélastiques a lieu lorsque les fragments sont partiellement relaxés.

La section efficace des alphas directs est importante contrairement à celle des protons. Le processus d'émission de ces alphas est plus complexe que ceux proposés auparavant, les alphas directs étant en coïncidence avec tous les fragments : les résidus d'évaporation comme ceux provenant des collisions inélastiques. Dans ce dernier cas, on a montré cinématiquement que ces alphas sont émis au cours de la première étape de la réaction et proviennent de la zone de contact des deux ions.

Dans un modèle classique des collisions on en déduit une dépendance des interactions ultérieures à l'émission alpha en fonction du moment angulaire initial. Pour les ondes plus périphériques on observe une quasi collision inélastique alors que pour les ondes partielles plus profondes, le système composite fusionne.

Un modèle de prééquilibre rend compte concrètement des sections efficaces des particules directes alphas et protons.

Des études à plus haute énergie 30 MeV/nucléon doivent permettre de compléter ces résultats afin de tester la validité de la préémission de particules légères à partir de configurations complexes.

REFERENCES

- [1] H. C. BRITT and A. R. QUINTON,
Phys. Rev., 124 (1961), 877.
- [2] J. GALIN, B. GATTY, D. GUERREAU, C. ROUSSET, U. C. SCHLOTTHAUER-VOOS
and X. TARRAGO,
Phys. Rev., C9 (1974), 1126.
- [3] T. INAMURA, M. ISHIHARA, T. FUKUDA, T. ISHIMUDA and H. HIRUTA,
Physics Lett., 68 B (1977), 51.
- [4] H. HO, R. ALBRECHT, W. DONNWEBER, G. GRAW, S. G. STEADMANN and
J. P. WURM,
Z. Phys., A 283 (1977), 235.
- [5] S. B. KAUFMAN, E. P. STEINBERG, B. D. WILKINS, J. UNIK, A. J. GORSKI and
M. J. FLUSS,
Nucl. Inst. Methods, 115 (1974), 47.
- [6] G. G. OHLSEN,
Nucl. Inst. and Meth., 37 (1965), 240.
- [7] T. D. THOMAS,
Ann. Rev. of Nucl. Sciences, 18 (1968), 343.
- [8] T. ERICSON, V. M. STRUTINSKY,
Nucl. Phys., 8 (1958), 284.
- [9] A. J. COLE,
Rapport interne ISN 79-14.
- [10] W. HAUSER, H. FESHBACH,
Phys. Rev., 87 (1952), 366.
- [11] F. PULHOFER,
Nucl. Phys., A 280 (1977), 267.
- [12] P. BONCHE, B. GRAMMATICOS and S. KOONIN,
Phys. Rev., C 17 (1978), 1700.
- [13] D. W. LANG,
Nucl. Phys., 77 (1966), 545.
- [14] A. GILBERT, A. G. W. CAMERON,
Can. J. Phys., 43 (1965), 1446.

- [15] A. J. COLE, N. LONGEQUEUE, J. MENET, J. J. LUCAS, R. OST, J. B. VIANO,
Nucl. Phys., A 341 (1980), 284.
- [16] J. R. GROVER, J. GLAT,
Phys. Rev., 157 (1967), 802.
- [17] A. WEIDINGER, F. BUSCH, G. GAUL, W. TRAUTMANN and W. ZIPPER,
Nucl. Phys., A 263 (1976), 511.
- [18] S. COHEN, F. PLASIL, W. I. SWIATECKI,
Ann. Phys., 82 (1974), 557.
- [19] M. BLANN, T. T. KOMOTO,
Rapport UCRL 83 247, 1979.
- [20] H. NGO, C. NGO,
Nucl. Phys., A 348 (1980), 140.
- [21] S. M. LEE,
Conférence Européenne de Physique Nucléaire avec des Ions Lourds, Caen 1976,
p. 123.
- [22] J. GOMEZ DEL CAMPO, R. G. STOKSTAD, J. A. BIGGERSTAFF, R. A. DAYRAS,
A. H. SNELL and P. H. STELSON,
Phys. Rev., 19 C (1979), 2170.
- [23] J. J. GRIFFIN,
Phys. Rev. Lett., 17 (1966), 478.
Phys. Rev., 24 B (1967), 5.
- [24] M. BLANN,
Nucl. Phys., A 213 (1973), 570.
Nucl. Phys., A 235 (1974), 211.
- [25] N. CHEVARIER,
Thèse lycen 7347, 1973.
- [26] F. C. WILLIAMS,
Phys. Letters, 31 B, (1970), 184.
- [27] F. C. WILLIAMS,
Nucl. Phys., A 166 (1971), 231.
- [28] G. S. MANI, M. A. MELKANOFF, I. IORI,
Rapport C. E. A. 2379, 1963.
- [29] J. R. HUIZENGA, G. J. IGO,
Rapport ANL 6773, 1961.
- [30] C. IGO, L. F. HASEN, J. GOODING,
Phys. Rev., 131 (1963), 337.
- [31] J. W. CLARK, TSO PIN WANG,
Annals of Phys., 40 (1966), 127.
- [32] D. H. WILKINSON,
Rutherford Jubilee Int. Conf. Manchester, 1961, p. 339.
- [33] G. D. HARP, J. M. MILLER,
Phys. Rev., 165 (1968), 1166.

- [34] E. GADIOLI, E. GADIOLI-ERBA, P. G. SONA,
Nucl. Phys., A 217 (1973), 589.
- [35] R. VANDENBOSCH,
Phys. Rev., C 20 (1979), 20.
- [36] R. BABINET, B. CAUVIN, J. GIRARD, H. NIFENECKER, B. GATTY, D. GUERREAU,
M. LEFORT and X. TARRAGO,
Nucl. Phys., A 296 (1978), 160.
- [37] R. P. SCHMITT, G. BIZARD, G. J. WOZNIAK and I. G. MORETTO,
Phys. Rev. Lett., 41 (1978), 1152.
- [38] J. P. BONDORF and W. NORENBERG,
Phys. Lett., 44 B (1978), 100.
- [39] J. M. MILLER, G. L. CATCHEN, L. KOWALSKI, D. LOGAN, M. RAJAGOPALAN,
N. H. LU, J. M. ALEXANDER, T. DEBIAK, M. KAPLAN and M. S. EISMAN,
Phys. Rev. Lett., 40 (1978), 100.
- [40] R. BABINET, B. CAUVIN, J. GIRARD, J. M. ALEXANDER, T. H. CHIANG, J. GALIN,
B. GATTY, and D. GUERREAU.
Z. Phys., 295 (1980), 153.
- [41] W. KUHN, R. ALBRECHT, H. DAMJANTSCHITSCH, H. HO, R. M. RONNINGEN,
J. SLEMMER, J. P. WURM, I. RODE, F. SCHEIBLING,
Z. Phys., 298 (1980), 95.
- [42] T. ERICSON,
Adv. in Phys., 9 (1960), 425.
- [43] B. CHEYNIS,
Thèse Lycen 7445, 1979.
- [44] R. BILLEREY, C. CERRUTI, A. CHEVARIER, N. CHEVARIER and A. DEMEYER,
Z. Phys., A 285 (1978), 389.
- [45] C. CERRUTI,
Thèse Lycen 1977.
- [46] F. PLASIL,
Rapport ORNL/TM 6054.
- [47] T. NOMURA, H. UTSUNOMIYA, T. MOTOBAYASHI, T. INAMURA and M. RANOKUA,
Phys. Rev. Lett., 40 (1978), 694.
- [48] H. UTSUNOMIYA, T. NOMURA, T. INAMURA, T. SUGITATE and T. MOTOBAYASHI,
Nucl. Phys., A 334 (1980), 127.
- [49] R. BILLEREY, C. CERRUTI, A. CHEVARIER, N. CHEVARIER, A. DEMEYER,
Z. Phys., A 284 (1978), 319.
- [50] J. B. NATOWITZ, E. T. CHULICK, M. N. NAMBOODIRI,
Phys. Rev. Lett., 31 (1973), 643.
- [51] J. GALIN, D. GUERREAU, M. LEFORT, X. TARRAGO,
Journal de Physique, 32 (1971), 7.
- [52] T. NOMURA, J. DELAUNEY, C. TOSELLO and N. BENDJABALLAH,
Nucl. Phys., A 305 (1978), 262.

- [53] R. KAMERMANS, J. VAN DRIEL, H. T. FORTUNE, A. SAHA, R. H. SIEMSEN, J. WILCZYNSKI, A. V. D. WOODE,
Proceedings of the International Work Shop on Reactions Models for Continuous Spectra of Light Particles 1978 p.47.
- [54] C. K. GELBKE, N. BINI, C. OLMER, D. L. HENDRIE, J. J. LAVILLE, J. MAHONEY, M. C. MERMAZ, D. K. SCOTT and H. H. WIEMA,
Phys. Lett., 71 B (1977), 83.
- [55] A. GAMP, J. C. JACMART, N. POFFE, H. DOUBRE, J. C. ROYNETTE and J. WILCZYNSKI,
Phys. Lett., 74 B (1978), 215.
- [56] A. GAMP, H. L. HARNEY, J. C. ROYNETTE, E. PLAGNOL, H. FUCHS, H. DOUBRE, J. C. JACMART and N. POFFE,
Z. Phys., A 291 (1979), 347.
- [57] T. SHIMODA, M. ISHIHARA, H. KAMITSUBO, T. MOTOBAYASHI and T. FUKUDA,
Institute of Physical and Chemical Research 1978, p. 54.
- [58] T. FUKUDA, S. TANEMO, K. KONDO, M. TANAKA, H. OGATA, I. MIURA, M. INOUE, T. YAMAZAKI, T. YAMAGATA, H. KAMITSUBO, T. SHIMODA, M. ISHIHARA,
Institute of Physical and Chemical Research Osaka Rapport Annuel 1979, p. 36.
- [59] J. W. HARRIS, T. M. CORMIER, D. F. GEESAMAN, L. L. LEE, R. L. McGRATH and J. P. WURM,
Phys. Rev. Lett., 38 (1977), 1460.
- [60] W. G. LYNCH, A. J. PUIGH, A. SEAMSTER, M. B. TSANG and R. VANDENBOSCH,
Nuclear Physics Annual Report Université Washington 1980.
- [61] T. SUGITATE, T. NOMURA, M. ISHIHARA, T. INAMURA, H. UTSUMONIYA, Y. GONO and K. IEKI,
Institute of Physical and Chemical Research Osaka, Rapport Annuel 1979, p. 45.
- [62] G. R. YOUNG, R. L. FERGUSON, A. GAVRON, D. C. HENSLEY, E. F. OBENSHAIN, F. PLASIL, A. H. SNELL and M. P. WEBB,
Phys. Rev. Lett., 45 (1980), 1389.
- [63] E. TAKADA, T. SHIMODA, T. YAMAHA, N. TAKAHASHI, T. UDAGAWA, T. TAMURA and K. NAGATANI,
Cyclotron Institute Texas A& M University, Rapport Annuel 1979.
- [64] M. N. NAMBOODIRI, P. GONTHIER, H. HO, J. B. NATOWITZ, R. EGGERS, L. ADLER, P. KASIRAJ, C. CERRUTI, A. CHEVARIER, N. CHEVARIER and A. DEMEYER,
A paraître Nuclear Physics.
- [65] H. HO, P. GONTHIER, M. N. NAMBOODIRI, J. B. NATOWITZ, L. ADLER, S. SIMON, K. HAGEL, R. TERRY and A. KHODAI,
Phys. Lett., 96 B (1980), 51.
- [66] J. P. WURM,
Max Planck University Heidelberg 1980,
Proceedings of the International Workshop on Reactions Models for Continuous Spectra by Light Particles 1978.
- [67] R. K. BHOWMIK, E. C. POLLACO, N. E. SANDERSON, J. B. A. ENGLAND and G. C. MORRISON,
Phys. Lett., 80 B (1978), 41.