

UNIVERSITE DE CAEN

# THESE

présentée

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CAEN

Spécialité: PHYSIQUE NUCLEAIRE

par

Jean-Etienne SAUVESTRE

Sujet:

**Fragmentation du projectile dans la réaction**  
 **$^{40}\text{Ar} + \text{natAg}$  à 58.7 MeV/A**

Soutenue le 8 Avril 1992 devant le jury suivant:

Monsieur B. TAMAIN

Président

Monsieur B. BORDERIE

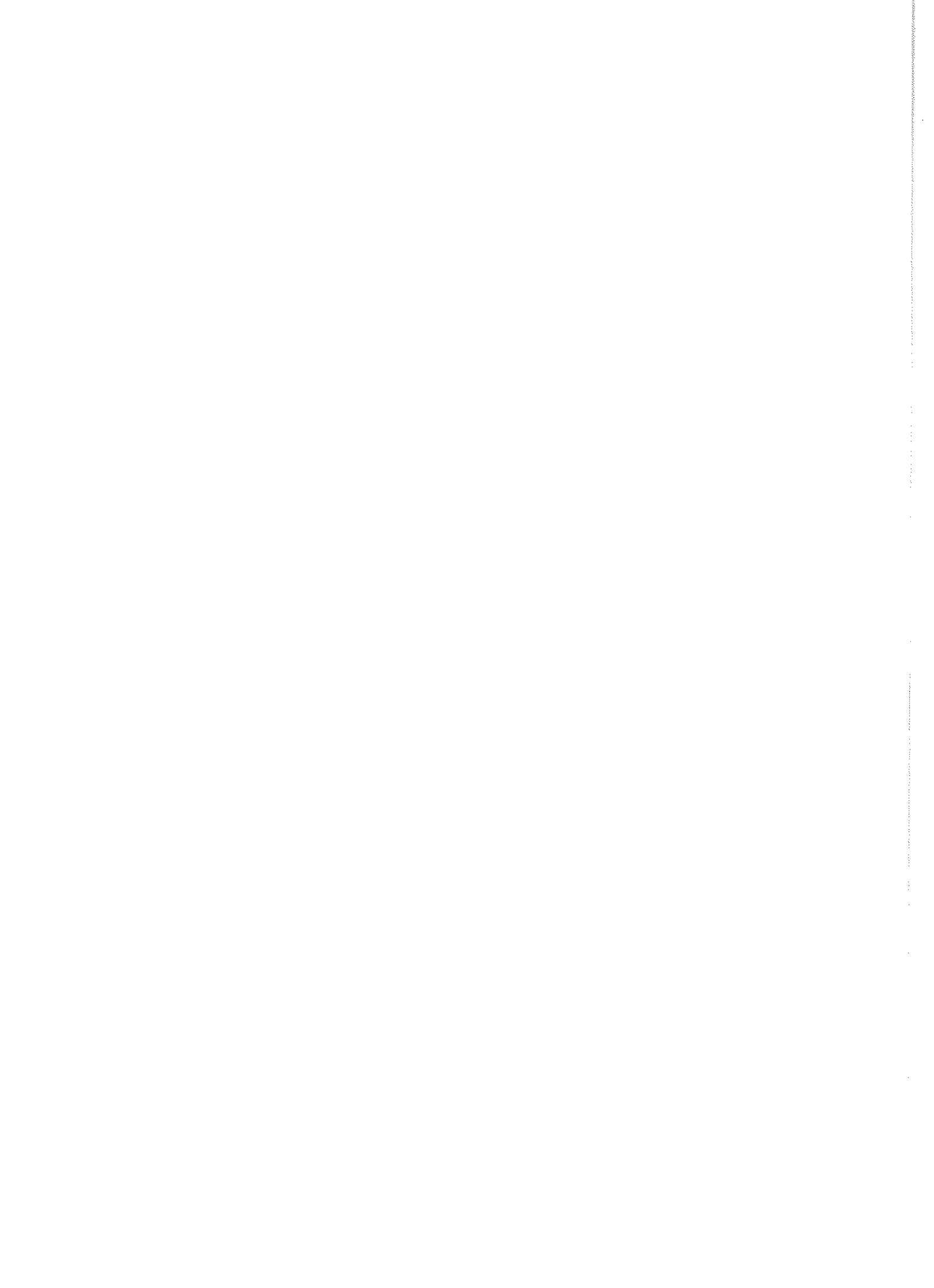
Monsieur R. DAYRAS

Monsieur M. LOUVEL

Examineurs

Monsieur J.C. STECKMEYER

Monsieur C. VOLANT



## REMERCIEMENTS

Je remercie Mr. S. HARAR pour m'avoir permis de bénéficier d'un contrat de formation par la recherche au CEA de Saclay à un moment où, compte tenu de mes obligations militaires, il m'était difficile de m'en occuper moi-même. Mr. P.J. CARLOS a accepté de prolonger mon contrat d'une durée de cinq mois afin de mener à bien la rédaction de cette thèse et je l'en remercie.

Mr. B. TAMAIN m'a fait l'honneur de présider le jury de thèse et je lui exprime ma profonde reconnaissance en le remerciant également pour la lettre de recommandation très flatteuse qu'il m'a écrite lors de ma demande d'embauche au CEA de Bruyères le Châtel où je travaille actuellement.

Mrs. B. BORDERIE, M. LOUVEL, J-L. STECKMEYER m'ont fait le plaisir de participer au jury et je suis flatté de l'intérêt qu'ils ont pu montrer pour ce travail.

Mr. E.C. POLLACCO fut la première personne à m'initier à la physique nucléaire expérimentale et à me permettre de participer à une expérience au G.A.N.I.L. C'est cette première approche qui m'a poussé à continuer dans ce domaine et je lui en suis très reconnaissant. Mrs. R. DAYRAS et C. VOLANT se sont occupés de moi durant tout mon séjour à Saclay et je les remercie très chaleureusement pour la confiance qu'ils m'ont accordée et pour m'avoir permis de participer à de nombreuses écoles, colloques et congrès. J'ai eu et j'ai encore énormément de plaisir à les rencontrer et à bénéficier de leurs expériences. Je remercie J-L. CHARVET pour son soutien et son aide dans la partie informatique du dépouillement.

Enfin, je remercie vivement tous les physiciens ou non-physiciens qui, de près ou de loin, ont suivi ce travail et m'ont toujours accueilli avec la plus grande gentillesse à des moments où je me sentais parfois perdu. Merci donc à Mmes F. AUGER, R. LUCAS, C.MAGNACO-CHARVET, D. PIERROUTSAKOU, M.F. RIVET ainsi que Mrs N. ALAMANOS, B.BERTHIER, E. BERTHOUMIEUX, Y. CASSAGNOU, E. DE FILLIPPO, A.GILLIBERT, P.GUEGUEN, G. LANZANO, Y. LUSSIGNOL, R. LEGRAIN, C. MAZUR, A. PAGANO, J-L. SIDA et L.TASSAN-GOT.

Un grand merci à mon amie Véronique VINCI pour m'avoir supporté durant ces trois années et pour avoir vécu ensemble des moments parfois pénibles.



## TABLE DES MATIERES

<b>INTRODUCTION</b>	<b>7</b>
<b>CHAPITRE I: LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET SES PROPRIETES</b>	<b>11</b>
I) Caractéristiques du faisceau et des cibles	11
I-1) Le faisceau	11
I-2) Cibles utilisées	12
II) Les cristaux de BaF <sub>2</sub>	13
II-1) Disposition des cristaux de BaF <sub>2</sub> dans la chambre CYRANO	13
II-2) Justification sur le choix des cristaux de BaF <sub>2</sub>	15
II-3) Caractéristiques techniques	16
II-4) Propriétés intrinsèques des cristaux de BaF <sub>2</sub>	17
II-4-a) Composantes lente et rapide du signal de scintillation	17
II-4-b) Origine physique des deux composantes	18
II-4-b-i) Composante lente	19
II-4-b-ii) Composante rapide	19
II-4-c) Dépendance du signal de scintillation à la température	19
II-5) Discrimination des particules légères chargées par analyse de forme du signal de scintillation	20
II-6) Séparation en masse des particules légères chargées par mesure du temps de vol	24
III) Les télescopes à jonction Silicium $\Delta E-E$	26
III-1) Disposition des détecteurs	26
III-2) Caractéristiques techniques	29
III-3) Séparation en charge des fragments du projectile	30
IV) Dispositif expérimental équivalent	31
IV-1) Présentation du dispositif expérimental équivalent	31
Références du chapitre I	33

<b>CHAPITRE II: ELECTRONIQUE ET ACQUISITION</b>	<b>35</b>
I) Electronique	35
I-1) Chaîne électronique relative au traitement des signaux des cristaux de BaF <sub>2</sub>	35
I-1-a) Rappel sur la fonction du discriminateur à fraction constante	37
I-1-b) Rôle du registre R8	38
I-1-c) Création des fenêtres d'intégration	38
I-1-d) Mesure du temps de vol	38
I-1-d-i) Fonction du SCT (Synchro Codeur Temps)	39
I-1-d-ii) Temps de vol	39
I-2) Traitement des voies électroniques associées aux télescopes	40
I-2-a) Voies analogiques	41
I-2-b) Voies logiques	42
II) Acquisition	42
II-1) Les codeurs	43
II-1-a) Codeurs de charge intégrant les deux composantes de lumière des BaF <sub>2</sub>	43
II-1-b) Codeurs de temps pour BaF <sub>2</sub> et jonctions $\Delta E$ Silicium	44
II-1-c) Codeurs d'amplitude des signaux $\Delta E$ et E des télescopes	44
II-2) Le configurateur	44
II-2-a) Le MDR	44
II-2-b) Les UCR	45
II-2-c) Le SUG	46
II-2-d) Le MER	46
II-3) Le CAB	47
II-4) Structure de l'enregistrement DMA	47
<b>CHAPITRE III: TRAITEMENT DES DONNEES</b>	<b>51</b>
I) Identification en masse et en charge des particules légères chargées	51

I-1) Représentations matricielles associées aux cristaux de BaF <sub>2</sub>	51
I-2) Création des contours d'identification	53
II) Etalonnage en énergie et en temps	55
II-1) Description de la méthode	55
II-2) Etalonnage en énergie	57
II-3) Vers une auto-calibration des cristaux de BaF <sub>2</sub>	59
II-4) Etalonnage en temps	61
II-4-a) Détermination de la phase du signal HF lors des mesures de E <sub>p</sub>	62
II-4-b) Détermination de la phase du signal HF dans les conditions expérimentales	64
II-5) Une fonction d'identification facilitant la séparation en masse et charge des particules légères chargées	68
III) Etalonnage des télescopes et identification des fragments du projectile	70
III-1) Etalonnage en énergie des télescopes	70
III-2) Identification en charge des fragments du projectile	71
III-3) Extraction des événements fortuits	73
Références du chapitre III	75
<b>CHAPITRE IV: PRESENTATION ET INTERPRETATION DES DONNEES INCLUSIVES</b>	<b>77</b>
I) Propriétés des fragments du projectile	77
I-1) Spectres en énergie	77
I-1-1) Rappel sur l'interprétation des spectres en énergie dans le cadre des différents modèles existants	80
a) Historique	80
b) Energie cinétique moyenne par nucléon des fragments du projectile	83
I-2) Distributions angulaires	84
I-2-1) Discussion sur la forme des distributions angulaires	89
I-2-2) Conclusions	89
I-3) Sections efficaces des fragments du projectile	90
I-4) Conclusions relatives aux mesures inclusives des fragments du projectile	93
II) Caractéristiques des particules légères chargées	94

II-1) Analyse en sources des spectres en énergie	95
II-2) Commentaires	99
Références du chapitre IV	101
<b>CHAPITRE V: PRESENTATION DES DONNES EN COINCIDENCE</b>	<b>103</b>
I) Multiplicité de particules légères chargées associées aux fragments du projectile	103
I-1) Définition	103
I-2) Corrections et méthode employée pour le calcul de la multiplicité	104
I-2-1) Coïncidences d'ordre supérieur à deux	104
I-2-2) Seuils de détection des cristaux de BaF <sub>2</sub>	105
I-2-3) Déviation de 0.2° du faisceau	106
I-3) Distributions spatiales des particules légères chargées émises en coïncidence avec un fragment du projectile	107
I-3-1) Présentation	107
I-3-2) Discussion	113
I-4) Calcul de la multiplicité	113
I-4-1) Interpolation des distributions azimutales	113
I-4-2) Extrapolation au delà de l'hodoscope	115
I-4-3) Commentaires	117
II) Corrélations en énergie entre fragments du projectile et particules légères chargées	118
III) Reconstruction cinématique	124
III-1) Définition des grandeurs utilisées	125
III-2) Corrélations vitesse relative-vitesse de recul	128
III-3) Discussion sur $\theta_{rec}$ et $\phi_{rec}$	131
III-4) Distributions polaires des particules légères dans le référentiel de l'émetteur	132
IV) Conclusions	138
Références du chapitre V	139

<b>CHAPITRE VI: INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX</b>	141
I) Traitement du processus d'évaporation	141
I-1) Hypothèses	141
I-2) Commentaires sur le choix de la masse primaire et de son énergie d'excitation	143
II) Comparaison des corrélations vitesse de recul-vitesse relative	147
III) Distributions des angles polaires centre de masse	148
IV) Distributions des vitesses relatives "avant" et "arrière"	151
V) Résultat du modèle d'échange stochastique de Tassan-Got	154
VI) Interprétation du mécanisme de réaction mis en jeu	158
VII) Extraction de la température des fragments thermalisés du projectile	162
VIII) Influence de l'étalonnage en énergie des particules légères chargées sur les distributions des angles polaires centre de masse	165
Références du chapitre VI	167
<b>CONCLUSIONS</b>	168
<b>ANNEXE A</b>	170



## INTRODUCTION

L'étude des mécanismes de réaction mis en jeu dans les collisions noyau-noyau a fait l'objet de nombreux travaux durant ces vingt dernières années tant sur le plan expérimental que théorique. Historiquement, les premières expériences utilisaient des faisceaux d'ions lourds de très hautes énergies ( $E > 200$  MeV/A) ou de très basses énergies ( $E < 10$  MeV/A). Les processus intervenant dans ces collisions sont désormais bien connus et diffèrent selon le domaine en énergie de bombardement considéré. Les différences dans l'interprétation des mécanismes sont essentiellement liées à l'importance relative de l'effet du champ nucléaire moyen vis à vis des collisions nucléon-nucléon durant l'interaction. Nous allons rappeler ces mécanismes en nous limitant aux collisions périphériques puisqu'elles se situent dans la problématique de cette thèse.

A basse énergie, l'interaction est dominée par l'effet de champ nucléaire moyen. Outre les réactions de transfert où les deux partenaires sont peu perturbés, la principale caractéristique des interactions entre ions lourds fut l'observation de réactions profondément inélastiques (très dissipatives) où le fragment du projectile après interaction avec la cible conserve la mémoire de la masse du projectile de la voie d'entrée mais perd son énergie cinétique initiale pour la convertir en énergie d'excitation des fragments de la cible et du projectile. Ces énergies d'excitation sont importantes et augmentent avec l'énergie de bombardement. Les réactions ont donc à basse énergie un caractère binaire où l'échange de nucléons entre projectile et cible est à l'origine des fortes énergies d'excitation. C'est le domaine d'énergie où les équations de transport peuvent reproduire les phénomènes observés. Les nucléons à l'intérieur du noyau possèdent une énergie cinétique moyenne égale à l'énergie de Fermi (de 28 à 35 MeV selon la masse du noyau considéré). Ainsi, le temps nécessaire pour l'échange de nucléons entre cible et projectile est plus faible que le temps d'interaction, ce qui rend les transferts possibles à basse énergie.

A haute énergie, ce sont les collisions nucléon-nucléon qui dominent. Ainsi les fragments du projectile conservent la vitesse du projectile mais perdent l'information sur sa masse. Seuls les nucléons situés dans la partie de recouvrement entre la cible et le projectile participent à la réaction. De telles collisions peuvent être interprétées à l'aide de considérations purement géométriques entraînant une séparation claire entre la zone de recouvrement (participante) et les deux parties qui n'interagissent pas (les spectateurs ou fragments abrasés du projectile et de la cible). Ce sont donc des interactions peu dissipatives en ce sens qu'il y a conservation de la vitesse de la voie d'entrée et les fragments de la voie de sortie sont faiblement excités. On parle dans ce cas d'un mécanisme d'abrasion. Les faibles énergies d'excitation imparties aux fragment primaires sont essentiellement les énergies de surface des fragments déformés après abrasion et sont dissipées par évaporation de particules légères (ou processus d'ablation). Toute l'énergie d'excitation reste dans le volume participant pour former une boule de feu.

Avec la disponibilité de faisceaux d'ions lourds ayant des énergies proches ou supérieures à l'énergie de Fermi tels que ceux délivrés au G.A.N.I.L. depuis une dizaine d'années, il a été possible d'explorer un domaine en énergie de bombardement à la frontière entre les deux mécanismes que nous venons de décrire ( $10 \text{ MeV/A} < E < 100 \text{ MeV/A}$ ). On devait donc s'attendre à observer un phénomène transitoire permettant d'avoir accès au temps de relaxation d'un système nucléaire. Si le temps nécessaire à la dissipation est très court devant la durée de l'interaction alors un processus proche des collisions profondément inélastiques observées à basse énergie devrait être privilégié. Dans le cas contraire, si le temps mis pour dissiper l'énergie est grand vis à vis du temps d'interaction alors les processus observés à ces énergies intermédiaires devraient être interprétés dans le cadre d'une pure abrasion où seuls les nucléons situés dans la zone de recouvrement participent à la réaction.

Les premières expériences relatives à l'étude des mécanismes de réaction induits par ions lourds dans les collisions périphériques aux énergies intermédiaires ont été réalisées en effectuant des mesures inclusives des fragments du projectile. Afin de sélectionner les paramètres d'impact les plus grands, les fragments étaient mesurés aux angles avant, c'est à dire situés très près du faisceau. Dans ces conditions, les fragments du projectile présentent des distributions en énergie piquées à une vitesse proche de celle du projectile. Les caractéristiques de ces distributions en énergie conjuguées aux distributions isotopiques des fragments du projectile sont en accord avec les propriétés observées à hautes énergies et ce dès  $30 \text{ MeV/A}$ . On aurait donc pu conclure hâtivement que les effets de champ moyen devenaient négligeables dès ces énergies.

Néanmoins, des mesures plus complètes où les fragments de la cible étaient mesurés en coïncidence avec les fragments du projectile ont ensuite été réalisées. Des résultats expérimentaux réalisés à  $30 \text{ MeV/A}$  ont pu être analysés à la fois dans le cadre d'un processus de type abrasion-ablation ainsi que dans l'hypothèse d'un mécanisme binaire de type inélastique. Une description cohérente des données a pu être obtenue avec ces deux approches et a remis en cause l'idée d'une disparition rapide de l'effet de champ moyen avec l'énergie de bombardement comme le suggéraient les mesures inclusives réalisées à  $30 \text{ MeV/A}$ . Des mesures similaires à  $60 \text{ MeV/A}$  ont même suggéré un meilleur accord des données avec l'hypothèse d'un mécanisme binaire typique des régions de basses énergies. Les différentes hypothèses comme l'apparition d'une boule de feu pour l'abrasion ou le mécanisme d'évaporation des fragments primaires fortement excités et thermalisés dans le cas d'une réaction profondément inélastique étaient les ingrédients nécessaires à une telle analyse et ne pouvaient être vérifiées de part la nature des fragments détectés en coïncidence. L'énergie d'excitation impartie aux fragments primaires apparaît donc comme le paramètre clé capable de déterminer la nature du mécanisme mis en jeu. Ainsi, l'idée a été de réaliser un dispositif expérimental capable de déterminer l'énergie d'excitation des fragments primaires afin de trancher entre les mécanismes de réaction susceptibles d'apparaître.

Un système nucléaire fortement excité libère son énergie d'excitation en émettant des neutrons et des particules légères chargées. Leur nombre est d'autant plus important que l'énergie d'excitation est grande. De plus les particules qu'il émet ont la mémoire de sa

vitesse. Enfin, les faibles masses de ces particules comparées à celle du noyau émetteur permettent de caractériser la nature, thermalisée ou non, du noyau émetteur c'est à dire l'émission de prééquilibre vis à vis de l'émission par une source thermalisée. Pour toutes ces raisons, nous avons décidé de réaliser une expérience où les fragments du projectile sont mesurés en coïncidence avec les particules légères chargées. La nature périphérique de la collision a été signée en sélectionnant les fragments les plus à l'avant. Afin d'avoir une information sur l'énergie d'excitation du fragment primaire du projectile, nous avons mesuré les particules légères émises aux petits angles en coïncidence avec les fragments secondaires du projectile. Nous avons réalisé deux types de mesures sur les systèmes  $^{40}\text{Ar} + \text{natAg}$  et  $^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$  à 58.7 MeV/A : des mesures inclusives des fragments du projectile et des particules légères chargées et des mesures en coïncidence entre fragments du projectile et particules légères chargées. Le choix de deux cibles à la même énergie avait pour but de savoir de quelle façon s'effectuait la répartition de l'énergie d'excitation entre le projectile et la cible.

Ainsi, dans le cas d'une répartition équitable de l'énergie d'excitation et d'un mécanisme indépendant de la nature de la cible, les propriétés devraient être identiques pour les deux réactions.

Le premier chapitre de cette thèse s'attache à décrire les caractéristiques géométriques et les propriétés intrinsèques des détecteurs constituant le dispositif expérimental. Dans cette expérience, l'utilisation de cristaux de  $\text{BaF}_2$  comme détecteurs de particules légères chargées ( p,d,t, $^3\text{He}$ , $\alpha$ ...) était nouvelle à ces énergies. La réponse de ces scintillateurs sera présentée ainsi qu'un certain nombre de leurs propriétés intrinsèques. L'emploi de télescopes à jonction Silicium  $\Delta E$ -E pour la discrimination en charge et la mesure de l'énergie des fragments du projectile est désormais bien connu et nous rappellerons brièvement leurs caractéristiques.

L'électronique de traitement des signaux issus des détecteurs et le système d'acquisition utilisé au G.A.N.I.L. feront l'objet du second chapitre. Nous décrirons comment a été réalisée la mesure du temps de vol à l'aide du signal HF délivré par l'accélérateur et quelles sont les fonctions des différents éléments constitutifs des chaînes électroniques des cristaux de  $\text{BaF}_2$  et des télescopes à jonctions Silicium.

L'étalonnage en énergie des cristaux de  $\text{BaF}_2$  a fait l'objet de nombreuses tentatives qui seront exposées au chapitre III. Une méthode d'étalonnage en énergie à partir de la mesure du temps de vol y sera finalement présentée ainsi qu'une nouvelle fonction d'identification en charge et en masse des particules légères chargées.

Les mesures inclusives des fragments du projectile et des particules légères chargées seront exposées au chapitre IV. Les données relatives aux fragments du projectile sont d'ores et déjà connues et la présentation des différentes caractéristiques qui leur sont associées permettra de rappeler l'ambiguïté dans la détermination des mécanismes mis en jeu. Pour les particules légères chargées, nous exposerons une analyse des distributions en énergie au moyen d'une approche statistique supposant l'émission par deux sources thermalisées, tout en émettant un certain nombre de réserves quant aux conclusions que l'on peut tirer de ce

genre d'analyse.

Les coïncidences entre particules légères chargées et fragments du projectile associés seront présentées et discutées au chapitre V. Nous discuterons du comportement des distributions spatiales des particules légères chargées et présenterons les multiplicités de particules associées au fragment du projectile selon le type de la particule considérée. Un certain nombre de corrélations définies à l'aide d'une reconstruction cinématique sera ensuite présenté.

Enfin, le chapitre VI consistera à tester l'hypothèse d'un processus binaire suivi d'une désexcitation séquentielle au moyen d'une simulation afin de déterminer le ou les mécanismes à l'origine de la production des particules légères chargées. Cette simulation mettra en jeu un certain nombre d'hypothèses qui seront présentées et testées. Ceci nous permettra de conclure sur le scénario de la réaction susceptible d'apparaître

## CHAPITRE I

### LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET SES PROPRIETES

L'expérience réalisée au G.A.N.I.L en Novembre 1988 avait pour but de mesurer les caractéristiques des particules légères chargées émises en coïncidence avec les fragments du projectile lors des collisions périphériques aux énergies intermédiaires. Les systèmes  $^{40}\text{Ar} + \text{natAg}$  et  $^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$  ont été étudiés pour une énergie faisceau de 58.7 MeV/A. Le dispositif expérimental a été disposé dans la chambre à réaction CYRANO. Lors des collisions périphériques aux énergies intermédiaires, les fragments du projectile se caractérisent par des spectres en vitesse essentiellement localisés autour de la vitesse du faisceau. Par contre les particules légères chargées présentent une dynamique en énergie beaucoup plus étendue. Ces caractéristiques nous ont incités à employer deux types de détecteurs. L'utilisation de télescopes silicium  $\Delta E-E$  était particulièrement adaptée pour la mesure des fragments du projectile puisqu'ils ne nécessitent pas de correction dans la calibration pour des masses inférieures à 40 <sup>(1)</sup>. L'emploi de cristaux de  $\text{BaF}_2$ , dont le signal de scintillation possède deux composantes de lumière permettant la discrimination des particules légères, présente des avantages que nous décrirons plus loin. L'analyse de leurs réponses aux particules chargées a également permis de mettre à jour de nouvelles propriétés.

#### I) CARACTERISTIQUES DU FAISCEAU ET DES CIBLES

##### I-1) Le faisceau

Les différentes caractéristiques du faisceau délivré par l'accélérateur sont reportées dans le tableau n° I-1 ci-dessous:

Nature du projectile	$^{40}\text{Ar}$
Etat de charge	$16^+$
Masse atomique	39,96244
Energie	58,6807MeV/A
Fréquence	10,847MHz

**Tableau n°I-1: Caractéristiques du faisceau délivré par l'accélérateur**

Avant l'expérience proprement dite, une cible d'alumine a été utilisée pour permettre de visualiser l'impact du faisceau et sa focalisation. Le diamètre de la tâche observée au niveau de la cible était de l'ordre de 1 mm.

Si l'on se reporte au tableau ci-dessus, la fréquence de 10,847 MHz signifie que le faisceau se présente sous forme de paquets d'ions  $^{40}\text{Ar}$  qui viennent frapper la cible par intervalles réguliers de 92,19 ns. La distribution temporelle du faisceau était caractérisée par une gaussienne. La largeur à mi-hauteur de celle-ci ( 450 ps ) a pu être évaluée expérimentalement en mesurant le temps de vol des ions  $^{40}\text{Ar}$  issus de la diffusion élastique. Une cage de Faraday, placée après la chambre à réaction CYRANO permet de mesurer l'intensité du faisceau et d'intégrer les charges incidentes. L'intensité variait de 20 à 35 nA pour les mesures exclusives et a été diminuée à 0,7 nA pour les mesures en simple. Notons enfin que les ions  $^{40}\text{Ar}$  incidents ne sont pas entièrement libérés de leurs électrons. Néanmoins, la charge effective des ions Ar en sortie de la cible est obtenue d'après la formule empirique établie par Northcliffe <sup>(22)</sup>:

$$Z_{\text{eff}} = Z_0 \cdot (1 - 1,85 \cdot e^{-2\xi})^{1/2}$$

$$\text{où } \xi = 6,35 \cdot (E/A)^{1/2} / Z_0.$$

$Z_0$  vaut 18 dans notre cas, E et A désignant respectivement l'énergie et la masse atomique de l'ion considéré. Cette formule a été établie pour des épaisseurs supérieures à l'épaisseur d'équilibre, ce qui est le cas pour les cibles que nous avons utilisées et dont les caractéristiques sont données dans le paragraphe suivant. Le calcul donne une valeur de 17,92 pour la charge effective si l'énergie incidente est de 58,7 MeV/A. On voit donc que les ions Ar sont presque complètement épluchés après avoir traversé la cible. Cette formule a été appliquée pour déterminer le nombre d'ions incidents au cours de chaque mesure à partir de la charge intégrée dans la cage de Faraday.

## I-2) Cibles utilisées

Deux systèmes ont été étudiés. Les cibles utilisées ainsi que leurs épaisseurs respectives apparaissent dans le tableau n° I-2.

Nature de la cible	Epaisseur
$^{27}\text{Al}$	600 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$
NatAg	487 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$

**Tableau n° I-2: Nature et épaisseur des cibles utilisées**

Le passage du faisceau dans la cible s'accompagne d'une production importante d'électrons avec une vitesse voisine de celle du faisceau. Ces électrons produisent un fond important dans les détecteurs et en détruisent la résolution. De façon à maintenir les électrons dans la cible, celle-ci était portée à un potentiel de 65 kV. La cible de  $^{\text{nat}}\text{Ag}$  a été

réalisée par évaporation d'ions  $^{109}\text{Ag}$  sur un support plastique de polystyrène de  $15 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ , dissous ensuite dans du dioxane. La cible d'Al vient du commerce et a été réalisée par laminage. Les deux cibles utilisées sont donc auto-supportées et toute contamination liée au support est ainsi évitée.

### III LES CRISTAUX DE $\text{BaF}_2$

#### III-1) Disposition des cristaux de $\text{BaF}_2$ dans la Chambre CYRANO

Un hodoscope constitué de 22 cristaux de  $\text{BaF}_2$ , disposés en nid d'abeilles et répartis sur 6 couronnes, a été placé à une distance de 1.20 m de la cible. L'angle polaire couvert par cet ensemble de détection varie ainsi de 2.8 à 10 degrés et l'angle azimutal couvre un domaine angulaire allant de 90 à 270 degrés dans le référentiel du laboratoire. Puisque le taux de comptage des particules légères émises lors des collisions noyau-noyau aux énergies intermédiaires augmente considérablement si l'on diminue l'angle de détection, une plaque de laiton de 1.5 cm d'épaisseur a été mise devant l'hodoscope. Celle-ci était percée de trous dont les diamètres ont été préalablement calculés afin d'obtenir un taux de comptage approximativement uniforme pour chacun des scintillateurs de l'hodoscope durant les mesures inclusives. Les trous regardent la cible et chacun d'entre eux est centré sur le scintillateur qu'il collimate. Les diamètres  $d$  des trous définissent l'angle solide  $\Delta\Omega$  associé à chaque cristal selon la formule:

$$\Delta\Omega = \pi/4. (d/D)^2 \quad (\text{où } D \text{ représente la distance cible-détecteur})$$

Ces collimateurs ont également pour rôle de supprimer tout effet de bords et de couplage entre cristaux, dû aux particules diffusant d'un cristal à l'autre. Ainsi la surface efficace totale de détection ne représente que 9.73% de la surface totale de l'hodoscope et les angles solides des cristaux collimatés varient de  $5.39.10^{-5}$  sr pour ceux situés à 2.8 degrés jusqu'à  $3.27.10^{-4}$  sr pour un angle polaire de 10 degrés.

Six autres cristaux, collimatés de la même manière par des anneaux de laiton de 1.5 cm d'épaisseur, ont été placés à des angles variant de 17 à 117 degrés et espacés de  $20^\circ$  les uns des autres. Les données fournies par ces 6 détecteurs n'ont pas été analysées faute de temps et en raison de fréquentes fluctuations dans leur fonctionnement.

La figure n°I-1 schématise l'ensemble des 22 détecteurs formant l'hodoscope et le tableau n°I-3 résume les différentes caractéristiques géométriques de chacun d'entre-eux.

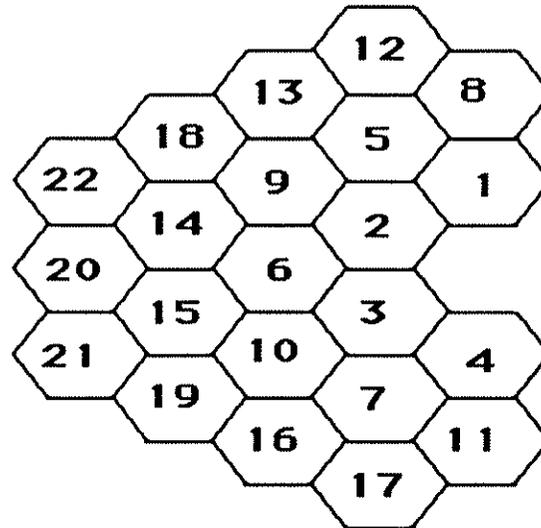


Figure n° I-1: Schéma de l'hodoscope constitué de 22 BaF<sub>2</sub> numérotés de 1 à 22.

Numéro du BaF <sub>2</sub>	Distance Cible- Détecteur (cm)	$\Theta$ Labo (degrés)	$\Phi$ Labo (degrés)	Diamètre Collimateur (cm)	$\Omega$ (sr)
1	120,63	2,8	90	1,00	5,397E-05
2	120,63	2,8	150	1,00	5,397E-05
3	120,63	2,8	210	1,00	5,397E-05
4	120,63	2,8	270	1,00	5,397E-05
5	120,91	4,8	120	1,50	1,209E-04
6	120,87	4,5	180	1,00	5,397E-05
7	120,90	4,8	240	1,50	1,209E-04
8	121,08	5,7	90	1,50	1,205E-04
9	121,05	5,7	150	1,50	1,206E-04
10	121,05	5,7	210	1,50	1,206E-04
11	121,04	5,7	270	1,50	1,206E-04
12	121,45	7,4	110	2,00	2,130E-04
13	121,44	7,4	130	2,00	2,130E-04
14	121,48	7,4	170	2,00	2,129E-04
15	121,46	7,4	190	2,00	2,129E-04
16	121,47	7,4	230	2,00	2,129E-04
17	121,44	7,4	250	2,00	2,130E-04
18	121,58	8,5	150	2,00	2,125E-04
19	121,73	8,5	210	2,00	2,120E-04
20	122,17	9,6	180	2,50	3,289E-04
21	122,30	10,0	165	2,50	3,281E-04
22	122,41	10,0	195	2,50	3,276E-04

Tableau n°I-3: Caractéristiques géométriques des cristaux de BaF<sub>2</sub> constituant l'hodoscope.

## II-2) Justification du choix des cristaux de BaF<sub>2</sub>

Lors des collisions noyau-noyau aux énergies intermédiaires, la dynamique en énergie des particules légères chargées émises aux angles avant est relativement importante. Les spectres en énergie de ces particules légères peuvent ainsi couvrir une gamme allant de quelques MeV, pour les événements issus d'un processus d'évaporation de la quasi-cible primaire, jusqu'à des énergies correspondant à 2 fois la vitesse du projectile. Le détecteur de particules légères doit donc être capable de couvrir toute cette dynamique en énergie et permettre de discriminer en charge et en masse les particules légères chargées. Dans le cas d'une mesure de temps de vol, la séparation en masse est d'autant plus facile que la résolution en temps du détecteur utilisé est bonne. Enfin, il doit présenter une bonne résolution en énergie.

Différents types de détecteurs ont d'ores et déjà été utilisés aux énergies G.A.N.I.L. Des télescopes à jonctions silicium  $\Delta E$ -E couplés ou non à des scintillateurs ont été employés avec succès. Dans ce cas, les seuils en énergie sont directement liés à l'épaisseur de la première jonction  $\Delta E$ , dont le coût devient prohibitif dès lors que son épaisseur diminue et que l'on requiert une bonne homogénéité. Des détecteurs plastiques rapides minces ont aussi été utilisés<sup>(3,4)</sup>. Dans cette dernière référence, l'étude porte en particulier sur l'analyse d'une expérience effectuée au G.A.N.I.L sur le système  $^{40}\text{Ar} + ^{\text{nat}}\text{Ag}$  à 60 MeV/A où une mesure de perte d'énergie combinée à une prise de temps de vol analogue à celle utilisée dans notre expérience a été réalisée. Les caractéristiques des particules légères ont été analysées à partir de ces mesures. Néanmoins, la forme des spectres en énergie n'a pu être exploitée pour extraire des températures de sources en raison de la mauvaise résolution en temps observée. Des détecteurs Phoswich<sup>(2)</sup> ont aussi été employés pour discriminer les particules légères chargées. Plus récemment l'emploi d'halogénures alcalins de type CsI<sup>(5,6)</sup> s'est révélé efficace pour discriminer les particules légères. Ces cristaux, lors de la détection de particules chargées, présentent l'avantage de posséder intrinsèquement deux composantes lumineuses de constantes de temps de décroissance différentes et permettent ainsi, dans le principe, une détection sans seuil.

Les cristaux de BaF<sub>2</sub> possèdent des propriétés similaires à ces détecteurs en plus d'une excellente résolution en temps. L'efficacité de détection de rayons  $\gamma$  des détecteurs de BaF<sub>2</sub> est plus grande que celle des scintillateurs de type NaI ou CsI et leur résolution en énergie est inférieure de 30% seulement à celle des NaI<sup>(7,8)</sup>. A titre indicatif, et pour les détecteurs utilisés lors de l'expérience, des tests effectués à l'aide de sources  $\gamma$  standards ont permis d'obtenir une résolution en temps  $\Delta t \approx 600$  ps et une résolution en énergie d'environ 11% pour l'émission  $\gamma$  à 662 KeV d'une source de  $^{137}\text{Cs}$ . D'autres études ont permis d'atteindre des résolutions en temps allant jusqu'à 234 ps à l'aide d'une source de  $^{60}\text{Co}$ <sup>(9)</sup>. Le fort numéro atomique du baryum (56) et la densité spécifique relativement importante des BaF<sub>2</sub> (4.9g/cm<sup>3</sup>) font de ces cristaux un outil adéquat pour la détection de  $\gamma$  mais aussi de neutrons<sup>(10)</sup> et de particules légères chargées, puisqu'en raison de leur fort pouvoir d'arrêt, ils permettent, avec des tailles raisonnables, d'arrêter des particules très énergétiques. Les cristaux de BaF<sub>2</sub> ne sont pas hygroscopiques et sont relativement faciles à manipuler. De

plus, il a été montré que la résolution en temps est indépendante de la taille du cristal<sup>(6,11)</sup>.

La grande dynamique en énergie, la bonne résolution en temps et la présence de deux composantes de lumière en sortie du cristal pour la discrimination des particules légères chargées ont guidé notre choix vers l'utilisation de ces cristaux de BaF<sub>2</sub>. Leur emploi a également permis, lors de cette expérience, de mettre en évidence de nouvelles caractéristiques qui seront détaillées plus loin.

### II-3) Caractéristiques techniques

Les cristaux de BaF<sub>2</sub> utilisés sont fabriqués par la société Harshaw et se présentent sous une forme hexagonale de 10 cm de long et 3.15 cm de côté. A titre indicatif, un proton doit posséder une énergie supérieure à 215 MeV<sup>(12)</sup> pour traverser une telle épaisseur de BaF<sub>2</sub>, ce qui est satisfaisant puisque cela représente une énergie de 3.7 fois supérieure à l'énergie par nucléon du faisceau d' <sup>40</sup>Ar de 58.7 MeV/A. Chaque scintillateur est couplé à un photomultiplicateur de type EMI9954 QA (2 pouces) à l'aide d'une grasse optique Viscasil et d'une fenêtre de quartz qui sert à transmettre les longueurs d'onde de la lumière émise au photomultiplicateur dont l'efficacité quantique est maximale dans la région des Ultra-Violets. Il a été montré que l'absence de cette fenêtre de quartz entraîne une diminution du signal en sortie du phototube d'un facteur égal à 10 pour la composante rapide de scintillation<sup>(9)</sup>. Toutes les faces sont polies et les faces latérales recouvertes de plusieurs feuilles de téflon de 80 µm d'épaisseur afin d'éviter toute perte de lumière. Une feuille de mylar aluminisée de 2 µm d'épaisseur est disposée sur la face d'entrée pour la même raison. Lors d'études plus détaillées sur les différents matériaux réfléchissants ( ex :Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, MgO ), les meilleures valeurs pour la résolution en temps et en énergie ont été obtenues lorsqu'un réflecteur de téflon était utilisé<sup>(13)</sup>. L'une des explications possibles de cette observation pourrait être l'indice de réflexion élevé ( 96% ) pour une longueur d'onde de 220 nm ( Ultra-Violet )<sup>(14)</sup>. Chaque photomultiplicateur est blindé à l'aide d'un cylindre de mu-métal pour l'isoler de toute influence magnétique. Les cristaux couplés à leur phototube sont enfin encastrés individuellement dans des boîtes métalliques en acier inoxydable de forme hexagonale.

Une tension nominale de -1100 Volts à -1300 Volts selon le détecteur a été appliquée sur les phototubes (PM) et le signal de sortie prélevé sur la dernière dynode du PM. Des tests préliminaires effectués auprès du tandem de Catane avaient nécessité des tensions nominales de l'ordre de -1800 Volts. Cependant, les énergies des particules légères détectées expérimentalement pour les systèmes <sup>40</sup>Ar +<sup>nat</sup>Ag et <sup>40</sup>Ar + <sup>27</sup>Al à 58.7 MeV/A sont nettement supérieures à celles mesurées auprès du tandem de Catane. Cela se traduit par une augmentation de la scintillation dans le cristal en raison des plus fortes énergies déposées dans le scintillateur. Ainsi, durant les réglages préliminaires à l'expérience, il a été noté que si les tensions appliquées sur les PM étaient de l'ordre de -1800 Volts, la charge du signal intégré en sortie du PM finit par saturer et même par diminuer pour les particules les plus énergétiques en raison des charges d' espace trop importantes entre dynodes. Les tensions ont donc été diminuées et ajustées de façon à obtenir une bonne linéarité entre la charge du

signal et l'énergie de la particule détectée sur toute la dynamique en énergie. Le tableau n° I-4 dresse le bilan des tensions appliquées sur chacun des cristaux durant les mesures expérimentales comparées aux tensions et courants nominaux initialement prévus.

Numéro du BaF <sub>2</sub>	Haute tension initiale Volts	Haute Tension expérimentale Volts	Courant initial mA	Courant expérimental mA
1	-1720	-1105	1,02	0,65
2	-1800	-1156	0,86	0,56
3	-1820	-1153	0,87	0,56
4	-1800	-1174	0,86	0,57
5	-1640	-1024	0,78	0,49
6	-1800	-1152	0,86	0,56
7	-1755	-1132	0,84	0,55
8	-2100	-1333	1,02	0,65
9	-1740	-1159	0,83	0,56
10	-1930	-1163	0,92	0,56
11	-1835	-1203	0,88	0,68
12	-1860	-1202	0,89	0,59
13	-1810	-1202	0,86	0,58
14	-1835	-1151	0,88	0,56
15	-1850	-1220	0,88	0,60
16	-1820	-1140	0,88	0,56
17	-1650	-995	0,71	0,49
18	-1600	-999	0,94	0,52
19	-1860	-1174	0,89	0,57
20	-1660	-1029	0,79	0,50
21	-1910	-1202	0,91	0,58
22	-1900	-1136	0,91	0,55

**Tableau n° I-4: Bilan des tensions et courants appliqués sur les différents PM comparés aux valeurs nominales initialement prévues à partir de tests réalisés auprès du tandem de Catane**

#### **II-4) Propriétés intrinsèques des cristaux de BaF<sub>2</sub>**

L'identification de particules chargées à l'aide de scintillateurs de type Phoswich a fait l'objet de nombreuses études. Il est apparu, qu'en règle générale, tout scintillateur dont le signal de lumière est décrit par deux composantes de scintillation de constantes de temps de décroissance différentes, peut être utilisé pour l'identification de particules chargées. Le rapport entre ces deux composantes est alors fonction de l'identité de la particule.

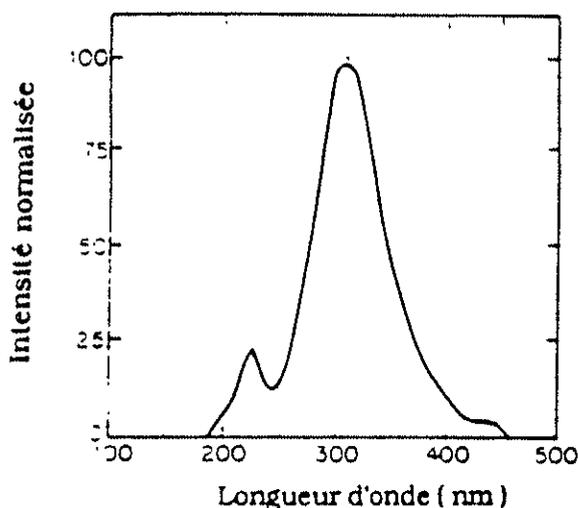
##### **II-4-a) Composantes lente et rapide du signal de scintillation**

Pour les cristaux de BaF<sub>2</sub>, le signal de scintillation se caractérise également par la présence de deux composantes toutes deux situées dans l'Ultra-Violet: une composante rapide

de longueur d'onde égale à 220 nm et une composante lente associée à une longueur d'onde de 310 nm <sup>(15)</sup>. Le spectre d'émission d'un cristal de BaF<sub>2</sub> est représentée par la figure n°I-2 . La forme du signal de lumière peut ainsi être décrite par l'équation:

$$I(t) = A_r \cdot \exp(-t/\tau_r) + A_l \cdot \exp(-t/\tau_l)$$

où  $\tau_r$  et  $\tau_l$  sont les constantes de temps de décroissance des composantes rapide et lente qui valent respectivement 600 ps et 630 ns, et  $A_r$  et  $A_l$  représentent leur intensité. C'est grâce à la présence de la composante rapide dont le temps de montée est de l'ordre de la nanoseconde que les cristaux de BaF<sub>2</sub> possèdent une excellente résolution en temps, ce qui les rend compétitifs vis à vis des scintillateurs plastiques rapides. D'autre part, si l'on compare les valeurs de ces constantes de temps de décroissances à celles observées pour des détecteurs CsI(Tl) évaluées environ à 0,63  $\mu$ s et 7  $\mu$ s, on en conclut une meilleure efficacité des cristaux de BaF<sub>2</sub> en présence de fort taux de comptage ( réduction de l'empilement et diminution du temps mort ).



**Figure n° I-2: Spectre d'émission d'un cristal de BaF<sub>2</sub> ( cf référence 21)**

#### **II-4-b) Origine physique des deux composantes**

Avec l'arrivée de futurs accélérateurs tels que SSC (Superconducting Super Collider) ou LHC (Large Hadron Collider) qui seront censés fournir des faisceaux avec de fort taux d'interaction de l'ordre de  $10^8$  s<sup>-1</sup>, l'intérêt s'est porté sur les cristaux de BaF<sub>2</sub> pour le développement de détecteurs capables d'être utilisés avec de tels taux de comptage. Cependant, en raison de l'existence de la composante lente, des problèmes d'empilement apparaissent dès l'instant où les taux de comptage dépassent  $10^6$  s<sup>-1</sup> en plus de

l'augmentation du temps mort du détecteur. Les études effectuées sur ces scintillateurs ont donc été motivées par la recherche de moyens capables de supprimer cette composante lente tout en conservant les caractéristiques de la composante rapide et ont permis de mieux comprendre l'origine physique des deux composantes.

#### **II-4-b-i) Composante lente**

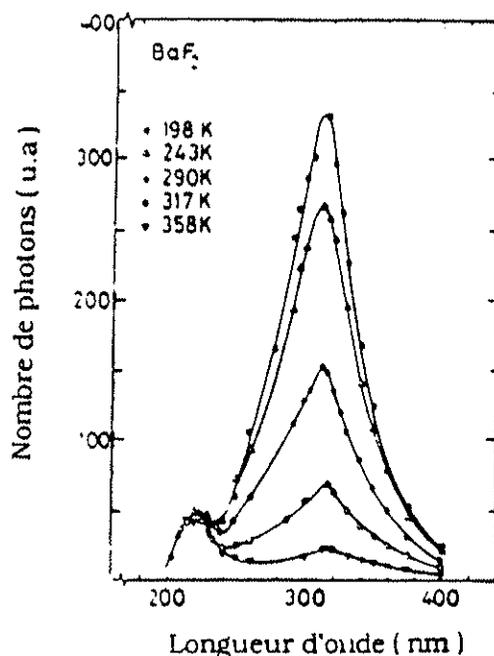
La composante lente est liée à l'existence d'états métastables dans le cristal. Rappelons qu'un état métastable est un état instable en théorie mais qui peut se maintenir durant un temps très long. Celui-ci se désexcite soit par émission de photons qui contribuent ainsi à la composante lente à 310 nm, soit par chocs thermiques. Le nombre d'états métastables peuplés étant directement proportionnel à l'énergie déposée dans le scintillateur, seule une partie de cette énergie contribue à la composante lente en raison de l'absorption thermique. Il est possible d'atténuer considérablement cette composante en favorisant la désexcitation des états métastables par chocs thermiques. Cette désexcitation est réalisée par exemple en dopant un cristal de  $\text{BaF}_2$  avec des ions La<sup>(18)</sup>. Les auteurs de cette référence expliquent que la diminution de la composante lente pourrait être liée à la plus grande mobilité des ions fluor dans un cristal de  $\text{BaF}_2$  dopé avec du lanthane.

#### **II-4-b-ii) Composante rapide**

La composante rapide est due aux recombinaisons radiatives à 220 nm des trous de la bande  $5p\text{Ba}^{2+}$  avec les électrons de la bande de valence  $2p\text{F}^-$ . Ces recombinaisons sont très rapides et expliquent la faible constante de temps de décroissance. De plus, les électrons et les trous ne forment pas d'états métastables avant leur recombinaison, ce qui signifie que la composante rapide ne subit aucune altération liée au problème de l'absorption thermique cité précédemment.

#### **II-4-c) Dépendance du signal de scintillation à la température**

De façon générale, le signal de scintillation d'un cristal dépend fortement de la température. Cette remarque s'applique également aux cas des  $\text{BaF}_2$ . Cependant, deux propriétés intéressantes se dégagent d'une étude menée par Schotanus et al.<sup>(19)</sup>. Les auteurs ont visualisé le signal de scintillation en irradiant un cristal de  $\text{BaF}_2$  au moyen de rayons X de 35 kV et en faisant varier la température du scintillateur de 198 à 358°Kelvins. Les résultats de ces mesures sont schématisés par la figure n°I-3.

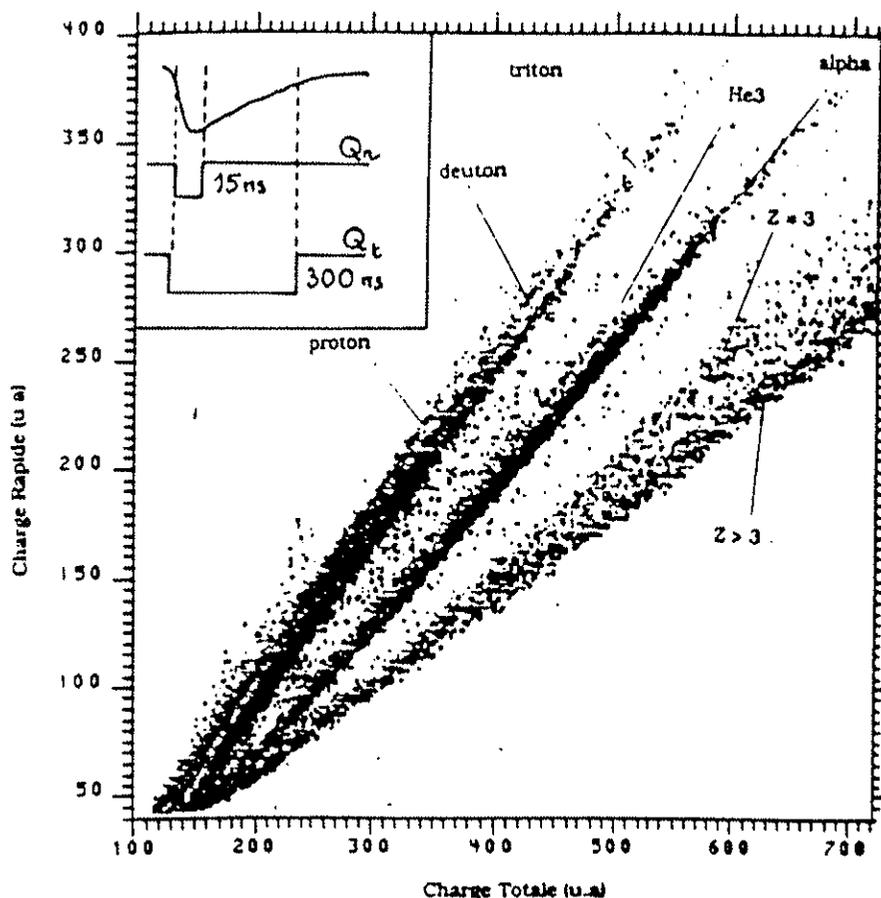


**Figure n°I-3: Spectre d'émission d'un cristal de BaF<sub>2</sub> à différentes températures et mesuré par irradiation de rayons X de 35 kV ( cf référence 19 ).**

La première remarque est relative à la composante lente dont l'intensité diminue fortement si la température augmente. Les auteurs en concluent qu'il est préférable de refroidir un cristal de BaF<sub>2</sub> si l'on désire obtenir une bonne résolution en énergie. L'autre constatation repose sur le fait qu'aucune altération de la composante rapide n'est observée pour les différentes températures testées. Cette dernière propriété est importante puisqu'elle signifie que la résolution en temps n'est pas affectée par des fluctuations de température. L'utilisation de tels cristaux pour des prises de temps de vol est tout à fait adaptée aux mesures expérimentales qui nécessitent des temps d'acquisition longs et pour lesquelles les variations de température peuvent être importantes.

#### **II-5) Discrimination des particules légères chargées par analyse de forme du signal de scintillation**

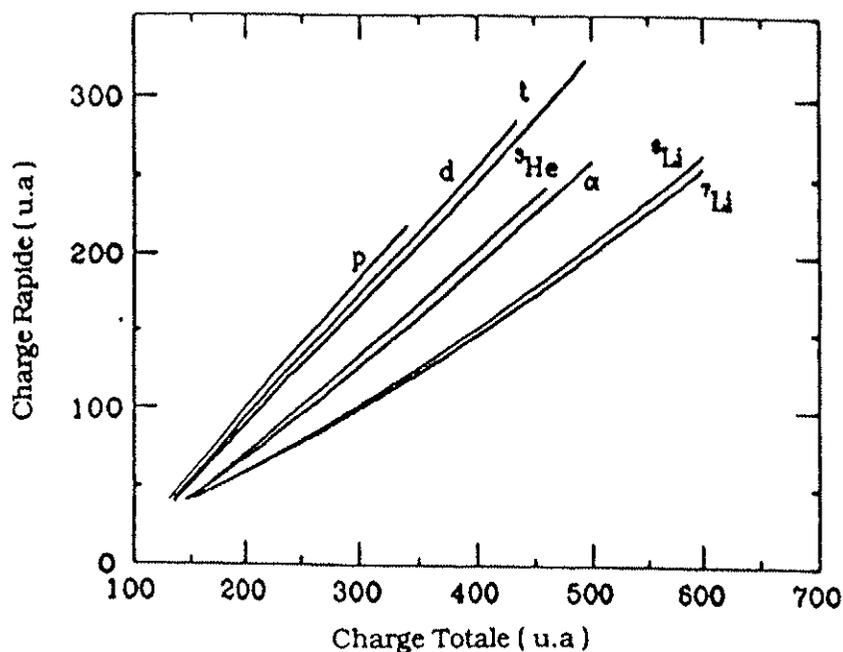
Un exemple de l'identification observée à l'aide de ces cristaux lors de la réaction  $^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$  à 58 MeV/A à un angle de 10 degrés est donné par la figure n°I-4.



**Figure n°I-4: Représentation charge rapide-charge totale obtenue sur le système  $^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$  à 58 MeV/A à un angle polaire de  $10^\circ$ . La figure en encart rappelle que l'intégration du signal analogique en sortie du photomultiplicateur sur une fenêtre en temps de 15 ns et de 300 ns donne respectivement la charge rapide et la charge totale.**

L'intégration de la composante rapide (charge rapide= $Q_r$ ) sur une fenêtre en temps de 15 ns est représentée en fonction de l'intégration de la composante totale (charge totale= $Q_t$ ) sur un intervalle en temps de 300 ns. Dans cette représentation, les charges égales à 1 et à 2 sont nettement séparées. Cette observation avait déjà été constatée lors de mesures effectuées à plus basses énergies <sup>(9)</sup>. On observe également des événements relatifs à des particules de charge égale à 3 si la charge totale  $Q_t$  qui leur est associée est suffisamment élevée, ce qui n'avait pas été mis en évidence jusqu'à présent. Les particules de charge supérieure à trois ne sont pas séparables. La discrimination en masse est effective pour les charges un et deux à la condition que ces particules possèdent de fortes valeurs de  $Q_t$ .

Pour chaque type de particule, la courbe obtenue expérimentalement dans la représentation  $Q_r=f(Q_t)$ , a été lissée par un polynôme de degré allant de 1 à 3 selon la particule considérée et le résultat est montré sur la figure n°I-5.



**Figure n°I-5: Dépendance charge totale-charge rapide en fonction du type de la particule légère chargée. Les courbes relatives à chaque type de particule ont été obtenues par lissage des données expérimentales par un polynôme de degré allant de 1 à 3.**

La dépendance entre charge totale et charge rapide est essentiellement linéaire pour les isotopes de l'hydrogène et la pente de chacune des trois droites dépend de la masse de la particule considérée. Cette caractéristique reste valable pour les particules de charges égales à deux avec cependant une légère non-linéarité à faible  $Q_t$  qui s'accroît si l'on considère les particules de charges égales à trois. On retiendra finalement que pour les particules dont la charge varie de un à trois, on a la relation:

$$Q_r = \sum_{i=0}^n a_i(Z) \cdot Q_t^i \quad \text{avec } n=1 \text{ pour } Z=1,2 \text{ et } n=3 \text{ pour } Z=3$$

Le rapport entre charge rapide et charge totale est tracé en fonction de la charge totale sur la figure n°I-6 pour chaque type de particule.

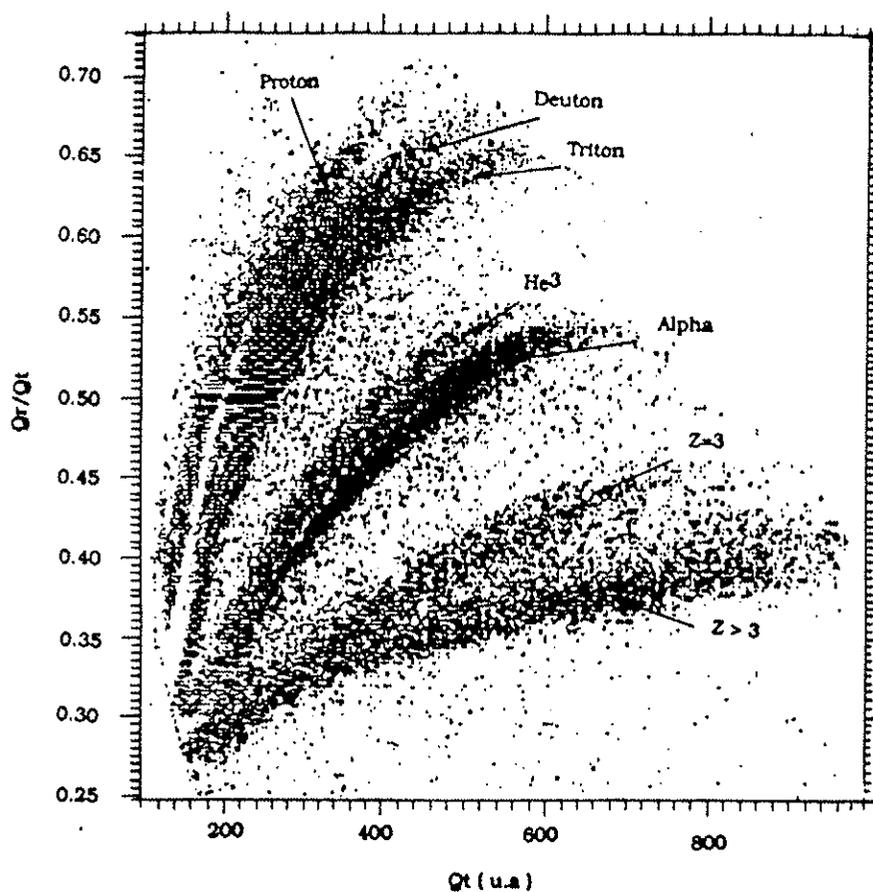


Figure n°I-6: Rapport charge rapide sur charge totale en fonction de la charge totale pour un angle polaire de  $10^\circ$  sur le système  $^{40}\text{Ar}+^{27}\text{Al}$  à 58.7 MeV/A.

On distingue nettement sur cette figure une dépendance du rapport charge rapide-charge totale avec la charge et la masse de la particule considérée. Cependant les paramètres  $a_i(Z)$  définis précédemment ne varient plus au delà des charges égales à 3 et la séparation de ces fragments n'est plus visible. En fait, il a été observé que pour les fragments lourds, le signal de scintillation est essentiellement caractérisé par une seule composante de lumière

dont la constante de temps de décroissance est de l'ordre de la nanoseconde <sup>(16)</sup>, ce qui pourrait être à l'origine du comportement observé pour ces fragments puisque dans ce cas le rapport est constant. A titre d'exemple, des mesures sur les systèmes <sup>16</sup>O+Au à 76 MeV et <sup>32</sup>S+Au à 120 MeV ont été réalisées<sup>(9)</sup>. La diffusion élastique était mesurée à l'aide de BaF<sub>2</sub>. Le résultat de ces mesures s'est traduit par l'apparition d'une seule composante de constante de temps de décroissance d'environ 50 ns. Dans le cas présent, la valeur de saturation se situe environ à 0,40 (cf figure n°I-6). Si l'on suppose que cette saturation est effectivement liée à la présence d'une seule composante de constante de temps de décroissance  $\tau$ , on a :

$$0,40 = \frac{(e^{-\tau_1/\tau} - 1)}{\alpha(e^{-\tau_2/\tau} - 1)}$$

où  $\tau_1$  et  $\tau_2$  sont les fenêtres d'intégration des composantes rapide et totale et valent respectivement 15 et 300 ns;  $\alpha$  représentant l'atténuation appliquée au signal original afin d'éviter toute saturation des codeurs de charge. Dans le cas de la figure n° I-6 dont les données sont issues du détecteur n° 20 l'atténuation était de 17 dB soit un coefficient  $\alpha$  de 0,14. La valeur  $\tau$  obtenue par cette équation est d'environ 900 ns et est donc nettement supérieure aux 50 ns mentionnées dans la référence ci-dessus. On notera également que le même phénomène de saturation est observé pour les ions lourds détectés à l'aide de CsI(Tl) <sup>(17)</sup>. Les auteurs expliquent un tel comportement de façon moins quantitative en soulignant qu'il peut être associé à la fois à des variations de la constante de temps de décroissance de la composante rapide et du rapport entre charge rapide et charge totale avec la particule ionisante. Si l'on fait le bilan du nombre de paramètres présents dans le rapport  $Q_r/Q_t$ , on s'aperçoit qu'il faut prendre en compte les amplitudes des composantes lente et rapide ainsi que des constantes de temps de décroissance du signal engendré par un ion lourd et non plus une particule légère chargée. La présence de ces quatre paramètres ne permet pas de conclure de façon définitive sur l'origine de la saturation et il est préférable de retenir dans ces conditions l'explication donnée dans la référence (17).

## **II-6) Séparation en masse des particules légères chargées à l'aide du temps de vol**

La très bonne résolution en temps des cristaux de BaF<sub>2</sub> associée à la grande distance entre cible et détecteur présente dans notre dispositif (D=1.2 m) a permis d'effectuer une mesure du temps de vol des particules légères chargées en utilisant le signal HF du faisceau. Un exemple du type d'informations recueillies est illustré sur la figure n°I-7. Les données sont issues de mesures inclusives pour le système <sup>40</sup>Ar+<sup>27</sup>Al à 58.7 MeV/A et les particules

émises sont détectées à un angle de 10 degrés. Le temps de vol des particules est reporté en fonction de la charge totale du signal de scintillation.

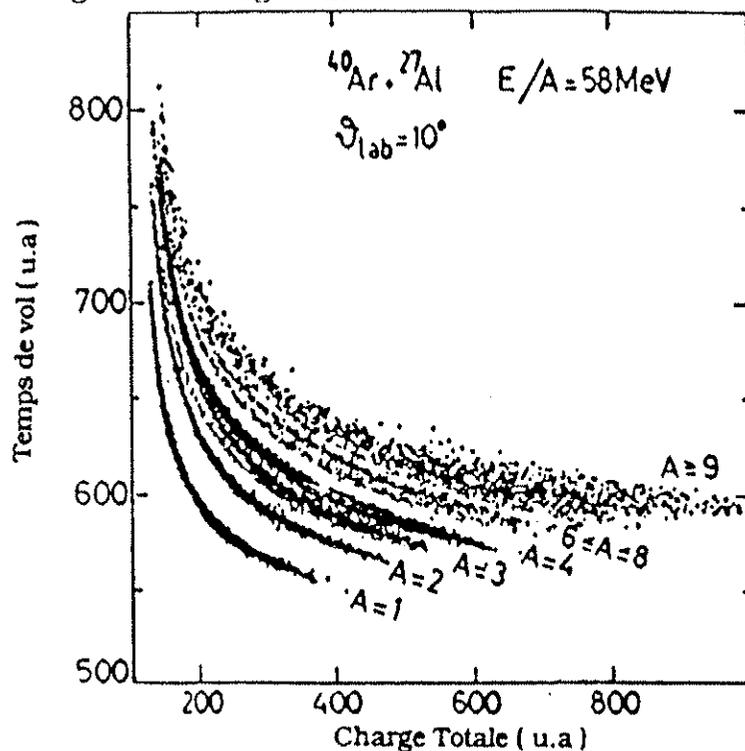


Figure n°I-7: Représentation temps de vol-charge totale pour la réaction  $^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$  à 58.7 MeV/A pour un cristal de  $\text{BaF}_2$  situé à un angle polaire de  $10^\circ$ .

Comparativement aux résultats issus d'une simple analyse de forme du signal (cf figure n°I-4), les particules de masse un et deux sont cette fois clairement séparées sur toute la dynamique dans cette représentation. La séparation des particules de masse égale à trois et quatre est moins nette pour les faibles vitesses. On distingue en particulier sur cette figure qu'au dessous d'une charge totale d'environ 200 canaux, des événements associés à des particules de masse égale à trois viennent se confondre avec les particules alphas. Une autre traînée moins intense, également relative aux particules de masse égale à trois, reste bien séparée et localisée entre deutons et alphas. Les particules de masse égale à six, sept et huit sont aussi visibles tandis que l'on ne distingue plus les particules de masse supérieure ou égale à neuf.

La figure n°I-8 est un détail de la figure n°I-7 précédente.

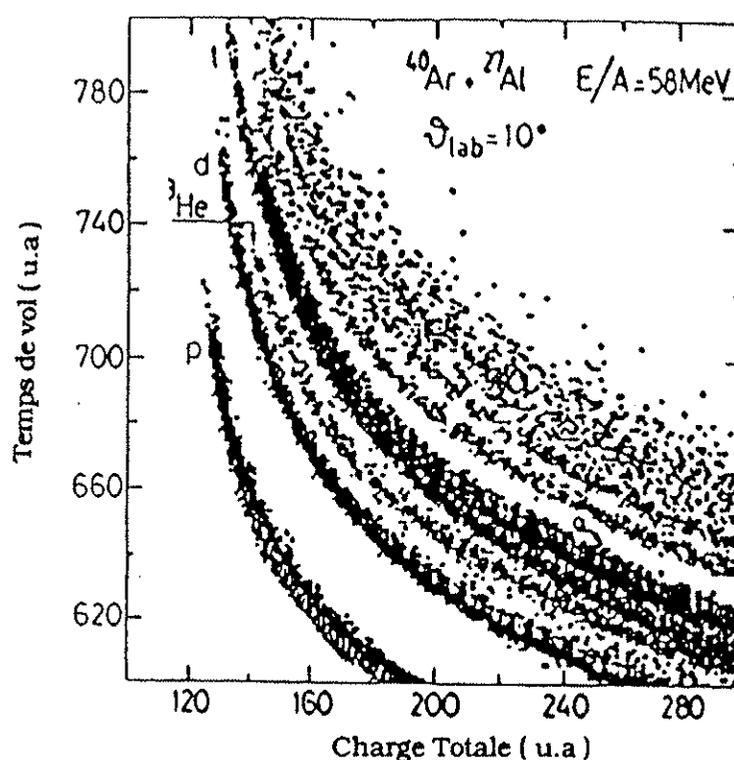


Figure n°I-8: Détail de la figure n°I-7 afin de mettre en évidence la différence d'absorption de lumière en fonction de la charge de la particule légère.

En utilisant l'identification en charge (cf figure n°I-4), nous en déduisons que les événements localisés entre deutons et alphas correspondent aux particules d' $^3\text{He}$  tandis que les tritons se superposent aux particules alphas. Cela signifie que pour une même énergie, le signal de scintillation est plus élevé dans le cas des tritons que dans celui des  $^3\text{He}$ . Ce phénomène de différence dans la production de lumière est directement lié au fait que, bien qu'il existe une correspondance linéaire entre charge totale et énergie comme nous le verrons plus en détail lors du chapitre III consacré à l'étalonnage des détecteurs, celle-ci dépend de la charge de la particule. Le même type d'observation s'applique si l'on compare les  $^6\text{He}$  aux  $^6\text{Li}$  et les  $^7\text{Be}$  aux  $^7\text{Li}$ . Ce phénomène est également présent pour les détecteurs CsI(Tl) <sup>(20)</sup>.

### III) LES TELESCOPES A JONCTION SILICIUM $\Delta E-E$

#### III-1) Disposition des détecteurs

Le but recherché est de sélectionner les collisions périphériques et nous savons que celles-ci correspondent à la détection de fragments du projectile émis aux angles les plus à l'avant ( typiquement de l'angle d'effleurement qui vaut  $2.5^\circ$  pour la cible de  $^{nat}\text{Ag}$  et  $0.8^\circ$  pour

la cible d' $^{27}\text{Al}$  jusqu'à une quinzaine de degrés ). Six télescopes à jonction silicium  $\Delta E-E$  ont donc été placés symétriquement de part et d'autre du faisceau à des angles polaires de  $\pm 3^\circ, \pm 6^\circ$  et  $\pm 11.6^\circ$  afin de pouvoir mesurer la charge et l'énergie des quasi-projectiles secondaires. Un collimateur de laiton de 2 mm d'épaisseur a été disposé devant chacun d'entre eux et son diamètre varie selon l'angle de détection de façon à obtenir des taux de comptage équivalents entre détecteurs. Les distributions angulaires inclusives des sections efficaces différentielles propres à chaque fragment secondaire se caractérisent par une exponentielle pour les angles les plus à l'avant de sorte que l'on peut appliquer la relation:

$$(d\sigma/d\Omega)_Z = C_Z \cdot \exp(-\theta/\theta_Z)$$

où  $C_Z$  et  $\theta_Z$  sont des constantes propres à la charge  $Z$  du fragment

Cette propriété nous a permis de constater une légère déviation du faisceau par rapport à l'angle zéro de référence de la chambre à réaction. Cette déviation de  $0.2^\circ$  vers les télescopes T1, T2 et T3 dont les caractéristiques géométriques figurent sur le tableau n° I-5 a été prise en compte et les angles polaires "vrais" sont reportés sur ce même tableau.

Dénomination des Télescopes	Eléments constitutifs	Distance Cible-détecteur (cm)	$\theta$ (degrés)	$\phi$ (degrés)	Diamètre collimateur (cm)	$\Omega$ (sr)
T1	$\Delta E1-E1$	89,2	2,80	0	0,50	2,47E-05
T2	$\Delta E2-E2$	89,2	5,80	0	1,00	9,87E-05
T3	$\Delta E3-E3$	89,1	11,40	0	1,80	3,21E-04
T4	$\Delta E4-E4$	112,2	3,20	180	0,67	2,80E-05
T5	$\Delta E5-E5$	112,6	6,20	180	1,27	9,99E-05
T6	$\Delta E6-E6$	114,1	11,80	180	1,80	3,21E-04

**tableau n° I-5 : Caractéristiques géométriques des télescopes**

Pour une meilleure visualisation du dispositif expérimental dans son ensemble, la figure n°I-9 réunit les différents détecteurs employés et rappelle de façon schématique les caractéristiques géométriques de chacun d'entre eux.

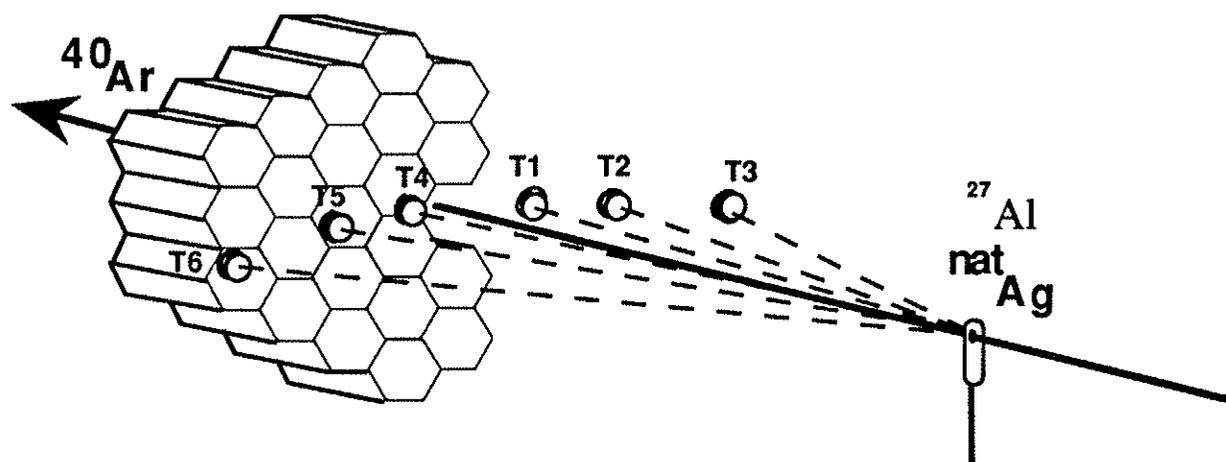
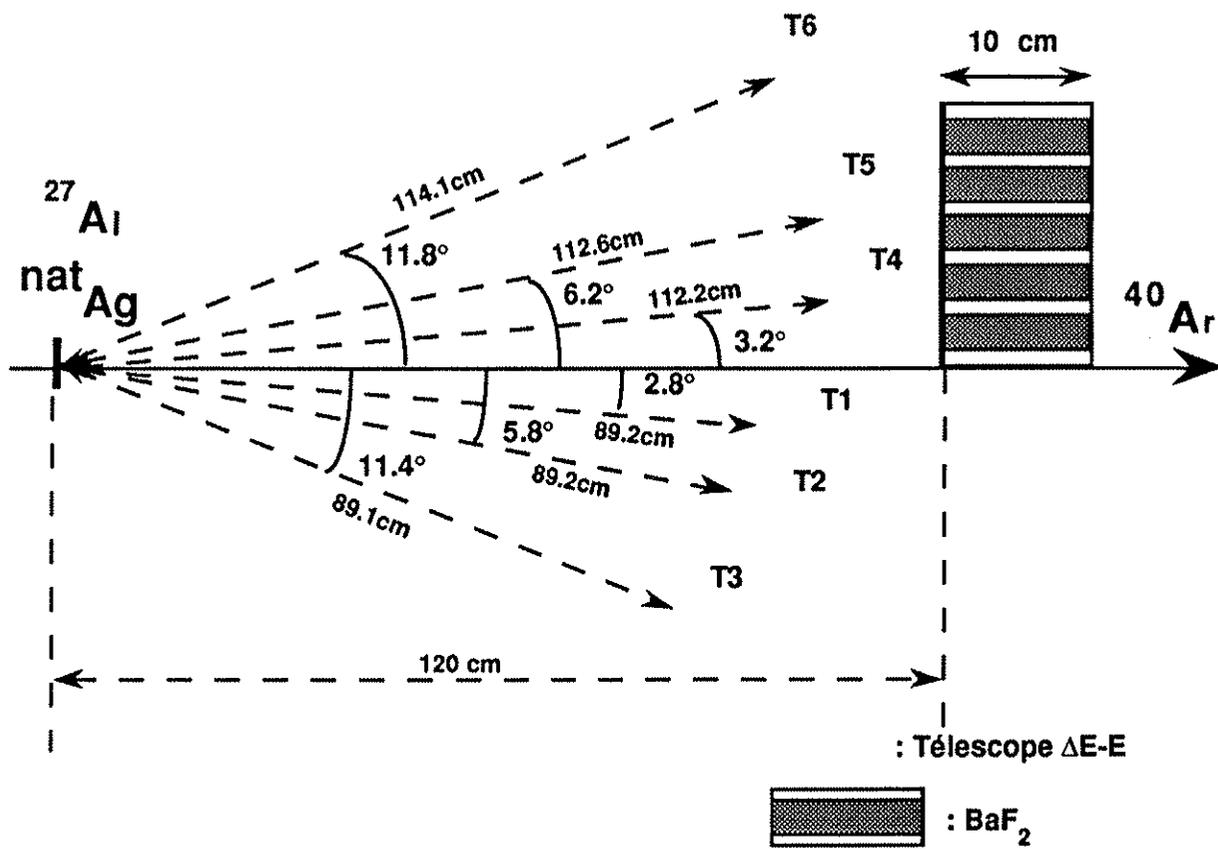


Figure n°I-9: Dispositif expérimental .

### III-2) Caractéristiques techniques

Comme nous l'avons déjà souligné, les fragments du projectile présentent des spectres en vitesse localisés autour ou en deçà de la vitesse du faisceau. Il était donc important de retenir cette caractéristique pour le choix des épaisseurs de nos jonctions. Le tableau n° I-6 donne les parcours des ions allant du lithium à l'argon pour une énergie de 60 MeV/A et le tableau n° I-7 dresse le bilan des différentes épaisseurs des jonctions ainsi que leurs caractéristiques.

Le choix des épaisseurs  $\Delta E$  est le résultat d'un compromis entre la nécessité d'obtenir les plus grandes différences possibles de perte d'énergie entre les ions et la volonté de ne pas introduire de seuils de détection prohibitifs.

Type d'ions	Parcours mg/cm <sup>2</sup>	Epaisseur (µm de Si)	Type d'ions	Parcours mg/cm <sup>2</sup>	Epaisseur (µm de Si)
<sup>7</sup> Li	3075,90	13201,30	<sup>23</sup> Na	742,30	3185,80
<sup>9</sup> Be	2218,90	9523,20	<sup>24</sup> Mg	650,20	2792,70
<sup>11</sup> B	1731,60	7431,80	<sup>27</sup> Al	623,90	2677,70
<sup>12</sup> C	1309,10	5618,50	<sup>28</sup> Si	558,20	2395,70
<sup>14</sup> N	1120,00	4806,90	<sup>31</sup> P	538,80	2312,40
<sup>16</sup> O	978,50	4199,60	<sup>32</sup> S	489,32	2100,10
<sup>19</sup> F	917,10	3936,10	<sup>35</sup> Cl	474,74	2037,50
<sup>20</sup> Ne	781,30	3082,80	<sup>40</sup> Ar	484,74	2080,40

Tableau n°I-6: Parcours des ions allant du lithium à l'argon ayant une énergie de 60 MeV/A

	Fabricant	Epaisseur $\mu\text{m}$	I inverse $\mu\text{A}$	Tension Volt	Resistivité $\Omega\text{cm}$	Surface $\text{mm}^2$
$\Delta\text{E1}$	ENERTEC	299	0.053	40	9400	450
E1	SEPH	6 800	5.100	800	N C	300
$\Delta\text{E2}$	ENERTEC	295	0.350	140	2 700	280
E2	SEPH	6 000	5.500	800	N C	300
$\Delta\text{E3}$	ENERTEC	295	0.100	140	2 700	280
E3	SEPH	5 000	4.900	1 000	N C	300
$\Delta\text{E4}$	ENERTEC	294	0.330	140	2 700	280
E4	SEPH	6 100	5.900	800	N C	300
$\Delta\text{E5}$	ENERTEC	280	0.350	120	2 600	280
E5	SEPH	5 000	5.200	1 000	N C	300
$\Delta\text{E6}$	ENERTEC	295	0.240	140	2 700	280
E6	SEPH	5 000	2.500	1 000	N C	300

**tableau n° I-7: Caractéristiques des jonctions  $\Delta\text{E}$  et E utilisées durant l'expérience.**

(N C: Non Communiqué. Les valeurs sont d'environ  $300\text{k}\Omega\cdot\text{cm}$ )

### **III-3) Séparation en charge des fragments du projectile.**

L'identification en charge des fragments du projectile est rendue possible en combinant les énergies déposées dans les jonctions  $\Delta\text{E}$  et E. Ceci est directement relié au fait que l'énergie déposée est proportionnelle au carré de la charge selon la formule non-relativiste de Bethe-Bloch<sup>(23)</sup>:

$$dE/dx = (AMZ^2/E_1) (\ln(E_1/M)+B)$$

où A et B sont des constantes, M, Z et  $E_1$  la masse, charge et énergie incidente de l'ion incident.

Une telle identification est illustrée par la figure n°I-10 pour un angle de détection de  $2.8^\circ$ . Les données sont issues de mesures inclusives pour la réaction  $^{40}\text{Ar} + ^{\text{nat}}\text{Ag}$  à  $58.7\text{ MeV/A}$ .

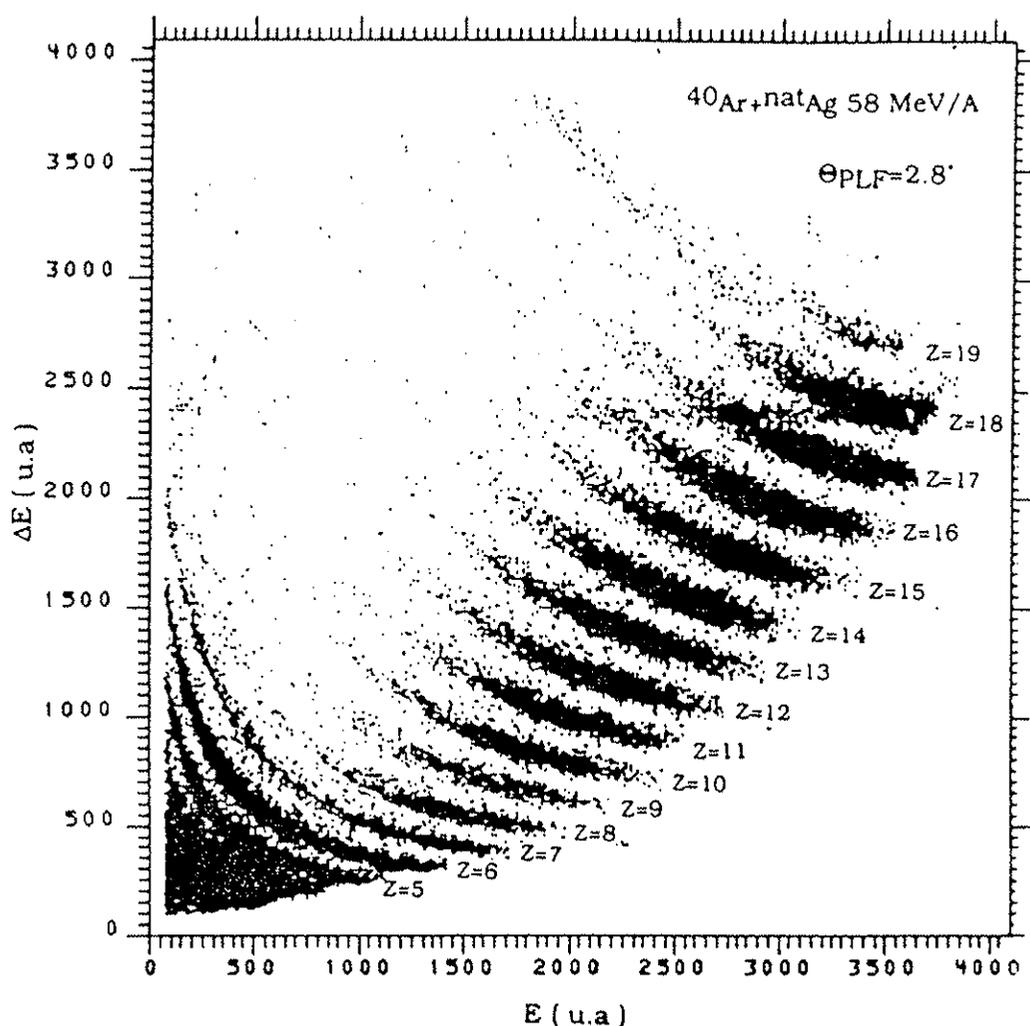


Figure n°I-10: Identification en charge des fragments du projectile pour un télescope  $\Delta E$ - $E$  situé à  $2.8^\circ$ . Les données sont issues du système  $^{40}\text{Ar} + \text{natAg}$  à  $58.7 \text{ MeV/A}$ .

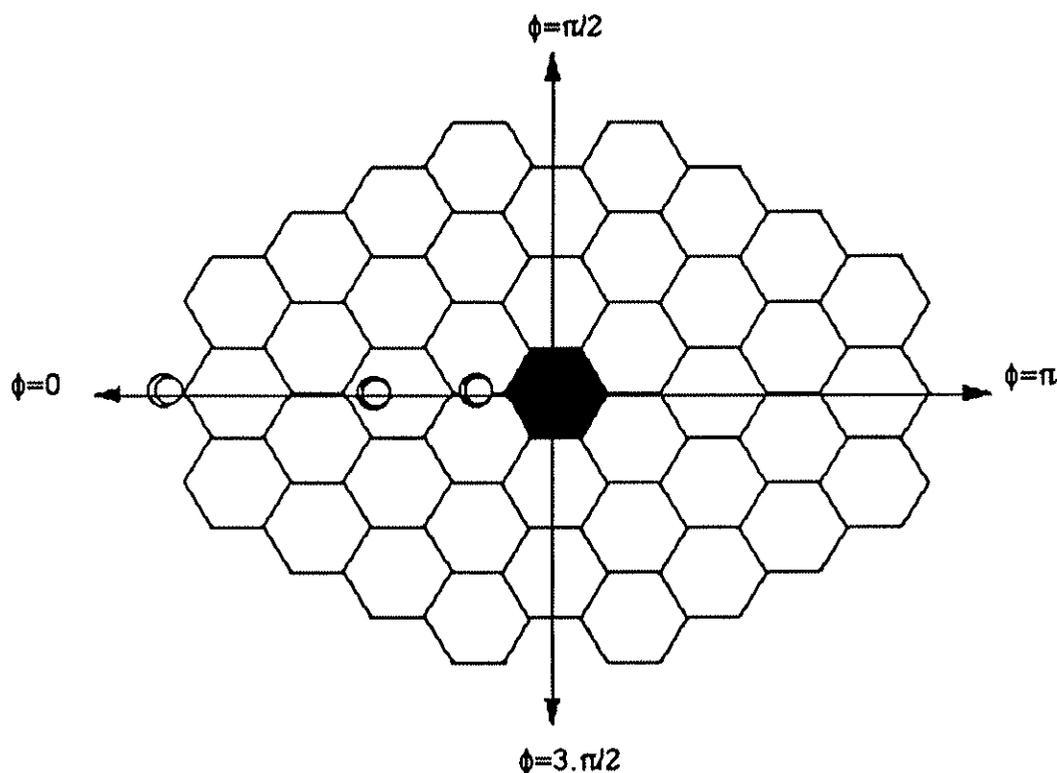
## V) DISPOSITIF EXPERIMENTAL EQUIVALENT

### IV-1) Présentation du dispositif expérimental équivalent

Nous avons vu qu'il existait une légère déviation du faisceau vers les télescopes situés du côté opposé à l'hodoscope. En toute rigueur, la symétrie des télescopes par rapport au faisceau n'est donc plus respectée. Toutefois, l'analyse des données s'est faite en corrigeant les données pour "revenir" vers la symétrie et nous supposons donc qu'elle existe dès à présent. La démarche que nous avons employée pour cela fera l'objet d'une discussion lors de l'analyse des données.

Dans l'hypothèse de la symétrie des télescopes par rapport au faisceau, un dispositif

expérimental équivalent schématisé par la figure n°I-11 peut être considéré. Il consiste en un hodoscope de 40 BaF<sub>2</sub> centrés sur le faisceau. Sa couverture azimutale est totale et l'angle polaire de détection varie de 2.8 à 10 degrés. Trois télescopes à jonctions silicium ΔE-E sont situés d'un seul côté du faisceau à des angles polaires valant respectivement 2.8, 5.8 et 11.4 degrés.



**Figure n°I-11: Dispositif expérimental équivalent: un hodoscope constitué de 40 BaF<sub>2</sub> et de trois télescopes ΔE-E situés d'un seul côté du faisceau.**

La symétrie des télescopes dans notre dispositif a donc été exploitée. Ainsi, les particules légères chargées détectées en coïncidence avec un fragment du projectile situé du côté opposé à l'hodoscope ont été considérées comme étant en coïncidence avec un fragment du projectile situé du même côté de l'hodoscope mais elles possédaient alors une vitesse perpendiculaire négative. Ceci nous a permis d'avoir accès aux distributions azimuthales des particules légères chargées sur  $2\pi$ .

Références du Chapitre I:

- (1): S.B.Kaufman, E.P. Steinberg, B.D. Wilkins, J. Unik, A.J. Gorski and M.J. Fluss  
Nucl. Instr. and Meth. 115(1974)47.
- (2): C.Pruneau, L. Potvin, R. Roy, C. St-Pierre, G.C. Ball, R. Bougault, E. Hagberg, D. Horn,  
D. Cebra, D. Fox and G.D. Westfall, Nucl. Phys. A500(1989) 168
- (3): G. Bizard , A. Drouet, F. Lefebvres, J.P. Patry, B. Tamain, F. Guibault, C. Lebrun,  
Nucl. Instr. and Meth. A244(1986)483.
- (4): J.C.Steckmeyer, G. Bizard, R.Brou, P. Eudes, J.L. Laville, J.B. Natowitz, J.P. Patry,  
B. Tamain, A. Tiphagne, H. Doubre, A. Péghaire, J. Péter, E. Rosato, J.C. Adolf,  
A. Kamili, G. Rudolf, F. Scheibling, F. Guibault, C. Lebrun and F. Hannappe, Nucl. Phys.  
A500(1989)372.
- (5): P.Lautridou, Thèse de l'Université de Bordeaux 1988.
- (6): J.Alarja, A. Dauchy, A. Giorni, C. Morand, E.C. Pollacco, P. Stassi, R. Billerey,  
B. Chambon, B. Cheynis, D. Drain and C. Pastor, Nucl. Instr. and Meth. A242(1986)352.
- (7): K.Wisshak and F. Käppeler, Nucl. Instr. and Meth. 227(1984)91.
- (8): K.Wisshak, F. Käppeler and H. Müller, Nucl. Instr. and Meth. A251(1986)101.
- (9): E.Dafni, Nucl. Instr. and Meth. A254(1987)54.
- (10): S.Kubota, T. Motobayashi, M. Ogiwara, H. Murakami, Y. Ando, J. Ruan(Gen)  
S. Shirato and T. Murakami, Nucl. Instr. and Meth. A285(1989)436.
- (11): F.A. Beck,CRN Strasbourg International Report and Conf. on Instrumentation for  
Heavy Ions Nuclear Research, Oak Ridge, TN, October 22-25 (1984), ed. by D.Shapira,  
Harward Academic Publisher 1985, p.129.
- (12): Programme perte d'énergie (J.L.Charvet).
- (13): T.Butz et al., Verhandl. DPG (VI) 21(1986) 566; A.Dufter, Zulassugsarbeit, TU München  
(1986) non publié.
- (14): V.R.Weidner and J.J.Hsla, J. Opt. Soc. Am. 71 (1981) 865.
- (15): M.Laval, M. Moszynski, R. Allemand, E. Cormoreche, P. Guinet, R. Odru and J.Vachet,  
Nucl. Instr. and Meth. A206(1983)169.
- (16): S.Kubota, M. Suzuki, J.Z. Ruan, F. Shiraishi and Y. Takami, Nucl. Instr. and Meth.  
A242(1986)291.
- (17): F.Benrachi, B. Chambon, B. Cheynis, D. Drain, C. Pastor, D. Seghier, K. Zaid, A. Giorni,  
D. Heuer, A. Lleres, C. Morand, P. Stassi and J.B. Viano, Nucl. Instr. and Meth.  
A281(1989)137.
- (18): P.Schotanus, P. Dorenbos, C.W.E. Van Eijk and H.J. Lampers, Nucl. Instr. and Meth.  
A281(1989)162.
- (19): P.Schotanus, C.W.E. Van Eijk, R.W. Hollander and J. Pijpelink, Nucl. Instr. and Meth.  
A238(1985)564.
- (20): G.Vlestl, G. Prete, D. Fabris, K. Hagel, G. Nebbia and A. Menchaca-Roca, Nucl. Instr. and  
Meth. A252(1986)75.
- (21): H.J.Harwowski, K. Komisarčík, C. Foster, K. Pitt and B. Utts, Nucl. Instr. and Meth.  
A245(1986)207.
- (22): L.C.Northcliffe, Phys. Rev. Vol.120 (1960) 1744.
- (23): D.D. Armstrong, J.G. Beery, E.R. Flynn, W.S. Hall, P.W. Keaton, J.R. and M.P. Kellogg  
Nucl. Instr. and Meth. 70 (1969) 69.



## CHAPITRE II

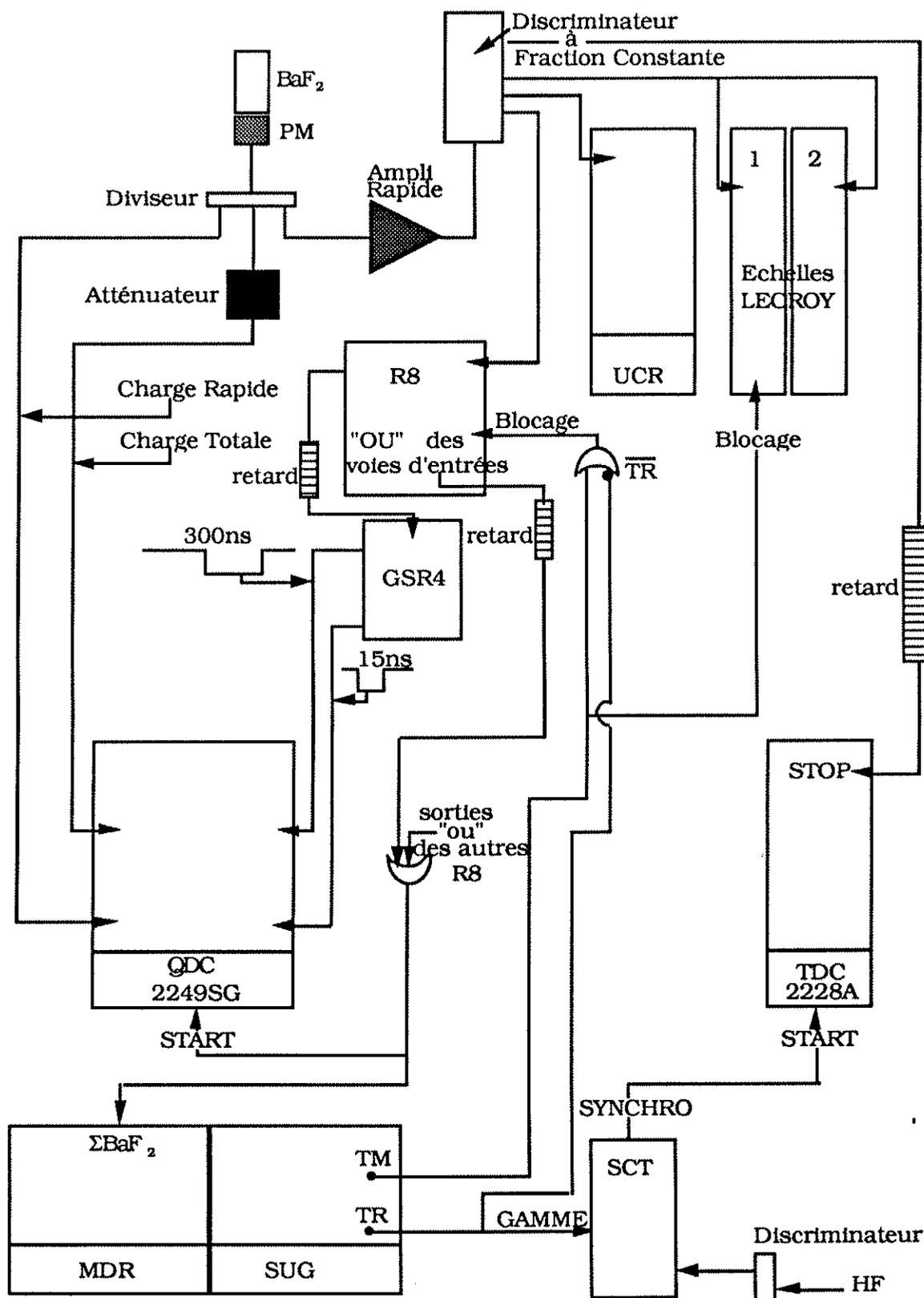
### ELECTRONIQUE ET ACQUISITION

Le précédent chapitre a mis en évidence les différentes propriétés intrinsèques des détecteurs utilisés. Ainsi, le signal de scintillation des cristaux de  $\text{BaF}_2$  se caractérise à la fois par un temps de montée rapide et deux composantes de constantes de temps de décroissance différentes lors de la détection de particules légères chargées. Le signal provenant des jonctions  $\Delta E$  présente également un temps de montée rapide et son amplitude est proportionnelle à l'énergie déposée par la particule ionisante. Ce dernier point s'applique aussi aux cas des jonctions E. L'électronique associée au traitement des signaux issus des différents détecteurs devra donc tenir compte de toutes ces propriétés mais aussi des caractéristiques techniques des codeurs qui effectuent la transformation numérique des grandeurs mesurées. Les spécificités des codeurs que nous avons employé jouent un rôle important sur le choix des modules électroniques placés en amont et qui feront l'objet de la première partie de ce chapitre. L'acquisition développée au G.A.N.I.L sera ensuite détaillée en s'attachant à expliquer comment sont triées puis enregistrées les informations élémentaires issues des codeurs.

#### I) ELECTRONIQUE.

##### I-1) Chaîne électronique relative au traitement des signaux des cristaux de $\text{BaF}_2$ .

Le signal en sortie des phototubes qui possède les trois caractéristiques citées a été divisé en trois signaux égaux par l'intermédiaire d'un pont de résistances adapté 50 Ohms. L'un des signaux permet de créer un signal logique qui ira générer des fenêtres en temps parfaitement synchronisées avec les signaux analogiques à intégrer. Il servira également à marquer le détecteur touché et à la prise de temps de vol. Les informations relatives aux composantes lente et totale sont véhiculées par deux des trois signaux analogiques en sortie du pont de résistances. Ceux-ci ne subissent pas de traitement électronique spécifique et ont été uniquement retardés avant d'arriver sur les codeurs de charge. Toutefois, Le signal analogique servant à l'obtention de la charge totale a été atténué afin de respecter la charge maximale admissible par les codeurs. Un schéma simplifié de l'électronique associée aux  $\text{BaF}_2$  est montré sur la figure n°II-1. Nous détaillons maintenant le traitement subi par le signal analogique dont nous voulons extraire l'information en temps nécessaire pour la mesure du temps de vol.



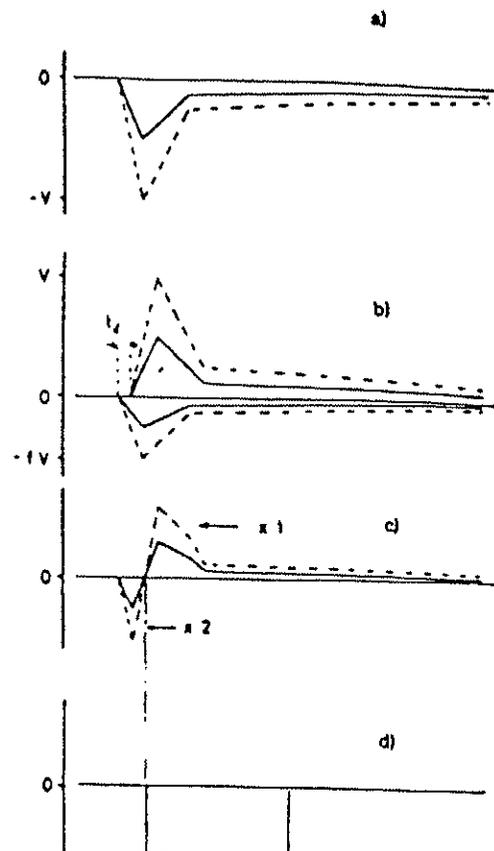
Rq: Le CLEAR des convertisseurs et des UCR se fait soit par le signal RJR du SUG connecté aux entrées clear des différents modules en cas de rejet de l'événement, soit par l'intermédiaire du bus CAMAC après enregistrement.

Figure n° II-1: Dispositif électronique du traitement des signaux issus des cristaux de  $BaF_2$ .

**I-1-a)Rappel sur la fonction du discriminateur à fraction constante.**

Avant d'arriver au discriminateur à fraction constante, l'un des trois signaux issus du phototube passe dans un amplificateur rapide qui conserve le temps de montée du signal original et dont l'amplification permet de réduire les seuils de déclenchement des discriminateurs et donc de minimiser les seuils en énergie de nos cristaux.

La figure n° II-2 résume les différentes actions effectuées par le discriminateur à fraction constante. Le signal se présentant à l'entrée est dupliqué, inversé et retardé d'une quantité  $\tau_d$  avant d'être ajouté au signal original préalablement atténué d'un facteur  $f$ . Le résultat de ces opérations se traduit par un signal dont le passage à zéro est indépendant de l'amplitude du signal d'entrée, ce que ne permettrait pas un simple discriminateur déclenchant à partir d'un seuil en amplitude. C'est lors du passage à zéro qu'un signal logique est généré. Son rôle consistera à générer les fenêtres d'intégration synchronisées sur les signaux analogiques à intégrer, à fournir un signal pour la mesure du temps de vol et servira à identifier le scintillateur touché en activant l'une des entrées d'un registre de marquage (UCR:Universal Coincidence Register)..



**Figure n°II-2: Rappel sur le rôle du discriminateur à fraction constante.**

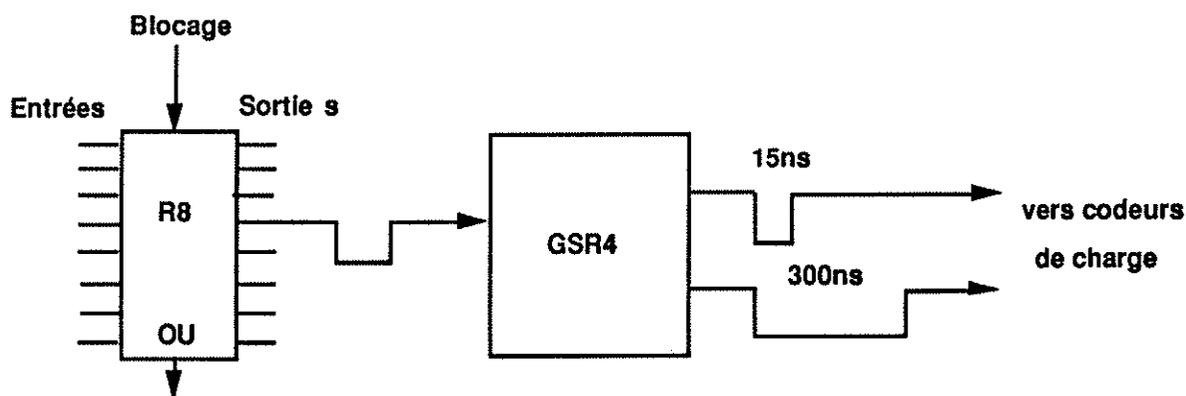
### I-1-b) Rôle du Registre R8.

Ce tiroir d'électronique a été utilisé pour éviter les empilements dans les codeurs de charge qui, une fois déclenchés, peuvent cumuler plusieurs signaux. Le registre R8 reçoit les sorties des discriminateurs à fraction constante et permet d'assurer que seule la charge du signal déclencheur soit codée. Ce registre présente huit entrées et huit sorties qui reproduisent l'état des entrées si la voie blocage n'est pas active. Celle-ci est activée par les signaux  $\overline{TR}+TM$  délivrés par le SUG (cf partie Acquisition) et bloque les entrées du registre pendant toute la durée du traitement du signal considéré.

Chaque registre utilisé possède une sortie "OU" logique des voies d'entrées. Ces sorties sont acheminées vers un module "OU" dont le signal de sortie " $\Sigma BaF_2$ " active le START des codeurs de charge et signale au MDR (cf Acquisition) la présence d'au moins un scintillateur.

### I-1-c) Création des fenêtres d'intégration

Le signal logique associé à un scintillateur issu du R8 entre ensuite dans un module GSR4 (Générateur de Signaux Retardés à 4 voies d'entrées). Celui-ci réalise deux fenêtres en temps de durée et retard ajustables pour un même signal d'entrée (cf figure II-3 ci-dessous). Ces portes ont été réglées de sorte que la largeur de l'une soit égale à 15 ns pour l'obtention de la charge rapide et l'autre à 300 ns sans retard par rapport à la première et permette d'intégrer la composante totale du signal de scintillation. Ces portes sont directement acheminées vers les portes d'intégration des codeurs de charge.



**Figure n°II-3: Le module GSR4 crée deux fenêtres de longueur et de retard ajustables pour une même voie logique d'entrée.**

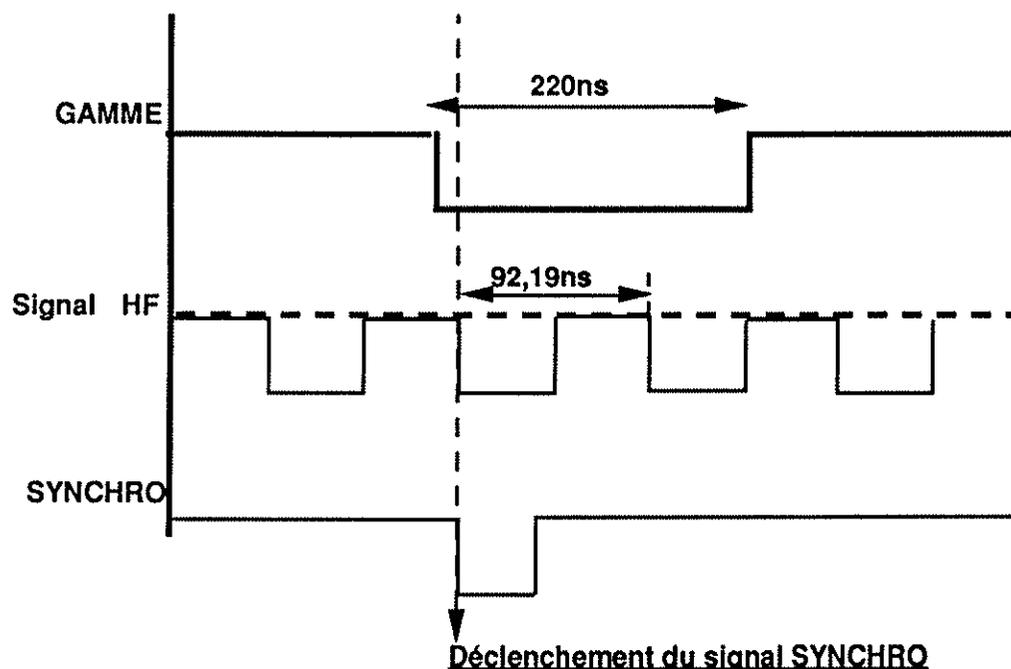
### I-1-d) Mesure du temps de vol

Nous avons réalisé une mesure du temps de vol des particules légères chargées en nous

servant du signal HF délivré par l'accélérateur. Afin de ne pas déclencher les codeurs de temps à chaque impulsion faisceau, nous avons conditionné ce signal par la présence d'un événement détecté. Ceci a nécessité l'emploi du module électronique décrit dans le paragraphe suivant.

### 1) Fonction du SCT (Synchro Codeur Temps)

Ce module a pour but de fournir un signal en synchronisme avec l'entrée dite "HF" tout en lui imposant d'être présent pendant un signal appelé "GAMME". Le signal "GAMME" que nous avons utilisé était le signal TR fourni par le SUG et activé dès qu'un détecteur choisi comme déclencheur était touché. Le signal "HF" a été obtenu en plaçant préalablement un discriminateur sur le signal HF original. La figure n°II-4 ci-dessous résume les caractéristiques en temps du signal de sortie ou signal SYNCHRO en fonction des deux entrées HF et GAMME.



**Figure n°II-4: Fonctionnement du SCT**

### ii) Temps de vol.

Le signal "SYNCHRO", qui est en fait le signal HF conditionné par un événement déclencheur, va servir de "Common Start" aux codeurs de temps. Le signal dupliqué en sortie du discriminateur à fraction constante associé à un scintillateur génère, une fois retardé, un signal STOP. La quantité mesurée est la différence de temps entre les deux signaux START et STOP. Le temps zéro de référence correspond à l'instant où le faisceau vient frapper la cible et nous désignons par  $\phi$  la phase du signal HF à cet instant. Dans ces conditions, le temps

mesuré correspond au temps de vol  $T_{vol}$  additionné du retard électronique  $R_1$  et soustrait de la phase  $\phi$  modulo un certain nombre  $n$  de périodes HF ( $T_{HF}$ ). La relation liant le temps de vol au temps mesuré s'écrit donc:

$$T = T_{vol} + R_1 - (n \cdot T_{HF} + \phi)$$

Le schéma n°II-5 ci-dessous permet de visualiser les différents signaux utilisés pour la mesure du temps de vol. Le retard noté  $R_0$  correspond au temps mis par le signal en sortie du phototube pour activer le TR du SUG et arriver à l'entrée GAMME du SCT. Avec ce mode de fonctionnement les fluctuations dans le temps sont limitées à une période HF..

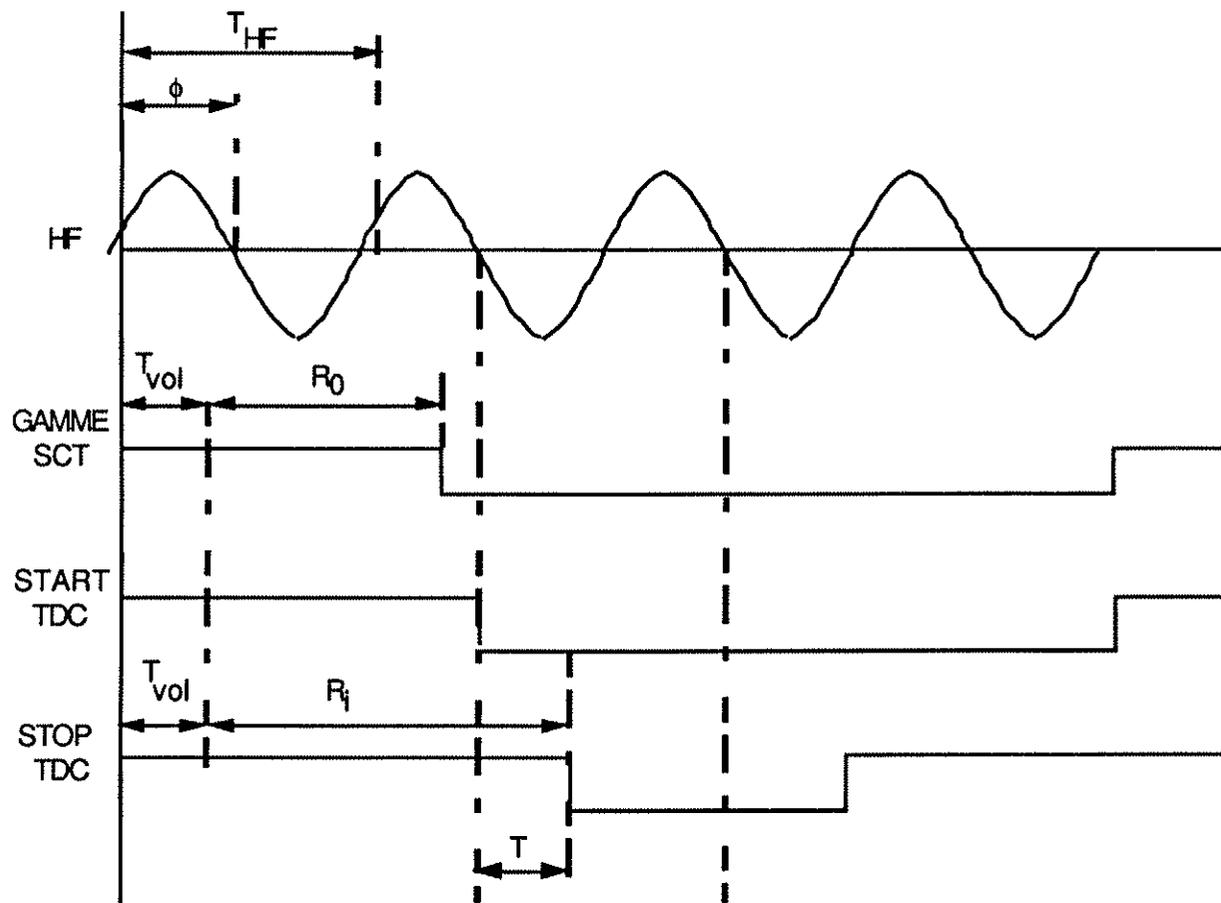


Figure n°II-5: Principe de la mesure du temps de vol réalisée sur les scintillateurs.

## I-2) Traitement des voies électroniques associées aux télescopes

Un schéma simplifié du traitement électronique associé aux télescopes  $\Delta E-E$  est représenté sur la figure n°II-6. Nous allons détailler les différentes étapes qui ont été réalisées dans le traitement des signaux en décrivant les modules utilisés.

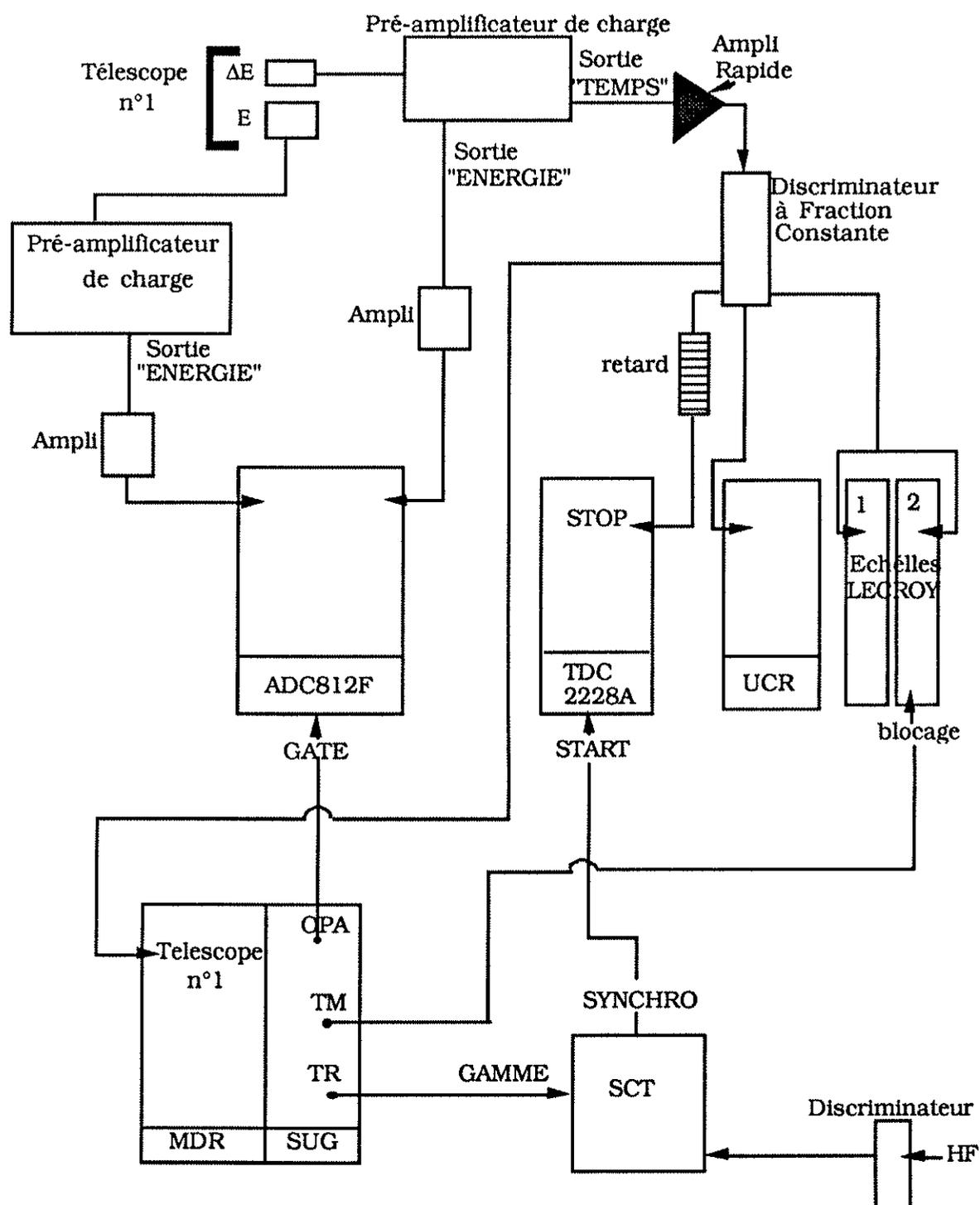


Figure n° II-6: Dispositif électronique associé aux télescopes  $\Delta E$ - $E$  à jonctions Silicium.

### I-2-a) Voies analogiques.

Les signaux en sortie des jonctions  $\Delta E$  et  $E$  ont été amplifiés par un pré-amplificateur de charge dont la sensibilité était de 10mV/MeV pour les détecteurs  $\Delta E$  et de 1 mV/MeV pour les jonctions  $E$ . Les signaux en sortie des pré-amplificateurs de charge (sortie "ENERGIE")

étaient ensuite mis en forme par des amplificateurs directement connectés aux codeurs d'amplitude.

### I-2-b) Voies logiques.

Seules les voies  $\Delta E$  ont été utilisées pour la logique d'acquisition. Les pré-amplificateurs délivraient aussi un signal (sortie "TEMPS") respectant le temps de montée des détecteurs. Ce signal, après une amplification rapide, était envoyé dans un discriminateur à fraction constante dont le signal de sortie était dirigé vers le MDR et les UCR (cf. Acquisition). Le signal OPA (**Ordre de Pré Analyse**) du **SUG**, convenablement mis en temps sur le sommet des impulsions  $\Delta E$  et **E** ouvrait les portes de codage des codeurs d'amplitude. Enfin un traitement analogue à celui utilisé pour les scintillateurs permettait d'effectuer une mesure du temps de vol des fragments du projectile. Le **START** des codeurs de temps était activé par le **SCT** à l'aide des signaux **TR** et **HF** alors que le signal **STOP** de chaque télescope était issu de la sortie du discriminateur à fraction constante associée à chacune des jonctions  $\Delta E$  (sortie retardée pour arriver après le signal **START**).

## II) ACQUISITION

Nous avons effectué deux types de mesures: des mesures inclusives où une particule ou un fragment est détecté indépendamment des autres et des mesures en coïncidence où l'on requiert la détection d'au moins un fragment et une particule.

Le rôle de l'électronique d'acquisition que nous allons détailler consiste à mémoriser les grandeurs analogiques et à effectuer une décision rapide suivant l'un des deux modes décrits précédemment pour traiter l'événement détecté à l'aide de modules remplissant chacun une fonction spécifique et à l'enregistrer sur bande magnétique. Les modules permettant la décision, implantés dans un châssis **CAMAC**, constituent ce que l'on appelle le **Configurateur**. Le configurateur et les codeurs qui numérisent les informations sont en communication avec un microprocesseur **CAB (CAmac Booster)** lui même implanté dans la branche **CAMAC** commandée par le calculateur (**MODCOMP**). Enfin le **calculateur** et ses périphériques permettent durant l'acquisition d'enregistrer les informations élémentaires et de visualiser les spectres construits à partir de celles-ci dans le but de pouvoir déceler tout mauvais fonctionnement durant l'expérience.

Nous retiendrons finalement que le **système d'acquisition** utilisé au **G.A.N.I.L** était constitué de quatre entités: Les **codeurs**, le **Configurateur**, le **CAB** et enfin le **calculateur** et ses périphériques. Ce système d'acquisition est résumé de façon schématique sur la figure n°II-7 ci-dessous.

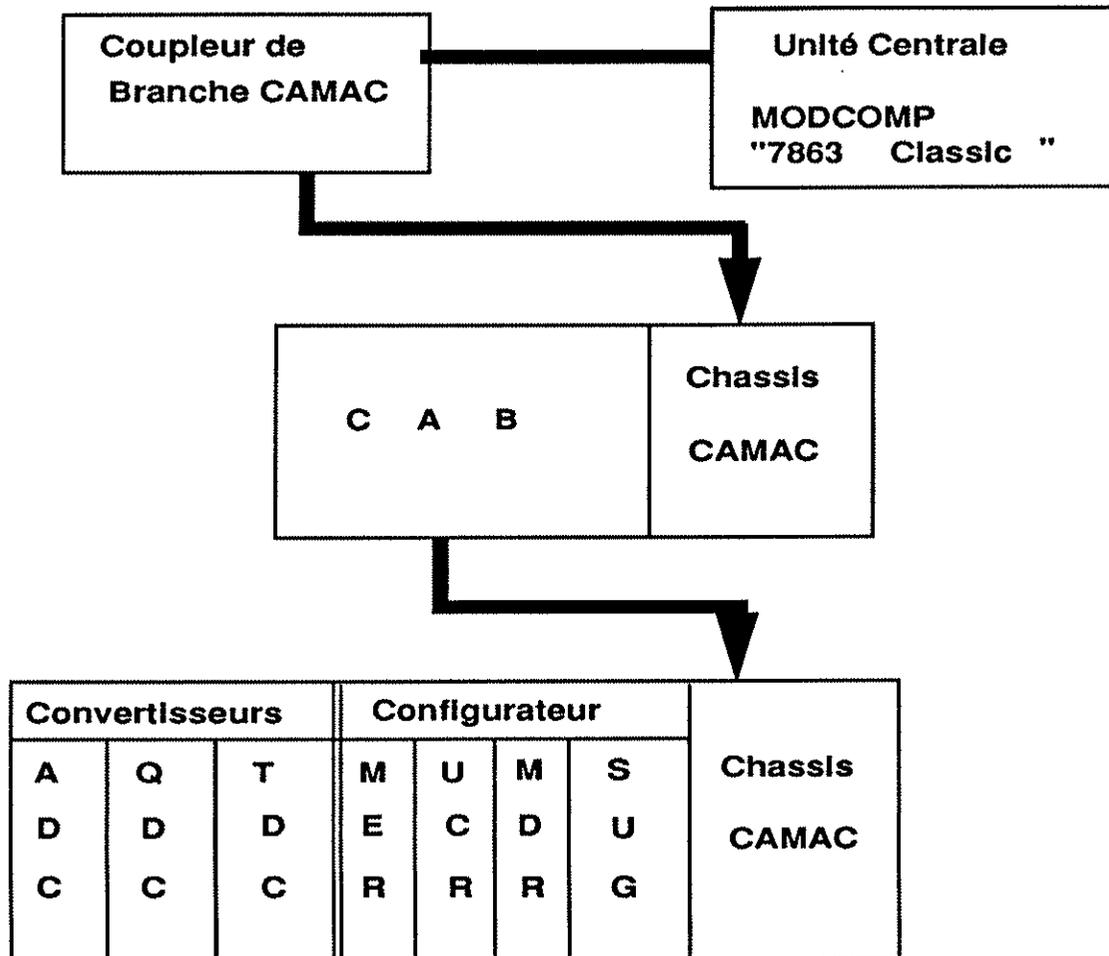


Figure n°II-7: Système d'acquisition utilisé au G.A.N.I.L.

## II-1) Les codeurs

### II-1-a) Codeurs de charge intégrant les deux composantes de lumière des BaF<sub>2</sub>.

Les codeurs de charge que nous avons utilisés sont des codeurs LECROY 2249 SG à portes indépendantes pouvant traiter jusqu'à douze voies différentes. L'appellation "à portes indépendantes" signifie qu'à chaque voie analogique est associée sa propre porte. Le temps durant lequel une voie logique est active définit la fenêtre d'intégration de la voie analogique qui lui est associée. Le démarrage du codage des différentes voies est commun et effectué par l'intermédiaire d'un "COMMON START". De même une voie "CLEAR" permet à tout moment la remise à zéro des codeurs.

Le codage s'effectue sur 10 bits ( 1024 canaux ) plus un bit de dépassement (overflow) et la charge maximale qui peut être codée est de -256 pC. Les fenêtres d'intégration doivent être placées environ 5 ns avant le signal à intégrer et il est préférable d'utiliser des fenêtres

d'intégration ne dépassant pas 200 ns pour des raisons de résolution et de stabilité. Cependant une marge est tolérée, une fenêtre de 300 ns telle qu'elle apparaît dans notre dispositif pour la charge totale ne modifie pas la résolution.

### II-1-b) Codeurs de temps pour BaF<sub>2</sub> et jonctions ΔE Silicium.

Les codeurs de temps sont des LECROY 2228A possédant huit voies indépendantes. L'entrée Start est commune à toutes les voies. Le rôle de ces codeurs consiste à mesurer le temps séparant l'arrivée du signal START de celle du signal STOP se présentant sur chacune des voies.

Le codage s'effectue sur 95% de 11 bits ( 2048 canaux ) et la gamme que nous avons choisie était de 200 ns. Une voie "Clear" permet une remise à zéro rapide des codeurs qui sont prêts à enregistrer de nouvelles données après un temps de 1,5 à 2 μs.

### II-1-c) Codeurs d'amplitude des signaux ΔE et E des télescopes.

Les codeurs d'amplitude sont des ADC812F qui effectuent une conversion linéaire du signal analogique sur 12 bits ( 4096 canaux ). Ils acceptent pour signaux d'entrée tout signal dont le temps de montée est supérieur à 40 ns et dont l'amplitude varie de 0.12 à 9.4 Volts. Les signaux analogiques d'entrée sont autorisés par une fenêtre commune (ici, il s'agit du signal OPA du SUG convenablement mis en temps). Chaque porte allongeuse du codeur, au total 8 voies, mémorise le maximum de l'impulsion d'entrée présent pendant la durée du codage. Après mémorisation analogique des amplitudes, les 8 voies sont numérisées par un convertisseur à approximations successives dont la linéarité différentielle est de ±1%. La remise à zéro transite par le dataway CAMAC et est effectuée après enregistrement d'un événement.

## II-2) Le Configurateur

Le Configurateur est un ensemble de modules, répondants au standard CAMAC, dont nous allons détailler les différentes fonctions.

### II-2-a) Le MDR

Le **MDR** est un **Module de Décision Rapide** présentant huit voies d'entrée. Chacune des voies correspond à un ou plusieurs détecteurs. Dans notre cas, les six télescopes constituent chacun une voie par l'intermédiaire du signal logique issu des jonctions ΔE et la septième voie correspondant à l'ensemble des scintillateurs a été réalisée au moyen d'un OU logique sur les voies rapides propres à chaque cristal. Ce module fournit en sortie un mot de 16 bits dont les huit bits de poids faible correspondent à la configuration présente sur ses voies d'entrée alors que les huit bits de poids fort représentent le code affecté par l'utilisateur de l'état présent des entrées du MDR. Avant de démarrer l'acquisition, l'utilisateur crée un fichier de données (ou **Matrice MDR**) dans lequel il entre toutes les configurations qu'il désire retenir pour l'enregistrement. Si une configuration présente dans la matrice MDR

correspond à un code nul, l'événement sera alors automatiquement rejeté. Il est possible de considérer 256 configurations différentes. Le tableau ci-dessous est un exemple d'une partie de la matrice MDR et la région doublement encadrée représente les codes choisis (ex: F0 est le code de coïncidence entre deux télescopes). La voie n°7 fait référence au "OU" des BaF<sub>2</sub>. La cellule hachurée correspond au cas où un ou plusieurs cristaux ont été touchés (voie 7 active) alors qu'aucun télescope ne s'est déclenché. Si le code attribué par l'utilisateur est zéro alors il s'agira d'un run de mesures en coïncidence télescope-BaF<sub>2</sub>. Par contre, un code 07 permettra d'effectuer une mesure inclusive des particules légères chargées. A titre d'exemple, un mot MDR égal à 1041 en hexadécimal signifiera que le télescope n°1 a été touché ainsi que le "ou" des BaF<sub>2</sub> et que cet événement correspond au code 10 défini par l'expérimentateur.

				0	1	0	0	0	Vote 1
				0	0	2	0	0	Vote 2
				0	0	0	3	0	Vote 3
				0	0	0	0	4	Vote 4
Vote 8	Vote 7	Vote 6	Vote 5	0	1	2	3	4	
0	0	0	0	0	1	2	3	4	
0	0	0	5	5	F0	F0	F0	F0	
0	0	6	0	6	F0	F0	F0	F0	
0	7	0	0		10	20	30	40	
8	0	0	0	0	0	0	0	0	

Lors de l'enregistrement des données, et selon le type de mesures que nous désirions effectuer, seule la cellule hachurée du tableau ci-dessus a été modifiée en lui affectant le code 0 pour les mesure en coïncidence et le code 07 pour les mesures inclusives. Contrairement à certaines expériences où il est possible de définir directement à partir du MDR un certain nombre de voies Maitres-Moniteur, toutes les voies du MDR sont des voies déclencheuses et c'est la matrice MDR qui effectue la décision d'enregistrer ou non, après le temps TR, l'événement détecté.

## **II-2-b) Les UCR**

Le MDR ne permet pas de savoir quel cristal a été touché. Les UCR (Universal Coïncidence Register) ont pour fonction d'identifier l'état des scintillateurs. Chacun d'entre eux possède 16 voies d'entrées qui correspondent à un mot de 16 bits. Nous avons utilisé 3 UCR qui nous donnaient une information sur l'état des BaF<sub>2</sub> numérotés de 1 à 12 pour le premier, de 13 à 22 pour le second et de 23 à 28 pour le troisième. La lecture CAMAC des codeurs est faite selon ces bits. Pour le dernier des UCR, nous avons également considéré les télescopes bien qu'ils apparaissent déjà au niveau du MDR de façon explicite, ceci afin de pouvoir conserver le même mode de lecture des codeurs associés aux télescopes.

### II-2-c) Le SUG

Le **SUG** ou **S**équenceur d'**U**sage **G**énéral génère des fenêtres en temps qui vont activer ou non les autres modules du Configurateur mais aussi les codeurs selon que l'événement est rejeté ou non par le MDR. Dès l'instant où l'une des voies du MDR est active, le SUG génère une fenêtre en temps TR à la fin de laquelle il attend la réponse du MDR. Ce temps TR fixé par l'utilisateur valait 220 ns dans notre cas soit un peu plus de deux périodes HF. Si la configuration du MDR correspond à un code non nul dans la matrice MDR alors il le fait savoir au SUG qui envoie un signal OPA (**O**rdre de **P**ré-**A**nalyse) utilisé pour générer les portes des codeurs d'amplitude associés aux télescopes. Une attente d'une durée nécessaire au codage le plus lent ( $\sim 150 \mu\text{s}$ ) est générée, puis l'ordre de lecture est envoyé au CAB. Une fois l'enregistrement effectué, tous les codeurs sont remis à zéro ainsi que les configurations des UCR et du MDR et un nouveau cycle d'attente d'événement est démarré. Si l'événement ne correspond pas à une configuration souhaitée alors le SUG génère un signal RJR de rejet rapide qui remet à zéro les convertisseurs. Un signal TM est actif depuis le déclenchement du TR jusqu'à la fin de lecture des codeurs ou jusqu'à la décision de rejet rapide (signal RJR du SUG).

### II-2-d) Le MER

Le **MER** est un **M**odule d'**E**chantillonnage **R**apide. Initialisé via un fichier par l'expérimentateur, il comptabilise le nombre N de fois où un type donné d'événement, repéré par le code MDR choisi par l'expérimentateur (4 bits de poids fort), apparaît. Lorsque ce nombre N équivaut à celui présent dans le fichier d'initialisation, alors l'événement est enregistré une fois. Ainsi, durant les mesures de coïncidence entre fragment du projectile et particules légères chargées, nous avons pris en compte une fois sur dix les données relatives à un événement correspondant à la seule détection d'un fragment du projectile. Lors de la lecture des bandes de mesures en coïncidence, le nombre de ces événements est multiplié par dix et ajouté aux événements de coïncidence. Cela nous permet d'avoir sur une même bande le nombre de fragments de charge Z en inclusif ainsi qu'en coïncidence et facilite le calcul des multiplicités de particules légères associées à un fragment, en évitant la renormalisation des données des mesures inclusives par rapport aux mesures en coïncidence .

Des échelles de comptage LECROY ont également été utilisées pour contrôler le taux d'événements dans chaque détecteur. Les signaux arrivant sur les UCR étaient dupliqués. Les voies UCR ont été directement connectées d'une part à des échelles incrémentées systématiquement et d'autre part à des échelles dont l'incrémentation était inhibée par la présence du TM délivré par le SUG afin de prendre en considération la durée nécessaire au codage et à l'enregistrement des données. Pour chaque détecteur, nous avons donc accès à la fois au nombre de particules détectées et au nombre de particules réellement enregistrées. Le rapport entre ces deux nombres nous a permis d'évaluer les pertes dues au temps mort de chaque détecteur et nous a servi pour la normalisation des données.

### II-3) Le CAB

Le CAB (CAMAC Booster) est un microprocesseur implanté dans un châssis CAMAC et relié à l'ordinateur à l'aide d'une interface CAMAC par un coupleur de branche CAMAC parallèle relié au bus d'entrée/sortie du calculateur. Le CAB est initialisé par l'utilisateur au moyen d'un programme qui définit les actions à entreprendre suivant la présence de signaux LAM (Look At Me indiquant l'existence d'un événement à traiter) du CAMAC et les configurations des registres du configurateur. Après acceptation d'un événement, les registres MDR et UCR sont lus, puis les lectures sélectives des codeurs, orientées grâce aux bits des UCR sont faites. Les actions à prendre lorsque l'utilisateur désire démarrer ou arrêter l'acquisition des données sont aussi programmées (ex: lecture des échelles en fin de run). Ce microprocesseur est associé à des buffers ou cartes fifo DMI et DMA (DMI=Direct Memory Increment/DMA=Direct Memory Access) d'accès rapide au calculateur hôte. La carte DMA est une pile qui enregistre les différents mots issus du CAMAC. Le DMI permet une incrémentation directe dans la mémoire du calculateur et l'utilisateur peut ainsi effectuer un contrôle rapide du bon fonctionnement d'un ou de plusieurs détecteurs en visualisant les paramètres qui leur sont associés. Nous verrons quel a été le mode d'enregistrement des données dans la carte fifo DMA.

### II-4) Structure de l'enregistrement DMA.

Nous avons choisi une structure de longueur variable des événements. Cela signifie que seules les informations relatives aux détecteurs touchés étaient enregistrées. Dans ces conditions, l'état du MDR et des UCR doivent faire partie de l'enregistrement afin de savoir lors de la lecture des bandes où se trouve les informations relatives à tel ou tel détecteur. Nous donnons ci dessous la structure d'un événement en DMA tel qu'il a été écrit sur bande magnétique:

MDR	MOT1
UCR1	MOT2
UCR2	MOT3
UCR3	MOT4
DE6	MOT5
E6	MOT6
T6	MOT7
DE5	MOT8
E5	MOT9
T5	MOT10
.	
.	
QR12	MOT23
QL12	MOT24
T12	MOT25
.	
.	
QR1	MOT56
QL1	MOT57
T1	MOT58
QR22	MOT59
QL22	MOT60
T22	MOT61
.	
.	
QR13	MOT86
QL13	MOT87
T13	MOT88

En fait la structure que nous présentons ici n'existe que si tous les détecteurs sont touchés. Une telle condition n'est en réalité jamais satisfaite. Nous pouvons constater qu'avec un tel mode d'enregistrement à longueur variable, la position des données relatives à un détecteur dans la structure DMA varient en fonction du nombre de scintillateurs ou de télescopes touchés ainsi que de leur priorité d'écriture. Ceci nécessite l'utilisation d'une procédure de décodage des événements avant traitement afin de ne pas mélanger les informations et dans le but de retrouver les données propres à chacun des détecteurs avant de les exploiter.





## CHAPITRE III

### TRAITEMENT DES DONNEES

Ce chapitre est consacré aux différentes méthodes qui ont été employées pour déterminer expérimentalement les grandeurs physiques de base qui serviront à l'analyse ultérieure. L'étalonnage en temps et en énergie des détecteurs ainsi que les techniques de séparation en masse et en charge y sont exposés. Le maximum d'informations susceptibles d'être exploitées a été recherché afin d'assurer la bonne cohérence des grandeurs expérimentales présentées dans ce travail. A partir de l'observation des informations élémentaires extraites et de leur combinaison, un protocole basé sur la création de contours d'identification a permis la discrimination en charge et en masse des particules légères chargées. Une des caractéristiques de l'accélérateur est qu'il peut fournir des faisceaux secondaires de particules monoénergétiques. Cette propriété a donc été retenue pour effectuer l'étalonnage en énergie et en temps. D'autre part, une étude détaillée des propriétés des cristaux de  $\text{BaF}_2$  a permis de mettre à jour une fonction d'identification simple facilitant considérablement l'obtention de la masse et de la charge des particules légères détectées. Le traitement des télescopes a été plus immédiat et leur étalonnage a été facilité par l'existence de résultats similaires obtenus lors de l'analyse des corrélations entre fragments du projectile et fragments de la cible sur les systèmes  $^{40}\text{Ar} + \text{natAg}$  et  $^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$  à 60 MeV/A<sup>(1)</sup>

#### I) IDENTIFICATION EN MASSE ET EN CHARGE DES PARTICULES LEGERES CHARGÉES.

##### I-1) Représentations matricielles associées aux cristaux de $\text{BaF}_2$ .

Les différentes représentations matricielles obtenues par combinaison des paramètres propres à chaque détecteur vont permettre d'effectuer une séparation en masse et en charge des particules légères.

Pour une séparation en masse des particules légères, la combinaison des informations relatives au temps de vol et à la charge totale du signal de scintillation en sortie du cristal devrait être suffisante puisque cette dernière est environ proportionnelle à l'énergie déposée pour les particules et énergies considérées. La figure n° III-1 représente la matrice d'identification temps de vol-charge totale pour l'un des  $\text{BaF}_2$ . La séparation des masses unité par unité est effective jusqu'à  $A=4$ , c'est à dire pour les particules intéressant ce travail. Comme nous l'avons déjà mentionné, les tritons de basses énergies se superposent aux particules alphas mais l'ambiguïté est levée au moyen de la représentation  $Q_r=f(Q_t)$ . Les particules de masse égale à 6, 7 et 8 sont également visibles. Néanmoins un certain nombre d'événements pollue la zone où sont localisés deutons et protons. Ces traînées sont dues aux particules qui ont pu traverser le collimateur de laiton de 1.5 cm d'épaisseur.

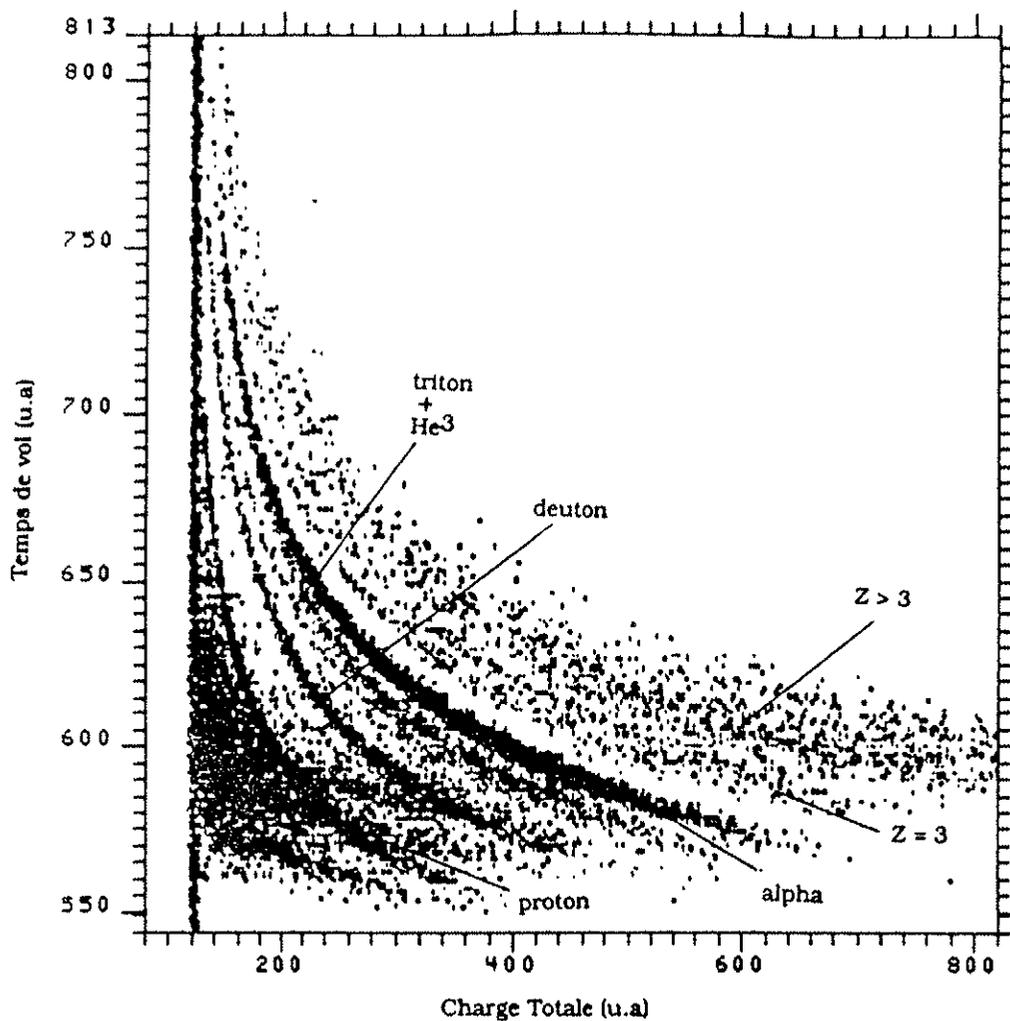


Figure n° III-1: Représentation temps de vol-charge totale pour les particules légères produites dans la réaction  $^{40}\text{Ar} + ^{\text{nat}}\text{Ag}$  à 58.7 MeV/A pour un cristal de  $\text{BaF}_2$  situé à  $10^\circ$ .

En effet, bon nombre d'isotopes d'hydrogène sont produits dans la réaction avec des vitesses supérieures à la vitesse du faisceau. Une épaisseur de collimateur d'environ 2.5 cm aurait été nécessaire pour éviter ce problème. Le tableau n°III-1 donne les valeurs des vitesses nécessaires aux particules légères pour traverser la plaque de laiton et sont à comparer à la vitesse du projectile ( $V_p = 10,168 \text{ cm/ns}$  soit  $V_p/c = 0,34$ ).

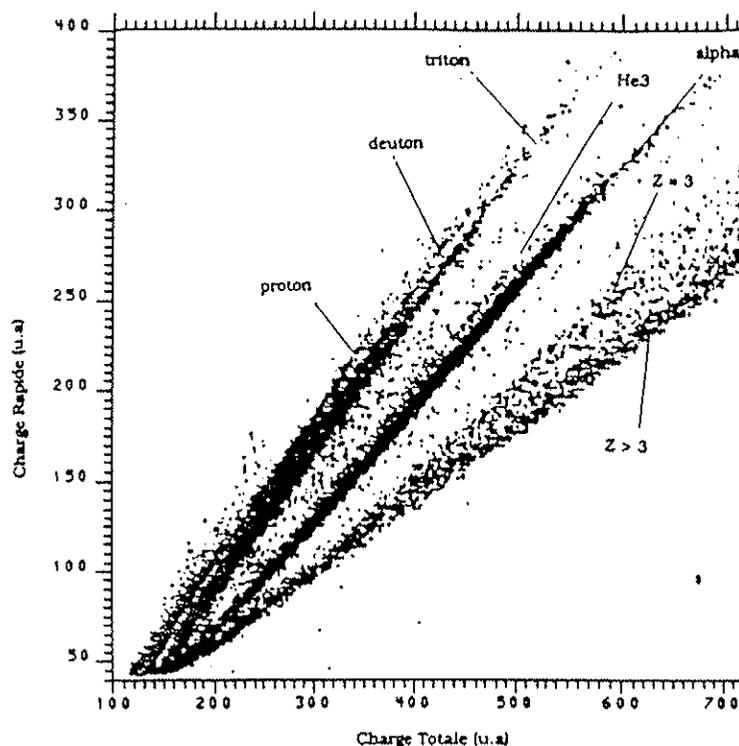
Type de particule	V (cm/ns)
Proton	13,90
Deuton	11,81
Triton	10,72
Hélium3	14,80
Alpha	13,90

Tableau n° III-1: Valeurs des vitesses nécessaires aux particules légères pour traverser la plaque de laiton. Les vitesses associées aux deutons et tritons sont très proches de la vitesse du faisceau de 10,168 cm/ns.

Pour les particules qui traversent la plaque, si le temps de vol est correct, l'énergie mesurée n'est plus l'énergie vraie mais l'énergie après ralentissement dans le collimateur. Les tritons ainsi ralentis contaminent à la fois les lignes des deutons et des protons tandis que les deutons contaminent seulement la ligne des protons. Les protons ralentis sont

complètement séparés des autres particules. A l'exception des isotopes de l'hydrogène, toutes les particules venant frapper le collimateur de laiton sont arrêtées et les particules de charge égale à deux ne subissent ainsi aucune contamination.

Un autre moyen d'effectuer la séparation en masse est de combiner charge totale( $Q_t$ ) et charge rapide( $Q_r$ ). La figure n° III-2 illustre une telle identification.



**Figure n° III-2: Représentation charge rapide-charge totale pour un cristal de  $BaF_2$ .**

Comme il a déjà été souligné, cette représentation permet non seulement une séparation en charge mais aussi une séparation en masse. Cependant, l'identification en masse est plus difficile surtout dans la région des particules de basses énergies. La branche associée aux particules de charge égale à un s'élargit au fur et à mesure que la composante totale augmente et trois branches correspondant aux isotopes de l'hydrogène apparaissent en fin de dynamique. Si l'on remarque que la contamination des protons et deutons est surtout localisée vers les hautes énergies, il est alors possible d'extraire les événements contaminant par une méthode de tri. Celle-ci se réalise à partir de la création de contours d'identification qui vont servir à conditionner les trois informations élémentaires propres à chaque cristal. Un contour inférieur et supérieur dans chacune des représentations matricielles citées ci-dessus définissent le type de la particule légère. Cependant, en raison de la contamination, leur obtention n'est pas immédiate et nécessite un certain nombre d'étapes intermédiaires.

### **I-2) Création des contours d'identification.**

La séparation des isotopes d'hydrogène est le travail qui a demandé le plus de temps et de soin en raison de la contamination observée. La figure n° III-3 résume de façon schématique la technique utilisée étape par étape.

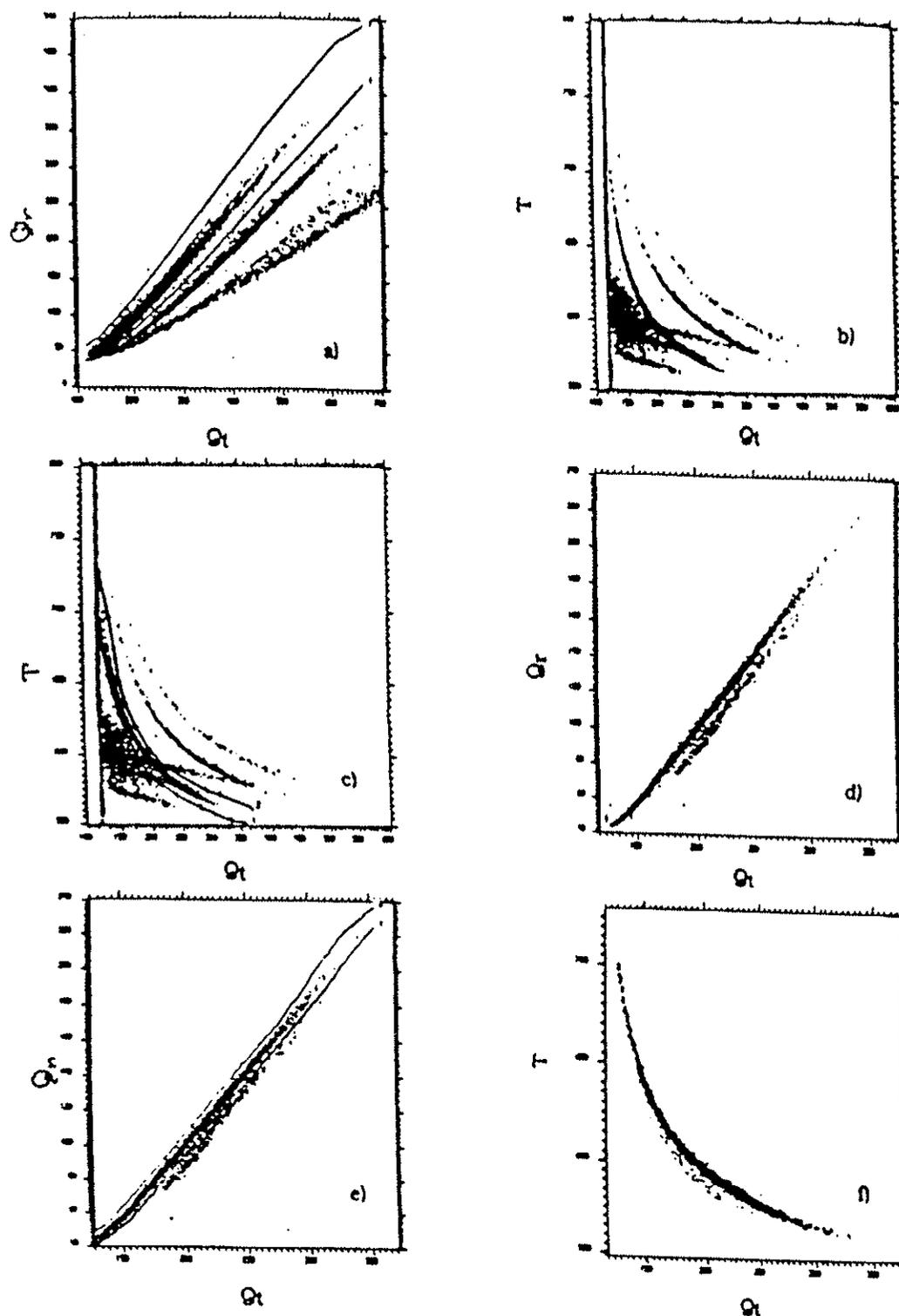


Figure n°III-3: Extraction étape par étape des événements relatifs aux protons par l'intermédiaire de contours d'identification. Figure n° III-3-a): les isotopes de l'hydrogène sont isolés dans la représentation  $Q_r=f(Q_t)$  par deux contours et visualisés dans la matrice  $T=f(Q_t)$  (cf figure n°III-3-b) ). Figure n°III-3-c): Deux contours délimitent de façon grossière les protons. Figure n°III-3-d): Le résultat de la sélection opérée par ces deux derniers contours permet de séparer les événements contaminants. Un dernier jeu de contours est créé à partir des représentations n°III-3-e) et n°III-3-f).

La première démarche a consisté à tracer deux contours afin de sélectionner les événements de la branche des charges égales à un dans la représentation  $Q_r = f(Q_t)$  pour chaque détecteur (cf figure III-3-a)). Les matrices d'identification charge totale-temps de vol sont alors créées en ne retenant que les événements dont les charges  $Q_t$  et  $Q_r$  satisfont aux conditions imposées par ces contours (cf figure n° III-3-b)). Seuls les isotopes de l'hydrogène sont présents et les tritons peuvent être sélectionnés de façon non ambiguë. Néanmoins, les deutons et les protons doivent faire l'objet d'un traitement supplémentaire puisqu'ils restent contaminés par les tritons et les deutons. Pour les distinguer dans cette représentation, il est possible de les délimiter par un nouveau couple de contours. Nous avons pris pour exemple le traitement des protons sur la figure n° III-3. En recréant la matrice charge rapide-charge totale conditionnée cette fois par ce dernier couple, les branches des protons d'une part et des deutons-tritons d'autre part sont clairement visibles. Les événements contaminant (deutons-tritons) sont clairement séparés. Les protons sont isolés et la création de deux couples de contours finaux dans chacune des représentations des figures n° III-3-e) et n° III-3-f) achèvera leur identification. La discrimination des particules de charge égale à deux qui ne sont pas contaminées nécessite un protocole moins lourd. En définitive, une particule légère sera caractérisée par la donnée de quatre contours ( deux par représentation ), soit un total de vingt pour chacun des détecteurs considérés.

Il faut cependant noter que le principal défaut de cette technique de séparation, outre le grand nombre de conditionnements, repose sur son caractère figé qui la rend très compliquée dès l'instant où des dérives apparaissent sur une ou plusieurs des informations élémentaires. Néanmoins, si l'on se place dans l'hypothèse d'un collimateur assumant pleinement son rôle, la création d'une fonction d'identification qui sera explicitée par la suite facilite considérablement la méthode de tri.

## **II) ETALONNAGE EN ENERGIE ET EN TEMPS.**

### **II-1) Description de la méthode**

Après l'expérience proprement dite, une méthode de calibration basée sur une technique développée au G.A.N.I.L <sup>(2)</sup> a été utilisée. Le faisceau d'<sup>40</sup>Ar est fragmenté sur une cible de carbone placée à la sortie du second cyclotron CSS2. Les particules légères et autres résidus issus de la réaction sont acheminés dans un monochromateur à 270 degrés dit spectromètre  $\alpha$  dont la rigidité magnétique ajustable  $B\rho$  ( exprimée en Tesla-mètre ) permet d'opérer une sélection en énergie à partir de la formule de Laplace:

$$B\rho = p/Z \quad (1)$$

où  $p$  est la quantité de mouvement de l'ion,  $Z$  sa charge,  $B$  le champ magnétique et  $\rho$  le rayon de courbure de la trajectoire de la particule. Ce dernier doit être équivalent à celui du spectromètre pour qu'une particule soit transmise et c'est ainsi que s'opère la sélection en énergie. La formule relativiste reliant l'énergie à la rigidité magnétique est obtenue directement à partir de la relation (1) et s'écrit:

$$E \text{ (MeV)} = 931,478.A. \{ (1+0.10369.(B_p.Z/A)^2)^{1/2} - 1 \} \quad (2)$$

où A est la masse de l'ion en unité atomique.

Ainsi, chacune des particules qui arrive dans la chambre à réaction possède une énergie connue et fixée par la valeur du  $B_p$ . La mesure à zéro degré de ces particules devait ainsi permettre d'effectuer à la fois l'étalonnage en énergie et en temps. Lors de cette procédure, tous les cristaux n'ont pas été pris en compte du fait de l'architecture de l'hodoscope. Une arbalète constituée de 18  $BaF_2$  regroupant d'une part les 6 cristaux disposés aux grands angles durant l'expérience et d'autre part 12  $BaF_2$  de l'hodoscope, a été placée dans la chambre CYRANO. Ces douze  $BaF_2$  se répartissent en 6 couples correspondant aux différents angles polaires de l'hodoscope. Ainsi, les spectres inclusifs obtenus après traitement pourront être comparés pour deux détecteurs situés sur la même couronne afin de tester la validité de l'étalonnage. Ils serviront également de référence aux cristaux placés au même angle polaire et qui n'ont pas été retenus pour cette procédure. Le plateau mobile sur lequel reposait l'arbalète a permis de placer successivement chacun des détecteurs à zéro degré et d'effectuer une série de mesures pour un  $B_p$  donné. Quatre valeurs de  $B_p$  ont été utilisées et deux mesures supplémentaires ont été réalisées avec un  $B_p$  de 1.5 T.m. Pour cette valeur, un absorbeur d'Al de 2.85 mm puis de 28 mm d'épaisseur a été placé sur le porte-cible afin de ralentir le faisceau secondaire et d'étendre ainsi l'étalonnage vers les basses énergies. Le tableau n°III-2 donne les valeurs des énergies associées aux particules légères pour chaque valeur du  $B_p$ . Les cellules hachurées correspondent à des énergies qui n'ont pas été exploitées pour deux raisons:

- i) Energies sous ou près du seuil de détection.
- ii) Energies trop élevées des particules qui ne sont produites qu'avec une faible section efficace dans la réaction de cassure  $^{40}\text{Ar}+^{12}\text{C}$  à 58.7 MeV/A.

	$B_p$	2,739	2,2	1,768	1,50121	1,50121 +Abs Al 2,85 mm	1,50121 + Abs Al 28 mm
p		308,72	208,72	139,43	102,4	97,92	49,36
d		172	112,67	73,51	53,28	38,3	
t		117,66	76,46	49,61	35,86		
$^3\text{He}$		445,22	294,55	193,54	140,81	106,24	
$\alpha$		346,01	226,69	147,92	107,22	42,56	

**Tableau n°III-2: Valeurs des énergies en MeV des particules légères chargées en fonction de la rigidité magnétique  $B_p$ , exprimée en Tesla.mètre.**

Il convient d'ajouter qu'à part le déplacement géométrique des cristaux à étalonner, un soin particulier a été pris pour ne pas modifier le câblage en aval des détecteurs afin de ne pas changer les retards relatifs de chaque voie et d'assurer l'étalonnage en temps. En plus des

valeurs de référence données par la méthode des Bp, la mesure du pic temps de vol de la diffusion élastique de l'  $^{40}\text{Ar}$  sur la cible de  $^{\text{nat}}\text{Ag}$  a également été utilisée pour l'étalonnage en temps des détecteurs de  $\text{BaF}_2$  situés à  $2.8^\circ$ .

## II-2) Etalonnage en énergie.

Pour chaque valeur du Bp, la matrice  $Qr=f(Qt)$  a été visualisée. La figure n° III-4 indique le type de résultat obtenu pour un Bp de 2.2 T.m.

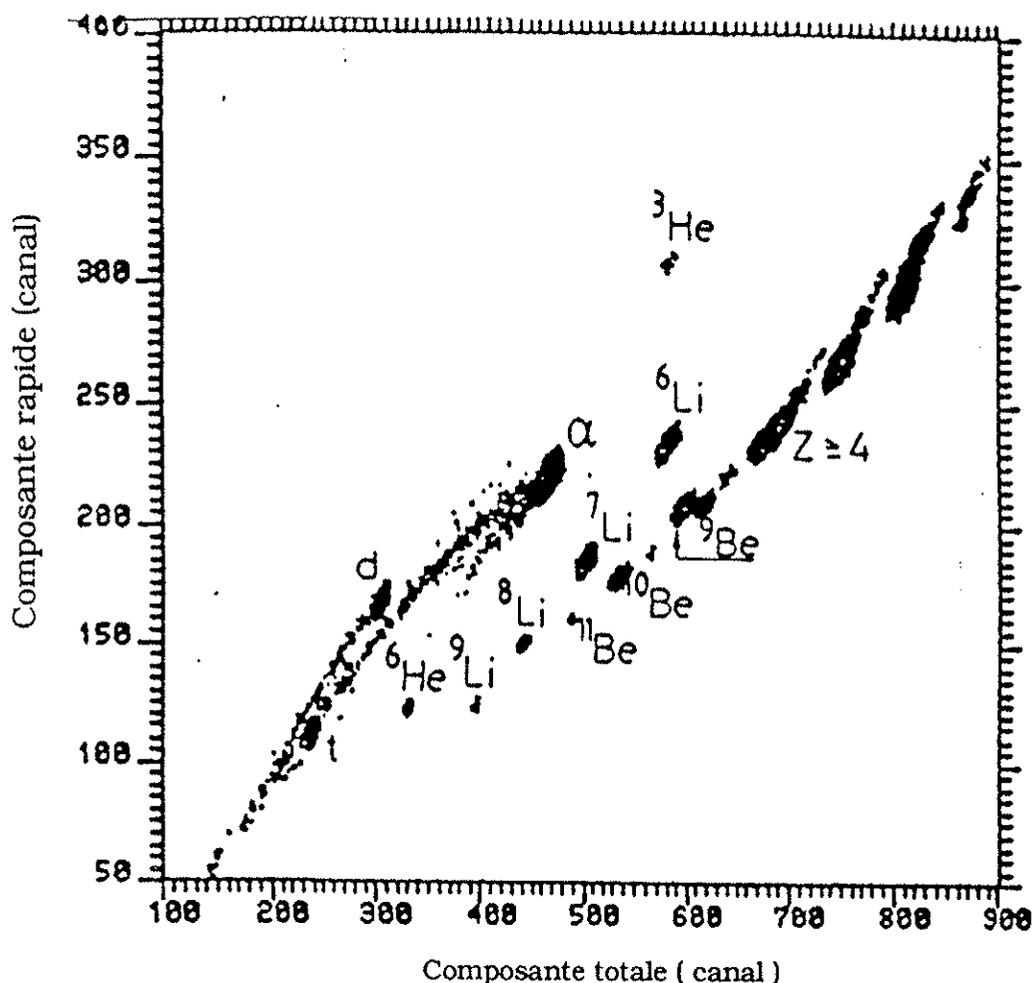


Figure n° III-4: Matrice d'identification composante totale-composante rapide pour un Bp de 2.2 T.m. Les protons n'apparaissent pas car la section efficace de production est faible.

Chacune des tâches observées correspond à un type de particule et est projetée sur l'axe de la charge totale. La correspondance entre le numéro de canal de la charge totale et l'énergie est déduite de ces projections. Cette relation présente une bonne linéarité quelque soit le type de la particule. Les traînées accompagnant les tâches correspondent à des particules qui ont produit des réactions dans le détecteur.

La figure n° III-5 montre la relation énergie-canal obtenue par cette méthode.

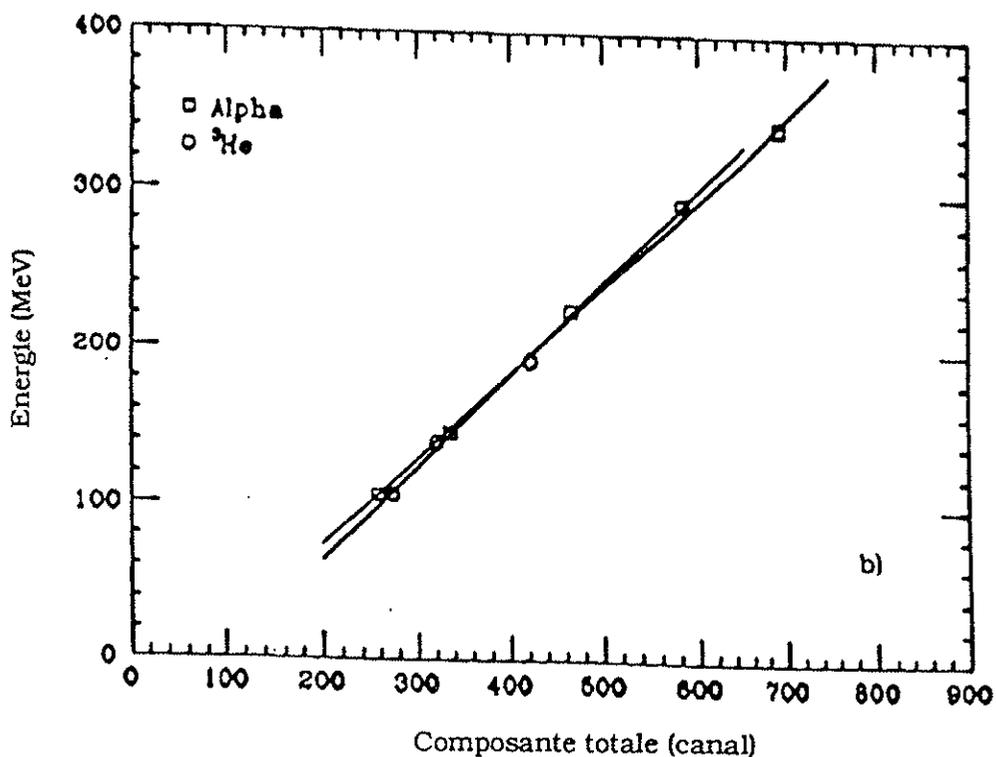
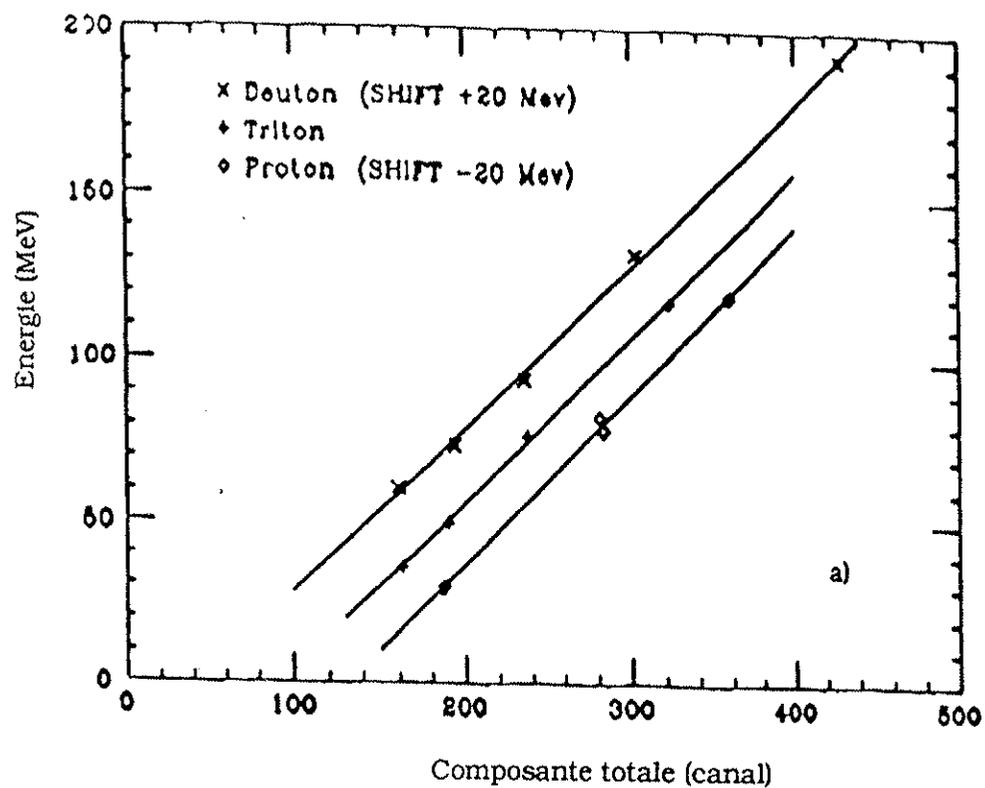


Figure n° III-5: Correspondance numéro de canal-énergie en fonction du type de la particule légère chargée pour le  $\text{BaF}_2$ , n°20. Figure n° III-5-a): Particules de charge égale à un. Figure n° III-5-b): Particules de charge égale à deux.

Les courbes d'étalonnage révèlent qu'une même fonction linéaire peut être utilisée si la charge des particules considérée est identique. La même observation avait déjà été faite par E. Dafni <sup>(3)</sup> lors de la détection de particules légères au moyen de BaF<sub>2</sub> pour le système <sup>32</sup>S+Au à 120 MeV. Si l'on compare ce résultat aux études menées à l'aide de CsI<sup>(4)</sup>, les conclusions sont identiques. On constate également qu'à énergie fixée, la charge totale est d'autant plus élevée que le Z de la particule est faible (cf figure°III-5: un écart d'environ une vingtaine de MeV entre Z=1 et Z=2 pour une énergie de 100 MeV est observé). La résolution intrinsèque en énergie a été trouvée de l'ordre de 3 à 5% sur toute la dynamique. La régression linéaire suivante a donc été utilisée pour chaque particule:

$$E = a_e \cdot Qt + E_0 \quad (3)$$

où Qt est le numéro de canal de la charge totale du signal de scintillation, E<sub>0</sub> l'ordonnée à l'origine et a<sub>e</sub> la pente de conversion numéro de canal-énergie.

Cependant, certaines incohérences sont apparues pour quelques cristaux ne présentant pas les mêmes caractéristiques que celles mentionnées précédemment. En particulier, une légère diminution de la composante totale a été observée dans certains cas alors qu'une augmentation, liée au changement de Bp, aurait dû apparaître. Une fluctuation de la température sur le cristal peut être à l'origine d'un tel phénomène(5). En effet, l'augmentation de la température entraîne une diminution de la composante lente et donc de la charge totale. La composante rapide ne subit par contre aucune perturbation et peut être exploitée pour une mesure du temps de vol par la méthode des Bp. Une autre explication pourrait être la saturation des photomultiplicateurs pour les particules légères très énergétiques. Cela se traduit alors par une diminution du signal de scintillation en raison des charges d'espace trop importantes entre dynodes.

Il en a résulté une inconstance lors de la comparaison des spectres inclusifs en énergie pour un même angle polaire. Dans la mesure où aucune étude n'avait été effectuée à ces énergies et bien que certains cristaux aient présenté des caractéristiques semblables à celles observées à basses énergies, il nous a semblé plus prudent de rechercher une autre méthode pour étalonner ces détecteurs en énergie.

### II-3) Vers une auto-calibration des cristaux de BaF<sub>2</sub>

L'étalonnage en énergie n'étant pas satisfaisant pour traiter l'ensemble de l'hodoscope, une méthode d'auto-calibration des détecteurs par la seule donnée des informations élémentaires Qt et T ( temps de vol) a été testée. Il s'agissait de lisser par une méthode des moindres carrés les courbes relatives à chacune des particules dans la représentation T=f(Qt). Nous avons supposé pour cela qu'il existait une correspondance linéaire entre d'une part la charge totale et l'énergie et d'autre part le numéro de canal en temps et le temps de vol. Les équations s'écrivent donc:

$$E = a_e \cdot Qt + E_0 \quad (4)$$

$$t = a_t \cdot T + T_0 \quad (5)$$

où  $E$  et  $t$  représentent l'énergie et le temps de vol respectivement et  $Q_t$  et  $T$  les grandeurs élémentaires qui leur sont associées.

Dans l'expression (5), la pente de conversion  $a_t$  canal-temps est mesurée à l'aide d'un générateur d'impulsions périodiques. Il faut donc chercher à déterminer les trois paramètres  $a_e$ ,  $E_0$  et  $T_0$ . Nous réécrivons les équations (4) et (5) sous la forme:

$$E_1 = a_e \cdot x_1 + E_0 \quad (6)$$

$$t_1 = a_t \cdot y_1 + T_0 \quad (7)$$

où  $x_1$  et  $y_1$  font référence à la charge totale et au temps de vol en numéro de canal.

Nous avons défini l'expression du  $\chi^2$  par l'expression:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left( mc^2 - (a_e \cdot x_i + E_0) / (\gamma_i - 1) \right)^2 \quad (8)$$

à partir de la relation relativiste reliant l'énergie cinétique à la masse  $m$  de la particule considérée, soit:

$$E_1 = (\gamma_1 - 1)mc^2 \quad (9)$$

$$\text{où } \gamma_1 = (1 - (v_1/c)^2)^{-1/2} \text{ et } v_1 = D/t_1 \quad (9')$$

et donc il vient:

$$(\gamma_1 - 1) = (1 - D^2 / (c^2 \cdot (a_t \cdot y_1 + T_0)^2))^{-1/2} - 1 \quad (10)$$

où  $D$  représente la distance cible-détecteur.

La sommation dans l'expression (8) est réalisée de la manière suivante. Pour une particule de masse  $m$  donnée, nous définissons des bandes horizontales régulières de largeurs  $\Delta y$  dans la représentation  $y_1 = f(x_1)$  qui lui est propre. Pour chaque bande, nous définissons par  $N_1$  le nombre de couples  $(x_1, y_1)$ . afin de déterminer les valeurs moyennes  $\langle y_1 \rangle$  et  $\langle x_1 \rangle$  selon les formules:

$$\langle x_1 \rangle = \sum N_1 \cdot x_1 / \sum N_1 \quad (11)$$

$$\langle y_1 \rangle = \sum N_1 \cdot y_1 / \sum N_1 \quad (12)$$

La sommation s'effectuant sur le nombre total de couples  $(x_1, y_1)$  compris dans la bande de largeur  $\Delta y$ .

Ces valeurs moyennes sont enregistrées et rentrées dans le calcul du  $\chi^2$ . Le nombre  $n$  de couples  $(\langle y_1 \rangle, \langle x_1 \rangle)$  dépend donc à la fois de la largeur  $\Delta y$  considérée et du type de la particule puisque la dynamique couverte par celle-ci est fonction de sa nature. Nous avons pris une largeur  $\Delta y$  de 10 canaux. Les paramètres  $a_e$ ,  $T_0$  et  $E_0$  sont définis en écrivant que l'on

doit satisfaire aux conditions suivantes:

$$\delta\chi^2/\delta a_e = \delta\chi^2/\delta T_0 = \delta\chi^2/\delta E_0 = 0 \quad (13)$$

En raison de l'expression non-linéaire de  $(\gamma_1 - 1)$ , la détermination de  $T_0$  nécessite un calcul par approximations successives. La valeur extraite est corrélée aux paramètres  $a_e$  et  $E_0$  ce qui signifie que nous entrons un jeu de paramètres et qu'ensuite le programme cherche le triplet qui minimise l'expression (8).

Les paramètres obtenus ont permis de retrouver la dépendance en amplitude de la charge totale du signal de scintillation avec la nature de la particule pour une même énergie. D'autre part, les fluctuations de  $T_0$  étaient parfois très faibles (inférieures à 300ps). Les spectres inclusifs ainsi étalonnés et à même angle polaire étaient identiques dans les régions de basses et moyennes énergies, mais par contre, à haute énergie, des écarts de l'ordre de 20 à 30 MeV étaient observés, ce qui est considérable. L'explication de ces fluctuations peut être attribuée au fait que le temps de vol varie peu à hautes énergies. Dans ces conditions, les paramètres extraits sont sensibles aux choix de la largeur  $\Delta y$  citée précédemment puisque c'est elle qui définit les couples  $(\langle x_1 \rangle, \langle y_1 \rangle)$  nécessaires au calcul. En raison de ce défaut, cette méthode n'a finalement pas été retenue.

Notons toutefois que si la valeur de  $T_0$  est connue alors les coefficients  $a_e$  et  $E_0$  sont obtenus par la méthode des moindres carrés et sont définis par la résolution de l'expression matricielle ci-dessous:

$$\begin{bmatrix} \sum x_1^2 / (\gamma_1 - 1)^2 & \sum x_1 / (\gamma_1 - 1)^2 \\ \sum x_1 / (\gamma_1 - 1)^2 & \sum 1 / (\gamma_1 - 1)^2 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_e \\ E_0 \end{bmatrix} = mc^2 \cdot \begin{bmatrix} \sum x_1 / (\gamma_1 - 1) \\ \sum 1 / (\gamma_1 - 1) \end{bmatrix}$$

Nous reviendrons sur les résultats de ce calcul après avoir expliqué comment il est possible d'obtenir la valeur  $T_0$  à partir des données expérimentales et de prises de temps de vol par la méthode des Bp.

#### **II-4) Etalonnage en temps.**

L'information temps de vol étant également enregistrée lors des mesures de Bp, cette donnée a été exploitée pour un étalonnage en temps. Cependant, dans ce cas, la base de temps de vol se situe entre le détecteur et la cible de production située en sortie du second cyclotron et non plus entre le détecteur et la cible placée dans la chambre à réaction. En d'autres termes, la phase du signal HF à l'entrée du SCT au moment où le faisceau frappe la cible de carbone peut être différente de celle observée durant l'expérience proprement dite. L'expression reliant les phases du signal HF observées lors des différentes mesures (prises de données et méthode des Bp) va permettre de calibrer les détecteurs en temps. Dans cette partie, les résultats obtenus pour les détecteurs situés à un angle polaire de  $2.8^\circ$  seront donnés

puisque ce sont ces cristaux qui permettent d'obtenir la relation liant les deux phases.

#### II-4.a) Détermination de la phase du signal HF lors des mesures de $B_p$ .

A l'aide des matrices  $T = f(Q,t)$  (cf figure n° III-6), les tâches observées et associées à un type de particule sont projetées sur l'axe temps. La procédure utilisée est analogue à celle mentionnée lors de l'étalonnage en énergie. Il n'est pas nécessaire d'utiliser toutes les particules légères puisque la phase du signal HF recherchée est indépendante du type de particule. La distance entre la cible de production et le détecteur n'étant pas connue de façon précise, les positions en temps d'au moins deux particules doivent être utilisées. D'autre part, une seule mesure du  $B_p$  suffit pour obtenir la phase du signal HF et les premières mesures ont été faites avec un  $B_p$  de 2.739 T.m (d'autres valeurs de la rigidité magnétique ont cependant été réalisées dans le but de tester la cohérence de la méthode).

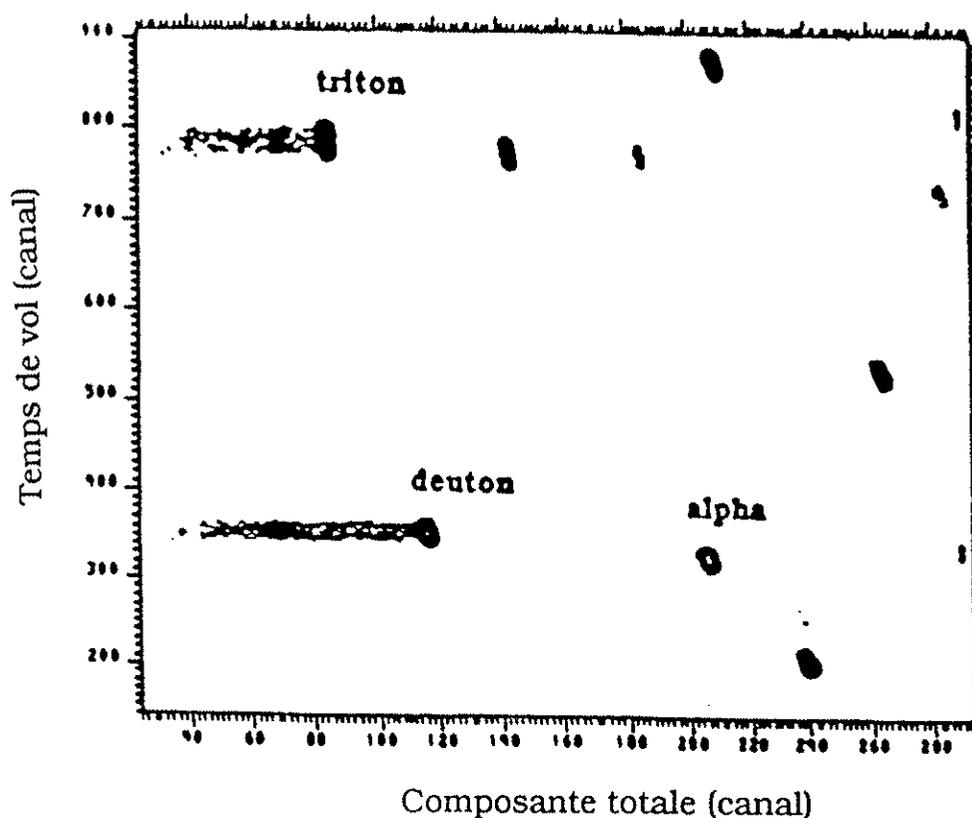


Figure n° III-6: Représentation matricielle composante totale-temps de vol pour un  $B_p$  de 2.739 T.m. Les traînées visibles au niveau des deutons et des tritons sont dues aux réactions dans le cristal. Les événements correspondant à ces traînées représentent environ 8% de la tâche de la particule légère à laquelle ils sont associés pour cette valeur de  $B_p$ .

Les valeurs des positions du pic temps de vol pour le  $BaF_2$  n°1 situé à  $2.8^\circ$  sont

reportées dans le tableau n°III-3 ci-dessous ainsi que les vitesses des particules. La pente de conversion numéro de canal-temps étant connue, les pics temps de vol sont retranscrits en ns. Le temps mesuré correspond au temps de vol à une constante additive près.

Type de la particule	Position pic temps de vol (canal)	Tmes Tmes=at.yt	v (cm/ns)
Deuton	353,16	41,609	11,75
Triton	786,47	92,662	8,32
Alpha	327,42	38,576	11,81

**Tableau n°III-3: Mesures des pics temps de vol des particules légères considérées pour l'obtention de la phase lors d'une mesure avec un Bp de 2.739 T.m.**

L'expression du temps de vol est donnée par la formule:

$$T_{mes} = T_{vol} + R_1 - (n \cdot T_{HF} + \phi) \quad (14)$$

où  $T_{mes}$  est le temps mesuré par le codeur soit  $T_{mes} = a_t \cdot y_t$ ,  $a_t$  étant la pente de conversion du codeur et  $y_t$  le numéro de canal du pic temps mesuré.  $R_1$  est le retard électronique défini par la différence entre l'instant où le détecteur est touché par une particule et le moment où le signal résultant vient générer le STOP du codeur. Ce retard est propre à chaque détecteur et identique à celui existant lors des mesures expérimentales puisque le câblage en aval de chaque cristal a été conservé.  $\phi$  est la phase du signal HF, exprimée ici en nanoseconde, que l'on cherche à déterminer. En raison de la grande distance séparant la cible de production des détecteurs, la période HF égale à 92.19 ns, apparaît dans cette expression avec un facteur multiplicatif  $n$  entier. Une première estimation de cette distance peut d'ailleurs être calculée à l'aide des pics temps de vol de deux particules de vitesses  $v_1$  et  $v_2$ . En reprenant l'expression (14), il vient:

$$T_{mes1} = T_{vol1} + R_1 - (n_1 \cdot T_{HF} + \phi) \quad (15)$$

$$T_{mes2} = T_{vol2} + R_1 - (n_2 \cdot T_{HF} + \phi) \quad (16)$$

avec  $T_{vol1} = D/v_1$  où  $D$  est la distance entre la cible de production et le détecteur n°1.

Pour deux particules de vitesses approximativement équivalentes, la distance peut être exprimée sans que l'on ne tienne compte des entiers  $n_1$  et  $n_2$ . C'est le cas des deutons et des alphas quelque soit la valeur du Bp puisque le rapport masse sur charge est pratiquement identique (cf formule de Laplace). Dans ces conditions, la distance s'exprime sous la forme:

$$D = (T_{mes1} - T_{mes2}) \cdot v_1 \cdot v_2 / (v_2 - v_1) \quad (17)$$

La distance obtenue à partir des données du tableau III-3 est  $D = 70,417$  m. Cependant, il s'agit là d'une valeur approximative en raison de la faible différence des vitesses de ces deux types de particules. Avec une résolution de faisceau en vitesse de l'ordre de  $1.5 \cdot 10^{-3}$ , on obtient une erreur de 2.5 m sur la valeur  $D$  calculée précédemment. La position pic temps des tritons a donc été considérée afin d'obtenir une valeur plus précise de la distance. Le jeu de

couple tritons-alpha et tritons-deutons a fait l'objet d'un calcul analogue au précédent mais en considérant cette fois la période HF. Le coefficient multiplicatif ( $n_1-n_2$ ) est calculé sur la base de la première estimation de la distance et a été trouvé égal à 2. Les valeurs des distances obtenues à partir des deux couples sont alors:

$$D = 67,152 \text{ m pour le couple tritons-deutons}$$

$$D = 67,191 \text{ m pour le couple tritons-alphas}$$

ce qui conduit à une valeur moyenne de la distance cible de production-détecteur n°1 de 67,171 m. La même démarche a été réalisée pour tous les autres détecteurs. A titre de comparaison, la distance obtenue pour le BaF<sub>2</sub> n°4 a été trouvée égale à 67,193 m. Les différences observées entre les distances moyennes calculées pour chacun des détecteurs n'excèdent pas 5 cm. A partir des distances, on est alors capable de déterminer la phase  $\phi$  du signal HF durant l'étalonnage des détecteurs avec le Bp de 2.739 T.m à une constante près égale au retard  $R_i$  propre à chaque détecteur. Il faut tout de même calculer l'entier  $n_i$  associé à chaque particule  $i$ . Ceci est réalisé en jouant sur sa valeur pour chacun des deux couples considérés en imposant une différence ( $n_1-n_2$ ) égale à deux et en cherchant à retrouver la distance moyenne calculée. L'entier relatif aux alphas et aux deutons devait être égal à 8 pour satisfaire ces conditions. Les valeurs  $\phi-R_i$  pour les détecteurs n°1 et 4 sont respectivement -23,348 ns et -19,237 ns. Ce sont ces deux dernières valeurs qui vont permettre d'établir la relation entre les deux phases.

#### **II-4-b) Détermination de la phase du signal HF dans les conditions expérimentales.**

Lors de la réaction  $^{40}\text{Ar}+^{\text{nat}}\text{Ag}$  à 58.7 MeV/A, le pic de diffusion élastique est visible dans la matrice d'identification charge totale-temps de vol pour les quatre détecteurs situés à 2.8°. Sur la figure n°III-7, une tâche intense apparaît en bout de gamme des codeurs de charge.

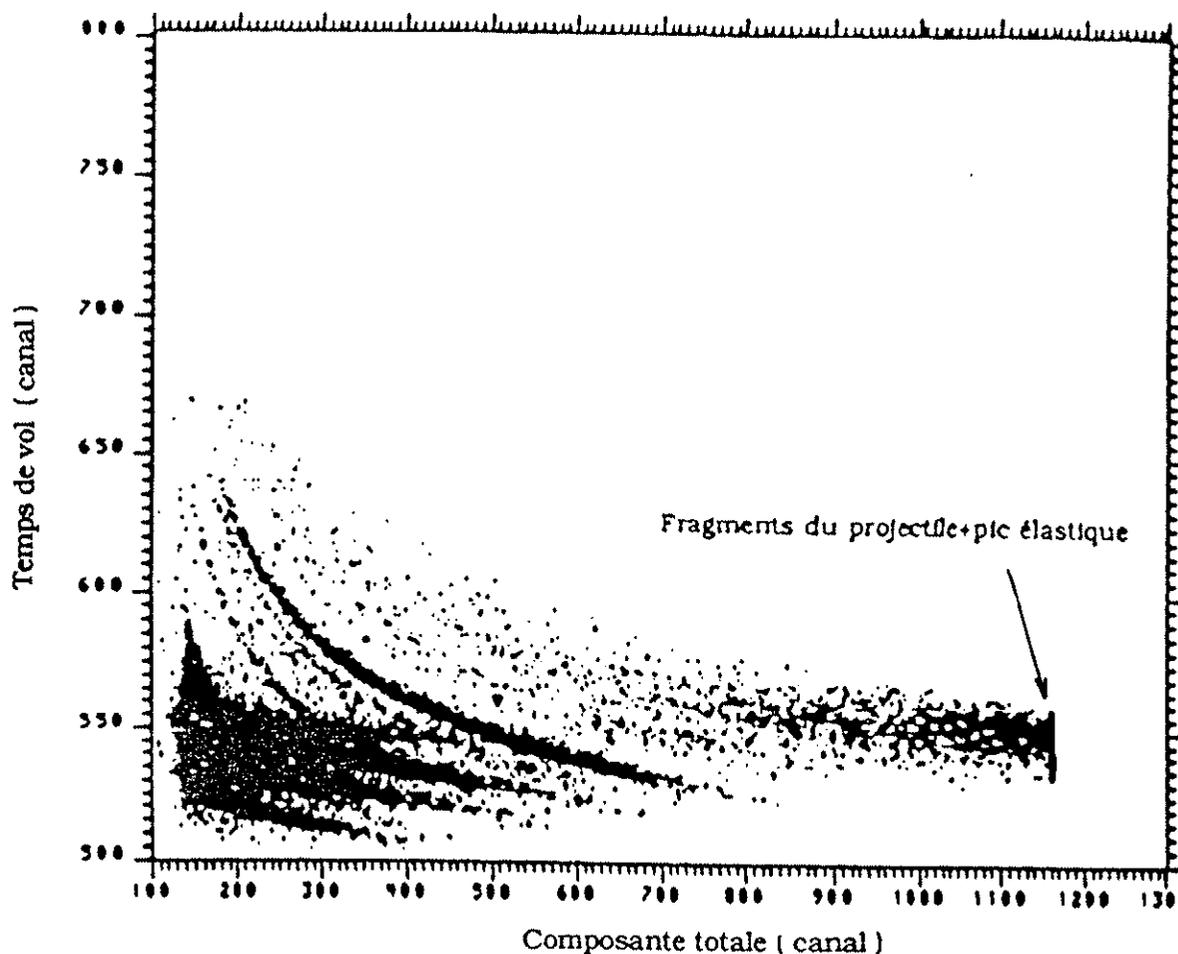
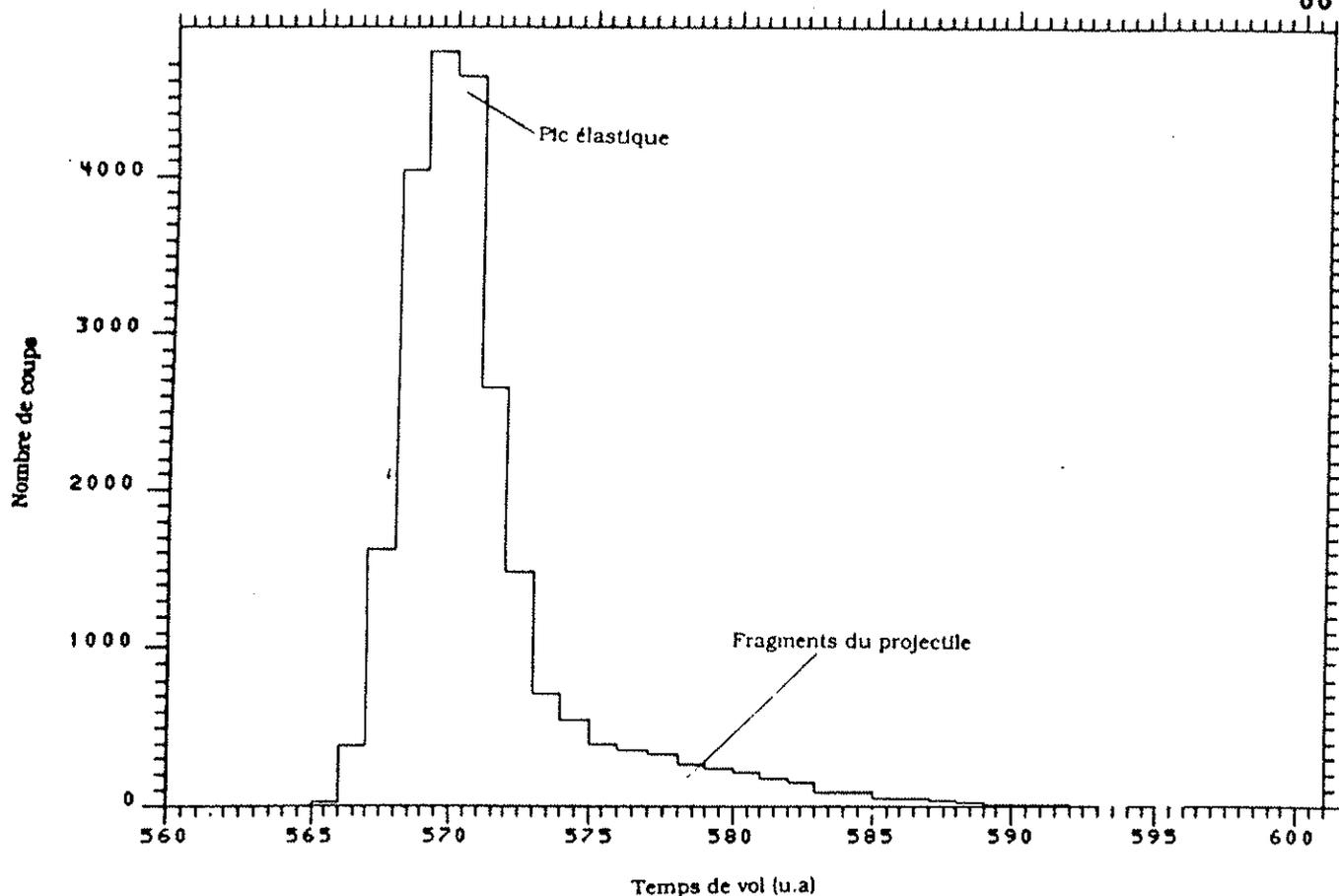


Figure n° III-7: Représentation matricielle composante totale-temps de vol pour un  $\text{BaF}_2$  situé à  $2.8^\circ$  lors des mesures inclusives sur le système  $^{40}\text{Ar} + \text{natAg}$  à  $58.7 \text{ MeV/A}$

Elle est due aux fragments secondaires proches du projectile ainsi qu'à la diffusion élastique. Si les signaux qu'ils engendrent font saturer les codeurs de charge, par contre la mesure du temps de vol est correcte. La projection de cette tâche sur l'axe temps est représentée sur la figure n°III-8. Le pic observé correspond au pic de diffusion élastique (fort taux de comptage à  $2.8^\circ$ ). L'interpolation du front bas temps de vol par une gaussienne permet d'obtenir la position du pic élastique ainsi que la largeur à mi-hauteur. La résolution intrinsèque obtenue est d'environ 450 ps. Le numéro de canal de ce pic élastique permet d'obtenir la phase du signal HF à partir de l'expression (14) sans retenir le terme  $n.T_{\text{HF}}$  car le temps de vol cible-détecteur est inférieur à une période HF. Les valeurs  $\phi_{\text{exp}} - R_1$  des détecteurs n° 1 et 4 sont cette fois respectivement -55.20 ns et -51.70 ns.



**Figure n° III-8: Détermination du pic temps de vol associé à la diffusion élastique par projection sur l'axe temps de la figure n°III-7 en sélectionnant les événements dont la charge totale sature.**

A partir de ces valeurs et des valeurs précédentes, la différence de phase  $\Delta\phi=(\phi_{\text{exp}}-\phi)$  donne respectivement  $\Delta\phi=-31.852$  ns et  $-32.463$  ns pour les cristaux n° 1 et 4 respectivement, soit un écart de 611 ps entre les deux détecteurs. La valeur  $\Delta\phi$ , aux erreurs de précision près, est donc indépendante du détecteur. Cette constatation n'est pas surprenante et même attendue puisque la phase est prise à l'instant où le faisceau touche la cible et n'a donc rien à voir avec l'identité du détecteur. En outre, la cohérence de la méthode est illustrée par le fait que le même calcul avec une mesure de  $B_p$  de 2.2 T.m donne un écart de 613 ps. La valeur moyenne  $\langle\Delta\phi\rangle$  des deux valeurs extraites pour un  $B_p$  donné servira de référence pour déterminer la valeur d'origine  $T_0$  de chacun des cristaux situés sur l'arbalète et placés expérimentalement à des angles trop importants pour pouvoir mesurer le pic de diffusion élastique. La formule ci-dessous a donc été utilisée pour établir la correspondance numéro de canal-temps de vol:

$$T_{\text{vol}} = a_t \cdot y_t + T_0 \quad (18)$$

où  $T_0$  est donné par l'expression:

$$T_0 = \langle\Delta\phi\rangle + (\phi - R_1) \quad (19)$$

$\phi - R_1$  étant déterminé par la méthode des  $B_p$ .

Les spectres inclusifs en temps du couple de détecteurs situés sur une même couronne et étalonnés par cette méthode se sont révélés identiques pour chaque type de particule. Le même travail a été réalisé pour d'autres valeurs de  $B_p$  et les  $T_0$  obtenus n'ont révélé aucune différence. Pour les détecteurs qui n'ont pas fait l'objet des mesures de  $B_p$ , les spectres inclusifs en temps ont été pondérés par leur pente de conversion et comparés au spectres étalonnés des détecteurs situés aux mêmes angles polaires. L'écart observé donne directement la valeur  $T_0$  qui leur est associée.

En résumé, l'avantage d'une telle méthode est qu'elle permet un bon étalonnage en effectuant un nombre réduit de mesures comparé à l'étalonnage en énergie. D'autre part, la cohérence des calculs issus des différentes valeurs de  $B_p$  vient confirmer le fait que s'il y a eu fluctuation thermique, elle n'a pas affecté la composante rapide, la prise du temps de vol ne dépendant que de celle-ci. Les coefficients  $T_0$  étant connus pour tous les détecteurs, nous avons ensuite cherché à déterminer les valeurs  $a_e$  et  $E_0$  de l'expression (6) par la méthode des moindres carrés, c'est à dire en résolvant le système matriciel défini plus haut. Des fluctuations sont encore apparues lors de la comparaison systématique des détecteurs d'une même couronne pour les mesures inclusives. Par contre, connaissant l'identité de la particule et l'étalonnage en temps du détecteur, il est possible de remonter directement à l'énergie. Cette procédure nous a permis de constater un bon accord lors des comparaisons et nous l'avons retenu pour définir l'énergie (Nous communiquons en annexe A les seuils en énergie obtenus pour chaque cristal et en fonction du type de la particule légère chargée). Nous résumons sur la figure n°III-9 les différentes tentatives pour réaliser l'étalonnage en énergie. La figure n°III-9-a) est une comparaison des spectres en énergie des particules alphas pour les détecteurs n°12 et 17 situés à  $7.4^\circ$  en effectuant un étalonnage par la méthode des  $B_p$ . La différence est nette aux hautes énergies mais n'existe pas aux basses énergies. La figure n°III-9-b) est une comparaison des spectres obtenus par la méthode des moindres carrés en laissant les paramètres  $T_0$ ,  $a_e$  et  $E_0$  libres. On constate là encore une différence pour les énergies au delà de 250 MeV. Il faut donc retenir que cette méthode est valable pour la détermination de l'énergie d'une particule couvrant une gamme allant du seuil de détection jusqu'à environ l'énergie du faisceau. La figure n°III-9-c) montre la différence entre un spectre en énergie obtenue à partir de la valeur  $T_0$  et en résolvant le système matriciel cité précédemment et le spectre en énergie obtenu à partir du spectre en temps. On note une différence entre les deux spectres pour les hautes énergies. Nous avons reporté le symbole T pour représenter le spectre en énergie issu d'une transformation du spectre temps en donnant la masse de la particule et la distance du détecteur à la cible. Le symbole E désigne le spectre énergie obtenue en fixant  $T_0$  et en résolvant le système matriciel. Les paramètres extraits sont ensuite appliqués au spectre élémentaire charge totale et donnent le spectre E. La différence entre les deux spectres est encore présente et celle-ci est plus ou moins importante selon le détecteur. Pour tous les détecteurs, la région des hautes énergies du spectre E est supérieure à celle du spectre T. Enfin la figure n°III-9-d) représente la comparaison entre les spectres en énergie issus des spectres en temps des cristaux n°12 et 17. Le fait qu'il n'y ait pas de fluctuations est lié à une plus grande statistique et à un lissage des données. Cette fois l'accord est parfait et nous avons retenu cette méthode pour l'obtention de l'énergie d'une particule légère chargée.

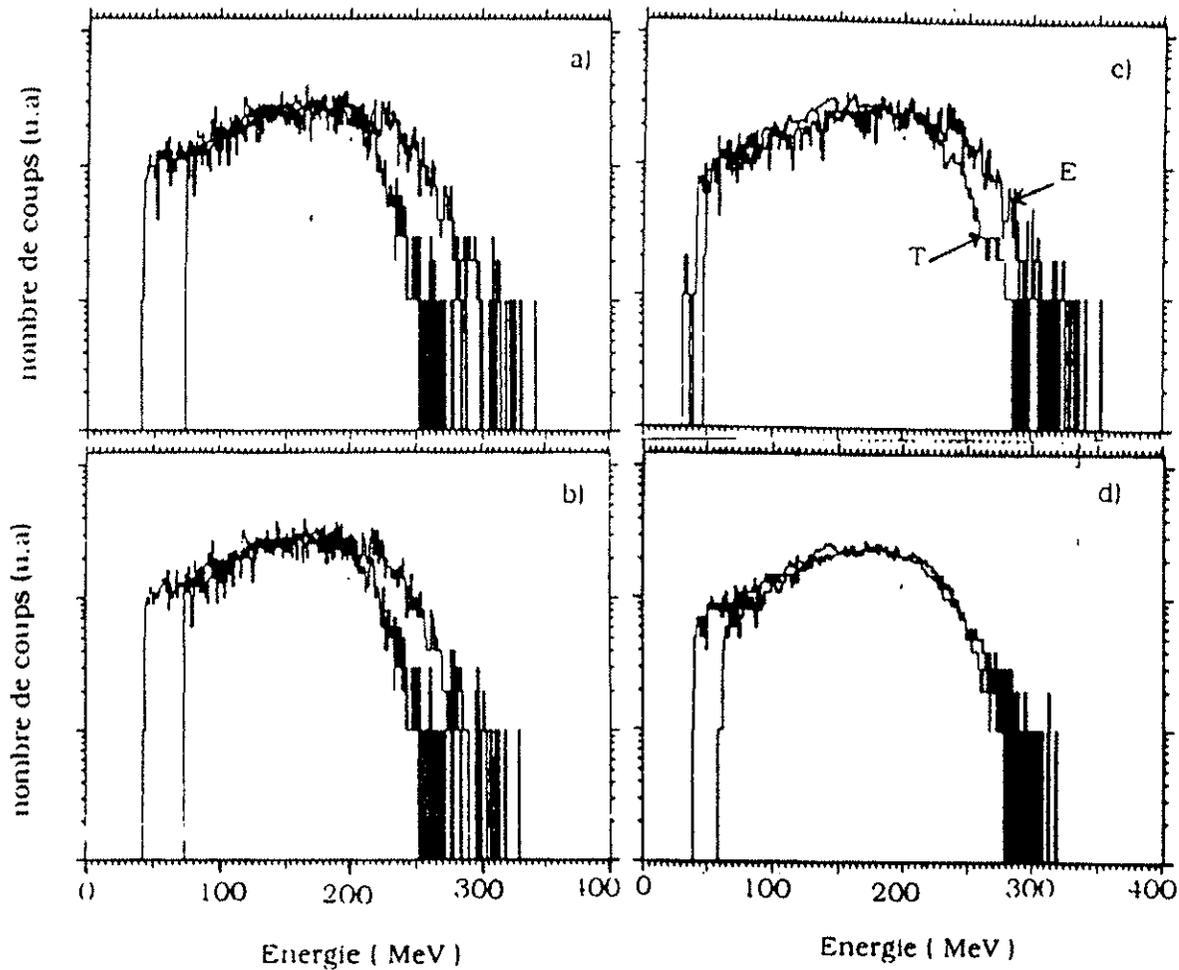


Figure n° III-9: Résultats des différentes tentatives pour réaliser l'étalonnage en énergie ( la méthode utilisée pour obtenir chacun des spectres de la figure est explicitée dans le texte).

**II-5) Une fonction d'identification facilitant la séparation en masse et charge des particules légères chargées.**

A partir de l'observation des informations élémentaires prélevées sur les cristaux de

BaF<sub>2</sub> et de leurs comportements vis à vis de la charge et de l'énergie de la particule qui les traverse, un certain nombre de caractéristiques a pu être mis en évidence. Ainsi, la représentation  $Q_r = f(Q_t)$  permet de dire en première approximation que pour des charges allant jusqu'à deux,  $Q_r$  et  $Q_t$  sont reliés linéairement par un coefficient dépendant de la charge. De plus, la dépendance linéaire de l'énergie avec la charge totale a pu être observée lors de l'étalonnage en énergie par la méthode des Bp. Même si certains cristaux n'ont pas reproduit cette dernière caractéristique pour des raisons vraisemblablement dues à des fluctuations thermiques ou une saturation des photomultiplicateurs, l'hypothèse d'une dépendance linéaire sera retenue. Une fonction d'identification, basée sur ces deux constatations a été étudiée en utilisant les données expérimentales traitées, c'est à dire auxquelles on a retiré les événements qui traversaient le collimateur<sup>(6)</sup>. L'expression de cette fonction d'identification est donnée par la formule:

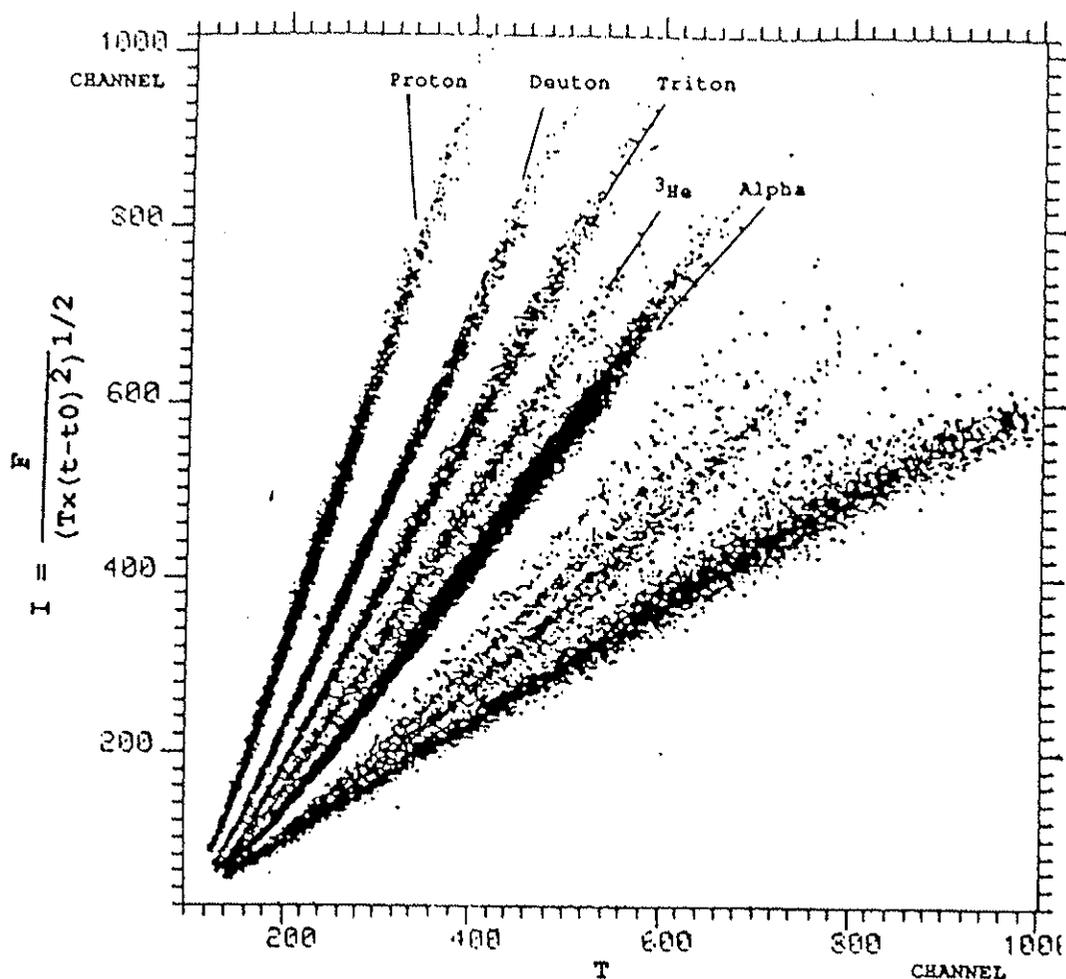
$$I = Q_r / (Q_t \cdot T_{vol}^2)^\alpha \quad (20)$$

où  $T_{vol}$  est le temps de vol obtenu après étalonnage et  $\alpha$  un paramètre ajusté à 1/2 afin d'obtenir la meilleure séparation en masse et en charge possible.

Dans l'hypothèse d'une dépendance linéaire de la charge totale avec l'énergie et en appliquant la formule classique reliant l'énergie au temps de vol on constate que le dénominateur fait apparaître la masse de la particule détectée. Le numérateur peut être remplacé par la charge totale pondérée d'un facteur dépendant de la charge de la particule. L'expression (20) est alors équivalente à:

$$I = (a_z \cdot Q_t + Cste) / (M \cdot D^2 / 2a_e - (E_0 / a_e) \cdot T_{vol}^2)^\alpha \quad (21)$$

Dans ces conditions, la charge  $Z$  et la masse  $M$  apparaissent de façon explicite dans la représentation  $I = f(Q_t)$ . La figure n° III-10 indique le type de résultat obtenu pour des événements issus des mesures inclusives effectuées sur le système <sup>40</sup>Ar+<sup>27</sup>Al à 58.7 MeV/A.



**Figure n°III-10: Fonction d'identification en fonction de la composante totale pour un cristal de BaF<sub>2</sub>.**

Une séparation en charge et en masse des particules légères est effective jusqu'à des charges égales à trois. La création de six contours d'identification est suffisante pour sélectionner les cinq types de particules qui intéressent ce travail. Il faut cependant souligner que durant les mesures des événements fortuits issus du burst suivant le burst principal sont enregistrés et doivent être rejetés en imposant une condition supplémentaire sur le temps de vol.

En conclusion, les cristaux de BaF<sub>2</sub> sont bien adaptés pour la détection de particules légères chargées aux énergies G.A.N.I.L. Leur excellente résolution en temps associée aux caractéristiques des deux composantes rapide et totale permet la définition d'une fonction d'identification facilitant considérablement la séparation en masse et charge, autant de points qui les rendent très appréciables comparés à leurs homologues de type CsI ou NaI.

### **III) ETALONNAGE DES TELESCOPES ET IDENTIFICATION DES FRAGMENTS DU PROJECTILE.**

#### **III-1) Etalonnage en énergie des télescopes.**

L'étalonnage en énergie des télescopes a été fait grâce à une source de Thoron qui émet des particules alpha de 6.061 et 8.734 MeV. Ces points d'étalonnage ont pu être obtenus pour les jonctions silicium  $\Delta E$  qui arrêtent complètement ces particules. Les spectres visualisés présentaient deux pics relatifs à ces deux particules alphas d'énergie déterminée et leur localisation a été enregistrée. En reliant directement un générateur d'impulsions d'amplitude ajustable au préamplificateur propre à chaque détecteur, il est alors possible de simuler l'énergie des particules alpha en jouant simplement sur l'amplitude des signaux générés. La méthode d'étalonnage repose sur le fait que l'amplitude du signal engendré par une particule arrêtée dans une jonction est proportionnelle à son énergie. Connaissant le facteur de proportionnalité entre l'amplitude du signal et l'énergie de la particule, le générateur d'impulsions permet de simuler des particules d'énergie connue. Différentes mesures ont été réalisées en variant l'amplitude et ont permis d'établir la correspondance énergie-numéro de canal de chaque jonction. Cette correspondance s'est traduite par une expression linéaire de l'énergie en fonction du numéro de canal.

La mesure du pic élastique sur les jonctions E situées aux angles les plus à l'avant pour le système  $^{40}\text{Ar} + \text{natAg}$  à 58.7 MeV/A a permis de valider la méthode d'étalonnage employée pour les fragments plus lourds que les alphas. L'énergie moyenne des fragments en fonction de leur charge lors des mesures inclusives reproduit également les données issues du même système à la même énergie<sup>(1)</sup>.

### III-2) Identification en charge des fragments du projectile.

Même si la séparation en charge des fragments du projectile est effective dans les représentations  $\Delta E$ -E et afin d'éviter le tracé fastidieux de contours les délimitant, une fonction d'identification a été utilisée. La méthode repose sur une approximation de la formule de Bethe-Bloch et s'appuie sur le fait que le parcours d'un proton dans un absorbeur varie selon une loi de puissance en énergie pour une large gamme de son énergie:

$$R_p(E)/R_p(E_1) = (E/E_1)^n \quad (22)$$

où  $E_1$  est une énergie de référence,  $R_p(E)$  le parcours d'un proton d'énergie E et n un paramètre indépendant de E pour un large domaine en énergie. Goulding et al.(7) furent les premiers à étendre cette formule empirique au cas général d'une particule de charge Z et de masse M. Des études comparatives des différentes fonctions d'identification possibles (8) ont révélé les divers avantages de cette méthode d'identification. Ainsi, dans le cas général, on a:

$$R(M,Z,E) = (M/Z^2) R_p(E/M) \quad (23)$$

et en combinant les expressions (22) et (23) il vient:

$$(R(M,Z,E+\Delta E)-R(M,Z,E))/R_p(E_1) = (Z^2 \cdot M^{n-1})^{-1} [(E+\Delta E)/E_1]^n - (E/E_1)^n \quad (24)$$

et puisque  $R(M,Z,E+\Delta E)-R(M,Z,E) = \Delta X$  est l'épaisseur de la jonction  $\Delta E$  on a finalement:

$$(E+\Delta E)^n - E^n = Z^2 M^{n-1} [(\Delta X/R_p(E_1)) E_1^n] \quad (25)$$

soit encore:

$$(E+\Delta E)^n - E^n = Z^2 M^{n-1} \cdot \text{Cste} \quad (26)$$

Dans cette expression  $\Delta E$  représente la perte d'énergie dans la jonction  $\Delta E$  et  $E$  est l'énergie résiduelle laissée par le fragment dans la jonction  $E$ . En prenant pour fonction d'identification l'expression du terme à gauche de l'expression (26), il est possible de séparer en charge les fragments du projectile. Le facteur varie en général entre 1.7 et 1.8 et a été ajusté afin d'obtenir la meilleure identification possible sur toute la gamme en énergie. La figure n°III-11 est un exemple de la séparation en charge obtenue. Par projection de cette matrice sur l'axe des ordonnées (figure n°III-12), on voit dans ce cas que les charges peuvent être délimitées à partir d'un intervalle donné de la fonction d'identification.

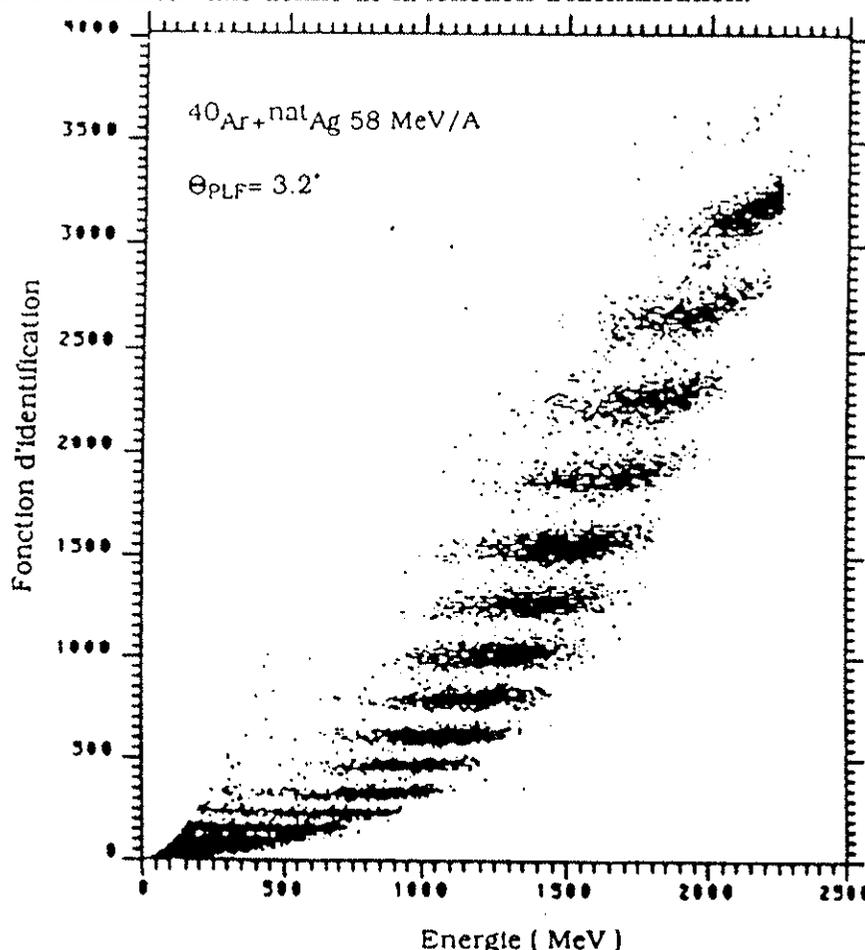


Figure n° III-11: Séparation en charge des fragments du projectile à l'aide de la fonction d'identification donnée par l'expression (26).

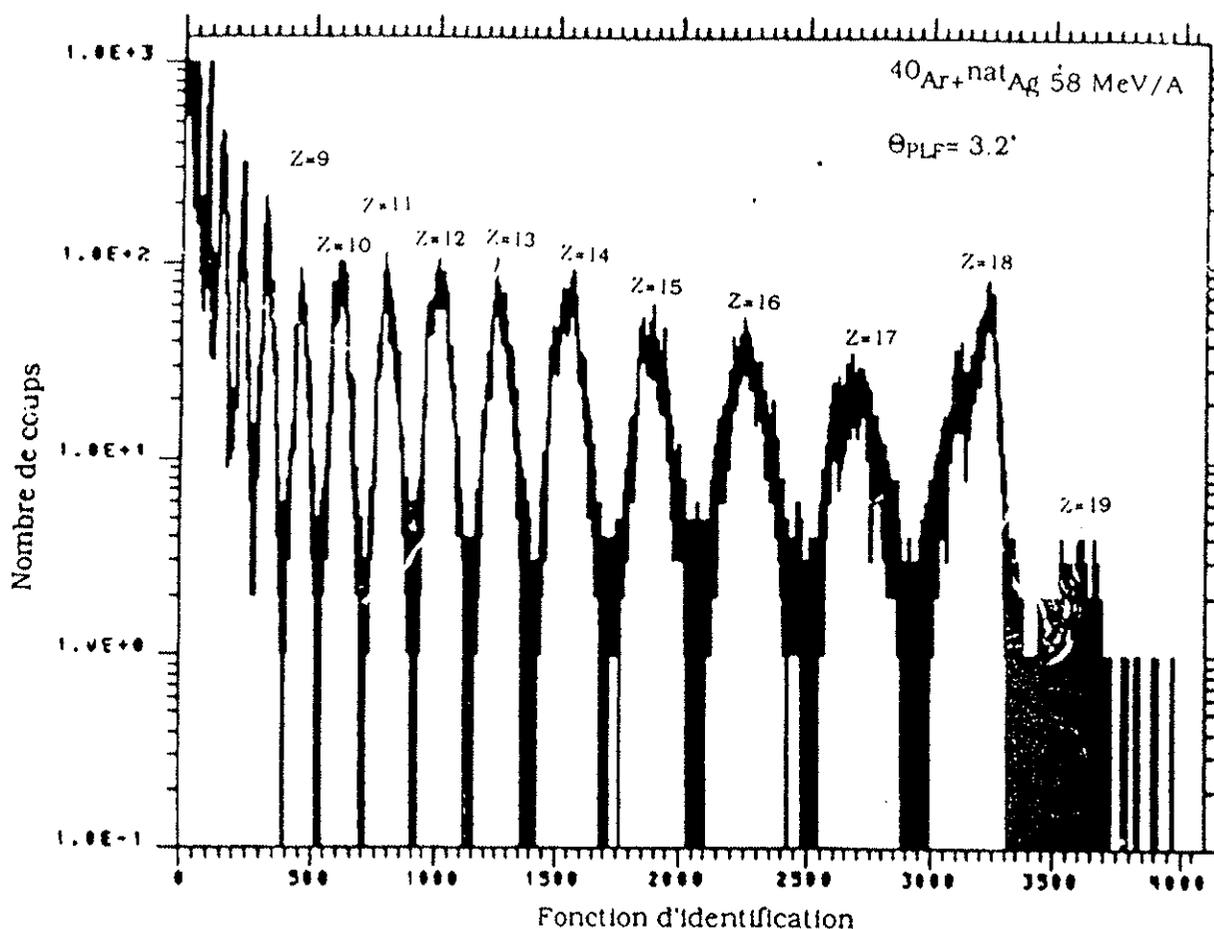


Figure n° III-12: Projection de la figure n° III-11 sur la fonction d'identification. Les charges sont distinctement délimitées par un intervalle donné.

### III-3) Extraction des événements fortuits.

Dans les mesures en coïncidence, il faut s'assurer que les particules détectées ont été produites dans la même interaction. Grâce à la technique de prise de temps de vol utilisant le signal HF du faisceau, un certain nombre d'événements issus du burst suivant le burst principal peuvent être rejetés. Si les contours d'identification tracés pour la discrimination en masse et charge des particules légères permettent d'éviter ce problème, par contre, dans le cas des fragments, une sélection sur le temps de vol doit être réalisée avant l'analyse. La figure n°III-13 schématise le type d'événements enregistrés lors des mesures exclusives.

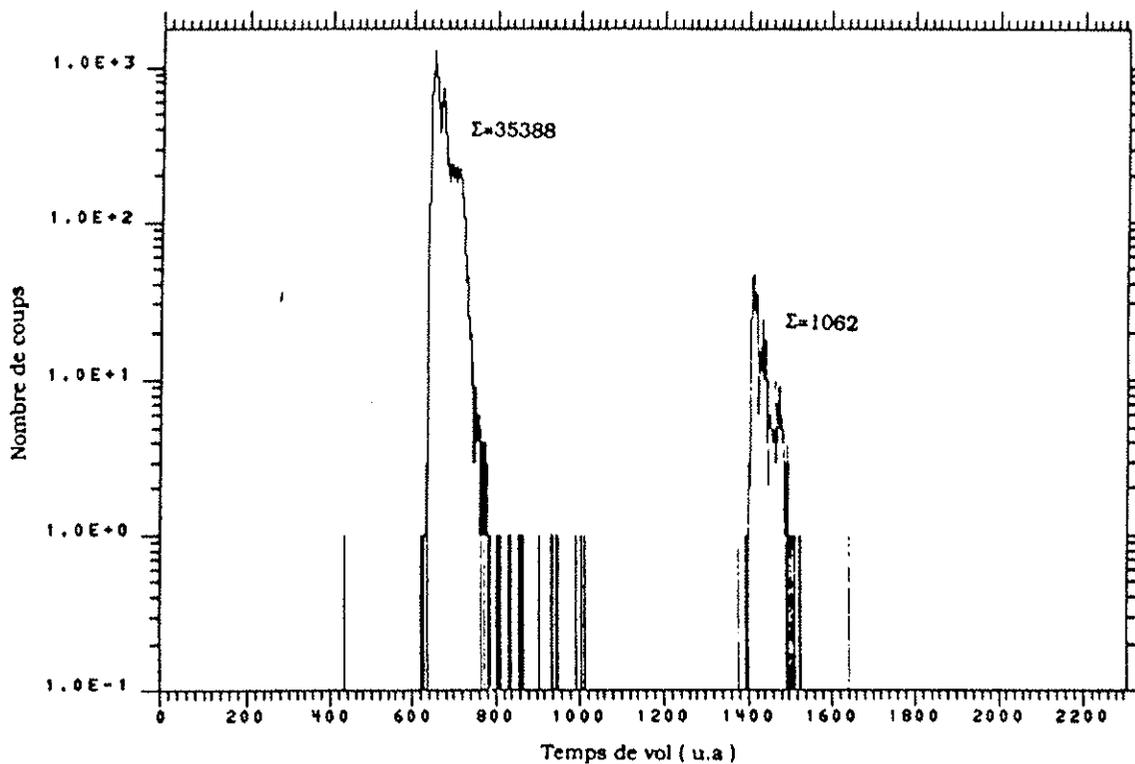


Figure n° III-13: Temps de vol des fragments du projectile lors des mesures exclusives sur le système  $^{40}\text{Ar}+^{\text{nat}}\text{Ag}$  à  $2.8^\circ$ . La faible quantité d'événements décalés d'une période HF correspond à des événements fortuits qui ont été rejetés avant traitement des données.

On distingue nettement des événements décalés d'une période HF de ceux qui doivent être pris en compte. En imposant un intervalle en temps sur l'information temps de vol de chaque fragment détecté, il est possible lors du traitement de rejeter de tels événements fortuits. A titre indicatif, nous donnons également le nombre de coups de chacun des deux pics.

**Références du chapitre III**

- (1): F. Gadi-Dayras, Thèse de l'Université d'Orsay, Juin 1988.
- (2): D. Ardouin, H. Delagrangé, H. Doubre, C. Grégoire, W. Mittig, A. Péghaire, J.Péter, F. Saint-Laurent, B. Zwiegliniski et C. Ricaud, Nouvelles de G.A.N.I.L 7 (1984) 22.
- (3): E. Dafni, Nucl. Instr. and Meth. A254 (1987) 54.
- (4): G. Vestri, G. Prete, D. Fabris, K.Hagel, G. Nebbia and A. Menchaca-Rocha., Nucl. Instr. and Meth. A252 (1986) 75.
- (5): P.Schotanus, C.W.E. Van Eijk, R.W. Hollander and J. Pijpelink, Nucl. Instr. and Meth. A238(1985)564.
- (6): G. Lanzano, A. Pagano, S. Urso, E. De Filippo, B. Berthier, J-L. Charvet, R. Dayras, R. Legrain, R. Lucas, C. Mazur, E. C. Pollacco, J-E. Sauvestre, C. Volant, C. Beck, B. Djerroud et B. Heusch, Nucl.Instr. and Meth. A312 (1992) 515.
- (7): F.S. Goulding, D.A. Landis, J. Cerny, and R.H. Pehl, Nucl. Instr. and Meth. 31 (1964) 1.
- (8): D.D.Armstrong, J.G. Beery, E.R. Flynn, W.S. Hall, P.W. Keaton, J.R. and M.P.Kellogg Nucl.Instr. and Meth. 70 (1969) 69.



## CHAPITRE IV

### PRESENTATION ET INTERPRETATION DES DONNEES INCLUSIVES

Nous nous proposons dans ce chapitre de présenter et de commenter les résultats relatifs aux mesures inclusives des fragments du projectile et des particules légères chargées. Les données présentées concernent les systèmes  $^{40}\text{Ar}+\text{natAg}$  et  $^{40}\text{Ar}+^{27}\text{Al}$  à 58.7 MeV/A. Les caractéristiques des fragments du projectile aux angles avant sont d'ores et déjà connues puisqu'elles ont fait l'objet d'une thèse pour la réaction  $^{40}\text{Ar}+\text{natAg}$  à 60 MeV/A<sup>(1)</sup>. Leur interprétation a également été réalisée en confrontant les données expérimentales à divers modèles théoriques. Nous nous contenterons donc, dans la première partie de ce chapitre, de rappeler leurs propriétés ainsi que les prévisions des modèles existants aux énergies intermédiaires.

Les résultats relatifs aux particules légères chargées seront ensuite exposés. Ils feront essentiellement l'objet d'une approche statistique par l'intermédiaire de l'analyse en sources des distributions en énergie de chaque type de particule.

Quant aux conclusions que nous pourrions tirer des modèles existants et de leur accord avec les résultats expérimentaux issus des mesures inclusives sur les fragments du projectile, elles seront à considérer avec précautions en raison d'incertitudes sur les distributions en masse et en énergie d'excitation des fragments primaires.

#### I) Propriétés des fragments du projectile.

##### I-1) Spectres en énergie.

Les spectres en énergie des quasi-projectiles ont été obtenus à partir des mesures effectuées à des angles allant de 2.8 ° à 11.4°. L'angle d'effleurement se situe environ vers 2.4° pour le système  $^{40}\text{Ar}+\text{natAg}$  à 58 MeV/A et 0.8° pour la réaction  $^{40}\text{Ar}+^{27}\text{Al}$  à la même énergie. Nous reportons sur la figure IV-1 les spectres en énergie des fragments du projectile de numéro atomique compris entre 7 et 18 pour un angle de détection de 2.8° et pour le système  $^{40}\text{Ar}+\text{natAg}$  à 58 MeV/A. Les flèches indiquent l'énergie des fragments ayant la vitesse du faisceau en supposant un rapport N/Z de 2.2 équivalent au projectile.

Ces spectres sont piqués à une énergie correspondant à une vitesse en deçà mais très proche de celle du projectile suggérant des mécanismes peu dissipatifs analogues à ceux apparaissant à hautes énergies. Ces spectres présentent également des queues aux basses énergies qui contribuent à la section efficace à 2.8° et augmentent légèrement avec l'angle de détection.

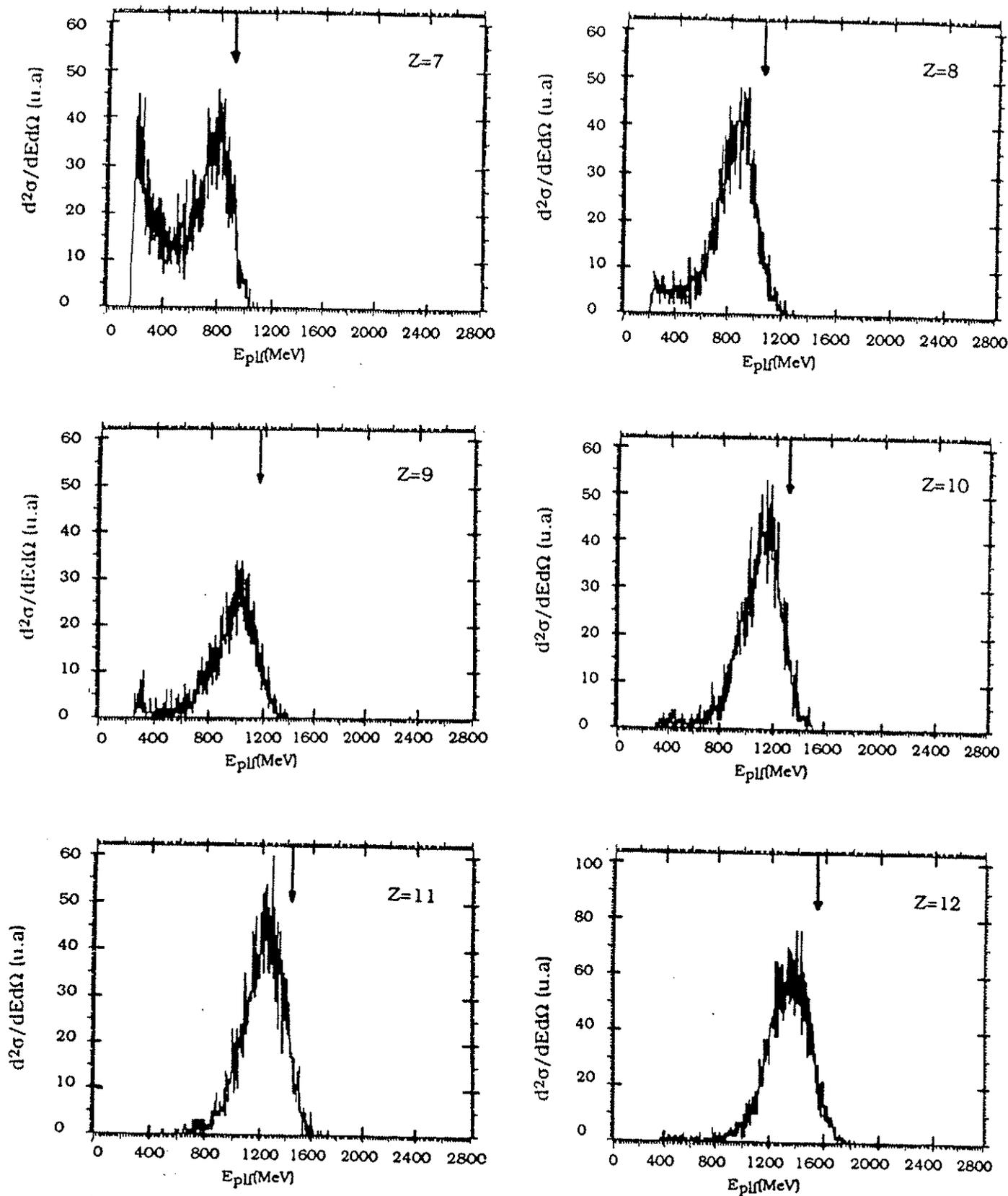


Figure n° IV-1: Spectres en énergie des fragments du projectile détectés à  $2.8^\circ$  pour la réaction  $^{40}\text{Ar} + \text{natAg}$  à 58 MeV/A. Les énergies des fragments ayant la vitesse du faisceau sont indiquées par des flèches.

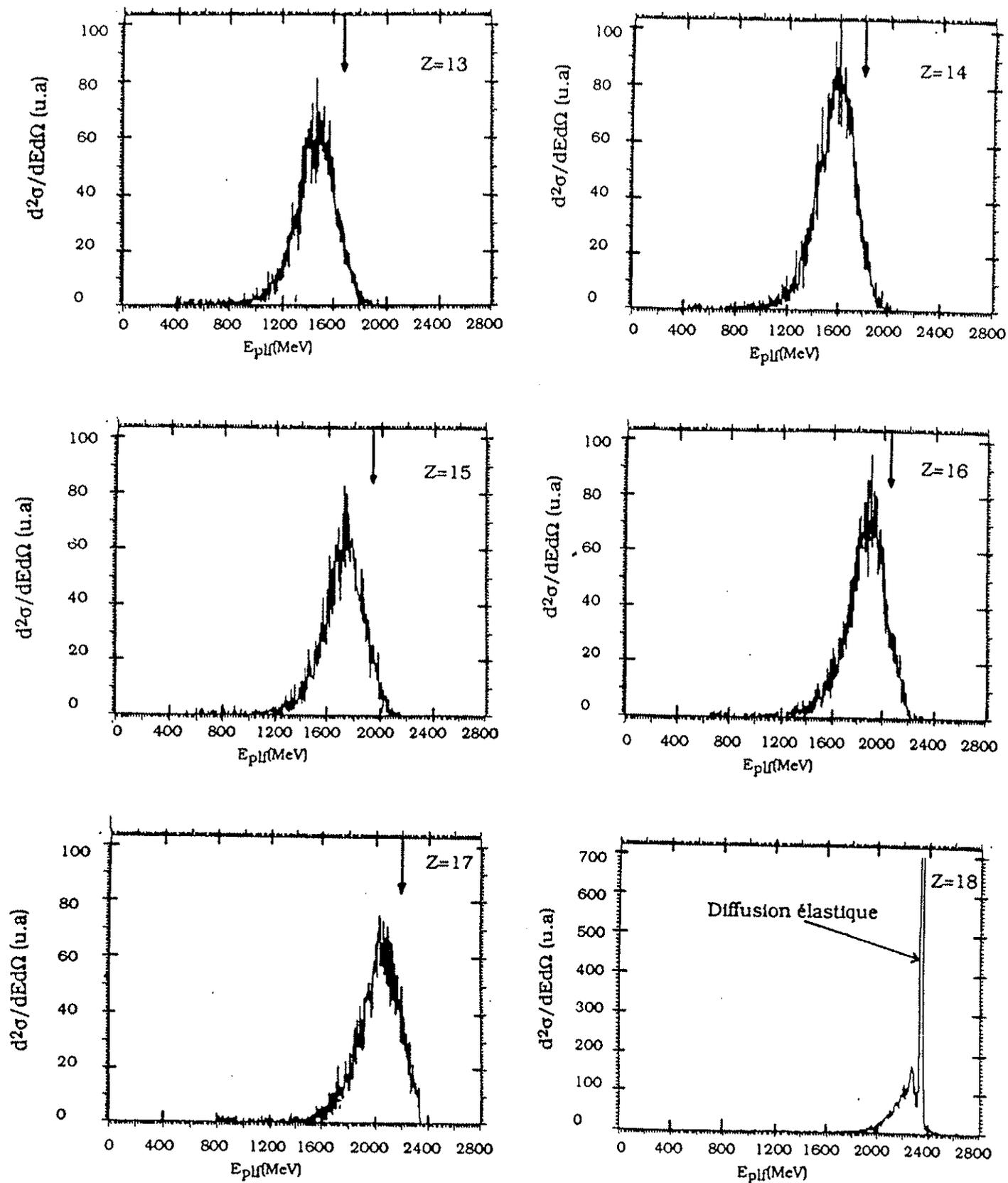


Figure n° IV-1: Spectres en énergie des fragments du projectile détectés à  $2.8^\circ$  pour la réaction  $^{40}\text{Ar} + \text{natAg}$  à 58 MeV/A. Les énergies des fragments ayant la vitesse du faisceau sont indiquées par des flèches.

Enfin, nous pouvons remarquer que la largeur des spectres augmente sensiblement quand la charge du fragment secondaire détecté décroît. Pour les fragments de  $Z$  inférieur à 11, une seconde composante très visible pour les fragments de  $Z=7$  est en partie coupée par le seuil de détection correspondant à la traversée de premier élément du télescope. Si la composante à haute énergie peut être imputée au même mécanisme que celui conduisant à la production de  $Z$  plus élevés, la composante à basse énergie est produite par un autre mécanisme. Cette composante très relaxée a été imputée à des réactions profondément inélastiques <sup>(20)</sup> observées aux basses énergies.

Nous rappelons dans les sous-sections suivantes les différents résultats obtenus à partir de l'étude des spectres en énergie comparés aux prédictions de modèles issus soit des basses énergies soit des énergies relativistes. Ils concernent d'une part l'étude des dispersions de moment longitudinal et d'autre part l'énergie moyenne par nucléon des fragments du projectile.

### **I-1-1) Rappel sur l'interprétation des spectres en énergie dans le cadre des différents modèles existants.**

#### **a) Historique.**

Avant d'aborder les différents résultats qui ont pu être extraits de l'étude du système  $^{40}\text{Ar} + \text{natAg}$  à 60 MeV/A<sup>(1)</sup> à partir de considérations essentiellement énergétiques, nous rappelons brièvement la méthode utilisée pour interpréter les distributions en énergie des fragments du projectile. Celle-ci repose essentiellement sur des observations réalisées à haute énergie <sup>(14-15)</sup>. Notons cependant que Goldhaber<sup>(2)</sup> a signalé depuis longtemps l'ambiguïté de l'interprétation du processus de fragmentation du projectile à partir des seules distributions en énergie des fragments secondaires.

Aux énergies relativistes, les distributions en impulsion des fragments peuvent être paramétrisées à l'aide d'une gaussienne dont l'expression s'écrit sous la forme:

$$d^3\sigma/d^3p = C.\exp(-(\mathbf{p}-\mathbf{p}_0)^2/2\sigma^2) \quad (1)$$

où  $C$  est une constante de normalisation,  $\mathbf{p}$  représente le vecteur impulsion du fragment détecté,  $\mathbf{p}_0$  est le vecteur impulsion moyen du fragment observé et  $\sigma$  la largeur de la distribution en impulsion.

Les distributions en impulsion de l'expression (1) se transforment simplement en distributions en énergie selon l'expression classique:

$$d^2\sigma/d\Omega dE = C.(E)^{1/2}.\exp(-m_f.(E+E_0-2.(E.E_0.\cos\Theta)^{1/2})/\sigma^2) \quad (2)$$

où  $\Theta$  est l'angle de détection du fragment dans le référentiel du laboratoire,  $E$  l'énergie du fragment dans le laboratoire et  $E_0$  son énergie moyenne. Cette dernière relation peut encore se décomposer sous la forme ci-dessous à partir de la projection des moments sur les axes parallèle et perpendiculaire au faisceau, il vient:

$$d^2\sigma/d\Omega dE = C \cdot \exp(-m_f \cdot E \cdot \sin^2\theta / \sigma_{\perp}^2) \cdot \exp(-m_f \cdot (E \cdot \cos^2\theta - 2(E \cdot E_0)^{1/2} \cos\theta + E_0) / \sigma_{\parallel}^2) \quad (3)$$

$\sigma_{\perp}$  et  $\sigma_{\parallel}$  représentent respectivement les largeurs en impulsion transverse ( $\sigma_{\perp}$ ) et longitudinal ( $\sigma_{\parallel}$ ) des distributions. Aux énergies relativistes,  $\sigma_{\perp} = \sigma_{\parallel}$  et l'expression (3) se ramène à l'expression (2). Nous ne discuterons pas du comportement de  $\sigma_{\perp}^2$  en fonction des données expérimentales puisque cette largeur en impulsion est directement reliée aux caractéristiques des distributions angulaires qui feront l'objet du paragraphe I-2).

Nous rappellerons plutôt les difficultés liées à l'interprétation du paramètre  $\sigma$  pour décrire le processus de fragmentation du projectile. Aux énergies relativistes, il a été trouvé que la quantité  $\sigma$  pouvait être paramétrisée sous la forme:

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 \cdot m_f(m_p - m_f) / (m_p - 1) \quad (4)$$

où  $m_p$  et  $m_f$  représentent respectivement la masse du projectile et du fragment secondaire et  $\sigma_0$  est une quantité dont la valeur expérimentale <sup>(14-15)</sup> se situe autour de 90 MeV/c à 10% près.

En 1974, Goldhaber<sup>#1</sup> soulignait que la quantité  $\sigma_0$  pouvait être interprétée différemment selon le processus de fragmentation adopté et que finalement les distributions expérimentales en impulsion décrites selon l'expression (1) n'étaient pas sensibles à la rapidité du processus de fragmentation et ne permettaient pas, par conséquent, de trancher à elles seules sur la nature du mécanisme de réaction produisant les fragments du projectile observés.

Ainsi, la valeur  $\sigma_0$  peut être comprise comme une quantité reflétant l'impulsion de Fermi des nucléons du fragment dans l'hypothèse d'une séparation soudaine de K nucléons du projectile (modèle d'abrasion). Dans ces conditions il vient:

$$\sigma_0^2 = p_F^2 / 5 \quad (5)$$

$p_F$  étant l'impulsion de Fermi des nucléons du fragment.

A l'opposé,  $\sigma_0$  peut être directement relié à la température d'équilibre d'un projectile primaire se désexcitant par évaporation séquentielle. On a alors l'expression:

$$\sigma_0^2 = kT \cdot m_N (m_p - 1) / m_p \quad (6)$$

où k est la constante de Boltzmann,  $m_N$  la masse d'un nucléon et T la température d'équilibre du projectile.

*#1: Dans la référence (2), Goldhaber, contrairement à ce que l'on trouve souvent dans la littérature, ne propose pas de modèle mais discute simplement de l'interprétation du paramètre  $\sigma_0$  selon deux processus de fragmentation du projectile*

Une étude sur le système  $^{40}\text{Ar}+^{27}\text{Al}$  à 44 MeV/A<sup>(3)</sup> a permis d'obtenir une valeur de  $\sigma_0$  de 87 MeV/c soit un moment de Fermi de 195 MeV/c dans l'approximation d'une fragmentation soudaine et une température de 8.12 MeV dans l'hypothèse d'un projectile thermalisé. Avec une telle valeur de  $\sigma_0$ , les largeurs parallèles des distributions en impulsion sont bien reproduites, en particulier, la loi parabolique de l'expression (2) semble s'appliquer. Néanmoins, ces résultats sont obtenus en se limitant aux angles avant pour s'affranchir des effets du moment transverse et en ne considérant que la partie haute des spectres en énergie. Des conclusions similaires <sup>(1)</sup> ont été obtenues pour les systèmes étudiés dans ce travail.

Une telle approche ne peut être qu'une description partielle du phénomène de fragmentation puisque, par exemple, elle ne tient pas compte des queues des spectres à basse énergie. L'hypothèse de la présence d'autres mécanismes plus dissipatifs a souvent été émise et ce phénomène pourrait se révéler important aux énergies considérées ici. Notons enfin qu'une température de 8.12 MeV comparable à l'énergie de liaison d'un nucléon dans le noyau ne permet sûrement pas d'expliquer la présence de fragments proches du projectile si l'on considère une désexcitation par évaporations successives.

A la vue de ce qui vient d'être présenté, la seule analyse des spectres en énergie des fragments du projectile issus de la réaction  $^{40}\text{Ar}+^{\text{nat}}\text{Ag}$  à 60 MeV/A ne permet pas de déterminer le mécanisme de réaction à l'origine de la fragmentation du projectile et de plus ne donne aucun renseignement sur le degré d'excitation et la nature du fragment primaire. S'agit-il d'un fragment primaire abrasé et froid indiquant une prédominance des collisions nucléon-nucléon par rapport aux effets de champ moyen durant l'interaction ou bien d'un fragment d'évaporation thermalisé et fortement excité proche du projectile? Dans ce dernier cas, quels sont les mécanismes donnant naissance à de telles énergies d'excitation?

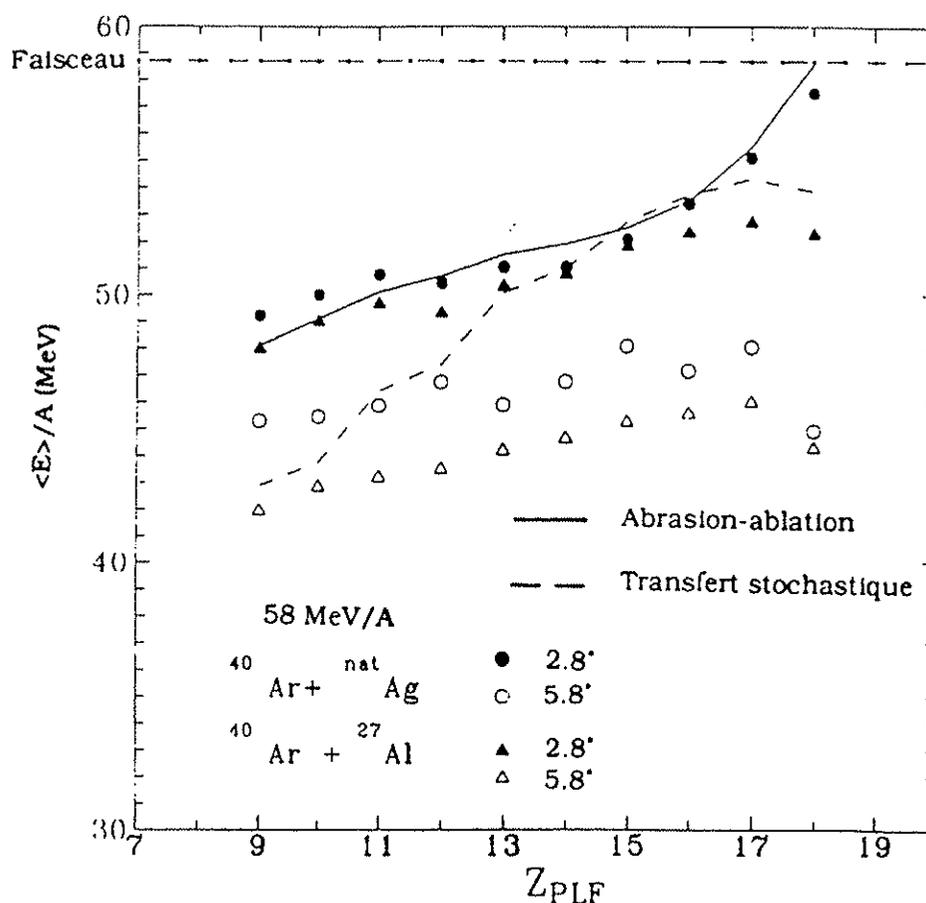
Différents modèles ont été proposés dans le but de répondre à ces questions. Sans les exposer tous, nous nous contenterons d'en donner les tendances principales. Certains s'appuient sur le fait qu'à haute énergie, ce sont les collisions nucléon-nucléon qui prédominent. Cela se traduit par l'apparition de modèles tels que l'abrasion-ablation<sup>(3)</sup>. D'autres prévoient de fortes énergies d'excitation imparties au fragment primaire à l'aide d'interprétations liées à la persistance du champ moyen et s'apparentent ainsi à la physique observée à basse énergie telle qu'elle est décrite par Tassan-Got<sup>(12)</sup>. La difficulté pour trancher entre les différentes interprétations sera illustrée dans la section suivante où nous présenterons les pertes d'énergie cinétique moyenne par nucléon des fragments du projectile. Ce paragraphe fera référence aux résultats obtenus<sup>(1)</sup> pour cette observable dans le cadre de deux modèles de tendance opposée. Nous savons cependant qu'il faut rechercher d'autres observables pour permettre de confirmer ou d'infirmer ces types de modèle. Cela fera l'objet des paragraphes suivants où nous présenterons des résultats issus de cette expérience mais aussi d'autres travaux.

**b) Energie cinétique moyenne par nucléon des fragments du projectile.**

Nous présentons sur la figure n°IV-2 l'énergie moyenne par nucléon des fragments du projectile en fonction du numéro atomique des fragments détectés à 2.8° et 5.8° pour les deux systèmes étudiés. Pour avoir accès à cette quantité nous avons besoin de connaître la masse A d'un fragment de charge Z. La correspondance entre charge et masse est donnée par la formule ci-dessous où nous avons supposé un rapport N/Z du fragment secondaire équivalent à celui du projectile:

$$A=2.2 Z \quad (7)$$

La ligne horizontale en tirets représente l'énergie du faisceau et correspond à une perte en énergie nulle. Les données n'ont pas été calculées pour le télescope situé à 11.4° en raison d'une trop faible statistique entraînant des barres d'erreur importantes.



**Figure n° IV-2: Energie cinétique moyenne par nucléon du projectile pour les deux systèmes étudiés et pour deux angles de détection des fragments du projectile. La ligne continue correspond aux prédictions du modèle d'abrasion-ablation et la ligne en tirets résulte du modèle de Tassan-Got.**

Comme nous pouvons le voir, la dissipation en énergie est d'autant plus importante que la charge du fragment secondaire diminue et que l'angle de détection augmente. Nous pouvons également constater qu'en dépit d'un écart dans la valeur de l'angle d'effleurement les données à  $2.8^\circ$  sont pratiquement équivalentes pour les deux systèmes. Par contre la dissipation est plus importante à  $5.8^\circ$  avec une cible d' $^{27}\text{Al}$ .

Le modèle d'abrasion-ablation modifié proposé par Dayras et faisant intervenir un processus d'évaporation pour la phase finale de désexcitation est en accord avec les données expérimentales pour le système  $^{40}\text{Ar}+^{nat}\text{Ag}$  à 58 MeV/A et à un angle polaire de  $2.8^\circ$ . Le résultat d'un tel calcul est indiqué par la ligne continue de la figure n° IV-2.

L'approche de Tassan-Got qui suppose un transfert stochastique de nucléons entre la cible et le projectile, bien que de tendance opposée, reproduit plus ou moins les distributions en énergie. La ligne en tirets de la figure n° IV-2 symbolise le résultat d'un tel calcul en supposant la détection d'un fragment secondaire entre  $1^\circ$  et  $4^\circ$ . Pour les fragments proches du projectile, les spectres en énergie sont bien reproduits par le modèle. Cependant, pour les fragments plus légers, l'amortissement est trop important.

### I-2) Distributions angulaires.

Les distributions angulaires charge par charge des fragments du projectile issus de la réaction  $^{40}\text{Ar}+^{nat}\text{Ag}$  et  $^{40}\text{Ar}+^{27}\text{Al}$  à 58 MeV/A sont reportées respectivement sur les figures n° IV-3-a) et n° IV-3-b). Ces distributions ont été obtenues à partir de l'intégration des spectres en énergie. En raison de la déviation de  $0.2^\circ$  du faisceau nous disposons de six valeurs pour l'angle de détection du fragment à l'exception des noyaux proches du projectile pour lesquels la statistique est trop faible au delà de  $6.2^\circ$ . Les distributions sont bien reproduites par une loi exponentielle:

$$d\sigma/d\Omega \propto e^{-\gamma\theta} \quad (8)$$

et peuvent être caractérisées par le paramètre  $\gamma$ .

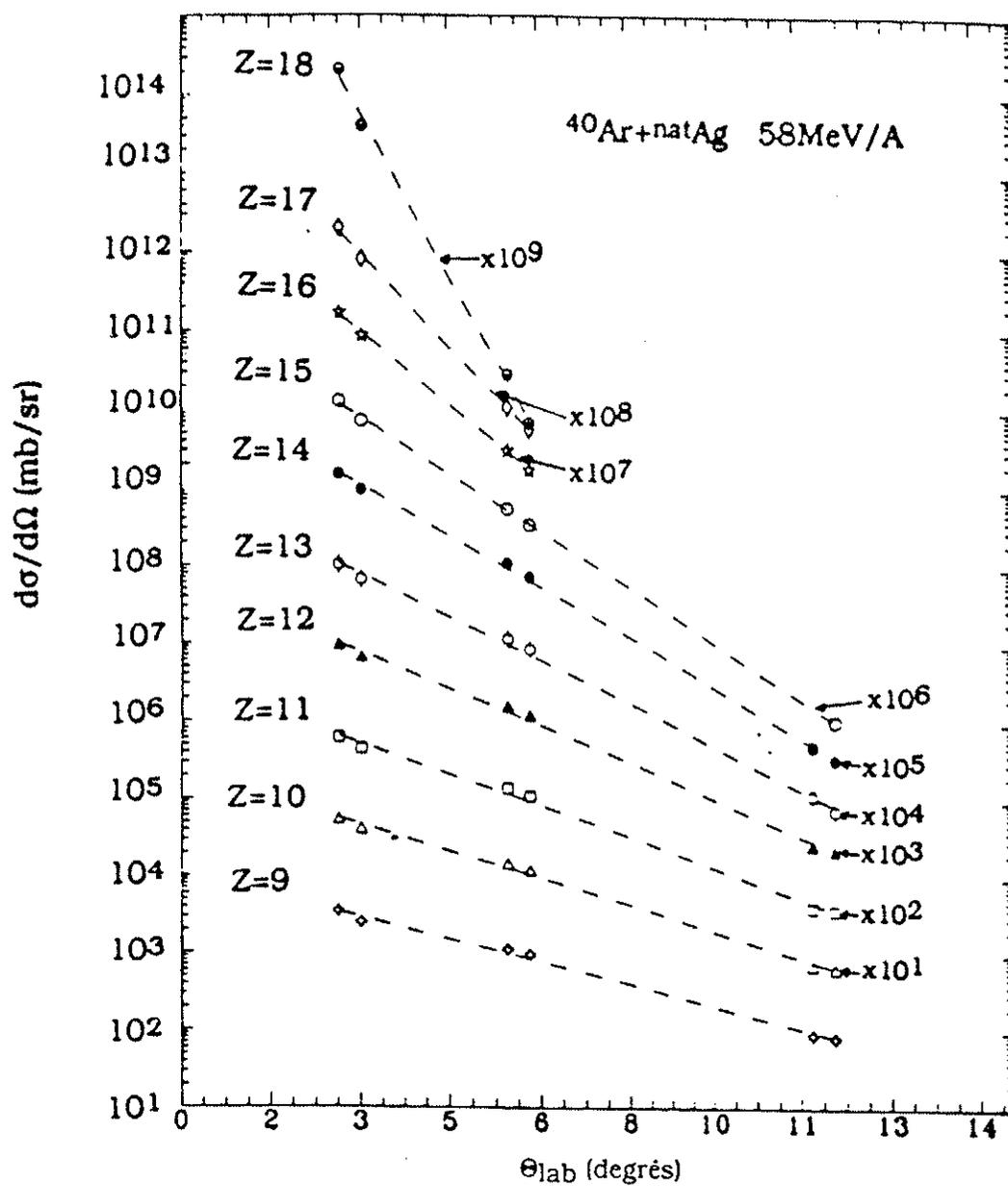


Figure n° IV-3-a) Distributions angulaires des fragments du projectile pour la réaction  $^{40}\text{Ar} + \text{natAg}$  à 58.7 MeV/A.

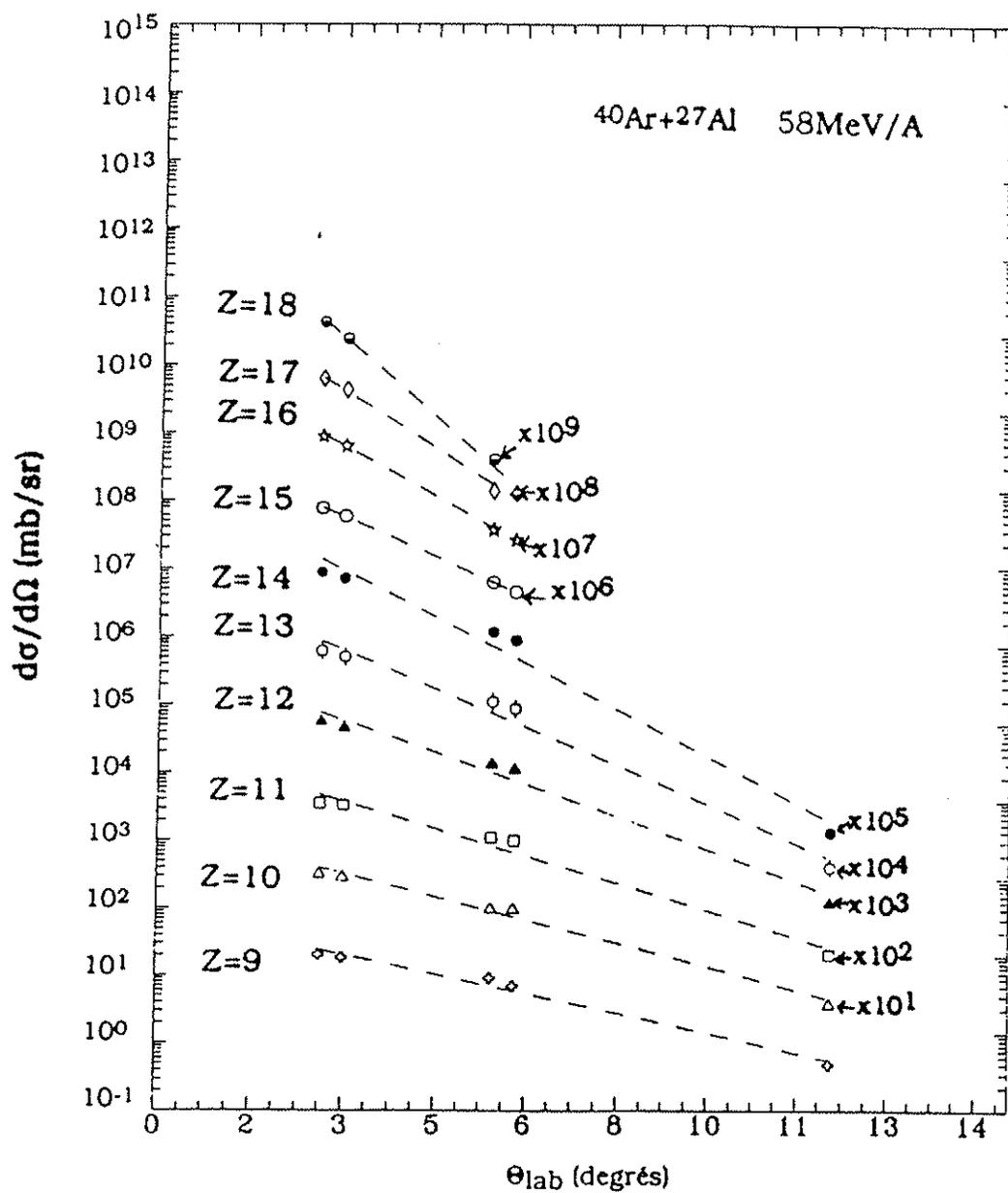


Figure n° IV-3-a) Distributions angulaires des fragments du projectile pour la réaction  $^{40}\text{Ar}+^{27}\text{Al}$  à 58.7 MeV/A.

La dispersion angulaire dans la production d'un fragment est d'autant plus grande que sa charge diminue. Cette remarque est illustrée sur la figure n°IV-4 où le paramètre  $\gamma$  de la relation (8) est représenté en fonction de la charge du fragment du projectile pour les deux systèmes. Un comportement analogue a déjà été observé dans de nombreuses réactions et ne semble être sensible ni à l'énergie de bombardement ni à la nature du système<sup>(5,10,11,16)</sup>. Les deux réactions donnent le même résultat excepté pour les charges supérieures à 15 pour lesquelles la pente est moins prononcée avec la cible d'<sup>27</sup>Al. Ce fait peut être interprété par la différence dans la valeur de l'angle d'effleurement, ce qui se traduit par une diminution de la contribution liée au transfert quasi-élastique pour la cible d'<sup>27</sup>Al dès 2.8°. En effet, des mesures de coïncidence entre particules légères et fragment du projectile ont permis de montrer que le transfert quasi-élastique est le processus dominant dans la production de ces fragments pour le système <sup>40</sup>Ar+natAg à 35 MeV/A<sup>(8)</sup> (aucune particule légère n'étant détectée en coïncidence avec ces fragments) et sa persistance à 60 MeV/A<sup>(9)</sup> montre bien que les effets de champ moyen jouent encore un rôle important ( la probabilité de transférer une unité de charge du projectile vers la cible dépasse 50%).

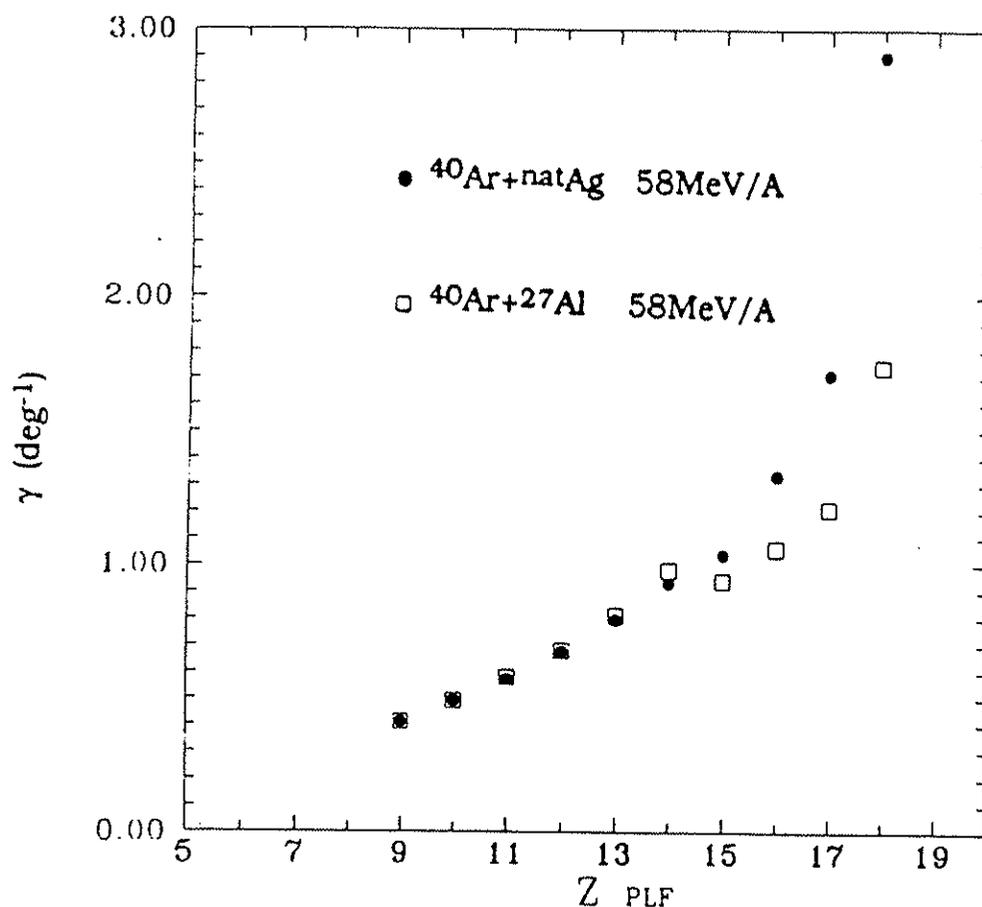


Figure n° IV-4: Variation du paramètre  $\gamma$  en fonction du numéro atomique du fragment secondaire du projectile pour les deux systèmes étudiés.

L'une des raisons possibles de ce changement de pente pour les charges supérieures à 15 peut être directement visualisée si l'on se réfère à la figure IV-5 qui retrace les distributions angulaires de plusieurs fragments du projectile pour le système  $^{40}\text{Ar}+^{208}\text{Pb}$  à 44 MeV/A<sup>(10)</sup>. L'angle d'effleurement est symbolisé par une flèche et l'on distingue nettement pour les noyaux proches du projectile une différence dans la pente des distributions angulaires selon que l'on est près ou non de l'angle d'effleurement.

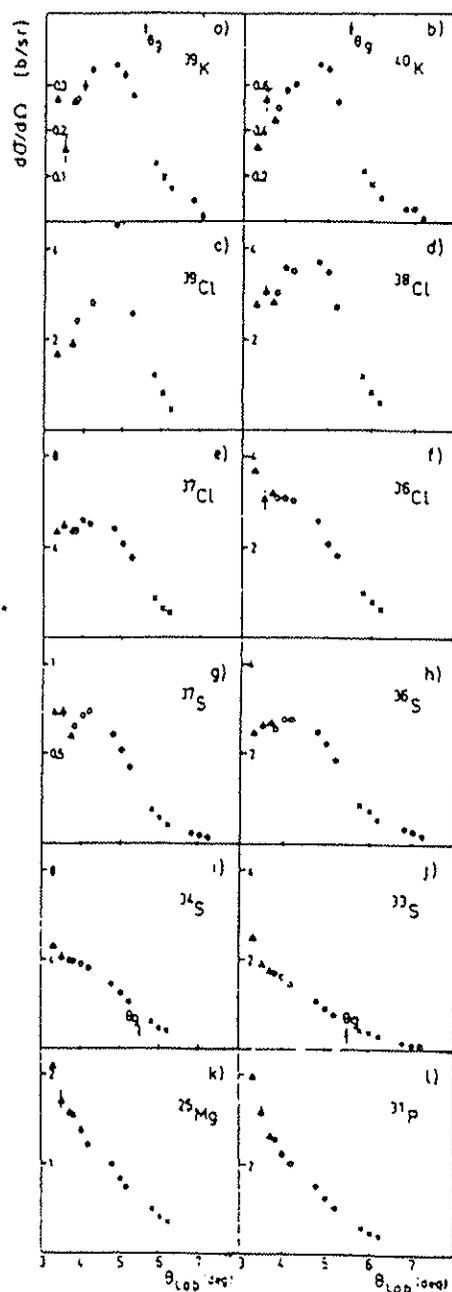


Figure n° IV-5: Distributions angulaires de plusieurs fragments secondaires proches du projectile pour la réaction  $^{40}\text{Ar}+^{208}\text{Pb}$  à 44 MeV/A.

### I-2-1) Discussion sur la forme des distributions angulaires

L'explication physique du caractère exponentiel de ces distributions reste néanmoins floue. L'approche statistique de Goldhaber permet de retrouver la dépendance de la dispersion angulaire avec la charge des fragments mais n'arrive pas à reproduire l'aspect exponentiel<sup>(2)</sup>. Avec cette approche statistique, les distributions angulaires ont une forme donnée par l'expression:

$$d\sigma/d\Omega \propto \exp(-\gamma\theta^2) \quad (9)$$

Ainsi, les résultats issus des calculs ont tendance à sous-estimer la production de fragments pour les grands angles. Les distributions en impulsion sont en effet supposées être des gaussiennes, ce qui n'est pas le cas expérimentalement en raison des queues à basses énergies. Les parties relaxées contribuent à l'écart observé avec les prédictions de ces calculs puisque leur importance dans les sections efficaces différentielles augmentent avec l'angle de détection. Cet écart est également discuté dans une récente étude<sup>(4)</sup> et les auteurs rappellent qu'une telle approche ne tient pas compte des forces nucléaires et coulombiennes qui sont censées jouer un rôle important à ces énergies. Dans ce travail<sup>(4)</sup> un modèle proposé par A.J. Cole est comparé à des données expérimentales issues de la réaction  $^{16}\text{O}+^{58}\text{Ni}$  à 35 MeV/A. Les hypothèses sont les suivantes<sup>(6-7)</sup>: le mécanisme de réaction est gouverné par le nombre de collisions nucléon-nucléon qui apparaissent durant le contact entre le projectile et la cible entraînant un transfert massif. De plus, les distributions angulaires des fragments primaires tiennent compte à la fois du potentiel noyau-noyau et des effets de recul liés aux transferts de nucléons. Ce modèle est donc à la frontière entre les mécanismes observés à haute et basse énergie. Les calculs reproduisent bien les données mais il aurait été intéressant de comparer ces mêmes calculs dans le cas d'un système plus asymétrique à la même énergie. Nous pouvons toutefois douter de l'importance des effets coulombiens à la vue de la figure n°IV-4 puisque le paramètre  $\gamma$  varie peu pour les fragments dont la charge est comprise entre 15 et 9 alors que les effets coulombiens varient quant à eux de façon notable entre les deux cibles. Une autre observation allant dans ce sens ( également souligné par l'auteur du modèle ) est la faible variation de la vitesse moyenne des fragments secondaires si l'on augmente l'angle de détection ( cf figure n° IV-2).

Certaines remarques relatives au mécanisme de réaction mis en jeu peuvent être émises à propos de la similitude des pentes des distributions angulaires entre les deux systèmes. En particulier, on peut supposer que les fragments primaires créés sont dans des états identiques pour les deux réactions et que le processus de désexcitation de ces fragments entraîne des distributions angulaires semblables. Le processus permettant d'aboutir à un tel résultat reste cependant encore mal défini et ne permet pas d'avoir accès à l'énergie d'excitation des fragments primaires.

### I-2-2) Conclusions.

L'origine physique du caractère exponentiel des distributions angulaires n'est pas

claire. La similitude des pentes des distributions angulaires pour les fragments du projectile dont la charge varie de 9 à 15 pour les deux systèmes étudiés nous permet de dire que la contribution des effets coulombiens dans la production de ces fragments est négligeable. Dès lors, on peut supposer que cette déflexion pourrait être liée à un processus de désexcitation se produisant après l'interaction et se trouverait être indépendante de la nature de la cible. De plus, si les distributions angulaires sont sensibles à cette désexcitation, on peut supposer que les énergies d'excitation atteintes par le projectile primaire sont également indépendantes de la nature de la cible même si elles restent indéfinies.

### I-3) Sections efficaces des fragments du projectile.

Les sections efficaces différentielles issues de l'intégration des spectres en énergie sont tracées sur la figure n°IV-6 pour trois angles et pour les deux systèmes en fonction de la charge des fragments secondaires. Les sections efficaces sont reportées sur la figure n°IV-7 par intégration sur l'angle de détection en extrapolant les données par la relation exponentielle (8).

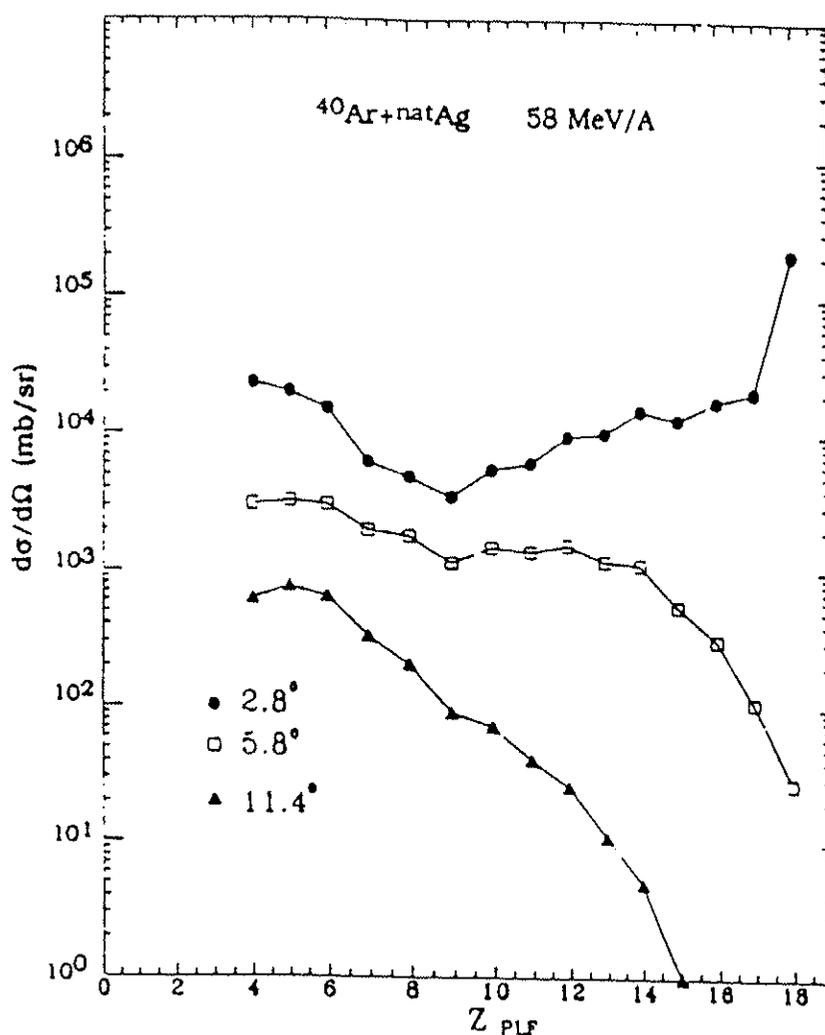
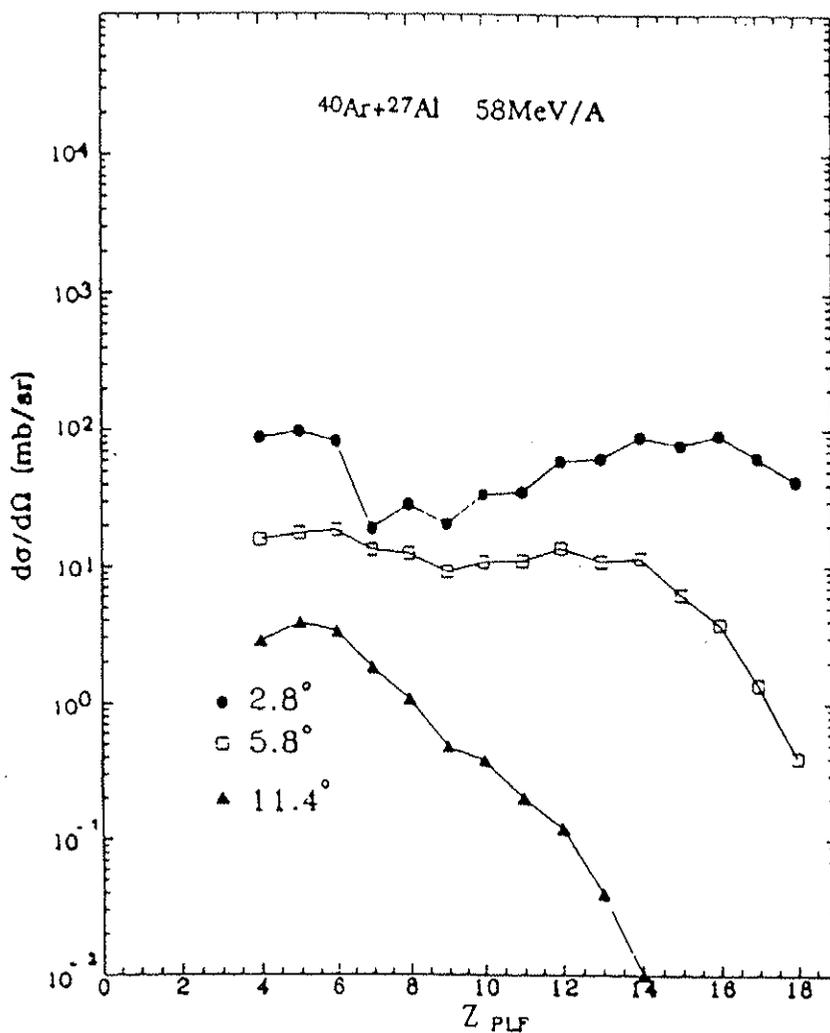


Figure n° IV-6-a): Sections efficaces différentielles des fragments du projectile pour la réaction  $^{40}\text{Ar}+\text{natAg}$  à 58.7MeV/A.



**Figure n° IV-6-b): Sections efficaces différentielles des fragments du projectile pour la réaction  $^{40}\text{Ar}+^{27}\text{Al}$  à 58.7 MeV/A.**

La figure n°IV-5 nous permet de dire que cette extrapolation surestime les valeurs des sections efficaces pour les fragments très proches du projectile en raison d'une diminution ou de l'apparition de structures dans les sections efficaces au dessous de l'angle d'effleurement. Cependant cette surestimation doit être faible à cause du facteur de pondération en  $\sin\theta$  des sections efficaces différentielles. Les carrés noirs de la figure n°IV-7-a) représentent les données issues de la référence (1) pour le système  $^{40}\text{Ar}+^{nat}\text{Ag}$  à 60 MeV/A et nous permettent de constater la similitude des résultats.

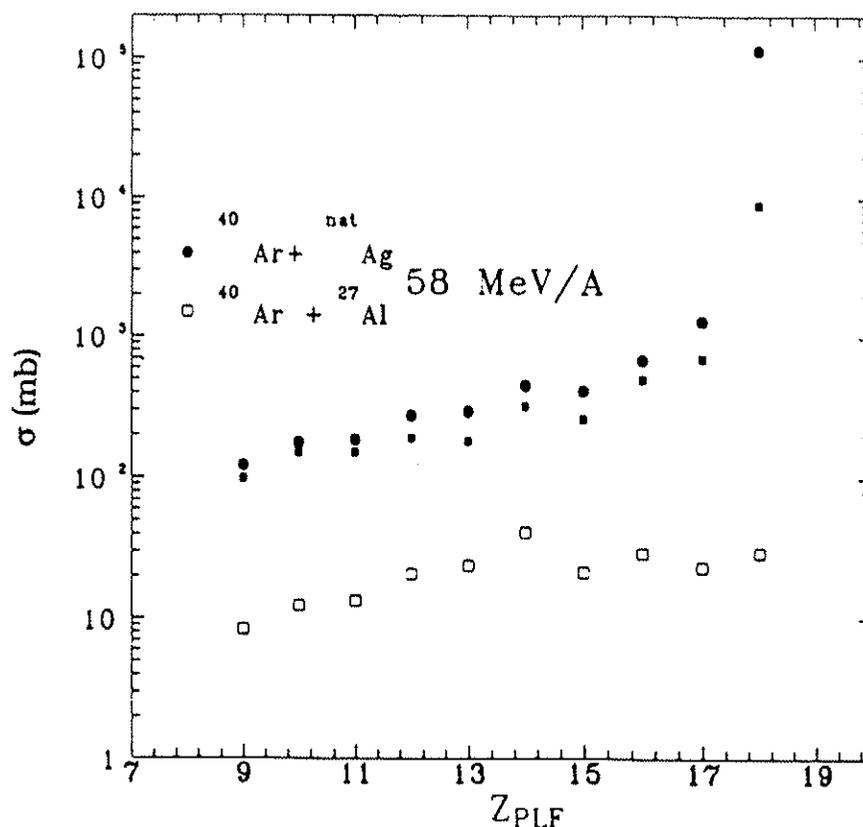


Figure n° IV-7: Sections efficaces totales des fragments du projectile pour les deux systèmes étudiés. Les carrés noirs symbolisent les résultats issus de la référence (1) pour le système  $^{40}\text{Ar} + \text{natAg}$  60 MeV/A.

La discussion qui va suivre concerne l'énergie d'excitation impartie aux fragments primaires. Celle-ci nécessite le rappel de résultats obtenus et déjà commentés<sup>(1)</sup> relatifs à l'étude de la réaction  $^{40}\text{Ar} + \text{natAg}$  à 30 et 60 MeV/A. En effet, l'énergie de bombardement dont nous disposons dans ce travail ne nous permet pas à elle seule de justifier ce qui va être exposé.

Une des questions que l'on peut se poser consiste à savoir si la "section efficace" permet de trancher sur l'énergie d'excitation impartie aux fragments primaires, ce qui nous autoriserait à avoir une première idée, certes qualitative, sur le caractère dissipatif de ce type de collisions. Dans le cadre du modèle d'abrasion-ablation modifié de la référence (3), les fragments primaires ont une origine basée sur des considérations purement géométriques ( l'effet d'interaction nucléon-nucléon prédominant sur le champ moyen) et donc indépendantes de l'énergie de bombardement. Il a pu être observé qu'aucune augmentation significative n'apparaissait dans le taux de production des fragments dont la charge est comprise entre 9 et 16 lors du passage de 30 à 60 MeV/A en accord avec l'idée d'un mécanisme de type participant-spectateur ( Le cas des fragments de charge égale ou supérieure à 16 étant

plus délicat en raison d'une forte contribution liée au transfert quasi-élastique . Par contre, la valeur de l'énergie d'excitation impartie à ces fragments n'est pas pour autant définie et dépend du modèle adopté c'est à dire des distributions de masses primaires. Dans le modèle d'abrasion-ablation, l'énergie d'excitation impartie aux fragments primaires est reliée à la déformation après abrasion et se trouve donc indépendante de l'énergie du faisceau. On peut cependant très bien comprendre que l'on observe les mêmes sections efficaces pour les deux énergies si l'on suppose non plus des fragments primaires presque froids mais possédant une énergie d'excitation indépendante de l'énergie de bombardement saturant dès 30 MeV/A ou même avant.

Si l'on se place maintenant dans l'hypothèse d'un transfert stochastique de nucléons, ce modèle a tendance à surestimer les sections efficaces de production des fragments secondaires dès 30 MeV/A <sup>(1)</sup> et le même phénomène est observé à 60 MeV/A. Dans ce modèle, la distribution en masse primaire est très piquée sur la masse du projectile ce qui a pour effet d'induire une forte dépendance entre la distribution en masse des fragments secondaires et la distribution en énergie d'excitation des fragments primaires. L'hypothèse d'une forte dissipation contribue à la surestimation des fragments de charge inférieure à 16. Ainsi, le modèle d'échange stochastique et plus particulièrement la seule présence d'une étape évaporative par émission séquentielle d'un fragment à l'équilibre thermique méritent d'être modifiés afin de prendre en compte d'autres mécanismes de réaction tels que des émissions de prééquilibre dans le but de reproduire les sections efficaces expérimentales.

#### **I-4) Conclusions relatives aux mesures inclusives des fragments du projectile.**

Les résultats que nous avons obtenus ont pu être comparés aux données déjà analysées <sup>(1)</sup> sur le système  $^{40}\text{Ar} + \text{natAg}$  à 60 MeV/A et leur accord nous renforce sur la validité de nos mesures.

Nous avons pu voir dans les paragraphes précédents que la simple donnée des mesures inclusives des fragments du projectile ne permettait pas de trancher de façon définitive entre les modèles existants pour décrire les mécanismes de réaction susceptibles d'apparaître lors des collisions périphériques induites par ions lourds. Nous retiendrons dans cette conclusion deux observations qui tendent à montrer que s'il existe un modèle unifié capable de décrire la réaction, ce n'est ni un mécanisme d'abrasion-ablation en raison d'une restriction sur la partie haute des distributions en énergie, ni le modèle proposé par Tassan-Got dans son état actuel car les sections efficaces ne peuvent être reproduites. On pourrait néanmoins conserver la première phase de ce modèle à l'origine des distributions primaires en masse et en énergie d'excitation et lui ajouter un processus de désexcitation de prééquilibre autre qu'une simple évaporation. Nous décrirons ce processus lors de l'interprétation des coïncidences entre fragments du projectile et particules légères chargées. Notons enfin que des résultats relatifs à l'étude des corrélations entre fragments du projectile et fragments de la cible sur le système  $^{40}\text{Ar} + \text{natAg}$  à 60 MeV/A sont en faveur du modèle proposé par Tassan-Got<sup>(25)</sup>. En particulier, les corrélations en masses sont mieux reproduites que dans le cadre d'un calcul de type abrasion-ablation.

L'approche de Tassan-Got possède les ingrédients nécessaires mais non suffisants pour rendre compte des données et le champ moyen a encore clairement une influence aux énergies intermédiaires. Nous avons déjà souligné la présence de transferts quasi-élastiques à 60 MeV/A. Nous rappelons aussi l'observation de l'excitation des résonances géantes dipolaires et quadripolaires <sup>(17)</sup> qui sont des manifestations évidentes d'effets collectifs. D'un point de vue théorique<sup>(18,19,20)</sup>, nous savons que les calculs issus de l'équation de transport de Landau Vlasov prévoient la persistance de mécanismes existants à basse énergie avec cependant l'apparition d'émission de prééquilibre, émission d'autant plus importante que l'on augmente l'énergie de bombardement.

### II) Caractéristiques des particules légères chargées.

L'une des caractéristiques principales des particules légères chargées réside dans le fait qu'elles sont un bon outil de mesure de l'énergie d'excitation nucléaire ainsi que des mécanismes de réaction mis en jeu <sup>(21)</sup>. Ceci ne signifie pas que les données inclusives des particules légères suffisent à décrire le scénario de la collision mais plutôt que leur mesure en coïncidence avec certains types de fragments ( qui définissent déjà de manière grossière la nature de la réaction) permet de mieux caractériser les étapes primaires qui ont conduit à la formation de ces fragments. Par exemple, nous savons comment décrire à l'aide d'une approche statistique l'évaporation séquentielle d'un noyau thermalisé. Ainsi, des écarts mesurés par rapport à ces prévisions simples peuvent permettre de remettre en cause les hypothèses postulées sur l'équilibration. Par contre, si aucun écart n'est observé, une telle approche peut être un moyen de déduire les énergies d'excitations des fragments émetteurs en mesurant leur température. Pour avoir accès à cette dernière quantité la méthode usuelle consiste à mesurer la pente des spectres en énergie des particules légères chargées qui, dans le cadre d'un processus d'évaporation par un noyau thermalisé, doit être inversement proportionnelle à la température du noyau émetteur. L'énergie d'excitation ( thermique ) est alors donnée par la relation:

$$E^* = a.T^2 \quad (10)$$

a est le paramètre de densité de niveau dont la valeur se situe entre A/8 et A/10 ( A étant la masse du fragment thermalisé ), T la température et E\* l'énergie d'excitation correspondante du fragment émetteur de masse A.

Nous avons donc cherché dans le paragraphe qui va suivre à décrire les distributions en énergie des particules légères chargées dans le cadre d'une telle approche. Bien qu'il s'agisse de mesures inclusives, cette analyse est intéressante si l'on souligne que la forme des distributions en énergie n'est pas véritablement altérée par la multiplicité de particules ou de fragments <sup>(22)</sup> détectés.

## II-D) Analyse en sources des spectres en énergie.

Nous avons supposé dans cette analyse que les spectres en énergie des particules légères pouvaient s'expliquer par la présence de deux sources thermalisées. L'idée principale était toujours d'exploiter les données inclusives dans le but de pouvoir trancher entre les deux mécanismes de tendance opposée susceptibles d'apparaître lors de la réaction. S'il s'agit d'un processus du type de celui décrit dans l'approche de Tassan-Got, ces deux sources devraient être le projectile et la cible primaire. Cependant, l'hodoscope de  $\text{BaF}_2$  présente une faible couverture angulaire et se situe très près du faisceau. Pour une réaction binaire sans transfert massif, les cibles primaires présentent de faibles vitesses de recul. Les seuils de détection des cristaux de  $\text{BaF}_2$  sont trop importants pour pouvoir détecter la majorité des particules légères émises par la cible. S'il s'agit effectivement d'une réaction binaire profondément inélastique le lissage des distributions à l'aide de cette approche statistique ne devrait mettre en évidence que la contribution liée au projectile primaire. A l'opposé, si le processus dominant est un processus de type abrasion-ablation alors deux sources doivent apparaître. Il s'agira d'une part de la source du projectile primaire et d'autre part de la source dite participante correspondant à la région de recouvrement entre projectile et cible durant l'interaction. Là encore la contribution de la cible primaire ne peut être prise en compte pour les mêmes raisons que celles mentionnées dans le cadre d'une réaction binaire inélastique entre projectile et cible.

Ces deux sources sont caractérisées par une distribution en énergie des particules qu'elles émettent selon la paramétrisation:

$$P(E_{\text{lab}}) = C \cdot (E_{\text{lab}})^{1/2} \cdot \exp(-E_{\text{cm}}/T) \cdot (1 + \exp((E_c - E_{\text{cm}})/\Delta))^{-1} \quad (11)$$

avec

$$E_{\text{cm}} = E_{\text{lab}} + E_s - 2(E_{\text{lab}} \cdot E_s)^{1/2} \cos\theta_{\text{lab}} \quad (12)$$

Dans ces expressions, C est une constante de normalisation,  $E_{\text{lab}}$  désigne l'énergie de la particule légère dans le référentiel du laboratoire,  $E_s$  est l'énergie cinétique de la particule légère au repos dans le référentiel de la source émettrice,  $\theta_{\text{lab}}$  est l'angle de détection de la particule dans le laboratoire,  $E_c$  l'énergie coulombienne associée au type de la particule émise et  $\Delta$  un paramètre de diffusivité lié à la largeur de la barrière coulombienne. Le facteur pré-exponentiel en  $(E_{\text{lab}})^{1/2}$  tient compte d'une évaporation des particules légères contenues dans tout le volume de la source<sup>(24)</sup>.

Parmi toutes les grandeurs qui interviennent dans les expressions (11) et (12), un certain nombre a été fixé. Nous avons pris pour la diffusivité  $\Delta$  la valeur de 1.4 MeV pour les isotopes de l'hydrogène et de 2. MeV pour les particules alpha. De même, les énergies

coulombiennes ont été fixées à 3.2 MeV pour les particules de charge égale à un et à 6.3 MeV pour les alphas.

La vitesse et la température des deux sources sont des paramètres libres. Un autre paramètre libre qui ne figure pas dans les expressions (11) et (12) a été utilisé. Il s'agit du rapport entre les contributions des deux sources. L'ajustement des paramètres est effectué en imposant que les spectres en énergie obtenus sur les six couronnes de l'hodoscope soient reproduits par l'évaporation de ces deux sources thermalisées.

Les figures n°IV-8 représentent les distributions en énergies des particules légères pour le système  $^{40}\text{Ar} + ^{\text{nat}}\text{Ag}$  à 58 MeV/A. Nous constatons que pour tous les types de particules nous pouvons reproduire les données en supposant l'émission par deux sources:

-i) une source de faible température et possédant une vitesse proche de celle du projectile.

-ii) une source intermédiaire parfois qualifiée de mystérieuse <sup>(23)</sup> dont la température est très élevée et qui possède une vitesse de recul proche de la moitié de celle du faisceau.

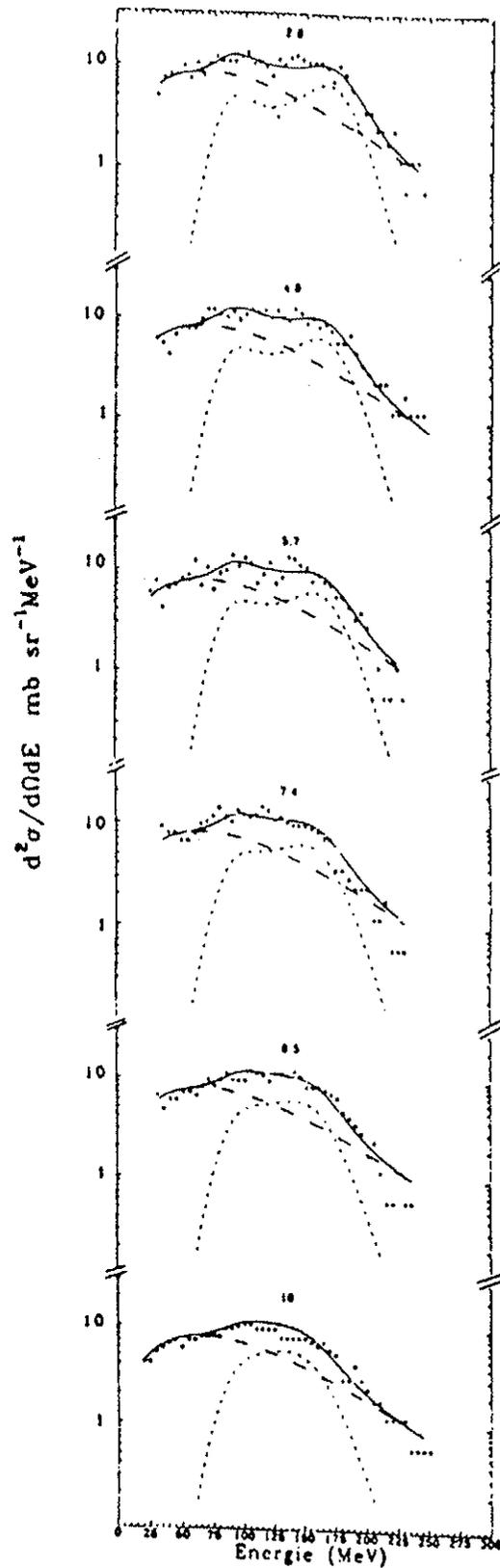
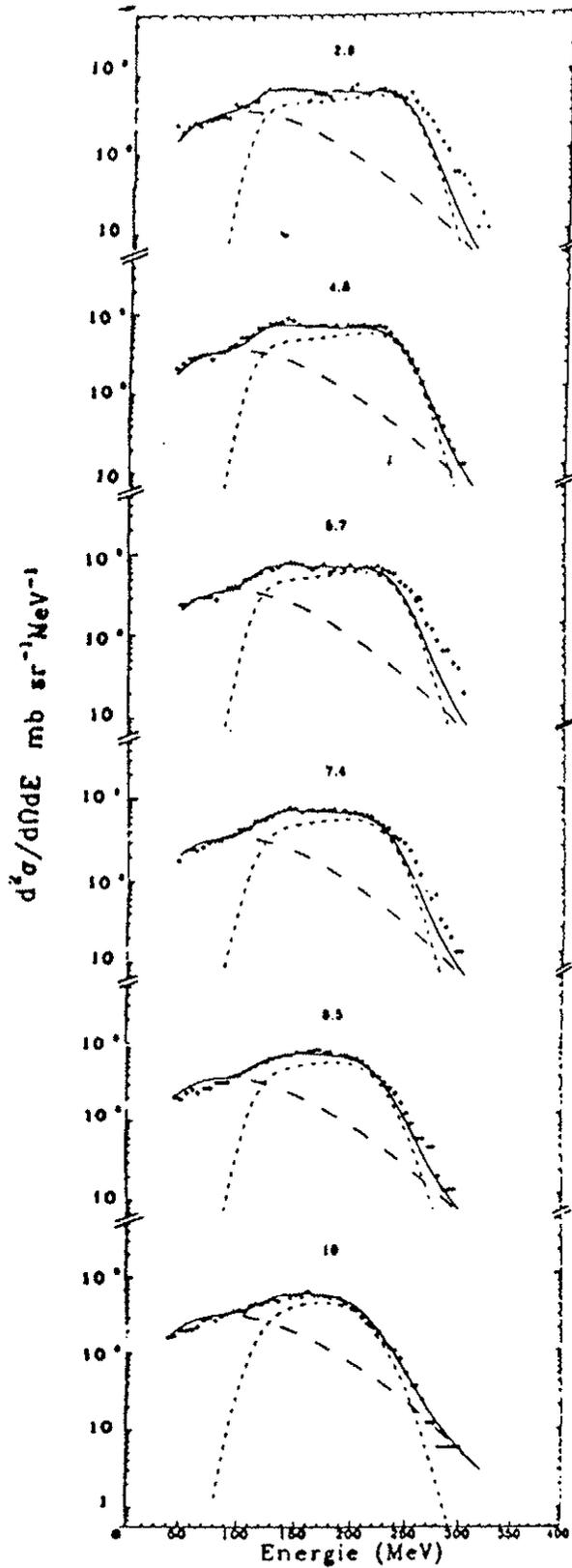


Figure n° IV-8-a): Spectres en énergie des particules légères chargées. La contribution liée à la source de vitesse intermédiaire est représentée par une courbe en grands tirets et la composante de haute vitesse par une courbe en petits tirets. La courbe continue est le résultat global de l'ajustement.

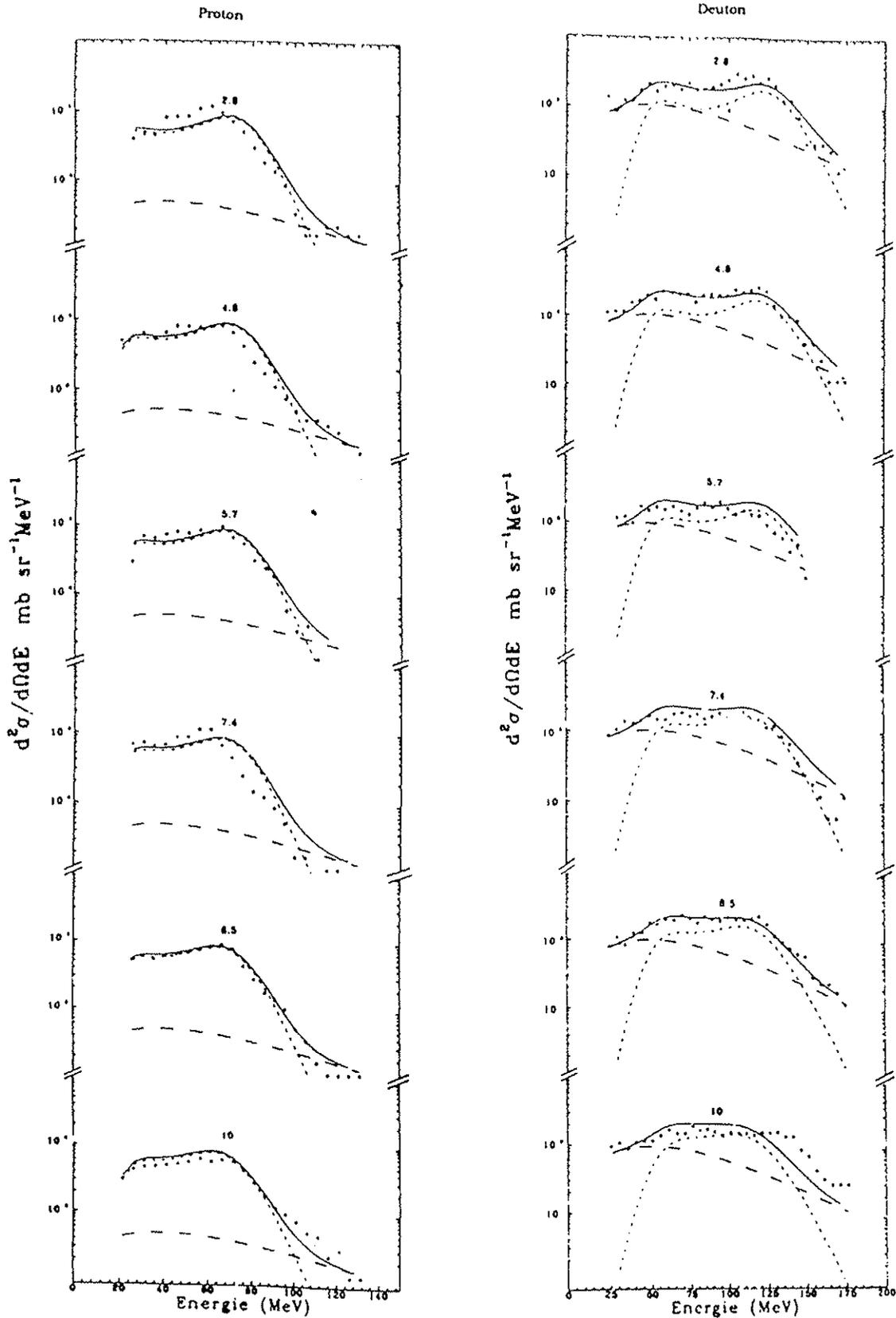


Figure n° IV-8-b): Spectres en énergie des particules légères chargées. La contribution liée à la source de vitesse intermédiaire est représentée par une courbe en grands tirets et la composante de haute vitesse par une courbe en petits tirets. La courbe continue est le résultat global de l'ajustement.

Nous reportons sur les tableaux n° IV-1 et IV-2 les valeurs des paramètres températures et vitesses de ces sources pour les deux systèmes étudiés. L'indice 1 fait référence à la source de faible température tandis que l'indice 2 symbolise la source intermédiaire.

**Tableau n°IV-1: Valeurs des paramètres extraits pour la réaction  $^{40}\text{Ar}+^{27}\text{Al}$  à 58.7 MeV/A.**

	T1 (MeV)	V1/c	T2 (MeV)	V2/c
proton	$2.31 \pm 0.129$	$0.33 \pm 3.58\text{E-}3$	$18.5 \pm 1.95$	$0.198 \pm 0.24\text{E-}2$
deuton	$2.60 \pm 0.240$	$0.33 \pm 4.52\text{E-}3$	$19. \pm 0.74$	$0.200 \pm 0.35\text{E-}2$
triton	$2.43 \pm 0.945$	$0.33 \pm 1.67\text{E-}3$	$25.9 \pm 1.48$	$0.198 \pm 0.63\text{E-}2$
alpha	$2.63 \pm 0.026$	$0.32 \pm 3.99\text{E-}4$	$15.8 \pm 0.30$	$0.232 \pm 0.11\text{E-}2$

**Tableau n°IV-2: Valeurs des paramètres extraits pour la réaction  $^{40}\text{Ar}+^{\text{nat}}\text{Ag}$  à 58.7 MeV/A.**

	T1 (MeV)	V1/c	T2 (MeV)	V2/c
proton	$2.35 \pm 0.120$	$0.30 \pm 2.88\text{E-}3$	$26.5 \pm 7.02$	$0.186 \pm 0.16\text{E-}1$
deuton	$2.70 \pm 0.136$	$0.30 \pm 2.14\text{E-}3$	$20.7 \pm 2.82$	$0.186 \pm 0.18\text{E-}1$
triton	$2.60 \pm 0.235$	$0.30 \pm 3.57\text{E-}3$	$28.5 \pm 4.78$	$0.176 \pm 0.43\text{E-}1$
alpha	$2.30 \pm 0.244$	$0.30 \pm 4.62\text{E-}4$	$16.4 \pm 0.548$	$0.200 \pm 2.25\text{E-}3$

### Commentaires:

La source de faible température peut être interprétée par l'existence d'un fragment primaire excité émettant séquentiellement en raison d'un faible écart de sa vitesse comparée à celle du projectile ( $V_p/c = 0.339$ ). Par contre la présence de la source intermédiaire est plus difficile à comprendre si l'on se place dans le cadre d'un modèle tel que celui proposé par Tassan-Got. Une telle analyse serait par contre en accord avec l'idée d'une source ou boule de feu correspondant à la zone de recouvrement entre projectile et cible lors de l'interaction. Cependant, nous ne devons pas perdre de vue que nous supposons qu'il s'agit ici de sources thermalisées, donc émettant de façon isotrope. L'existence d'une émission anisotrope par une source en mouvement ou l'émission de prééquilibre qu'il nous est impossible de prendre en compte avec une telle approche peut se traduire par un simulacre de source intermédiaire et il nous est difficile de conclure dès à présent sur son existence réelle. Notons également que les paramètres extraits sont peu différents entre les deux systèmes. Là encore, la nature de la cible ne semble pas jouer un grand rôle sur les caractéristiques cinématiques des particules.

Afin de visualiser la contribution de chacune de ces sources, nous présentons sur les figures n°IV-9 les distributions angulaires obtenues par l'analyse en sources pour le système  $^{40}\text{Ar}+^{\text{nat}}\text{Ag}$  à 58 MeV/A. Nous constatons que les distributions angulaires des alphas sont plus piquées que celles des isotopes de l'hydrogène. De manière générale, la source proche du projectile présente une distribution angulaire piquée aux angles avant alors que la source

"intermédiaire" s'étale sur un large domaine angulaire. Enfin, en termes de contribution, nous pouvons noter qu'à l'exception des tritons, c'est la source proche du projectile qui est la plus importante dans le domaine angulaire couvert par l'hodoscope de BaF<sub>2</sub>.

Il est difficile de proposer un scénario avec ces résultats d'autant plus que l'on ne connaît pas bien la sensibilité des paramètres libres à la forme de nos spectres. L'un des mérites de cette analyse est qu'elle permet une paramétrisation simple des données et qu'elle conduit en outre à des grandeurs comparables à celles obtenues dans des analyses similaires, illustrant ainsi la cohérence de nos résultats. De plus, cette paramétrisation va nous permettre de réaliser un certain nombre d'extrapolation (cf chapitre V) et les paramètres relatifs à la source proche du projectile seront exploités dans le cadre d'une simulation d'un processus d'évaporation au chapitre VI.

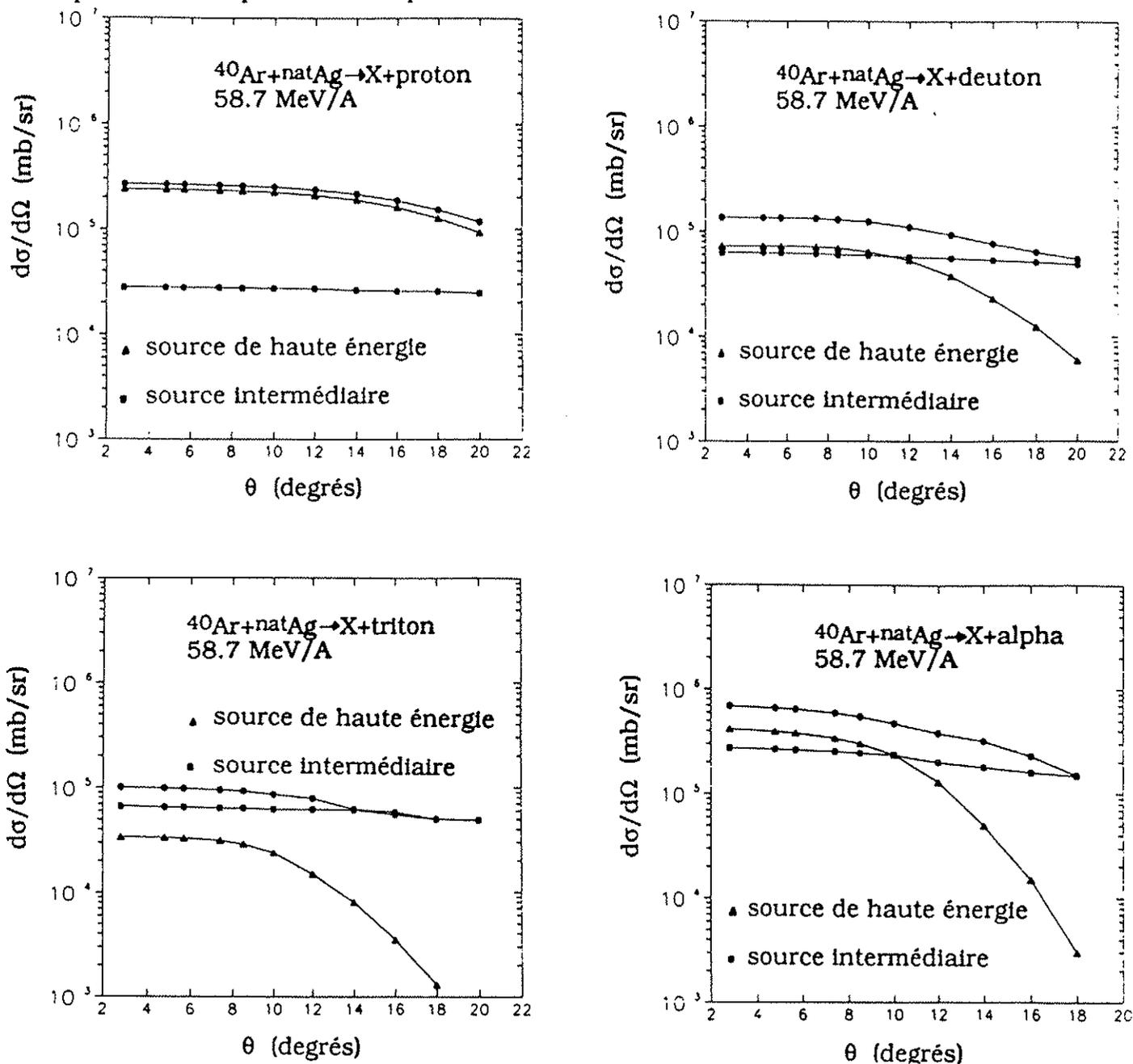


Figure n° IV-9: Distributions angulaires des particules légères chargées pour la réaction  $^{40}\text{Ar} + \text{natAg}$  à 58 MeV/A.

Références du chapitre IV.

- (1): F.Gadi-Dayras, Thèse de l'Université d'Orsay Juin 1988.
- (2): A.S. Goldhaber, Phys. Lett. B53 (1974) 306.
- (3): R. Dayras, A. Pagano, J. Barrette, B. Berthier, D.M. Castro Rizzo, E. Chavez, O. Cisse, R.Legrain, M.C. Mermaz, E.C. Pollacco, H. Delagrange, W. Mittig, B. Heusch, R. Coniglione, G. Lanzano and A. Palmeri, Nucl. Phys. A460 (1986) 299.
- (4): M.C. Etchegoyen, A. Etchegoyen, A.O. Macchiavelli, G. Crawley, C. Djalali, M. Renteria, A. Szanto de Toledo, and G.D. Westfall. Nucl. Phys. A518 (1990) 572.
- (5): C. Pruneau, L. Potvin, R. Roy, C. St-Pierre, G.C. Ball, R. Bougault, E. Hagberg, D. Horn, D.Cebra, D. Fox and G.D. Westfall. Nucl. Phys. A500 (1989) 168.
- (6): A.J. Cole, Phys. Rev. C35 (1987) 117.
- (7): A.J. Cole, Z.Phys.A-Atoms and Nuclei 322 (1985) 315.
- (8): G. Bizard, R.Brou, P. Eudes, J.L. Laville, J.B. Natowitz, J.P. Patry, J.C. Steckmeyer, B.Tamain, A. Tiphagne, H. Doubre, A. Péghaire, J. Péter, E. Rosato, J.C. Adolf, A. Kamill, G. Rudolf, F. Scheibling, F. Guilbault, C. Lebrun, F. Hannappe, Proc. XXV Intern. Winter Meeting in Nuclear Physics, Bormio, Italy (1987) 229.
- (9): J.C.Steckmeyer, G. Bizard, R.Brou, P. Eudes, J.L. Laville, J.B. Natowitz, J.P. Patry, B.Tamain, A. Tiphagne, H. Doubre, A. Péghaire, J. Péter, E. Rosato, J.C. Adolf, A. Kamill, G. Rudolf, F. Scheibling, F. Guilbault, C. Lebrun, F. Hannappe, Nucl. Phys. A500 (1989)372.
- (10): Y. Blumenfeld, Thèse d'état Université d'Orsay (1987).IPNO-T-87-07.
- (11): C.K. Gelbke, D.K. Scott, M. Bini, D.L. Hendrie, J.L. Laville, J. Mahoney, M.C. Mermaz and C. Olmer, Phys. Lett. 70B (1977) 415.
- (12): L. Tassan-Got, Thèse d'état Université d'Orsay (1988).IPNO-T-89-02.
- (13): D.J.Fields, W.G. Lynch, C.B. Chitwood, C.K. Gelbke, M.B. Tsang, H.Utsunomiya, and J.Aichelin. Phys. Rev. C30 (1984) 1912.
- (14): D.E. Greiner, P.J. Lindstrom, H.H. Heckman, Bruce Cork, and F.S. Bieser. Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 152.
- (15):H.H. Heckman, D.E. Greiner, P.J. Lindstrom and F.S. Bieser. Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 926
- (16): V. Borrel, D. Guerreau, J. Galin, B. Gatty, D. Jacquet and X. Tarrago, Z. Phys. A314(1983)191.
- (17): F.E. Bertrand, J.R. Beene, D.J. Horen, Nucl. Phys. A488 (1988) 163c.
- (18): C. Grégoire, B. Remaud, F. Seville, L. Vinet, Y. Raffray, Nucl. Phys. A465(1987)317.
- (19): C. Grégoire, D. Jacquet, M. Pi, B. Remaud, F. Seville, E. Suraud, P. Shuck, L. Vinet, Nucl. Phys. A471(1987) 399c.
- (20): B. Borderie, M.F. Rivet, L. Tassan-Got, Ann. Phys. Fr. (1990)287.
- (21): D. Guerreau, Ecole Enrico Fermi (1989).
- (22): A. Kianowsky. Thèse G.A.N.I.L T87 03.
- (23): C. Grégoire, E. Suraud, B. Tamain. Birth, life and death of hot nuclei. Progress of Nuclear and Particle Science.(1989).
- (24): A.S. Goldhaber, Phys. Rev. C17 (1978)2243.
- (25):J.L. Charvet, F. Gadi, R. Dayras, B. Faure, R. Legrain, E.C. Pollacco, J.P. Wieleczko, G. Lanzano, A. Pagano, H. Delagrange and B. Heusch, Proceedings of the XXVIII International Winter Meeting on Nuclear Physics. BORMIO 1990. p.351.



## CHAPITRE V

### PRESENTATION DES DONNEES EN COINCIDENCE

Les différents résultats expérimentaux issus des mesures en coïncidence entre fragments du projectile et particules légères chargées vont faire l'objet du présent chapitre. Nous discuterons tout d'abord des distributions spatiales des particules légères associées à chaque fragment du projectile. Nous présenterons ensuite la multiplicité de particules légères associée à un quasi-projectile secondaire. De façon à déterminer l'origine des particules légères observées, nous avons établi un certain nombre de corrélations (corrélations angulaires, corrélations en énergie) entre les particules et les fragments du projectile associés. Dans l'hypothèse d'une émission à partir de fragments primaires excités en équilibre thermodynamique, les corrélations entre particules légères et fragments du projectile doivent satisfaire à des critères bien définis: symétrie par rapport à  $90^\circ$  dans le référentiel du fragment primaire des corrélations angulaires, énergies relatives indépendantes de l'angle d'observation et gouvernées par la répulsion coulombienne et la température du noyau initial. Toute déviation à ces critères signera une émission hors-équilibre. Dans ce qui suit, nous nous limiterons à l'étude de la réaction  $^{40}\text{Ar} + \text{natAg}$  à 58 MeV/A.

#### I) Multiplicité de particules légères associée aux fragments du projectile

##### I-1) Définition

La multiplicité  $M_{Z,x}$  de particules légères de type x associée à un fragment du projectile de charge Z est définie par la relation:

$$M_{Z,x} = \left( \int_{\theta_2} \int_{\phi_2} (d^2\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2)_{Z,x} \sin\theta_2 d\theta_2 d\phi_2 \right) / (d\sigma/d\Omega_1)_Z \quad (1)$$

où  $(d\sigma/d\Omega_1)_Z$  est la section efficace différentielle de production d'un fragment de charge Z à l'angle  $\theta_1, \phi_1=0^\circ$  et  $(d^2\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2)_{Z,x}$  est la section efficace doublement différentielle de production d'un fragment de charge Z à l'angle  $\theta_1, \phi_1=0^\circ$  en coïncidence avec une particule de type x à l'angle  $\theta_2, \phi_2$ .

Nous pouvons expliciter chacun de ces termes en les réécrivant sous la forme:

$$(d\sigma/d\Omega_1)_Z = N_Z / (\gamma \mathcal{N}_c \mathcal{N} \Delta\Omega_1) \quad (2)$$

et

$$(d^2\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2)_{Z,X} = N_{Z,X} / (\gamma \mathcal{N}_c \mathcal{N} \Delta\Omega_1 \Delta\Omega_2) \quad (3)$$

où  $N_Z$  est le nombre de fragments de numéro atomique  $Z$  détectés en libre à l'angle  $\theta_1$  dans l'angle solide  $\Delta\Omega_1$ ,  $N_{Z,X}$  le nombre de coïncidences entre un fragment de charge  $Z$  et une particule de type  $x$  détectée dans la direction  $\theta_2, \phi_2$  avec l'angle solide  $\Delta\Omega_2$ .  $\mathcal{N}$  est le nombre d'ions incidents et  $\mathcal{N}_c$  le nombre d'atomes par unité de surface de la cible.  $\gamma$  est un facteur correcteur qui tient compte des pertes dues au temps mort du système d'acquisition et sa valeur a été estimé à 0.6 pour les mesures en simple et 0.8 pour les mesures en coïncidence.

A partir de ces relations, on peut définir la multiplicité différentielle  $M_{Z,x}(\theta_2, \phi_2)$  comme:

$$M_{Z,x}(\theta_2, \phi_2) = N_{Z,X} / (\Delta\Omega_2 \cdot N_Z) \quad (4)$$

La multiplicité  $M_{Z,x}$  de particules légères de type  $x$  accompagnant un fragment de charge  $Z$  donné détecté à l'angle  $\theta_1$  est donnée par la relation:

$$M_{Z,X} = \int_{\Omega_2} M_{Z,x}(\theta_2, \phi_2) d\Omega_2 \quad (5)$$

## **I-2) Corrections et méthode employée pour le calcul de la multiplicité**

Pour chaque cristal de  $BaF_2$ , nous avons calculé le nombre  $N_{Z,x}$  de coïncidences entre un type de particules légères chargées  $x$  et un fragment de charge  $Z$ . Trois corrections sont cependant nécessaires avant d'effectuer l'intégration sur l'angle azimutal  $\phi_2$ .

### **I-2-1) Coïncidences d'ordre supérieur à deux.**

Les coïncidences d'ordre supérieur à deux se traduisent par la détection de deux particules ou plus avec un fragment de charge  $Z$ . Pour notre dispositif, à cause des faibles angles solides des scintillateurs, une très faible proportion de coïncidences d'ordre supérieur à deux comparées aux coïncidences doubles a été observée. Ceci est illustré dans le tableau ci-dessous où nous reportons pour chaque charge des fragments du projectile détectés à  $2.8^\circ$  et chaque type de particules légères chargées le rapport entre le nombre de coïncidences totales et le nombre de coïncidences doubles.

Charge du fragment du projectile	proton	deuton	triton	alpha
9	1,043	1,044	1,065	1,051
10	1,041	1,068	1,045	1,046
11	1,052	1,067	1,022	1,041
12	1,051	1,048	1,033	1,028
13	1,033	1,045	1,051	1,027
14	1,046	1,069	1,048	1,031
15	1,027	1,028	1,017	1,026
16	1,015	1,016	1,015	1,006
17	1,016	1,023	1,005	1,014
18	1,025	1,052	1,061	1,058

**Tableau n° V-1: Valeurs du rapport entre le nombre de coïncidences totales et le nombre de coïncidences doubles.**

Nous pouvons constater que le taux de coïncidences d'ordre supérieur à deux ne représente en moyenne que 4 à 5% des coïncidences doubles. A la vue de ces résultats, aucune correction n'a été appliquée pour tenir compte des coïncidences d'ordre supérieur à deux.

#### **I-2-2) Seuils de détection des cristaux de BaF<sub>2</sub>.**

La seconde correction qu'il nous a fallu apporter est relative aux seuils de détection des cristaux qui ont pour conséquence de diminuer la multiplicité mesurée puisque les particules légères peu énergétiques ne sont pas prises en compte. Bien que l'on s'intéresse ici à la multiplicité de particules légères chargées associée à un fragment du projectile et bien que celui-ci conserve la mémoire de la vitesse du faisceau, il est tout à fait possible que les particules émises par le fragment primaire soit peu énergétiques, surtout si cette émission se fait à l'arrière dans le centre de masse du noyau émetteur. Nous avons pu constater que la forme des distributions en énergie des particules légères chargées n'était pas altérée si l'on effectuait des mesures de coïncidence entre fragment du projectile et particules légères chargées. Ainsi, nous avons repris les paramètres issus de l'analyse en sources faite sur les données inclusives (cf. chapitre IV). Ceci nous a permis de quantifier le nombre d'événements sous les seuils de détection (cf. annexe A) par rapport aux événements effectivement enregistrés. Ce nombre varie en fonction du détecteur mais aussi en fonction du type de la particule légère chargée. Les corrections apportées sont données dans le tableau ci-dessous en fonction du scintillateur et du type de la particule. Pour certains scintillateurs, nous pouvons constater que le facteur de correction est inférieur à un. Ceci s'explique par le fait que pour certains détecteurs nous avons constaté un excès d'événements mesurés en comparaison du lissage réalisé lors de l'analyse en sources des distributions en énergie. Cet excès est directement relié à la grande proportion d'événements contaminant les isotopes de l'hydrogène aux angles les plus à l'avant et s'explique ainsi par une moins bonne discrimination des charges égales à un à l'aide des contours d'identification.

n° du scintillateur	proton	deuton	triton	alpha
1	0,96	0,87	0,96	1,08
2	1,12	0,98	0,92	1,01
3	0,97	0,77	1,07	1,01
4	0,85	0,79	0,93	1,03
5	1,06	1,01	1,05	1,01
6	1,24	0,98	1,07	1,05
7	1,32	1,29	1,07	1,01
8	2,59	1,52	1,44	1,21
9	1,08	0,89	1,04	1,02
10	0,97	1,39	1,12	1,03
11				
12	1,01	0,94	1,06	1,02
13	1,26	1,33	1,37	1,02
14	1,45	1,14	1,23	1,02
15	1,53	1,37	1,12	1,04
16	1,17	1,26	1,14	1,05
17	1,25	1,57	1,30	1,08
18	1,27	0,98	1,20	1,06
19	1,09	1,07	1,12	1,03
20	1,13	1,06	1,14	1,01
21	1,22	1,07	1,00	1,02
22	1,21	1,07	1,22	1,07

**Tableau n°V-2. Corrections liées aux seuils de détection. La ligne ombrée du tableau est là pour indiquer le mauvais fonctionnement du scintillateur n°11 dont nous n'avons pas exploité les données.**

### I-2-3) Déviation de 0,2° du faisceau.

Enfin, la dernière correction est liée à l'observation d'une déviation de 0,2° du faisceau vers le triplet de télescopes T1-T2-T3 opposé à l'hodoscope de BaF<sub>2</sub>. Si la symétrie avait effectivement été réalisée, nous nous serions attendus à observer le même nombre de coïncidences entre un fragment de charge Z dans un télescope Ti ou son symétrique Ti+3 (i=1,2,3) et les particules légères chargées détectées sur l'axe de symétrie, c'est à dire à  $\phi_2=90^\circ$  ou  $\phi_2=270^\circ$ . Notre dispositif expérimental possède quatre BaF<sub>2</sub> (n°1,4,8,11) à ces angles. Seuls les BaF<sub>2</sub> n°1 et 4 ont été utilisés pour cette correction en raison d'une part d'un seuil trop élevé du scintillateur n°8 (cf annexe A) et d'autre part en raison d'un mauvais fonctionnement du BaF<sub>2</sub> n°11. Nous reportons dans le tableau n° V-3, en fonction du type de particule, les rapports T1/T4 et T2/T5 du nombre de coïncidences entre les BaF<sub>2</sub> n° 1 et 4 et les télescopes T1 et T2 d'une part et T4 et T5 d'autre part. Comme le montre le tableau, le taux de coïncidences est plus élevé avec les détecteurs T1 et T2 qu'avec les détecteurs T4 et T5. Ceci est

imputé à un déplacement de  $0.2^\circ$  du faisceau vers les détecteurs T1 et T2. Pour tenir compte de cet effet, nous avons multiplié les taux de coïncidences avec les télescopes T4 et T5 par les valeurs indiquées dans le tableau de façon à rendre ces télescopes équivalents à T1 et T2 respectivement.

	proton	deuton	triton	alpha
T1/T4	1,20	1,25	1,03	1,13
T2/T5	1,21	1,17	1,06	1,17

**Tableau n°V-3: Rapports des taux de coïncidences T1/T4 et T2/T5 entre les cristaux de BaF<sub>2</sub> n° 1 et 4 et les télescopes T1 et T2 d'une part et les télescopes T4 et T5 d'autre part en fonction de la nature des particules légères.**

Ces corrections effectuées, nous reportons sur les figures n° V-1-a,b,c,d) les multiplicités différentielles  $M_{Z,x}(\theta_2, \phi_2)$  en fonction de  $\phi_2$  pour un fragment de  $Z=14$  détecté à  $2.8^\circ$  et  $5.8^\circ$  pour les différentes couronnes de BaF<sub>2</sub> identifiées par  $\theta_2$ .

### **I-3) Distributions spatiales des particules légères émises en coïncidence avec un fragment du projectile.**

#### **I-3-1) Présentation.**

Sur les figures n° V-1 a,b,c,d), nous avons indiqué par une flèche l'angle  $\phi_2 = 180^\circ$  correspondant à l'émission d'une particule du côté opposé au faisceau par rapport aux fragments du projectile. Alors que les protons sont émis de façon relativement isotrope ( cf figure n° V-1-a), on constate une anisotropie de plus en plus forte au fur et à mesure que la masse de la particule augmente. En particulier, pour les particules alpha ( cf figure n° V-1-d), on constate une forte probabilité d'émission du côté opposé au faisceau par rapport aux fragments du projectile

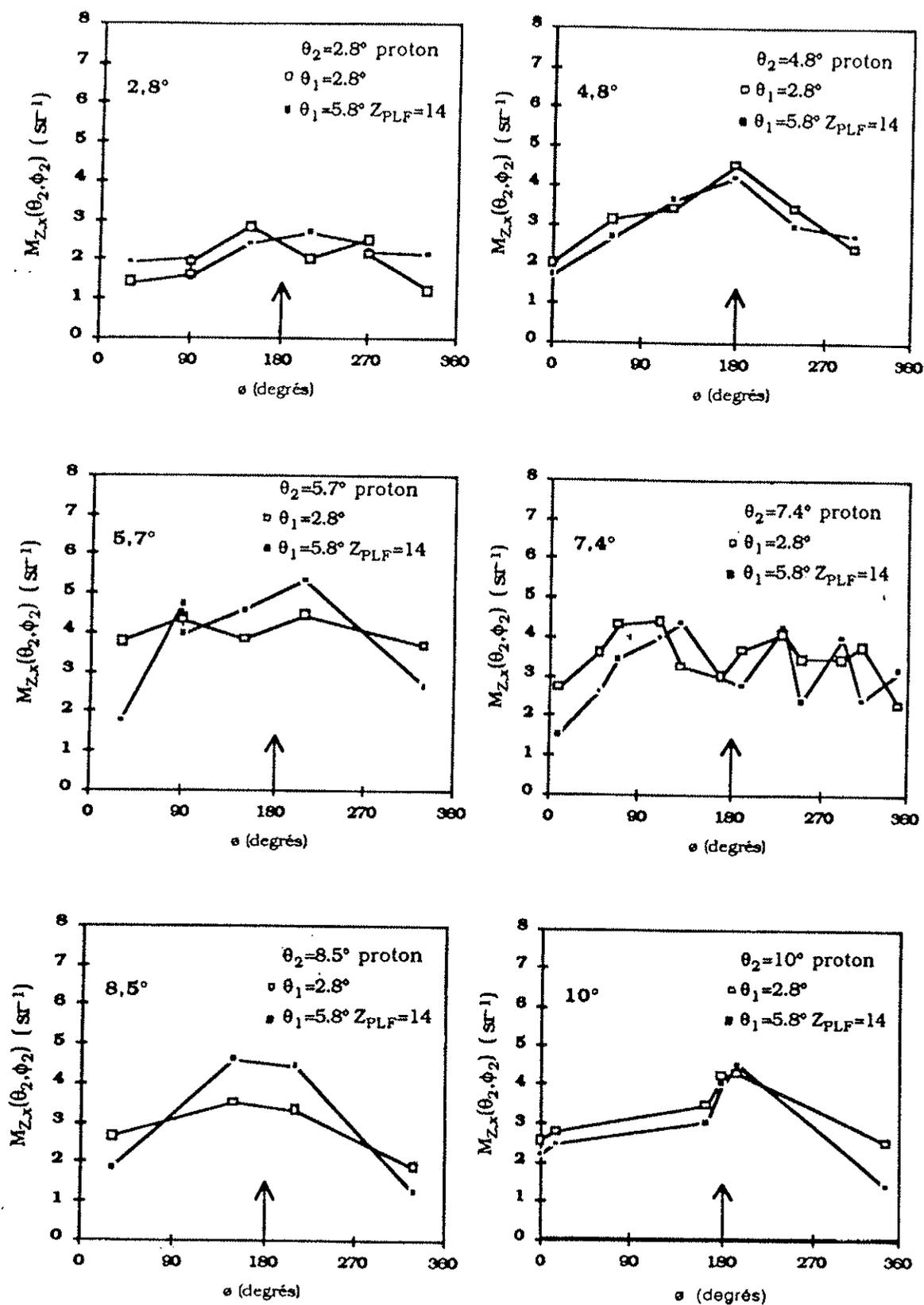


Figure n° V-1-a): Multiplicités différentielles  $M_{Z,x}(\theta_2, \phi_2)$  en fonction de  $\phi_2$  pour un fragment de charge 14 détecté à 2.8° et 5.8° en coïncidence avec un proton.

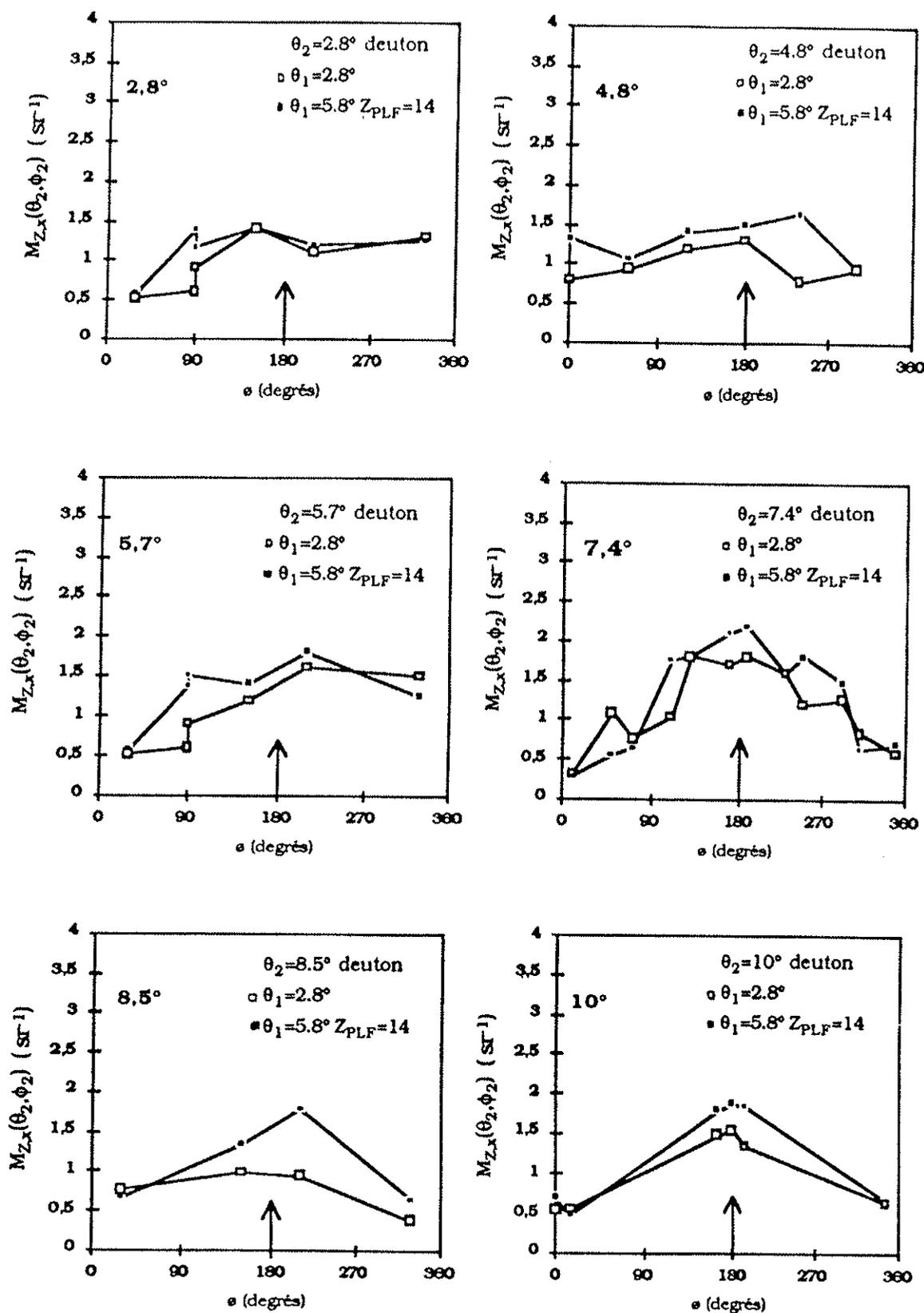


Figure n° V-1-b): Multiplicités différentielles  $M_{Z,x}(\theta_2, \phi_2)$  en fonction de  $\phi_2$  pour un fragment de charge 14 détecté à  $2.8^\circ$  et  $5.8^\circ$  en coïncidence avec un deuteron.

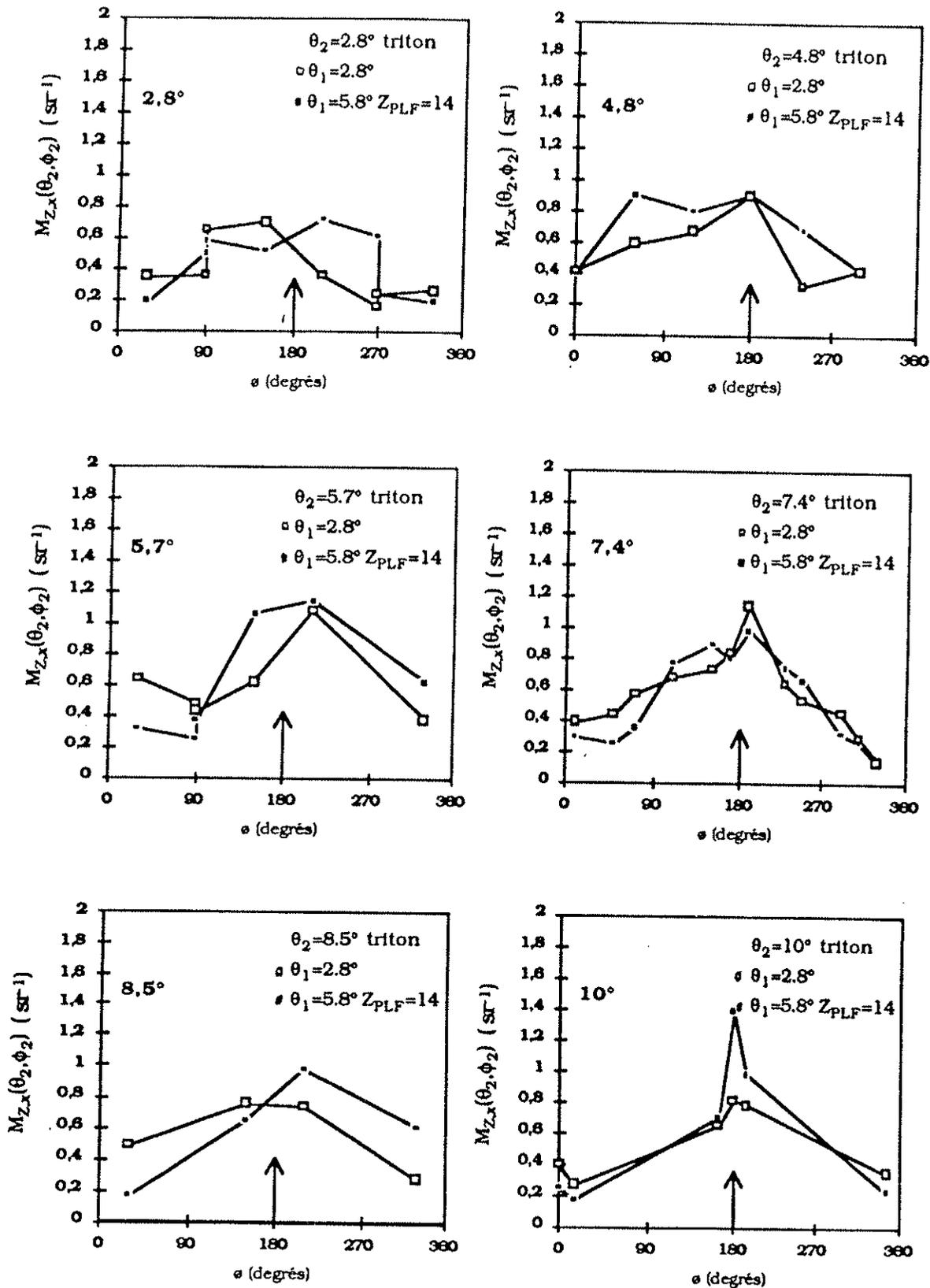


Figure n° V-1-c): Multiplicités différentielles  $M_{Z,x}(\theta_2, \phi_2)$  en fonction de  $\phi_2$  pour un fragment de charge 14 détecté à  $2.8^\circ$  et  $5.8^\circ$  en coïncidence avec un triton.

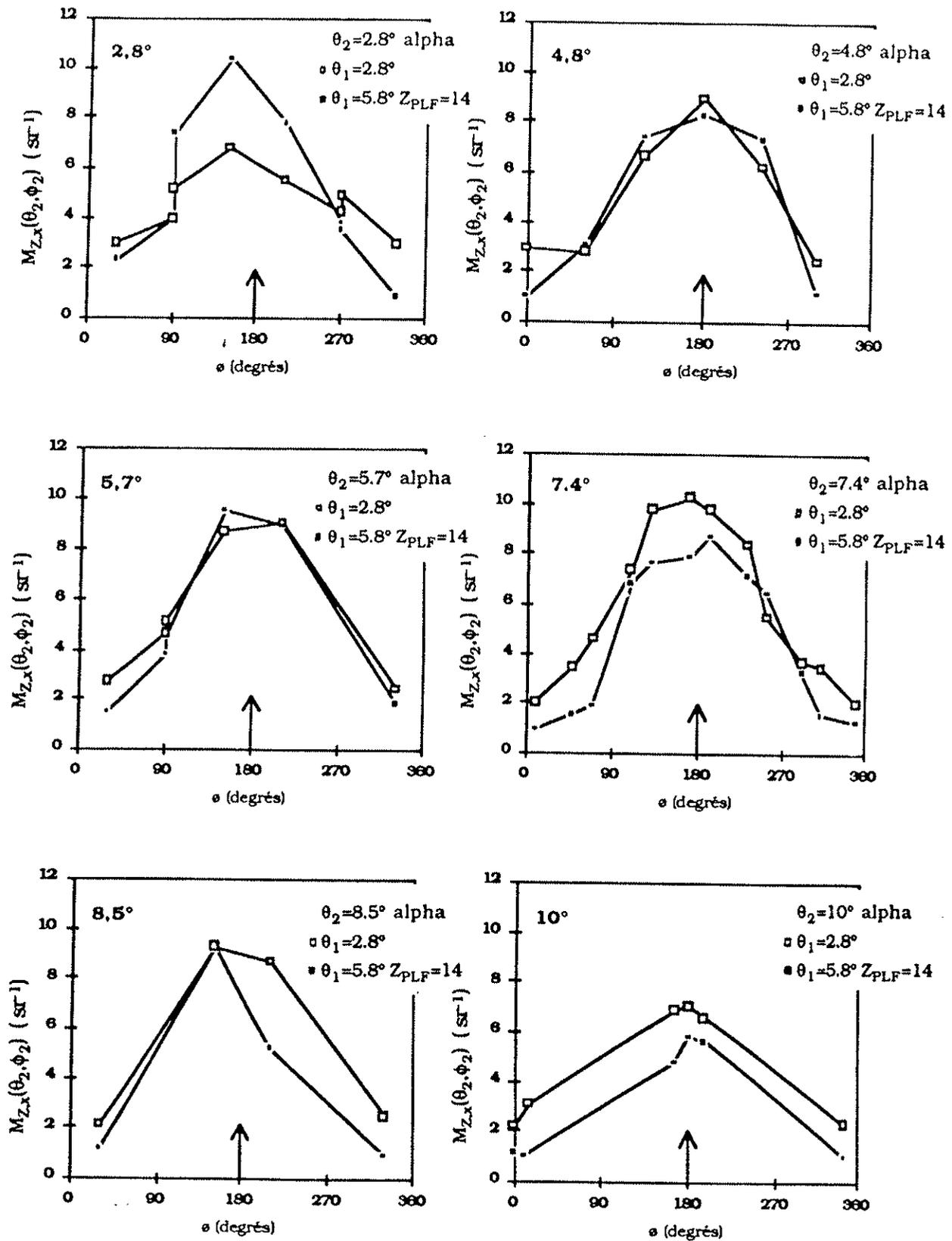


Figure n° V-1-d): Multiplicités différentielles  $M_{Z,x}(\theta_2, \phi_2)$  en fonction de  $\phi_2$  pour un fragment de charge 14 détecté à  $2.8^\circ$  et  $5.8^\circ$  en coïncidence avec un alpha.

De façon à quantifier cet effet, nous avons défini un coefficient d'asymétrie A comme le rapport:

$$A = T_{4,x} / T_{1,x} \quad (6)$$

où  $T_{4,x}$  et  $T_{1,x}$  sont les taux de coïncidences entre un fragment du projectile et une particule légère de type x détectée respectivement du même côté et du côté opposé au fragment par rapport au faisceau. Les effets de seuil et le décalage par rapport à  $0^\circ$  ont été pris en compte dans la détermination de  $T_{1,x}$  et  $T_{4,x}$ . Les valeurs de A sont reportées en fonction du Z du fragment sur la figure n° V-2 pour chaque type de particule.

Pour les particules alpha, l'asymétrie A est toujours supérieure à un. Cela signifie qu'il y a constamment un excès de particules alpha détectées du côté opposé au fragment du projectile. Les valeurs sont plus faibles dans le cas des charges égales à un en accord avec les distributions azimutales relativement plates déjà observées sur les figures V-1-a)-b)-c). Une autre remarque concerne la diminution constante de A avec la charge du fragment secondaire. Celle-ci est d'ailleurs beaucoup plus prononcée dans le cas des alphas alors que la décroissance semble quasiment identique pour les isotopes de l'hydrogène. Ainsi, plus la charge du fragment secondaire décroît, plus les particules légères chargées présentent des distributions spatiales étalées.

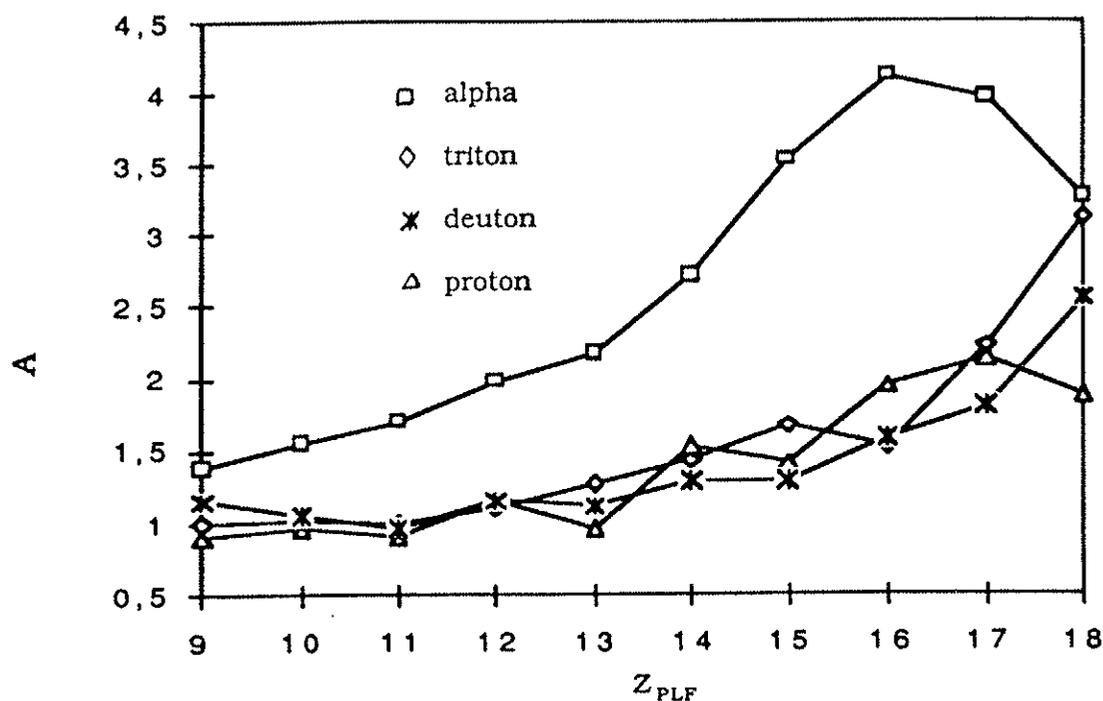


Figure n°V-2: Variation de l'asymétrie A en fonction du numéro atomique du fragment secondaire

### I-3-2) Discussion.

L'excès de particules alpha du côté opposé au fragment secondaire a déjà été observé dans différentes expériences de fragmentation du projectile réalisées à des énergies allant de 35 à 60 MeV/A<sup>(1-2-3-4-5)</sup> et pour différents systèmes. De même, l'aspect plus étalé des distributions azimutales pour les isotopes de l'hydrogène est en accord avec les résultats de la référence<sup>(1)</sup> relative à l'étude des systèmes Ar+Ag et Ar+Au à 60 MeV/A.

Différentes interprétations physiques du comportement des particules alpha ont pu être données. Dans le cadre d'un processus de désexcitation séquentielle, les fragments primaires ayant une distribution angulaire piquée aux angles avant, c'est la conservation du moment transverse qui est à l'origine de cet excès d'alphas du côté opposé au fragment secondaire, cet effet étant moindre pour les particules plus légères. D'autres explications telles que des émissions de prééquilibre interprétées par une cassure rapide du projectile primaire ou encore l'existence de points chauds sur la cible et le projectile ont été avancées.

### I-4) Calcul de la multiplicité.

Nous allons aborder dans les sous-sections suivantes la méthode utilisée pour avoir accès à la multiplicité de particules légères chargées associée à un fragment du projectile.

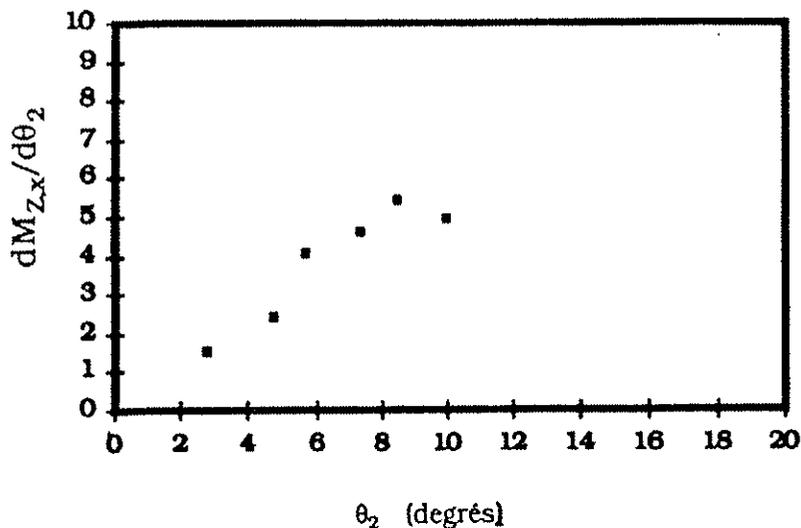
#### I-4-1) Interpolation des distributions azimutales

Les multiplicités différentielles  $M_{Z,x}(\theta_2, \phi_2)$  présentées dans les figures n° V-1 ont été intégrées après interpolation à l'aide d'un polynôme d'ordre deux pour obtenir la quantité:

$$dM_{Z,x}(\theta_2)/d\theta_2 = \sin\theta_2 \cdot \int_{\phi_2} M_{Z,x}(\theta_2, \phi_2) d\phi_2 \quad (7)$$

où l'intégration sur  $\phi_2$  s'effectue de 0 à 360°.

A titre d'exemple, nous reportons sur la figure n° V-3 le résultat de cette intégration dans le cas d'un fragment de charge 14 en coïncidence avec une particule alpha.



**Figure n°V-3: Distribution polaire des particules alpha émises en coïncidence avec un fragment du projectile de charge 14 détecté à 2,8°.**

Afin d'obtenir les multiplicités brutes, nous avons intégré les distributions polaires telles qu'elles peuvent apparaître sur la figure n°V-3 en considérant une variation de  $\theta_2$  de 0 à 10 degrés. Nous noterons qu'en dépit d'une zone morte entre 0 et 2.8°, celle-ci affecte peu le calcul des multiplicités brutes en raison du poids en  $\sin\theta_2$ , ce qui nous a permis d'effectuer par extrapolation l'intégration de 0° à 10°. Le résultat de cette intégration est représenté sur la figure n° V-4 en fonction du numéro atomique du fragment secondaire détecté et pour chaque type de particule. Ces figures ont été obtenues en considérant un fragment secondaire détecté à 2.8 degrés. Les résultats sont similaires si l'on considère un fragment secondaire détecté à 5.8 degrés.

Nous observons une augmentation systématique de la multiplicité lorsque la charge du fragment diminue quel que soit le type de la particule légère chargée. Enfin, si l'on classe les particules légères selon leur probabilité d'apparition en coïncidence avec un fragment secondaire, ce sont les alphas qui sont les particules les plus probables. Viennent ensuite les protons, puis les deutons et enfin les tritons.

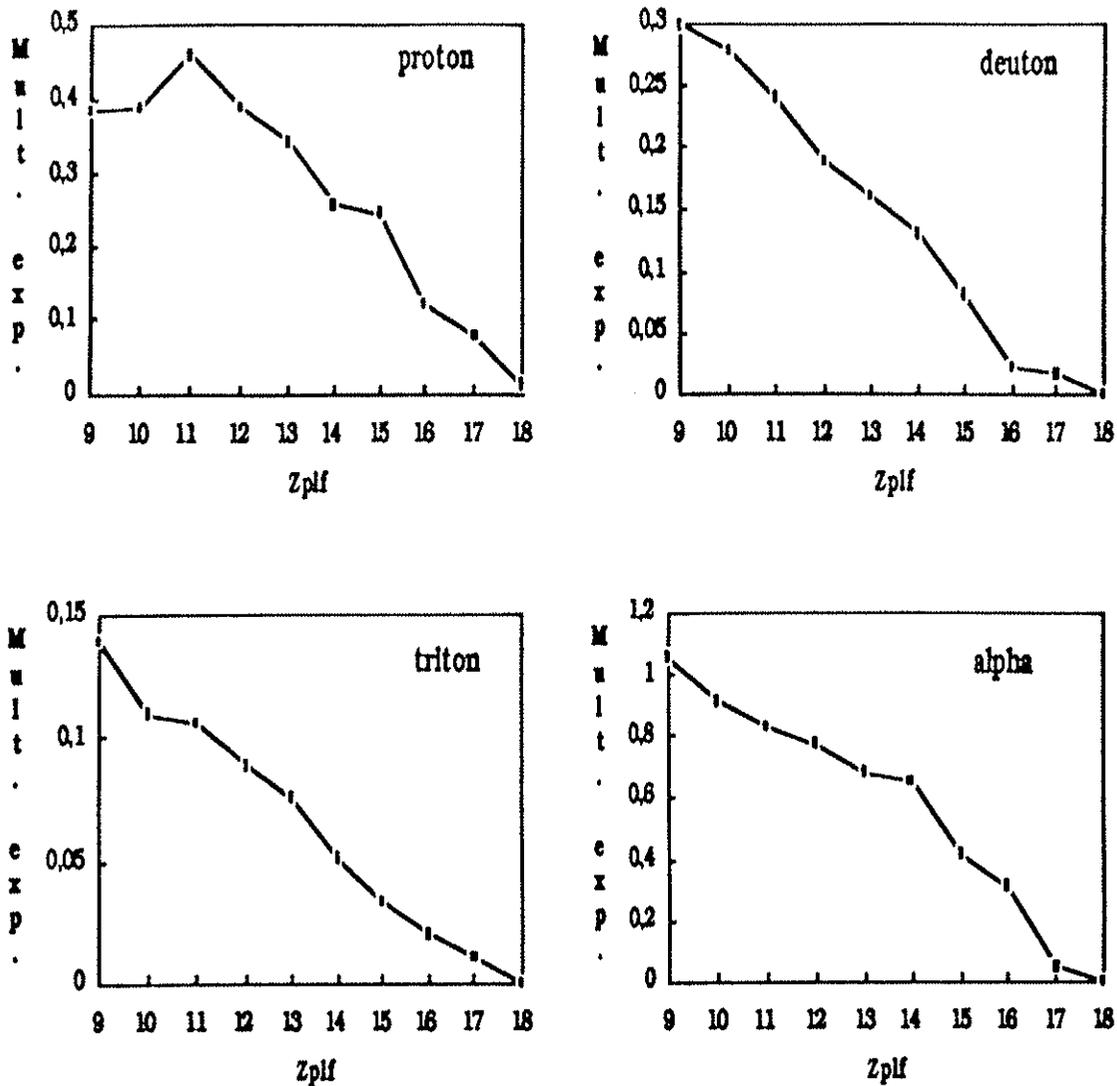


Figure n° V-4: Multiplicités brutes de particules légères associées à un fragment du projectile détecté à 2.8°.

#### I-4-2) Extrapolation au-delà de l'hodoscope.

Nous nous sommes limités dans la sous-section précédente à une intégration sur l'angle polaire défini par l'hodoscope. Nous allons maintenant détailler la procédure que nous avons utilisée pour avoir accès à la multiplicité totale de particules légères chargées associée à un fragment du projectile.

A partir de l'analyse en sources des distributions inclusives en énergie, nous avons pu extraire les distributions polaires des particules légères chargées. Nous avons donc repris ces paramètres pour en déduire les valeurs  $dM_{Z,x}(\theta_2)/d\theta_2$  sur tout le domaine angulaire pour obtenir la multiplicité totale de chaque type de particules associée à un fragment donné. Ces multiplicités sont reportées sur la figure n° V-5. Une comparaison des figures n° V-4 et n° V-5

nous permet d'estimer l'efficacité géométrique de l'hodoscope. Cette efficacité passe de 40% pour les protons à 55% pour les alphas.

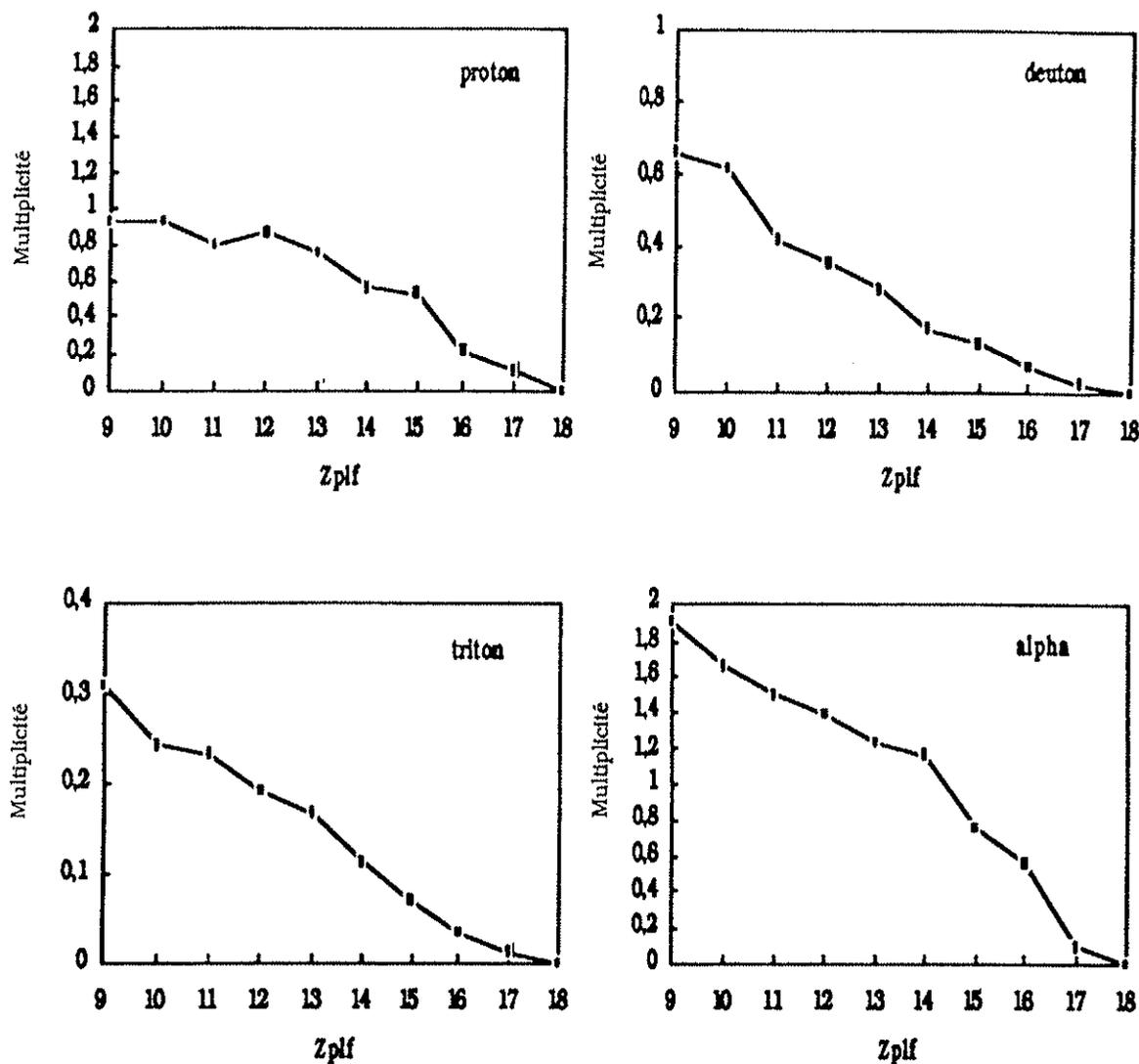


Figure n° V-5: Multiplicité de particule légère chargée après extrapolation au delà de l'hodoscope en fonction du numéro atomique du fragment du projectile détecté à 2.8°.

Finalement, la multiplicité totale de particules légères chargées ( $Z=1$  et  $Z=2$ ) est reportée en fonction du numéro atomique des fragments du projectile détectés à 2.8° sur la figure n° V-6. Nous avons également reporté sur cette figure les résultats obtenus par Steckmeyer et al. <sup>(1)</sup> pour le même système à 60 MeV/A. Nous constatons un excellent accord entre les deux expériences. Il apparaît que les multiplicités de particules légères ne sont pas sensibles à l'angle de détection des fragments du projectile. En effet les multiplicités obtenues entre le fragment situé à 5.8° sont identiques à celles présentées ici.

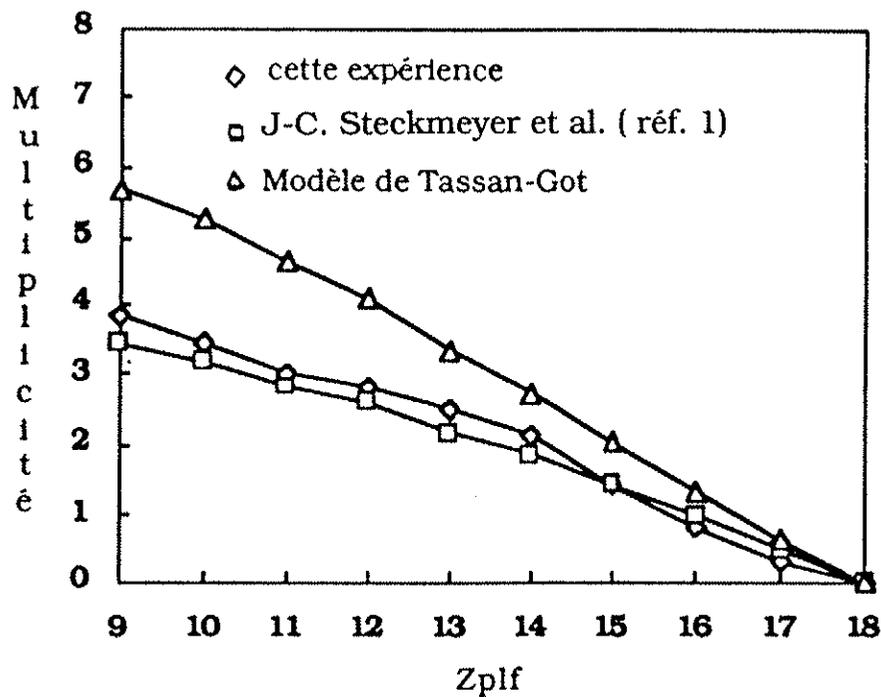


Figure n° V-6: Multiplicité totale de particules légères chargées en fonction du numéro atomique du fragment détecté à 2.8°.

#### I-4-3) Commentaires:

On constate une augmentation presque linéaire ( cf figure n° V-6 ) du nombre de particules émises lorsque le numéro atomique des fragments décroît. Il semble donc de prime abord que plus le fragment observé est léger, plus la collision a été violente. Cependant, à ce stade de l'analyse, il est difficile de dire si les particules légères observées proviennent d'un fragment primaire de plus en plus excité ou si elles sont produites dans la zone de recouvrement entre cible et projectile. La première hypothèse est en accord avec le modèle d'échange stochastique de Tassan-Got dont nous avons reporté les prédictions sur la figure n° V-6. Ce modèle ne prend en considération que les désexcitations par neutrons, gammas, protons et particules alpha. Les valeurs reportées ont été obtenues en additionnant la multiplicité des protons et des alphas. Bien que la multiplicité extraite par ce modèle soit légèrement supérieure aux données expérimentales, la tendance observée est en accord avec l'expérience.

### III) Corrélations en énergie entre fragments du projectile et particules légères chargées.

Notre première démarche a consisté à chercher à mettre en évidence le caractère binaire de certaines coïncidences, ceci dans le but de montrer qu'il existait parmi les événements mesurés une contribution liée à la désexcitation séquentielle d'une source de vitesse proche de celle du projectile. Nous avons sélectionné les fragments du projectile en coïncidence avec les particules légères émises dans leur voisinage. Dans un processus de désexcitation séquentielle, les vitesses centre de masse des particules légères chargées sont représentées par des sphères centrées autour de la vitesse de source du noyau émetteur. Ainsi, en imposant aux particules légères d'être émises dans une direction proche du fragment du projectile, nous ne devrions sélectionner que les émissions arrière et avant dans le centre de masse du noyau émetteur s'il s'agit d'un tel processus de désexcitation séquentielle. Dans le référentiel du laboratoire ceci doit se manifester par l'apparition de deux composantes en énergie pour les particules légères chargées: une composante de basse énergie correspondant à l'émission arrière et une de haute énergie pour l'émission avant. La figure n° V-7 est une représentation schématique où nous avons décomposé respectivement le cas d'une émission avant et d'une émission arrière. Notons enfin que pour un noyau émetteur de masse fixée, la séparation en énergie entre ces deux types d'émission doit être d'autant plus élevée que la température de la source émettrice est grande.

Nous reportons sur les figures n°V-8 les corrélations en énergie des alphas (V-8-a) et des protons (V-8-b)) en coïncidence avec les fragments du projectile dont le numéro atomique varie de 9 à 16. Celles-ci ont été obtenues pour un fragment détecté dans le télescope T4 et des protons ou alphas situés dans les  $\text{BaF}_2$  dont le numéro varie de 1 à 17 ( $\text{BaF}_2$  n°11 exclu), c'est à dire au voisinage du télescope T4. Nous n'avons pas traité le cas des deutons ou des tritons faute de statistique. Pour les deux types de particules légères, l'apparition de deux composantes en énergie est nette et est en accord qualitatif avec l'hypothèse de l'existence d'une désexcitation séquentielle. La zone intermédiaire entre ces deux composantes où aucun événement n'apparaît correspond à la vitesse de la source émettrice et nous observons que sa vitesse est proche mais en deçà de celle du projectile. Les droites qui ont été tracées sur chacune de ces figures correspondent au cas d'une énergie relative ( somme des énergies cinétiques centre de masse du fragment et de la particule) nulle et séparent de façon presque symétrique les deux bosses correspondant aux émissions avant et arrière. Ces droites correspondent aux différentes valeurs en énergie cinétique prises par le noyau émetteur. Pour tracer de telles droites, nous avons supposé un rapport de 2.2 entre la masse du fragment secondaire et sa charge. Finalement, en raison du comportement similaire des figures n°V-8-a) et V-8-b), rien ne semble à priori indiquer un changement dans le processus produisant les alphas ou les protons émis dans cette direction.

Nous constatons sur ces figures que plus le numéro atomique du fragment du projectile décroît, plus la séparation entre l'émission avant et l'émission arrière s'estompe. Comme il a déjà été mentionné dans la référence (1), cette observation ne signifie pas qu'il s'agit d'un changement dans le processus de fragmentation mais que la diminution dans la séparation peut encore très bien être comprise dans le cadre d'une désexcitation séquentielle.

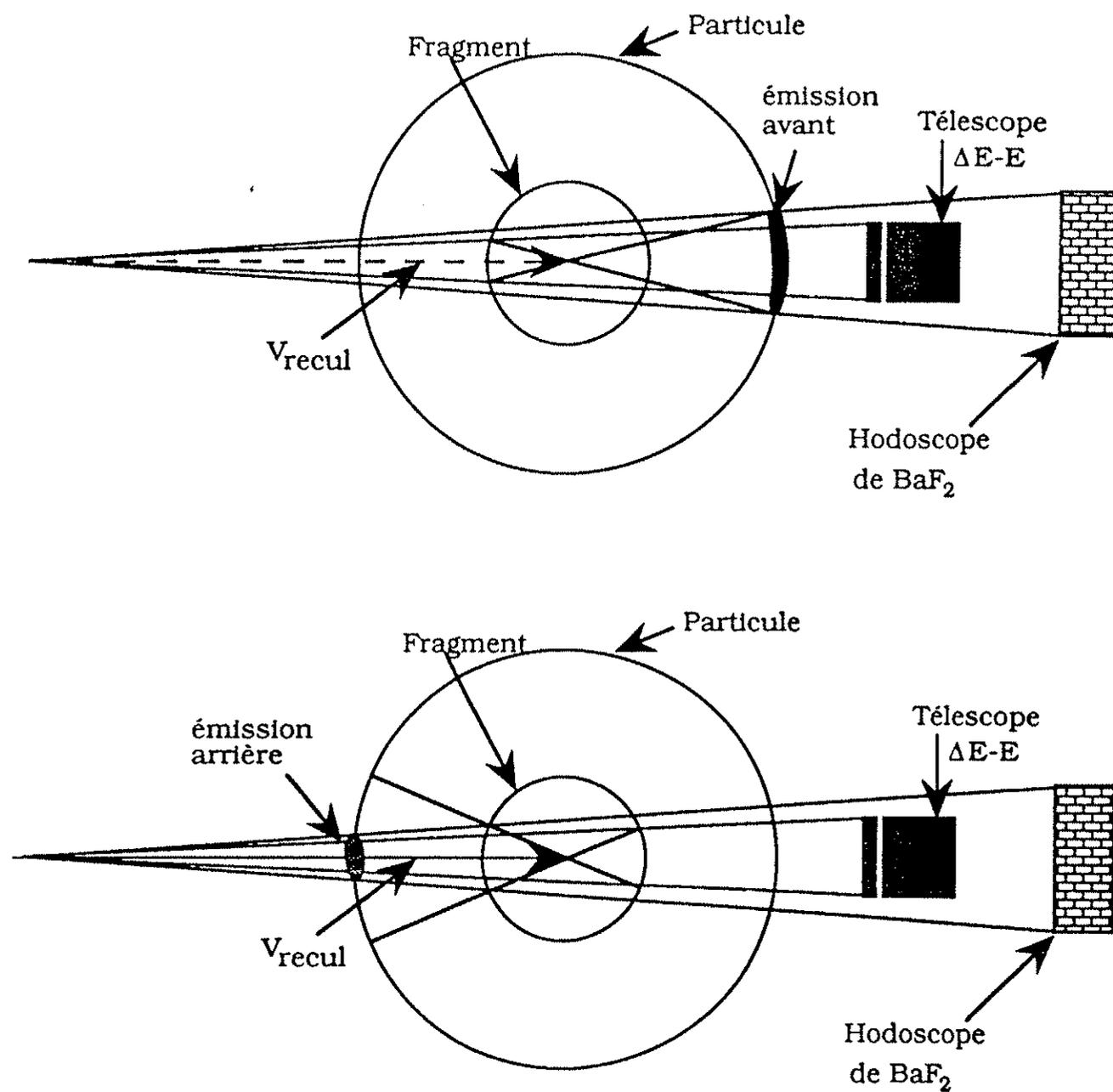


Figure n° V-7: Représentation schématique de l'émission arrière et de l'émission avant pour un fragment détecté en coïncidence avec une particule légère située à son voisinage.

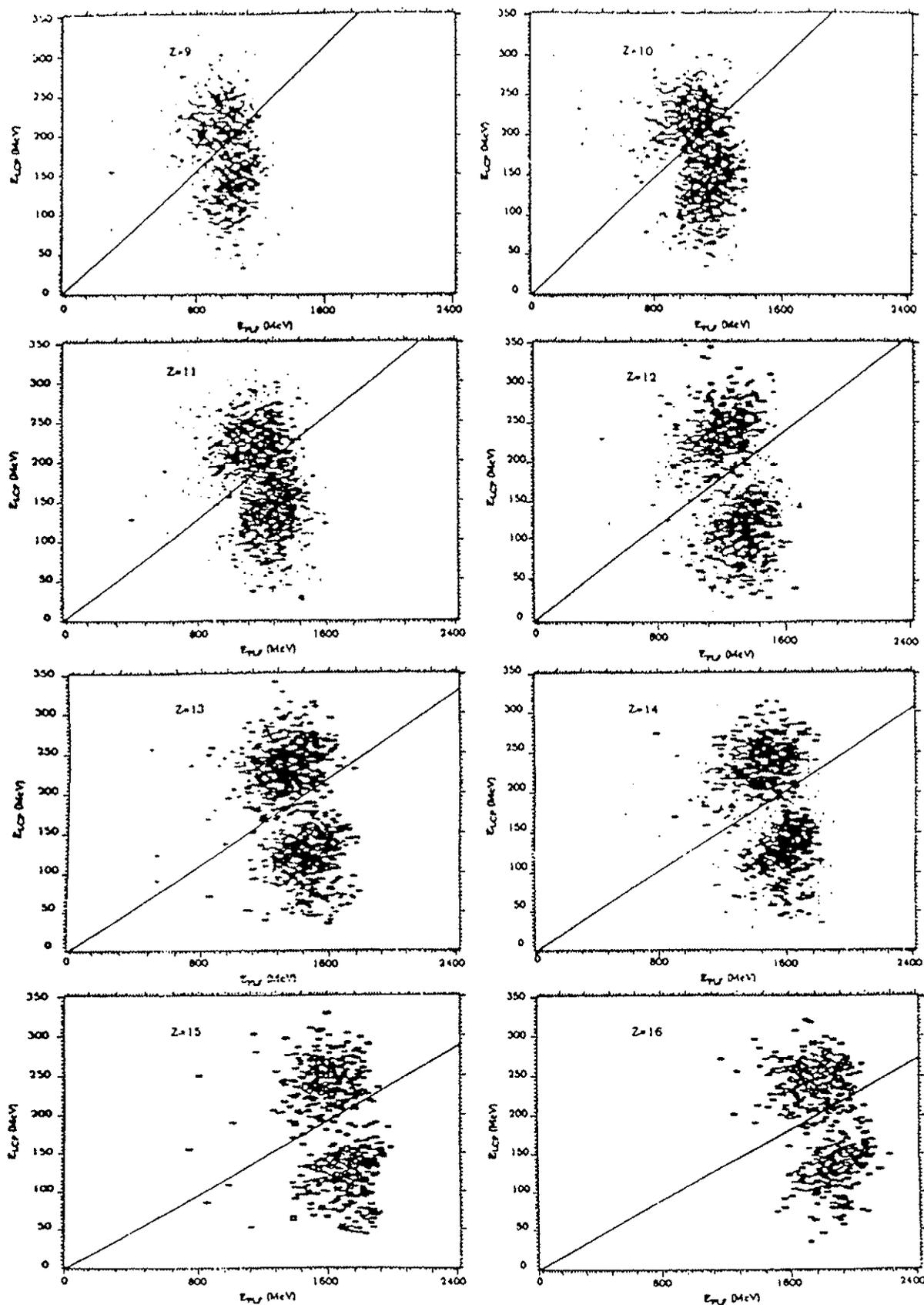


Figure n° V-8-a): Correlations en énergie pour différents fragments détectés à  $2.8^\circ$  et émis en coïncidence avec une particule alpha détectée dans son voisinage. Les droites tracées correspondent à une énergie relative nulle.

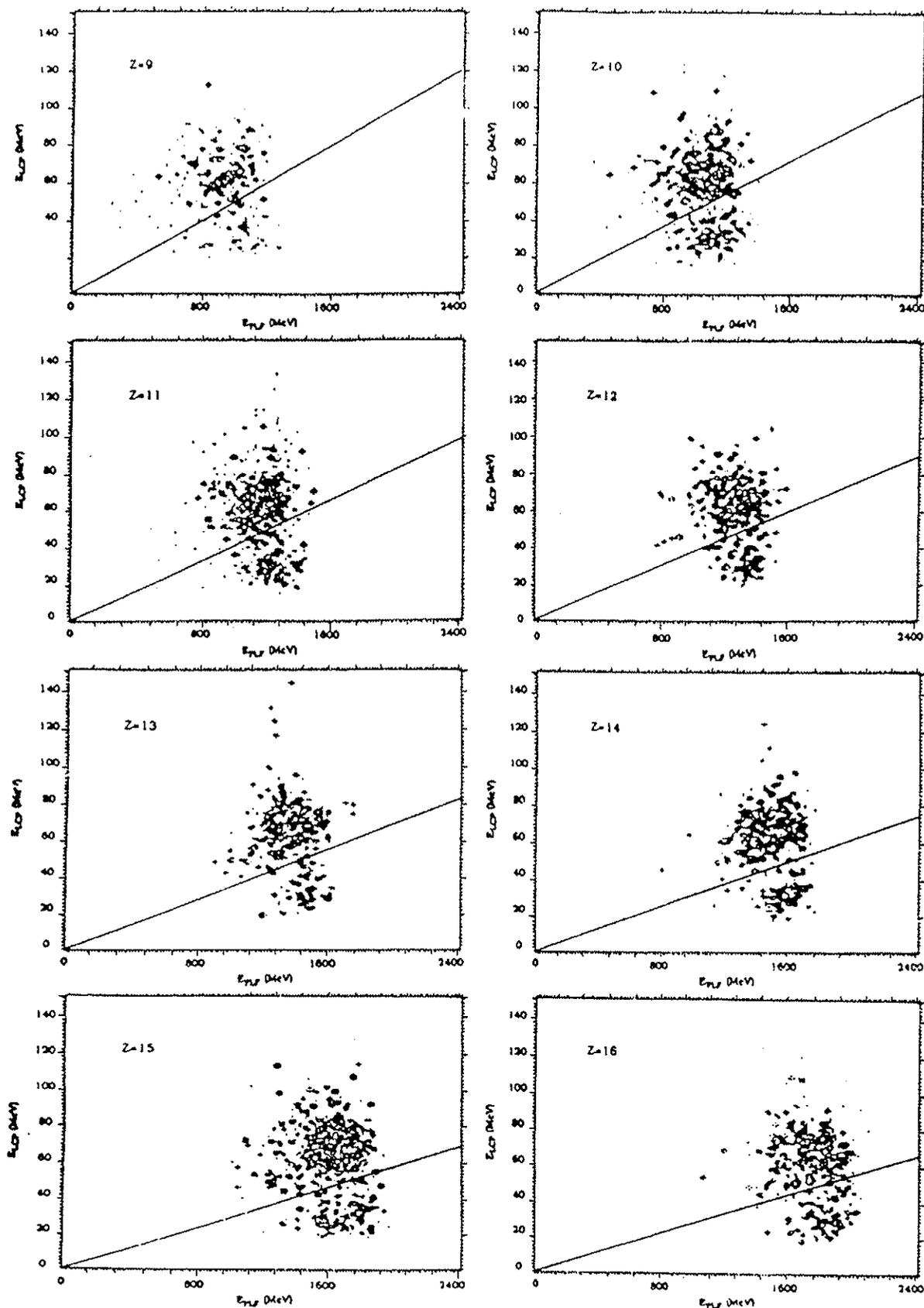


Figure n° V-8-b): Corrélations en énergie pour différents fragments détectés à  $2.8^\circ$  et émis en coïncidence avec un proton détecté dans son voisinage. Les droites tracées correspondent à une énergie relative nulle.

Cela signifie en l'occurrence qu'il s'agit là vraisemblablement de particules et de fragments issus d'un même noyau donc d'origine commune mais cela ne suffit certainement pas pour pouvoir affirmer que celles-ci sont issues d'un noyau thermalisé, c'est à dire d'un noyau émettant de façon isotrope. Une remarque peut être faite à ce point sur l'aspect des spectres des particules légères montrant deux composantes. En effet, le jacobien qui permet de passer du référentiel de l'émetteur au laboratoire est tel qu'il défavorise l'émission arrière vis à vis de l'émission avant dans le laboratoire. Ainsi, pour une émission dans le référentiel de l'émetteur, à un angle d'observation donné dans le laboratoire, la composante haute énergie (émission avant) est favorisée par rapport à la composante basse énergie (émission arrière). Cependant, comme le montre la figure n° V-9 extraite de la référence (1), l'effet inverse est observé expérimentalement. Cet effet est particulièrement visible pour les fragments de  $Z=4$  en coïncidence avec des fragments tels que  $6 \leq Z \leq 8$ . La densité des points relatifs à la composante basse énergie est plus importante que celle de la composante haute énergie. Bien qu'il s'agisse de la réaction  $^{40}\text{Ar} + \text{Au}$  à 60 MeV/A, on s'attend aux mêmes effets que pour la réaction  $^{40}\text{Ar} + \text{natAg}$ . Ces résultats suggèrent une émission préférentielle de particules vers l'arrière dans le référentiel de l'émetteur. De façon qualitative, on pourrait déjà conclure qu'il existe un autre processus qu'une simple désexcitation séquentielle par un noyau thermalisé.

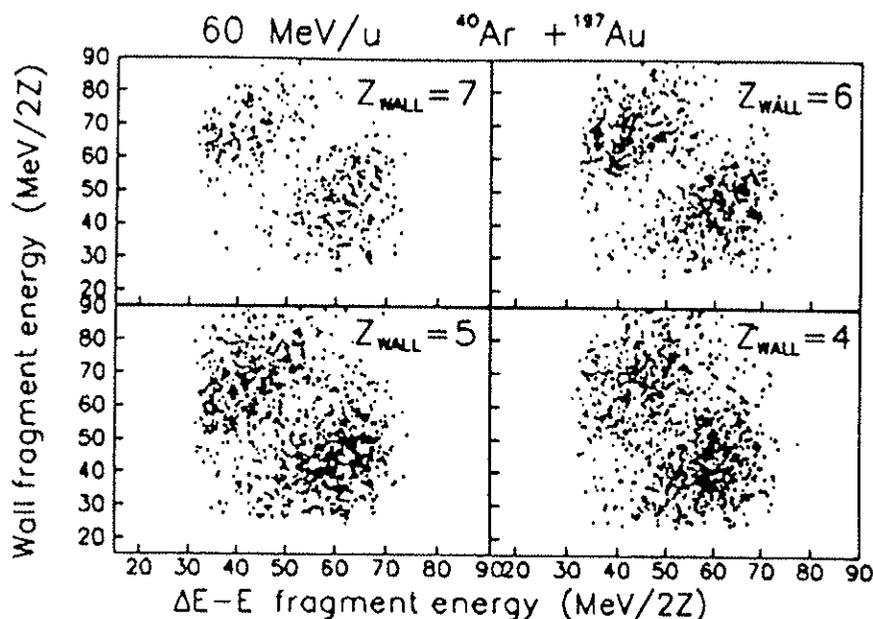


Figure n° V-9: Corrélations en énergie entre fragments du projectile de numéro atomique compris entre 6 et 8 et particules de charge comprise entre 4 et 7 pour le système  $^{40}\text{Ar} + \text{Au}$  à 60 MeV/A. Ces figures sont issues de la référence (1).

Nous retiendrons finalement de cette analyse que certaines particules légères chargées sont issues d'un processus de désexcitation séquentielle d'un noyau père mais qu'il ne s'agit pas d'une observable suffisante pour pouvoir être catégorique quant au mécanisme de production des particules légères chargées. En particulier, il serait bon de reproduire l'isotropie attendue dans le cas d'une source thermalisée. D'autre part, nous avons considérablement restreint l'espace de phase pour pouvoir observer de telles corrélations et rien ne nous permet à priori de conclure sur le comportement des autres particules légères mesurées et qui ne sont pas prises en compte dans ces corrélations en énergie. Les particules détectées dans ces conditions ne représentent pour les alphas qu'une faible proportion des particules émises en coïncidence puisqu'elles sont situées du même côté que le fragment.

Nous avons pu voir dans le paragraphe I que les multiplicités déduites dans ce travail étaient en accord avec les résultats publiés dans la référence (1). Par contre, on peut d'ores et déjà souligner une différence qui apparaît dans les résultats relatifs aux corrélations en énergie. Nous présentons sur la figure n°V-10 les corrélations en énergie (figure n°V-10-a) et le spectre en énergie (figures n° V-10-c) des alphas émis en coïncidence avec un fragment de charge 15 détecté à  $2.8^\circ$  à partir de la projection des représentations  $E_{1cp} = f(E_{p1})$  sur l'axe des ordonnées. Nous rappelons que ces corrélations sont obtenues en imposant aux particules alphas d'être émises au voisinage du fragment. Les corrélations (figure n°V-10-b) et le spectre (figure n°V-10-d) obtenus sur le même système et publiés dans la référence (1) sont également représentés sur cette figure. En raison des différences dans les échelles, nous reportons sur les spectres n°V-10 c) et V-10-d) une flèche symbolisant la vitesse du faisceau. Nous n'observons aucun changement dans la forme des distributions en énergie mais plutôt une différence dans les valeurs moyennes en énergie des pics d'émission avant et arrière. Cet écart est conséquent puisqu'il se chiffre environ à 50 MeV. Nous commenterons les conséquences d'un tel désaccord dans le chapitre VI.

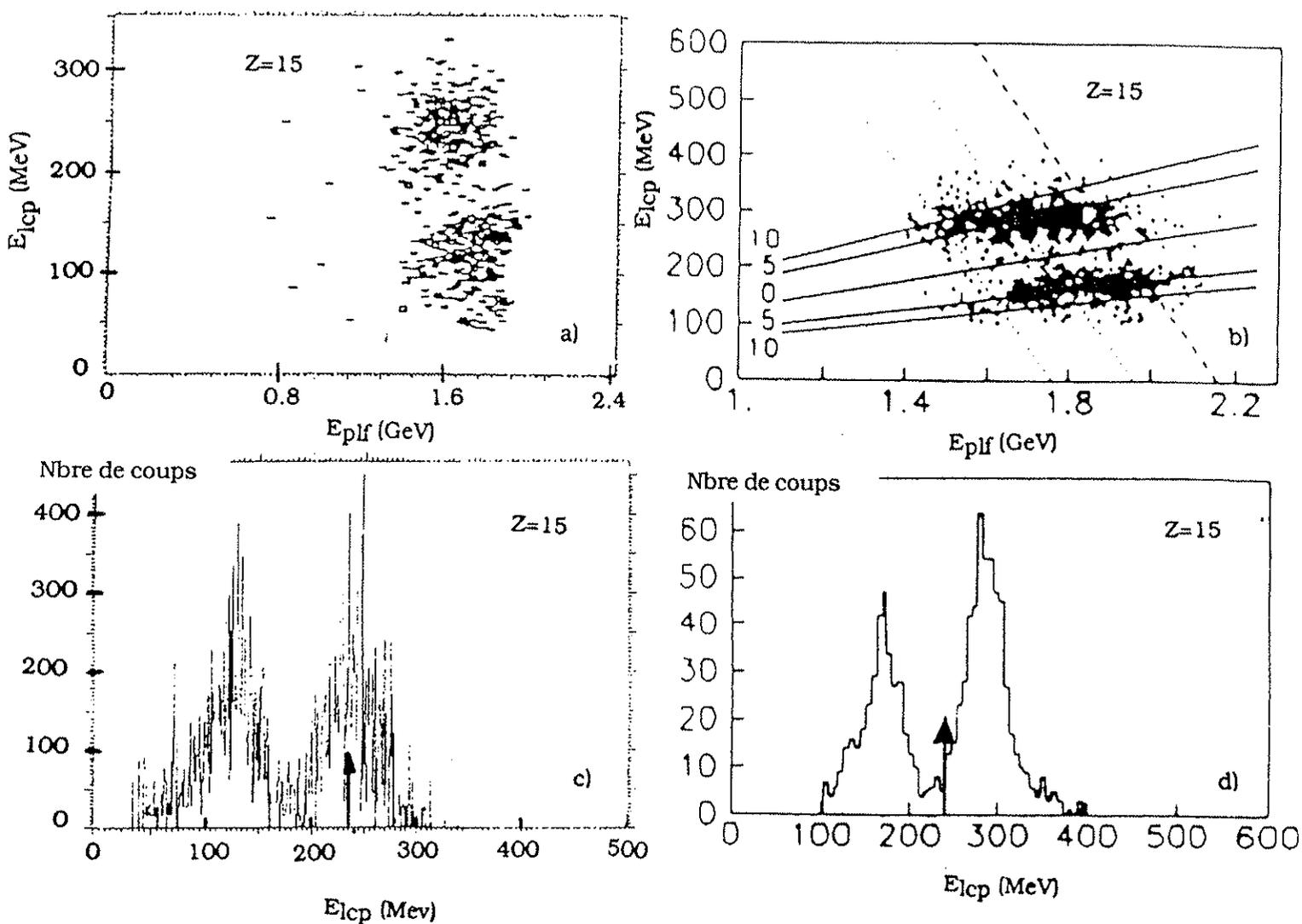


Figure n° V-10: Mise en évidence d'une différence des spectres en énergie des alphas entre nos données et celles de la référence (1).

### III) Reconstruction cinématique:

Le but de ce paragraphe consiste à rechercher au travers d'une reconstruction cinématique si les particules légères chargées émises dans l'hodoscope de  $BaF_2$  sont corrélées au fragment du projectile. Nous n'avons pas l'intention ici de déduire de ces observables un quelconque mécanisme de réaction mais plutôt d'étudier le comportement des particules légères en fonction de leur masse.

### III-1) Définition des grandeurs utilisées.

Nous représentons sur la figure n° V-11 les grandeurs que nous allons définir. Cette figure nous permet également de visualiser les deux référentiels que nous allons utiliser, c'est à dire d'une part le référentiel du laboratoire défini par le trièdre direct (Oxyz) et d'autre part le référentiel du noyau émetteur défini par le trièdre direct (O'x'y'z'). Avant d'aller plus loin dans le calcul des différentes grandeurs, nous donnons ici la signification des notations que nous avons utilisées.

$M_p$ ,  $V_p$ ,  $\theta_p$  et  $\phi_p$  sont respectivement la masse, la vitesse, l'angle polaire et l'angle azimutal dans le référentiel du laboratoire de la particule légère chargée. Nous désignons par  $M_f$ ,  $V_f$ ,  $\theta_f$  et  $\phi_f$  les mêmes grandeurs associées cette fois au fragment du projectile.  $\theta_{cm}$  et  $\phi_{cm}$  désignent les angles polaire et azimutal dans le référentiel de l'émetteur de la particule légère et  $\theta_{rec}$  et  $\phi_{rec}$  les angles polaire et azimutal de l'émetteur dans le laboratoire.  $V_{rec}$  et  $V_{rel}$  représenteront la vitesse de recul et la vitesse relative. Nous utiliserons des caractères gras pour symboliser des vecteurs. Nous explicitons également dès à présent la manière dont nous avons défini les axes du référentiel associé à l'émetteur. L'axe O'z' est défini par la direction de la vitesse de recul. L'axe O'y' dans le plan défini par  $V_{rec}$  et l'axe Oz est défini en lui imposant d'être perpendiculaire à Oz'. Enfin l'axe O'x' est obtenu en effectuant le produit vectoriel des vecteurs directeurs  $\mathbf{j}'$  et  $\mathbf{k}'$  des axes O'y' et O'z' respectivement dans le but d'obtenir un trièdre direct. Nous donnons ici les coordonnées de chacun de ces trois vecteurs directeurs en fonction des vecteurs directeurs du laboratoire  $\mathbf{i}$ ,  $\mathbf{j}$  et  $\mathbf{k}$  reliés aux axes Ox, Oy et Oz. Ces vecteurs vont nous être utiles pour établir la relation permettant d'avoir accès à  $\theta_{cm}$  et surtout  $\phi_{cm}$  c'est à dire à l'angle polaire et azimutal de la particule légère chargée dans le centre de l'émetteur.

$$\mathbf{i}' = \cos\phi_{rec} \mathbf{i} - \sin\phi_{rec} \mathbf{j} \quad (8)$$

$$\mathbf{j}' = \cos\theta_{rec} \sin\phi_{rec} \mathbf{i} + \cos\theta_{rec} \cos\phi_{rec} \mathbf{j} - \sin\theta_{rec} \mathbf{k} \quad (9)$$

$$\mathbf{k}' = \sin\theta_{rec} \sin\phi_{rec} \mathbf{i} + \sin\theta_{rec} \cos\phi_{rec} \mathbf{j} + \cos\theta_{rec} \mathbf{k} \quad (10)$$

Enfin, les angles polaires et azimutaux sont définis de façon identique dans les deux référentiels par rapport aux axes qui les définissent et sont représentés sur la figure n° V-11.

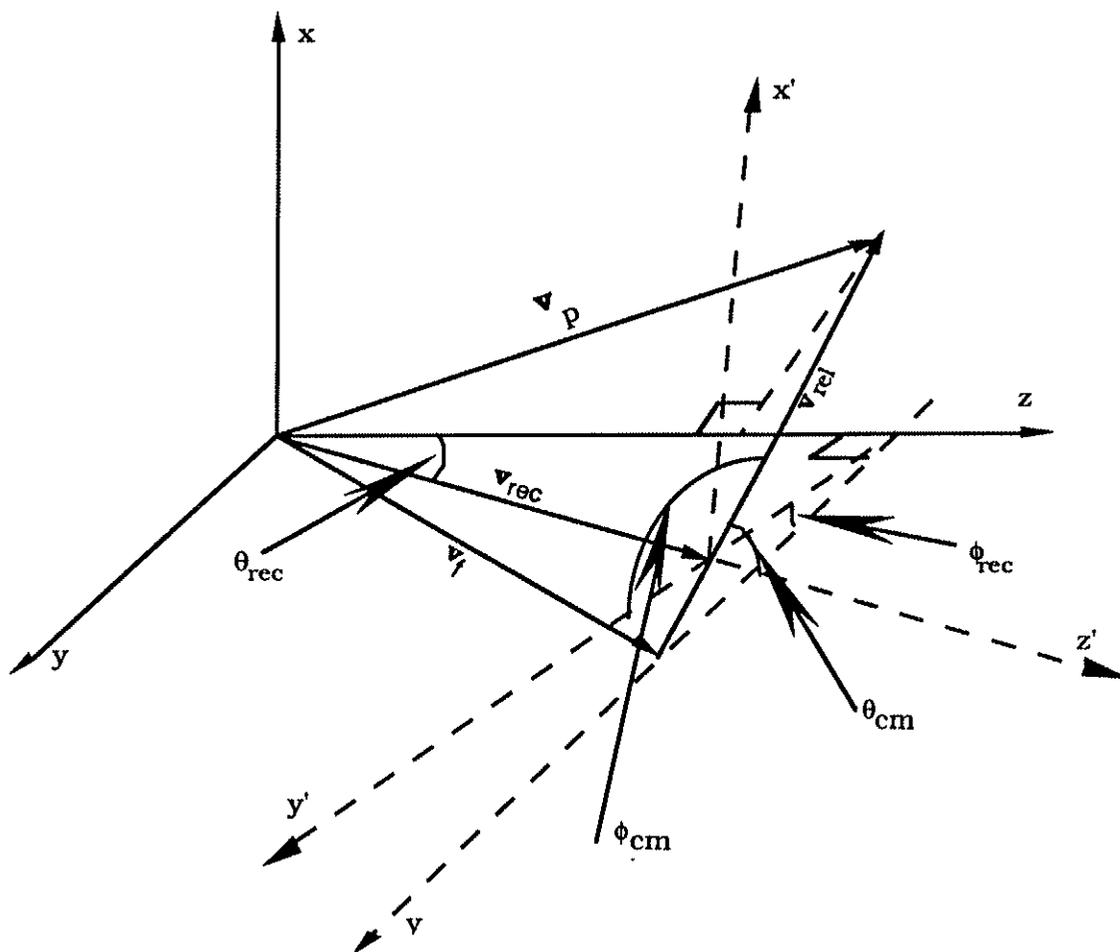


Figure n°V-11: Représentation des différentes grandeurs utilisées pour la reconstruction cinématique.

La vitesse relative est définie par la différence des vecteurs vitesses de la particule légère et du fragment soit:

$$\mathbf{V}_{rel} = \mathbf{V}_p - \mathbf{V}_f \quad (11)$$

Les coordonnées des vecteurs vitesses dans le laboratoire s'écrivent:

$$\mathbf{V}_p = V_p \cdot (\sin\theta_p \sin\phi_p \mathbf{i} + \sin\theta_p \cos\phi_p \mathbf{j} + \cos\theta_p \mathbf{k}) \quad (12)$$

et

$$\mathbf{V}_f = V_f \cdot (\sin\theta_f \sin\phi_f \mathbf{i} + \sin\theta_f \cos\phi_f \mathbf{j} + \cos\theta_f \mathbf{k}) \quad (13)$$

de sorte que le module  $V_{rel}$  s'exprime sous la forme:

$$V_{rel} = (V_p^2 + V_f^2 - 2 \cdot V_p \cdot V_f (\cos\theta_p \cos\theta_f + \sin\theta_p \sin\theta_f \cos(\phi_p - \phi_f)))^{1/2} \quad (14)$$

Nous allons maintenant établir la relation permettant d'avoir accès à la vitesse de

recul du noyau émetteur. Celle-ci est obtenue à partir de la conservation de la quantité de mouvement, c'est à dire:

$$(M_p + M_f) \cdot V_{\text{rec}} = M_p \cdot V_p + M_f \cdot V_f \quad (15)$$

En élevant cette relation au carré, nous obtenons l'expression du module du vecteur vitesse de recul, il vient:

$$V_{\text{rec}} = (M_p + M_f)^{-1} \cdot (M_p^2 V_p^2 + M_f^2 V_f^2 + 2 \cdot M_p M_f V_p V_f \cdot (\cos \theta_p \cos \theta_f + \sin \theta_p \sin \theta_f \cos(\phi_p - \phi_f)))^{-1/2} \quad (16)$$

Nous allons chercher à définir les coordonnées sphériques relatives à chacun des deux vecteurs  $V_{\text{rec}}$  et  $V_{\text{rel}}$ , c'est à dire les quantités  $\theta_{\text{rec}}$ ,  $\phi_{\text{rec}}$ ,  $\theta_{\text{cm}}$ ,  $\phi_{\text{cm}}$ . Nous chercherons également à savoir quelles sont, parmi ces quantités, celles qui ont une signification physique exploitable, c'est à dire celles qui sont indépendantes de la géométrie et plus particulièrement du choix dans le couple télescope-BaF<sub>2</sub>.

Nous commencerons par définir les quantités  $\theta_{\text{rec}}$ ,  $\phi_{\text{rec}}$ . En reprenant l'expression de l'équation (15) et en effectuant les projections sur les différents axes du laboratoire nous obtenons les trois relations suivantes:

$$(M_p + M_f) \cdot V_{\text{rec}} \sin \theta_{\text{rec}} \sin \phi_{\text{rec}} = M_p \cdot V_p \sin \theta_p \sin \phi_p + M_f \cdot V_f \sin \theta_f \sin \phi_f \quad (17)$$

$$(M_p + M_f) \cdot V_{\text{rec}} \sin \theta_{\text{rec}} \cos \phi_{\text{rec}} = M_p \cdot V_p \sin \theta_p \cos \phi_p + M_f \cdot V_f \sin \theta_f \cos \phi_f \quad (18)$$

$$(M_p + M_f) \cdot V_{\text{rec}} \cos \theta_{\text{rec}} = M_p \cdot V_p \cos \theta_p + M_f \cdot V_f \cos \theta_f \quad (19)$$

Ainsi, l'angle polaire de l'émetteur est défini directement par l'équation (19) et l'angle azimutal est défini par le rapport des équations (17) et (18). Nous avons donc:

$$\cos \theta_{\text{rec}} = (M_p \cdot V_p \cos \theta_p + M_f \cdot V_f \cos \theta_f) / (M_p + M_f) \cdot V_{\text{rec}} \quad (20)$$

et

$$\text{tg} \phi_{\text{rec}} = (M_p \cdot V_p \sin \theta_p \sin \phi_p + M_f \cdot V_f \sin \theta_f \sin \phi_f) / (M_p \cdot V_p \sin \theta_p \cos \phi_p + M_f \cdot V_f \sin \theta_f \cos \phi_f) \quad (21)$$

Nous verrons par la suite que lorsque l'on représente  $\theta_{\text{rec}}$  en fonction de  $\phi_{\text{rec}}$ , nous obtenons des figures qui dépendent fortement de la géométrie, c'est à dire du couple télescope-BaF<sub>2</sub> choisi.

Pour déterminer les angles  $\theta_{\text{cm}}$  et  $\phi_{\text{cm}}$ , nous allons avoir besoin d'utiliser la matrice de passage du référentiel de l'émetteur au laboratoire. Celle-ci est directement obtenue à partir des coordonnées des vecteurs directeurs définies par les relations (8) (9) et (10). Nous pouvons écrire le vecteur vitesse relative dans le référentiel de l'émetteur par ses coordonnées sphériques sous la forme:

$$\mathbf{V}_{rel} = V_{rel} \cdot (\sin\theta_{cm} \sin\phi_{cm} \mathbf{i}' + \sin\theta_{cm} \cos\phi_{cm} \mathbf{j}' + \cos\theta_{cm} \mathbf{k}') \quad (22).$$

l'information  $\theta_{cm}$  est simplement obtenue en écrivant la relation existant entre les carrés des côtés d'un triangle scalène, à savoir:

$$V_p^2 = V_{pcm}^2 + V_{rec}^2 - 2 \cdot V_{pcm} \cdot V_{rec} \cdot \cos\theta_{cm} \quad (23)$$

Dans cette expression,  $V_{pcm}$  désigne la vitesse de la particule légère dans le centre de l'émetteur et cette quantité est obtenue à partir de la vitesse relative selon l'expression:

$$V_{pcm} = M_p \cdot V_{rel} / (M_p + M_f) \quad (24)$$

Pour extraire  $\phi_{cm}$ , il nous faut revenir dans le référentiel du laboratoire et appliquer la relation (22) projetée sur les trois vecteurs directeurs  $\mathbf{i}$ ,  $\mathbf{j}$  et  $\mathbf{k}$ . Les coordonnées de la vitesse relative dans le référentiel du laboratoire sont définies par les relations suivantes:

$$\langle V_{rel}/i \rangle = V_{rel} (\sin\theta_{cm} \sin\phi_{cm} \cos\phi_{rec} + \sin\theta_{cm} \cos\phi_{cm} \cos\theta_{rec} \sin\phi_{rec} + \cos\theta_{cm} \sin\theta_{rec} \sin\phi_{rec})$$

$$\langle V_{rel}/j \rangle = V_{rel} (-\sin\theta_{cm} \sin\phi_{cm} \sin\phi_{rec} + \sin\theta_{cm} \cos\phi_{cm} \cos\theta_{rec} \cos\phi_{rec} + \cos\theta_{cm} \sin\theta_{rec} \cos\phi_{rec})$$

$$\langle V_{rel}/k \rangle = V_{rel} (-\sin\theta_{cm} \cos\phi_{cm} \sin\theta_{rec} + \cos\theta_{cm} \cos\theta_{rec})$$

Nous n'écrivons pas l'expression de  $\phi_{cm}$  mais nous pouvons constater que sa valeur est définie de façon explicite à  $\pi$  près par la dernière équation. Il suffit ensuite de considérer les deux premières expressions données ci-dessus pour avoir la valeur exacte de  $\phi_{cm}$ .

Nous allons voir dans les paragraphes suivants comment se comportent les différentes observables que nous venons de définir en fonction du type de la particule légère chargée. Toutes les représentations que nous allons montrer ont été obtenues à partir d'un traitement événement par événement et nous n'avons considéré dans ces calculs que les coïncidences doubles en raison du faible taux de coïncidences d'ordre supérieur à deux. Puisqu'il s'agit d'un calcul événement par événement nous n'avons pu corriger les données par les seuils de détection, et seules les corrections relatives à l'asymétrie du faisceau ont été prises en compte pour la sommation des données.

### III-2) Corrélation vitesse relative-vitesse de recul.

Nous représentons sur les figures n° V-12-a) et b) les différentes corrélations entre vitesse de recul et vitesse relative pour les alphas et les protons respectivement et les fragments secondaires détectés. Les deutons et les tritons présentent le même type de corrélations. Les particules légères chargées lorsqu'elles sont émises par un fragment lourd ont l'avantage de peu perturber le système nucléaire initial. Dans ces conditions, la vitesse de recul déduite de la reconstruction cinématique événement par événement doit être un bon moyen de vérifier si les particules légères chargées sont issues d'une ou de plusieurs sources

comme nous l'avons supposé dans l'analyse statistique des distributions en énergie au chapitre IV.

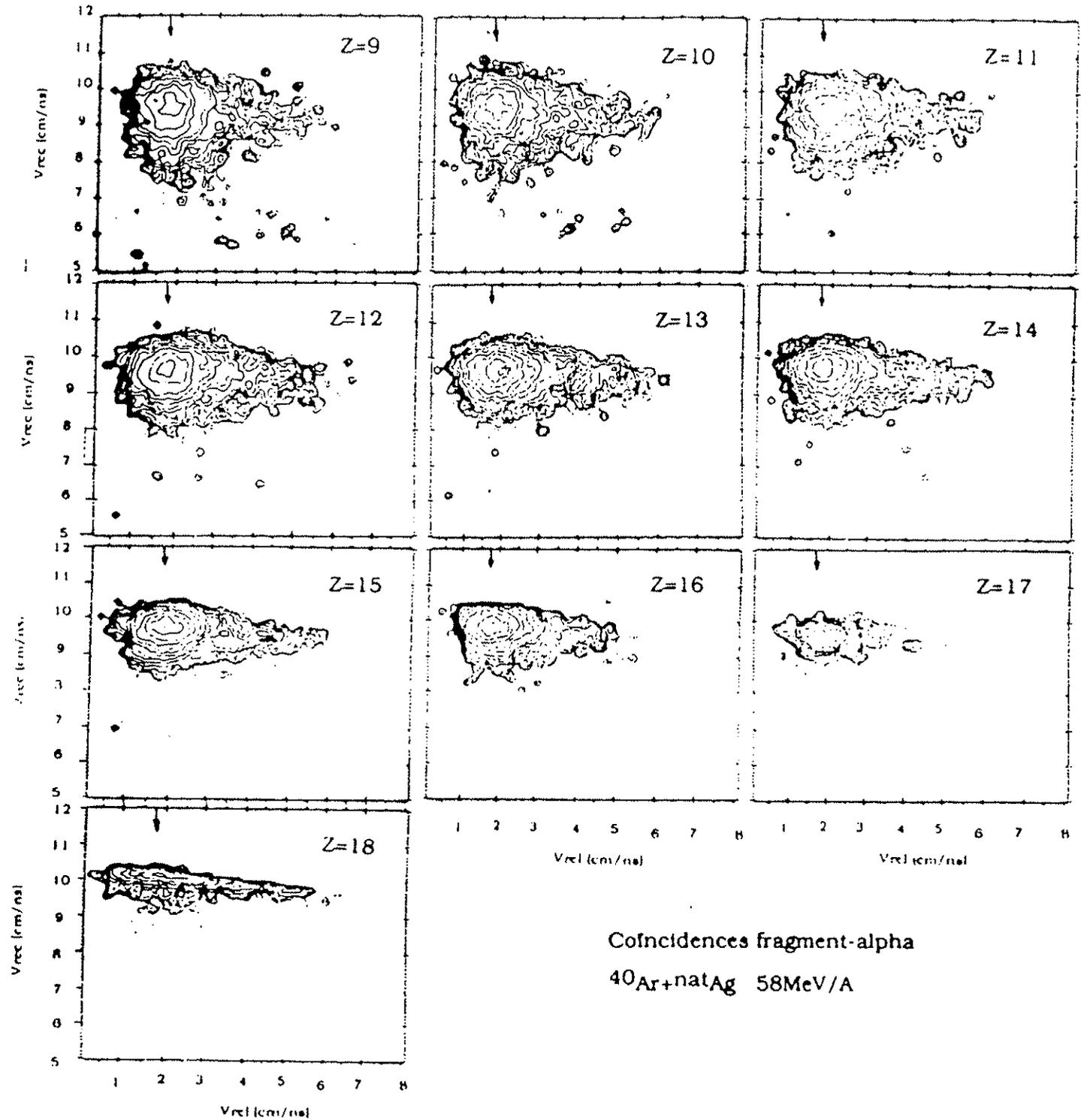


Figure n° V-12-a): Corrélations vitesse de recul-vitesse relative pour différents fragments du projectile détectés en coïncidence avec une particule alpha.

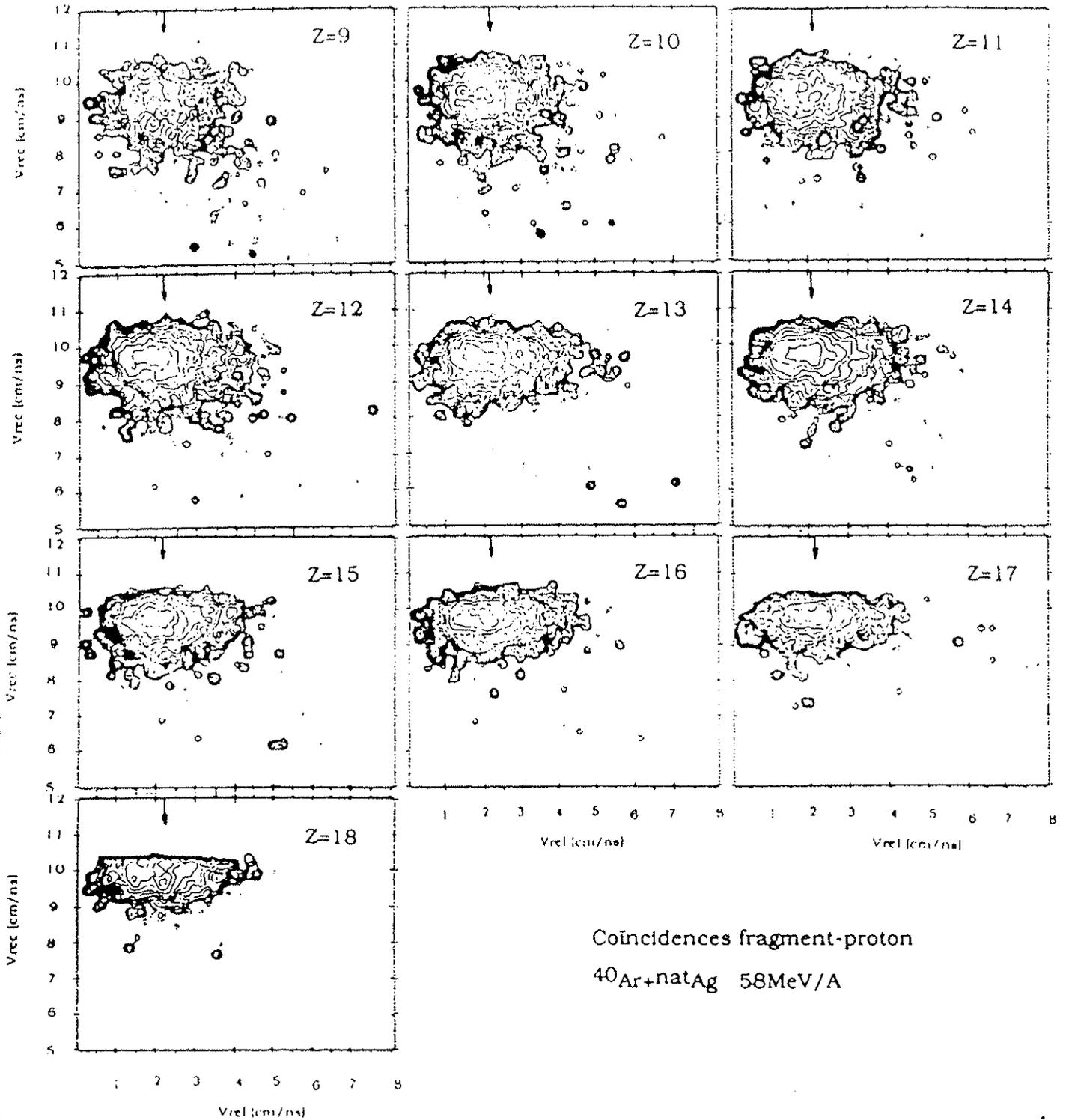


Figure n° V-12-b): Corrélations vitesse de recul-vitesse relative pour différents fragments du projectile détectés en coïncidence avec un proton.

La vitesse relative, quant à elle, peut nous permettre d'avoir une information sur le degré d'excitation du fragment primaire puisqu'elle est directement reliée à la vitesse centre de masse de la particule légère chargée. Cette dernière quantité dépend en effet fortement de la température du noyau émetteur si l'on suppose qu'il a équilibré son énergie d'excitation. L'avantage de ces représentations réside dans le fait qu'elles tiennent à la fois compte des grandeurs cinématiques et des angles polaires et azimuthaux des fragments et des particules.

Nous constatons que quel que soit le type de fragment ou de particule, une seule composante apparaît pour la vitesse de recul et que celle-ci est localisée légèrement en deçà de la vitesse du projectile ( $V_{\text{faisceau}}=10.168 \text{ cm/ns}$ ). De plus la distribution de la vitesse de recul s'élargit au fur et à mesure que le numéro atomique du fragment décroît, ce qui peut indiquer en accord avec les multiplicités, une augmentation de l'énergie d'excitation du fragment primaire. Nous constatons que cet élargissement est plus sensible à la charge du fragment du projectile pour les alphas qu'il ne l'est pour les protons. Contrairement aux résultats de l'analyse en source réalisée sur les distributions inclusives en énergie, nous ne retrouvons pas d'événements situés à une vitesse de recul intermédiaire et qui auraient traduit l'existence d'un noyau émetteur ayant une vitesse proche de la moitié de la vitesse du faisceau. En effet, les particules sont toujours détectées en coïncidence avec des fragments ayant une vitesse proche de celle du projectile. Néanmoins, il est intéressant de noter que la forme des spectres en énergie n'est pas altérée selon que l'on effectue des mesures en simples ou en coïncidence. Cette constatation remet en cause l'hypothèse d'une émission isotrope dans le référentiel de l'émetteur qui a été faite lors de l'analyse en source.

Les vitesses relatives sont toutes centrées sur les vitesses coulombiennes (représentées par des flèches verticales) calculées en supposant la séparation d'un noyau de charge 18 en une particule de charge  $Z$  égale à un ou deux et un fragment résiduel. Nous constatons également que les valeurs des vitesses relatives s'étendent plus loin pour les particules alphas vis à vis des protons. Si l'on suppose que toutes ces particules légères sont issues de la désexcitation d'un noyau thermalisé et qu'elles possèdent la même probabilité d'émission, alors une telle observation n'est pas justifiée puisque dans ces conditions les distributions des énergies centre de masse des particules sont identiques (à l'énergie Coulombienne près), ce qui se traduit par des vitesses centre de masse d'autant plus faibles que la masse de la particule augmente. Par contre, on peut toujours supposer que les probabilités d'émission dépendent du type de la particule légère, ce qui se traduirait par le fait que certaines particules alphas sont émises par un noyau plus chaud que les protons, c'est à dire dans les premières étapes de la désexcitation.

Nous retiendrons pour conclure que les représentations des figures n°V-12 nous permettent de dire qu'il existe une forte corrélation entre fragment du projectile et particules légères chargées.

### III-3) Discussion sur $\theta_{\text{rec}}$ et $\phi_{\text{rec}}$

La donnée d'une distribution de l'angle de recul du noyau émetteur est une information intéressante puisqu'elle doit nous permettre de connaître la dispersion du

fragment primaire. Si nous avons accès à cette quantité alors c'est une référence qu'il nous est possible d'implanter dans un programme de simulation d'un processus de fragmentation du projectile primaire. Cependant, avant d'exploiter une observable, il faut s'assurer que celle-ci n'est pas tributaire de la géométrie du dispositif. S'il en est ainsi, nous pouvons difficilement l'utiliser puisque nous ne possédons qu'une partie de l'information. Notre but est de montrer que la quantité  $\theta_{rec}$  ne peut être un bon moyen d'avoir accès à la distribution angulaire des fragments primaires en représentant les variations qu'elle subit selon le couple de détecteur télescope-BaF<sub>2</sub> choisi.

Nous présentons sur la figure n°V-13 la corrélation entre  $\theta_{rec}$  et  $\phi_{rec}$  pour trois couples télescopes-BaF<sub>2</sub>. A chacune des courbes correspond un de ces couples. Il serait donc faux de projeter toutes ces courbes sur l'axe  $\theta_{rec}$  et de les sommer pour obtenir la distribution angulaire des fragments primaires. Nous n'avons pas cherché à exploiter plus longtemps ces observables puisque la dépendance avec la géométrie est très nette et peut être par conséquent dangereuse si tout l'espace des positions n'est pas pris en compte

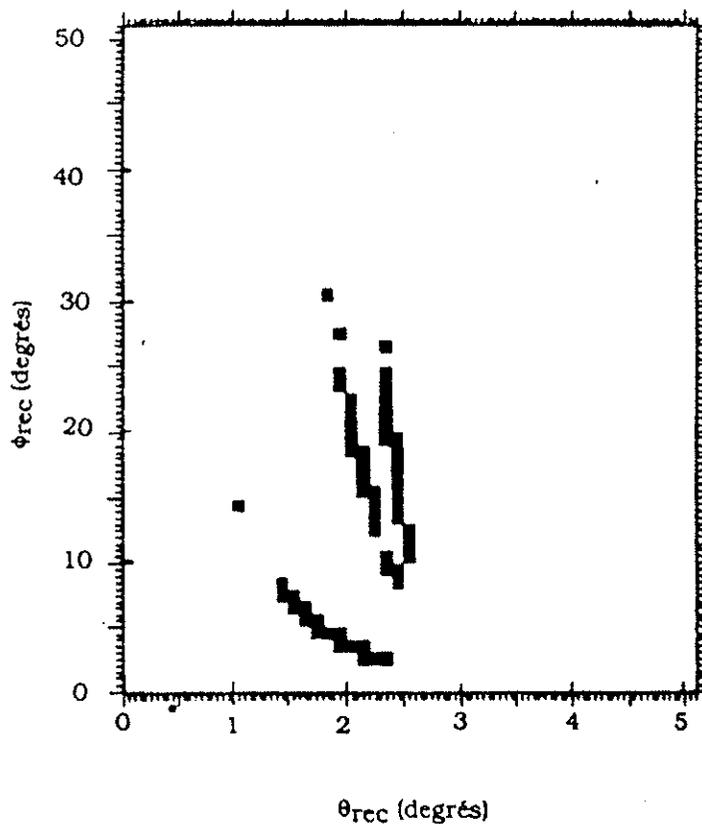


Figure n° V-13: Représentation  $\phi_{rec} = f(\theta_{rec})$  pour trois couples télescope-BaF<sub>2</sub> différents.

#### III-4) Distributions polaires des particules légères dans le référentiel de l'émetteur.

Les figures n°V-14 représentent les distributions polaires dans le référentiel de l'émetteur des particules légères chargées émises en coïncidence avec différents fragments du

projectile détectés à  $2.8^\circ$ .  $\theta_{cm}$  est l'angle d'émission de la particule par rapport à la direction de recul de son émetteur. Pour faciliter la comparaison nous avons reporté les protons sur la figure n°V-14-a) et les alphas sur la figure n°V-14-b). Les figures n°V-14-c) et V-14-d) font référence respectivement aux deutons et aux tritons.

Nous qualifierons d'événements émis à "l'avant" dans le référentiel de l'émetteur tous les événements situés à un angle polaire  $\theta_{cm}$  compris entre 0 et  $90^\circ$ . A l'opposé, l'émission "arrière" sera caractérisée par une variation de l'angle  $\theta_{cm}$  entre  $90^\circ$  et  $180^\circ$ .

La forme des distributions varie peu avec la charge du fragment secondaire en accord avec l'hypothèse que le processus de fragmentation du projectile ne varie pas selon le numéro atomique du fragment du projectile. Par contre, nous observons une importante différence de forme entre les protons et les alphas. Les protons présentent une bosse de l'émission "avant" plus importante que celle de l'émission "arrière" tandis que les particules alpha ont un comportement complètement opposé. L'aspect des distributions relatives aux deutons est comparable à celui des protons et nous retrouvons pour les tritons les caractéristiques des alphas.

Comme l'avaient révélé les distributions azimutales, nous retrouvons une différence entre protons et alphas qui pourraient se traduire par un changement dans le processus de désexcitation. Nous comparerons ces distributions au chapitre VI avec un processus d'évaporation dans le but de savoir si elles peuvent avoir une origine liée à la géométrie de notre dispositif où si elles sont effectivement liées à un changement de mécanisme..

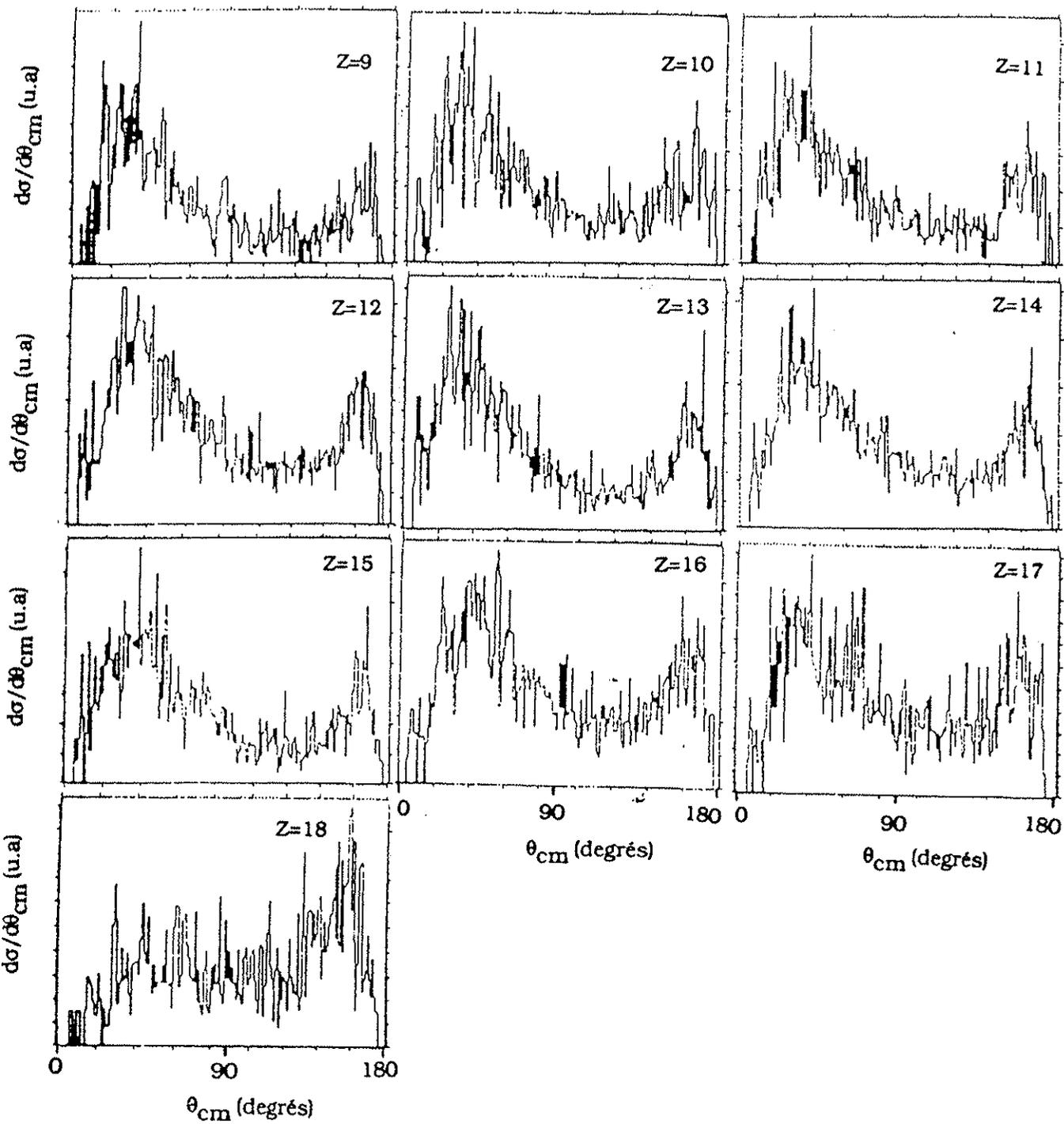


Figure n° V-14-a): Distributions polaires dans le référentiel de l'émetteur des protons en coïncidence avec différents fragments du projectile détectés à  $2.8^\circ$ .

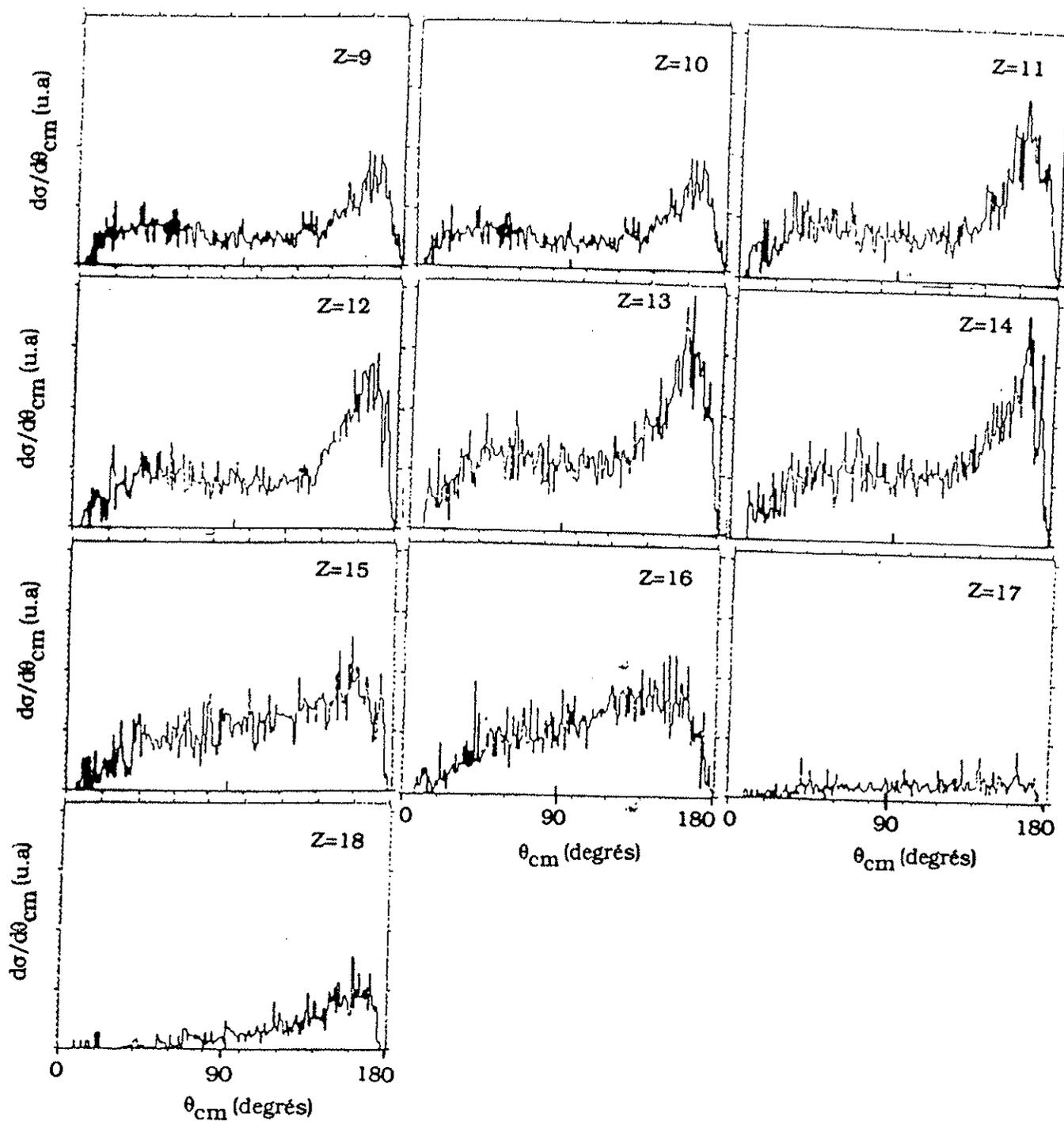


Figure n° V-14-b): Distributions polaires dans le référentiel de l'émetteur des alphas en coïncidence avec différents fragments du projectile détectés à 2.8°.

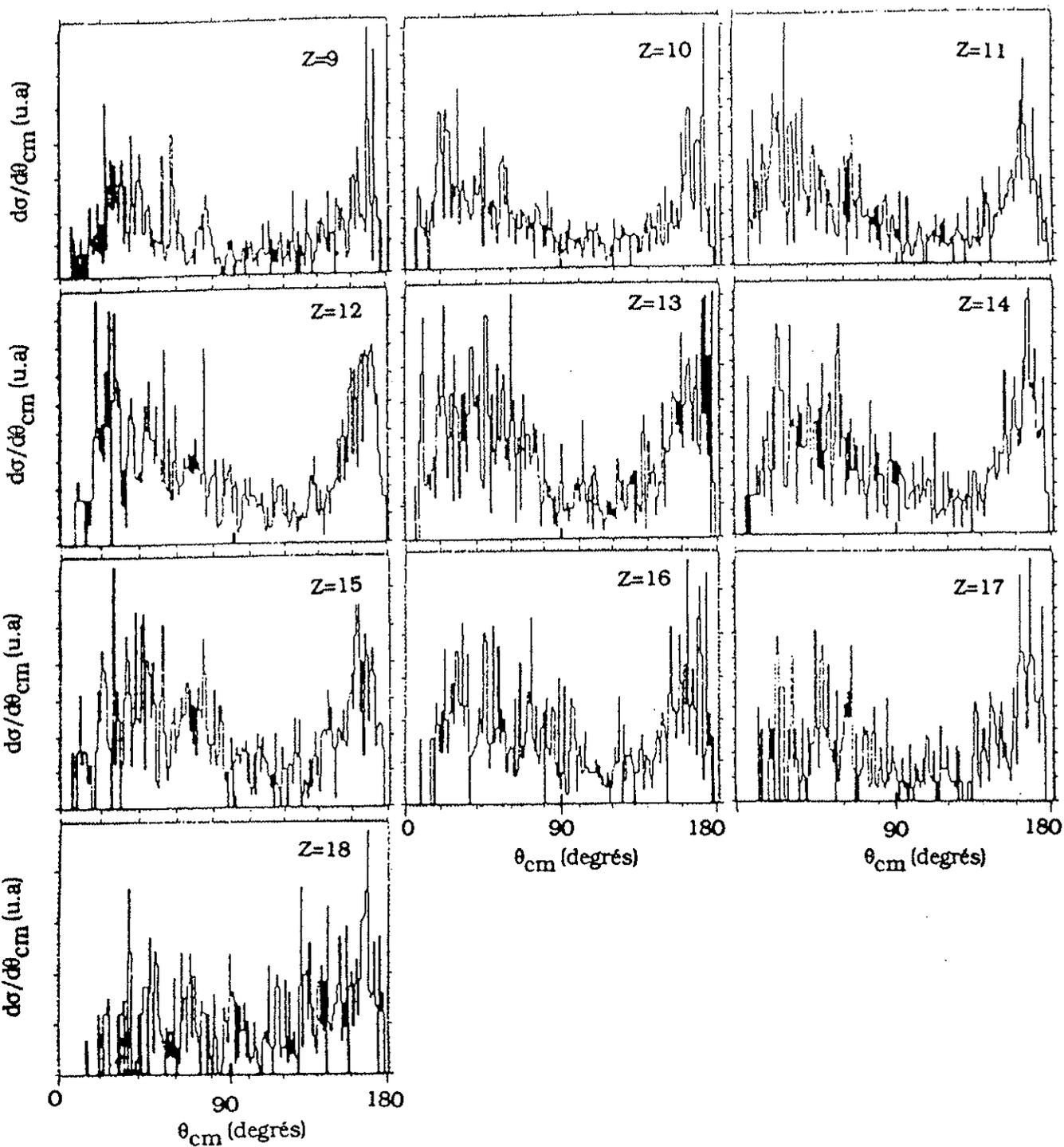


Figure n° V-14-c): Distributions polaires dans le référentiel de l'émetteur des deutons en coïncidence avec différents fragments du projectile détectés à  $2.8^\circ$ .

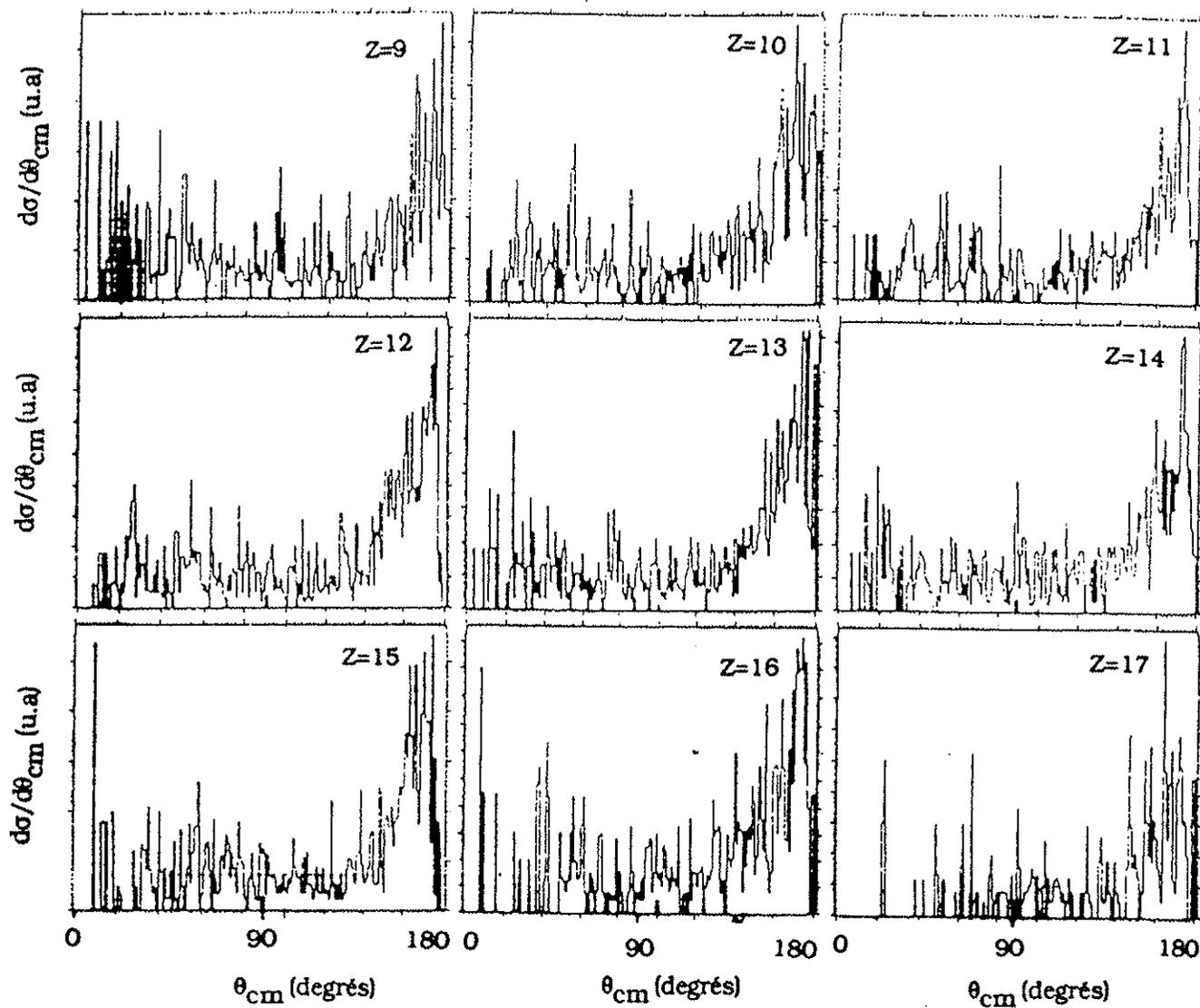


Figure n° V-14-d): Distributions polaires dans le référentiel de l'émetteur des tritons en coïncidence avec différents fragments du projectile détectés à  $2.8^\circ$ .

#### IV) Conclusions

L'analyse faite à partir des corrélations vitesse de recul-vitesse relative révèle la présence d'une seule source de production des particules légères chargées; source dont la vitesse est proche mais en deçà de celle du projectile. Au regard de ces corrélations et des corrélations en énergie du paragraphe II) il semblerait que ces données soient en accord avec l'hypothèse d'une désexcitation séquentielle par un noyau thermalisé. Les alphas seraient émis dans les premières étapes car ils présentent des valeurs de vitesse relative plus grandes que les protons.

Néanmoins, un certain nombre de caractéristiques semble indiquer que le processus à l'origine de la production des particules alpha devrait être différent de celui relatif à l'émission de protons. Ainsi, les distributions polaires centre de masse montrent une importante quantité de protons émis à l'avant dans le référentiel de l'émetteur par rapport à l'émission arrière alors que le phénomène contraire se produit pour les alphas. Les distributions spatiales des alphas sont asymétriques et très piquées du côté opposé à la détection du fragment secondaire tandis qu'elles présentent un aspect étalé pour les protons. Les deutons et les tritons ont un comportement intermédiaire entre protons et alphas.

L'augmentation de la multiplicité de particules légères chargées lorsque la charge du fragment secondaire décroît suggère l'existence de fortes valeurs de l'énergie d'excitation du fragment primaire puisqu'il n'existe qu'une source d'émission mise en évidence par les corrélations vitesse de recul-vitesse relative.

Ceci nous permet donc d'ores et déjà de douter du caractère participant-spectateur de la réaction et nous incite plutôt à nous rapprocher d'un modèle donnant beaucoup d'énergie d'excitation aux fragments primaires même si le processus de désexcitation ne peut être qu'une simple désexcitation séquentielle par un noyau thermalisé.

A la vue des résultats expérimentaux, nous sommes tentés de nous poser un certain nombre de questions. Les différences observées entre alphas et protons sont-elles liées à la géométrie de notre dispositif? Si ce n'est pas le cas quelles différences peuvent bien exister entre les deux processus d'émission des alphas et des protons? Quelles est la contribution d'une désexcitation par un noyau équilibré dans ces mécanismes? Est-il possible de déduire une énergie d'excitation du fragment primaire et de connaître la répartition de l'énergie d'excitation entre la cible et le projectile? Nous allons chercher à répondre à toutes ces questions en comparant nos données expérimentales à une simulation d'un processus d'évaporation d'un noyau thermalisé dans le chapitre suivant.

Références du chapitre V.

- (1): J.C.Steckmeyer, G. Bizard, R.Brou, P. Eudes, J.L. Laville, J.B. Natowitz, J.P. Patry, B.Tamain, A. Tiphagne, H. Doubre, A. Peghaire, J. Peter, E. Rosato, J.C. Adolf, A. Kamilli, G. Rudolf, F. Scheibling, F. Guilbault, C. Lebrun, F. Hannappe, Nucl. Phys. A500 (1989)372.
- (2): P.L. Gonthier, B. Bouma, P. Harper, R. Ramaker, C.A. Cebra, Z.M. Koenig, D. Fox and G.D.Westfall, Phys. Rev. C35 (1987)1946.
- (3): M. Westenius, M.Berg, H.A. Gustaffson, B.Jakobsson, A. Kristiansson, A. Oskarsson, H.Ryde, S. Kox, F. Merchez, F. Schussler, J.P. Bondorf, O.B. Nielsen, E. Andersen, G.Lovoiden,T.F. Thorsteinsen, M. Maurel, Nucl. Phys. A509 (1990) 630.
- (4): G. Bizard, R. Brou, H. Doubre, A. Drouet, F. Guilbault, F. Hannappe, J.M. Harasse, J.L.Laville, C. Lebrun, A. Oubahadou, J.P. Patry, J. Peter, G. Ployart, J.C. Steckmeyer and B.Tamain, Phys. Lett. B172 (1986) 301.
- (5): C. Pruneau, L. Potvin, R. Roy, C. St. Pierre, G.C. Ball, R. Bougault, E. Hagberg, D. Horn, D.Cebra, D. Fox, G.D. Westfall, Nucl. Phys. A500 (1989) 168.
- (6): J.L. Charvet, F. Gadi, R. Dayras, B. Faure, R. Legrain, E.C. Pollacco, J.P. Wieleczko, G. Lanzano, A. Pagano, H. Delagrangé and B. Heusch, Proceedings of the XXVIII International Winter Meeting on Nuclear Physics. BORMIO 1990. p.351.



## CHAPITRE VI

### INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Le chapitre précédent a permis de constater que les particules légères chargées étudiées étaient corrélées aux fragments secondaires du projectile détectés en coïncidence. Les fortes valeurs des énergies d'excitation imparties aux fragments primaires qui peuvent être déduites des multiplicités semblent favoriser l'hypothèse d'une réaction binaire avec échange de nucléons entre projectile et cible par rapport à un mécanisme d'abrasion-ablation. Cependant, s'il est visible qu'une partie des particules légères a pour origine une évaporation séquentielle, celles-ci présentent des caractéristiques qui dépendent de leur nature. Nous nous proposons dans ce chapitre d'étudier ces différences par la simulation d'un mécanisme d'évaporation où les propriétés géométriques du dispositif expérimental sont prises en compte. Les principales hypothèses de la simulation sont l'émission isotrope des particules légères dans le référentiel du noyau émetteur et la dépendance des pentes des distributions en énergie centre de masse suivant la température de la source émettrice. Ces hypothèses seront testées une à une au moyen des observables qui ont été définies dans le chapitre V au travers d'une reconstruction cinématique. Les accords entre les données expérimentales et la simulation nous permettront de déterminer l'origine des particules légères chargées selon leur type. Pour expliquer les désaccords observés, nous proposerons un scénario pour le processus de la réaction qui, de part sa nature, ne permet pas d'obtenir de façon rigoureuse l'énergie d'excitation du projectile primaire. Les résultats du modèle de Tassan-Got seront également présentés. Ils auront essentiellement pour but de vérifier que l'étape évaporative présente dans ce modèle donne les mêmes caractéristiques que celles obtenues par notre simulation.

#### 1) Traitement du processus d'évaporation

##### I-1) Hypothèses

La simulation que nous avons réalisée repose sur les hypothèses suivantes:

-1): Les fragments primaires sont des noyaux d' $^{40}\text{Ar}$  à l'équilibre thermique. Nous nous sommes donc placés dans des conditions semblables à celles obtenues par le modèle de Tassan-Got où la distribution en masse du fragment primaire est très piquée autour du projectile comme le montre la figure n° VI-1

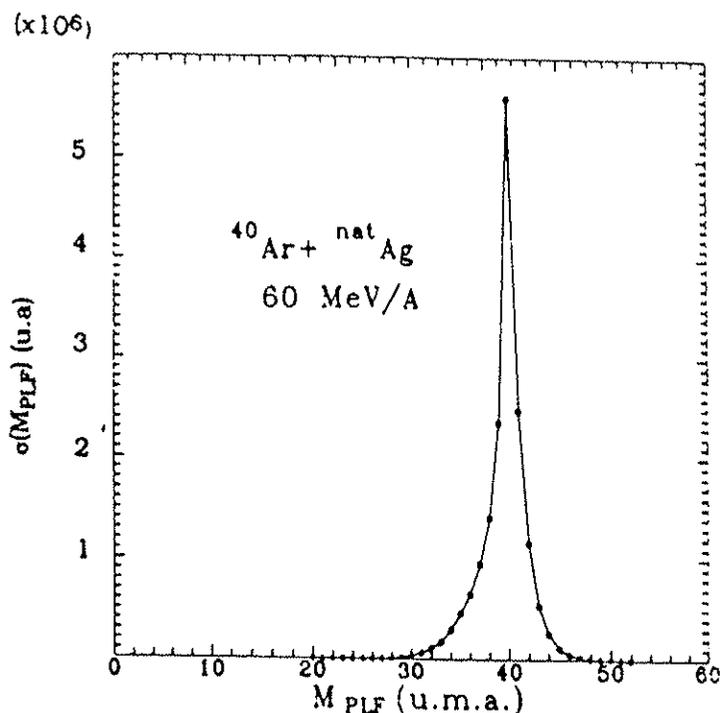


Figure n° VI-1: Distribution en masse des fragments primaires obtenue par le modèle de Tassan-Got.

-2): La distribution en vitesse des fragments primaires est supposée être identique à celles mesurées <sup>(1)</sup> pour les fragments secondaires proches du projectile. Elle a une forme gaussienne centrée autour de  $9.02 \text{ cm/ns}$  ( $V_{\text{faisceau}} = 10.168 \text{ cm/ns}$ ). Cette valeur correspond aux vitesses de la source proche du projectile déduites de l'analyse en sources des distributions inclusives en énergie des particules légères chargées. Nous avons pris pour largeur à mi-hauteur de la gaussienne en vitesse une valeur de  $0.483 \text{ cm/ns}$ , ce qui correspond à une variance d'impulsion longitudinale  $\sigma_{//}$  de  $300 \text{ MeV/c}$ . La largeur de cette gaussienne fait appel aux résultats de la référence (1).

-3): Les distributions angulaires des fragments primaires suivent une loi exponentielle en  $\exp(-\gamma \cdot \theta_{\text{lab}})$  où  $\gamma$  a été pris égal à  $0.83 \text{ deg}^{-1}$ . Cette valeur est légèrement inférieure à la valeur de  $1.35$  de la référence (2). En fait, si l'on se réfère à la figure n° IV-4 ce paramètre  $\gamma$  correspond à un fragment secondaire de numéro atomique  $Z=13$ .

-4): La compétition entre l'émission des particules légères chargées est définie à partir du rapport des multiplicités mesurées. Ces rapports variant avec la charge du fragment secondaire, nous avons pris pour référence les rapports des multiplicités associées à un

fragment de charge égale à 9 soit des compétitions d'émission normalisées à un selon le tableau n° VI-1 ci-dessous. Les neutrons ont été pris en compte et nous avons supposé que leur émission était équivalente à celle des protons.

	alpha	triton	deuton	proton	neutron
Probabilité d'émission	0,4	0,07	0,13	0,2	0,2

**Tableau n°VI-1: Valeur des probabilités d'émission des particules dans la simulation d'un processus d'évaporation par un noyau thermalisé.**

-5): Les spectres en énergie des particules légères sont des Maxwelliennes dans le référentiel des fragments émetteurs avec les paramètres de barrière coulombienne et de diffusivité utilisés lors des fits en sources des distributions en énergie. Il vient:

$$P(E_{cm}) = C.(E_{cm})^{1/2}.\exp(-E_{cm}/T).(1+\exp((E_c-E_{cm})/\Delta))^{-1} \quad (1)$$

Le paramètre température intervenant dans ces distributions est redéfini à chacune des étapes de la désexcitation à partir de la conservation de l'énergie totale et en prenant un paramètre de densité de niveau a égal à A/8. Les particules sont émises de façon isotrope dans le référentiel de leur source émettrice. Nous ajouterons, qu'à chaque étape de l'évaporation, nous avons tenu compte du Q de la réaction en le fixant à 5 MeV pour toutes les particules.

A partir de ces hypothèses, nous avons réalisé un calcul Monte-Carlo en introduisant la géométrie du dispositif expérimental. A chaque fois qu'un fragment était détecté entre 2.5° et 3.5° en coïncidence avec au moins une particule légère dans notre hodoscope, nous avons conservé l'événement et calculé les différentes grandeurs définies dans le paragraphe III-1) du chapitre V. Les comparaisons avec les résultats expérimentaux se limiteront par la suite aux cas des alphas et des protons et nous ne considérerons principalement que les fragments secondaires de charge égale à 9. Toutefois, une comparaison entre expérience et simulation des distributions en angle polaire centre de masse dans le cas d'un fragment de Z=14 plus proche du projectile sera présentée en choisissant une énergie d'excitation initiale adéquate favorisant la production de tels fragments.

### I-2) Commentaires sur le choix de la masse primaire et de son énergie d'excitation.

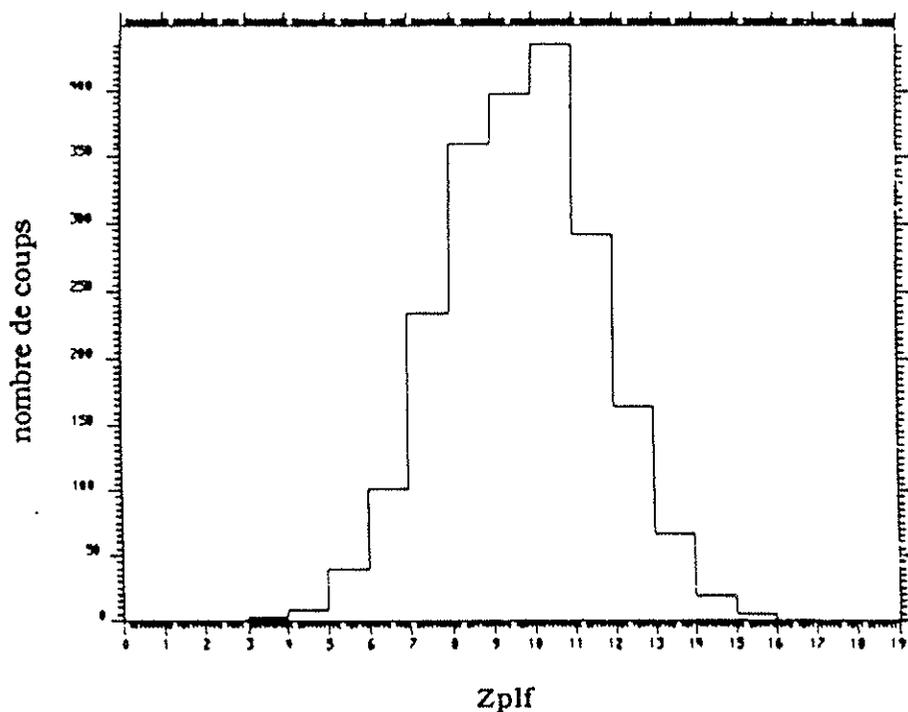
Pour approcher la réalité physique, les ingrédients de la simulation devraient être au moins les distributions de masses primaires et de leurs énergies d'excitation ( on négligerait par exemple le moment angulaire). Cela nécessiterait une modélisation qui certes peut être réalisée en utilisant les travaux de Dayras ou de Tassan-Got mais occulterait l'aspect de démonstration expérimentale que nous recherchons.

Le choix des fragments primaires équivalents au projectile a été guidé par les

observations expérimentales <sup>(1-2)</sup> qui dans des analyses de coïncidences entre fragments du projectile et de la cible ont conclu que les masses primaires s'éloignaient peu des masses de la voie d'entrée. Ce fait est d'ailleurs bien reproduit par le modèle de Tassan-Got.

Le choix de l'énergie d'excitation est plus délicat puisque l'on pourrait s'attendre à une large distribution tout en remarquant que dans un domaine assez grand elle est relativement plate. Nous savons par la donnée des multiplicités de particules légères chargées que nous pouvons suggérer que de très grandes énergies d'excitation peuvent être atteintes.

Le choix de l'énergie d'excitation de notre calcul gouverne la région de masse des fragments secondaires qui est peuplée, les probabilités relatives des différentes voies de désintégration ont aussi une légère influence mais elles varient peu avec la nature des fragments secondaires détectés. Ainsi, dans le cas d'une énergie d'excitation de 120 MeV, la distribution obtenue par la simulation est une gaussienne centrée autour des charges  $Z=9,10$  (cf figure n° VI-2). Notre simulation ne peut reproduire la distribution en charge des fragments secondaires et nous devons choisir l'énergie d'excitation afin de peupler la région que l'on cherche à étudier. Néanmoins, notre but n'est que d'étudier la variation des variables cinématiques définies au chapitre V et comme nous nous intéressons à la désintégration d'un quasi-projectile en particules légères chargées, celles-ci seront peu influencées par la longueur de la chaîne de désexcitation puisque la masse évaporée à chaque étape est faible au regard du résidu du projectile, la longueur de cette chaîne étant fixée par l'énergie d'excitation.



**Figure n° VI-2: Distribution en charge des fragments secondaires obtenus par notre simulation en fixant l'énergie d'excitation d'un argon primaire à 120 MeV.**

Pour mettre en évidence le fait que le choix de l'énergie d'excitation du fragment primaire altère peu les distributions en angle polaire centre de masse ou les corrélations vitesse de recul-vitesse relative, nous avons représenté sur la figure n° VI-3 les résultats donnés par notre simulation pour trois énergies d'excitation différentes à savoir 40, 80 et 120 MeV en supposant toujours un fragment primaire équivalent au projectile et en nous limitant au cas des alphas et des protons. Pour ces énergies d'excitation, les distributions des fragments secondaires sont des gaussiennes centrées respectivement sur  $Z=14$  pour 40 MeV,  $Z=12$  pour 80 MeV et  $Z=9$  pour 120 MeV. Les représentations ont donc été obtenues en sélectionnant chacune de ces charges en coïncidence avec une particule légère. Nous constatons sur cette figure qu'au fur et à mesure que l'énergie d'excitation augmente les vitesses relatives atteignent des valeurs de plus en plus élevées. Toutefois, l'aspect général de ces corrélations est conservé. Pour les distributions  $\theta_{cm}$  la variation de l'énergie d'excitation influence peu la forme des distributions relatives aux protons. Nous constatons que pour ces particules les distributions sont essentiellement caractérisées par deux bosses correspondant aux émissions avant et arrière dans le centre de masse de l'émetteur. On notera par contre que dans le cas des alphas la forme est légèrement différente pour une énergie d'excitation de 40 MeV où la distribution a presque une forme de cloche. La raison principale est due aux plus faibles vitesses relatives qui, conjuguées à la distribution angulaire du projectile primaire fortement piquée à l'avant, augmente l'efficacité de détection des particules alphas dans l'hodoscope pour cette énergie d'excitation. Les différences entre les énergies d'excitation de 80 et 120 MeV sont négligeables. Nous reviendrons plus en détail par la suite sur la forme de ces distributions angulaires centre de masse qui dépend fortement du filtre expérimental.

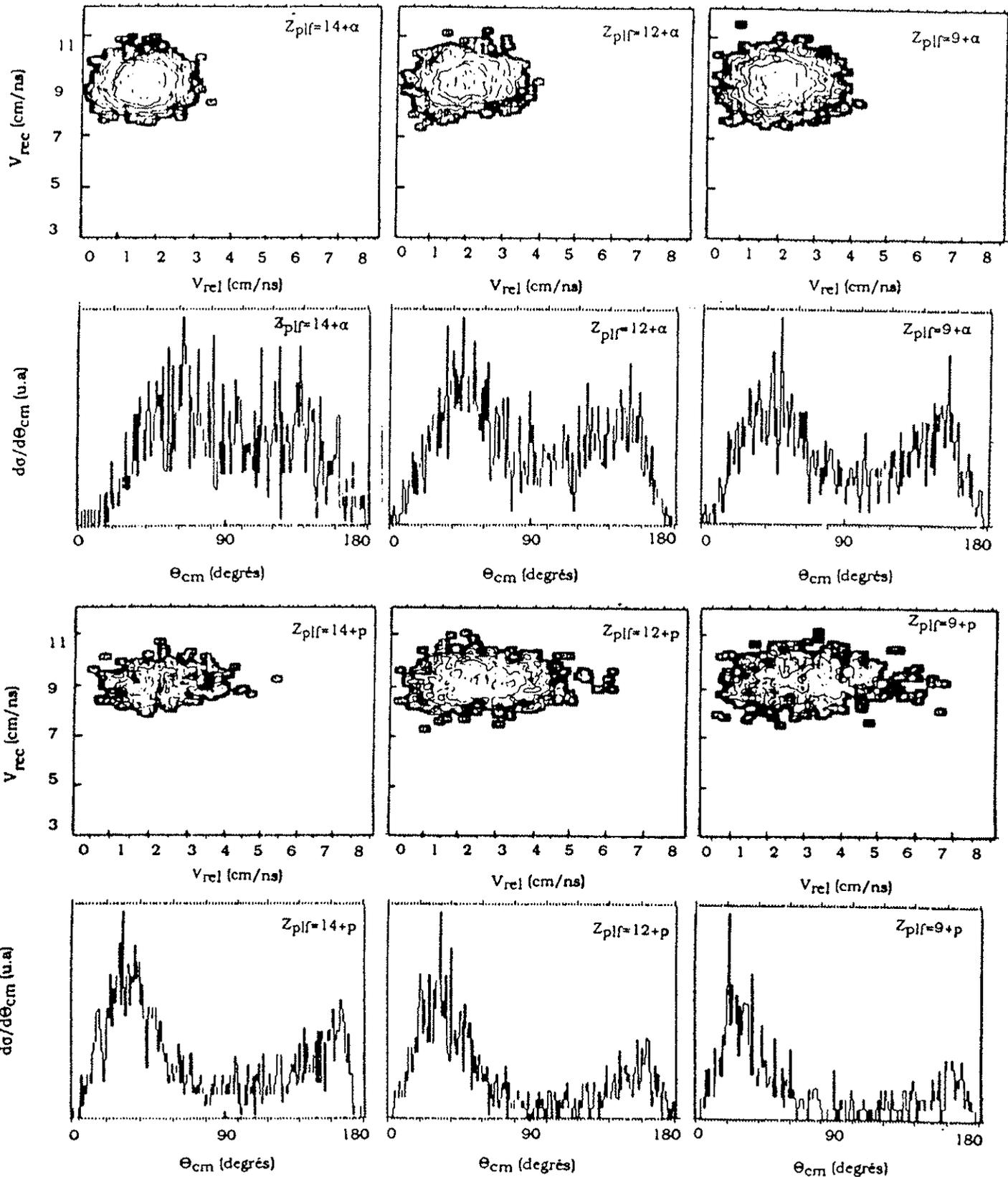
$E_{PLF}^* = 40 \text{ MeV}$  $E_{PLF}^* = 80 \text{ MeV}$  $E_{PLF}^* = 120 \text{ MeV}$  146

Figure n° VI-3: Représentations  $V_{rel}$ - $V_{rec}$  et distributions  $\theta_{cm}$  pour différentes valeurs de l'énergie d'excitation initiale fixée dans notre simulation. Les charges des fragments secondaires émis entre  $2.5^\circ$  et  $3.5^\circ$  en coïncidence avec les protons ou les alphas sont indiquées sur ces figures et dépendent de l'énergie d'excitation initiale.

### II) Comparaison des corrélations vitesse de recul-vitesse relative

Nous avons pu voir au chapitre V que les corrélations vitesse de recul-vitesse relative se comportaient de façon similaire pour les protons et les alphas. Ce comportement se manifeste essentiellement par l'apparition d'une seule distribution de vitesse de recul dont la largeur augmente lorsque la charge du fragment secondaire décroît. De plus, nous avons constaté que les valeurs maximales des vitesses relatives atteintes étaient plus importantes dans le cas des alphas que dans le cas des protons.

Nous représentons sur la figure n° VI-4 le résultat de notre simulation pour un fragment de  $Z=9$  émis entre  $2.5^\circ$  et  $3.5^\circ$  en coïncidence avec des alphas ( figure n° VI-4-b ) et des protons ( figure n° VI-4-d ) comparé aux données expérimentales (  $\theta_{PLF}=2.8^\circ$  ) ( figure n° VI-4-a) pour les alphas et figure n° VI-4-c) pour les protons ). La vitesse du faisceau ( notée  $V_{beam}$  ) est indiquée par une flèche ainsi que la vitesse coulombienne ( notée  $V_{coulomb}$  ).

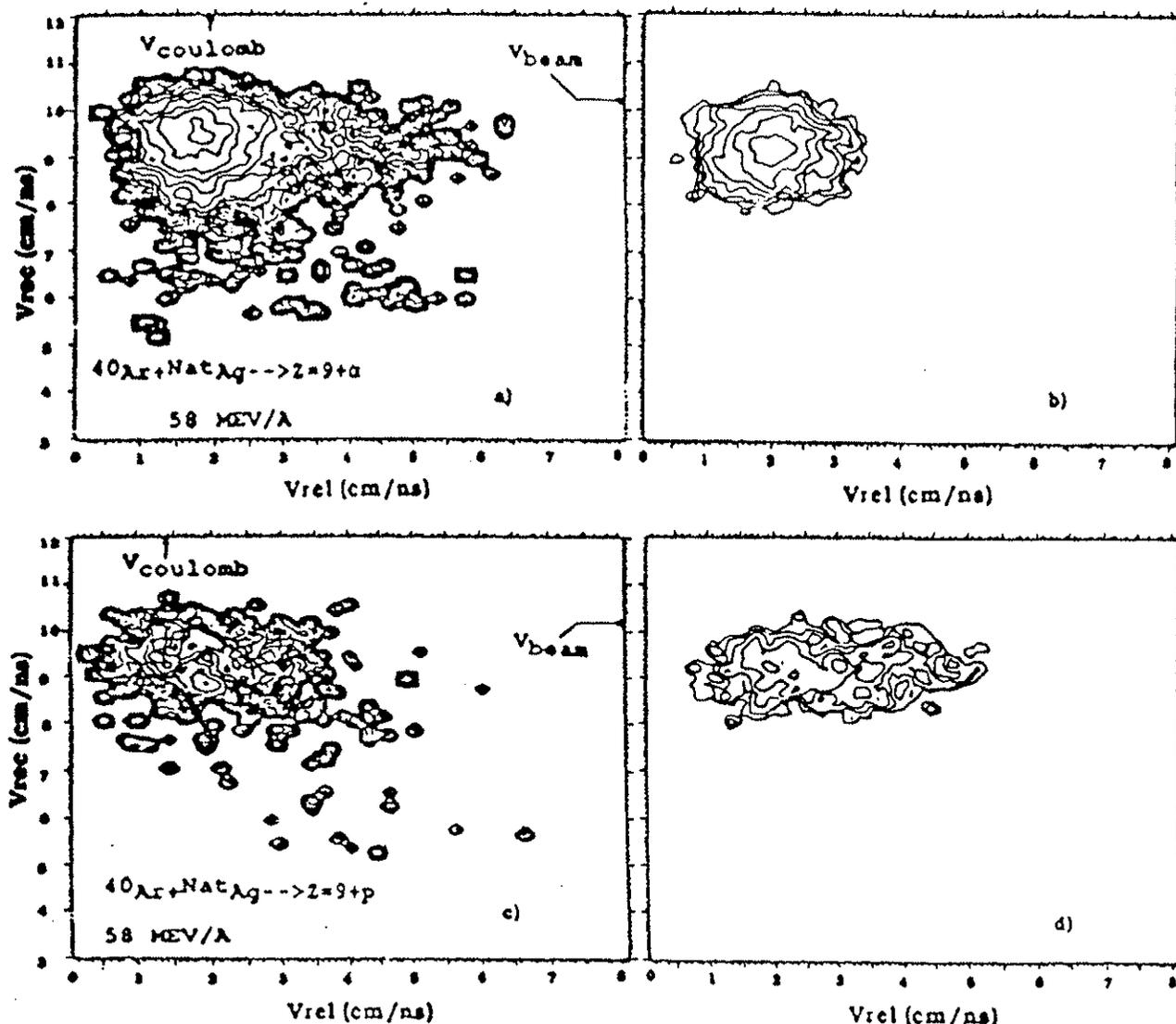


Figure n° VI-4: Corrélations vitesse de recul-vitesse relative pour les alphas (a) et les protons (c) détectés en coïncidence avec un fragment de  $Z=9$  comparées à la simulation pour des alphas (b) et des protons (d)

L'accord avec les données est très satisfaisant pour les protons aussi bien en vitesse de recul qu'en vitesse relative. Par contre, même si 80% des données expérimentales relatives aux alphas sont en accord avec les calculs de la simulation, les grandes vitesses relatives mesurées expérimentalement ne peuvent être reproduites dans la simulation. Ce résultat est essentiellement lié au fait que nous choisissons les énergies cinétiques dans une distribution Maxwellienne en énergie donnée par l'expression (1).

Puisque nous ne pouvons pas reproduire ces événements, leur origine n'est probablement pas liée à un processus de désexcitation séquentielle par une source thermalisée. Ceci ne signifie pas pour autant que 80% des alphas et 100% des protons sont produits par l'évaporation d'une source à l'équilibre thermique, mais seulement qu'ils sont bien corrélés au fragment secondaire détecté c'est à dire issus d'un même noyau. Pour tester la nature équilibrée du noyau émetteur, nous devons vérifier que les particules légères chargées sont émises de façon isotrope dans le référentiel de l'émetteur.

### III) Distribution des angles polaires centre de masse

Les distributions angulaires centre de masse des particules légères chargées sont un bon moyen de tester si le noyau émetteur émet de façon isotrope. En effet, en dépit de toute une chaîne de désexcitation faisant intervenir plusieurs particules légères chargées, leur petite masse a pour effet de ne dévier que faiblement de sa trajectoire initiale le noyau lourd qui les émet. Par conséquent, même après plusieurs évaporations, la valeur  $\theta_{cm}$  extraite n'est pas très différente de l'angle polaire vrai. Expérimentalement, nous n'avons pas accès à cette dernière quantité puisque le calcul de l'angle polaire s'effectue à la fin du processus d'évaporation en imposant la détection d'un fragment secondaire à  $2.8^\circ$ . Nous avons cependant vérifié à l'aide de notre simulation qu'il n'existait effectivement pas de différence notable entre les distributions  $\theta_{cm}$  extraites en fin de chaîne de désexcitation et celles obtenues en prélevant la valeur  $\theta_{cm}$  à chaque étape de l'évaporation.

Les résultats du chapitre V relatifs aux distributions polaires centre de masse ont montré une différence de forme entre alphas et protons. Les distributions polaires des protons présentaient une bosse très prononcée entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$  correspondant à l'émission avant dans le référentiel de l'émetteur et une bosse plus faible pour l'émission arrière, c'est à dire pour les valeurs de  $\theta_{cm}$  comprises entre  $90^\circ$  et  $180^\circ$ . A l'opposé, les alphas présentaient une bosse d'émission arrière plus importante que celle de l'émission avant. D'autre part, les deutons semblaient se comporter comme les protons alors que les tritons montraient la même tendance que les alphas.

A ce stade, nous en avons conclu qu'il pouvait s'agir soit d'un mécanisme de production des protons différent de celui des alphas soit d'un effet lié à la géométrie du dispositif expérimental. La présence d'une transition régulière dans la forme des distributions des angles polaires  $\theta_{cm}$  en fonction de la masse de la particule émise pourrait effectivement avoir une origine purement cinématique.

Nous représentons les distributions des angles polaires  $\theta_{cm}$  données par la simulation sur les figures n° VI-5-a) et n° VI-5-b) relatives respectivement aux alphas et aux protons. L'histogramme en forme de cloche a été obtenu en considérant que toutes les particules légères chargées de même nature étaient détectées dans  $4\pi$  alors que l'histogramme lissé par une courbe représente les distributions  $\theta_{cm}$  en imposant à ces mêmes particules d'être détectées dans l'hodoscope de BaF<sub>2</sub>. Ceci nous permet de mesurer l'effet du dispositif expérimental sur cette variable.

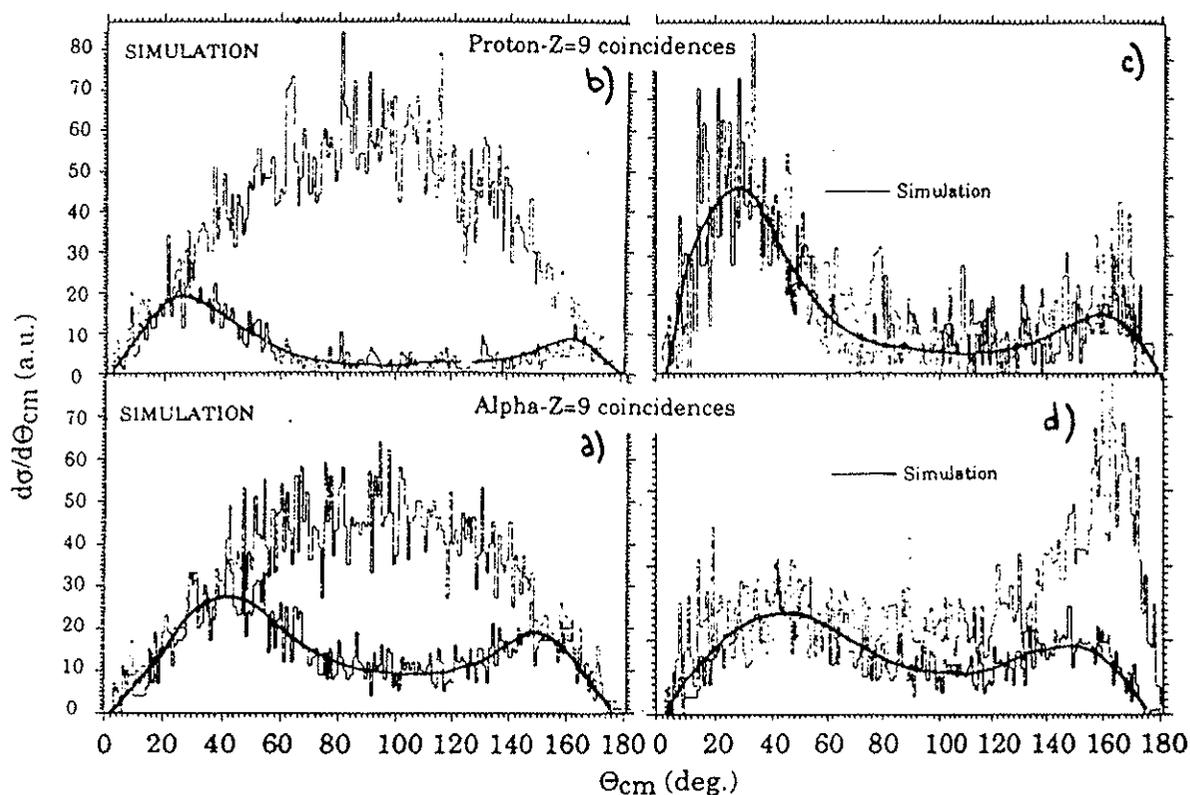


Figure n° VI-5: Influence de la géométrie du dispositif expérimental sur les distributions angulaires centre de masse des protons (b) et des alphas (a). Comparaison expérience-simulation des distributions  $\theta_{cm}$  pour les alphas (d) et les protons (c) émis en coïncidence avec un fragment de charge égale à 9 détecté à 2.8°.

Nous n'observons aucune différence entre les particules alphas et les protons. La limitation angulaire due à l'hodoscope a pour effet de faire disparaître la distribution en forme de cloche et deux bosses correspondant aux émissions avant et arrière apparaissent. La bosse de l'émission avant est toujours plus importante que celle de l'émission arrière quelque soit le type de la particule en raison du jacobien permettant de passer du laboratoire au référentiel de l'émetteur. Nous en concluons que la différence observée

expérimentalement entre protons et alphas n'est pas liée à la géométrie et qu'il s'agit bien d'un changement dans le processus de production de ces particules légères chargées. La similitude entre les résultats expérimentaux et le calcul pour les rapports entre les émissions avant et arrière peut suggérer que les protons sont effectivement issus d'une désexcitation séquentielle par un noyau équilibré tandis qu'une partie des alphas a une autre origine.

Afin de connaître dans quelles proportions les alphas et les protons sont émis par un noyau thermalisé, nous avons normalisé les distributions polaires  $\theta_{cm}$  par rapport à la bosse expérimentale correspondant à l'émission avant. Les figures n°VI-5-c) et n°VI-5-d) relatives respectivement aux protons et aux alphas, représentent la comparaison expérience-simulation. Les histogrammes font référence aux distributions polaires expérimentales et les distributions simulées et normalisées ont été lissées par une courbe.

L'accord est parfait pour les protons tandis qu'il existe un certain nombre d'alpha émis à l'arrière qui ne peuvent être reproduits par le calcul. La même démarche a été réalisée pour un fragment de  $Z=14$  en fixant l'énergie d'excitation initiale à 40 MeV. Nous pouvons voir sur les figures n° VI-6 a) ( alphas ) et n° VI-6-b) ( protons ) la comparaison expérience-simulation. Les histogrammes lissés par une courbe correspondent à la simulation tandis que les histogrammes non lissés sont issus de l'expérience.

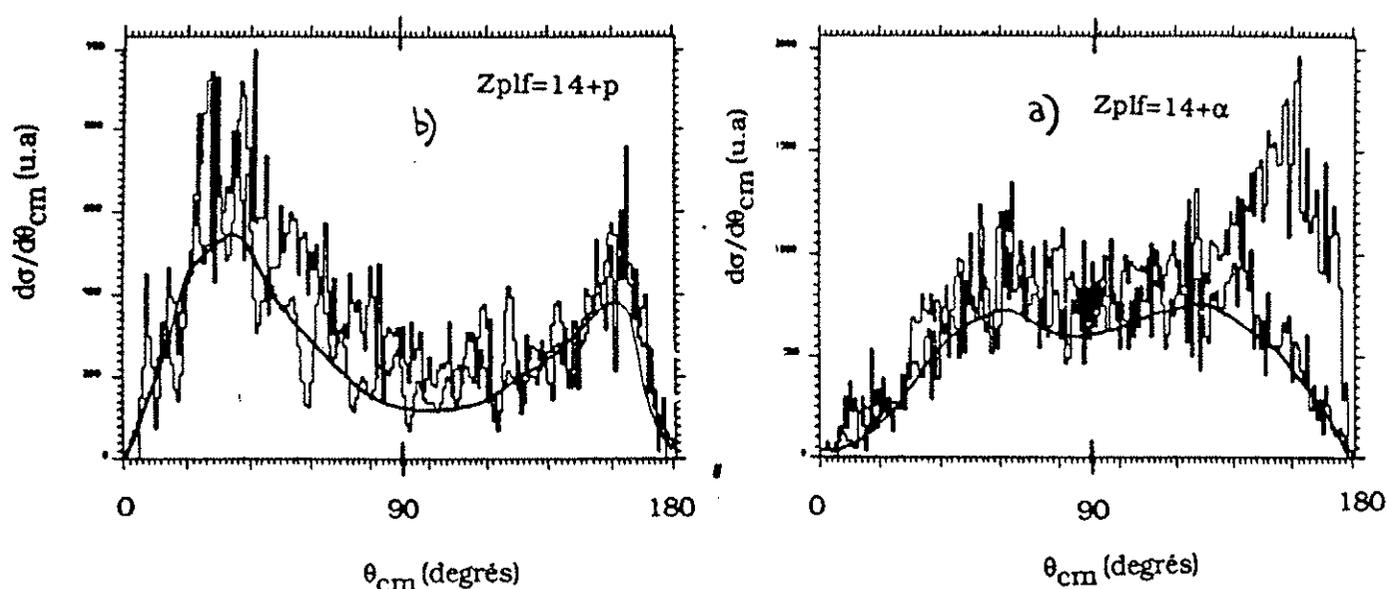


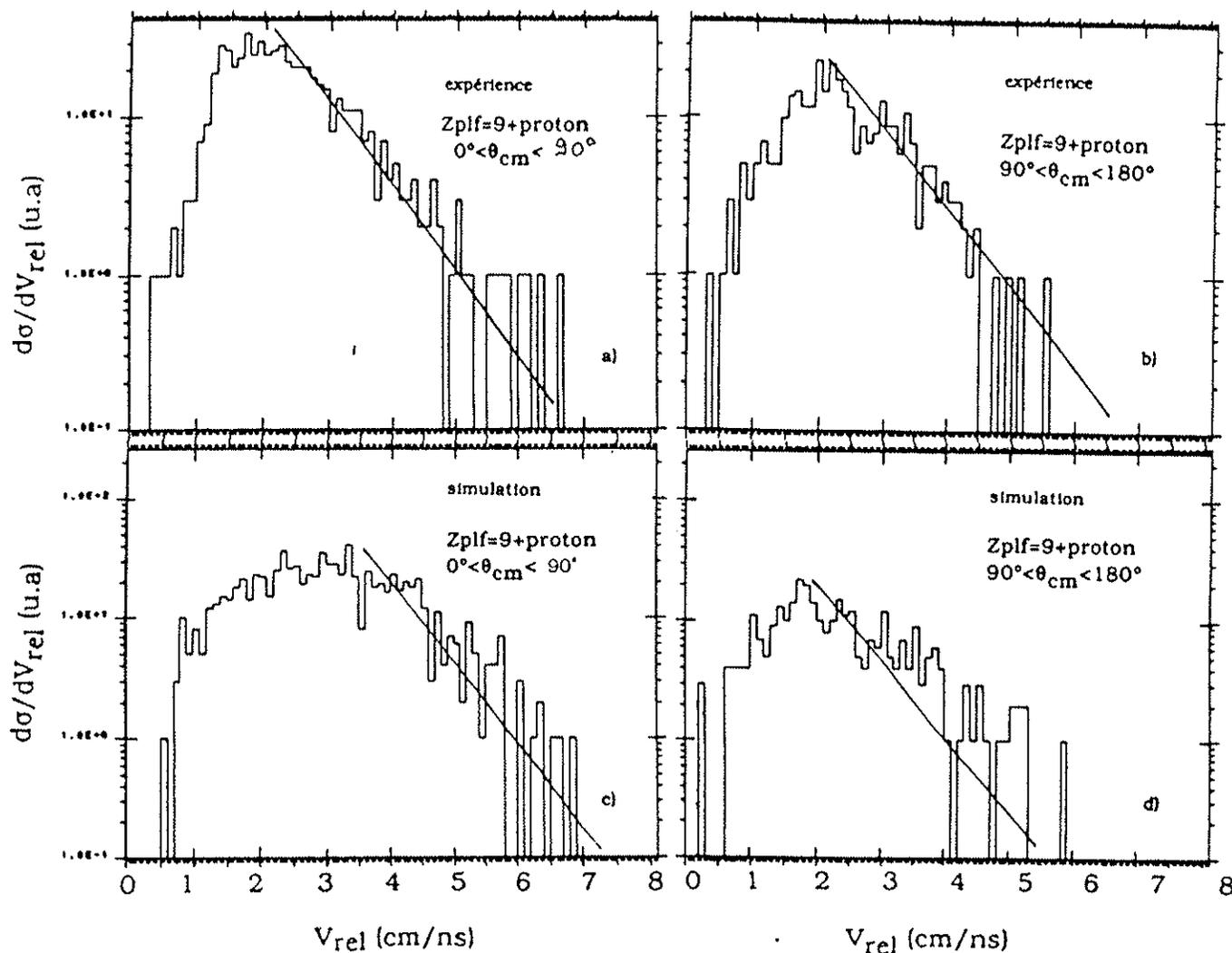
Figure n° VI-6: Comparaison expérience simulation des distributions  $\theta_{cm}$  pour un fragment de charge égale à 14 émis à  $2.8^\circ$  avec des protons (b) et des alphas (a).

Là encore, on constate un excès d'alphas émis à l'arrière tandis que les distributions  $\theta_{cm}$  des protons sont bien reproduites par la simulation Afin d'évaluer le nombre d'alphas issus d'un noyau thermalisé, nous avons calculé les événements présents d'une part dans la distribution expérimentale et d'autre part dans la distribution simulée et normalisée. Le rapport de ces deux quantités nous a permis de constater que 45% des alphas détectés en coïncidence avec un fragment de charge 9 n'étaient pas reproduites par une désexcitation séquentielle. La même procédure appliquée aux protons donne 15% de protons de prééquilibre.

Néanmoins les pourcentages extraits sont-ils significatifs? En effet, si nous avons testé le degré d'anisotropie, il reste une condition à remplir pour pouvoir parler de noyau équilibré. En effet, les distributions en énergie centre de masse doivent être indépendantes de la direction d'émission de la particule. En particulier, les événements correspondant à l'émission arrière doivent présenter une pente de distribution en énergie similaire à celle des événements émis à l'avant puisque cette pente n'est fonction que de la température effective moyennée sur l'ensemble des désintégrations. En fait, avec notre simulation, les proportions de non-équilibre extraites sont sous-estimées. Notre normalisation ne serait pas justifiée s'il existe une différence dans la pente des distributions en énergie centre de masse entre émission avant et arrière. Notons cependant qu'il est difficile d'effectuer une normalisation différente de celle réalisée puisqu'il n'existe pas à proprement parler d'autres critères. Nous allons chercher dans le paragraphe suivant à tester la validité de cette normalisation ainsi que la nature équilibrée du noyau émetteur.

#### **IV) Distribution des vitesses relatives centre de masse "avant" et "arrière".**

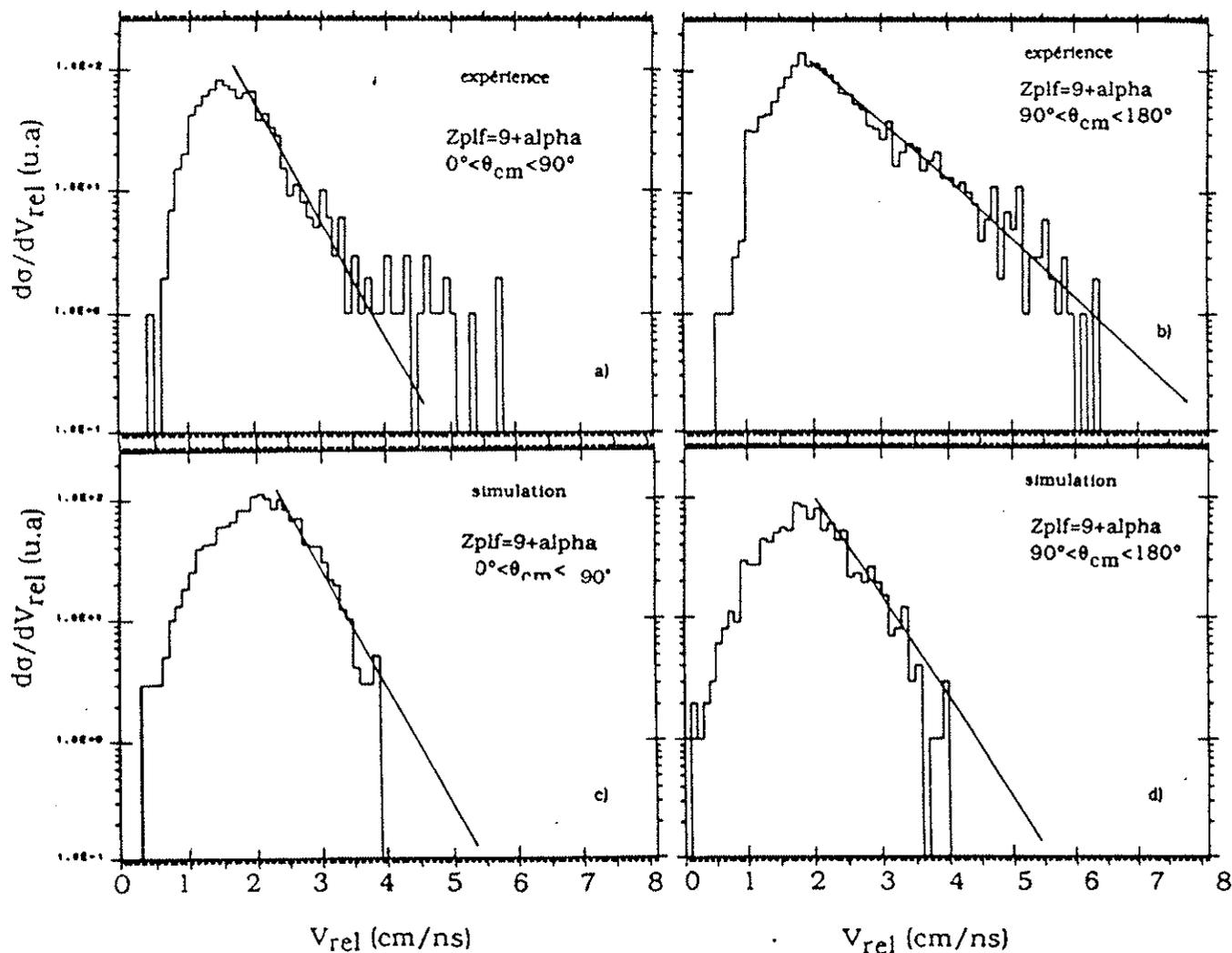
La vitesse relative est proportionnelle à la vitesse centre de masse de la particule légère et donc à la racine de son énergie centre de masse. Ainsi, en échelle logarithmique, la pente des distributions des vitesses relatives dépend de la pente des distributions en énergie centre de masse. Nous avons comparé les pentes des distributions des vitesses relatives des émissions "avant" et "arrière" en qualifiant d'événement émis à "l'avant" toute particule dont l'angle polaire  $\theta_{cm}$  centre de masse était compris entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$  et l'émission "arrière" correspondait à un angle polaire  $\theta_{cm}$  pris entre  $90^\circ$  et  $180^\circ$ . Nous reportons sur la figure n° VI-7-a) et n° VI-7-b) les distributions expérimentales des vitesses relatives des émissions "avant" et "arrière" respectivement pour les protons. Les pentes des distributions sont lissés par des droites pour guider l'oeil. Nous constatons sur ces figures que les pentes sont similaires et en accord avec les prédictions données par la simulation représentées sur les figures n° VI-7-c) ( émission "avant") et n° VI-7-d) ( émission "arrière"). Ainsi, nous avons pu tester non seulement le caractère isotrope de l'émission des protons mais aussi la nature thermalisée du noyau qui les émet puisque la pente des distributions en énergie centre de masse est indépendante de la direction d'émission. Nous pouvons donc en conclure que 85% des protons sont issus d'un processus d'évaporation par un noyau à l'équilibre thermique.



**Figure n° VI-7: Comparaison expérience-simulation des vitesses relatives avant et arrière pour les protons en coïncidence avec un fragment de charge égale à 9 détecté à 2.8°. (cf texte)**

La même démarche a été appliquée aux cas des particules alpha. Nous représentons les résultats expérimentaux des distributions en vitesses relatives correspondant à l'émission "avant" et "arrière" sur les figures n° VI-8-a) et n° VI-8-b) respectivement comparées aux prédictions de la simulation ( cf figure n° VI-8-c) pour l'émission "avant" et n° VI-8-d) pour l'émission "arrière"). Puisque notre simulation suppose un noyau équilibré, il n'existe pas de différences de pente entre les deux types d'émission comme dans le cas des protons. Concernant les résultats expérimentaux, nous pouvons constater que la pente des distributions est plus faible pour l'émission "arrière" comparée à l'émission "avant". Cette différence n'est pas vraiment surprenante puisque nous avons déjà vu au travers des distributions polaires un pourcentage non négligeable d'alphas de non-équilibre. Par contre, elle nous apporte une information supplémentaire sur le caractère du processus d'émission. En termes de température, une telle observation signifierait que les particules alphas émises

à l'arrière sont issues d'un noyau plus chaud que les alphas émis à l'avant. Il s'agit donc de particules émises dans les premières étapes de la réaction. Puisque ces particules émises à l'arrière sont corrélées au fragment du projectile cela signifie également que le fragment primaire n'a pas eu le temps de thermaliser son énergie d'excitation et que celle-ci est localisée dans la partie du projectile ayant été en contact avec la cible juste après l'interaction, région qui correspond justement à l'arrière du projectile primaire. Ceci serait alors compris comme la mise en évidence d'un point chaud présent sur le projectile primaire.



**Figure n° VI-8: Comparaison expérience-simulation des vitesses relatives avant et arrière pour les alphas en coïncidence avec un fragment de charge égale à 9 détecté à  $2.8^\circ$ . (cf texte)**

Une telle interprétation ne suffit cependant pas à expliquer pourquoi les particules alpha sont plus favorisées que les protons dans ce processus. Plutôt que de parler de point chaud, on peut alors imaginer que la dépendance en masse observée peut être liée à

l'existence d'une déformation du projectile primaire; son élongation à l'arrière étant d'autant plus importante que le paramètre d'impact de la réaction diminue. Dans ces conditions, la déformation favorise l'émission de particules alpha vis à vis des protons et explique également l'existence de grandes vitesses relatives. Elle peut également favoriser l'émission de particules de masses intermédiaires, ce qui nous permettrait alors de dire que la composante relaxée dans les distributions en énergie des fragments de masses intermédiaires ( $3 \leq Z \leq 8$ ) est aussi issue des collisions périphériques. L'explication physique de cette déformation pourrait se trouver dans l'influence du champ nucléaire du projectile ou de la cible qui, conjuguée à l'énergie cinétique initiale du projectile, serait juste assez importante pour que les nucléons restent attachés au projectile primaire durant un certain laps de temps. On comprendrait ainsi pourquoi le taux de production de fragments de masse intermédiaire émis à l'arrière est plus important que celui de fragments de masse intermédiaire émis à l'avant ( cf figure n° V-9).

#### **V) Résultats du modèle d'échange stochastique de Tassan-Got.**

L'idée de ce paragraphe est de vérifier que la simplicité de notre simulation n'a pas nuï à la qualité des résultats. Dans ce but, nous les comparons à ceux obtenus à l'aide du modèle plus élaboré proposé par Tassan-Got. Comme nous avons pu le voir au chapitre IV ce modèle à l'avantage de prédire une distribution en masse et en énergie d'excitation du projectile primaire, ce que nous ne possédons pas dans notre simulation même si nous savons que le paramètre "énergie d'excitation " influence peu les observables cinématiques que nous avons extraites. Nous nous sommes limités dans les calculs aux collisions les plus périphériques, c'est à dire que nous n'avons sélectionné que les ondes partielles allant de 400 à 570 Å. Ainsi, avec cette restriction, nous limitons la valeur maximale atteinte par l'énergie d'excitation du projectile primaire à environ 300 MeV. Ce modèle tient également compte de la dépendance de la section efficace avec le paramètre d'impact et la partie évaporative du modèle est issue du code LILITA. Ainsi, les probabilités d'émission sont calculées de façon précise et donc de façon moins arbitraire que dans notre simulation.

Pour des questions de statistique, nous avons sommé tous les événements ayant un fragment secondaire émis entre 1° et 4° quelle que soit sa charge. Nous reportons sur la figure n° VI-9 les corrélations vitesse de recul-vitesse relative pour les alphas et les protons. Tout comme pour notre simulation, les valeurs maximales des vitesses relatives sont atteintes pour les protons et cela s'explique simplement par la similitude des distributions en énergie centre de masse entre protons et alphas puisque le projectile primaire est supposé équilibré.

La figure n° VI-10 est une représentation des distributions  $\theta_{cm}$  prédites par le modèle pour les protons et les alphas. Les formes des distributions sont identiques pour ces deux types de particules.

Enfin, sur la figure n° VI-11, nous constatons qu'effectivement la sélection de l'émission avant ou de l'émission arrière n'influence pas la pente des distributions de vitesses relatives quelle que soit la particule contrairement à ce que l'on peut observer expérimentalement pour les alphas.

Nous n'avons pas poursuivi plus avant l'exploitation de ce modèle car nous avons déjà noté un certain nombre de désaccords avec l'expérience et nous savons que l'ingrédient nécessaire pour reproduire nos résultats, à savoir l'émission de prééquilibre, n'est pas prise en compte. Cette comparaison n'a servi qu'à affirmer la confiance que nous avons dans le calcul des grandeurs cinématiques données par notre simulation.

$$1 \text{ deg.} < \theta_{\text{frag.}} < 4 \text{ deg.}$$

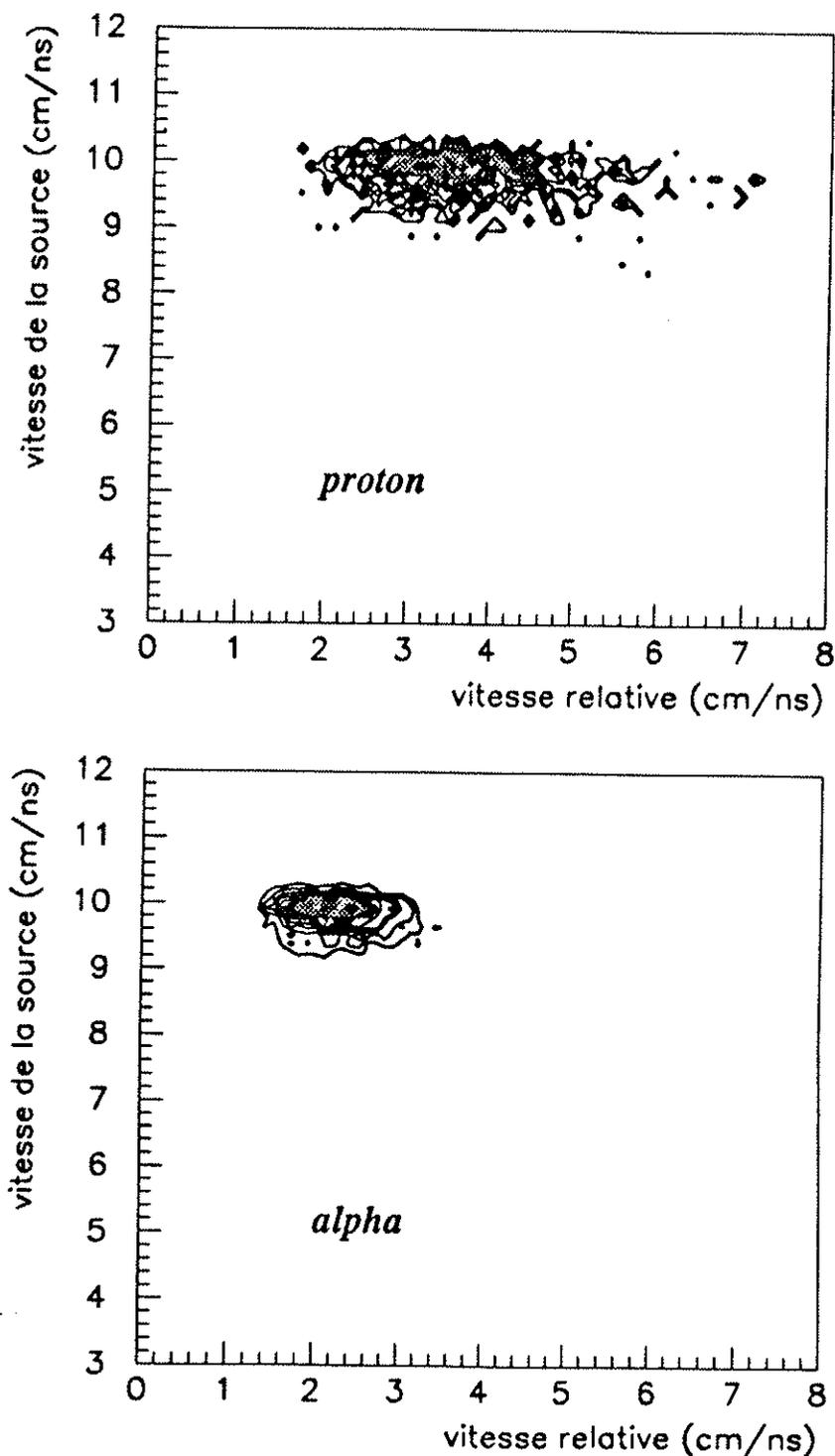


Figure n° VI-9: Corrélations vitesse de recul-vitesse relative données par le modèle de Tassan-Got pour les alphas et les protons.

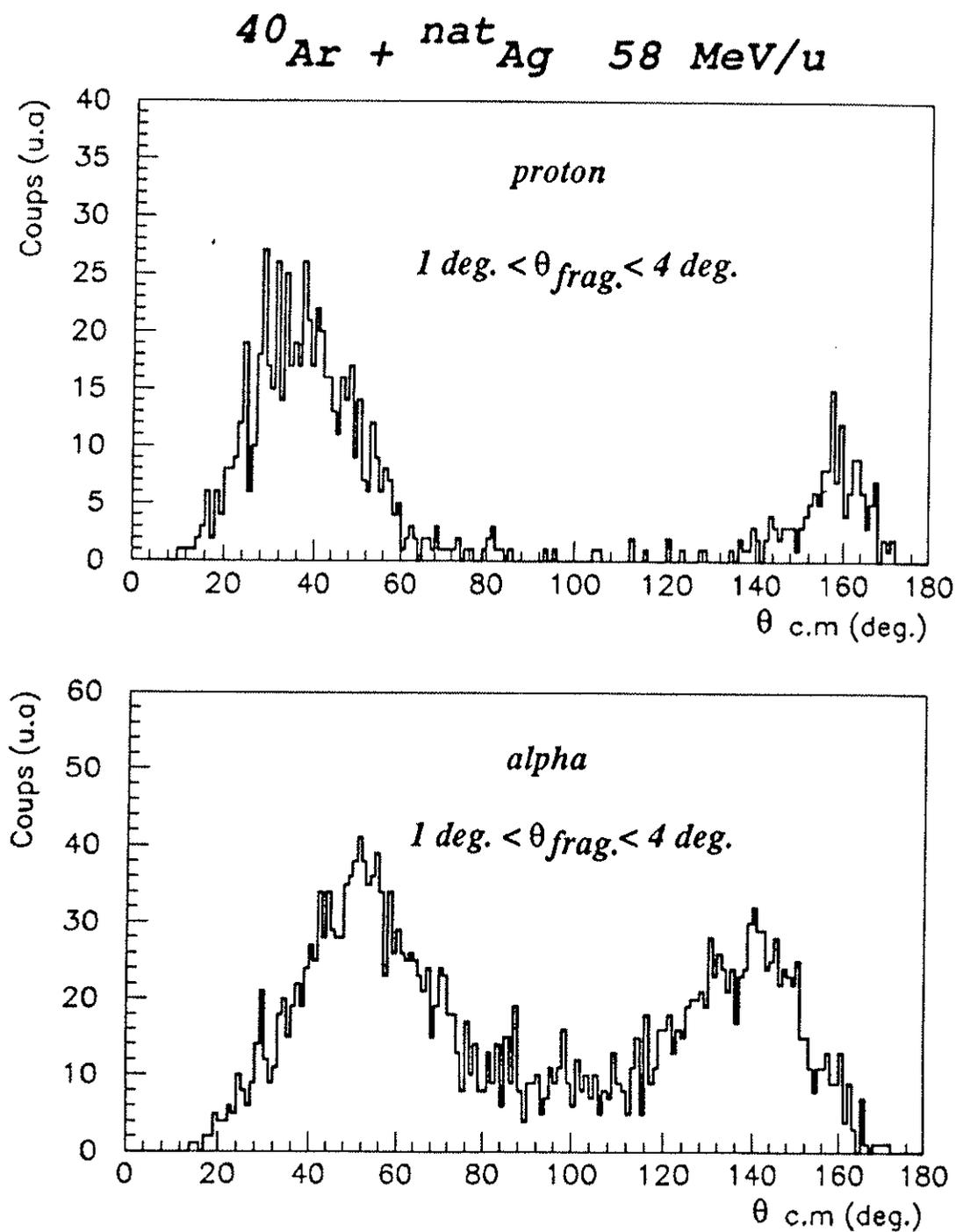


Figure n° VI-10: Distributions  $\theta_{\text{cm}}$  prédites par le modèle de Tassan-Got pour les alphas et les protons.

$^{40}\text{Ar} + \text{natAg}$  58 MeV/u

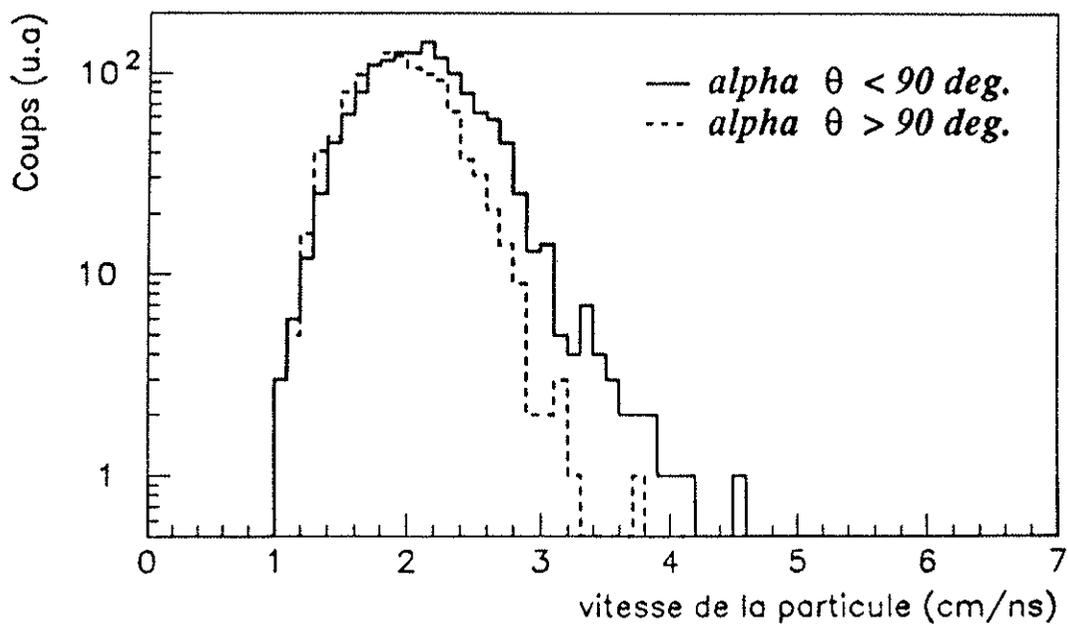
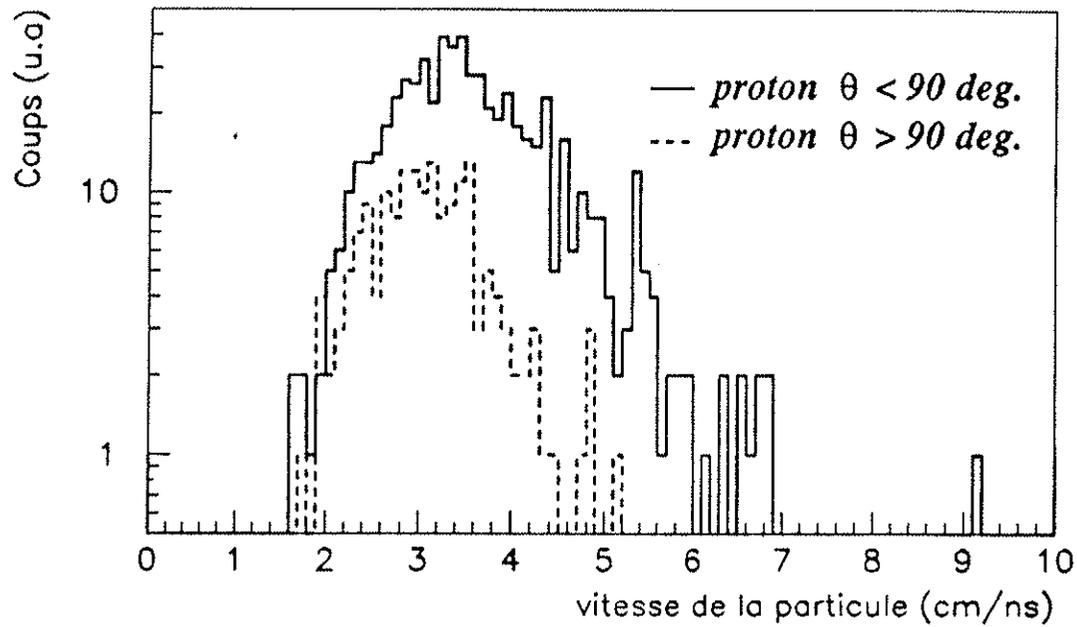


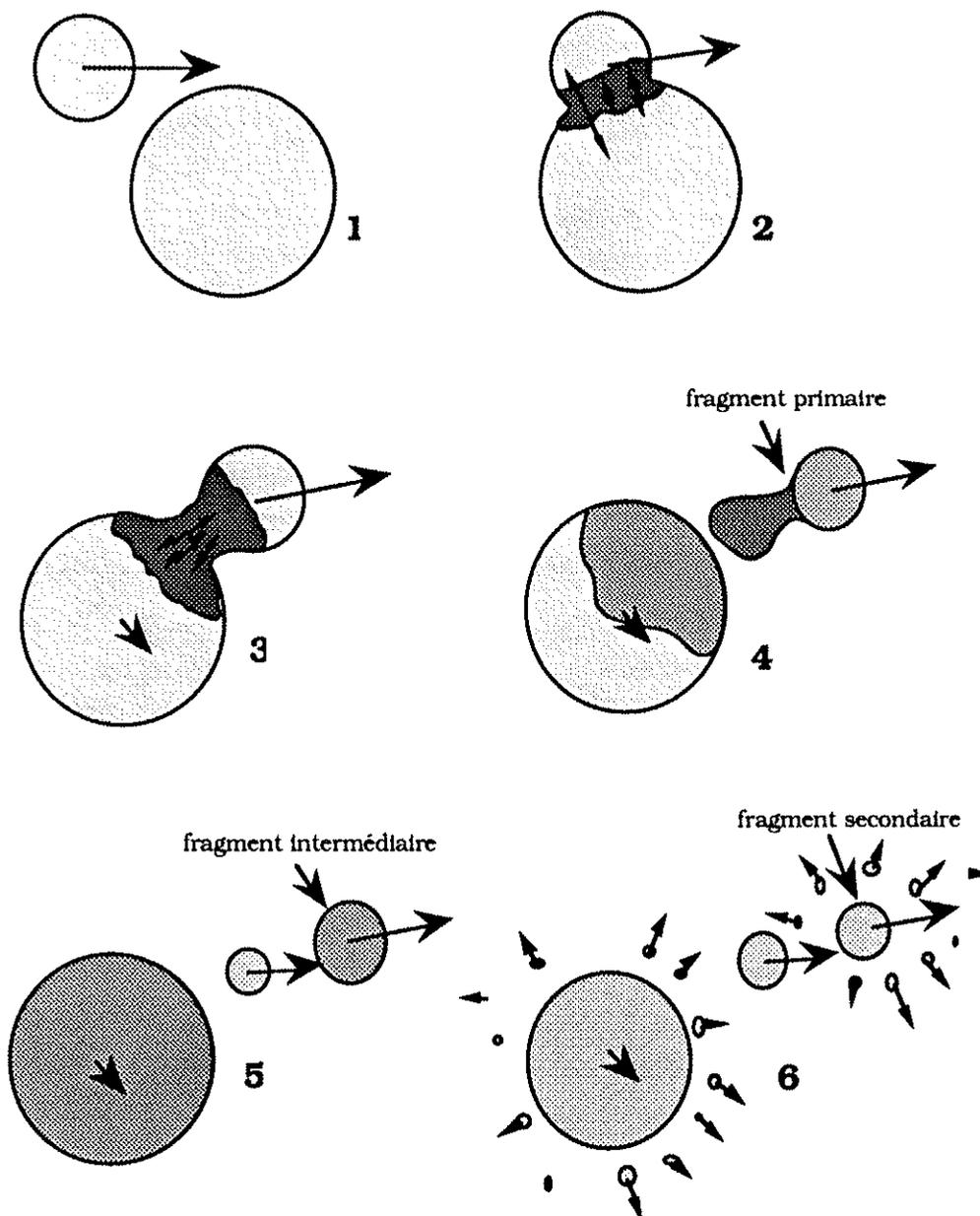
Figure n° VI-11: Comparaison entre les spectres de vitesses relatives avant et arrière prédits par le modèle de Tassan-Got pour les alphas et les protons émis à l'avant et à l'arrière.

## VI) Interprétation du mécanisme de réaction mis en jeu

Nous sommes maintenant en mesure de proposer un scénario de la réaction à partir des différentes observations que nous venons de mentionner. Nous le représentons de façon schématique sur la figure n° VI-12 en utilisant une échelle de temps arbitraire où les différentes étapes de la réaction sont décomposées.

Durant l'interaction avec la cible (étape 2) le projectile et la cible échangent de manière stochastique des nucléons. Cet échange entraîne l'apparition d'énergie d'excitation dans une région proche de la zone de recouvrement qui cherche à se dissiper dans tout le volume nucléaire disponible (étape 3). Les nucléons échangés de la cible vers le projectile sont attirés par le champ nucléaire du projectile primaire mais conservent tout de même leur vitesse de Fermi initiale, ce qui a pour effet de déformer le projectile primaire (étape 4). En réalité, même s'il n'est pas indiqué dans cette étape, une déformation similaire devrait apparaître sur la cible primaire où cette fois ce sont les nucléons du projectile qui sont attirés par le champ de la cible et gardent la mémoire de leur vitesse initiale. La déformation entraîne la séparation en deux du projectile primaire, séparation d'autant plus asymétrique que le paramètre d'impact de la réaction augmente (étape 5). C'est l'explication de l'observation de particules alphas à l'arrière dans le centre de l'émetteur. Après la séparation, toute l'énergie d'excitation est répartie uniformément dans le fragment du projectile que nous qualifierons d'intermédiaire et qui la dissipe par évaporations successives de particules légères chargées (étape 6).

Il est intéressant de noter qu'une simulation Landau-Vlasov donne des résultats similaires. Nous montrons sur la figure n° VI-13 les profils de densité obtenus pour la réaction  $^{40}\text{Ar} + \text{natAg}$  à 58.7 MeV/A pour un paramètre d'impact de 6.5 fm et pour la réaction  $^{40}\text{Ar} + ^{108}\text{Cd}$  à la même énergie et pour un paramètre d'impact de 6 fm sur la figure n° VI-14. La difficulté de comparer ces simulations avec l'expérience réside dans le fait qu'elles ne donnent pas de particules ou fragments mais seulement des profils de probabilité de présence de nucléons dans l'espace. Cela signifie que pour créer des fragments ou particules, il faut faire appel à un certain nombre d'hypothèses du type: imposer une distance moyenne nucléon-nucléon dans un noyau ou imposer un temps pour lequel tous les fragments sont supposés être froids après interaction. Nous voyons sur la figure n° VI-14 que nous retrouvons le même scénario que celui que nous avons décrit alors qu'il est moins évident d'affecter une dépendance du cluster apparaissant au projectile primaire ou à la cible primaire sur la figure n° VI-13.



**Figure n° VI-12: Interprétation du mécanisme de réaction**

Si l'on s'en tient à notre explication physique du phénomène, il semble donc qu'il faille augmenter légèrement le paramètre d'impact pour pouvoir obtenir un projectile primaire émettant une particule de prééquilibre à l'arrière pour la réaction  $^{40}\text{Ar} + \text{natAg}$  à 58.7 MeV/A. Nous voyons cependant qu'une équation de transport de type Landau-Vlasov est capable de reproduire les phénomènes semblables à ceux envisagés dans notre scénario.

$^{40}\text{Ar} + ^{108}\text{Ag}$  60 MeV/u ( $b = 6.5$  fm)

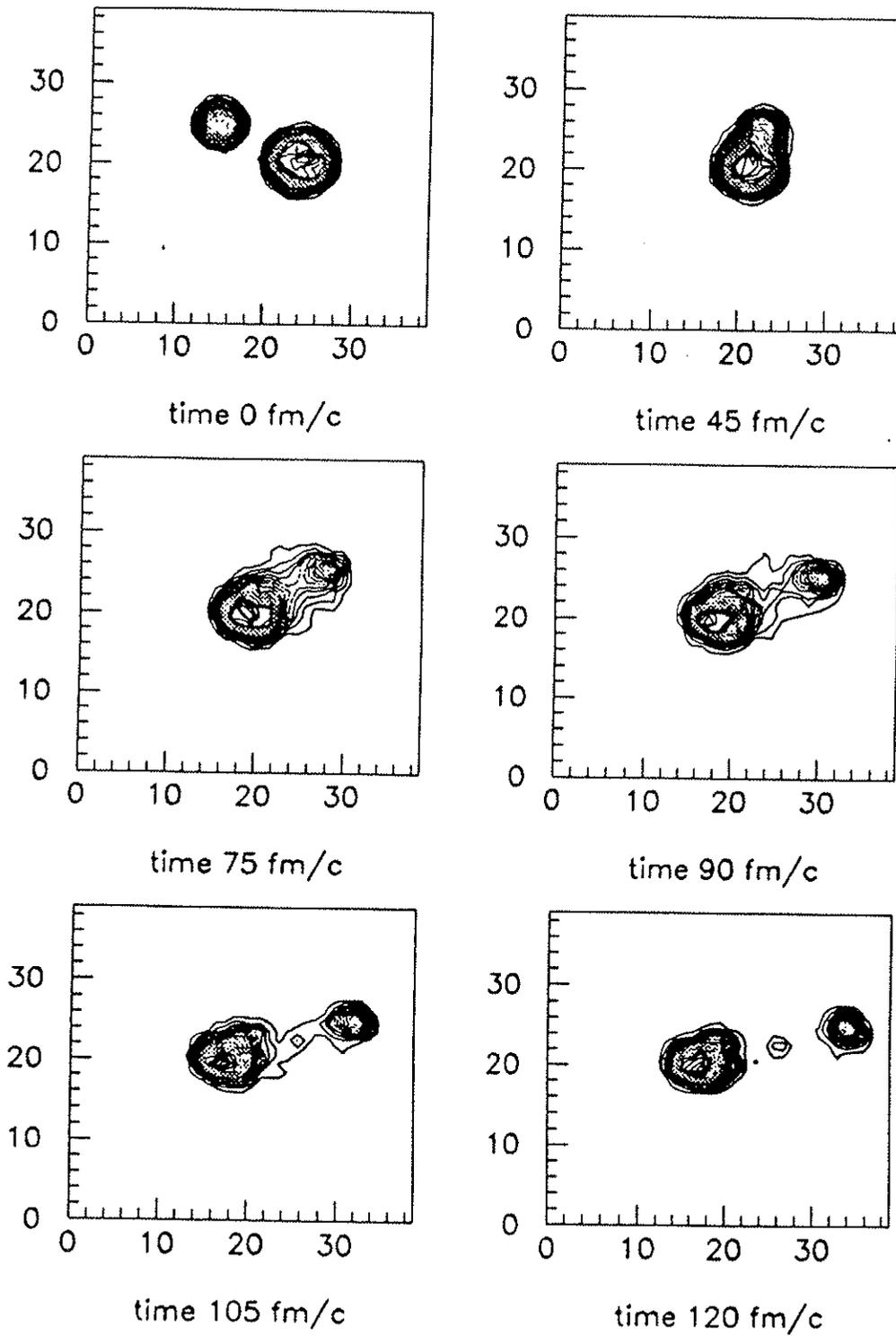
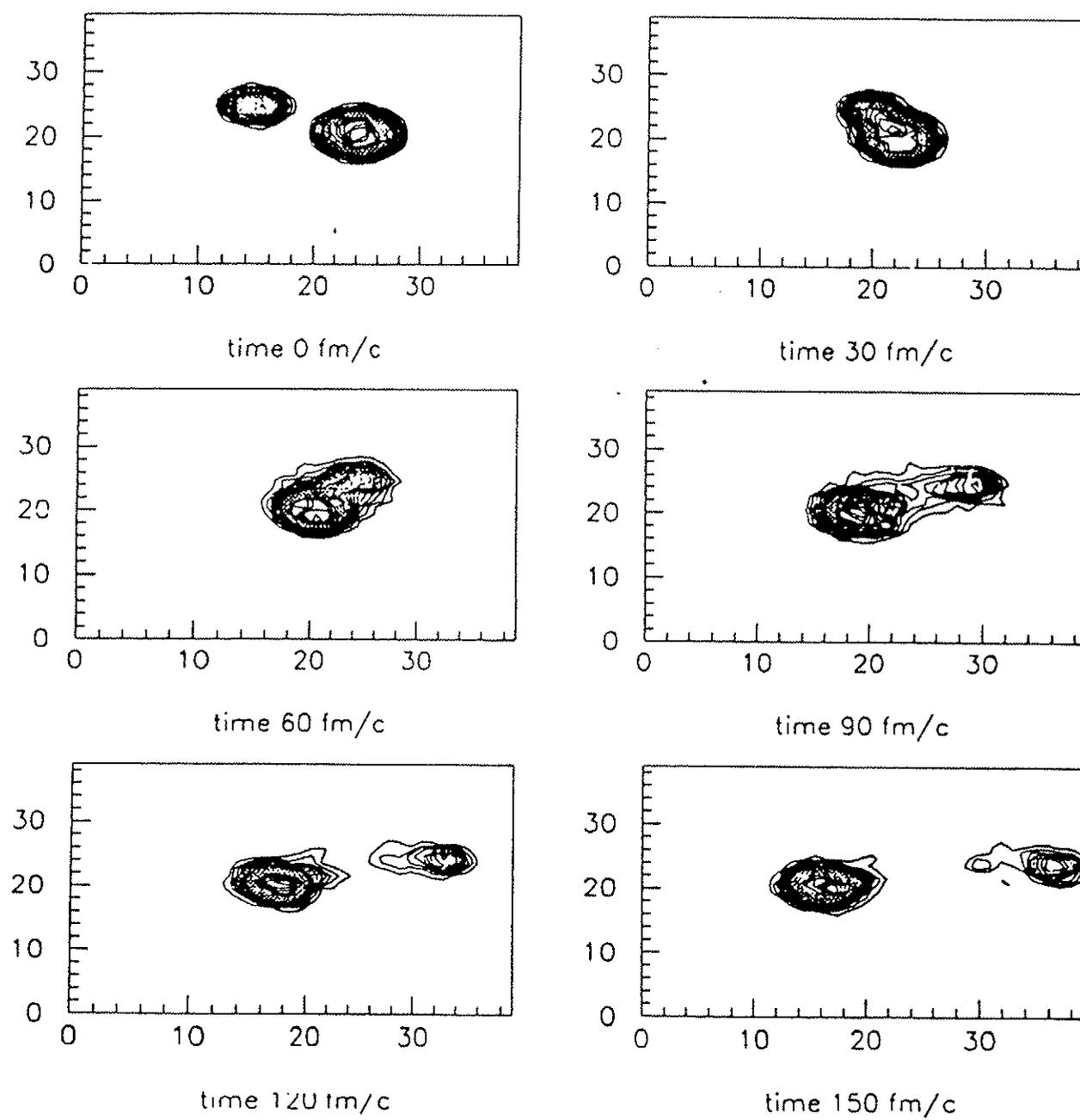


Figure n° VI-13: Simulation Landau Vlasov pour la réaction  $^{40}\text{Ar} + ^{108}\text{Ag}$  à 58.7 MeV/A.



$^{40}\text{Ar} + ^{108}\text{Cd}$  58.7 MeV/A  
 $b=6\text{fm}$

Figure n° VI-14: Simulation Landau Vlasov pour la réaction  $^{40}\text{Ar} + ^{108}\text{Cd}$  à 58.7 MeV/A.

### VII Extraction de la température des fragments thermalisés du projectile

Nous constatons qu'avec un tel scénario, il ne nous est pas possible d'extraire l'énergie d'excitation du fragment primaire. On pourrait penser qu'en conditionnant les événements "arrières" et en mesurant la pente de leur spectre en énergie centre de masse, on est capable d'extraire la température du fragment primaire et donc son énergie d'excitation connaissant sa masse. Cette supposition est en contradiction avec le mécanisme que nous venons de décrire puisque notre fragment primaire n'est pas équilibré. Un traitement événement par événement n'est pas non plus possible puisque nous ne savons reconnaître les particules de prééquilibre qu'après normalisation d'un processus équilibré par rapport à une distribution d'angle polaire centre de masse.

Nous pouvons cependant extraire la température du fragment que nous avons qualifié de fragment intermédiaire ( cf étape 5 de la figure n° VI-12 ) du projectile puisqu'il a thermalisé son énergie d'excitation. Nous avons pu voir au chapitre V que la multiplicité de particules légères chargées augmentait lorsque la charge du fragment secondaire diminuait. Cela pouvait alors être interprété comme une augmentation de l'énergie d'excitation du fragment primaire et donc de la température du fragment que nous qualifions d'intermédiaire.

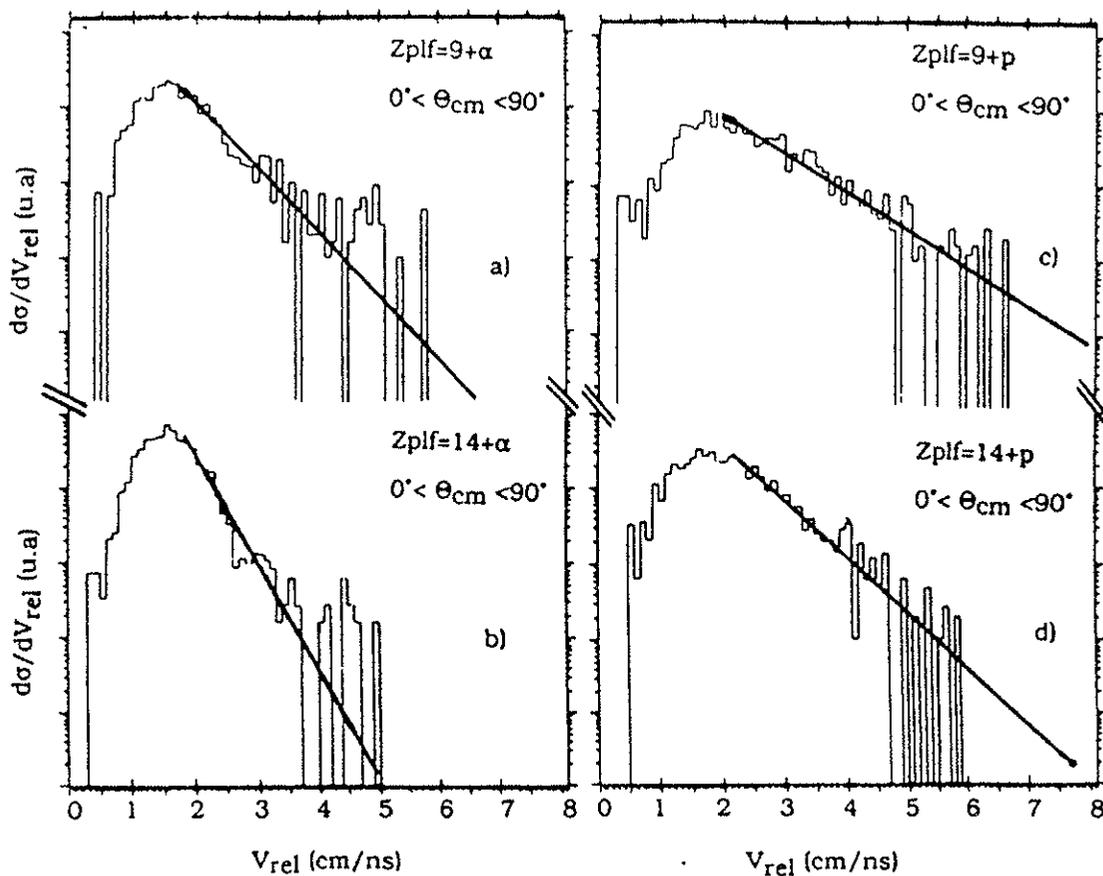


Figure n° VI-15: Spectres de vitesses relatives des protons et des alphas émis à l'avant dans le centre de masse de l'émetteur en coïncidence avec un fragment de charge égale à 9 et à 14.

Nous avons représenté sur la figure n° VI-15 les spectres de vitesses relatives des protons et des alphas émis en coïncidence avec un fragment de charge égale à 9 et à 14 en sélectionnant les particules émises à l'avant, c'est à dire les particules issues du fragment intermédiaire qui est thermalisé. Nous constatons une différence dans la pente de ces spectres pour les deux types de particules. La pente est plus faible pour un fragment de charge égale à 9 que pour celui de charge égale à 14. Même si ces pentes ne sont pas directement reliées à la température puisqu'il s'agit de spectres de vitesses relatives, cela signifie néanmoins que les particules émises en coïncidence avec le fragment de charge égale à 9 sont issues d'un noyau plus chaud que celles émises en coïncidence avec le fragment de charge égale à 14.

Nous allons donc déterminer maintenant sa température en utilisant les données fournies par la simulation car les valeurs extraites des pentes des spectres en énergies centre de masse expérimentaux conditionnés par l'émission avant doivent subir une correction pour la raison suivante:

-Plus la température d'un noyau est élevée, plus la longueur de la chaîne de désexcitation est grande. Par conséquent, cela signifie qu'un certain nombre de particules sera émis par un noyau plus froid que le noyau initial. Ces particules tendront à diminuer la valeur de la température extraite à partir des pentes des spectres en énergie centre de masse, par rapport à la valeur initiale du noyau émetteur.

La figure n° VI-16 représente le rapport entre la température initiale et la température déduite de la pente des spectres en fonction de l'énergie d'excitation initiale rentrée dans notre simulation. Nous observons effectivement que le rapport augmente avec l'énergie d'excitation.

Nous reportons sur la figure n° VI-17 la valeur des températures des fragments intermédiaires du projectile en fonction de la charge des fragments secondaires pour les alphas et les protons après correction. Nous constatons que la différence est faible sur cette dernière figure entre ces deux types de particules, ce qui pourrait être un argument supplémentaire pour dire que la normalisation que nous avons effectuée, à savoir prendre pour référence le pic de l'émission "avant" dans les distributions  $\theta_{cm}$ , n'est pas fautive.

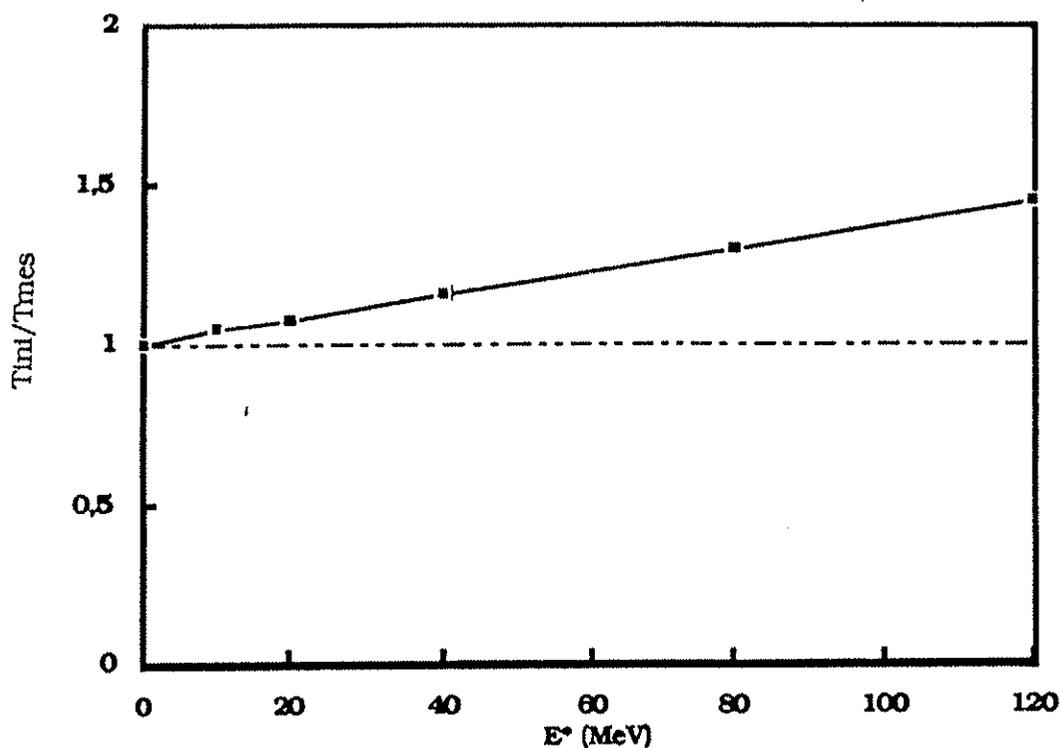


Figure n° VI-16: Rapport entre température initiale et température déduite de la pente des spectres en fonction de l'énergie d'excitation

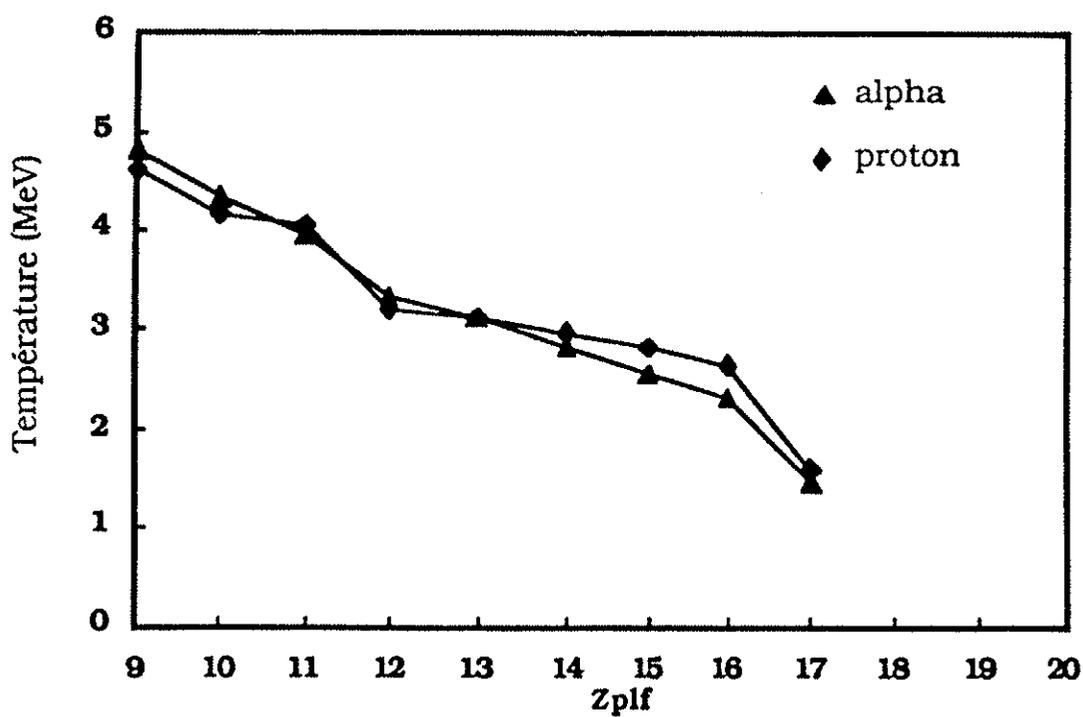


Figure n° VI-17: Valeurs des températures extraites pour les protons et les alphas en fonction de la charge du fragment secondaire du projectile

### VIII) Influence de l'étalonnage en énergie des particules légères chargées sur les distributions des angles polaires centre de masse.

Nous avons mentionné au chapitre V une différence dans les distributions en énergie des particules légères chargées entre nos résultats et ceux de la référence (2) à partir des corrélations en énergie entre fragments du projectile et particules légères chargées. Nous allons préciser dans ce paragraphe les conséquences de cet écart en énergie sur les conclusions physiques du scénario de la réaction, c'est à dire sur l'interprétation de l'origine physique des particules légères. Dans la référence (2), les particules alphas ont une origine principalement évaporative tandis que les isotopes de l'hydrogène sont considérés comme issus d'un processus de prééquilibre. Afin de reproduire les distributions en énergie de la référence (2), nous avons donc repris les spectres en temps initiaux et les avons translatés de 1.35 nanosecondes par valeur négative. La transformation temps-énergie a ensuite été appliquée de sorte que les distributions en énergie finales étaient en accord avec celles de la référence citée. Les différentes observables cinématiques définies précédemment ont été recalculées avec ces nouvelles valeurs. Les corrélations vitesse de recul-vitesse relative restent inchangées si ce n'est une légère augmentation de la vitesse de recul moyenne. Par contre, l'effet sur l'angle polaire centre de masse  $\theta_{cm}$  est importante et nous pouvons le constater sur la figure n° VI-18 où nous avons reporté la distribution  $\theta_{cm}$  avant et après modification de l'étalonnage en énergie pour les particules alphas en coïncidence avec un fragment de charge égale à 15.

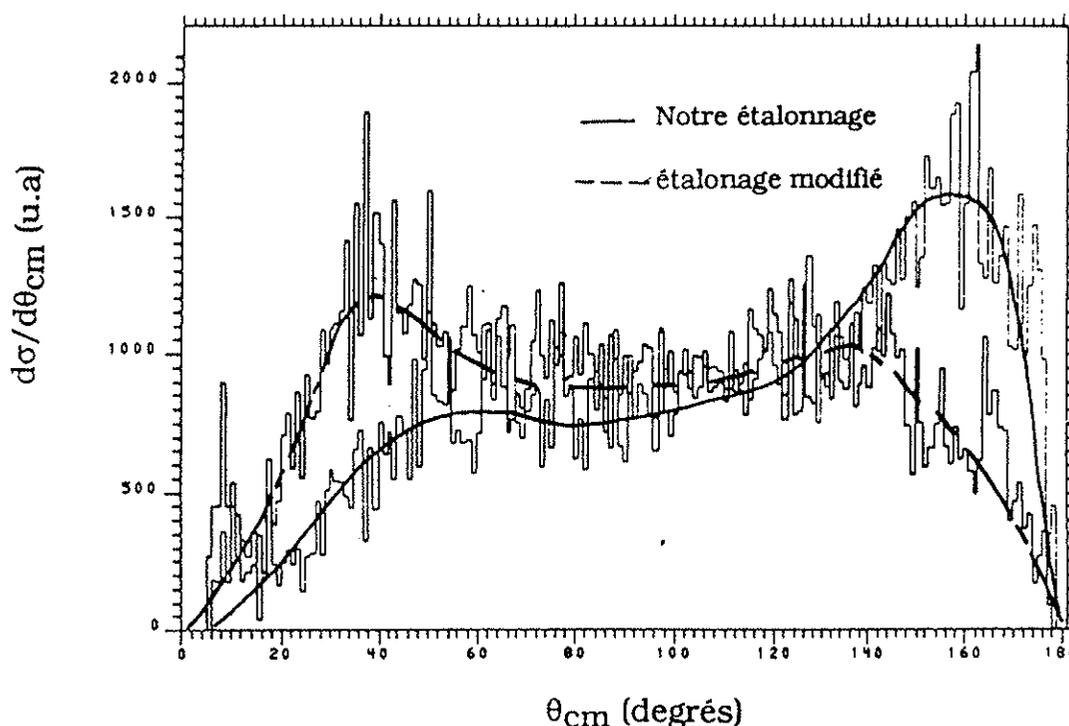


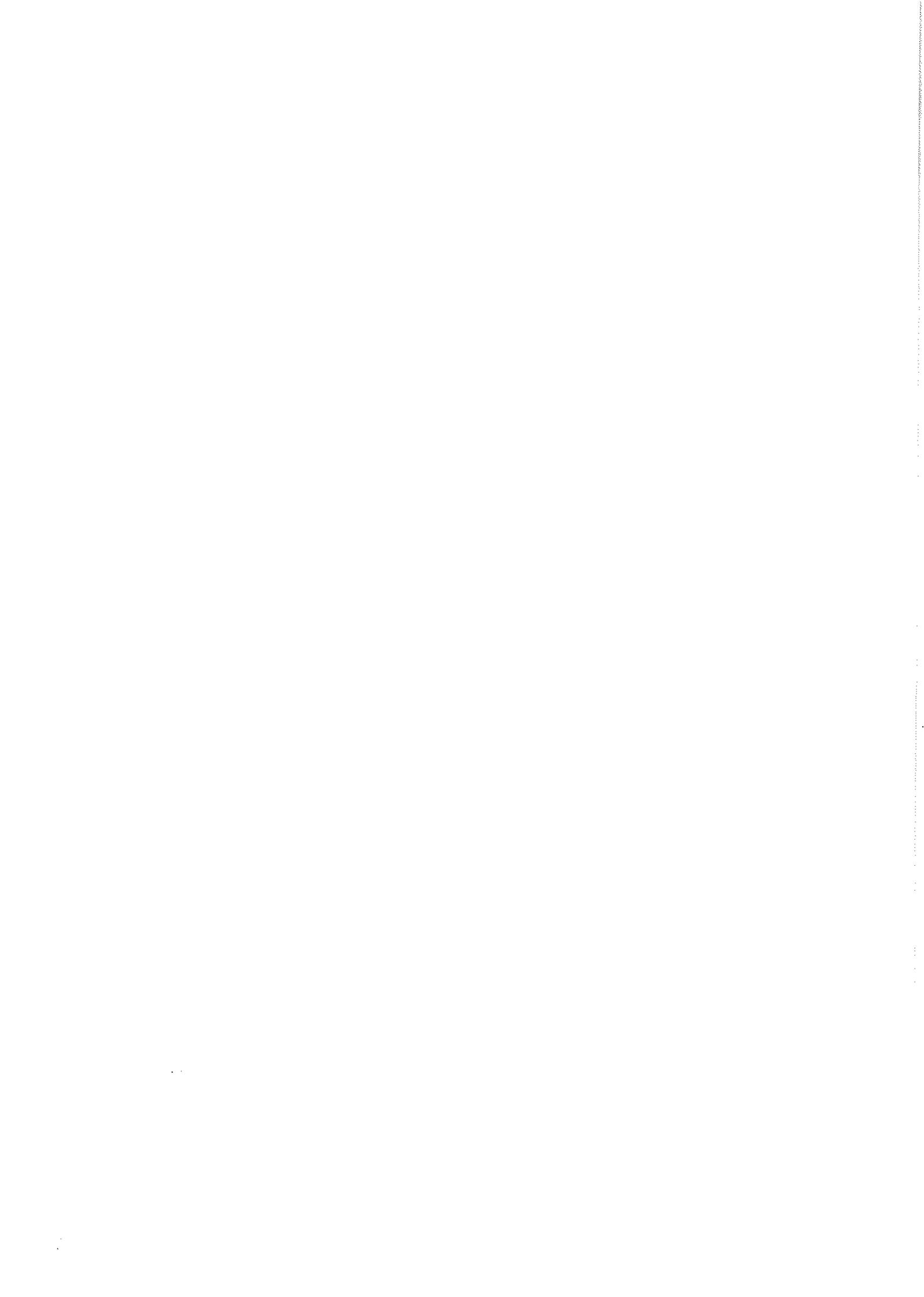
Figure n° VI-18: Influence de l'étalonnage en énergie sur les distributions  $\theta_{cm}$ .

Nous pouvons voir qu'avec le nouvel étalonnage en énergie, la forme de la distribution est très proche de celle obtenue par la simulation d'un processus évaporatif. Cette fois ce sont les particules alpha qui sont issus de l'évaporation d'un noyau thermalisé alors que les protons présentent une émission avant trop importante par rapport à une simple désexcitation séquentielle. Le scénario serait dans ce cas une émission de prééquilibre à l'avant des protons suivie d'une évaporation par un noyau équilibré thermiquement en accord avec les conclusions de la référence (2). Il nous semble néanmoins, qu'avec les différentes cohérences observées dans nos données et la comparaison à d'autres analyses de la littérature (4), notre estimation est la plus plausible.

On gardera cependant à l'esprit la forte influence de l'étalonnage en énergie sur les distributions centre de masse et donc sur l'interprétation du mécanisme de réaction mis en jeu.

Références du chapitre VI

- (1): F.Gadi-Dayras, Thèse de l'Université d'Orsay Juin 1988.
- (2): J.C.Steckmeyer, G. Bizard, R.Brou, P. Eudes, J.L. Laville, J.B. Natowitz, J.P. Patry, B.Tamain, A. Tiphagne, H. Doubre, A. Péghaire, J. Péter, E. Rosato, J.C. Adolf, A. Kamili, G. Rudolf, F. Scheibling, F. Guilbault, C. Lebrun, F. Hannappe, Nucl. Phys. A500 (1989)372.
- (3): J.L. Charvet, F. Gadi, R. Dayras, B. Faure, R. Legrain, E.C. Pollacco, J.P. Wieleczko, G. Lanzano, A. Pagano, H. Delagrangé and B. Heusch, Proceedings of the XXVIII International Winter Meeting on Nuclear Physics. BORMIO 1990. p.351.
- (4): A. Kianowsky. Thèse G.A.N.I.L T87 03.



## CONCLUSIONS

Ce travail est une contribution à l'étude de la fragmentation du projectile dans les collisions périphériques induites par ions lourds aux énergies intermédiaires. Nous nous sommes plus particulièrement intéressés au système  $^{40}\text{Ar} + ^{\text{nat}}\text{Ag}$  à 58.7 MeV/A où nous avons étudié les propriétés des particules légères chargées émises en coïncidence avec les fragments du projectile. Notre but était de pouvoir trancher entre deux mécanismes de réaction de tendance opposée susceptibles d'apparaître à cette énergie en cherchant à déterminer l'énergie d'excitation impartie aux fragments primaires. Les particules légères chargées étaient mesurées dans un hodoscope constitué de 22  $\text{BaF}_2$  couvrant un domaine angulaire allant de  $2.8^\circ$  à  $10^\circ$  autour du faisceau. Les fragments du projectile étaient identifiés à l'aide de 6 télescopes Si situés symétriquement de part et d'autre du faisceau à  $\pm 2.8^\circ$ ,  $\pm 5.8^\circ$  et  $\pm 11.4^\circ$ .

D'un point de vue technique, l'utilisation de cristaux de  $\text{BaF}_2$  comme détecteurs de particules légères chargées a permis de mettre en évidence un certain nombre de propriétés intrinsèques de ces scintillateurs. Ces propriétés ont permis de mettre à jour une nouvelle fonction d'identification facilitant considérablement la discrimination en charge et en masse des particules légères chargées jusqu'à des Z égaux à 3. Il s'agit donc de scintillateurs tout à fait adaptés à la détection de particules légères chargées aux énergies intermédiaires.

Concernant l'analyse physique, nous savons qu'à cette énergie, le temps d'interaction entre la cible et le projectile est court. Il était donc logique de penser que l'étape dissipative présente dans les collisions à basse énergie allait disparaître pour laisser la place à une interaction du type abrasion-ablation entraînant la formation de fragments relativement froids en voie de sortie. La connaissance de l'origine des particules légères associées au projectile secondaire devait permettre d'avoir accès à l'énergie d'excitation des fragments primaires. Nous avons donc cherché à simuler un processus d'évaporation par un noyau thermalisé équivalent au projectile et nous avons comparé les résultats de cette simulation aux données expérimentales. Avec de telles hypothèses, nous nous sommes donc placés dans le cadre d'une réaction binaire analogue à celle observée à basse énergie.

Des désaccords entre données expérimentales et simulation sont apparues pour les particules alpha tandis que les protons semblent effectivement avoir pour origine la désexcitation par un noyau thermalisé. Les différences observées pour les alphas ont pu être interprétées par une émission de prééquilibre tendant à favoriser leur émission vers les angles arrières dans le centre de masse du projectile primaire. Cette émission pourrait être comprise en avançant l'idée d'une déformation du projectile primaire, déformation d'autant plus importante que le paramètre d'impact de la réaction diminue. Des calculs de type Landau-Vlasov reproduisent d'ailleurs ce phénomène.

L'originalité de cette analyse réside dans le fait que nous pouvons proposer un scénario de la réaction sans pour autant effectuer une comparaison systématique avec des modèles physiques existants. Notre simulation d'un processus d'évaporation utilise un certain nombre d'hypothèses qu'il nous a été possible de tester de manière systématique et

ceci nous a permis de proposer le scénario de la réaction. Cependant, il est important de souligner qu'une telle interprétation nécessite un très bon étalonnage en énergie des détecteurs de particules légères.

Même si nous n'avons pas déterminé l'énergie d'excitation des fragments primaires en raison de la nature du mécanisme de réaction mis en jeu, nous atteignons des températures élevées pour les fragments du projectile thermalisés après émission de prééquilibre. Il s'agit donc encore à cette énergie de réactions fortement dissipatives. Cependant, le modèle de Tassan-Got en accord avec les résultats observés à basse énergie ne possède plus les ingrédients suffisants pour reproduire les données à cette énergie et il serait intéressant de l'améliorer en introduisant des effets de prééquilibre.

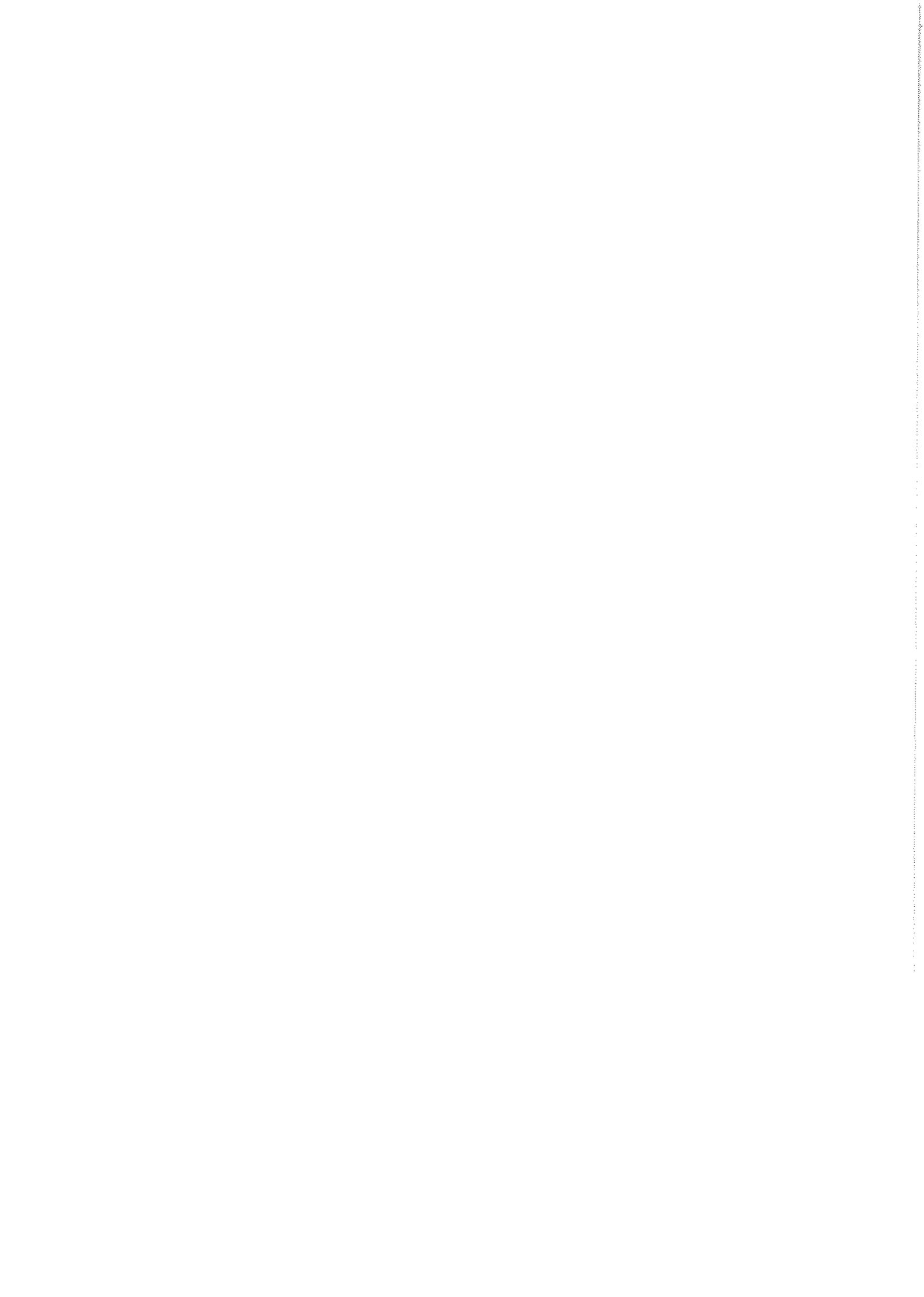
La suite logique de ce travail serait dans un premier temps d'analyser les données de la réaction  $^{40}\text{Ar}+^{27}\text{Al}$  à la même énergie. Une telle analyse par comparaison aux résultats de ce travail devrait nous renseigner sur la répartition de l'énergie d'excitation entre le projectile et la cible. La mesure de fragments intermédiaires ( $3 \leq Z \leq 8$ ) associés au projectile secondaire serait également un bon moyen de vérifier la dépendance entre paramètre d'impact de la réaction et déformation du fragment primaire du projectile. S'il en est ainsi, l'émission d'IMF à l'arrière du projectile primaire devrait être privilégiée. Une autre proposition serait d'étudier un même système à des énergies variant par exemple de 30 à 100 MeV dans le but de savoir si l'énergie d'excitation du fragment primaire augmente, sature ou diminue avec l'énergie de bombardement. La réalisation du détecteur  $4\pi$  INDRA devrait permettre d'effectuer de telles expériences et la grande granularité de ce détecteur devrait approcher de façon plus quantitative l'énergie d'excitation impartie au fragment primaire du projectile.

### Annexe A

Nous présentons dans cette annexe un tableau spécifiant les différents seuils en énergie des scintillateurs de l'hodoscope selon le type de particules légères détectées. Ces valeurs sont importantes puisqu'elles nous ont permis de corriger les données expérimentales dans le but d'extraire la multiplicité de particules légères associée à un fragment du projectile à partir des spectres en énergie obtenus en considérant une approche à deux sources telle qu'elle est décrite dans le chapitre IV.

	A	B	C	D	E
1		Seuil en énergie	Seuil en énergie	Seuil en énergie	Seuil en énergie
2	Numéro du BaF2	pour les protons	pour les deutons	pour les tritons	pour les alphas
3		(MeV)	(MeV)	(MeV)	(MeV)
4	1	25	40	50	65
5	2	20	25	20	25
6	3	20	20	30	30
7	4	16	30	35	35
8	5	15	15	20	25
9	6	21	25	30	50
10	7	14	15	20	30
11	8	35	50	60	85
12	9	15	20	20	35
13	10	20	25	30	40
14	11	20	20	20	30
15	12	14	15	25	35
16	13	15	20	35	35
17	14	15	20	25	35
18	15	15	20	30	40
19	16	20	25	35	45
20	17	20	30	35	60
21	18	25	30	35	50
22	19	20	20	25	35
23	20	10	10	15	25
24	21	15	15	10	30
25	22	25	30	30	45





## Abstract

In order to understand the mechanisms leading to the fragmentation of the projectile in peripheral heavy ions induced collisions, we have performed measurements of light charged particles associated with projectile-like fragments from 58 MeV/nucleon  $^{40}\text{Ar}$  projectiles bombarding  $^{nat}\text{Ag}$  and  $^{27}\text{Al}$  targets. Light charged particles were measured in an hodoscope of 22  $\text{BaF}_2$  covering an angular region from  $2.8^\circ$  to  $10^\circ$  around the beam. Projectile-like fragments were identified in 6 double stage Si telescopes, located symmetrically on each side of the beam at  $\pm 2.8^\circ$ ,  $\pm 5.8^\circ$  and  $\pm 11.4^\circ$ .

Inclusive light charged particles energy spectra are well reproduced assuming two sources of emission: i): a high temperature ( $T \approx 15$  MeV) source with approximately half beam velocity. ii): a low temperature ( $T \approx 3$  MeV) source with a velocity slightly lower than the beam one.

However, from the coincidence data between light charged particles and projectile-like fragments, it is possible to kinematically reconstruct the emitter. Such a reconstruction yields a unique source with a velocity close to the beam velocity. Furthermore, the relative velocities between the projectile-like fragments and the associated light charged particles are peaked at values corresponding to the Coulomb repulsion. However, in the referential frame of the emitter, the angular distributions of alpha particles are backward peaked with low relative energy slope whereas protons seem to be evaporated by a thermalized system. Then, a possible scenario of the reaction would be that alpha particles are emitted preferentially at the early stage of the reaction and protons at a later stage after equilibration. The correlations for deuterons and tritons show a smooth behaviour bridging the difference for protons and alphas.

## Résumé

Afin de mieux comprendre les mécanismes à l'origine de la fragmentation du projectile dans les collisions périphériques induites par ions lourds, nous avons mesuré les particules légères chargées associées aux fragments du projectile en utilisant des projectiles  $^{40}\text{Ar}$  de 58 MeV/nucléon bombardant des cibles d' $^{nat}\text{Ag}$  et  $^{27}\text{Al}$ . Les particules légères chargées étaient mesurées dans un hodoscope constitué de 22  $\text{BaF}_2$  couvrant un domaine angulaire allant de  $2.8^\circ$  à  $10^\circ$  autour du faisceau. Les fragments du projectile étaient identifiés à l'aide de 6 télescopes Si situés symétriquement de part et d'autre du faisceau à  $\pm 2.8^\circ$ ,  $\pm 5.8^\circ$  et  $\pm 11.4^\circ$ .

Les distributions inclusives en énergie des particules légères chargées sont bien reproduites en supposant l'émission par deux sources: i) Une source de haute température ( $T \approx 15$  MeV) dont la vitesse est environ la moitié de celle du faisceau. ii) Une source de faible température ( $T \approx 3$  MeV) dont la vitesse est proche mais en deçà de celle du faisceau.

Cependant, à partir des mesures de coïncidences entre les particules légères et les fragments du projectile, il est possible de reconstruire cinématiquement le noyau émetteur. Une telle reconstruction montre une seule source dont la vitesse est proche de celle du faisceau. De plus, les vitesses relatives entre les fragments du projectile et les particules légères chargées sont piquées à des valeurs correspondant à la répulsion Coulombienne. Néanmoins, dans le référentiel de l'émetteur, les distributions angulaires des particules alpha sont piquées à l'arrière et leur pente en énergie centre de masse est faible tandis que les protons semblent être évaporés par un système thermalisé. Ainsi, un scénario possible de la réaction serait que les particules alpha sont émises préférentiellement dans les premières étapes de la réaction tandis que les protons sont émis plus tard après equilibration. Les corrélations pour les deutons et les tritons montrent un comportement intermédiaire dans les différences observées entre protons et alphas.