



**HAL**  
open science

# Noyau à halo : spectroscopie de niveaux excités liés par excitation coulombienne et développement d'une méthode originale pour la mesure des fonctions d'excitation

J.M. Corre

► **To cite this version:**

J.M. Corre. Noyau à halo : spectroscopie de niveaux excités liés par excitation coulombienne et développement d'une méthode originale pour la mesure des fonctions d'excitation. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 1994. Français. NNT : . in2p3-00010206

**HAL Id: in2p3-00010206**

**<https://in2p3.hal.science/in2p3-00010206v1>**

Submitted on 5 Dec 2014

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

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

Université de Caen

**THESE**

*présentée*

*pour l'obtention*

du GRADE de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CAEN  
Spécialité : PHYSIQUE NUCLEAIRE

par

**Jean-Marc CORRE**

sujet :

**NOYAUX À HALO :  
SPECTROSCOPIE DE NIVEAUX EXCITÉS LIÉS PAR EXCITATION  
COULOMBIENNE**  
et  
**DÉVELOPPEMENT D'UNE MÉTHODE ORIGINALE POUR LA MESURE  
DE FONCTIONS D'EXCITATION**

soutenue le 4 Mars 1994 devant le jury composé de :

Monsieur	<b>B. TAMAIN</b>	Président
Monsieur	<b>N. ALAMANOS</b>	Rapporteur
Monsieur	<b>F. CARSTOIU</b>	
Monsieur	<b>P.G. HANSEN</b>	
Madame	<b>M.G. SAINT-LAURENT</b>	
Monsieur	<b>J.P. THIBAUD</b>	Rapporteur

Gestion INIS	
Doc. enreg. le	29/04/94
N° TRN :	FR 94 2279
Destination :	I,I+D,D

FR 95FN432



KS001862306  
R: KS  
DE007681442

UNIVERSITE DE CAEN

# THESE



\*DE007681442\*

Présentée par

**JEAN-MARC CORRE**

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CAEN

spécialité: **PHYSIQUE NUCLEAIRE**

sujet:

**NOYAUX À HALO:  
SPECTROSCOPIE DE NIVEAUX EXCITES LIES PAR EXCITATION  
COULOMBIENNE  
et  
DEVELOPPEMENT D'UNE METHODE ORIGINALE POUR LA MESURE  
DE FONCTIONS D'EXCITATION.**

Soutenue le 4 mars 1994 devant le jury composé de:

**Monsieur B. TAMAIN**

*Président*

**Monsieur N. ALAMANOS**

*Rapporteur*

**Monsieur F. CARSTOIU**

**Monsieur P.G. HANSEN**

**Madame M.G. SAINT-LAURENT**

**Monsieur J.P. THIBAUD**

*Rapporteur*

## REMERCIEMENTS.

Je remercie Monsieur Samuel Harar, directeur du GANIL, de m'avoir offert le privilège de réaliser cette thèse dans son laboratoire: les conditions de travail exceptionnelles qu'on y rencontre se doublent d'une ambiance très chaleureuse qu'entretiennent les physiciens, les techniciens et le personnel administratif. Pour ce mariage réussi du professionnalisme et de la douceur de vivre, qu'ils trouvent ici le témoignage de ma considération et de mes plus vifs remerciements.

Je tiens à exprimer plus particulièrement ma profonde reconnaissance à Marie-Geneviève Saint-Laurent qui a été la directrice de thèse idéale: j'ai pu apprécier, durant ces deux années, sa grande gentillesse et sa constante disponibilité. Une clarté et une rigueur scientifique exemplaires m'ont souvent permis de surpasser les blocages dans l'interprétation des résultats. Son dynamisme et ses encouragements m'ont également aidé à terminer ce rapport dans le délai, relativement court, que je m'étais fixé. Pour cela, ses lectures attentives de fragments puis de versions préliminaires se sont révélées extrêmement précieuses.

Je remercie très chaleureusement les autres membres du groupe "Noyaux Exotiques" au sein duquel s'est réalisé la thèse: Marek Lewitowicz s'est toujours intéressé à mon travail, orientant souvent ma réflexion par de judicieux conseils. Par une grande connaissance de la physique nucléaire, il est de plus une source inépuisable de renseignements, que ce soit pour la compréhension des difficultés d'analyse ou pour connaître la référence utile à une comparaison des résultats. Avec Rémy Anne, j'ai pu apprendre les subtilités des réglages expérimentaux du spectromètre Lise3; j'ai également apprécié sa grande disponibilité pour répondre à des questions plus théoriques. La compagnie sympathique de Daniel Bazin, actuellement à MSU, a elle aussi été riche d'enseignements.

Je voudrais remercier les physiciens du groupe "Exotiques" de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, Dominique Guillemaud-Mueller, Alex C. Mueller, Françoise Pougheon, Olivier Sorlin et Stéphane Dogny: j'ai été touché par la sympathie qu'ils m'ont témoignée lors de mes séjours à l'IPN. Le rapport de thèse a également bénéficié de la relecture très efficace effectuée par Dominique Mueller et Françoise Pougheon: qu'elles en soient remerciées.

L'expérience de spectroscopie des noyaux à halo est le fruit d'une collaboration réunissant, outre le GANIL et l'IPN d'Orsay, l'Institut de Physique de Göteborg (Suède), le GSI de Darmstadt (Allemagne), l'Institut de Physique et d'Astronomie d'Aarhus (Danemark), l'institut de Physique de

Mainz (Allemagne), l'Institut de Physique Nucléaire de Darmstadt (Allemagne) et le CERN. Je remercie sincèrement tous les membres de cette collaboration qui ont aidé au succès de l'expérience et plus particulièrement Monsieur le Professeur Gregers Hansen: les discussions que nous avons eues se sont toujours révélées très enrichissantes. Le talent qu'il déploie pour transmettre en images simples et claires la physique nucléaire, ainsi que son humour, en font un interlocuteur passionnant.

Le développement d'une technique originale pour la mesure des fonctions d'excitation est essentiellement le résultat d'une collaboration entre le GANIL et l'Institut de Physique Atomique de Bucarest. J'exprime ma vive gratitude à Catalin Borcea qui a été l'initiateur de la méthode du télescope. Je remercie aussi chaleureusement Florin Cârstoiu avec qui j'ai plus particulièrement travaillé: son aide a été fructueuse, ses compétences informatiques (uniques de l'Atlantique au Prut) indispensables et son sens de l'humour réjouissant.

Les expériences de spectroscopie et d'étude de fonctions d'excitation n'auraient pu être menées à bien sans le concours diligent de François Geoffroy, Robert Hue, Luc Petizon et Georges Voltolini: qu'ils trouvent ici l'expression de ma reconnaissance.

Je remercie Monsieur Bernard Tamain pour l'honneur qu'il m'a accordé en acceptant de présider le jury de thèse.

Je suis extrêmement touché que Monsieur le Professeur Gregers Hansen et Monsieur Florin Cârstoiu aient accepté de participer au jury: je les en remercie très vivement.

Ma reconnaissance va également aux deux rapporteurs, Messieurs Nicolas Alamanos et Jean-Pierre Thibaud: ils ont pu juger ce travail malgré un emploi du temps chargé et ont accepté de faire partie du jury. Je remercie de plus Monsieur Nicolas Alamanos pour le temps qu'il a consacré à des calculs d'interférences, ainsi que pour les riches conversations qui en ont découlées.

Enfin, que tous ceux dont les noms n'ont pas été cités à cause d'un malheureux oubli ne m'en tiennent pas rigueur, et sachent que je leur adresse mes plus sincères remerciements.

Pour la réalisation de cette thèse, j'ai bénéficié d'une bourse de doctorat cofinancée par le Commissariat à l'Energie Atomique et la Région de Basse-Normandie.

# TABLE DES MATIERES

## SURVOL DU DOMAINE D'ETUDE

Des noyaux à l'étonnante constitution: les noyaux exotiques.	5
Un coeur entouré d'un nuage diffus de nucléons: le noyau à halo.	7
Spectroscopie de noyaux à halo de neutrons et fonctions d'excitation.	9

## 1<sup>ère</sup> partie - SPECTROSCOPIE DE NOYAUX À HALO 10

### A LA RECHERCHE DE NIVEAUX EXCITÉS LIÉS 11

I. Motivations.	11
II. Choix des noyaux.	12
III. Choix d'un processus d'excitation adapté aux noyaux à halo.	13
IV. Déroulement de l'étude.	14

### chapitre I - THEORIE DE L'EXCITATION COULOMBIENNE. 15

I. Modèle classique de l'excitation Coulombienne.	15
II. Validité des hypothèses du modèle classique: exemple et contre exemple.	17
III. Approche aux hautes énergies de Winther et Alder.	18
IV. Application à une transition électrique dipolaire E1.	20

### chapitre II - PRESENTATION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL 22

I. Faisceaux d'ions secondaires et réglages du spectromètre.	22
II. Excitation Coulombienne: dispositif expérimental. <span style="float: right;">22</span>	22
II.1. Cible secondaire.	23
II.2. Identification et monitoring des ions lourds.	23
II.3. Distance optimale cible-scintillateur plastique.	26
II.4. Détection des rayonnements $\gamma$ .	26
II.5. Calibration et efficacités des détecteurs germanium.	27
II.6. Choix des distances cible-détecteurs germanium.	28
III. Montage électronique.	29
IV. Acquisition.	29

### chapitre III - ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX 32

I. Identification du faisceau secondaire. <span style="float: right;">32</span>	32
I.1. Mesure du temps de vol.	32
I.2. Mesure de la perte d'énergie $\Delta E(P1)$ .	33

I.3. Sélection horizontale par les fentes du point focal intermédiaire.	33
<b>II. Analyse des résultats.</b>	<b>35</b>
II.1 $^{11}\text{Be}$	35
II.1.1. Obtention de spectres $\gamma$ conditionnés par la nature des ions incidents.	35
II.1.2. Identification des raies $\gamma$ "habituelles"	36
II.1.3. Raie à 2125 keV.	38
II.1.4. lignes inconnues: excitation Coulombienne du projectile?	38
II.1.5. Sections efficaces expérimentales.	41
II.1.5.1. Sections efficaces différentielles dans le repère du laboratoire	41
II.1.5.2. Section efficace expérimentale totale.	42
II.1.6. Estimations des erreurs.	43
II.2. $^{12}\text{Be}$	46
II.2.1 Calibration en masse.	47
II.2.2 Sections efficaces.	50
II.3. $^{14}\text{Be}$ et $^8\text{He}$	50
<b>chapitre IV - COMPARAISON À LA THEORIE ET INTERPRETATION</b>	<b>53</b>
I. Etude du noyau $^{11}\text{Be}$ .	53
II. $^{12}\text{Be}$	55
III. Niveaux excités des noyaux à Halo: limites possibles.	56
III.1. Estimations de Weisskopf: définition.	56
III.2. Approche visuelle: $B(E1)$ égale à 0,5 unité Weisskopf.	58
III.3. Approche mathématique: analyse en $\chi^2$ .	63
<b>EN RESUME</b>	<b>66</b>
<b>2<sup>ème</sup> partie - <u>MESURE DE FONCTIONS D'EXCITATION</u></b>	<b>68</b>
<b>INTRODUCTION</b>	<b>69</b>
<b>Motivations.</b>	<b>69</b>
<b>Choix des noyaux.</b>	<b>70</b>
<b>Illustration: taille du halo et allure des fonctions d'excitation</b>	<b>71</b>
Dissociation Coulombienne	71
Dissociation nucléaire	72
Exemple de la dissociation du $^8\text{B}$ sur une cible de silicium	73
<b>Déroulement de l'étude.</b>	<b>74</b>
<b>chapitre I - PRINCIPES DE LA METHODE ET DE L'ANALYSE</b>	<b>75</b>
<b>I. Méthode expérimentale.</b>	<b>75</b>
<b>II. Analyse d'un événement: lieu de réaction.</b>	<b>76</b>

II.1. Méthode "Energie totale".	77
II.2. Méthode "Parcours total".	78
II.3. Méthode "Indépendance".	79
II.4. Appréciation des résultats.	80
<b>chapitre II - DONNEES EXPERIMENTALES ET SIMULEES</b>	<b>81</b>
<b>I. Données expérimentales: conditions d'obtention.</b>	<b>81</b>
I.1. Réglages de LISE3 et faisceaux secondaires.	81
I.2. Compositions des empilements de détecteurs silicium.	81
<b>II. Sélection des données expérimentales.</b>	<b>82</b>
II.1. Calibration en temps de vol et en perte d'énergie.	82
II.2. Elimination des contaminants: exemple de la réaction triton (18 MeV/A)+ <sup>28</sup> Si.	84
<b>III. Simulations de réactions (triton,deuton).</b>	<b>87</b>
III.1. Obtention des réactions simulées.	87
III.2. Reconstructions des matrices énergies.	87
III.3. Largeurs expérimentales et simulées.	89
<b>chapitre III - APPLICATION DES CODES D'ANALYSE</b>	<b>91</b>
<b>I. Résultats obtenus sur un exemple théorique de réaction triton --&gt;deuton.</b>	<b>91</b>
<b>II. Analyse du fichier simulé triton - deuton.</b>	<b>93</b>
<b>III. Analyse du fichier expérimental triton--&gt;deuton.</b>	<b>95</b>
III.1. Problème préliminaire.	95
III.2. Construction de la fonction d'excitation.	98
<b>IV. Analyse du fichier expérimental pour la réaction 8B --&gt; 7Be, proton.</b>	<b>99</b>
IV.1. Exemple de matrice en pertes d'énergie.	99
IV.2. Hypothèses de travail simplificatrices et justifications.	99
IV.3. Fonction d'excitation expérimentale correspondant aux 7Be.	101
IV.4. Fonction d'excitation expérimentale correspondant aux protons: tentative.	103
<b>V. Regards sur la méthode.</b>	<b>105</b>
V.1. Discussion des pertes.	105
V.1.1. Influence des dispersions en angle.	105
V.1.2. Pertes liées au mécanisme de réaction.	106
V.2. Qualités et limites de la méthode.	107
V.2.1. Avantages.	107
V.2.2. Inconvénients.	107
<b>EN RESUME...</b>	<b>109</b>
<b>CONCLUSION ET PERSPECTIVES</b>	<b>111</b>
<b>ANNEXE: LE SPECTROMETRE LISE3</b>	<b>114</b>
<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</b>	<b>119</b>

## SURVOL DU DOMAINE D'ETUDE

La découverte de la radioactivité en 1896 par Becquerel a révélé qu'il existait, en plus des éléments stables trouvés dans la nature, des isotopes ayant la propriété de changer de nature, l'émission de particules étant le témoin de cette transformation. Une nouvelle discipline est ainsi née, désireuse de comprendre la structure de la matière par le biais de ses "constituants élémentaires" et de leurs interactions. Depuis la découverte et la reconnaissance du proton et du neutron, on s'est interrogé sur les combinaisons possibles susceptibles de former un édifice stable, du moins vis à vis du temps nécessaire à sa formation. Il existe désormais différentes théories qui prédisent ces limites de stabilité: la figure 1 présente la carte des noyaux connus, stables et radioactifs, les frontières de stabilité en proton et en neutron.

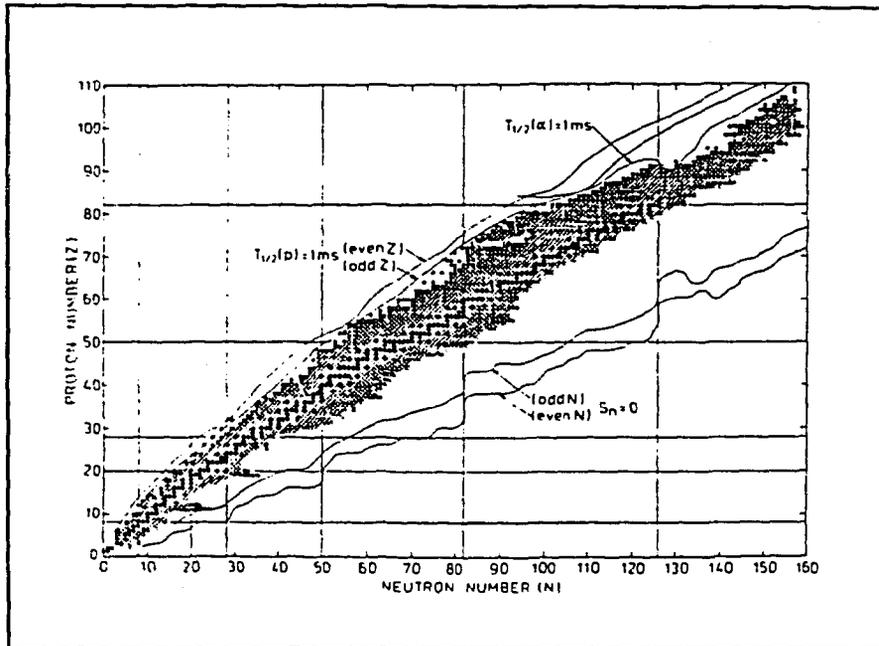


Fig. 1 - Carte des noyaux. En noir sont représentés les noyaux stables, en gris les isotopes radioactifs connus expérimentalement; les frontières théoriques de la stabilité sont indiquées par les quatre courbes (WAR92).

### Des noyaux à l'étonnante constitution : les noyaux exotiques.

Plus on cherche à se rapprocher des limites de stabilité, plus les nombres de protons et de neutrons s'avèrent dissemblables (noyaux légers) ou au contraire proches ou égaux (par exemple l'isotope doublement magique  $^{100}\text{Sn}$ ), en tout cas selon un rapport  $N/Z$  inconnu dans la vallée de stabilité: cette caractéristique est le dénominateur commun des noyaux que l'on regroupe sous le terme générique de noyaux exotiques. Il apparaît sur la figure 1 que les noyaux exotiques riches en protons, prédits liés par les différentes théories, sont probablement tous connus jusqu'au vanadium

[POU87]; de plus, les noyaux encore à découvrir dans le domaine des masses moyennes sont sans aucun doute très peu nombreux. La situation est totalement différente pour les isotopes riches en neutrons. On pense avoir atteint la limite de stabilité uniquement pour les noyaux légers, jusqu'au néon [GUI90], sachant toutefois qu'il subsiste de fortes incertitudes quant à l'existence des noyaux  $^{26}\text{O}$  et  $^{28}\text{O}$  [OGA93]. Cette dichotomie est simplement due à la force Coulombienne qui, de par sa longue portée, interdit les mélanges trop riches en protons.

L'étude des noyaux exotiques est primordiale car elle permet de juger si les modèles théoriques, développés pour les noyaux stables ou voisins de la vallée de la stabilité, conservent leur validité au delà de ces régions: leur éventuelle inaptitude à rendre compte de comportements inhabituels indiquera ainsi qu'il est nécessaire d'aller au delà d'un ajustement de paramètres pour discuter des fondements mêmes de ces théories. Cette étude a d'ailleurs bénéficié, depuis quelques années, de l'essor des machines délivrant des faisceaux d'ions lourds à moyenne énergie (GANIL, MSU, RIKEN) ou haute énergie (GSI): la fragmentation du projectile est en effet adaptée à la production de noyaux très éloignés de la stabilité.

Ceux-ci ont dévoilé les secrets de leur structure au fur et à mesure d'expériences scrutant différents aspects. Loin de prétendre à l'exhaustivité, nous citons en illustration de chaque étape des expériences, réalisées parfois récemment ou proposées au GANIL (un panorama très complet des connaissances sur les noyaux exotiques ainsi que leurs techniques de production sont présentés dans [DET89] ou, actualisés, dans [MUE93]).

Les premières expériences consistent à prouver la stabilité ou l'instabilité d'un noyau. Si le bruit de fond est minime, quelques coups suffisent pour conclure à l'existence du noyau recherché, imposant alors de fortes contraintes sur les allures locales des surfaces de masses; la non-observation d'un isotope là où une centaine de coups était attendue fournit également, à sa manière, une information claire sur ces surfaces de masses. La région du noyau doublement magique  $^{100}\text{Sn}$  est par exemple en cours d'exploration par Rykaczewski et al. [RYC93]: l'existence du noyau  $^{102}\text{Sn}$  a été démontrée, celles des isotopes  $^{101}\text{Sn}$ ,  $^{105}\text{Sb}$  et  $^{106}\text{Sb}$  étant pour leur part confirmées.

On s'intéresse ensuite à des observables qui permettent de tester et d'affiner les modèles théoriques. Parmi ces grandeurs figurent notamment les masses des noyaux, mesurées au GANIL grâce à l'utilisation directe d'un spectromètre: les masses de noyaux légers, riches en neutrons [ORR92a], ont été déterminées avec une excellente précision de  $5 \cdot 10^{-6}$  [CEA87] en combinant les possibilités des spectromètres en  $\alpha$  et SPEG.

Aux résultats précédents se sont ajoutées des études de radioactivité  $\beta$ - $\gamma$  mais aussi  $\beta$ -proton et  $\beta$ -neutron. En effet, les énergies disponibles  $Q_\beta$  sont, pour les noyaux légers éloignés de la

stabilité, très importantes: il arrive alors fréquemment que le noyau fils soit peuplé dans un état lui-même instable vis à vis de l'émission d'un nucléon. Dans ce cadre figurent les mesures simultanées de durée de vie  $\beta$  et de probabilité d'émission d'un (ou plusieurs) neutron(s) retardé(s); ce type d'analyse a par exemple permis de mieux appréhender certains problèmes d'astrophysique, notamment la surabondance expérimentale du  $^{48}\text{Ca}$  vis à vis du  $^{46}\text{Ca}$  dans l'univers [SOR91, SOR93]. De façon analogue, l'émission retardée de deux protons après la décroissance  $\beta^+$  de l' $^{22}\text{Al}$  a fait l'objet d'une expérience à reconstruction de traces: on peut ainsi mettre en évidence le caractère séquentiel ou corrélé de cette émission [BAZ93a].

Les statistiques totales nécessaires pour les mesures de masse et des constantes de décroissance radioactives sont typiquement de l'ordre de  $10^2$  à  $10^4$ . Au delà, on peut envisager l'étude de la diffusion élastique sur un domaine angulaire intéressant. C'est en effet un moyen élégant d'avoir accès aux détails des distributions de protons et de neutrons dans les noyaux: Lewitowicz et al ont ainsi étudié les diffusions élastiques des isotopes  $^7\text{Li}$  et  $^{11}\text{Li}$  [LEW93a], ou, plus récemment celle des noyaux  $^8\text{B}$  et  $^7\text{Be}$  [LEW93b].

Les noyaux  $^{11}\text{Li}$  et  $^8\text{B}$  ont été étudiés à cause de leur originalité: le  $^{11}\text{Li}$  est l'exemple-type du noyau à halo de neutrons [TAN85, HAN87] tandis que le  $^8\text{B}$  brigue le titre de premier noyau à halo de proton [RII92a, MIN92].

Le mot "halo" vient d'être cité pour la première fois dans ce mémoire: quelle réalité physique traduit-il?

### Un coeur entouré d'un nuage diffus de nucléons: le noyau à halo.

Parmi l'assemblée des noyaux exotiques, un sous-groupe s'est progressivement formé, suscitant un intérêt croissant par une caractéristique peu commune: un halo de nucléons. Cette image d'un ou deux nucléons auxquels il est permis de s'éloigner sensiblement du coeur [HAN87], s'est peu à peu imposée car les autres hypothèses proposées ne pouvaient concilier des résultats apparemment contradictoires. Nous rappelons ci-dessous les étapes essentielles d'un domaine d'intérêt relativement récent mais déjà très riche.

Un résultat précurseur concerne le deutéron. L'interprétation de diffusions d'électrons a montré que la distance moyenne séparant le proton et le neutron valait 4,2 fm [JAG74] alors que le rayon de matière du  $^{12}\text{C}$  n'est que de l'ordre de 2,6 fm!

En 1985, Tanihata et al. [TAN85] ont mesuré des sections efficaces d'interaction pour un ensemble de noyaux légers riches en neutrons: les rayons d'interaction qui en ont été extraits, et reportés sur la figure 2, s'éloignent sensiblement des prévisions du modèle de la goutte liquide.

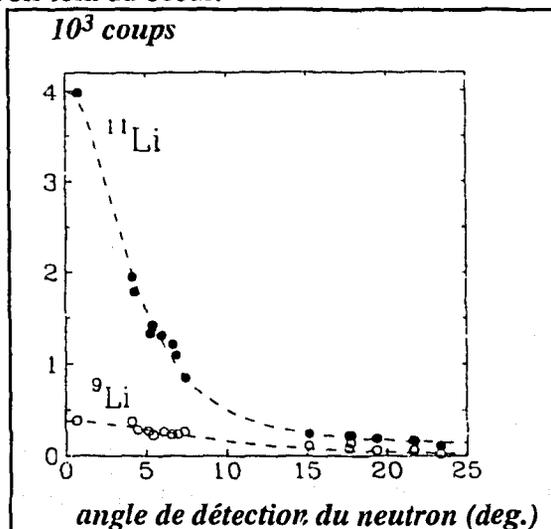
L'accroissement constaté de ce rayon d'interaction, notamment dans le cas du  $^{11}\text{Be}$  ou du  $^{11}\text{Li}$ , est-il alors dû à une déformation du noyau ou à une extension spatiale inhabituelle?

Des mesures de spin nucléaire et de moments magnétiques [ARN87] et quadrupolaires électriques [ARN92] indiquent très clairement que les distributions de charge du  $^9\text{Li}$  et du  $^{11}\text{Li}$  sont réellement similaires, rendant de fait les deux derniers neutrons faiblement liés responsables de l'accroissement du rayon de matière.

Cette conclusion s'est trouvée confortée par une comparaison des sections efficaces de changement de charge aux sections efficaces totales de réaction, ceci pour différents isotopes de lithium [BLA92]: la première des deux s'est révélée pratiquement constante quel que soit le projectile, contrairement à la seconde dépendant sensiblement du nombre de masse.

De nombreuses expériences se sont par ailleurs intéressées aux distributions en moment perpendiculaire et parallèle des fragments [KOB92, ORR92b]: en première approche, les distributions en moment transverse sont par exemple bien reproduites par la conjugaison de deux gaussiennes, la première, étroite, traduisant l'arrachement des neutrons de valence alors que la seconde, très large, indique que des neutrons fortement liés ont été éjectés. En vertu du principe d'incertitude de Heisenberg, la composante étroite est en accord avec l'hypothèse des neutrons autorisés à se mouvoir loin du coeur.

Fig. 3 - Distributions angulaires de neutrons pour des faisceaux secondaires de  $^{11}\text{Li}$  et  $^9\text{Li}$  de vitesse incidente identique sur une cible de béryllium [ANN90].



Rayon d'interaction en fm

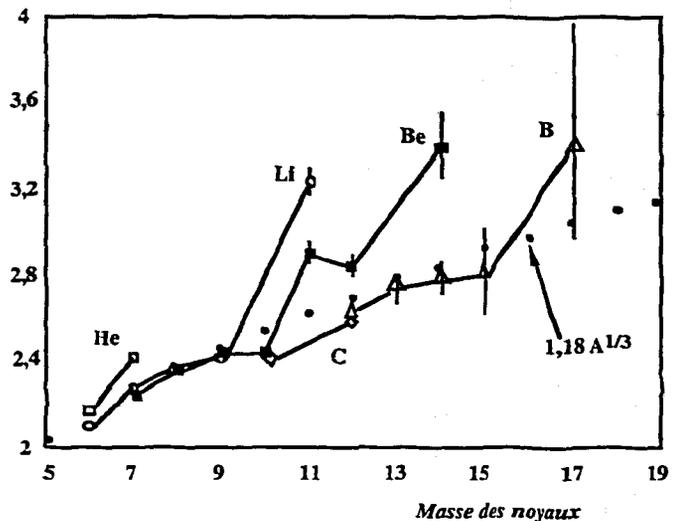


Fig. 2 - Rayons d'interaction de quelques noyaux légers: les valeurs sont très différentes de celles prévues par le modèle de la goutte liquide (ligne en pointillé) pour les  $^{11,14}\text{Be}$ , le  $^{11}\text{Li}$  et le  $^{17}\text{B}$  [TAN90].

Au GANIL, des expériences de dissociation se sont fondées sur l'analyse des distributions angulaires des neutrons associés au fragment (voir la figure 3). La distribution liée au faisceau de  $^{11}\text{Li}$  est étroite, en lien direct avec la très faible énergie de liaison des deux derniers neutrons (310 keV [AUD93]).

Les dissociations du  $^{11}\text{Li}$  et du  $^{11}\text{Be}$  dans des cibles lourdes ont ainsi montré la prépondérance de l'interaction Coulombienne [ANN90, ANN93a, RII92b].

La grande largeur des distributions angulaires relatives à la dissociation du  $^{11}\text{Be}$  sur une cible légère de béryllium est pour sa part expliquée par les phénomènes de dissociation avec diffraction ou absorption du neutron [DOG92] (modèle du disque noir de Glauber [GLA55]). G. Hansen a récemment rendu compte, à l'aide d'un modèle unique et sans paramètre ajustable, des résultats concernant le  $^{11}\text{Be}$  interagissant soit avec une cible lourde, soit avec une cible légère [ANN93b].

Jusqu'à présent l'attention des physiciens s'est essentiellement focalisée sur le  $^{11}\text{Be}$  et le  $^{11}\text{Li}$ . On s'interroge aussi désormais sur la généralisation du phénomène du halo pour d'autres isotopes riches en neutrons. Quelques candidats potentiels vont être étudiés prochainement, notamment le  $^{17}\text{B}$  et le  $^{19}\text{C}$  [ORR93].

Comme nous venons de le voir, les voies qui mènent à la connaissance d'un noyau exotique ou à halo sont multiples et complémentaires: mesures de masse, étude des décroissances radioactives, détermination des rayons d'interaction et de charge, compréhension des distributions en moment des fragments et des distributions angulaires des neutrons,....

### **Spectroscopie de noyaux à halo de neutrons et fonctions d'excitation.**

Le présent mémoire de thèse s'inscrit dans la continuité logique des approches précédentes. Il se propose en effet de rendre compte d'une étude de noyaux à halo, abordée de deux façons originales:

- la première partie est consacrée à la recherche de niveaux excités liés dans des noyaux à halo, au moyen de l'excitation Coulombienne à haute énergie: de tels états doivent notamment permettre, à cause des faibles perturbations mises en jeu, d'affiner les modèles nucléaires (modèle en couches notamment) lorsque l'on s'éloigne de la stabilité;

- le second volet a lui un caractère plus méthodologique: il décrit le développement et les premiers résultats d'une technique autorisant l'extraction, lors d'une seule mesure, de la fonction d'excitation d'une réaction donnée. Dans le cas de la dissociation du  $^{11}\text{Li}$ , la structure du halo pourrait alors être testée: une première approche qualitative lie en effet sa taille à l'allure générale (pente, intensité des sections efficaces) de la fonction d'excitation [BOR93a].

1ère partie

**SPECTROSCOPIE DE NOYAUX À HALO**

# 1<sup>ère</sup> partie - SPECTROSCOPIE DE NOYAUX À HALO

## INTRODUCTION - A LA RECHERCHE DE NIVEAUX EXCITES LIES

### I. Motivations.

L'étude des états excités de basse énergie participe de façon efficace à une meilleure compréhension de la structure nucléaire: la faible perturbation apportée au système pour y accéder, et la réaction qui en découle, permettent en effet d'apprécier l'hamiltonien de ce système avec une grande précision; les modèles théoriques sont alors, grâce à ces informations, testés à un niveau très fin.

Dans le cas des noyaux à halo, divers arguments laissent à penser qu'il peut exister, proches du continuum, des niveaux excités faiblement liés et accessibles par une transition dipolaire électrique E1:

- la forte délocalisation des neutrons du halo entraîne l'éloignement des centres de masse et de charge, ce qui se traduit par l'apparition d'un moment électrique dipolaire.

- les expériences de dissociation Coulombienne [ANN90, ANN93a, RII92b] suggèrent d'autre part qu'une fraction non négligeable de la fonction densité  $S(E1)$  doit se situer dans le continuum au voisinage de l'énergie de séparation.

- enfin, comme le schématise la figure 1, le niveau fondamental du  $^{11}\text{Be}$  est un état intrus  $1/2^+$ : ce noyau possédant d'autre part un niveau  $1/2^-$  à 320 keV, les conditions sur les nombres quantiques nécessaires à une transition E1 sont réunies ( $\Delta L=1$  et changement de parité).

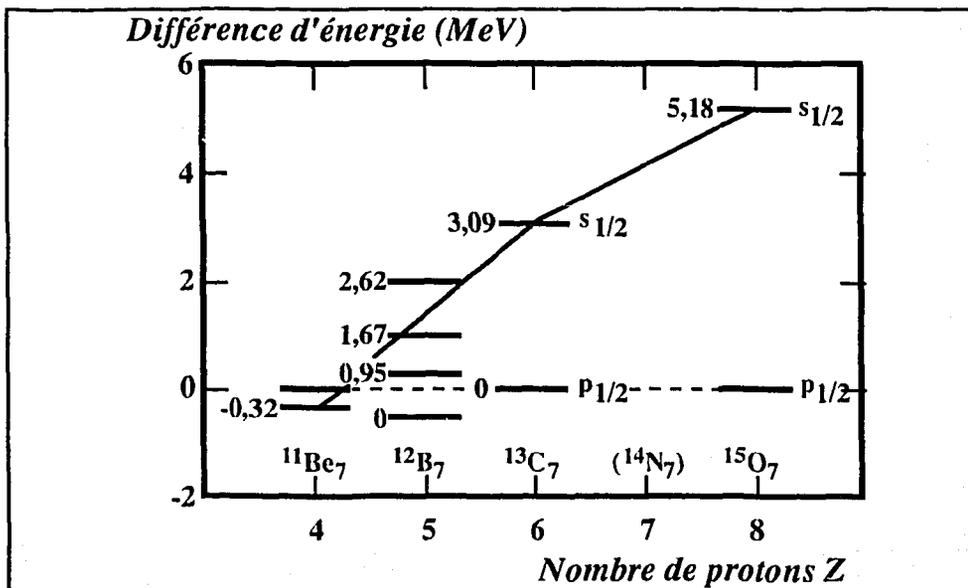


Fig. 1 - Schémas de niveaux de différents isotones laissant apparaître l'abaissement progressif de l'état  $1/2^+$  lorsque le numéro atomique diminue. Figure extraite de [TAL60].

A la lumière du  $^{11}\text{Be}$ , on peut également se demander quelle est l'influence d'un état intrus sur l'existence même du halo et de niveaux excités; où est-il raisonnable de chercher des noyaux à halo? D'un point de vue théorique, Fedorov et al. [FED93] ont souligné les conditions favorables à l'apparition de cette originalité: un état s ou p paraît indispensable. Il semble de plus nécessaire que l'énergie de liaison  $E$  du ou des derniers nucléons soit telle que le produit  $EA^{2/3}$  ne dépasse pas quelques MeV.

Parallèlement à une meilleure connaissance intrinsèque, l'éventuelle existence de niveaux excités liés dans des noyaux à halo de deux neutrons jette un éclairage expérimental intéressant pour un problème ardu de la physique nucléaire: le problème à trois corps. Efimov a par exemple montré que dans le cas d'un système à trois corps caractérisés par des interactions à courte portée, si faibles qu'aucun des sous systèmes ne soit lié, il est possible d'avoir plusieurs états excités [EFI70].

## II. Choix des noyaux.

Les noyaux faisant l'objet de cette étude sont présentés dans le tableau 1 avec l'énergie de séparation du ( $S_{1n}$ ) ou des deux ( $S_{2n}$ ) dernier(s) neutron(s). Il semble probable que l'existence de niveaux excités liés dépende de l'énergie de séparation: c'est pourquoi il a paru judicieux de choisir, en plus du  $^{11}\text{Be}$ , des noyaux dont les énergies de séparation  $S_{2n}$  soient sensiblement distinctes.

*Tableau 1 - Noyaux étudiés lors de l'analyse spectroscopique.*

Noyau	Energie de séparation (keV)
$^{11}\text{Be}$	$S_{1n} = 504 \pm 6$
$^{14}\text{Be}$	$S_{2n} = 1340 \pm 180$
$^8\text{He}$	$S_{2n} = 2137 \pm 7$
$^{12}\text{Be}$	$S_{2n} = 3673 \pm 15$

Dans cette liste, le  $^{11}\text{Be}$  a joué un rôle particulier: comme nous l'avons souligné ci-dessus, c'est un noyau dont le schéma de niveaux est connu. Nous désirions en fait démontrer la faisabilité générale de l'expérience en peuplant le niveau excité à 320 keV, déjà connu [MIL83], puis en détectant les photons de désexcitation vers le fondamental. L'observation de cette transition prouverait que l'on sait atteindre les états excités de noyaux exotiques par la technique expérimentale mise en oeuvre; l'accord acceptable des sections efficaces mesurée et calculée, aurait ensuite une conséquence essentielle: au delà d'une "simple" mise en évidence d'éventuels niveaux excités liés dans les autres candidats retenus, nous serions en effet autorisés à proposer des valeurs pour les probabilités de transition réduites (ou les durée de vie) correspondantes.

### III. Choix d'un processus d'excitation adapté aux noyaux à halo.

Très généralement, les niveaux excités d'un noyau sont expérimentalement accessibles de diverses manières:

- on peut par exemple procéder à des réactions directes de type  $^{208}_{82}\text{Pb}(^3_2\text{He}, d)^{209}_{83}\text{Bi}$ . Le spectre en énergie des deutérons, à un angle donné, nous renseigne alors sur l'espacement des couches dans le  $^{209}_{83}\text{Bi}$ ;

- une autre technique consiste à accumuler, dans un premier temps, des éléments radioactifs sous forme de sources. Dans un deuxième temps, les décroissances  $\alpha$  ou  $\beta$  peuplent les noyaux fils dans certains de leurs états excités, ceux-ci se désexcitant par l'émission de photons: les différentes énergies recueillies permettent de reconstruire le schéma de niveaux du noyau fils;

- les réactions de fusion-évaporation [SAI83] autorisent quant à elles le peuplement de niveaux de haut spin: la mise en évidence de l'effet "backbending" et l'observation de bandes déformées ou superdéformées en sont des illustrations caractéristiques [INT93];

- enfin, l'excitation Coulombienne à basse énergie a été et reste abondamment utilisée; son histoire est riche de résultats expérimentaux et de discussions: ils foisonnent dans les publications de K. Alder et A. Winther [Ald66]. H. Seigolle et J. M. Lagrange ont étudié des isotopes de tellure, respectivement de masse impaire [SER69] et paire [LAG70], complétant les schémas de niveaux et extrayant des probabilités de transition réduites. Par ailleurs, comme les réactions de fusion-évaporation, le processus d'excitation Coulombienne multiple à basse énergie permet le peuplement d'états de haut spin [SCH83].

Plus récemment ont été reportés les premiers résultats positifs de l'application de l'excitation Coulombienne à des faisceaux radioactifs de basse énergie:

- Brown et son équipe [BRO91] ont ainsi observé le premier état excité du  $^8\text{Li}$  en étudiant les spectres en énergie des particules diffusées;

- le groupe de M. Oshima [OSH92] a quant à lui mis en évidence le déplacement Doppler affectant les photons de désexcitation correspondant à la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  du  $^{76}\text{Kr}$ , après excitation dans une cible de plomb.

Cependant la production de faisceaux secondaires par l'intermédiaire de réactions de diffusion inélastique ( $^8\text{Li}$ ) ou de fusion ( $^{76}\text{Kr}$ ) présente un sérieux inconvénient: le domaine d'étude accessible est en effet sévèrement limité aux noyaux relativement proches de la vallée de la stabilité.

La technique spectroscopique choisie a été, dans notre étude, l'excitation Coulombienne d'un projectile de haute énergie. Elle était en effet la plus à même de tirer parti des propriétés, réelles et pressenties, des noyaux d'intérêt:

- au vu des caractéristiques soulignées lors de l'exposé des motivations (paragraphe I du présent chapitre), les sections efficaces d'excitation Coulombienne  $E1$ , si les niveaux accessibles par une telle transition existent, doivent être très importantes;

- un autre argument en faveur de la méthode retenue concerne la production des noyaux très exotiques: des faisceaux secondaires intenses sont favorisés lorsque le processus mis à contribution est la fragmentation à haute énergie: des expériences ont témoigné a contrario d'une chute drastique des taux de production lorsque l'on cherchait à réduire l'énergie incidente [YAN93];

- enfin, les noyaux étudiés sont tous instables, avec des durées de vie très courtes: l'énergie élevée constitue dès lors un second atout, autorisant l'emploi d'un spectromètre magnétique de type LISE3 (voir Annexe) pour une séparation et une purification efficace des faisceaux radioactifs.

#### **IV. Déroulement de l'étude.**

La première partie de cette thèse est donc consacrée à la première étude spectroscopique de noyaux à halo mettant en oeuvre l'excitation Coulombienne aux énergies intermédiaires, et s'intéresse plus spécifiquement à la recherche d'états excités faiblement liés. Le chapitre 1 décrit succinctement les principes théoriques sous-tendus dans les modèles classique et relativiste de l'excitation Coulombienne. Le deuxième chapitre s'intéresse aux techniques expérimentales mises en oeuvre: réglages du spectromètre, identification des ions lourds, détection des photons de désexcitation, électronique et logique d'acquisition des données. Les étapes successives de l'analyse, illustrées par le cas du  $^{11}\text{Be}$ , ainsi que les résultats relatifs aux quatre isotopes étudiés, sont détaillés au chapitre 3. Nous discutons par la suite des sections efficaces obtenues, les confrontant au modèle de Winther et Alder [WIN79]; nous présentons également dans ce chapitre 4 des estimations quant à l'existence de niveaux excités liés dans les différents noyaux étudiés.

# 1<sup>ère</sup> partie - SPECTROSCOPIE DE NOYAUX À HALO

## chapitre I - THEORIE DE L'EXCITATION COULOMBIENNE.

Nous présentons ci-dessous les grandes lignes de la théorie classique de l'excitation Coulombienne, son champ d'application habituel, puis nous décrivons succinctement les hypothèses de l'approche relativiste que nous avons retenue.

### I. Modèle classique de l'excitation Coulombienne.

Si, comme il est schématisé sur la figure 1, un projectile de charge  $Z_1$  et de masse  $A_1$  s'approche du noyau cible  $Z_2, A_2$  avec un paramètre d'impact "b", sa trajectoire se trouve déviée sous l'action des forces dues au champ Coulombien.

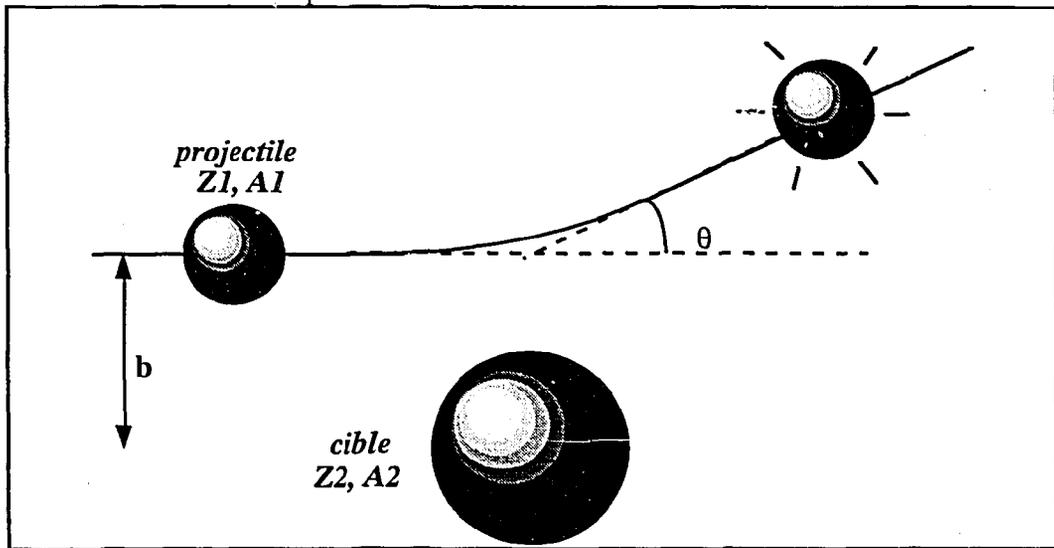


Fig. 1 - Représentation habituelle de la trajectoire du projectile dans le champ Coulombien de la cible.

Lorsque l'énergie de l'ion incident  $E_i$  est faible devant l'énergie de la barrière Coulombienne  $E_b$ , il est diffusé élastiquement selon un angle  $\theta$  dans le système du centre de masse: plus  $b$  est petit, plus les forces de répulsion sont intenses et  $\theta$  grand. Dans le cas limite d'une collision centrale ( $b=0$ ), le projectile rebrousse chemin après s'être approché au plus près de la cible: on appelle "a" cette distance minimale d'approche. Son expression est:

$$a = 2 \frac{Z_1 Z_2 e^2}{m_0 v^2} \quad (1)$$

$m_0$  étant la masse réduite des deux participants.

La loi de Rutherford décrit alors la diffusion élastique par la relation:

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = \frac{1}{16} a^2 \sin^{-4}\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (2)$$

Quand  $E_i$  augmente et s'approche de  $E_b$ , tout en restant suffisamment faible pour que la distance minimale d'approche soit telle que les forces nucléaires n'interviennent pas, le mouvement relatif des deux particules occasionne un champ électromagnétique variable au cours du temps qui peut faire passer le projectile, ou la cible, de son état fondamental à un état excité. On suppose que l'excitation du projectile ne modifie pas sa trajectoire, l'énergie nécessaire à une telle transition étant minime vis à vis de l'énergie incidente; cette hypothèse, dite approximation semi-classique, se traduit par la relation liant la section efficace différentielle d'excitation Coulombienne à la section de diffusion élastique:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_R}{d\Omega} P_{i \rightarrow f} \quad (3)$$

$P_{i \rightarrow f}$  représente donc la probabilité que le noyau ( $Z_1, A_1$ ) soit excité lors d'une collision à l'issue de laquelle il serait diffusé dans un angle solide  $d\Omega$ . Dans la théorie des perturbations au premier ordre, applicable uniquement si cette probabilité de transition est petite devant 1, on écrit:

$$P_{i \rightarrow f} = |a_{i \rightarrow f}|^2 \quad (4)$$

où l'amplitude de transition a elle même l'expression suivante:

$$a_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{i\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\xi} V(t) dt \quad (5)$$

$\xi$  est le paramètre d'adiabaticité. Il compare le temps de la collision à la période nucléaire de la transition considérée:

$$\xi = \frac{t_{\text{coll}}}{t_{\text{fi}}} = \frac{a/2v}{\hbar/2\pi \cdot E_f - E_i} = \frac{a/2v}{1/\omega_{fi}} = \omega_{fi} \frac{a}{2v} \quad (6)$$

Plus  $\xi$  est petit, plus la probabilité d'excitation est importante. A l'inverse, lorsque  $\xi$  tend vers l'infini, aucun transfert d'énergie ne se produit et la collision est dite adiabatique (diffusion élastique pure).

Cette coupure adiabatique limite généralement l'excitation Coulombienne aux niveaux de basse énergie, inférieure à 1 ou 2 MeV.

Dans le cas d'une transition électrique d'ordre  $\lambda$ , après avoir exprimé l'opérateur d'interaction  $V(\mathbf{r}(t))$  sous la forme d'un développement d'opérateurs multipolaires électriques, la section efficace totale d'excitation Coulombienne s'écrira:

$$\sigma_{E\lambda} = \left(\frac{Z_2 e}{\hbar v}\right)^2 a^{-2\lambda+2} B(E\lambda) f_{E\lambda}(\theta, \xi) \quad (7)$$

$B(E\lambda)$  est la probabilité de transition réduite;  $f_{E\lambda}(\theta, \xi)$  est une fonction dépendant des intégrales d'orbite  $I_{\lambda\mu}$  et des harmoniques sphériques  $Y_{\lambda\mu}$ . Cette relation traduit un point déjà souligné au cours de l'introduction spécifique: une mesure de section efficace d'excitation Coulombienne nous autorisera à caractériser le niveau mis en évidence par sa probabilité de transition réduite.

## II . Validité des hypothèses du modèle classique: exemple et contre-exemple.

On admet généralement que le traitement classique conserve sa validité tant que la longueur d'onde  $\lambda$  associée à la particule incidente reste faible devant une grandeur caractéristique de l'interaction, en l'occurrence "a" (distance minimale d'approche). Cette condition s'écrit, avec le paramètre de Sommerfeld  $\eta$ :

$$\eta = \frac{a \pi}{\lambda} \gg 1 \quad (8)$$

où

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_0 E}} \quad (9)$$

Nous allons considérer deux cas où un projectile  $^{11}\text{Be}$  passe au voisinage d'un noyau cible  $^{208}\text{Pb}$ . La barrière Coulombienne est donnée dans le centre de masse par [LAN74]:

$$E_b = \frac{e^2}{r_0} \cdot \frac{Z_1 \cdot Z_2}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} = \frac{1,44}{1,41} \cdot \frac{4,82}{11^{1/3} + 208^{1/3}} = 41 \text{ MeV} \quad (10)$$

Le premier cas est caractérisé par une énergie incidente inférieure à la barrière, par exemple  $E_{i\text{lab.}} = 33 \text{ MeV}$  dans le repère du laboratoire ou  $E_{i\text{CM}} = 31,34 \text{ MeV}$  dans celui du centre de masse. L'énergie nécessaire à l'excitation vers le niveau  $1/2^-$  à 320 keV est alors réellement très faible devant  $E_i$ : la trajectoire classique est donc une approximation justifiée.

Si nous calculons le paramètre de Sommerfeld, nous trouvons:

$$\eta = \frac{15,05 \pi}{1,63} = 29 \quad (11)$$

Les conditions indispensables à l'application du traitement classique, faible perturbation occasionnée à la trajectoire par l'excitation et paramètre de Sommerfeld important, sont bien toutes deux réunies.

Soit maintenant, dans le deuxième cas, une énergie incidente de 43 MeV par nucléon dans le système du laboratoire ( $E_i(\text{C.M.}) = 40,84 \text{ MeV/A}$ ); cette situation est proche de celle rencontrée expérimentalement. L'énergie de la transition est, plus encore que précédemment, infime devant  $E_i$ . Par contre, la longueur d'onde n'est plus sensiblement inférieure à la distance minimale d'approche. Nous trouvons en effet:

$$\eta = \frac{1,05 \pi}{0,42} = 7,85 \quad (12)$$

Le projectile ne subira donc l'influence du champ Coulombien de la cible, et de lui seul, que si la distance séparant les noyaux reste suffisamment grande à tout instant; à l'inverse, pour des paramètres d'impact tendant vers zéro, le projectile est susceptible de traverser la barrière et d'être soumis aux forces nucléaires. Cette situation nous incite alors à dépasser le modèle classique de l'excitation Coulombienne pour une approche relativiste.

### III. Approche aux hautes énergies de Winther et Alder.

Pour notre étude, nous avons choisi d'utiliser le formalisme de Winther et Alder [WIN79], développé pour des collisions d'ions relativistes: il consiste en un traitement semi-classique dans le sens où la notion de trajectoire est conservée. Nous en donnons ci-dessous quelques points clés.

Comme nous voulons éviter de faire intervenir les forces nucléaires, possibles pour des énergies incidentes élevées, nous définissons la plus courte distance où seule l'interaction électromagnétique est permise; on la choisit comme la somme des rayons nucléaires du projectile et de la cible:

$$R = 1,2 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad (14)$$

A cette distance correspond un angle de déflexion maximum, dit angle de "grazing": en conséquence on ne retiendra, notamment lors de l'expérience, que les trajectoires très peu incurvées. Pour de telles collisions, le paramètre  $\xi$  vérifie:

$$\xi = \frac{t_{\text{coll}}}{t_{\text{fi}}} = \frac{\omega_{\text{fi}} R}{\gamma v} < 1 \quad (14)$$

et prend en compte le facteur de Lorentz  $\gamma$  défini comme

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (15)$$

A cause de la répulsion Coulombienne des noyaux, la distance de plus courte approche est en fait légèrement supérieure à  $R$ : une correction supplémentaire est apportée sur le facteur d'adiabaticité:

$$\xi = \frac{t_{\text{coll}}}{t_{\text{fi}}} = \frac{\omega_{\text{fi}}}{\gamma v} \left( R + \frac{\pi Z_1 Z_2 e^2}{2 m_0 v^2 \gamma} \right) < 1 \quad (16)$$

Pour des énergies incidentes de l'ordre de 100 MeV par nucléon, il sera maintenant possible de peupler, par excitation Coulombienne, des niveaux excités dans une gamme comprise entre 0 et 10 ou 20 MeV au dessus du fondamental. Une possibilité pour contourner la limitation adiabatique est donc de considérer l'excitation Coulombienne provoquée par un projectile de haute énergie.

Sous les conditions précédentes, le développement mathématique conduit par Winther et Alder se conclut par l'expression de la section efficace d'excitation Coulombienne relativiste, pour le projectile et dans le cas d'une transition électrique:

$$\sigma = \left( \frac{Z_2 e^2}{\hbar c} \right)^2 \sum_{\lambda, \mu} k^{2(\lambda-1)} (B(E\lambda)/e^2) |G_{\lambda, \mu}(\frac{\xi}{v})|^2 g_{\mu}(\xi(R)) \quad (17)$$

Nous reconnaissons le vecteur d'onde  $k$  ainsi que la probabilité de transition réduite  $B(E\lambda)$ . Les  $G_{\lambda, \mu}$  sont des fonctions spéciales: pour  $\lambda$  inférieur ou égal à deux, leur expression est explicitement donnée en annexe de [WIN79]. Enfin, la fonction  $g_{\mu}$  s'exprime simplement à l'aide de fonctions de Bessel modifiées:

$$g_{\mu}(\xi) = g_{-\mu}(\xi) = \pi \xi^2 \left[ |K_{\mu+1}(\xi)|^2 - |K_{\mu}(\xi)|^2 - \frac{2\mu}{\xi} K_{\mu+1}(\xi) K_{\mu}(\xi) \right] \quad (18)$$

Les développements en puissance des fonctions de Bessel étant compilés [ABR70], la formule 17 est aisément programmable: c'est un avantage qui a également motivé le choix de ce formalisme semi-classique.

#### IV. Application à une transition électrique dipolaire E1.

Dans le cas d'une transition électrique dipolaire, rencontrée pour les noyaux de  $^{11}\text{Be}$  et escomptée pour les autres candidats, les équations précédentes se réduisent à:

$$\sigma = \left( \frac{Z_2 \alpha}{\beta} \right)^2 \frac{B(E1)}{e^2} \frac{16\pi}{9} \{g_1(\xi) + (1 - \beta^2)g_0(\xi)\} \quad (19)$$

et

$$g_1(\xi) = \pi \xi^2 \left\{ |K_2(\xi)|^2 - |K_1(\xi)|^2 - \frac{2}{\xi} K_2(\xi) K_1(\xi) \right\}$$

$$g_0(\xi) = \pi \xi^2 \left\{ |K_1(\xi)|^2 - |K_0(\xi)|^2 \right\} \quad (20)$$

On choisit d'exprimer les fonctions de Bessel modifiées sous la forme de leur développement en puissance. On a ainsi, avec  $\xi$  inférieur à 2 et pour les premiers ordres:

$$K_0(\xi) = -\ln(\xi/2)I_0(\xi) - 0.57721 + 0.42278(\xi/2)^2 + 0.23069(\xi/2)^4 + 0.03488(\xi/2)^6$$

$$K_1(\xi) = \frac{1}{\xi} [ \xi \ln(\xi/2)I_1(\xi) + 1 + 0.15443(\xi/2)^2 - 0.67278(\xi/2)^4 - 0.18156(\xi/2)^6 ] \quad (21)$$

où:

$$I_0(\xi) = 1 + 3.51562(\xi/3.75)^2 + 3.08994(\xi/3.75)^4 + 1.20674(\xi/3.75)^6$$

$$I_1(\xi) = \frac{1}{\xi} [ 1/2 + 0.8789(\xi/3.75)^2 - 0.51498(\xi/3.75)^4 - 0.15084(\xi/3.75)^6 ] \quad (22)$$

$K_2$  est quant à elle une combinaison linéaire de  $K_0$  et  $K_1$

$$K_2(\xi) = \frac{2}{\xi} K_1(\xi) + K_0(\xi) \quad (23)$$

On a représenté sur la figure 2 l'allure de la section efficace d'excitation Coulombienne, obtenue à l'aide des formules 19 à 23, en fonction de l'énergie du projectile dans le laboratoire et pour une cible de plomb: le projectile est ici le  $^{11}\text{Be}$  pour lequel l'énergie de la transition (intervenant dans l'expression de  $\xi$ ) et la probabilité de transition réduite  $B(E1)$  sont connues:

$$E = 320 \text{ keV}$$

$$B(E1) = 0,116 \text{ e}^2\text{fm}^2 \pm 0,012 \text{ [MIL83]}$$

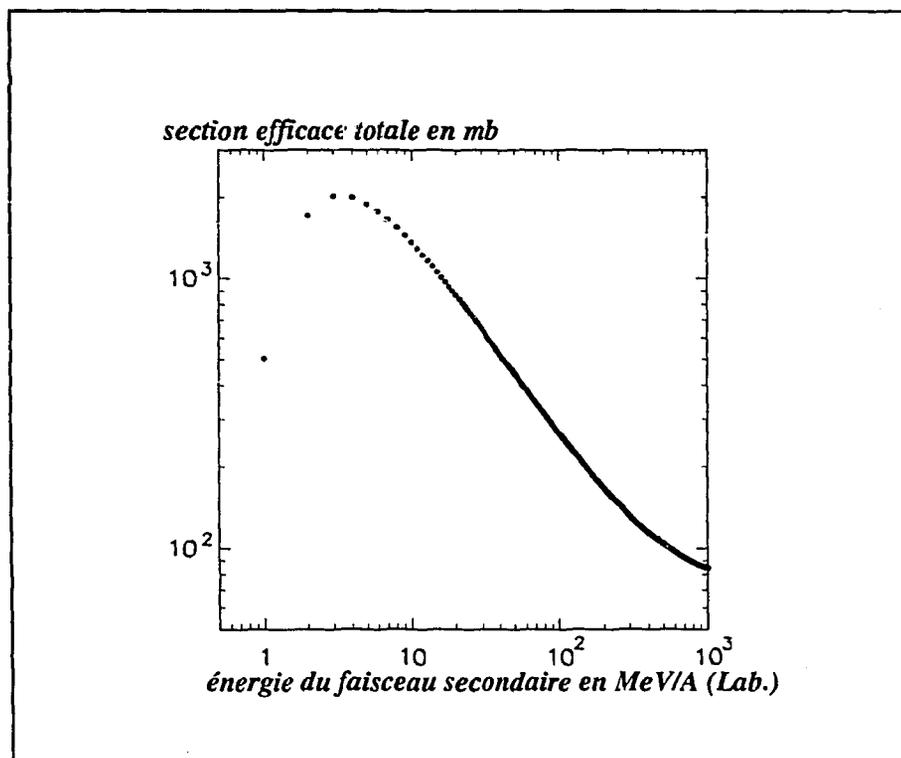


Fig. 2 - Section efficace d'excitation Coulombienne du projectile  $^{11}\text{Be}$  en fonction de son énergie dans le laboratoire, le noyau cible étant le  $^{208}\text{Pb}$ .

Ce modèle de l'excitation Coulombienne nous permettra, au chapitre IV, de comparer nos sections expérimentales à des valeurs théoriques, et de proposer des limites sur l'existence de niveaux excités liés.

# 1ère partie - SPECTROSCOPIE DE NOYAUX À HALO

## chapitre II - PRESENTATION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

### I. Faisceaux d'ions secondaires et réglages du spectromètre.

Les spécificités des noyaux, légers et riches en neutrons, dont nous désirions étudier l'excitation Coulombienne à haute énergie (quelques dizaines de MeV/A) ont guidé les réglages du spectromètre LISE3 [ANN92]: les taux de production prédits par le programme de simulation Lise [BAZ93b] justifient par exemple le choix, pour cette expérience, d'un faisceau primaire d' $^{18}\text{O}^{8+}$  à 63 MeV par nucléon et de cibles de Be. Le dégradeur utilisé était constitué d'une feuille d'aluminium d'épaisseur 1 mm, à laquelle on impose une forme particulière de manière à conserver l'achromatisme du spectromètre. La mise en oeuvre de la procédure détaillée dans l'annexe (combinaison des sélections en moment, en perte d'énergie puis en vitesse) nous a alors permis d'obtenir des faisceaux secondaires, extrêmement purs, dont les principales caractéristiques sont résumées dans le tableau 1.

Tableau 1 - Quelques caractéristiques des faisceaux primaires et secondaires.

Noyau	intensité du faisceau primaire ( $\mu\text{Ae}$ )	cible primaire et épaisseur (mm)	$B\rho_1$ Tm	F1 mm Ho	$B\rho_2$ Tm	F2 mm Ho/Ve	énergie par nucléon du faisceau secondaire à la sortie de Lise3 (MeV/A)	nombre de noyaux par seconde
$^{11}\text{Be}$	1	Be - 3	2,84	$\pm 40$	2,71	15/10	45,74	110000
$^{12}\text{Be}$	1,9	Be - 3	3,09	$\pm 40$	2,96	15/10	45,88	22800
$^{14}\text{Be}$	1,2	Be - 5	3,21	$\pm 45$	3,03	20/12	35,55	265
$^8\text{He}$	1,7	Be - 5	3,31	$\pm 45$	3,19	20/12	30,25	537

### II. Excitation Coulombienne: dispositif expérimental.

Le dispositif expérimental spécifique à la recherche d'états excités liés, représenté sur la figure 1, était installé en sortie du spectromètre et à "l'air libre". Les avantages d'une telle situation sont multiples: les ions incidents, énergétiques, ne subissent au cours de leur trajet dans l'air (environ 1,5 m) que de très faibles stragglings en angle et en énergie, rendant caduque l'utilisation d'une chambre de réaction. Les contraintes inhérentes à celle-ci sont alors levées: ainsi, des photons émis dans la cible ne rencontrent plus de matière avant les détecteurs germanium; d'autre part, la vision d'ensemble du dispositif expérimental autorise des relevés très précis des distances et des angles, et un changement de configuration devient une opération aisée et rapide.

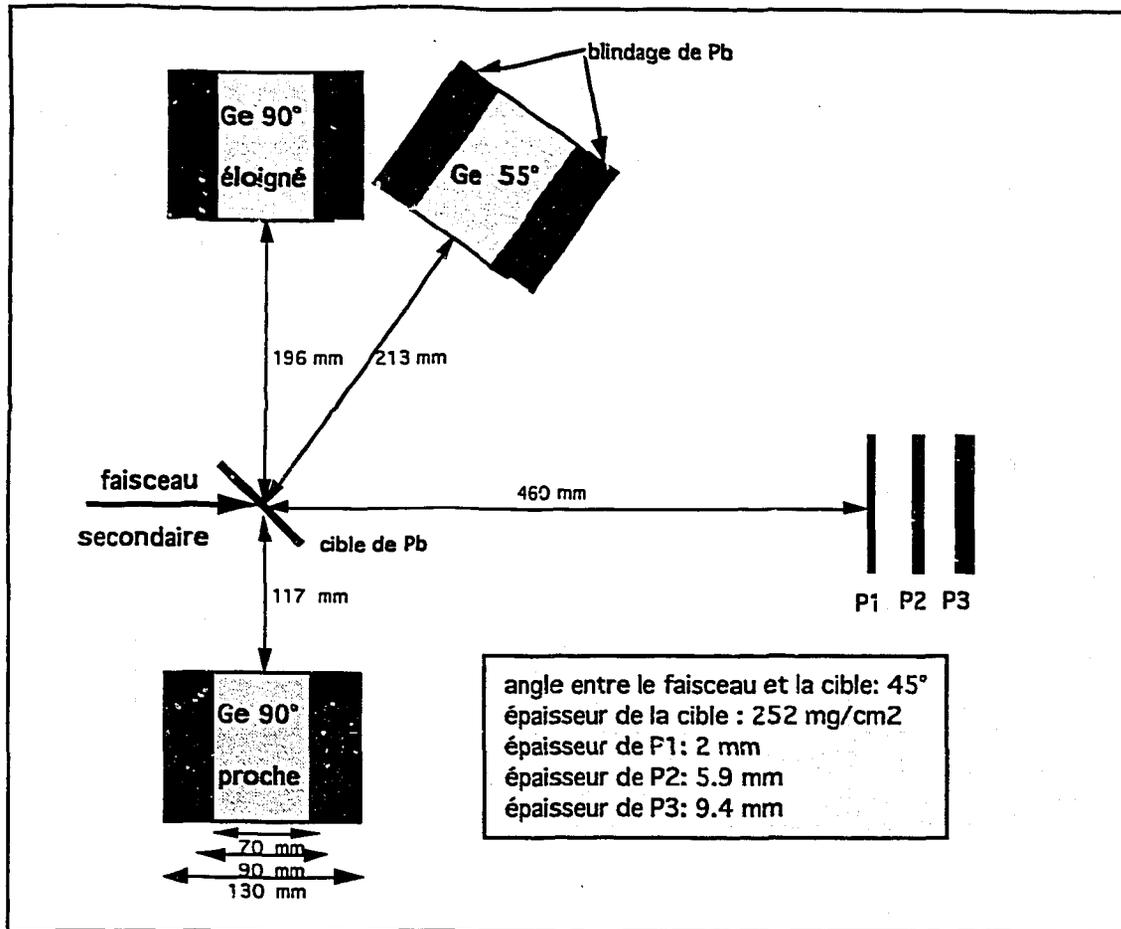


Fig. 1 - Dispositif expérimental pour l'étude de l'excitation Coulombienne de faisceaux radioactifs à haute énergie.

## II.1. Cible secondaire.

Sur la figure 1, les particules arrivent de la gauche puis traversent la cible de plomb, choisie en raison de son numéro atomique élevé (82): l'excitation Coulombienne, phénomène électromagnétique, est en effet d'autant plus favorisée que le nombre de charges électriques en présence est important. Son épaisseur, 252 mg/cm<sup>2</sup>, permet par ailleurs de concilier des effets contradictoires: un taux de comptage suffisamment élevé (cas d'une cible épaisse), une dispersion en vitesse du faisceau et une absorption des  $\gamma$  modérées (cas de la cible mince). Enfin par une inclinaison de la feuille de plomb à 45°, on évite de présenter sa tranche à l'un des détecteurs germanium. L'atténuation des flux de photons, principalement ceux de basse énergie, est ainsi minimisée.

## II.2. Identification et monitoring des ions lourds.

L'identification des noyaux incidents, événement par événement, est primordiale à plus d'un titre:

- nous désirons d'une part confirmer la nature des particules vues par le dispositif expérimental.

- nous voulons d'autre part rejeter les contaminants résiduels ainsi que les produits de fragmentation du faisceau secondaire dans la cible de plomb.

Pour répondre à ces deux exigences, on procède donc à une identification reposant sur une mesure du temps de vol de l'ion dans le spectromètre et de ses pertes d'énergie dans trois détecteurs plastiques NE102, P1, P2 et P3 d'épaisseurs respectives 2, 5,9 et 9,4 mm; ceux-ci, de par leur nature, autorisent de forts taux de comptages (environ 100000  $^{11}\text{Be}$  par seconde). Le principe de fonctionnement en est relativement simple: lorsque une particule chargée traverse le matériau, de nombreux photons sont émis par scintillation; un photomultiplicateur couplé au plastique recueille ces photons et fournit en sortie un signal électrique dont la forme et l'amplitude caractérisent le noyau incident et sa perte d'énergie dans le détecteur.

Les calibrations en temps de vol et en perte d'énergie se fondent sur les nombreux noyaux qui sont transmis simultanément lorsque seule la sélection magnétique est mise à contribution. La figure 2 représente la matrice obtenue, Tdv (en canaux) -  $\Delta E(\text{P1})$  (en canaux). Les noyaux de la ligne verticale, caractérisés par une vitesse identique, possèdent d'après la relation  $B\rho = 3,105 A\beta/Q$  le même rapport  $A/Z$ , ici égal à 3 ( $Q=Z$  pour des ions complètement épluchés). L'identification des autres particules, tenant compte d'éventuels rebroussements, s'en déduit aisément.

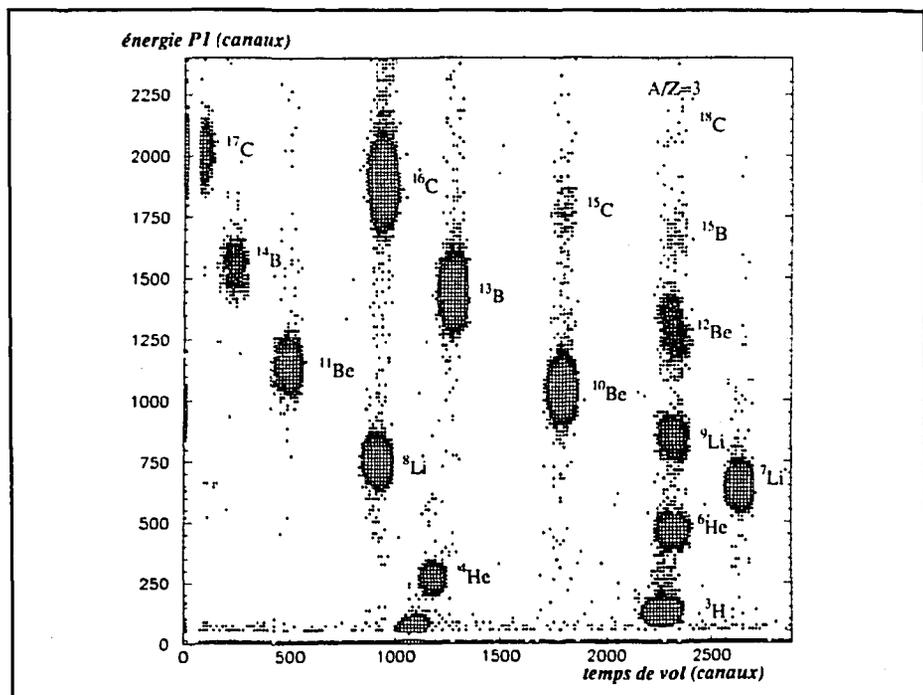


Fig. 2 - Matrice Tdv -  $\Delta E(\text{P1})$  (temps de vol - perte d'énergie) dans le premier détecteur plastique d'une mesure de calibration. Identification des noyaux transmis.

Connaissant avec une très grande précision la longueur du parcours ( $l = 42,26$  m) ainsi que les rigidités magnétiques des deux dipôles (qui ici sont égales), il est possible, comme sur la figure 3, d'établir la calibration du temps de vol calculé en ns.

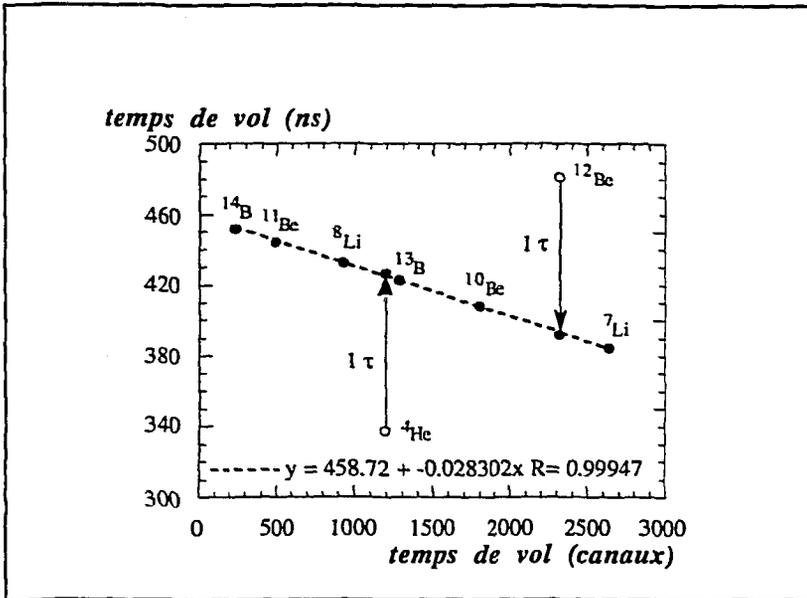
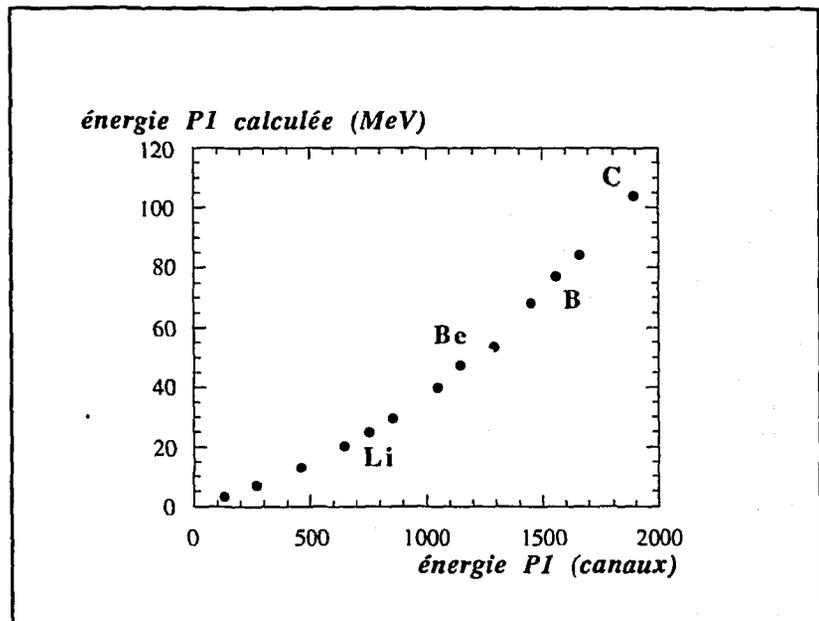


Fig. 3 - Calibration en temps de vol. En abscisse, valeur expérimentale en canaux; en ordonnée, temps de vol calculé en ns. Les flèches indiquent que les noyaux de  $^4\text{He}$  et de  $^{12}\text{Be}$  ont été produits respectivement une période de faisceau primaire plus tard (89,1 ns) et une période plus tôt que l'ensemble des autres particules.

A l'aide du programme STOPX [AWE83], nous calculons les pertes d'énergie dans le premier plastique pour les différents noyaux de la figure 2. La figure 4 montre le résultat de cette calibration avec, en abscisse les pertes d'énergie en canaux et en ordonnée les valeurs attendues (en MeV). Plusieurs facteurs (la nature du détecteur, l'épaisseur exacte des protections qui l'entourent,...) se conjuguent pour nous inciter à rechercher une tendance plutôt qu'un accord absolu: il n'y a pas d'accident notoire dans l'allure générale de la courbe.

Fig. 4 - Calibration des pertes d'énergie dans le scintillateur plastique P1. Une réponse linéaire d'un tel détecteur n'est attendue que pour des isotopes: aussi n'entre-t-elle pas en contradiction avec la forme parabolique de la courbe de calibration pour laquelle des noyaux de charge différente sont pris en compte.



Les incertitudes citées précédemment ainsi que les différences de comportements individuels (le noyau traverse ou s'arrête dans le détecteur) ont rendu l'utilisation d'une calibration en énergie hasardeuse dans le cas du deuxième plastique ou franchement incohérente pour le troisième.

### II.3. Distance optimale cible-scintillateur plastique.

Nous avons vu au chapitre I que la théorie de Winther et Alder établissait une coupure franche entre les domaines d'action des forces électromagnétique et nucléaire: seule la première est susceptible d'intervenir lorsque la distance minimale d'interaction des deux participants est supérieure ou égale à la somme R de leur rayons; on montre alors que l'angle de diffusion maximum (angle de grazing) qui lui correspond reste faible. Pour cette raison, nous sélectionnons expérimentalement les trajectoires très focalisées à l'avant, témoins de l'interaction Coulombienne, à l'exclusion des trajectoires trop incurvées trahissant une réaction nucléaire: un détecteur plastique de 10 cm de côté, situé à environ 50 cm de la cible, remplit convenablement cette fonction.

Cette distance relativement importante a un autre avantage. Lorsque le faisceau secondaire traverse les scintillateurs, diverses réactions peuvent se produire. De nombreux photons sont émis et contribuent pour partie au bruit de fond des spectres  $\gamma$ , cette contribution étant d'autant plus faible que les détecteurs plastiques sont disposés loin des cristaux de germanium.

### II.4. Détection des rayonnements $\gamma$ .

La détection des  $\gamma$  est dévolue à 3 détecteurs germanium de gros volume (diamètre du cristal: 70 mm; efficacité théorique: 70%) dont la résolution est de 3 keV pour la transition de 1332 keV du  $^{60}\text{Co}$ . Les photons interagissent dans les cristaux de germanium par effet photoélectrique, effet Compton ou par création de paires. Dans les trois cas, des particules chargées sont émises: leur ralentissement progressif dans le semi-conducteur s'accompagne de la formation de paires électron-trou dont le nombre reflète finalement l'énergie déposée par ces particules.

Le choix des angles répond à deux considérations principales:

- les photons  $\gamma$  que nous recherchons, correspondant à la désexcitation en vol des projectiles, sont soumis à un déplacement Doppler qui dépend fortement de leur angle d'émission  $\theta$  vis à vis de la direction du noyau émetteur. L'énergie apparente  $E_\gamma$  d'une transition  $E_{\gamma_0}$  est ainsi donnée par la relation:

$$E_\gamma = \frac{E_{\gamma_0} \sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \theta} \quad (1)$$

où  $\beta = v/c$  avec  $v$  vitesse du projectile.

Une raie de même origine apparaîtra donc à différentes positions sur les spectres  $\gamma$  obtenus à différents angles:

- à  $90^\circ$ , ce déplacement Doppler est faible car le dénominateur de l'expression précédente vaut 1, mais il n'est pas nul puisque  $\beta$ , présent au numérateur, reste voisin de 0,3 (on peut noter que le développement classique de la formule ignore ce résultat). La ligne se positionnera donc à une valeur proche de celle de la transition.

## II.5. Calibration et efficacités des détecteurs germanium.

La calibration en énergie se base sur les positions en canaux des transitions  $\gamma$  d'une source de  $^{106}\text{Rh}$  et d'une source d' $^{152}\text{Eu}$ .

On trouve pour les trois détecteurs les relations suivantes:

- 55°  $E(\text{keV}) = 0,6742 \cdot \text{canal} + 11,56$
- 90° proche  $E(\text{keV}) = 0,6742 \cdot \text{canal} + 12,33$
- 90° distant  $E(\text{keV}) = 0,6740 \cdot \text{canal} + 12,956$

Par ailleurs, les processus d'interaction des photons dans le cristal ne sont pas systématiques, contrairement à la particule chargée qui perd automatiquement une partie de son énergie lorsqu'elle traverse une jonction silicium. L'efficacité de détection intrinsèque n'est ainsi jamais de 100% et doit être évaluée. Il est de plus nécessaire de juger l'importance de l'absorption des  $\gamma$  dans la cible. Pour répondre à ce double objectif, nous avons utilisé la source d' $^{152}\text{Eu}$  possédant de nombreuses raies intenses et tenu compte de son activité au moment de la mesure: nous avons alors tracé une courbe d'efficacité pour chaque détecteur et pour trois configurations expérimentales différentes. La figure 5 illustre les résultats du détecteur 90° proche:

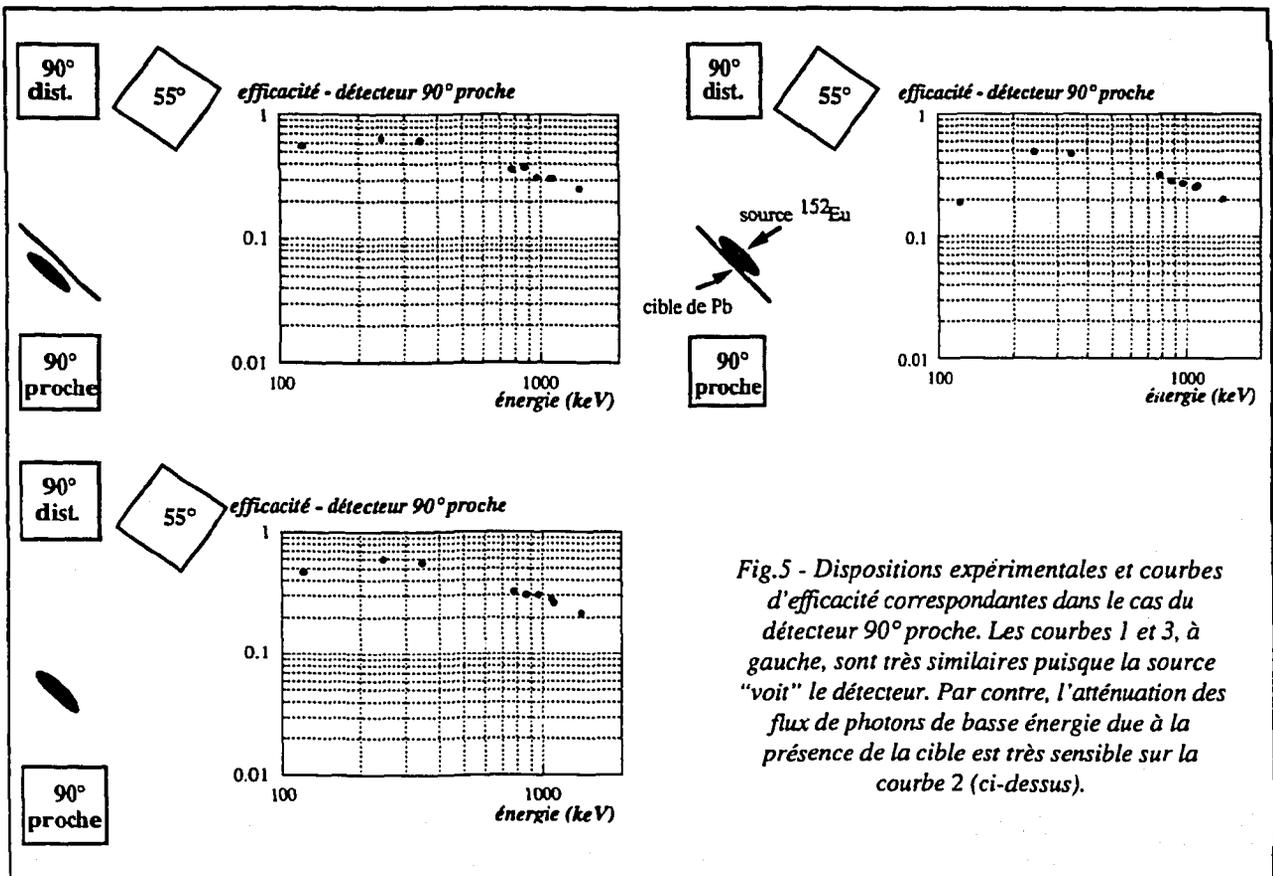


Fig.5 - Dispositions expérimentales et courbes d'efficacité correspondantes dans le cas du détecteur 90° proche. Les courbes 1 et 3, à gauche, sont très similaires puisque la source "voit" le détecteur. Par contre, l'atténuation des flux de photons de basse énergie due à la présence de la cible est très sensible sur la courbe 2 (ci-dessus).

A une énergie donnée, l'efficacité d'un détecteur germanium est choisie comme

$$\varepsilon = e \frac{\ln \bar{\varepsilon} + \ln \varepsilon_i}{2} \quad (2)$$

où

$\bar{\varepsilon} = e \frac{\ln \varepsilon_3 + \ln \varepsilon_j}{2}$  réalise la moyenne des efficacités caractérisant les configurations pour lesquelles la cible ne s'interpose pas entre la source et un détecteur. D'après la figure 5, les indices  $i, j$  des deux relations ci-dessus prennent respectivement les valeurs 1, 2 (détecteurs 55° et 90° distant) ou 2, 1 (détecteur 90° proche).

Le tableau 1 montre les efficacités obtenues pour chaque détecteur à 320 keV, l'émission des photons ayant lieu au centre de la cible.

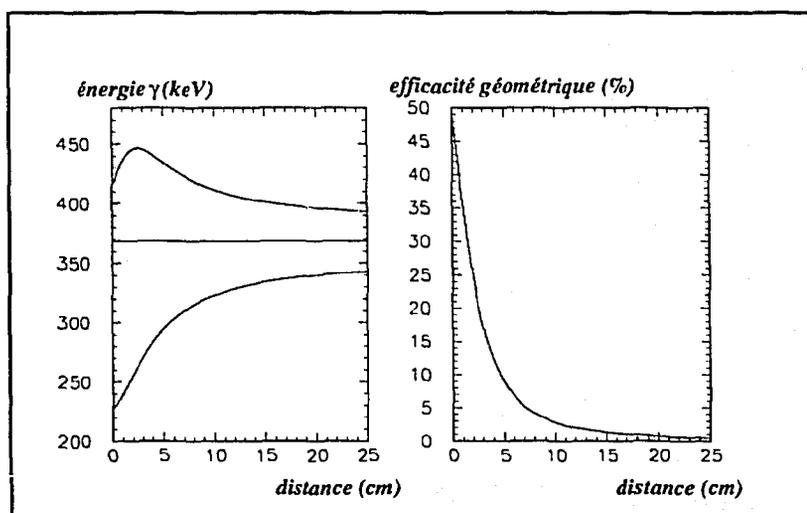
Tableau 1 - Efficacités de détection des  $\gamma$  de 320 keV pour les trois détecteurs.

Détecteur	55°	90° proche	90° distant
$\varepsilon$ (%)	50	50	45

## II.6. Choix des distances cible-détecteurs germanium.

Ces distances résultent d'un compromis à trouver entre l'élargissement Doppler combiné à la dispersion en vitesse du faisceau secondaire, et les efficacités géométriques: plus un détecteur est proche de la cible, plus l'angle solide qu'il intercepte est grand tout comme le nombre de photons recueillis; en contrepartie, le pic éventuel correspondant aux  $\gamma$  émis par des noyaux en vol s'élargira de façon très importante (à cause du terme  $\cos\theta$  de la formule (1)), s'identifiant finalement à un fond légèrement vallonné. La figure 6 illustre cette antagonisme en comparant les évolutions de ces deux grandeurs, en fonction de la distance séparant le détecteur à 55° et la cible. Les distances finalement retenues, sur lesquelles pèsent aussi les contraintes techniques du montage expérimental, sont respectivement de 117, 196 et 213mm pour les détecteurs 90° proche, 90° distant et 55°.

Fig. 6 - Evolution comparée, en fonction de la distance séparant le détecteur 55° de la cible, de l'élargissement Doppler (à gauche) et de l'efficacité géométrique (à droite). Sur le schéma de gauche, les courbes supérieure et inférieure indiquent les énergies attendues lorsque le photon est détecté à l'une ou l'autre extrémité du cristal (dans le plan délimité par l'axe du faisceau et le dispositif): pour une distance donnée, la différence d'énergie en keV entre ces deux courbes représente la largeur à la base du pic d'élargissement Doppler.



### III. Montage électronique.

Le montage électronique associé au dispositif expérimental, schématisé sur la figure 7, témoigne de nos deux priorités:

- une identification, si possible redondante, des projectiles incidents à l'aide des scintillateurs plastiques.
- la détection des  $\gamma$  émis en coïncidence avec un ion lourd.

Le signal des trois plastiques est analysé dans une voie temps. Une amplification rapide puis l'action du discriminateur à fraction constante (CFD) en font une impulsion logique indiquant que le scintillateur a été touché: envoyées à l'entrée du MDR (module de décision rapide) ces trois impulsions contribuent au déclenchement de l'acquisition. Dans le cas des détecteurs P1 et P2, le signal logique fait d'autre part office de START du convertisseur temps amplitude (TAC) pour la mesure du temps de vol des ions du faisceau secondaire dans le spectromètre. Le STOP en est le signal radiofréquence du deuxième cyclotron, correspondant à l'arrivée d'un paquet de noyaux sur la cible primaire. Cette inversion s'explique car, au regard de la H.F., le passage d'une particule dans le plastique P1 est un phénomène rare: le temps d'occupation du TAC s'en trouve ainsi minimisé. Le signal de sortie du convertisseur temps amplitude, TVHFP\* (où \* est 1,2 ou 3), est alors codé.

Le signal des trois plastiques, proportionnel à l'énergie déposée, est également linéairement amplifié en charge, mis en forme par une porte intégratrice puis codé (EP\*).

Les signaux des détecteurs germanium sont eux-aussi aiguillés vers une voie temps et une voie énergie.

Un "OU" logique teste si un au moins des cristaux germanium a été touché: son signal de sortie constitue la quatrième entrée du MDR. Des TAC déterminent également le temps ayant séparé la détection d'un  $\gamma$  de celle d'un ion lourd grâce au signal rapide du plastique P1: on le note TV \*\* (où \*\* représente 55, 90 PROCHE ou 90 DISTANT). La gamme choisie, 400 ns, permet de rejeter les cas où ces deux détections sont manifestement non corrélées, tout en restant suffisamment large pour ne pas perdre d'événement intéressant.

La voie énergie, par une amplification en charge suivie d'un codage, fournit l'information EG \*\*.

### IV. Acquisition.

Les impulsions logiques T1, T2, T3 des trois plastiques ainsi que le "OU" gamma constituent les paramètres d'entrée du module de décision rapide MDR. T1, qui signe le passage d'un noyau dans le premier plastique, est appelée voie maître moniteur: sa présence déclenche le codage

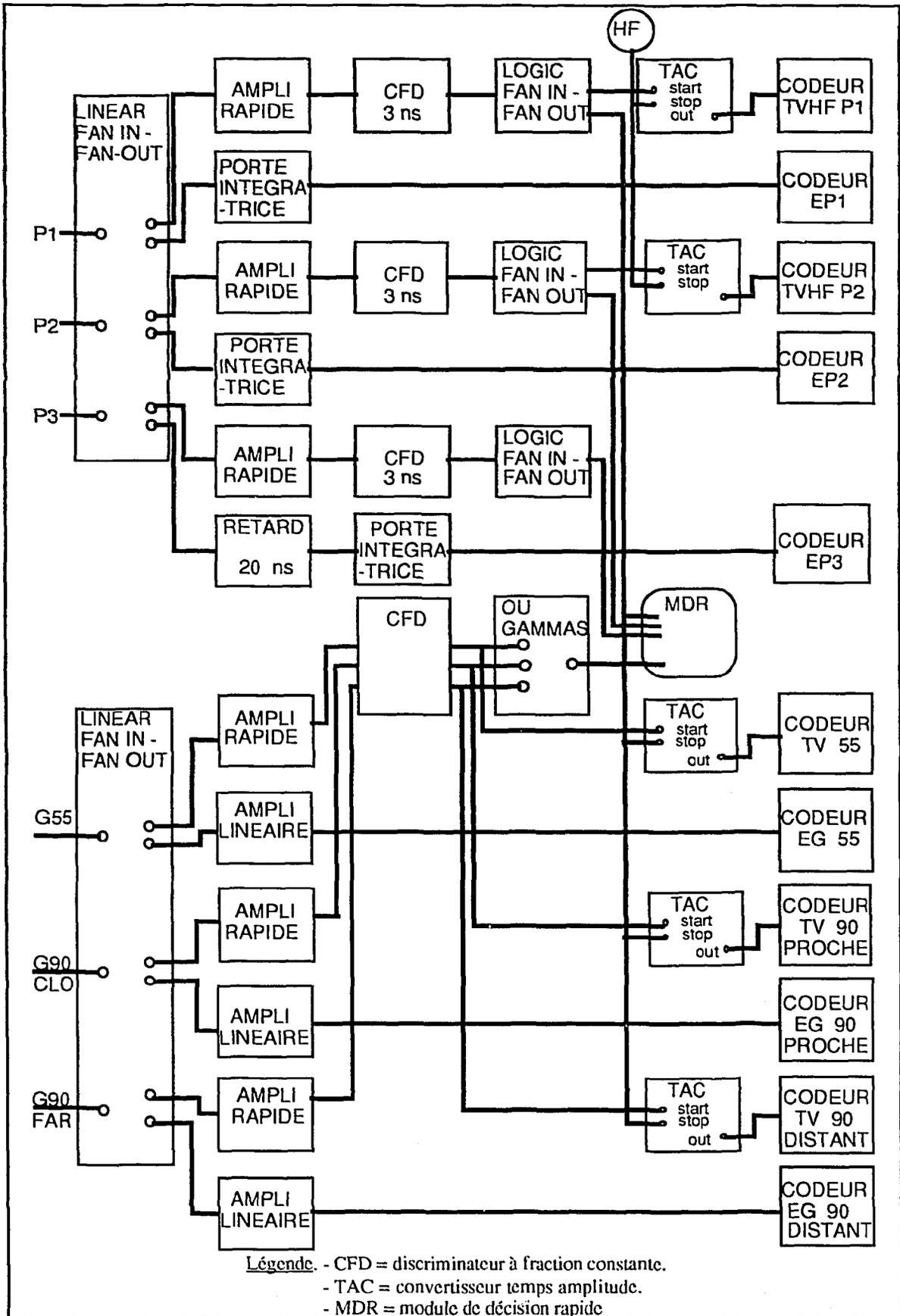


Fig. 7 - Montage électronique.

des caractéristiques d'un événement. Suivant la configuration du MDR, un séquenceur d'utilité générale (SUG) confirme ou infirme l'acquisition. Dans le premier cas, les informations numériques sont transmises, via le bus CAMAC à deux microprocesseurs VME. Ceux-ci, au vu de la configuration de sortie du MDR, adaptent la lecture des codeurs:

-si aucun germanium ne délivre de réponse, seule une liste courte de paramètres est lue; elle comprend les informations suivantes:

MDR, TVHFP1, EP1, TVHFP2, EP2, EP3;

la première d'entre elles indique quelles sont les voies touchées, les cinq suivantes correspondant aux temps de vol et énergies des ions, mesurées par les détecteurs plastiques.

Ces événements sont les plus fréquents. Comme ils ne sont pas critiques pour l'étude spectroscopique, on en réduit le nombre à l'aide d'un diviseur, parfois de façon drastique (  $10^4$  dans le cas du  $^{11}\text{Be}$  ). Des taux de comptage prohibitifs au niveau de l'acquisition et le temps mort exagéré qui en découlerait sont ainsi évités.

-si un photon est détecté, on complète la liste précédente des paramètres suivants:

EG\_55, TV\_55, EG\_90\_PROCHE, TV\_90\_PROCHE, EG\_90\_DISTANT,  
TV\_90\_DISTANT

qui précisent l'énergie du photon ainsi que le temps séparant sa détection de celle d'un ion lourd.

Les microprocesseurs envoient ensuite ces données, par l'intermédiaire du bus VME, dans un ordinateur VAX: ce dernier gère alors le stockage (prioritaire) des informations sur bandes magnétiques ainsi que la visualisation et le contrôle en ligne de l'expérience.

# 1<sup>ère</sup> partie - SPECTROSCOPIE DE NOYAUX À HALO

## chapitre III - ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

### I. Identification du faisceau secondaire.

L'utilisation conjointe de trois paramètres permet tout d'abord de lever les ambiguïtés relatives à une identification hors-ligne des particules transmises, identification qui doit, rappelons-le, précéder toute étude d'excitation Coulombienne:

- le temps de vol  $T_{dv}$  du noyau de la cible primaire au premier détecteur plastique P1
- sa perte d'énergie  $\Delta E(P1)$  dans ce premier détecteur plastique P1
- sa position horizontale au niveau des fentes F2 du point focal intermédiaire.

#### 1.1. Mesure du temps de vol.

A l'aide de la calibration en temps de vol (figure 3 du chapitre II) nous sommes en mesure de dresser le tableau 2: y sont présentés, pour tous les noyaux étudiés, les temps de vol calculés à partir des rigidités magnétiques moyennes avant et après le dégradeur et des longueurs moyennes des parcours ; à droite nous trouvons les temps de vol expérimentaux issus de la calibration. On constate que l'accord est très bon, les différences n'excédant pas 0,5 %.

Tableau 2- Comparaison des temps de vol calculés aux temps de vol mesurés à l'aide de la calibration de la figure 3 du chapitre II.

Noyau	temps de vol calculé (ns)	temps de vol issus de la calibration (ns)
$^{11}\text{Be}$	461.1	459.9
$^{12}\text{Be}$	460.8	459.2
$^{14}\text{Be}$	518.0	517.1
$^8\text{He}$	562.8	560.7

Pour une analyse plus fine, événement par événement, il aurait fallu mesurer la rigidité magnétique  $B\rho$  de chaque ion au plan focal dispersif afin de reconstituer sa trajectoire exacte (se reporter à la discussion de l'annexe).

### I.2. Mesure de la perte d'énergie $\Delta E(P1)$ .

Une vérification analogue est réalisée sur les pertes d'énergie expérimentales dans le premier scintillateur: elles sont estimées par application de l'équation du second degré représentant les données de la figure 4 du précédent chapitre et se trouvent dans la troisième colonne du tableau 3. Les valeurs théoriques (colonne 2) sont toujours calculées à l'aide du programme STOPX [AWE83] par la prise en compte des pertes d'énergie successives dans la fenêtre de sortie du filtre de Wien (38  $\mu\text{m}$  d'acier), dans l'air, dans la cible et les protections opaques du détecteur plastique P1. L'accord est ici aussi tout à fait acceptable.

Tableau 3 - Comparaison, pour le premier scintillateur plastique, des pertes d'énergie calculées aux pertes d'énergie mesurées à l'aide de la calibration de la figure 4 du chapitre II.

Noyau	pertes d'énergie calculées (MeV)	pertes d'énergie déduites de la calibration (MeV)
$^{11}\text{Be}$	51,6	53,3
$^{12}\text{Be}$	51	53
$^{14}\text{Be}$	64,8	59,8
$^8\text{He}$	17,1	15,7

### I.3. Sélection horizontale par la fente du point focal intermédiaire.

Pour confirmer l'identification déduite des deux premiers critères, il est intéressant de calculer les positions des particules dans le plan perpendiculaire au faisceau et contenant la fente de sélection horizontale F2. Ces positions sont données par:

$$\text{Pos}_{F2}(A,Z) = 100 \cdot \frac{E_{f3}(A,Z) - E_{f2}(A,Z)}{E_{f2}(A,Z)} \cdot \frac{D_{Lise}}{2} \quad (1)$$

- $E_{f3}$  est l'énergie d'un fragment à la sortie du dégradeur (voir annexe)

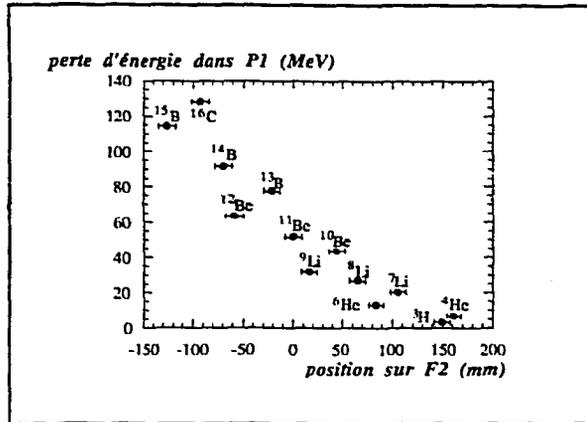
- $E_{f2}$  est l'énergie préférentiellement transmise par le spectromètre après ce dégradeur

On détermine ces différentes énergies à l'aide des rigidités magnétiques  $B\rho_1$  et  $B\rho_2$  appliquées respectivement à la section d'analyse et à la section refocalisante du spectromètre: on considère ici, à titre d'exemple, les réglages propres au faisceau secondaire de  $^{11}\text{Be}$ .

- $D_{Lise}$ , est la dispersion en moment du deuxième dipôle; elle vaut 43,9 mm/%.

Le résultat de ce calcul est résumé sur la figure 1.a où on a reporté la position en abscisse et la perte d'énergie dans le détecteur P1 en ordonnée.

Fig. 1.a- Positions horizontales calculées (en mm) de différents noyaux sur la fente F2 et énergies attendues (en MeV) dans le premier plastique.



Les barres horizontales correspondent aux largeurs des distributions en position. Elles sont déterminées par une relation du type

$$\Phi = \Phi_0 \cdot G \cdot \frac{1}{1 - \frac{d}{R}} \quad (2)$$

- $\Phi$  est la taille de l'image au point focal intermédiaire,

- $\Phi_0$  est la taille du faisceau sur la cible primaire,

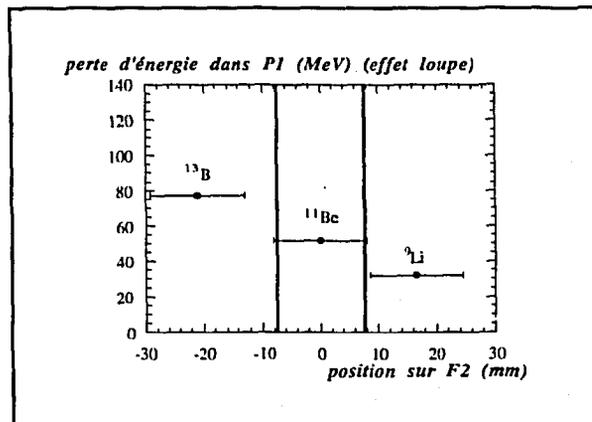
- $G$  est le grandissement intrinsèque du spectromètre entre le point objet et le point focal intermédiaire; on a  $G=2$ ,

- $d$  est l'épaisseur du dégradeur,

- $R$  est le parcours d'un noyau donné dans le matériau constituant le dégradeur.

Une ouverture totale de 15 mm de la fente F2, que délimitent les lignes verticales de la figure 1.b, et une section du faisceau au point objet assimilable à un disque de rayon  $r_0=3$  mm, autorisent la transmission du seul noyau <sup>11</sup>Be. Expérimentalement, nous avons constaté la présence de quelques contaminants, principalement les noyaux de <sup>9</sup>Li et de <sup>13</sup>B. L'explication réside dans le fait que la relation (2) ignore différents processus contribuant à l'élargissement des distributions en position: on peut notamment citer les aberrations intrinsèques du spectromètre [ANN87], les élargissements ("stragglings") en énergie et en angle dans le dégradeur et les défauts d'achromatisme de ce dernier.

Fig. 1.b - Même chose que la figure 1.a dans une gamme en position plus restreinte. Les deux lignes verticales schématisent l'ouverture expérimentale de la fente F2.



La nature des faisceaux secondaires étant établie, nous pouvons aborder maintenant l'analyse spectroscopique par excitation Coulombienne.

## II. Analyse des résultats.

Le sésame dans la mise en évidence d'une excitation du projectile réside dans l'observation d'un déplacement Doppler affectant les photons de désexcitation. L'analyse suivie dans ce but procède d'une démarche commune, dans ses grandes lignes, à tous les noyaux étudiés; nous en illustrons les différentes étapes par l'exemple du  $^{11}\text{Be}$ .

### II.1 $^{11}\text{Be}$

#### II.1.1. Obtention de spectres $\gamma$ conditionnés par la nature des ions incidents.

Le premier point consiste à sélectionner les noyaux dont nous recherchons d'éventuels niveaux excités en portant des contours sur les spectres d'identification des ions lourds, comme sur la figure 2: on élimine ainsi, d'une part les impuretés résiduelles du faisceau secondaire, d'autre part celles issues de la fragmentation du projectile.

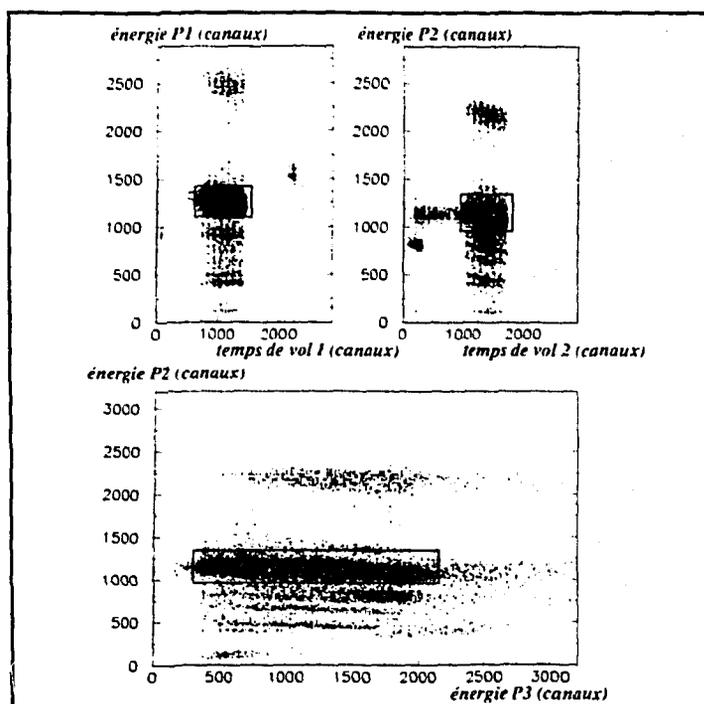
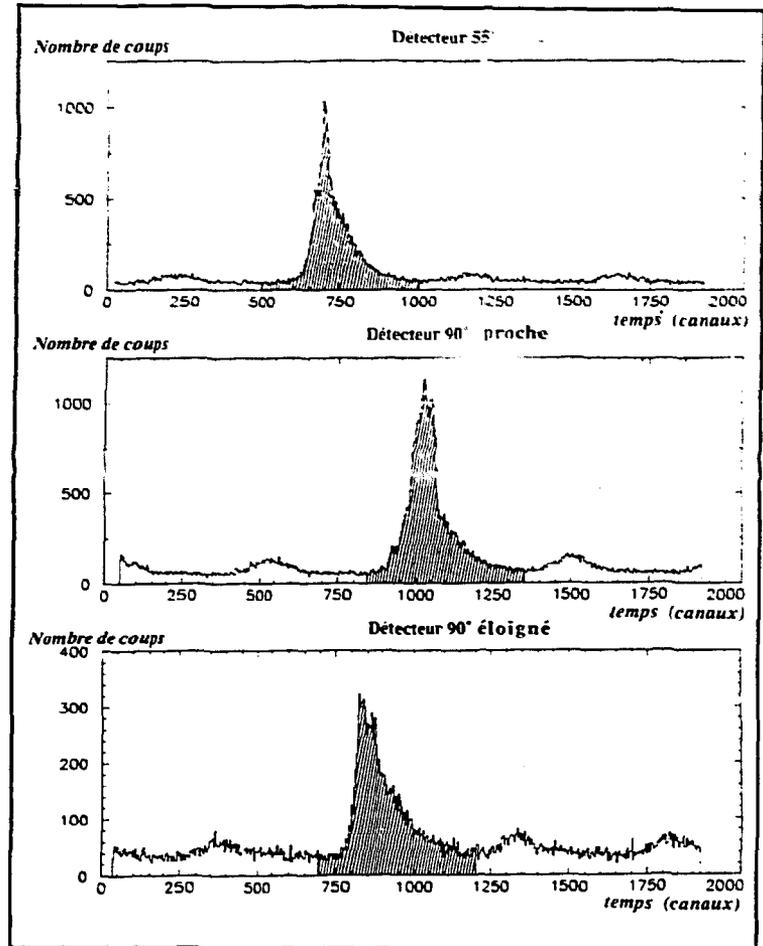


Fig. 2 - contours d'identification.

Une réduction sensible du bruit de fond découle également de la sélection des photons  $\gamma$  émis en coïncidence avec une particule du faisceau secondaire. On impose pour cela une fenêtre de coïncidence de 100 ns sur les spectres qui caractérisent le temps séparant la détection d'un ion de celle d'un photon  $\gamma$ : figure 3.

Fig.3 - Spectres temps entre les détections de l'ion incident et du photon correspondant aux détecteurs 55°, 90° proche et 90° éloigné; les fenêtres de sélection choisies sont représentées par les zones hachurées. On note la présence de bosses de faible intensité de part et d'autre des pics: elles traduisent les coincidences fortuites entre la détection d'un photon et celle d'un ion produit par fragmentation dans la cible primaire une ou deux périodes plus tôt ou plus tard que ceux de la structure principale (les noyaux d' $^{18}\text{O}$  du faisceau principal arrivent en effet sur la cible sous la forme de paquets toutes les 89,1 ns).

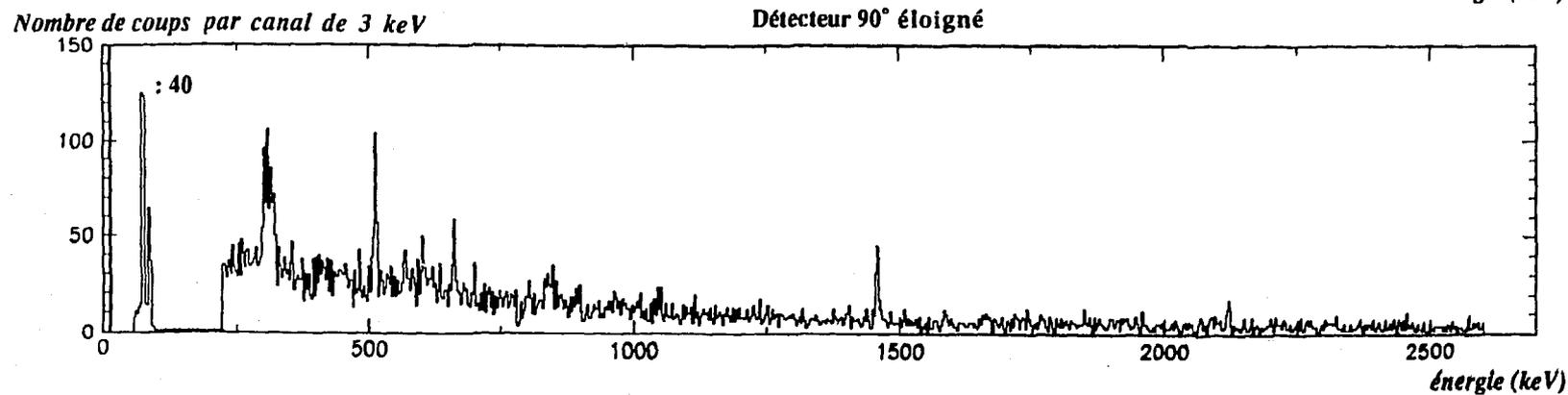
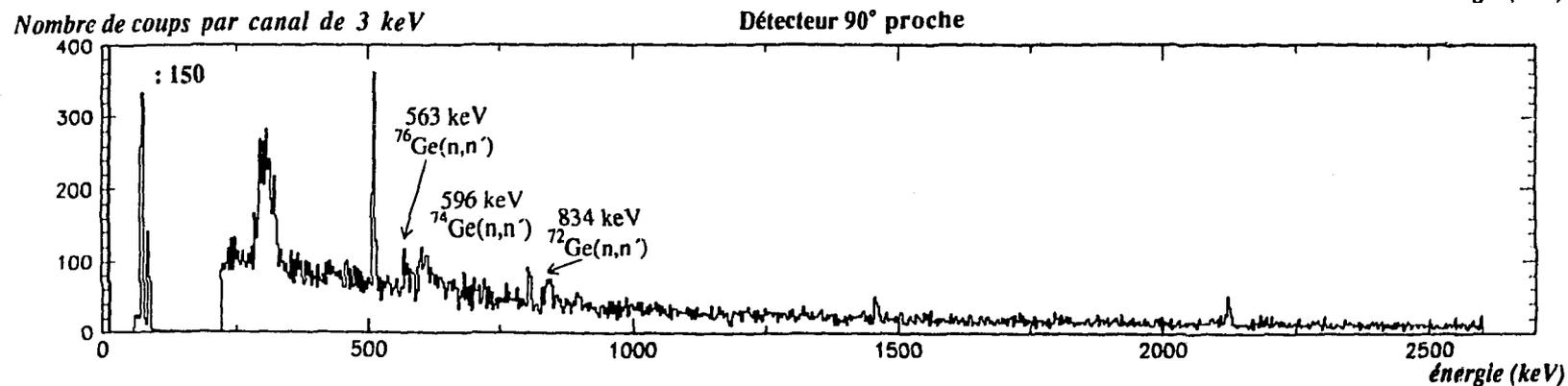
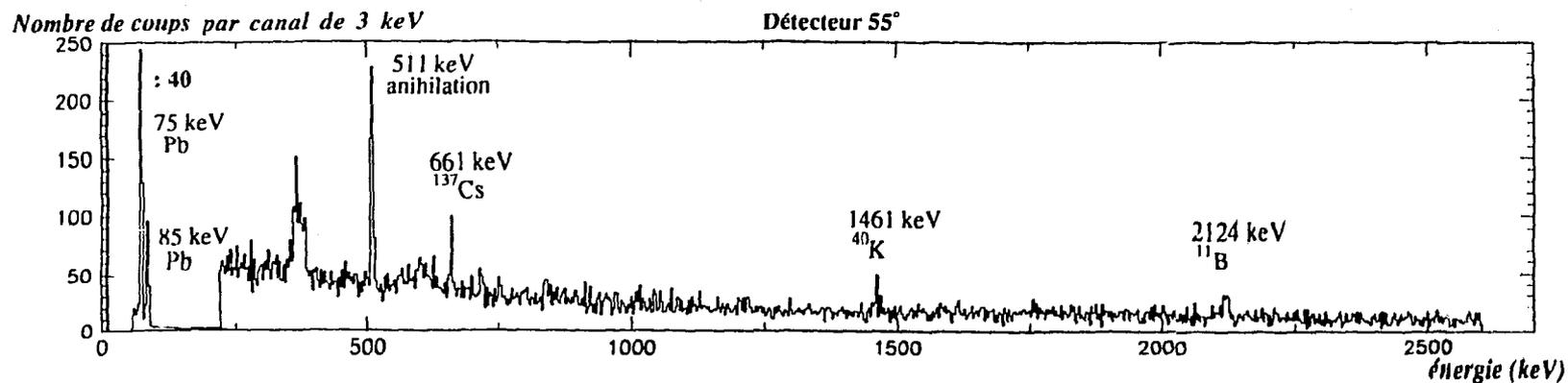


### II.1.2. Identification des raies $\gamma$ "habituelles"

La figure 4 montre la totalité des trois spectres  $\gamma$  du  $^{11}\text{Be}$  ainsi obtenus. On y reconnaît des lignes d'origines diverses:

- à basse énergie, nous observons des raies de très forte intensité (comme l'indiquent les facteurs de division caractérisant le domaine [0:215 keV]); elles correspondent aux transitions X mettant en jeu les couches atomiques les plus profondes du Pb: d'une part les raies  $K\alpha_1$  et  $K\alpha_2$  d'énergies respectives 74,9 et 72,8 keV, d'autre part les raies  $K\beta_1$ ,  $K\beta_2$  et  $K\beta_3$  à 84,9, 87,3, et 84,4 keV;
- on voit également poindre quelques raies peu intenses dues à la radioactivité ambiante, 1461 keV du  $^{40}\text{K}$ , ou qui traduisent une contamination des détecteurs comme la transition à 661 keV du  $^{137}\text{Cs}$ ;
- des structures triangulaires sont enfin nettement visibles à 563, 596 et 834 keV; elles ont pour causes des réactions du type  $\text{Ge}(n,n')$ . Cette forme particulière s'explique de la façon suivante: un noyau isotopique du germanium est heurté et excité par un neutron; la désexcitation s'accompagne de l'émission d'un photon: l'énergie recueillie dans le cristal correspond alors à la somme de l'énergie du photon et de l'énergie de recul du noyau de germanium, celle-ci, variable, dépendant de la cinématique [BUN74].

Fig. 4 - Spectres en énergie  $\gamma$  des trois détecteurs germanium pour le faisceau secondaire de  $^{11}\text{Be}$ , le fond dû aux coïncidences fortuites (voir figure 6) n'étant pas déduit.



### II.1.3. Raie à 2125 keV.

A haute énergie apparaissent sur les trois spectres  $\gamma$  de la figure 4 une ligne à 2125 keV: les positions identiques et la finesse de ces raies indiquent que les photons ont été émis au repos; elles sont d'autre part présentes sur les spectres de coïncidences retardées: elles ont pour origine la décroissance  $\beta^-$  du  $^{11}\text{Be}$  sur le  $^{11}\text{B}$ , décroissance de période 13,8 s. C'est une confirmation à posteriori de la nature du faisceau secondaire.

### II.1.4. Lignes inconnues: excitation Coulombienne du projectile?

Dans le cas du  $^{11}\text{Be}$ , il subsiste des structures larges, comme l'indique la figure 5 qui offre un aperçu des régions de basse énergie des spectres  $\gamma$  (100-500 keV).

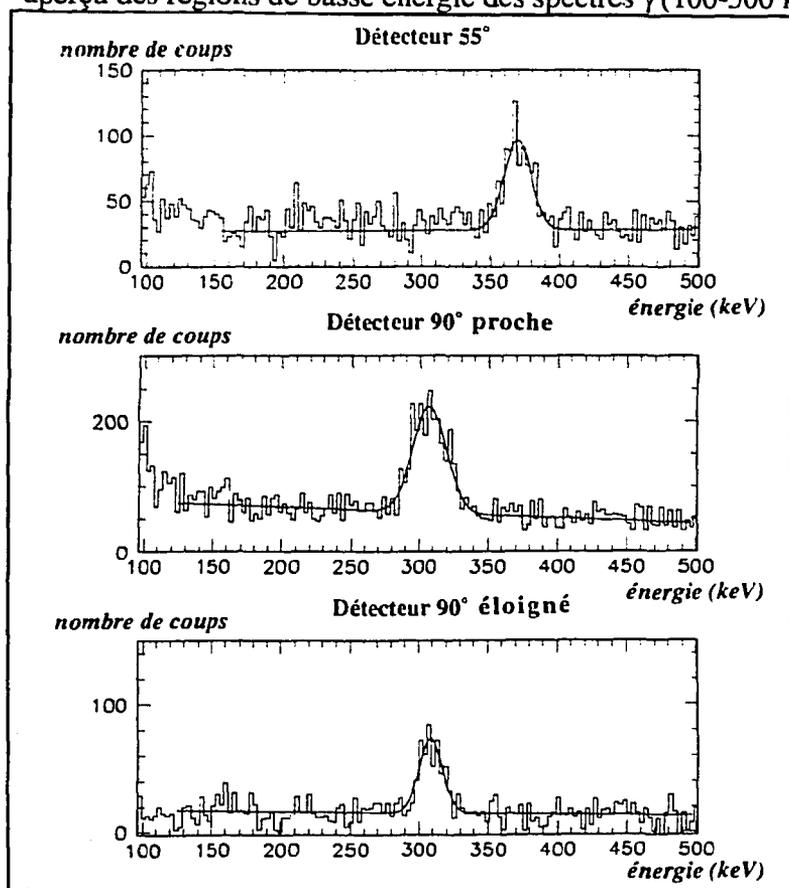


Fig.5 - Structures inconnues à basse énergie

On vérifie en premier lieu que ces structures sont étroitement liées au faisceau: pour chaque détecteur on intègre un deuxième spectre des énergies  $\gamma$ , la fenêtre en temps indiquée sur la figure 3 étant sensiblement décalée à gauche ou à droite du pic. De cette façon, on ne sélectionne que les événements pour lesquels les détections du  $\gamma$  et de l'ion lourd sont décorréliées: une comparaison, figure 6, des spectres de coïncidences vraies et de coïncidences fortuites est alors sans équivoque: la structure ayant complètement disparu du deuxième spectre, son appartenance au faisceau secondaire est indéniable. Cette étape, quoique simple, était indispensable à la poursuite de l'analyse.

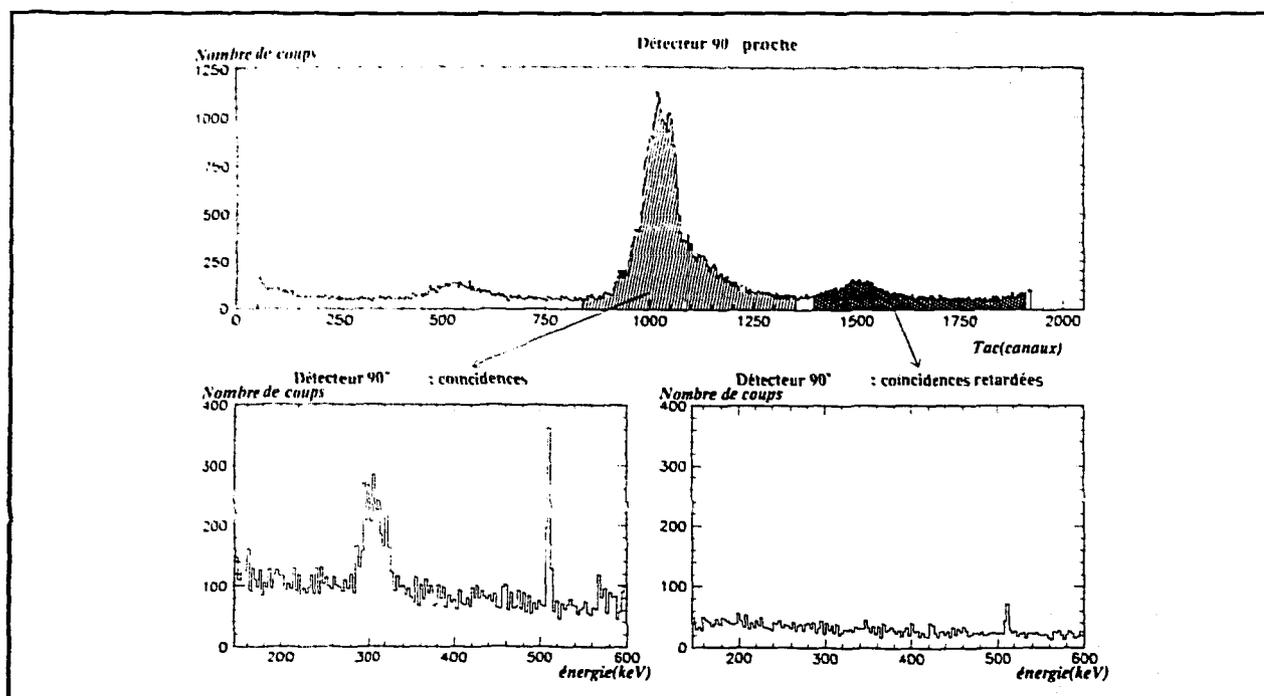


Fig. 6 - En haut, temps séparant les détections de l'ion et du photon; en bas à gauche, coïncidences vraies; en bas à droite, coïncidences retardées.

Deux critères supplémentaires permettent de valider l'hypothèse d'une excitation Coulombienne du projectile:

- les énergies moyennes des pics observés à 55° et 90° doivent vérifier la relation

$$E_{\gamma} = \frac{E_{\gamma 0} \sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \theta} \quad \text{explicitée au chapitre II;}$$

- les largeurs des structures doivent être compatibles avec l'élargissement Doppler induit par la largeur en énergie du faisceau secondaire et les acceptances géométriques des détecteurs germanium.

Le seul niveau excité lié du  $^{11}\text{Be}$  est connu et se situe à 320 keV [MIL83]. Il paraît donc légitime de comparer les centres de gravité expérimentaux à ceux attendus pour cette ligne: les valeurs théoriques sont calculées pour une émission au milieu de la cible, la vitesse des particules à cet endroit se déduisant de la rigidité magnétique du second dipôle et d'un calcul de pertes d'énergie à l'aide du programme STOPX. Expérimentalement, les événements situés dans les fenêtres encadrant les pics ont deux origines: soit ils appartiennent au fond issu essentiellement de la diffusion Compton des photons de plus haute énergie, soit ils correspondent aux  $\gamma$  caractéristiques d'un phénomène particulier (désexcitation du  $^{11}\text{Be}$ ?). Nous commençons donc par estimer les contributions relatives de chaque famille en ajustant, à l'aide du logiciel PAW [BRU89] les zones intéressantes des spectres gamma par un fond linéaire conjugué à une gaussienne: nous obtenons ainsi la position expérimentale des structures. Dans le tableau 4 sont reportées les valeurs des centres de gravité, expérimentales à gauche et théoriques à droite.

Tableau 4 - Energies moyennes des structures, expérimentales à gauche et attendues pour la transition de 320 keV à droite.

Angle	$E_{\gamma}$ (expérimentale)	$E_{\gamma} = \frac{E_{\gamma 0} \sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \theta}$
55°	369,3 ± 0,5 keV	367,9 keV
90° proche	306,9 ± 0,5 keV	305,9 keV
90° éloigné	308,7 ± 0,5 keV	305,9 keV

L'accord est bon et répond de manière très satisfaisante au premier critère. Les largeurs des structures sont quant à elles assez bien expliquées par les acceptances géométriques et la dispersion en énergie du faisceau. Dans la deuxième colonne du tableau 5 nous présentons les écarts-types des gaussiennes utilisées pour l'ajustement des pics, et dans la troisième colonne les valeurs théoriques correspondantes: celles-ci sont calculées en faisant l'hypothèse que l'acceptance angulaire maximale d'un détecteur germanium combinée à la dispersion en énergie des ions émetteurs définit la largeur de la gaussienne à la base et correspond environ à quatre écarts-types. (nous négligeons ici la résolution intrinsèque des cristaux de germanium, caractérisée par une largeur à mi-hauteur d'environ 3 keV)

Tableau 5 - Largeurs des structures, expérimentales à gauche et calculées à droite.

Angle	distance cible-détecteur (mm)	écart-type expérimental (keV)	écart-type calculé (keV)
55°	213	8,7	8,1
90° proche	117	13	12,1
90° éloigné	196	8,3	9

En comparant le résultat du détecteur 90° proche à ceux du 55° et du 90° éloigné, on constate l'influence de la distance, séparant le cristal de germanium de la cible, sur la largeur des structures mises en évidence.

Nous avons donc peuplé, par excitation d'un faisceau radioactif de haute énergie, le niveau à 320 keV du  $^{11}\text{Be}$ . Ce résultat positif a des répercussions au delà du seul  $^{11}\text{Be}$ : si les sections efficaces expérimentales sont bien reproduites par un modèle théorique, nous pourrions appliquer ce modèle aux autres noyaux et proposer ainsi des limites sur l'existence de niveaux excités liés et sur leur durée de vie.

## II.1.5. Sections efficaces expérimentales.

### II.1.5.1. Sections efficaces différentielles dans le repère du laboratoire.

On détermine ces sections efficaces différentielles d'excitation Coulombienne en appliquant la relation:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{lab}} = \frac{A}{d \times \sqrt{2} \times N_A \times N(^{11}\text{Be})} \times \frac{N(\text{coups structure})}{\varepsilon \times \Omega} \quad (3)$$

-A est la masse molaire du Pb: A=207250 mg;

-d est l'épaisseur de la cible et vaut 252 mg/cm<sup>2</sup>,  $\sqrt{2}$  rend compte de l'inclinaison à 45°;

-N<sub>A</sub> est le nombre d'Avogadro;

-N(<sup>11</sup>Be) est le nombre global de noyaux <sup>11</sup>Be incidents;

-Ω représente les angles solides interceptés par les détecteurs germanium. Leurs valeurs sont calculées en supposant une cible ponctuelle par la relation  $\Omega = 2\pi(1-\cos\theta)$  où θ est l'angle moyen d'observation (55° ou 90°): un test de simulation Monte-Carlo a validé cette hypothèse en présentant comme quasiment constants ces angles solides lorsque la source (ici la section géométrique du faisceau sur la feuille de plomb) variait du simple point à un disque de rayon 2 cm, limite supérieure pour que tous les noyaux du faisceau secondaire touchent la cible.

-ε est l'efficacité de détection des γ, tenant compte de l'absorption des photons dans la cible;

- N(coups structure) est le nombre de coups présents dans une fenêtre enserrant la structure et réellement dû à la désexcitation du projectile. Nous déterminons en premier lieu le nombre total N<sub>tot.</sub> de coups présents dans la fenêtre (E<sub>1</sub>,E<sub>2</sub>) délimitant le pic. L'intégration entre les bornes E<sub>1</sub> et E<sub>2</sub> de la fonction  $y = ax + b$ , où a et b sont deux des cinq paramètres de l'ajustement fournis par le logiciel PAW, et nous permet d'estimer l'importance du fond N<sub>fond</sub> sous le pic

$$N_{\text{fond}} = a \frac{E_2^2 - E_1^2}{2} + b (E_2 - E_1) \quad (4)$$

N(coups structure) est enfin obtenu par simple soustraction:

$$N(\text{coups structure}) = N_{\text{tot.}} - N_{\text{fond}} \quad (5)$$

Connaissant le nombre de <sup>11</sup>Be incidents, N(<sup>11</sup>Be)=765 802 000, et injectant dans la formule (3) de section efficace expérimentale l'angle solide et l'efficacité relatifs à chaque détecteur, nous obtenons le tableau suivant:

Tableau 6 - Sections efficaces différentielles d'excitation Coulombienne. Les erreurs correspondantes sont évaluées au paragraphe III.2.1.6.

détecteur	55°	90° proche	90° éloigné
$\Omega$ (sr)	$0.083 \pm 0.006$	$0.264 \pm 0.43$	$0.098 \pm 0.008$
$\epsilon$ (%)	$50 \pm 5$	$50 \pm 5$	$45 \pm 5$
N coups (320 keV)	$525 \pm 76$	$1651 \pm 119$	$412 \pm 47$
section efficace (mb/str)	$16,07 \pm 3,50$	$15,84 \pm 3,58$	$11,62 \pm 2,86$

### II.1.5.2. Section efficace expérimentale totale.

Un point essentiel de l'étude du  $^{11}\text{Be}$  consiste à proposer une section efficace expérimentale qui soit indépendante de l'angle sous lequel on observe l'excitation Coulombienne du faisceau secondaire. Nous allons dans ce but utiliser la relation suivante:

$$\sigma = \frac{4\pi}{3} \left( \left(\frac{d\sigma_1}{d\Omega}\right)_{\text{cm}} + \left(\frac{d\sigma_2}{d\Omega}\right)_{\text{cm}} + \left(\frac{d\sigma_3}{d\Omega}\right)_{\text{cm}} \right) = \frac{4\pi}{3} \left( \frac{1}{c_1} \left(\frac{d\sigma_1}{d\Omega}\right)_{\text{lab}} + \frac{1}{c_2} \left(\frac{d\sigma_2}{d\Omega}\right)_{\text{lab}} + \frac{1}{c_3} \left(\frac{d\sigma_3}{d\Omega}\right)_{\text{lab}} \right) \quad (6)$$

Nous savons que l'émission des photons caractérisant une transition électrique dipolaire  $1/2^- \rightarrow 1/2^+$  est isotrope dans le repère du projectile incident, confondu, avant la désexcitation en vol de ce dernier, avec le repère du centre de masse (car il n'y a pas ici de noyau cible): l'intégration sur l'espace solide se ramène donc à une multiplication par le facteur  $4\pi$ . Les coefficients  $c_1, c_2$  et  $c_3$  rendent compte des corrections cinématiques pour les détecteurs 55°, 90° proche et 90° éloigné respectivement. Ces corrections sont évaluées de la manière suivante: pour l'émission d'une particule de masse nulle, le rapport des sections efficaces est donné par [MIC64]:

$$\frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{lab}}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{cm}}} = \frac{[\gamma_{\text{lab}}^2[(\cos\theta_{\text{cm}} + \beta_{\text{lab}})^2 + \sin^2\theta_{\text{cm}}]^{3/2}]}{\gamma_{\text{lab}}(1 + \beta_{\text{lab}}\cos\theta_{\text{cm}})} \quad (7)$$

$\beta_{\text{lab}}$  est la vitesse du projectile dans le laboratoire,  $\gamma_{\text{lab}}$  le facteur de Lorentz. Les angles d'émission dans le repère du centre de masse et celui du laboratoire,  $\theta_{\text{cm}}$  et  $\theta_{\text{lab}}$  sont quant à eux liés par la relation:

$$\text{tg}\theta_{\text{lab}} = \frac{1}{\gamma_{\text{lab}}} \frac{\sin\theta_{\text{cm}}}{\cos\theta_{\text{cm}} + \beta_{\text{lab}}} \quad (8)$$

L'application de ces formules indique qu'une émission isotrope et arbitraire de dix photons par stéradian dans le repère du projectile se transforme, dans le laboratoire, en une émission anisotrope que reflète nettement la figure 7: on y a reporté, en fonction de l'angle, la section efficace différentielle. On a également indiqué, pour chaque détecteur, les limites de l'acceptance géométrique. Sur les domaines angulaires ainsi définis, on a en moyenne

- 12,41 photons par stéradian pour le 55°

- 8,45 photons pour le 90° proche
- 8,33 photons pour le détecteur 90° éloigné

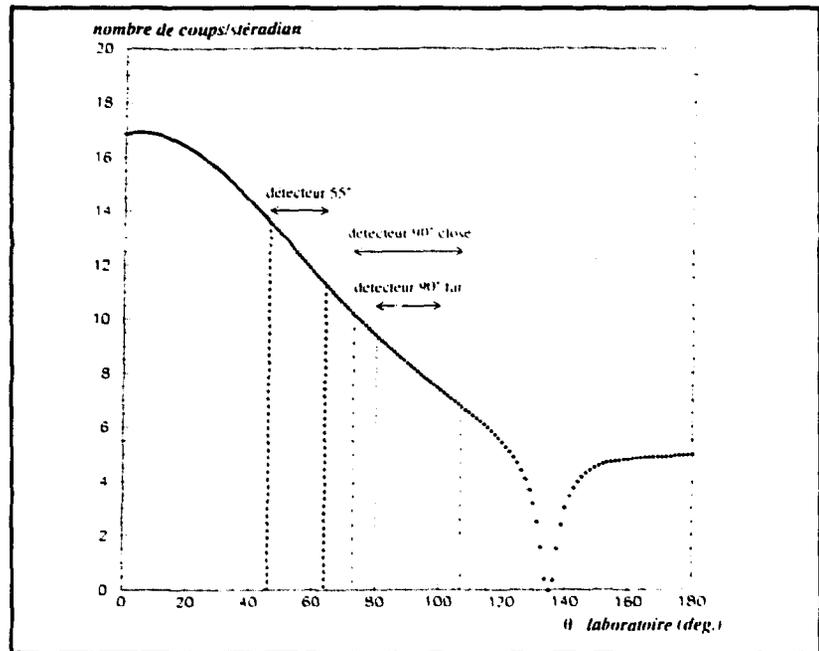
au lieu des 10 émis dans le repère du projectile. Les corrections cinématiques auront donc respectivement pour valeur

$$c1 = 1,241$$

$$c2 = 0,845$$

$$c3 = 0,833$$

*Fig. 7 - Nombre de photons émis par stéradian en fonction de l'angle  $\theta$  dans le repère du laboratoire. Le passage à 0 vers 135° n'est pas dû à un effet cinématique mais à l'absorption dans la feuille de plomb, lorsque la trajectoire du photon est comprise dans le plan même de la cible.*



L'application numérique de la relation 6, avec les coefficients définis ci-dessus et les valeurs expérimentales de  $d\sigma_1/d\Omega_{lab}$ ,  $d\sigma_2/d\Omega_{lab}$  et  $d\sigma_3/d\Omega_{lab}$  du tableau 6, conduit au résultat suivant:

$$\sigma = 191 \pm 26 \text{ mb}$$

#### II.1.6. Estimations des erreurs.

L'erreur expérimentale affectant le calcul de section efficace est l'addition de multiples composantes; parmi les plus significatives d'entre elles nous trouvons:

- l'erreur statistique globale sur le nombre d'événements de la raie à 320 keV: elle est la conjugaison de deux termes indépendants. Le premier concerne le nombre de coups expérimental  $N_{tot.}$  dans la fenêtre délimitant la structure et s'écrit:

$$Err(N_{tot.}) = \frac{\sqrt{N_{tot.}}}{N_{tot.}} \quad (9)$$

La deuxième contribution est liée au fond calculé  $N_{fond}$ : les paramètres de l'ajustement sont en effet entachés d'incertitudes dues à la statistique et à l'allure réelle du fond sous le pic; on a par conséquent

$$\text{Err}(N_{\text{fond}}) = \Delta a \frac{E_2^2 - E_1^2}{2} + \Delta b (E_2 - E_1) \quad (10)$$

L'erreur statistique globale a finalement pour expression

$$\text{Err}(N \text{ 320 keV}) = \sqrt{(\text{Err}(N_{\text{tot}}))^2 + (\text{Err}(N_{\text{fond}}))^2} \quad (11)$$

- l'incertitude  $\text{Err}(\epsilon)$  sur l'efficacité des détecteurs germanium qui peut être estimée à 5 % si nous comparons les spectres obtenus pour les trois configurations expérimentales de la figure 5 du chapitre II;

- l'incertitude  $\text{Err}(d)$  sur l'épaisseur de la cible: des mesures d'épaisseur en différents points de la feuille de plomb indiquent une erreur de 1.2 %;

- l'incertitude  $\text{Err}(\text{inc.})$  sur l'inclinaison de la cible, qui est connue à 1 degré près, vaut par ailleurs 1.8 %

- enfin, bien que les distances détecteurs germanium-cible soient précisément mesurées (1 mm de marge), la position exacte du centre de gravité du faisceau sur la cible nous est inconnue. Deux erreurs importantes sont alors possibles:

\* les détecteurs germanium étant relativement proches de la cible, une variation, même légère, de la distance les séparant de la source supposée ponctuelle a des répercussions sensibles sur les angles solides ( $\text{Err}(\Omega)$  est proche de 16 % pour le  $90^\circ$  proche lorsque le faisceau est décalé d'environ 1,5 cm vis à vis de sa position optimale);

\* nous verrons d'autre part au chapitre suivant qu'un faisceau mal centré sur la cible, et donc également sur les scintillateurs plastiques, se traduit par un défaut de collection des ions incidents ayant subi une excitation Coulombienne, certains d'entre eux possédant en effet des trajectoires sensiblement incurvées: une erreur supplémentaire  $\text{Err}(\text{coll.})$  de 10 % semble réaliste.

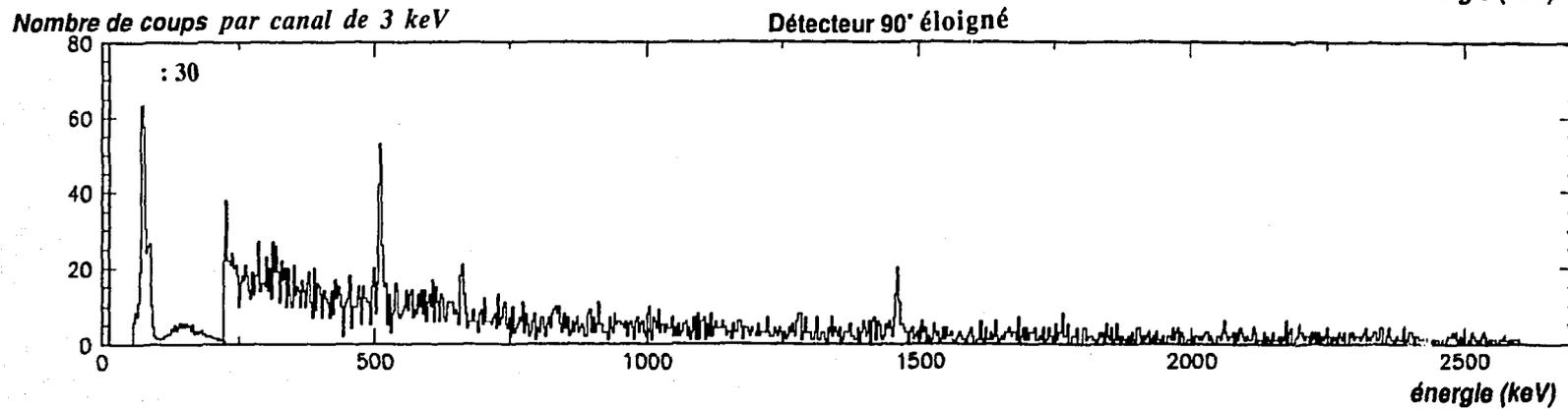
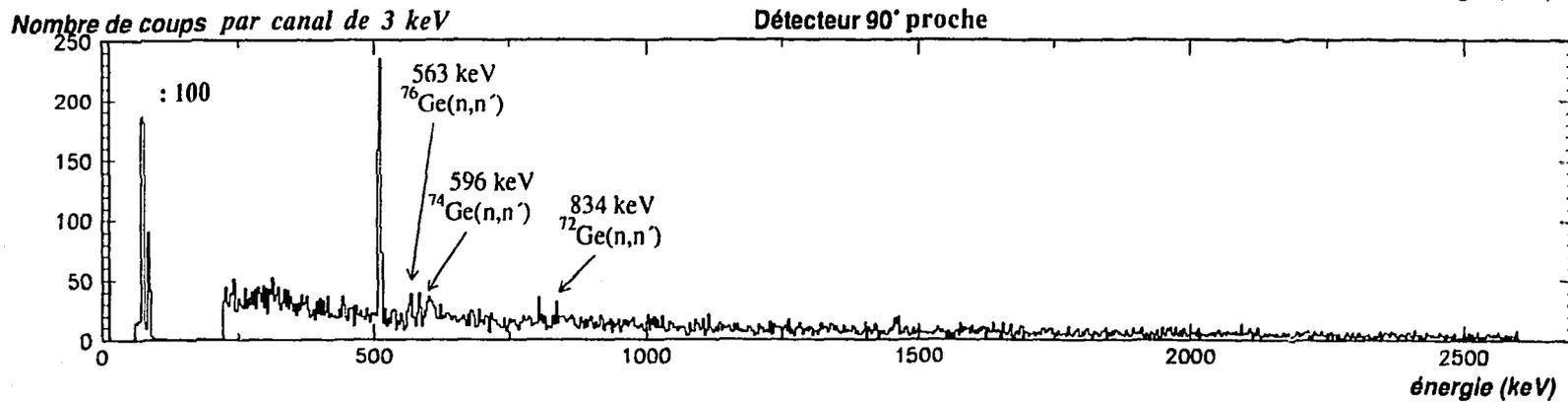
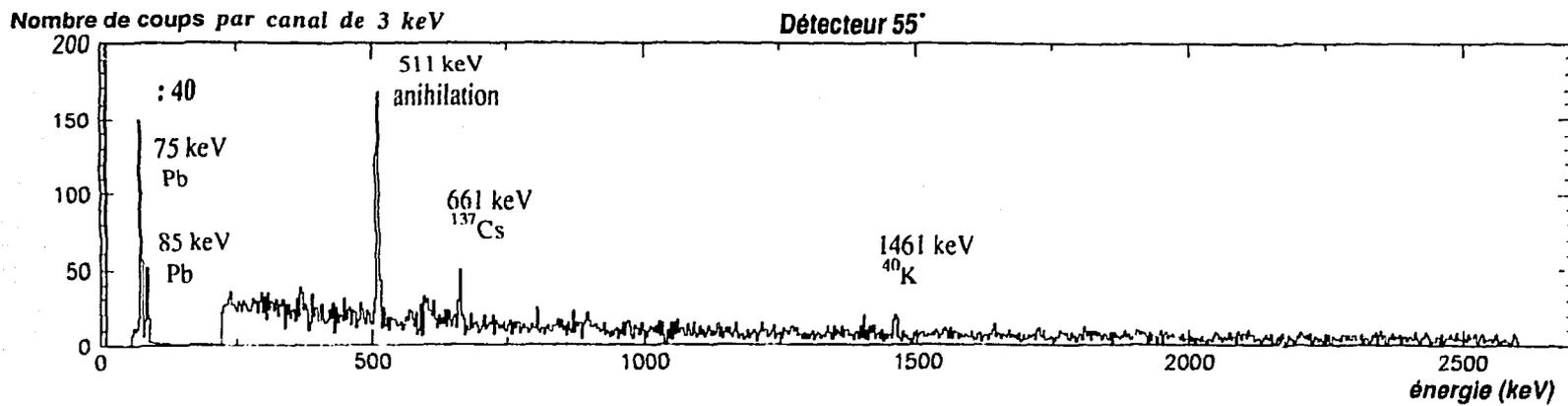
L'erreur expérimentale sur la détermination de la section efficace à un angle donné, et qui résulte de toutes les incertitudes précédentes, est calculée en supposant que ces dernières sont mutuellement indépendantes par la relation suivante ( $\tilde{\sigma}$  correspond à  $d\sigma/d\Omega$ ):

$$\begin{aligned} \text{Err}^2(\tilde{\sigma}) = & \left( \frac{\partial \tilde{\sigma}}{\partial (N \text{ 320 keV})} \right)^2 \text{Err}^2(N \text{ 320 keV}) + \left( \frac{\partial \tilde{\sigma}}{\partial \Omega} \right)^2 \text{Err}^2(\Omega) + \left( \frac{\partial \tilde{\sigma}}{\partial \epsilon} \right)^2 \text{Err}^2(\epsilon) \\ & + \left( \frac{\partial \tilde{\sigma}}{\partial d} \right)^2 \text{Err}^2(d) + \left( \frac{\partial \tilde{\sigma}}{\partial \text{inc.}} \right)^2 \text{Err}^2(\text{inc.}) + \left( \frac{\partial \tilde{\sigma}}{\partial (N \text{ 320 keV})} \right)^2 \text{Err}^2(\text{col.}) \end{aligned} \quad (12)$$

Les résultats sont portés dans le tableau 6 du paragraphe III.2.1.5. L'erreur correspondant à la section efficace indépendante de l'angle s'établit quant à elle par une relation analogue à la formule (12)

$$\text{Err}^2(\sigma) = \frac{4\pi}{3} \left( \frac{1}{c_1} \left( \frac{\partial \sigma}{\partial \tilde{\sigma}_1} \right)^2 \text{Err}^2(\tilde{\sigma}_1) + \frac{1}{c_2} \left( \frac{\partial \sigma}{\partial \tilde{\sigma}_2} \right)^2 \text{Err}^2(\tilde{\sigma}_2) + \frac{1}{c_3} \left( \frac{\partial \sigma}{\partial \tilde{\sigma}_3} \right)^2 \text{Err}^2(\tilde{\sigma}_3) \right) \quad (13)$$

Fig. 8 - Spectres en énergie  $\gamma$  correspondant au faisceau de  $^{12}\text{Be}$  et rendant compte des observations aux trois angles.



## II.2. $^{12}\text{Be}$

Les spectres  $\gamma$  du  $^{12}\text{Be}$ , présentés sur la figure 8, ne mettent en évidence aucune structure clairement élargie qui témoignerait de l'existence d'un niveau excité lié dans cet isotope. Cependant, de façon surprenante, ces spectres paraissent montrer une accumulation de coups à des énergies correspondant par effet Doppler à la raie de 320 keV du  $^{11}\text{Be}$ ! En effet, si l'on suppose que ces noyaux ont la même vitesse que les ions de  $^{12}\text{Be}$  du faisceau, les centres de gravité des structures observés expérimentalement et calculés par application de la formule de déplacement Doppler sont en assez bon accord (tableau 7). La corrélation avec le faisceau incident est de plus très vraisemblable comme le montre une comparaison des spectres de coïncidences rapides et de coïncidences retardées du détecteur  $90^\circ$  proche (figure 9). Quelle est l'origine de ces pics?

Tableau 7 - Energies moyennes des structures, expérimentales à gauche et attendues à droite. Le calcul considère des noyaux de  $^{11}\text{Be}$  ayant une vitesse identique à celle du faisceau secondaire.

Angle	$E_\gamma$ (expérimentale)	$E_\gamma = \frac{E\gamma_0 \sqrt{1-\beta^2}}{1-\beta \cos\theta}$
$55^\circ$	$367,7 \pm 1$ keV	368 keV
$90^\circ$ proche	$312 \pm 2$ keV	305,8 keV
$90^\circ$ far	$313 \pm 1$ keV	305,8 keV

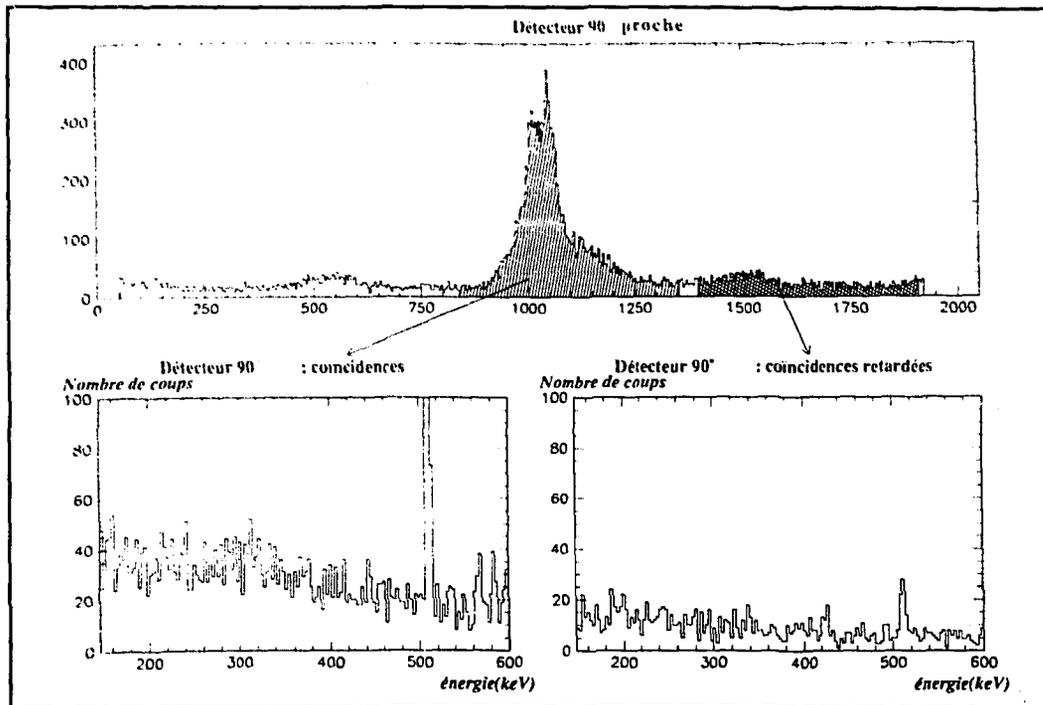


Fig. 9 - En haut, temps séparant la détection de l'ion lourd de celle du photon; en bas spectres  $\gamma$  partiels pour le détecteur  $90^\circ$  proche: à gauche coïncidences vraies, à droite coïncidences retardées; le premier des deux présente une accumulation de coups vers 300 keV, structure naissante que l'on ne retrouve pas dans le second.

## II.2.1 Calibration en masse.

Afin de tester l'hypothèse d'une dissociation du  $^{12}\text{Be}$  dans la cible, nous avons recherché la masse des noyaux ayant émis les photons de ces structures, et plus généralement de tout projectile du faisceau secondaire. Pour cela, nous devons appliquer à chaque événement la relation

$$A = \frac{E_{\text{tot(plas.)}}}{931.506 * (\gamma - 1)} \quad (14)$$

où  $\gamma$  est le facteur de Lorentz déduit de la mesure du temps de vol et  $E_{\text{tot(plas.)}}$  l'énergie totale de l'ion à l'entrée de la cible d'après les informations des scintillateurs.

Le point essentiel consistait à déterminer  $E_{\text{tot(plas.)}}$  par une calibration en énergie des plastiques. La méconnaissance de certains facteurs, épaisseurs des protections et réponse du détecteur en fonction de l'isotope par exemple, a rendu lourds d'incohérences les calculs fondés sur la mesure dédiée à la calibration (notamment en fin de parcours des ions) empêchant de fait une calibration séparée des trois détecteurs plastiques, utilisable quel que soit l'isotope. Aussi nous sommes nous restreints à une calibration en énergie totale valable localement pour le  $^{12}\text{Be}$  et dont les étapes furent les suivantes:

- nous avons tout d'abord établi une correspondance théorique entre le temps de vol d'un noyau de  $^{12}\text{Be}$  dans le spectromètre et son énergie totale lorsqu'il arrivait sur la cible, figure 10: ces grandeurs sont fixées pour un couple de rigidités magnétiques ( $B\rho_1, B\rho_2$ ). La condition d'achromatisme du dégradeur impose alors que si l'on considère une rigidité  $B\rho_2'$ , la valeur de  $B\rho_1'$  sera telle que

$$\frac{B\rho_1'}{B\rho_2'} = \frac{B\rho_1}{B\rho_2} \quad (15)$$

Cette procédure ignore les légères modifications de trajectoires réellement introduites: l'erreur qui en découle, de l'ordre de quelques ‰ est sans commune mesure avec la résolution en masse que nous désirons atteindre (5‰ pour séparer des isotopes de béryllium de masses 11 et 12). Elle serait par contre "dangereuse" pour des noyaux lourds pour lesquels  $A$  est voisin de 100 (nous discutons également de la question des trajectoires dans l'annexe consacrée au spectromètre).

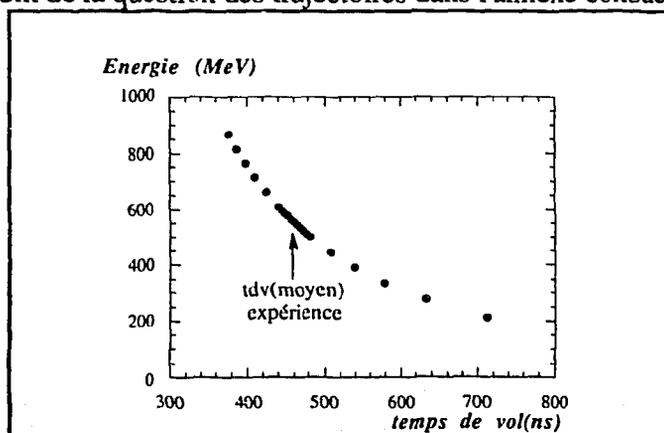


Fig. 10 - Courbe donnant l'énergie totale théorique par la mesure du temps de vol dans le cas du  $^{12}\text{Be}$ .

- l'ouverture des fentes du plan focal intermédiaire était ensuite suffisante pour nous permettre de sélectionner six tranches en temps de vol sensiblement différentes: en supposant que tous les noyaux retenus correspondent à du  $^{12}\text{Be}$ , nous avons déterminé, à l'aide de la courbe de la figure 10, l'énergie moyenne  $E_i$  des ions de chaque tranche. Les pertes d'énergies en canaux ayant été relevées, on obtient finalement le système de six équations suivant:

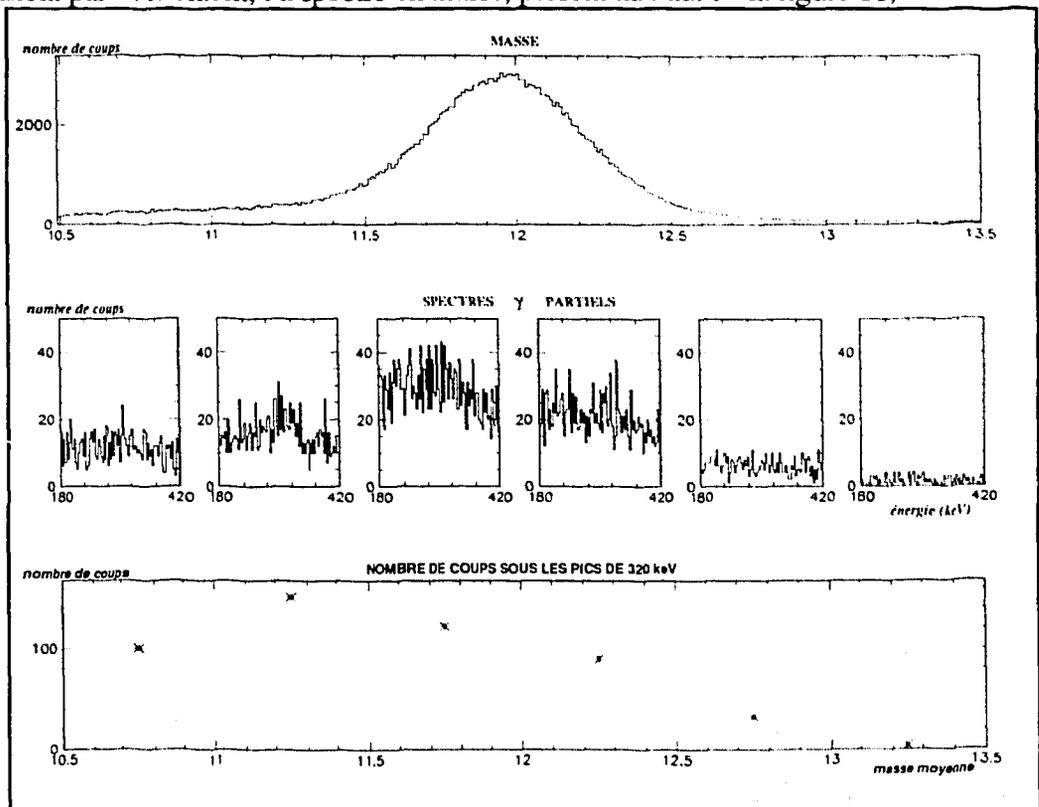
$$\begin{aligned} E_1 &= A_0 + A_1\Delta E_{11} + A_2\Delta E_{12} + A_3\Delta E_{13} \\ E_2 &= A_0 + A_1\Delta E_{21} + A_2\Delta E_{22} + A_3\Delta E_{23} \\ E_3 &= A_0 + A_1\Delta E_{31} + A_2\Delta E_{32} + A_3\Delta E_{33} \\ E_4 &= A_0 + A_1\Delta E_{41} + A_2\Delta E_{42} + A_3\Delta E_{43} \\ E_5 &= A_0 + A_1\Delta E_{51} + A_2\Delta E_{52} + A_3\Delta E_{53} \\ E_6 &= A_0 + A_1\Delta E_{61} + A_2\Delta E_{62} + A_3\Delta E_{63} \end{aligned} \quad (16)$$

$E_i$  est une énergie en MeV et  $\Delta E_{ijk}$  une perte d'énergie en canaux, les inconnues sont les coefficients  $A_0$ ,  $A_1$ ,  $A_2$  et  $A_3$ . En imposant alors aux trois coefficients  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $A_3$  d'être positifs, nous avons recherché, à l'aide du programme de minimisation Minuit, la meilleure solution à ce système.

Un ensemble solution étant retenu, nous appliquons maintenant une procédure inverse:

- nous calculons, à l'aide de cette calibration, une énergie  $E_{\text{tot}}(\text{plas.})$  pour chaque noyau du faisceau secondaire;
- connaissant le temps de vol mesuré expérimentalement nous pouvons calculer  $\gamma$ , en appliquant la relation relativiste  $E_{\text{tot}}(\text{plas.}) = Ac^2(\gamma - 1)$ , une masse est déduite et contribue à l'intégration, événement par événement, du spectre en masse, présent au haut de la figure 11;

Fig. 11 - Identification en masse pour le faisceau secondaire de  $^{12}\text{Be}$ : en haut, spectre de masse des ions lourds; au centre on présente les spectres  $\gamma$  partiels correspondant aux différentes sélections en masse: 10.5-11, 11-11.5, etc...; en bas, l'histogramme précise, pour chacune des tranches en masse, le nombre d'événements caractérisés par une coïncidence entre la détection du noyau et celle d'un photon appartenant à la structure à 320 keV.



- nous délimitons alors six tranches en masse sur ce spectre résultant et, pour chacune d'elle, reconstruisons le spectre  $\gamma$  (milieu de la figure 11) où nous déterminons le nombre de coups sous la structure.

L'histogramme du bas de la figure 11, où sont reportés ces nombres de coups en fonction de la masse, montre qu'ils sont préférentiellement liés à des particules de masse 11, les faibles statistiques devant cependant nous inciter à la prudence.

En matière de test nous avons appliqué cette procédure au faisceau de  $^{11}\text{Be}$ : Le spectre situé au bas de la figure 12 est, comme attendu, bien centré sur la masse 11.

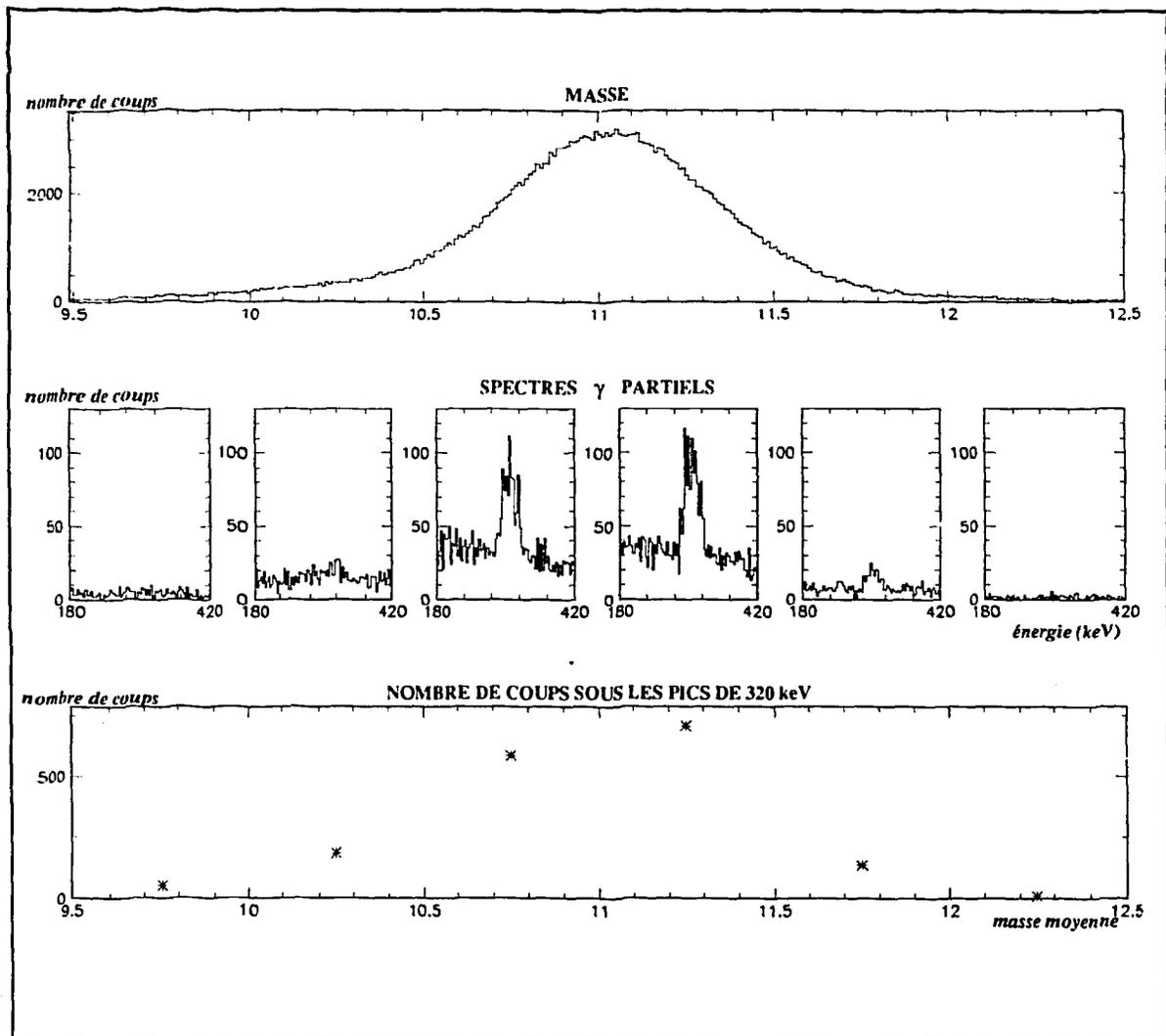


Fig. 12 - Identification en masse pour le faisceau secondaire de  $^{11}\text{Be}$ .

Au terme de cette calibration en masse, il paraît donc vraisemblable que nous ayons observé la dissociation du  $^{12}\text{Be}$  vers le niveau excité à 320 keV du  $^{11}\text{Be}$ : les réglages du spectromètre ne laissent en effet nulle liberté d'envisager que le faisceau secondaire puisse contenir une proportion importante de noyaux de  $^{11}\text{Be}$ . Quelle est alors l'intensité de cette dissociation et quel est le mécanisme mis en jeu?

## II.2.2 Sections efficaces.

Le tableau 8 précise les valeurs des quantités nécessaires au calcul de sections efficaces à partir de la formule (3):

Tableau 8 - Sections efficaces de production de photons à 320 keV dans la réaction  $^{12}\text{Be} + ^{208}\text{Pb}$  à 44 MeV/A.

détecteur	55°	90° close	90° far
$\Omega$ (sr)	$0.083 \pm 0.006$	$0.264 \pm 0.43$	$0.098 \pm 0.008$
$\epsilon$ (%)	$50 \pm 0.05$	$50 \pm 0.05$	$45 \pm 0.05$
N coups (320 keV)	90	480	130
section efficace (mb)	$21 \pm 8$	$35 \pm 14$	$28 \pm 11$

Au vu des faibles statistiques mises en jeu et de l'allure tourmentée des spectres  $\gamma$ , nous ne posons pas ces valeurs de section efficace comme définitives. Elles nécessitent au contraire de nouvelles mesures pouvant établir plus clairement le phénomène ici mis en évidence.

## II.3. $^{14}\text{Be}$ et $^8\text{He}$

Les spectres de la figure 13, et dans une moindre mesure ceux de la figure 14, témoignent de la très faible intensité des faisceaux radioactifs de  $^{14}\text{Be}$  et de  $^8\text{He}$  : il semble illusoire d'y trouver l'esquisse d'une structure...

Fig. 13 - Spectres en énergie ydes trois détecteurs germanium pour le faisceau secondaire de  $^{14}\text{Be}$ .

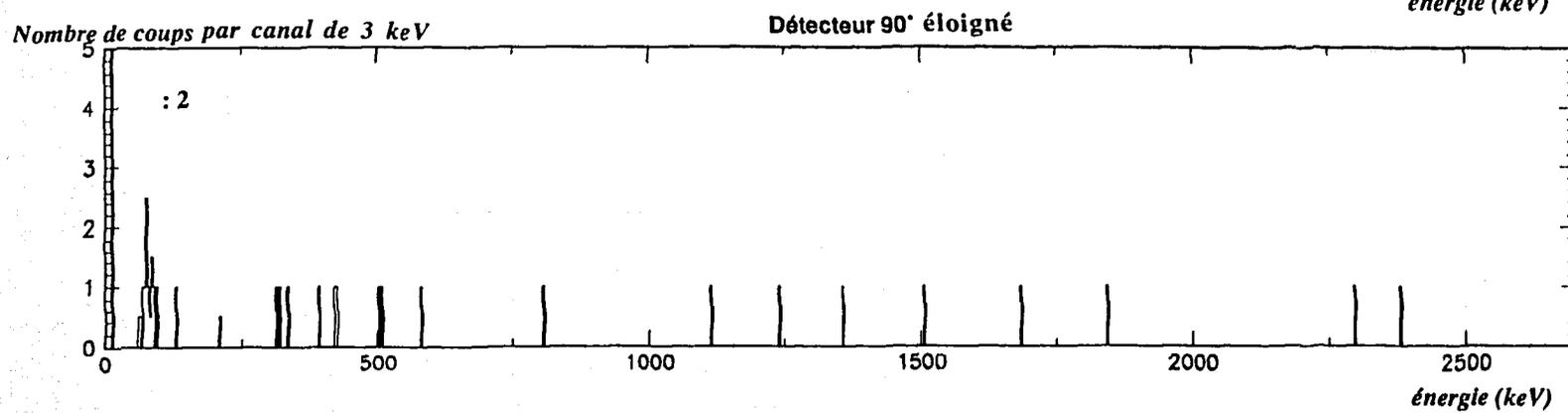
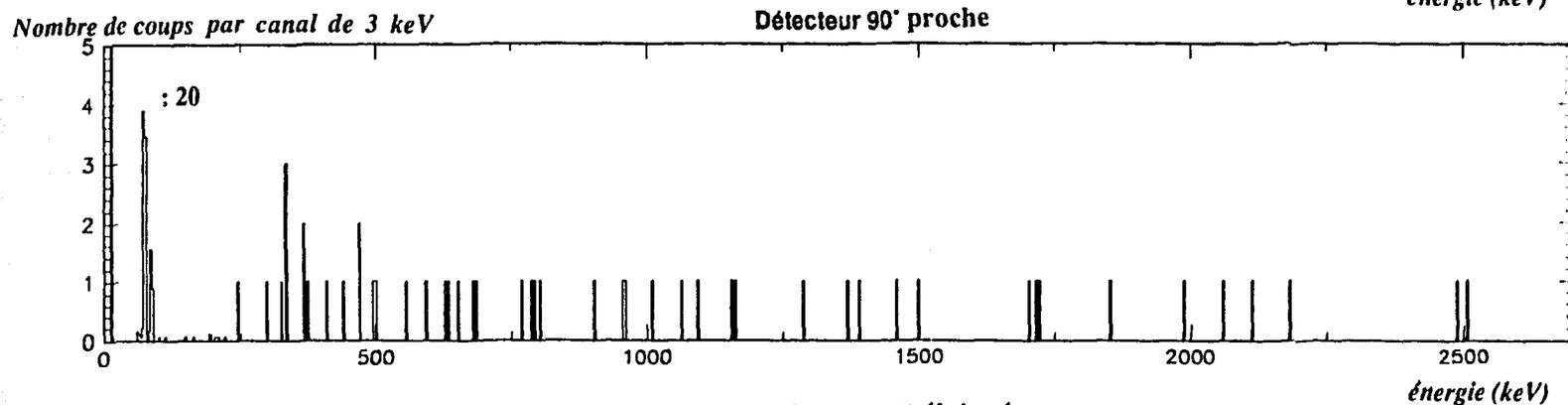
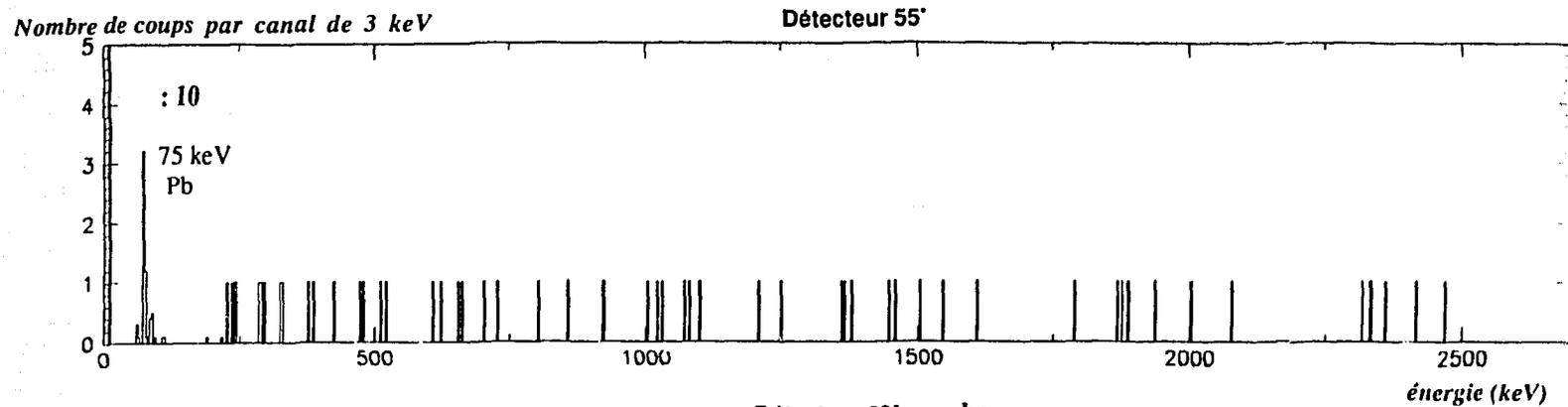
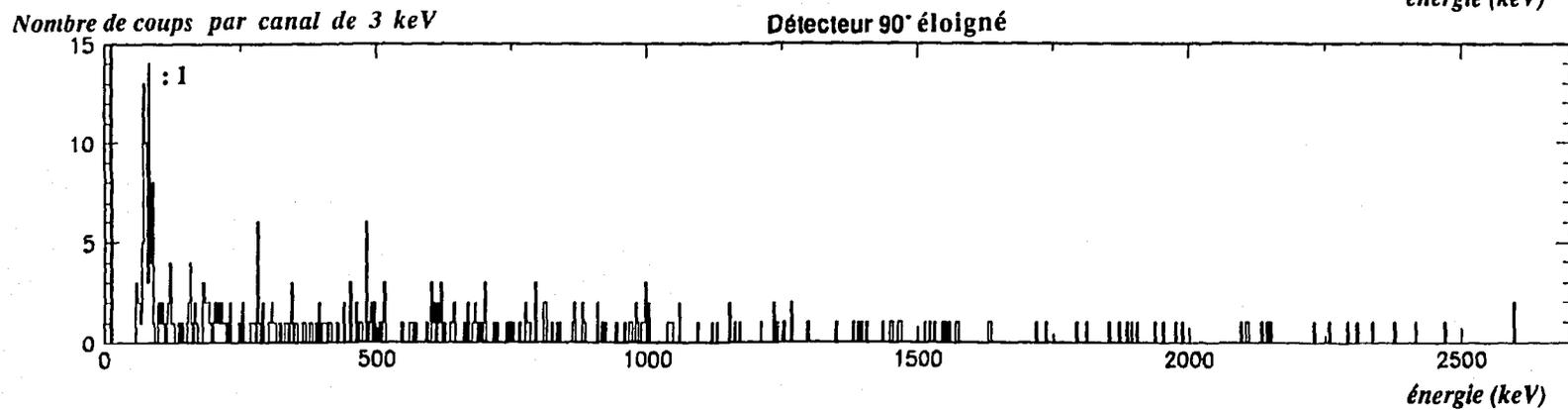
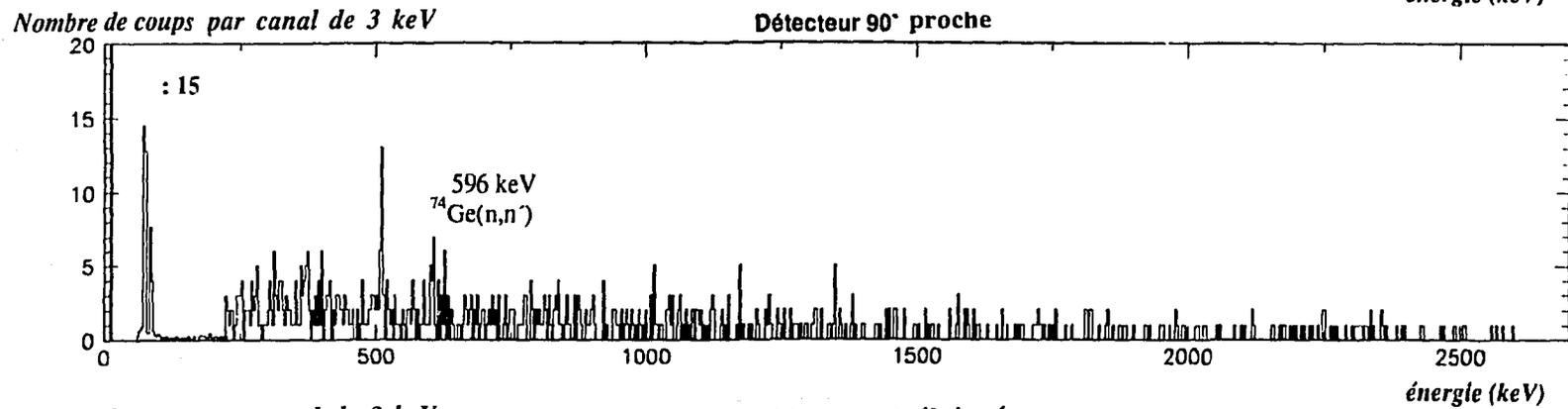
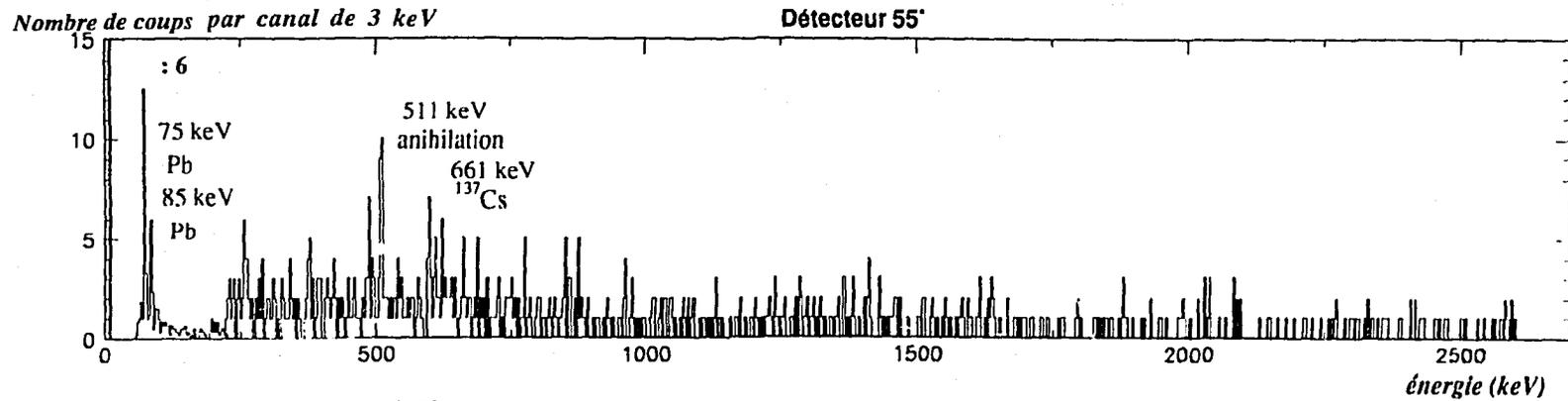


Fig. 14 - Idem, pour le faisceau secondaire de  $^8\text{He}$ .



# 1<sup>ère</sup> partie - SPECTROSCOPIE DE NOYAUX À HALO

## chapitre IV - COMPARAISON À LA THEORIE ET INTERPRETATION

Afin de tester la pertinence des résultats expérimentaux, nous choisissons de les confronter aux prévisions théoriques du modèle semi-classique de Winther et Alder: les hypothèses qu'il sous-tend, et que nous avons détaillées au chapitre I, permettent d'écrire la section efficace d'excitation Coulombienne sous une forme relativement simple:

$$\sigma = \left( \frac{Z_2 \alpha}{\beta} \right)^2 \frac{B(E1) 16\pi}{e^2 9} \left\{ g_1(\xi) + (1 - \beta^2) g_0(\xi) \right\} \quad (1)$$

### I. Etude du noyau $^{11}\text{Be}$ .

Dans le cas du  $^{11}\text{Be}$ , nous savons que

$$E^* = 320 \text{ keV}$$

$$B(E1) = 0.116 \text{ e}^2\text{fm}^2 \pm 0.012 \text{ [MIL83]}$$

Les autres paramètres intervenant dans la relation (1),  $Z_2$ , numéro atomique du plomb,  $\alpha$ , constante de structure fine et  $\beta$ , vitesse du projectile au centre de la cible valent respectivement 82,  $1/137$  et  $0,296c$ . Nous obtenons finalement

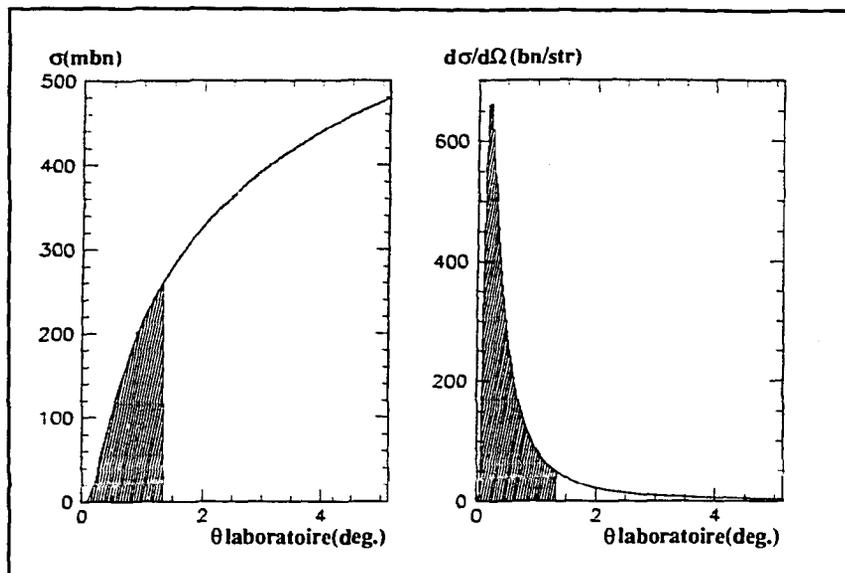
$$\sigma = 495 \pm 51 \text{ mb}$$

L'écart avec la valeur expérimentale,  $\sigma = 191 \pm 26 \text{ mb}$ , est sensible. A quoi devons nous ce désaccord?

Nous avons envisagé un faisceau sensiblement excentré sur les plastiques: il était alors possible que certains noyaux excités et possédant des trajectoires défléchies manquent à l'appel. Cette hypothèse est cependant largement insuffisante comme en témoignent les deux arguments suivants:

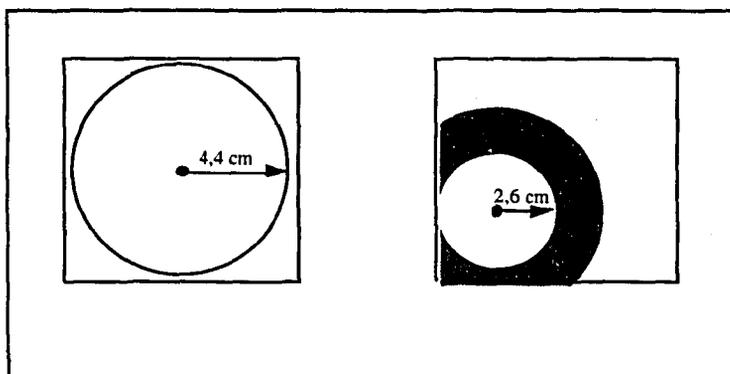
-la figure 1 montre la section efficace partielle en fonction de l'angle dans le laboratoire; la valeur de 495 mb est extraite pour un angle proche de  $5^\circ$ : il est clair que si nous voulons obtenir un facteur deux au moins, nous sommes dans l'obligation de limiter sévèrement le domaine angulaire permis en descendant jusqu'à  $1,5^\circ$  environ.

Fig. 1- Section efficace totale intégrée de  $0^\circ$  à  $\theta$  (à gauche) et section efficace différentielle (à droite).



Or, dans l'hypothèse la plus défavorable, les qualités optiques du spectromètre ainsi que l'ouverture des fentes situées à l'extrémité du filtre de Wien se traduisent par un faisceau décalé horizontalement de 1,5 cm et verticalement de 1 cm et possédant dans les deux directions un angle d'incidence de  $1^\circ$ . La figure 2 permet d'appréhender, par une simple approche géométrique, les sections efficaces attendues dans le cas idéal, à gauche, et pour des conditions de faisceau extrêmes, à droite.

Fig. 2- Localisation des ions sur le troisième scintillateur, pour un faisceau centré (à gauche) et fortement dévié (à droite). Visualisation des sections efficaces recueillies: dans le premier cas tous les  $^{11}\text{Be}$  défléchis s'arrêtent à l'intérieur du cercle de rayon 4,4 cm, dans le second 80% d'entre eux se situent dans le disque central de rayon 2,6 cm ou dans la zone hachurée.



Lorsque le faisceau est parfaitement centré, l'ouverture angulaire de  $5^\circ$  correspond, sur le troisième scintillateur plastique, à un cercle de rayon 4,4 cm. Le détecteur P3, assimilable à un carré de 10 cm de côté, doit donc recueillir toute la section efficace. A droite, le centre de gravité du faisceau dévié à gauche et vers le bas, a pour coordonnées (-2,4 cm; -1,9 cm). Le plus grand cercle inscrit, ayant pour rayon 2,6 cm, couvre le domaine angulaire  $[0^\circ, 3^\circ]$ : d'après la figure 1, il concentre à lui seul plus de 80% de la section efficace (395 mbn). La prise en compte de tous les ions de  $^{11}\text{Be}$  interceptés dans la zone hachurée augmente sensiblement cette valeur, pour atteindre finalement 450 mbn.

-nous devons également souligner la cohérence des sections efficaces expérimentales (tableau 6, chapitre III). La prise en compte des corrections cinématiques peut laisser envisager un

faisceau légèrement décalé verticalement mais entre en contradiction avec une grave erreur de positionnement du faisceau.

(Une amélioration sensible du dispositif expérimental, répondant immédiatement à cette question de position, consisterait à utiliser un premier plastique segmenté, chaque secteur devant recevoir une part égale du faisceau).

Si, comme nous le supposons, tous les ions d'intérêt sont détectés, il faut envisager des explications théoriques à notre section efficace expérimentale relativement faible. Deux voies sont en cours d'exploration:

- dans le calcul de section efficace d'excitation, nous avons choisi les paramètres d'impact supérieurs à la somme des rayons du projectile et de la cible, correspondant au domaine angulaire limité par l'angle de grazing (environ  $5^\circ$ ). Le rayon du noyau  $^{11}\text{Be}$  a cependant été défini de la manière classique,  $R=1,2(A)^{1/3}=2,7$  fm, ignorant de fait le halo. En attribuant à ce dernier une longueur de décroissance de l'ordre de 6,8 fm [DOG92], on constate que le noyau cible cause une "plaie" dans le halo pour une gamme élargie des paramètres d'impact: comment se comporte alors le nuage de neutron ainsi perturbé? Des interférences destructives entre les interactions Coulombienne et nucléaire peuvent-elles être responsables d'une diminution sensible de la section calculée? Des calculs en cours [ALA94] doivent prochainement nous l'enseigner.

- la seconde hypothèse théorique prend en compte la très faible énergie, égale à 180 keV, séparant le niveau excité du continuum. Une excitation Coulombienne double, processus habituellement marginal, peuplant tout d'abord l'état excité à 320 keV avant de provoquer la dissociation  $^{11}\text{Be} \rightarrow ^{10}\text{Be} + \text{neutron}$ , deviendrait un phénomène de premier ordre [BAU93]: il concurrencerait alors fortement la désexcitation vers le niveau fondamental que nous recherchons.

Ces deux approches ne sont bien entendu pas contradictoires: il est au contraire permis d'imaginer qu'elles puissent agir de concert, contribuant toutes deux à une baisse de la section efficace d'excitation Coulombienne telle que nous l'avons calculée à l'aide du modèle de Winther et Alder.

## II. $^{12}\text{Be}$ .

Les structures observées sur les spectres  $\gamma$  expérimentaux, faibles mais réelles, ont été attribuées à des noyaux de  $^{11}\text{Be}$  possédant une vitesse identique à celle du faisceau secondaire. Il faut dans ce cas imaginer que la dissociation du  $^{12}\text{Be}$  puisse donner non seulement des noyaux de  $^{11}\text{Be}$  dans leur état fondamental mais également dans leur état excité. Nous préférons cependant remettre une comparaison des sections expérimentale et calculée

### III. Niveaux excités des noyaux à Halo: limites possibles.

#### III.1. Estimations de Weisskopf: définition.

L'observation de l'excitation Coulombienne du niveau lié du  $^{11}\text{Be}$ , ainsi que l'accord, même partiel, existant entre les sections efficaces théorique et expérimentale, nous incite à proposer des limites sur l'existence de niveaux excités (E1) dans les autres noyaux étudiés: il est alors très intéressant de comparer nos spectres  $\gamma$  à ceux attendus par le modèle de Winther et Alder. Les probabilités de transition réduites que nous devons introduire dans la relation de section efficace sont inconnues expérimentalement puisque ces niveaux n'ont jamais été observés: aussi allons nous leur substituer les estimations de Weisskopf.

La théorie de Weisskopf se fonde sur des transitions à une seule particule [MOR76]; dans ce cadre la probabilité de transition réduite s'écrit

$$B(E\lambda, j_i \rightarrow j_f) = S(j_i, \lambda, j_f) \frac{e^2}{4\pi} J_\lambda^2$$

où

$$S(j_i, \lambda, j_f) = (2\lambda + 1) \left\langle \left\langle j_i, \frac{1}{2} \lambda 0 \middle| j_f, \frac{1}{2} \right\rangle \right\rangle^2 \quad \text{et} \quad J_\lambda = \int_0^\infty R_i^*(r) r^\lambda R_f(r) r^2 dr$$

sont respectivement un facteur statistique et l'intégrale radiale.

Les estimations de Weisskopf sont obtenues après deux hypothèses supplémentaires:

$$\begin{aligned} - S(j_i, 1, j_f) &= 1 \\ - R_i(r) &= R_f(r) = \text{cte} \end{aligned}$$

l'intégrale radiale a alors pour expression

$$J_\lambda^W = \frac{3}{\lambda + 3} R_0^\lambda \quad \text{avec} \quad R_0 = A^{\frac{1}{3}}$$

On aboutit donc à la probabilité de transition réduite de Weisskopf

$$B^W(E\lambda) = \frac{1}{4\pi} \left( \frac{3}{3 + \lambda} \right)^{2\lambda} 1,2^{2\lambda} A^{2\lambda/3} e^2 \text{fm}^{2\lambda}$$

Note: nous avons ici défini  $B^W(E\lambda)\downarrow$  correspondant à une désexcitation de l'état  $j_i$  vers l'état  $j_f$ ; pour l'excitation  $j_f \rightarrow j_i$ , la probabilité de transition réduite s'obtiendra simplement par:

$$B^W(E\lambda)\uparrow = \frac{2j_i + 1}{2j_f + 1} B^W(E\lambda)\downarrow$$

qui, dans le cas d'une transition dipolaire électrique, se réduit à

$$B^W(E1) = \frac{1}{4\pi} \frac{9}{16} 1,2^2 A^{2/3} e^2 \text{fm}^2$$

Les valeurs calculées pour les noyaux étudiés sont rassemblées dans le tableau 1.

Tableau 1- Estimations Weisskopf de la probabilité de transition réduite.

Noyau	$^{11}\text{Be}$	$^{12}\text{Be}$	$^{14}\text{Be}$	$^8\text{He}$
$B^W(E1) e^2 \text{fm}^2$	0.319	0.338	0.374	0.258

D'une manière générale, il est reconnu que le modèle de Weisskopf surestime largement les probabilités de transition  $B(E1)$ . L'étude systématique de différents noyaux [WIL69] établit ainsi que le facteur d'empêchement, défini comme le rapport de la probabilité de transition réduite expérimentale et de l'estimation de Weisskopf, est typiquement de l'ordre de  $10^{-3}$ : figure 3.

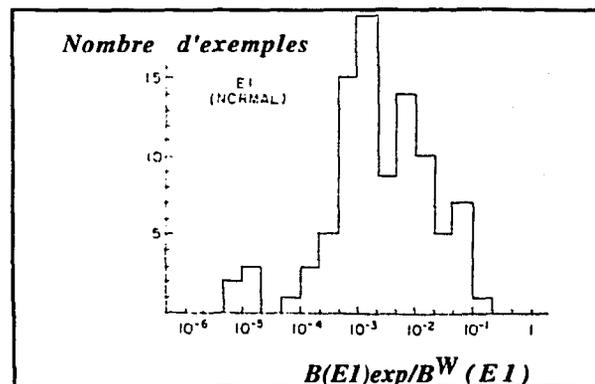


Fig. 3 - Systématique d'expérience: les noyaux, de masse 5 à 40, sont regroupés suivant la valeur du facteur d'empêchement (en abscisse, l'échelle est logarithmique).

Deux raisons sont habituellement invoquées pour expliquer ce comportement [UCH85]: si l'on considère la structure nucléaire telle que la définit le modèle en couches standard, on constate que les conditions nécessaires à une transition électrique dipolaire  $l=1$  (i.e.  $|J1-J2| < 1 < J1+J2$  et changement de parité entre l'état initial  $J1$  et l'état final  $J2$ ) ne sont jamais réunies à basse énergie. Par ailleurs, à plus haute énergie, le caractère collectif des niveaux devient prépondérant: la résonance dipolaire géante absorbe de fait la majeure partie de la force  $E1$ , annihilant presque totalement les possibilités de transition à une seule particule.

Cependant, la systématique de la figure 3 repose essentiellement sur des isotopes proches de la vallée de la stabilité: il ne convient donc pas de s'y référer pour des noyaux exotiques, et encore moins pour des noyaux à halo comme en témoigne le  $^{11}\text{Be}$  dont la probabilité de transition réduite, expérimentalement connue, est très forte:  $B(E1)=0.1156 e^2 \text{fm}^2$  [MIL83]; le facteur d'empêchement est dans ce cas proche de l'unité puisqu'il vaut 0,36. Les probabilités  $B(E1)$  ne redeviennent donc importantes que dans des cas très particuliers, comme le  $^{11}\text{Be}$ , où la transition met en jeu des nucléons du halo, la forte distance les séparant du coeur permettant d'envisager une forte polarisabilité du noyau.

### III.2. Approche visuelle: $B(E1)$ égale à 0,5 unité Weisskopf.

Les autres noyaux de notre expérience sont eux aussi caractérisés par un halo de neutrons: ils sont susceptibles de présenter des facteurs d'empêchement de l'ordre de  $10^0$  à  $10^{-1}$  et donc très inhabituels. Aussi, en suivant l'exemple du  $^{11}\text{Be}$ , nous avons jugé réaliste d'injecter dans la formule de section efficace de Winther et Alder les valeurs moitié de celles du tableau 1, soit  $B(E1)=0,5 \text{ Wu}$ . Il est alors possible, connaissant l'intensité des faisceaux secondaires et en inversant la relation (3) du chapitre III (paragraphe II.1.5.1), d'évaluer un nombre de coups attendus à différentes énergies d'excitation, par exemple 320, 500, 1000, 1500 et 2000 keV. Les courbes d'efficacité, analogues à celles présentées sur la figure 5 du chapitre II, nous permettent de dresser le tableau suivant

Tableau 2- Efficacités des trois détecteurs germanium pour différentes énergies.

Détecteur énergie $E_{\gamma 0}$	55°	90° proche	90° éloigné
320 keV	50%	50%	45%
500 keV	44%	41%	36%
1000 keV	30%	28%	27%
1500 keV	26%	22%	22%
2000 keV	22%	17%	18%

Nous pouvons maintenant établir, pour chaque noyau, un tableau dans lequel sont présentés le nombre de coups  $N_{\gamma}$  attendus sous les structures, leur énergie moyenne  $E_{\gamma}$  (keV) calculée par effet Doppler et les limites  $E_{\gamma 1}$ ,  $E_{\gamma 2}$  (keV) déduites de l'acceptance géométrique.

Tableau 3- Caractéristiques des structures prévues par estimations de Weisskopf pour le  $^{12}\text{Be}$  ( $S_{1n} = 3169 \pm 16 \text{ keV}$ ).  
 $B(E1)=0.5 \text{ Wu}$ .

$E_{\gamma 0}$	$\sigma$ (mb)	55°		90° proche		90° éloigné	
		$N_{\gamma}$	$E_{\gamma}$ $E_{\gamma 1}$ $E_{\gamma 2}$	$N_{\gamma}$	$E_{\gamma}$ $E_{\gamma 1}$ $E_{\gamma 2}$	$N_{\gamma}$	$E_{\gamma}$ $E_{\gamma 1}$ $E_{\gamma 2}$
320 keV	721	1506	385.1 368 350.5	4777	334 305.8 282	1596	322.5 305.8 290.7
500 keV	610	1121	601.7 575 548	3314	521.9 477.8 440.6	1080	503.9 477.8 454.3
1000 keV	386	546	1203.4 1150 1095.4	1616	1043.7 955.6 881.2	579	1007.8 955.6 908.5
1500 keV	334	363	1805.2 1725 1643.2	974	1565.6 1433.4 1321.7	362	1511.7 1433.4 1362.8
2000 keV	264	243	2406.9 2300 2191	595	2087.5 1911.2 1762.3	234	2015.6 1911.2 1817

Tableau 4 - Caractéristiques des structures prévues par estimations de Weisskopf pour le  $^{14}\text{Be}$  ( $S_{2n} = 1340 \pm 180 \text{ keV}$ ).  
 $B(E1) = 0.5 \text{ Wu}$ .

énergie $E_\gamma$	$\sigma$ (mb)	$55^\circ$		$90^\circ$ proche		$90^\circ$ éloigné	
		$N_\gamma$	$E_\gamma$ $E_{\gamma 1}$	$N_\gamma$	$E_{\gamma 1}$	$N_\gamma$	$E_{\gamma 1}$
320 keV	973	27	377.5 363.1 348.2	84	333.9 309 287.6	28	323.8 309 295.5
500 keV	814	19	589.9 567.4 544	57	521.7 482.8 449.4	19	505.9 482.8 461.8
1000 keV	565	9	1179.8 1134.7 1088.1	27	1043.3 965.7 898.8	10	1011.9 965.7 923.5

Tableau 5 - Caractéristiques des structures prévues par estimations de Weisskopf pour l'  $^8\text{He}$  ( $S_{2n} = 2137 \pm 7 \text{ keV}$ ).  
 $B(E1) = 0.5B \text{ Wu}$ .

énergie $E_\gamma$	$\sigma$ (mb)	$55^\circ$		$90^\circ$ proche		$90^\circ$ éloigné	
		$N_\gamma$	$E_\gamma$ $E_{\gamma 1}$	$N_\gamma$	$E_{\gamma 1}$	$N_\gamma$	$E_{\gamma 1}$
320 keV	766	68	374.1 360.8 347	215	333.7 310.3 290	72	324.2 310.3 297.6
500 keV	610	48	584.6 563.8 542.2	142	521.3 484.9 453.2	46	506.6 484.9 464.9
1000 keV	438	23	1169.1 1127.6 1084.4	70	1042.7 969.8 906.4	25	1013.296 969.8 929.9
1500 keV	326	15	1753.7 1691.4 1626.6	41	1564 1454.7 1359.6	15	1519.9 1454.7 1394.8
2000 keV	250	10	2338.2 2255.2 2169.8	24	2085.4 1939.5 1812.8	9	2026.5 1939.5 1859.8

Par analogie avec les résultats du  $^{11}\text{Be}$ , nous identifions de plus les structures à des gaussiennes dont les largeurs à la base, déduites des acceptances géométriques, couvrent 4 écarts-types. La surimpression des gaussiennes aux spectres expérimentaux (figures 4, 5 et 6) traduit, dans tous les cas, une probabilité très faible quant à l'existence de niveaux excités liés:

- sur la gamme d'énergie expérimentalement atteinte,
- accessibles par une transition E1, dont la probabilité de transition réduite serait voisine de 0,5 unité Weisskopf. Si  $B(E1)$  est sensiblement plus faible, d'un facteur 10 par exemple, aucune conclusion visuelle n'est possible, surtout si on considère les énergies élevées.

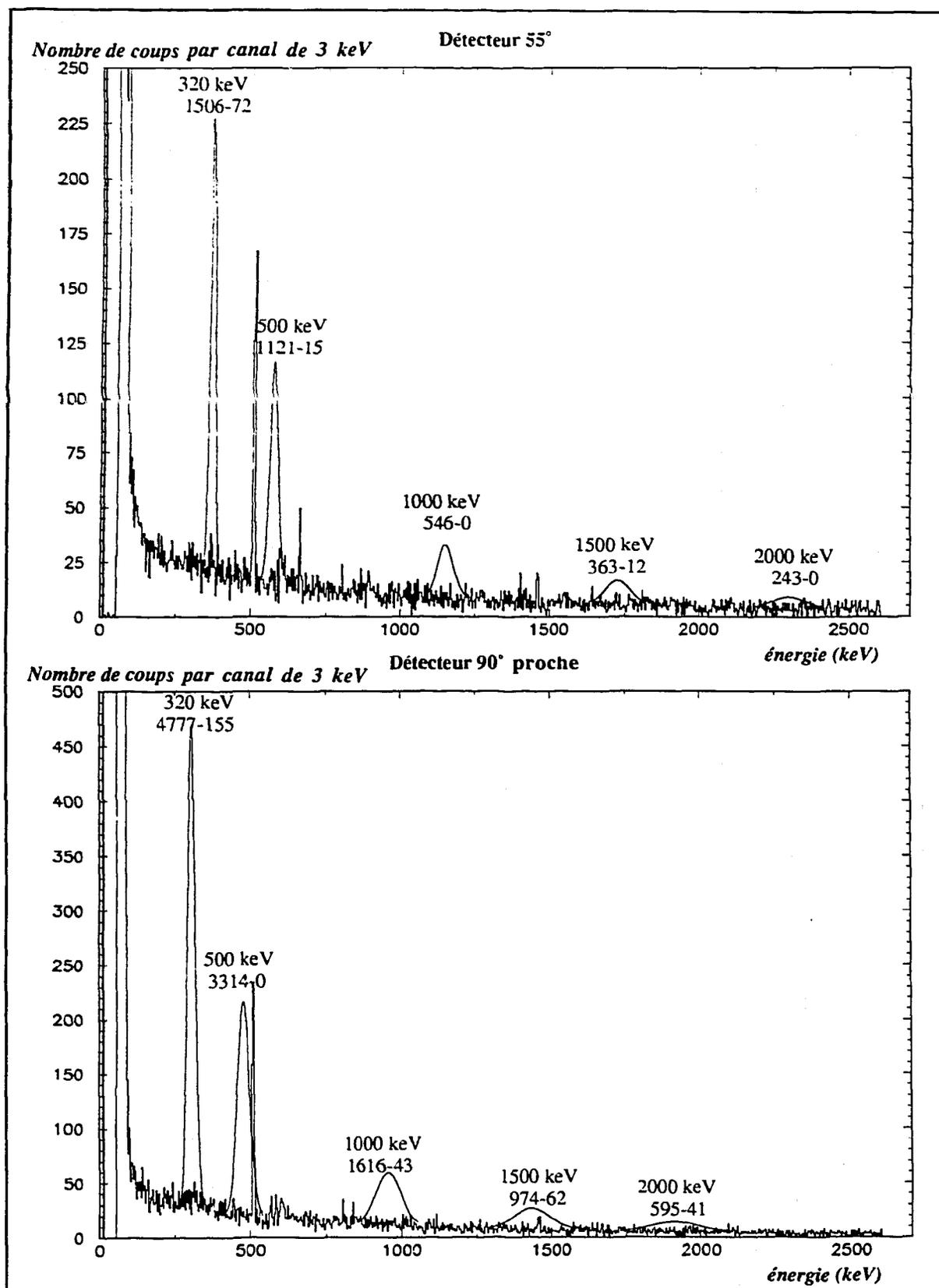


Fig. 4 - Structures prédites pour des niveaux hypothétiques caractérisés par  $B(E1)=0,5 W_u$ , dans le cas du  $^{12}\text{Be}$ . Pour chaque structure sont indiqués l'énergie  $E_{\gamma}$  de la transition, le nombre de coups attendu et le nombre de coups observé au dessus du fond; ce dernier est estimé par un ajustement (généralement linéaire) du spectre expérimental.

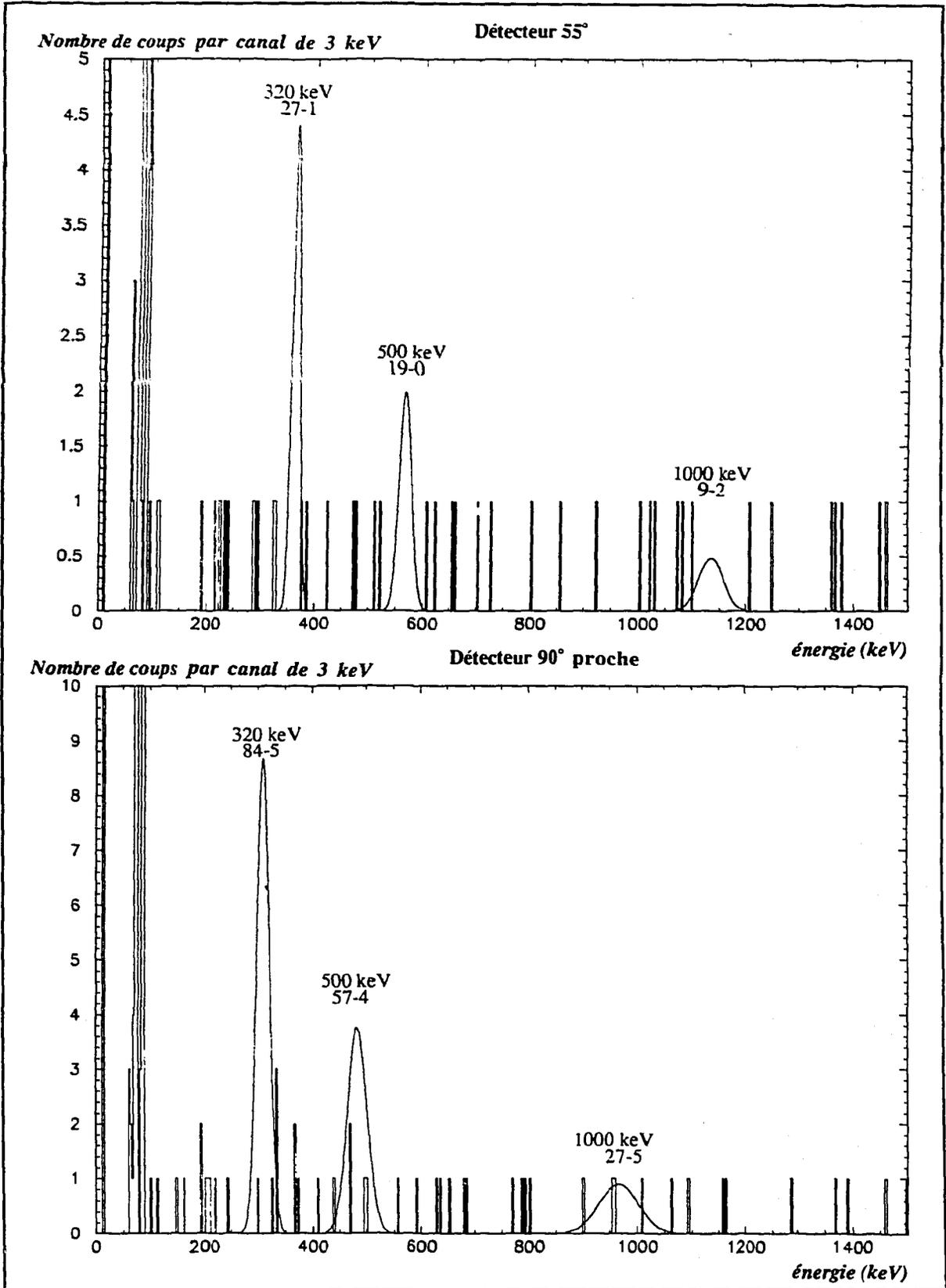


Fig. 5 - Structures prédites pour des niveaux hypothétiques caractérisés par  $B(E1)=0,5 W_u$ , dans le cas du  $^{14}\text{Be}$ . Pour chaque structure sont signalés, comme précédemment, l'énergie  $E_\gamma$  de la transition, le nombre de coups attendu et le nombre de coups observé au dessus du fond.

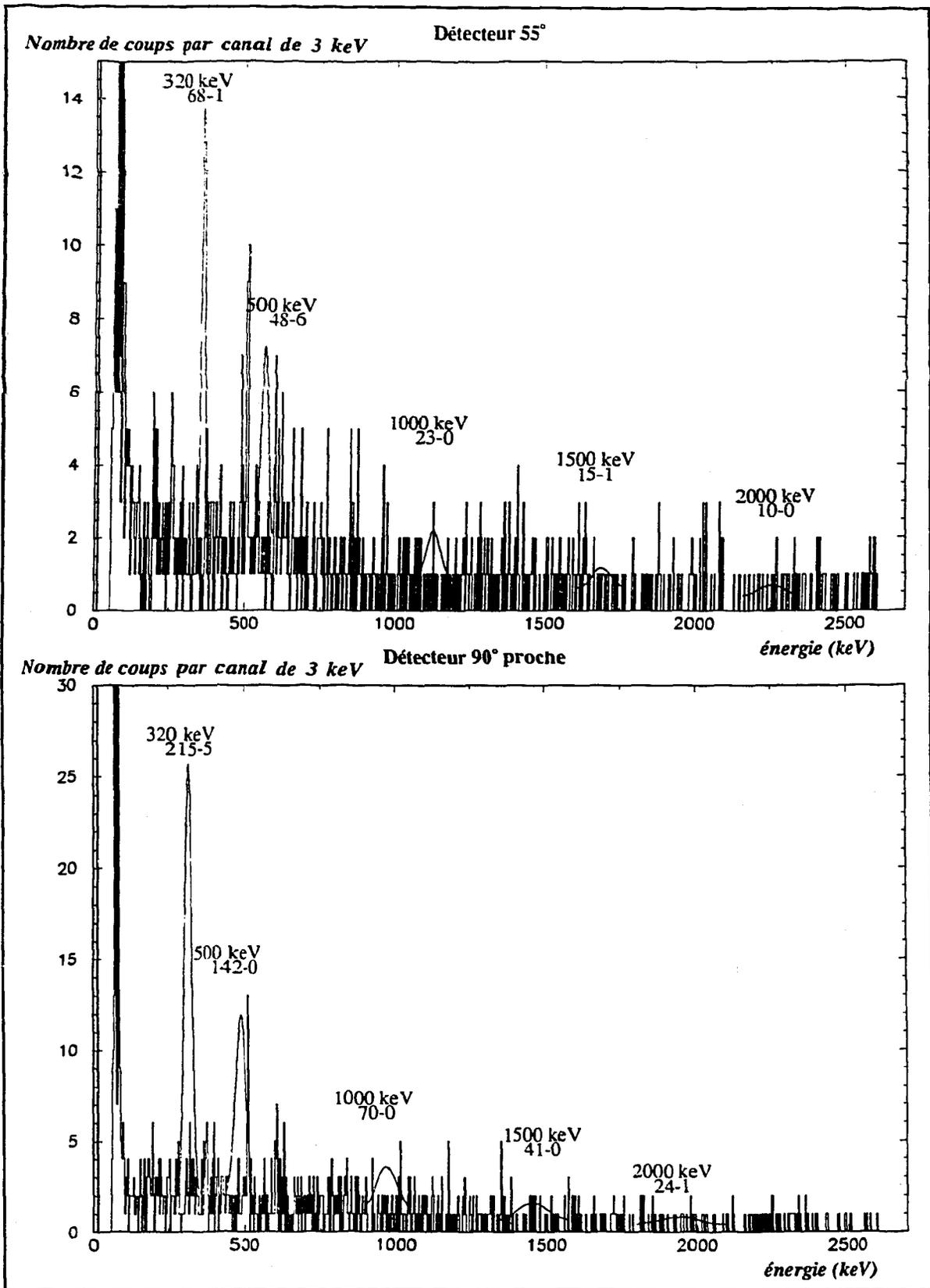
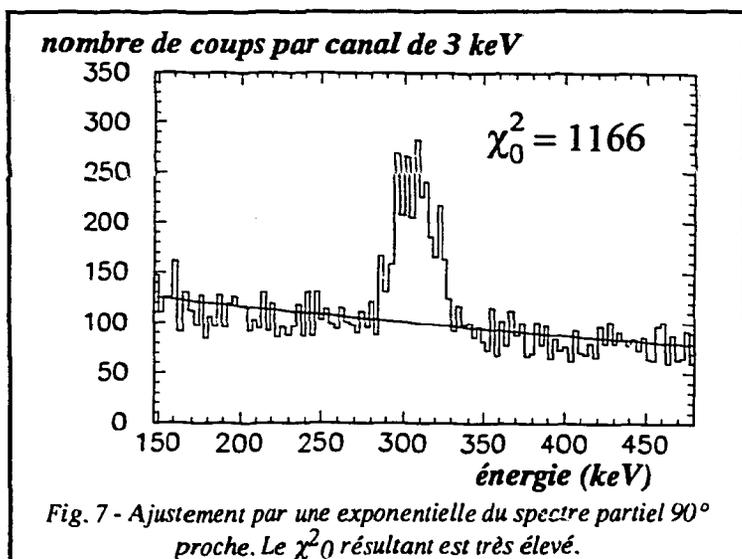


Fig. 6 - Structures prédites pour des niveaux hypothétiques caractérisés par  $B(E1)=0,5 W_u$ , dans le cas de  $l^8\text{He}$ . Chaque structure est caractérisée par l'énergie  $E_{\gamma}$  de la transition, le nombre de coups attendu et le nombre de coups observé au dessus du fond.

### III. 3. Approche mathématique: analyse en $\chi^2$

Pour aller au delà de l'impression visuelle, subjective, on peut effectuer une analyse en  $\chi^2$ . Nous illustrons la démarche suivie par l'exemple du  $^{11}\text{Be}$ . Nous considérons donc la partie basse énergie [150:470 keV] du spectre  $90^\circ$  proche: nous osons supposer, à priori, qu'il n'y a pas de structure et ajustons une simple exponentielle à ce spectre. Le  $\chi^2_0$  correspondant est bien entendu très mauvais sur la figure 7, 1166 pour 110 degrés de liberté (canaux).

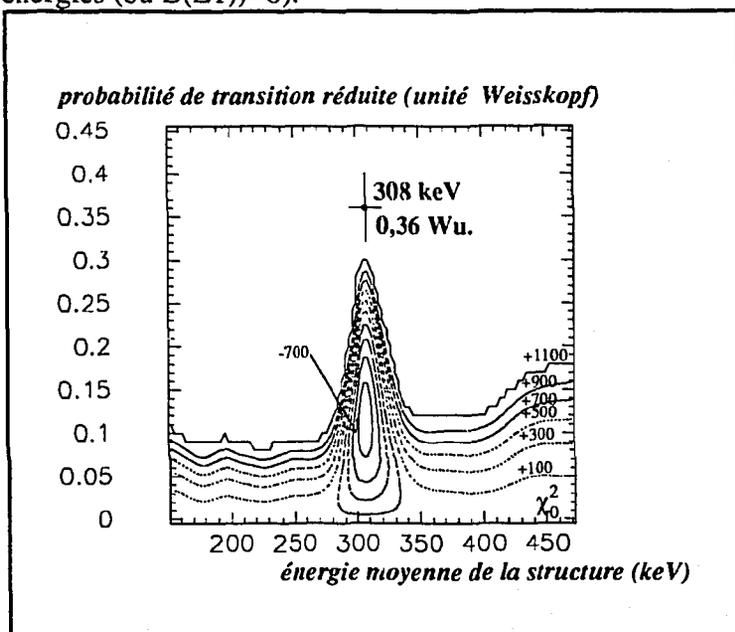


Ce résultat constitue cependant notre point de départ. Nous imposons ensuite l'existence d'un pic en combinant à l'exponentielle une gaussienne. Les paramètres de celle-ci sont l'énergie moyenne, la largeur à la base définie au paragraphe IV.3.2 et sa hauteur directement liée à  $B(E1)$ . Ces valeurs sont fixées pour un couple (E,  $B(E1)$ ): seuls restent libres de varier les paramètres de l'exponentielle.

Pour conclure à l'existence d'une structure avec un niveau de confiance de 90%, il est alors nécessaire que le  $\chi^2$  obtenu par la combinaison exponentielle-gaussienne soit inférieur de 4,6 unités [JAM78] au résultat de l'ajustement par la seule exponentielle.

Le résultat d'une telle analyse systématique en fonction de E et  $B(E1)$  est la surface des  $\chi^2$  de la figure 8: on y retrouve  $\chi^2_0$  sur l'axe des énergies (où  $B(E1)=0$ ).

Fig. 8 - Surface des  $\chi^2$  obtenue en ajustant une fonction à la partie basse énergie du spectre  $90^\circ$  proche pour le faisceau de  $^{11}\text{Be}$ : en un point quelconque de cette grille, la fonction combine une exponentielle à paramètres libres et une gaussienne à paramètres fixés (voir texte); le minimum a pour coordonnées 307 keV et 0,14 unité Weisskopf, et se situe assez loin de la croix qui correspond aux résultats de Millener. Cette différence a déjà été signalée lors de la comparaison des sections efficaces théorique et expérimentale: l'avoir retrouvée montre par conséquent le fonctionnement tout à fait correct de notre méthode d'analyse.



Les contours relient les points de  $\chi^2$  équivalents, les valeurs de la figure 8 indiquant les différences relatives vis à vis de  $\chi^2_0$ ; ces contours confirment bien l'existence d'une valeur minimale pour le couple (307 keV, 0,14 Wu), la probabilité de transition réduite correspondante, comparée à la valeur de Millener, rappelant le facteur 2,5 constaté sur les sections efficaces: ce test réalisé dans le cas du  $^{11}\text{Be}$  montre ainsi clairement la fiabilité de notre méthode d'analyse. On note par ailleurs que le  $\chi^2$  minimum n'est pas excellent (environ 400), assez loin du nombre de points expérimentaux pris en compte: il traduit le caractère accidenté du fond et de la structure elle-même (figure 7).

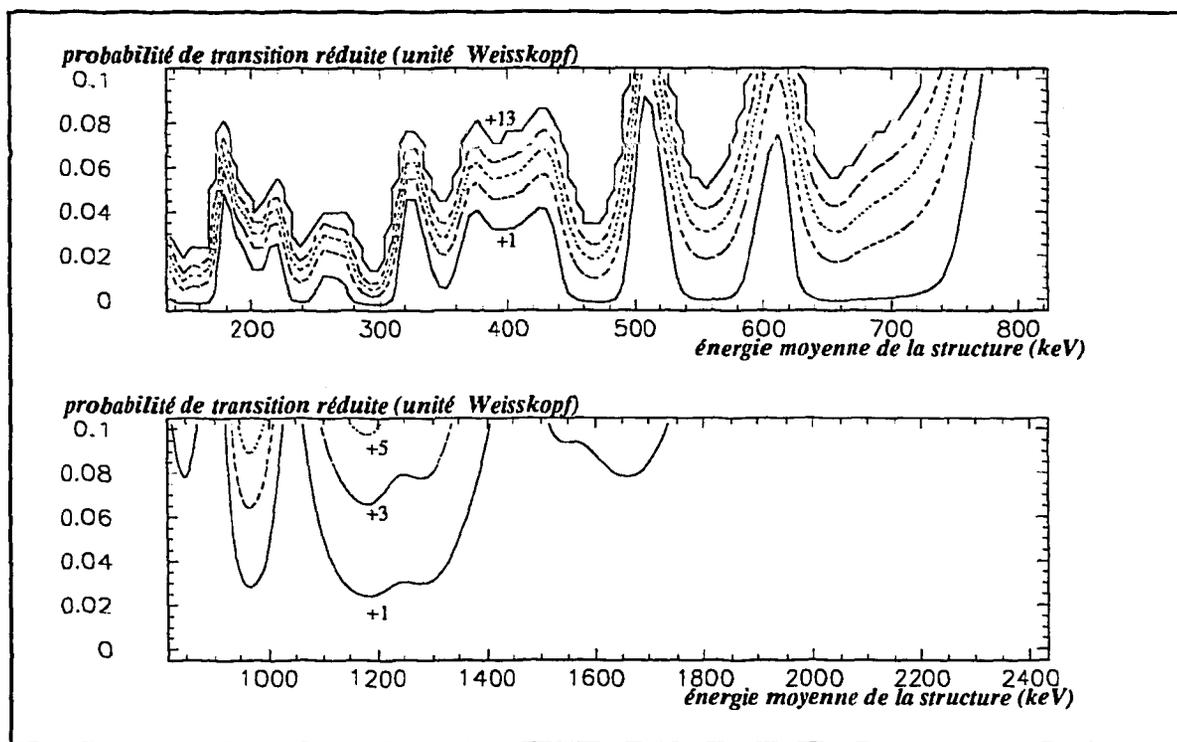


Fig. 9 - Surface des  $\chi^2$  dans le cas du faisceau d' $^8\text{He}$  et pour le détecteur  $90^\circ$  proche: aucun pic n'apparaît.

Nous avons suivi une démarche identique pour les noyaux d' $^8\text{He}$  sur une gamme élargie des énergies: la figure 9 indique qu'il n'y a jamais de gain suffisant dans la valeur du  $\chi^2$  pour conclure à l'existence d'une structure.

La figure 10 résume l'analyse pour les noyaux de  $^{12}\text{Be}$ . Pour les deux détecteurs germanium,  $55^\circ$  et  $90^\circ$  proche, le  $\chi^2$  est sensiblement amélioré lorsque l'on ne néglige pas les structures correspondant aux réactions de type Ge(n) vers 600 keV et 830 keV. On y trouve également confirmée l'existence, à deux énergies différentes, des pics que nous avons interprété comme traduisant la dissociation du  $^{12}\text{Be}$ . L'opération met enfin en évidence, à haute énergie, des vallées en  $\chi^2$ : environ 2400 keV pour le détecteur  $55^\circ$  et 2100 keV pour le  $90^\circ$  proche. La première nous a incité à vérifier de nouveau l'allure des spectres: elle correspondait en effet de façon satisfaisante avec le niveau à 2090 keV cité par M. Bernas et al. [BER82]. Dans cette hypothèse, le désaccord est cependant sensible pour le détecteur  $90^\circ$  proche où une valeur de 1998 keV est attendue. Toujours pour ce détecteur, le gain en  $\chi^2$  est semble-t-il dû à une bosse centrale étroite entourée de deux

structures fortuites: elles sont en effet toutes trois englobées par la gaussienne calculée, très large (380 keV à la base).

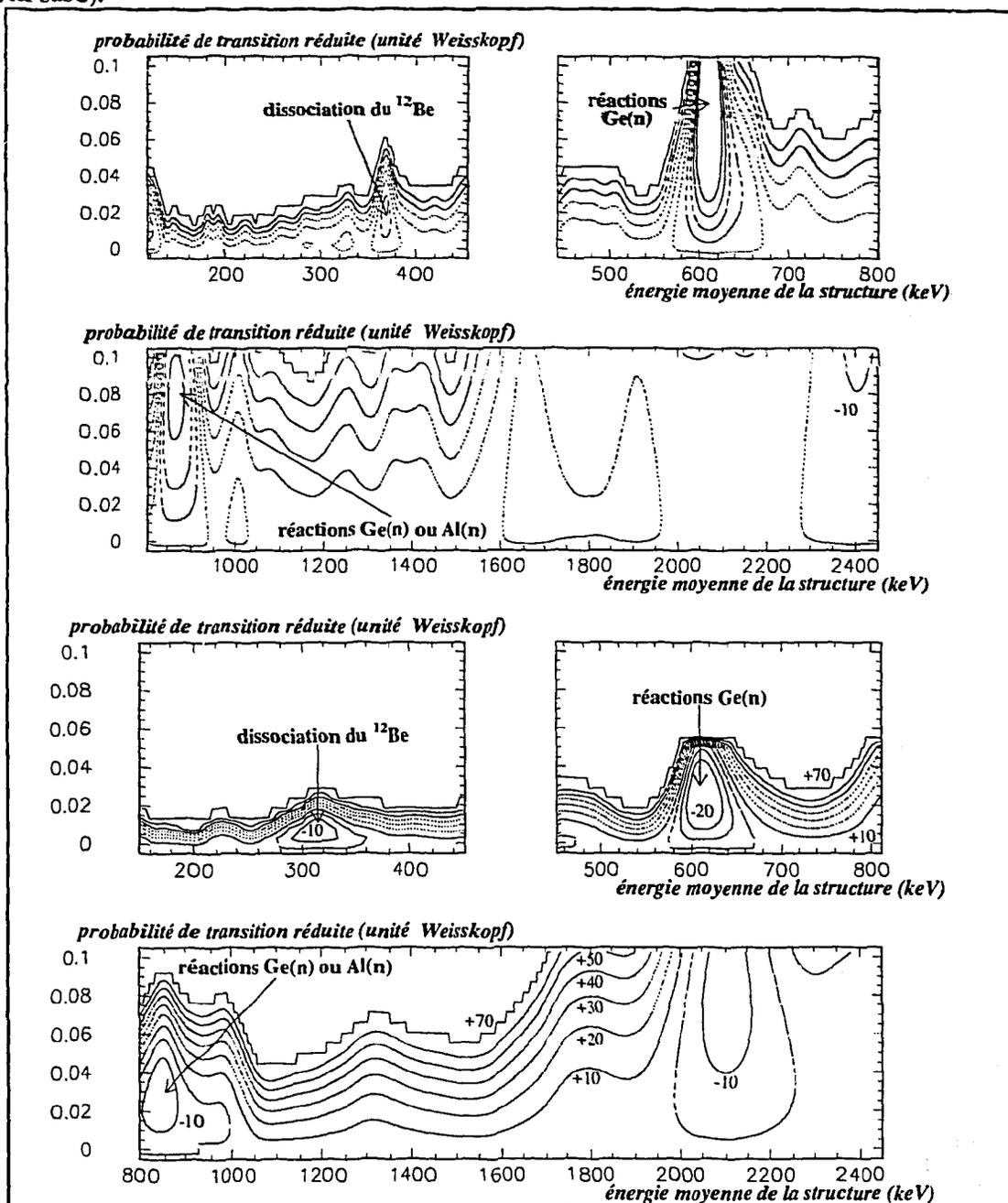


Fig. 10 - Surface des  $\chi^2$  obtenue pour le faisceau secondaire de  $^{12}\text{Be}$ . En haut se trouvent les grilles relatives au détecteur  $55^\circ$ , en bas celles du détecteur  $90^\circ$  proche; on y a identifié les vallées correspondant à des pics  $\gamma$  expérimentaux: réactions  $\text{Ge}(n)$  et dissociation du  $^{12}\text{Be}$ . Les vallées à haute énergie ne sont quant à elles pas liées par effet Doppler, l'amélioration du  $\chi^2$  pour le détecteur  $90^\circ$  proche étant par ailleurs liée à la présence de plusieurs structures expérimentales successives.

Le cas du  $^{14}\text{Be}$  n'a pas été testé dans la mesure où la plupart des canaux des spectres germanium ne contenait aucun coup.

Au niveau de précision choisi, notre conclusion est par conséquent que les noyaux  $^{12}\text{Be}$  et  $^8\text{He}$  n'ont pas de niveaux excités liés, pour lesquels la transition E1 soit caractérisée par une probabilité de transition réduite  $B(E1)$  supérieure à 0,01 Wu.

# 1<sup>ère</sup> partie - SPECTROSCOPIE DE NOYAUX À HALO

## EN RESUME...

Les pages précédentes ont détaillé les diverses facettes de la première recherche de niveaux excités liés, accessibles par des transitions E1, dans les noyaux à halo  $^{11,12,14}\text{Be}$  et  $^8\text{He}$ . Cette recherche se fondait sur l'excitation Coulombienne de faisceaux radioactifs aux énergies intermédiaires:

- La qualité de ces faisceaux, obtenus par fragmentation puis purifiés grâce aux critères de sélection du spectromètre LISE3, a joué un rôle essentiel dans la réussite de l'expérience: le bruit de fond résultant s'est en effet avéré suffisamment faible pour ne pas dégrader sensiblement la qualité de détection des photons  $\gamma$ .

- L'analyse des spectres germanium, issus d'une observation à des angles et des distances différents vis à vis de la cible d'excitation, a ainsi montré que nous avons peuplé le niveau  $1/2^-$  à 320 keV du  $^{11}\text{Be}$  puis détecté les photons de désexcitation correspondants vers le fondamental  $1/2^+$ .

- Par une prise en compte de différents paramètres (intensité du faisceau incident, nombre de photons sous les structures d'intérêt) et des corrections nécessaires (efficacité de détection, effets cinématiques) nous avons alors déterminé une section efficace expérimentale d'excitation du niveau  $1/2^-$ .

La section obtenue demeure cependant en désaccord sensible (d'un facteur 2,5) avec la valeur prévue par le modèle semi-classique de Winther et Alder [WIN79], lorsqu'on y introduit la probabilité de transition réduite mesurée par Millener et al. [MIL83]. Nous avons initialement envisagé l'hypothèse d'un dysfonctionnement expérimental: il est toutefois apparu que les éventuelles déviations dans l'alignement et la focalisation du faisceau de  $^{11}\text{Be}$  sur le dispositif expérimental étaient largement insuffisantes pour expliquer cet écart entre les sections efficaces. Il nous faut dès lors envisager des explications théoriques; la première découle du choix, dans l'expérience et le calcul, d'un angle de grazing estimé sans tenir compte de l'existence du halo: pour une gamme de paramètres d'impact, seule l'interaction électromagnétique a été considérée alors qu'une perturbation nucléaire du halo est vraisemblable. Des interférences destructives entre les processus Coulombien et nucléaire, même en dessous de l'angle de grazing, doivent par conséquent être évaluées plus précisément [ALA93]. On ne doit pas non plus oublier la très faible énergie (185 keV) séparant

l'accès au niveau excité d'une dissociation, susceptible de faire d'une double excitation Coulombienne vers le continuum un phénomène de premier ordre [HAN93b]. Cette approche est également en cours d'investigations [BAU93].

Si le désaccord entre les sections efficaces d'excitation mesurée et calculée est indéniable, il est loin d'être catastrophique: il ne devait pas nous empêcher de proposer des limites quant à l'existence de niveaux excités liés dans les autres noyaux étudiés,  $^{12}\text{Be}$ ,  $^{14}\text{Be}$  et  $^8\text{He}$ . Nous avons ainsi utilisé conjointement l'approche de Winther et Alder et les estimations de Weisskopf relatives à des transitions E1 à caractère de simple particule pour superposer des structures calculées aux spectres expérimentaux: une simple comparaison visuelle indique un seuil de la probabilité de transition réduite à 0,5 unité Weisskopf dans le cas du  $^{14}\text{Be}$  tandis qu'une approche plus mathématique (analyse en  $\chi^2$ ) permet d'abaisser la limite à 0,01 Wu. pour les noyaux de  $^{12}\text{Be}$  et  $^8\text{He}$ . Or, dans le cas des noyaux à halo fortement polarisables, des probabilités de transition élevées sont attendues à l'instar du  $^{11}\text{Be}$  ( $B(E1)=0,36$  Wu): nous interprétons par conséquent la limite précédente comme une forte présomption de la non existence, dans les cas du  $^{12}\text{Be}$  et  $^8\text{He}$ , de niveaux excités liés joints par transition dipolaire électrique.

2ème partie

**MESURE DE FONCTIONS D'EXCITATION**

## 2<sup>ème</sup> partie - MESURE DE FONCTIONS D'EXCITATION

### INTRODUCTION

#### Motivations.

L'image du halo de nucléons s'est peu à peu affirmée, après que l'on ait observé des comportements inhabituels: les résultats précurseurs de Tanihata indiquaient ainsi des rayons d'interaction sensiblement plus élevés que ceux prévus par le modèle de la goutte liquide (cf. "Survol du domaine d'étude"). On s'est par la suite intéressé aux réactions de dissociation, par exemple  $^{11}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li} + n + n$ ,  $^{11}\text{Be} \rightarrow ^{10}\text{Be} + n$ : là encore les sections efficaces observées, très fortes, mettaient en lumière l'extension du domaine spatial occupé par les derniers neutrons faiblement liés.

Cependant, les expériences de dissociation portant sur les noyaux à halo se sont toutes réalisées, à ce jour, avec une énergie du faisceau secondaire fixée: dans le cas du  $^{11}\text{Be}$  et du  $^{11}\text{Li}$  par exemple, les projectiles étaient d'énergie voisine de 30 MeV/A au GANIL [ANN90, ANN93] et à RIKEN [KOB92], de 80 MeV/A à SATURNE [BLA91, BLA92a], de 300 MeV/A à GSI [SCH92] alors qu'ils étaient fortement relativistes au BEVALAC (790 MeV/A) [TAN85]. Les sections efficaces étant sensiblement plus fortes dans le premier cas, on doit se demander si la tendance se poursuit lorsque l'énergie diminue, et essayer de trouver le point où elle s'inverse: une première approche qualitative indique en effet que la position du maximum peut être reliée à l'énergie de liaison du ou des derniers neutrons ainsi qu'à la taille du halo [BOR93a]. De plus la densité de matière est sondée différemment suivant l'énergie du projectile [KOB92].

La mesure de la fonction d'excitation sur une vaste plage en énergie, et s'approchant éventuellement de la barrière Coulombienne, est par conséquent très instructive, car elle fournira des informations sur la structure des noyaux testés.

La technique habituelle souffre malheureusement d'une certaine lourdeur expérimentale: des points distincts de la fonction d'excitation correspondent à des réglages différents des faisceaux primaire et secondaire [SID93], réglages qui réduisent sévèrement le temps effectif de prises de données. Notre objectif a été de développer une méthode originale, qui permette l'extraction de la fonction d'excitation relative à un processus donné en une seule mesure: elle utilise pour cela un télescope de jonctions semi-conductrices d'épaisseurs variables et convenablement choisies, qui jouera à la fois le rôle de cible, de ralentisseur et de détecteur.

## Choix des noyaux.

La méthode a vu le jour en prévision d'une étude de la dissociation  $^{11}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li} + n + n$ : la fonction d'excitation de cette réaction sera ainsi mesurée en 1994 au GANIL [BOR93b]. Plus généralement, tout noyau possédant des nucléons faiblement liés et dont la dissociation se passe "en douceur" (les trajectoires du projectile et des éjectiles restent pratiquement colinéaires) est un candidat idéal.

Le développement des techniques d'analyse s'est essentiellement effectué sur des données correspondant à la réaction (triton, deuton). Cette réaction a été choisie car elle permettait d'obtenir une statistique acceptable, pour des tests réalisés avec un temps de faisceau limité (mode de fonctionnement auxiliaire de l'accélérateur GANIL).

La seconde réaction de cassure dont nous désirions extraire la fonction d'excitation concerne le  $^8\text{B}$ . Plusieurs résultats laissent en effet supposer que ce noyau présente un halo de proton, bien que les forces entre particules chargées en limitent l'extension. Cette caractéristique est d'un grand intérêt astrophysique car elle pourrait aider à résoudre le problème des neutrinos solaires [RII92a]. Jusqu'à présent, les divers arguments en faveur du halo sont les suivants: l'énergie de liaison du dernier proton est extrêmement faible,  $S_{1p}=140$  keV. Des calculs théoriques prévoient d'autre part l'apparition d'un halo de proton pour des noyaux très légers comme les  $^8\text{B}$  et  $^9\text{C}$  caractérisés par des barrières Coulombiennes peu prononcées [RII92a]. Une mesure très précise du moment quadripolaire du  $^8\text{B}$  indique enfin une valeur  $Q(^8\text{B})$  deux fois plus importante que les prédictions de modèles en couches: ses auteurs, M. Minamisono et ses collaborateurs [MIN92], interprètent ce résultat comme la preuve de l'existence du halo de proton. D'autres expériences, en cours d'analyse, en apporteront peut-être confirmation: la diffusion élastique de ce noyau sur une cible de carbone [LEW93b] doit autoriser une caractérisation fine de la densité de matière; des précisions complémentaires sont attendues des mesures, sur différentes cibles et pour 3 énergies incidentes, de sections efficaces totales de réaction avec les spectres correspondants d'émission de protons et alphas [BLA92b]. Dans cette dernière expérience, le dispositif technique, alternant cibles et détecteurs, utilise comme nous le ralentissement du faisceau afin d'obtenir des sections efficaces en différentes énergies: il s'intéresse cependant à des énergies intermédiaires alors que notre objectif est de déterminer la fonction d'excitation de dissociation sur un large domaine d'énergie, si possible jusqu'à la barrière Coulombienne.

### Illustration: taille du halo et allure des fonctions d'excitation.

Nous mettons ici en avant l'influence de la taille du halo sur l'allure des fonctions d'excitation théoriques, en suivant le formalisme de Hussein et al. [HUS91].

Dans un modèle simple [HAN87], le noyau à halo est décrit par une fonction d'onde dont la forme asymptotique est de type Yukawa:

$$\psi(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\rho}} \frac{\exp(-r/\rho)}{r} \quad (1)$$

$\rho$ , longueur de décroissance, caractérise l'extension du halo. Cette quantité intervient alors de façon prépondérante dans les différents mécanismes de dissociation.

### Dissociation Coulombienne

Contrairement à l'excitation Coulombienne vue dans la première partie de ce mémoire, l'énergie transférée lors de ce processus, schématisé sur la figure 1, est maintenant suffisante pour rompre le noyau à halo en deux parties: le coeur et le nucléon du halo. L'énergie de liaison étant faible, la dissociation Coulombienne est encore possible pour de très grands paramètres d'impact [HUS91].

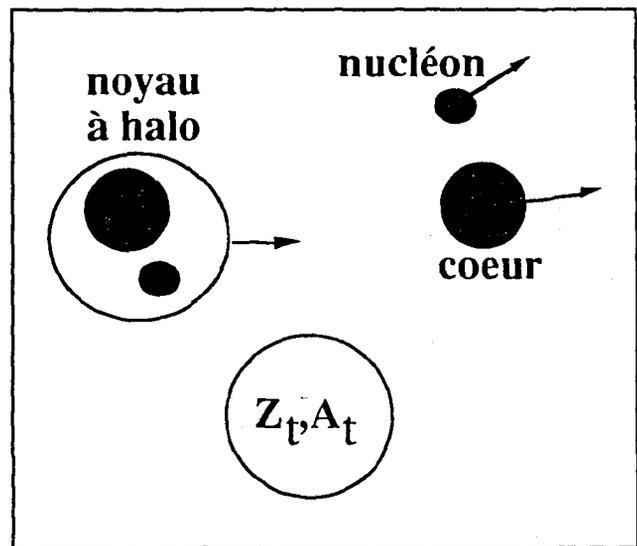


Fig. 1 - Représentation schématique de la dissociation Coulombienne d'un noyau à halo provoquée par le noyau cible (nous avons choisi le cas le plus simple où le halo n'est dû qu'à un seul nucléon faiblement lié).

La section efficace correspondante est donnée par la formule suivante:

$$\sigma_{\text{coul.}} = \frac{4}{3} \pi Z_t^2 \alpha^2 \left( \frac{Z_1 A_2 - A_1 Z_2}{A} \right)^2 \frac{\rho^2}{\beta^2} \left( \ln \frac{c_1 \gamma \beta}{R \epsilon} - \frac{\beta^2}{2} \right) \quad (2)$$

où interviennent notamment:

$\alpha$  : constante de structure fine

$v$  : vitesse du projectile

$\beta = v/c$

$\gamma$  : facteur de Lorentz

$c1 = 197/0,891$

$A$  : masse du noyau à halo

$Z_1, A_1$  : charge et masse du nucléon

$Z_2, A_2$  : charge et masse du cœur

$R$  : somme des rayons du noyau cible et du cœur

$\epsilon$  : énergie de liaison

On voit que la section efficace est très sensible à la taille du halo (terme  $\rho^2$ ) et à la charge  $Z_1$  de la cible; par ailleurs, en première approximation, plus l'énergie du projectile est faible, plus  $\sigma_{\text{coul.}}$  est élevée.

### Dissociation nucléaire

Pour décrire la dissociation nucléaire, on utilise en première approche le modèle du disque noir: deux contributions sont prises en compte.

\* La première correspond à l'absorption du nucléon du halo par la cible [SER47]. La section efficace [HUS91] est en première approche indépendante de l'énergie du projectile. Les paramètres importants sont  $R_1$ , rayon du noyau cible, et  $\rho$ :

$$\sigma_{\text{abs.}} = \frac{1}{2} \pi \frac{A_1}{A} (R_1 \rho) \quad (3)$$

$A_1$  et  $A$  ayant la même définition que précédemment.

\* La deuxième composante nucléaire est la diffraction [GLA55]. Dans ce cas le nucléon n'est pas absorbé, mais la perturbation imposée au halo, figure 2, est suffisante pour que la dissociation puisse intervenir.

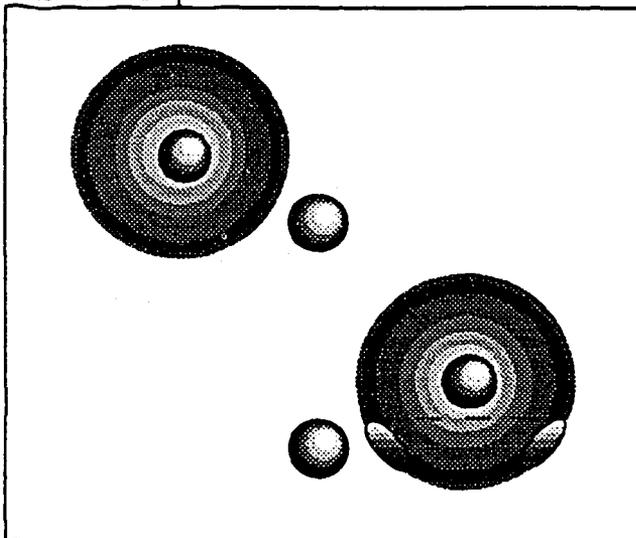


Fig. 2 - Pour de faibles paramètres d'impact, la cible occasionne une "plaie" dans le halo. La fonction d'onde est elle-même perturbée et la dissociation devient possible.

La section efficace [HUS91] est également de type géométrique:

$$\sigma_{\text{diff.}} = \frac{1}{6} \pi (2 \ln 2 - \frac{1}{2}) (R_t \rho) \quad (4)$$

Exemple de la dissociation du  $^8\text{B}$  sur une cible de Si.

Pour un faisceau de  $^8\text{B}$  sur une cible de silicium, l'application directe des formules 2, 3 et 4 de la dissociation se traduit par les courbes de la figure 3: on a reporté en abscisse l'énergie du projectile (MeV/A) et en ordonnée la section efficace (b). Dans le cadre du modèle utilisé, les contributions nucléaires sont bien indépendantes de l'énergie du projectile; par contre, à cause de la composante Coulombienne, la section efficace totale de dissociation décroît lorsque l'énergie du projectile augmente.

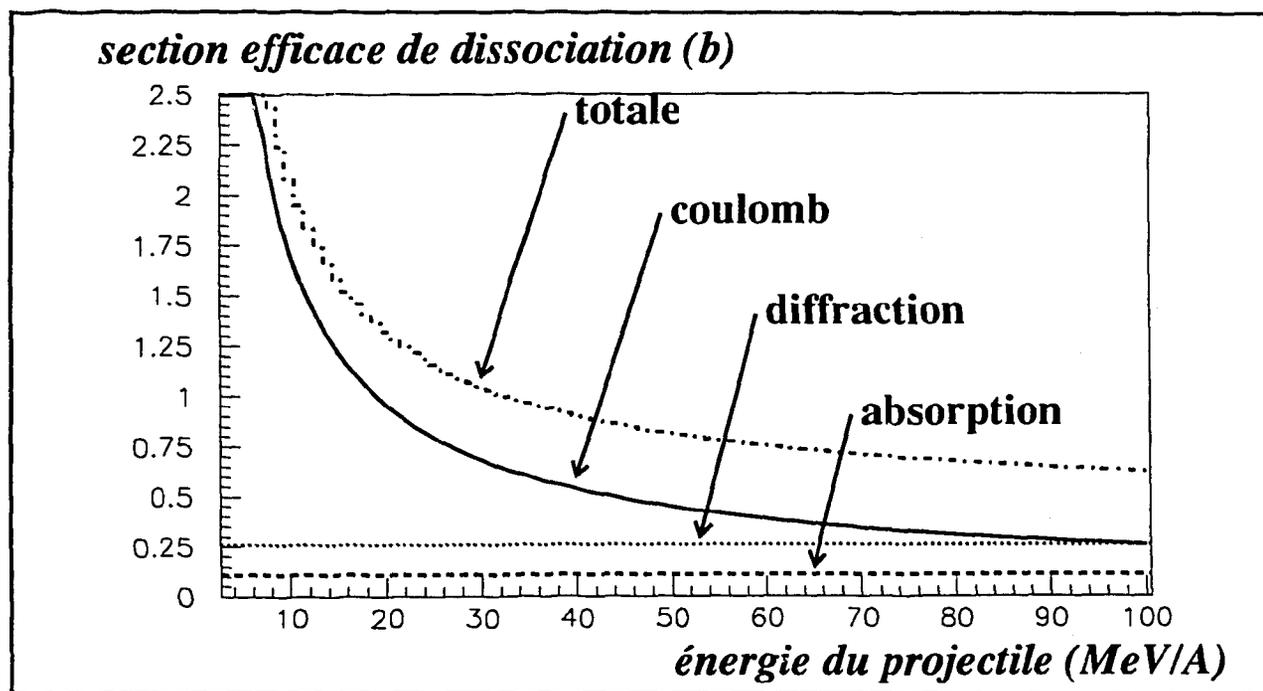


Fig. 3 - Fonctions d'excitation théoriques obtenues pour la dissociation  $^{28}\text{Si}(^8\text{B}, ^7\text{Be})$ : on a identifié la contribution Coulombienne ainsi que les deux contributions nucléaires, absorption et diffraction; la courbe supérieure correspond à la somme de ces trois composantes.

Si nous considérons maintenant la longueur de décroissance  $\rho$  comme un paramètre variable, la figure 4 montre que nous devons nous attendre à des courbes sensiblement différentes, notamment par les valeurs de sections efficaces observées aux basses énergies.

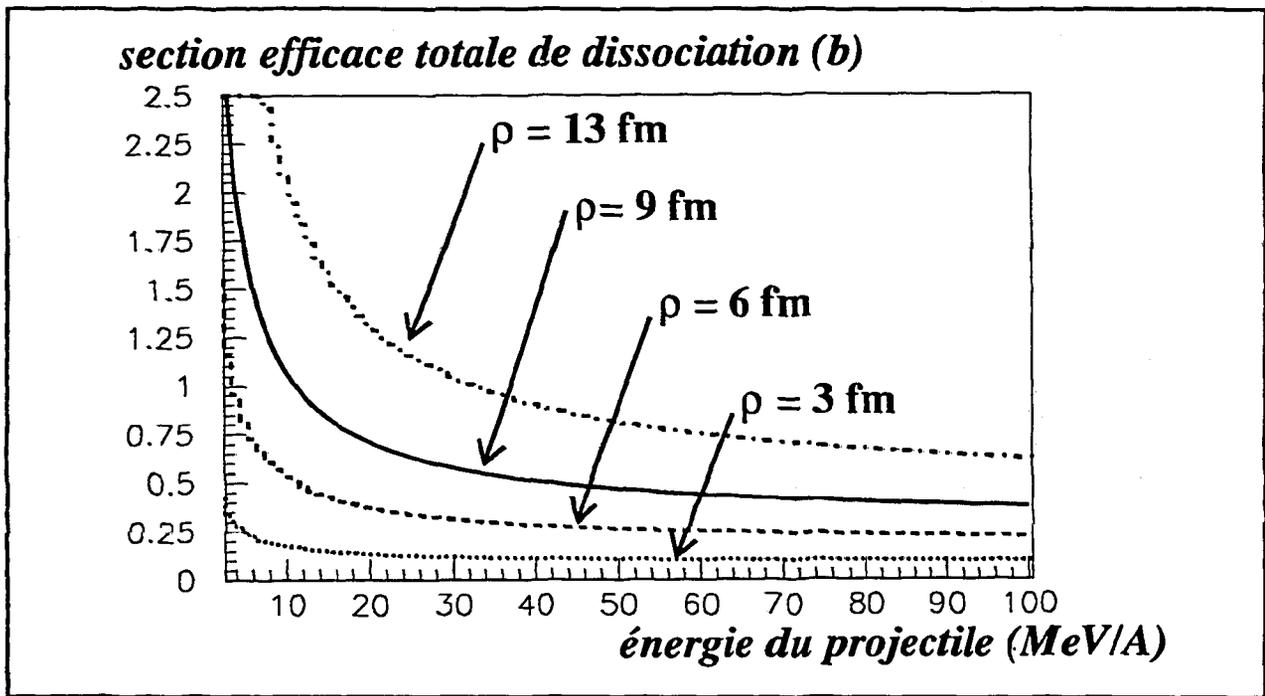
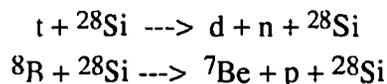


Fig. 4 -  $^{28}\text{Si}(^8\text{B}, ^7\text{Be})$ : fonctions d'excitations théoriques attendues pour des valeurs distinctes de la longueur de décroissance  $\rho$ . Lorsque l'énergie du projectile diminue, les courbes s'éloignent progressivement les unes des autres.

On en déduit que le domaine des basses énergies est très important pour extraire une information fiable sur l'extension du halo: il nous faudra par conséquent adapter le dispositif expérimental pour avoir accès à ces faibles énergies de réaction.

### Déroulement de l'étude.

Le premier chapitre décrit le principe de la méthode ainsi que les bases des codes d'analyse; dans le second sont présentés les données expérimentales et simulées, ainsi que les moyens pratiques et théoriques utilisés pour les sélectionner (réglages du spectromètre, constitution des télescopes, minimisation du bruit de fond). Au troisième chapitre, nous discutons de la validité des résultats fournis par les codes lorsque nous les appliquons à des réactions simulées, avant d'extraire les fonctions d'excitation expérimentales relatives aux réactions de fragmentation:

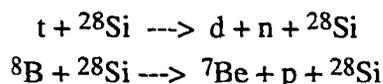


## 2ème partie - MESURE DE FONCTIONS D'EXCITATION

### chapitre I - PRINCIPES DE LA METHODE ET DE L'ANALYSE

#### I. Méthode expérimentale.

Le dispositif expérimental est constitué d'une succession de détecteurs silicium dans lesquels le faisceau primaire va progressivement perdre de l'énergie, peut-être réagir et où vont s'implanter les fragments issus de ces réactions éventuelles; la cible et le détecteur étant *confondus*, l'efficacité est maximale. Les épaisseurs des jonctions choisies ainsi que leur disposition sont le fruit d'une étude préalable des parcours attendus des projectiles et des fragments: les parcours ainsi que les pertes d'énergie sont calculés, dans toute cette étude, à l'aide du programme PARPER [BEN69]. On veut en effet pouvoir séparer le plus efficacement les produits de réaction du faisceau incident, et ceci jusqu'aux énergies les plus basses possibles. Considérons par exemple les deux réactions:



Pour la première d'entre elles on suppose en première approximation que, lors du processus de fragmentation, l'énergie emportée par le deuton équivaut aux deux tiers de celle du triton. La figure 1.a illustre trois comportements différents à l'intérieur du télescope:

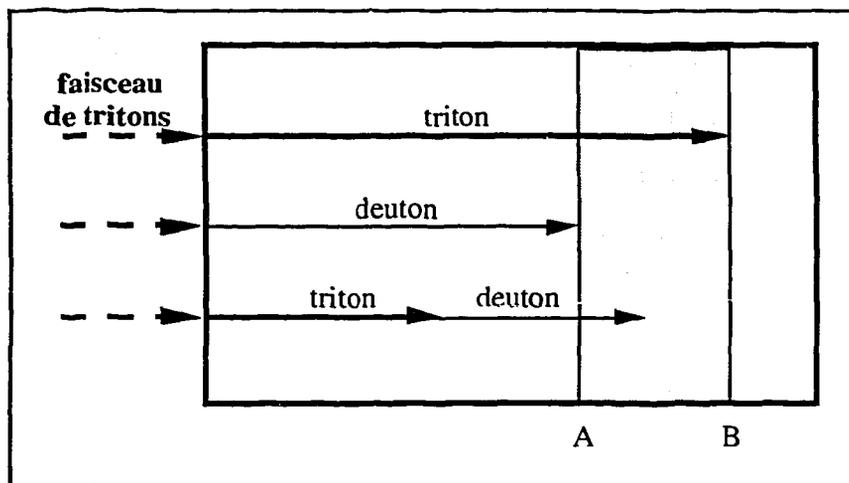


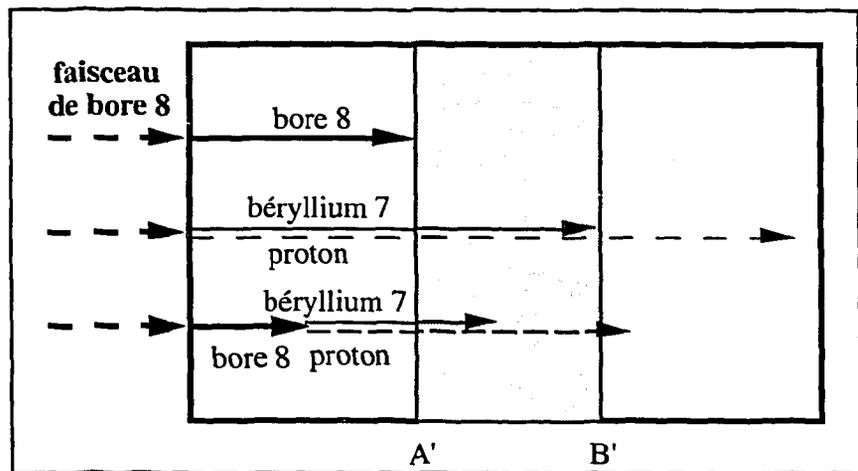
Figure 1.a - Parcours calculés de trois événements possibles dans le télescope: en haut, le triton conserve sa nature propre jusqu'à son arrêt; au milieu la réaction de cassure se produit dès que le triton touche la première jonction; la flèche du bas correspond à un cas intermédiaire. La zone grisée, limitée par A et B, schématise l'épaisseur de silicium où vont s'arrêter tous les deutions.

Le premier cas symbolise un triton n'ayant pas réagi: si son énergie incidente est de 54 MeV, il s'arrêtera au bout de 5978  $\mu\text{m}$ . Dans la deuxième hypothèse, on suppose au contraire que la réaction s'est produite à l'entrée du télescope; on a alors un deuton d'énergie initiale égale à 36 MeV (en vertu du partage de l'énergie) dont le parcours calculé est de 3985  $\mu\text{m}$  (les pertes d'énergie dépendent

essentiellement de la charge du noyau et de sa vitesse). Une situation médiane est représentée par les flèches du bas. On comprend dès lors que la zone intéressante est celle grisée sur la figure 1.a et qu'il sera judicieux de placer des jonctions de plus en plus fines du repère A au repère B.

La situation est inversée dans le cas où le projectile est un  $^8\text{B}$ : à une énergie incidente de 310 MeV correspond, si aucune réaction n'intervient, une distance de 2499  $\mu\text{m}$  (première flèche de la figure 1.b). Par contre un noyau de  $^7\text{Be}$  produit très tôt et dont l'énergie initiale vaut 271 MeV (rapport 7/8) ne s'arrêtera qu'à la hauteur de B' soit pour  $x=3413 \mu\text{m}$ . Les réactions de basse énergie qui sont particulièrement intéressantes pour la construction de la fonction d'excitation, se traduiront quant à elles par des  $^7\text{Be}$  achevant leur course à proximité du repère A': on y disposera par conséquent les détecteurs les plus fins. Contrairement au cas précédent, la particule légère laissera elle-aussi un signal de son passage: comme le proton s'arrête sensiblement plus loin que le  $^7\text{Be}$ , nous espérons bénéficier d'une information supplémentaire lors de l'analyse.

Figure 1.b - Parcours calculés, de trois événements possibles pour des noyaux de  $^8\text{B}$ , événements analogues à ceux de la figure 1.a. L'épaisseur du télescope où vont s'arrêter les fragments  $^7\text{Be}$  est repérée par A' et B': elle suit ici la zone d'implantation du faisceau incident. On voit également que le parcours du proton est systématiquement plus important que celui du  $^7\text{Be}$ .



## II. Analyse d'un événement: lieu de réaction.

Afin de déterminer l'énergie du projectile lors de sa cassure, les codes d'analyse recherchent le lieu de réaction  $x$  le plus probable, celui pour lequel les informations expérimentales sont le plus fidèlement reproduites. Ces informations, primordiales, se regroupent en trois catégories:

- l'énergie incidente, déduite de la mesure du temps de vol:  $E_{inc}$
- l'énergie totale détectée dans le télescope:  $E_{tot}(exp.)$
- les énergies expérimentales individuelles, fournies par chacune des jonctions:  $E_i(exp.)$

Si nous supposons de plus qu'il ne peut y avoir de réaction dans le dernier détecteur, d'indice  $m$ , nous disposons d'une donnée supplémentaire:

- le parcours total expérimental  $X_{tot}(exp.)$ , défini comme:

$$X_{tot}(exp) = ep(1) + \dots + ep(m-1) + x'$$

où  $ep(i)$  est l'épaisseur physique de la jonction  $i$  et  $x'$  le parcours correspondant, d'après PARPER, à l'énergie résiduelle  $E(m)$ .

Nous décrivons ci-dessous la manière dont sont exploitées les données précédentes par les trois méthodes principales d'analyse, dans le cadre de la réaction (triton, deuton): des variantes ou des combinaisons permettant des approches légèrement différentes. Le lieu de réaction  $x$  finalement retenu correspondra à la moyenne des solutions trouvées, à l'exclusion des résultats jugés aberrants (parce que brisant par exemple la cohérence globale).

L'écriture des programmes s'est faite en collaboration avec Florin CARSTOIU [CAR93a].

### II.1. Méthode "Energie totale".

Les informations de base sont  $E_{inc}$  et  $E_{tot}(exp.)$ .

Soit  $x$  un lieu de réaction hypothétique. On s'attend alors à recueillir une énergie totale  $E_{tot}(calc.)$  donnée par:

$$E_{tot}(calc.) = \Delta E(\text{triton}) + \Delta E(\text{deuton}) \quad (1)$$

où  $\Delta E(\text{triton})$  et  $\Delta E(\text{deuton})$  sont respectivement les énergies déposées dans le télescope par le triton avant qu'il ne réagisse et par le deuton qui s'y arrête. Si nous appelons  $E_t(x)$  l'énergie du triton à l'instant où il se casse, nous pouvons écrire que:

$$\Delta E(\text{triton}) = E_{inc} - E_t(x) \quad (2).$$

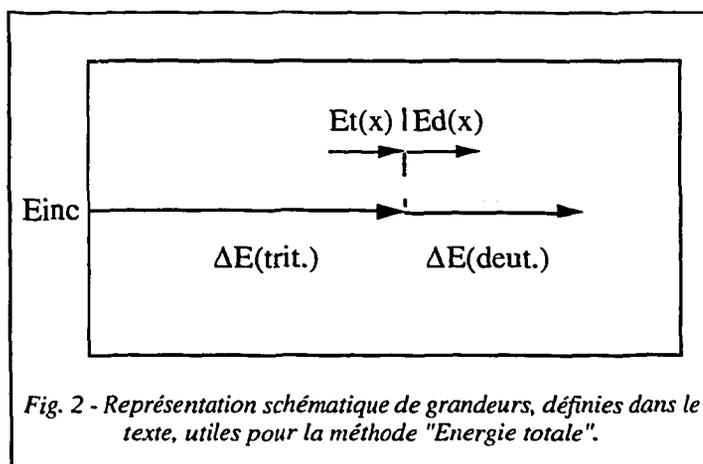


Fig. 2 - Représentation schématique de grandeurs, définies dans le texte, utiles pour la méthode "Energie totale".

Les différentes quantités intervenant dans les formules (1) et (2) sont symbolisées sur la figure 2. En supposant de plus que la géométrie de la réaction est colinéaire, et que l'énergie disponible se partage équitablement entre tous les nucléons éjectés (soit  $2/3$  pour le deuton et  $1/3$  pour le neutron), l'énergie  $E_d(x)$  emportée par le deuton correspond à l'énergie détectée et se met sous la forme:

$$E_d(x) = \Delta E(\text{deuton}) = \frac{2}{3} (E_t(x) - E_{sep.}) \quad (3)$$

$E_{sep}$  étant l'énergie de séparation du neutron arraché au triton lors de la fragmentation (triton, deuton); elle vaut 6,257 MeV. On voit que notre problème initial est équivalent à la résolution de l'équation suivante:

$$E_{tot}(exp.) = E_{tot}(calc.) \quad (4)$$

soit

$$E_{\text{tot}}(\text{exp.}) = E_{\text{inc}} - E_{\text{t}}(x) + \frac{2}{3}E_{\text{t}}(x) - \frac{2}{3}E_{\text{sep}} \quad (5)$$

ou encore

$$E_{\text{tot}}(\text{exp.}) = E_{\text{inc}} - \frac{1}{3}E_{\text{t}}(x) - \frac{2}{3}E_{\text{sep}} \quad (6).$$

Cette équation, au travers de  $E_{\text{t}}(x)$ , ne compte plus qu'une seule inconnue:  $x$ . Elle se résout soit par une recherche systématique, soit à l'aide d'une méthode itérative de Newton: la convergence d'une telle procédure est généralement très rapide (5 itérations suffisent pour une précision théorique de 1  $\mu\text{m}$ ) à condition qu'il n'existe pas plusieurs minima locaux.

## II.2. Méthode "Parcours total".

Les données du problème sont maintenant l'énergie incidente  $E_{\text{inc}}$  et le parcours total expérimental  $X_{\text{tot}}(\text{exp.})$ , défini au début du paragraphe II.

On débute le calcul proprement dit à partir d'une valeur de  $x$  quelconque (à l'intérieur du télescope cependant...). Toujours en faisant l'hypothèse qu'au lieu de réaction le partage de l'énergie est dicté par l'énergie de séparation et le rapport des masses, nous écrivons que:

$$E_{\text{d}}(x) = \frac{2}{3} (E_{\text{t}}(x) - E_{\text{sep}}) \quad (7).$$

A cette énergie du deuton est liée une distance d'arrêt  $x_{\text{d}}$ . Le parcours total attribué au lieu de réaction  $x$  est alors:

$$X_{\text{tot}}(\text{calc.}) = x + x_{\text{d}} \quad (8).$$

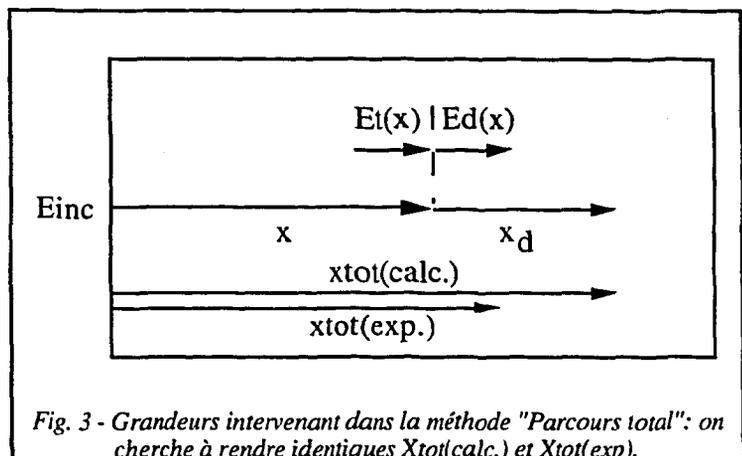


Fig. 3 - Grandeurs intervenant dans la méthode "Parcours total": on cherche à rendre identiques  $X_{\text{tot}}(\text{calc.})$  et  $X_{\text{tot}}(\text{exp.})$ .

Nous devons par conséquent résoudre, par l'une ou l'autre technique mathématique (itération de Newton ou recherche systématique), l'équation:

$$X_{\text{tot}}(\text{calc.}) = X_{\text{tot}}(\text{exp.}) \quad (9).$$

Ces deux grandeurs sont représentées, dans un cas quelconque, sur la figure 3:  $x$  doit être tel, d'après l'équation (9), que les deux flèches relatives à  $X_{tot}(calc.)$  et  $X_{tot}(exp.)$  soient de longueur identique.

Un point prêtant à discussion, et concernant les méthodes "Energie totale" et "Parcours total", est bien entendu la contrainte pesant sur le partage de l'énergie. Quelle est par exemple l'influence de l'énergie de séparation d'un neutron du triton lors de la fragmentation, notamment sur la géométrie de la réaction? Une valeur de 6.257 MeV n'est certainement pas négligeable vis à vis de la gamme des énergies incidentes (environ 54 MeV à l'entrée du télescope). Nous avons choisi de passer outre: en effet les programmes d'analyse ont été développés dans l'optique d'une étude de noyaux à halo; les énergies de séparation, inférieures ou voisines du MeV, auront alors une incidence quasi-nulle sur le partage de l'énergie qui s'effectuera dans le simple rapport des masses du fragment et du projectile. Il nous est malgré tout apparu utile de disposer d'une procédure qui ignore a priori cette hypothèse: nous la présentons ci-dessous.

### II.3. Méthode "Indépendance".

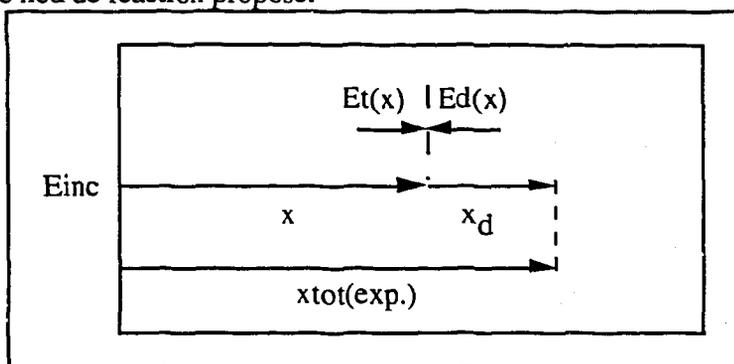
Trois informations sont ici prises en compte:  $E_{inc}$ ,  $E_{tot}(exp.)$  et  $X_{tot}(exp.)$ .

Un lieu de réaction étant proposé, nous calculons les pertes d'énergies subies par le projectile et l'éjectile. La première est donnée par la relation (2). Comme nous l'avons déjà précisé, aucune hypothèse n'est alors avancée sur le partage de l'énergie en  $x$ : celle du deuton est déduite de l'énergie résiduelle dans la dernière jonction touchée et de la distance parcourue:

$$x_d = X_{tot}(exp.) - x \quad (10).$$

On constate, sur la figure 4, que la méthode "Indépendance" force l'égalité des longueurs expérimentale et calculée, quel que soit le lieu de réaction proposé.

Fig. 3 - Grandeurs intervenant dans la méthode "Indépendance" et indications schématiques du mode de fonctionnement: les parcours expérimental et calculé sont systématiquement égaux.



Nous étudions ensuite, en fonction de  $x$ , la quantité:

$$h(x) = E_{tot}(exp) - (E_{inc} - E_t(x)) - E_d(x) \quad (11)$$

retenant la solution pour laquelle cette fonction est minimale.

#### II.4. Appréciation des résultats.

Afin de juger la qualité des résultats fournis par l'une ou l'autre des méthodes, on calcule chi, quantité qui s'interprète comme la somme, en valeur absolue, des manques ou des excès d'énergie dans chaque jonction du télescope:

$$\text{chi} = \sum |E_i(\text{calc}) - E_i(\text{exp.})| \quad (12)$$

Chi est analogue à une énergie, s'exprimant directement en MeV.

Il nous faut par ailleurs indiquer qu'une recherche en x n'est entreprise que si certaines conditions sont vérifiées par les énergies expérimentales: on a par exemple constaté que certains événements présentaient dans un détecteur une énergie très supérieure au maximum possible, alors que la suivante était correcte; de tels cas ne sont pas analysables dans le cadre de la réaction envisagée.

## 2<sup>ème</sup> partie - MESURE DE FONCTIONS D'EXCITATION

### chapitre II - DONNEES EXPERIMENTALES ET SIMULEES

#### I. Données expérimentales: conditions d'obtention.

Nous détaillons ici les réglages du spectromètre LISE3 ainsi que la composition des télescopes, relatifs aux deux réactions d'intérêt  $^{28}\text{Si}(\text{triton}, \text{deuton})^{28}\text{Si}$  et  $^{28}\text{Si}(^8\text{B}, ^7\text{Be}+\text{p})^{28}\text{Si}$ . Nous voulons signaler dès à présent que la première mesure s'est faite dans le cadre d'un test de faisabilité, de plus réalisé avec un temps de faisceau limité (mode de fonctionnement dit "parasite" de l'accélérateur GANIL): ni les réglages spectrométriques ni les épaisseurs des jonctions n'étaient donc spécialement optimisés pour un faisceau secondaire de tritons.

#### I.1. Réglages de LISE3 et faisceaux secondaires.

Le tableau 1 résume les réglages du spectromètre ainsi que les principales caractéristiques des faisceaux primaires et secondaires: on constate qu'il n'y a pas eu de sélection par un dégradeur pour obtenir les tritons (les rigidités magnétiques  $B\rho_1$  et  $B\rho_2$  sont égales); plusieurs types de noyaux arrivent par conséquent sur le télescope, à l'origine d'un bruit de fond important: l'analyse hors ligne permettra cependant de l'atténuer. A l'inverse, le principal contaminant du faisceau de  $^8\text{B}$ , à savoir le  $^7\text{Be}$ , n'était présent que dans une faible proportion (0,5%).

Tableau 1 - Quelques caractéristiques du spectromètre, des faisceaux primaires et secondaires.

Noyau	nature et intensité du faisceau primaire ( $\mu\text{Ae}$ )	cible primaire et épaisseur ( $\text{mg}/\text{cm}^2$ )	$B\rho_1$ Tm	F1 mm Ho	$B\rho_2$ Tm	F2 mm Ho/Ve	énergie par nucléon du faisceau secondaire à la sortie de LISE3 (MeV/A)	noyaux simultanément transmis
triton	$^{36}\text{Ar} - 0,2$	Ni - 181,7	1,84	$\pm 45$	1,84	60/60	18	d, $^4\text{He}$ , $^6\text{He}$ , $^6\text{Li}$ , $^7\text{Li}$ , $^8\text{Li}$
$^8\text{B}$	$^{13}\text{C} - 1,4$	C - 18,463	1,65	$\pm 14$	1,472	10/10	40	$^7\text{Be}$

#### I.2. Compositions des empilements de détecteurs silicium.

Dans le cas idéal, les jonctions qui constituent le télescope ont toutes une surface active identique: on s'assure ainsi de recueillir le maximum d'informations possible (pas d'information manquante dans la liste des énergies correspondant à un même événement); leur épaisseur et leur

disposition relative doivent d'autre part répondre aux considérations de parcours du chapitre précédent (paragraphe I). Le tableau 2 rassemble les caractéristiques, épaisseur et surface, des détecteurs utilisés. Pour des tritons terminant leur course à une profondeur de 6000  $\mu\text{m}$ , les jonctions de fin de parcours (8, 9 et 10) s'avèrent trop épaisses.

Tableau 2 - Caractéristiques (épaisseurs et surfaces) des jonctions composant les télescopes: les colonnes 2 et 3 concernent l'étude du triton, les colonnes 4 et 5 celle du  $^8\text{B}$ .

jonction	épaisseur ( $\mu\text{m}$ )	surface ( $\text{mm}^2$ )	épaisseur ( $\mu\text{m}$ )	surface ( $\text{mm}^2$ )
1	450	30*30	303	30*30
2	1000	300	306	450
3	1000	600	1000	600
4	1000	600	1000	600
5	303	30*30	46,9	600
6	1017	450	45,7	600
7	294	600	152	600
8	311	600	150	600
9	298	600	298	600
10	303	600	303	600
11	301	450	1000	600

Le télescope utilisé dans le cas de la réaction ( $^8\text{B}$ ,  $^7\text{Be}$ +proton) est lui plus homogène en ce qui concerne les surfaces; les épaisseurs des jonctions sont quant à elles choisies de façon à arrêter le faisceau secondaire de  $^8\text{B}$  en fin de jonction 4. Cet empilement était par ailleurs suivi d'un détecteur CsI de gros volume (section d'entrée 314  $\text{cm}^2$ , [FOM93]) pour la détection des protons de haute énergie issus de la fragmentation: le seuil expérimental s'est malheureusement révélé presque systématiquement trop élevé, l'information "proton" n'étant dès lors que partielle.

## II. Sélection des données expérimentales.

### II.1. Calibration en temps de vol et en perte d'énergie.

Nous avons vu que les codes d'analyse, visant à rechercher l'endroit du télescope où s'est passée la réaction, reposent essentiellement sur une comparaison des pertes d'énergie expérimentales et calculées (ou de leur somme): il est donc essentiel de connaître, événement par événement et avec précision, l'énergie incidente du projectile et les énergies déposées. Pour cela, la calibration du temps de vol dans le spectromètre (lié à l'énergie incidente) et les calibrations en perte d'énergie des détecteurs sont déterminées à partir d'une mesure préalable où seule la sélection magnétique intervient (voir l'annexe consacrée au spectromètre): des noyaux de nature et de vitesse différentes sont alors transmis jusqu'au télescope. Si la fente du plan focal intermédiaire est de plus très peu ouverte ( $\pm 3$

mm soit  $\Delta E/E = \pm 0,33\%$ ), les composantes du faisceau auront des énergies bien définies, déduites des rigidités magnétiques. Connaissant l'énergie et la distance parcourue, on détermine alors le temps de vol. La figure 1 présente l'identification des noyaux transmis et la calibration en temps correspondante, utilisée pour la réaction ( $^8\text{B}, ^7\text{Be}$ ).

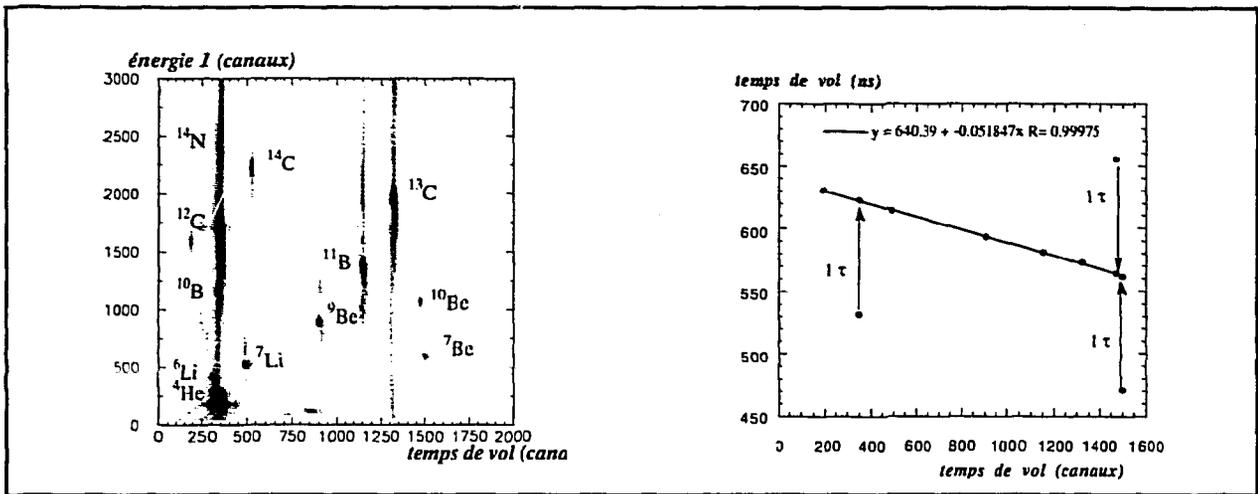


Fig. 1 - Faisceau primaire de  $^{13}\text{C}$  sur la cible de carbone. A gauche sont indiqués, sur une matrice temps de vol (en canaux)-perte d'énergie dans la première jonction (en canaux), les noyaux simultanément transmis quand les réglages faisceaulogiques sont peu contraignants (sélection magnétique uniquement). On en déduit la calibration en temps de vol présentée à droite. Les flèches montrent que certains noyaux ont été créés une période de faisceau primaire  $\tau$  plus tôt ou plus tard que les autres isotopes.

A l'aide du programme PARPER, on calcule ensuite les énergies déposées dans chaque détecteur par les différents types de particules. Pour une jonction particulière, on établit ainsi une correspondance entre les valeurs expérimentales (en canaux) et calculées (en MeV). La figure 2 donne l'exemple de la jonction 1, toujours dans le cadre de la réaction ( $^8\text{B}, ^7\text{Be}$ ).

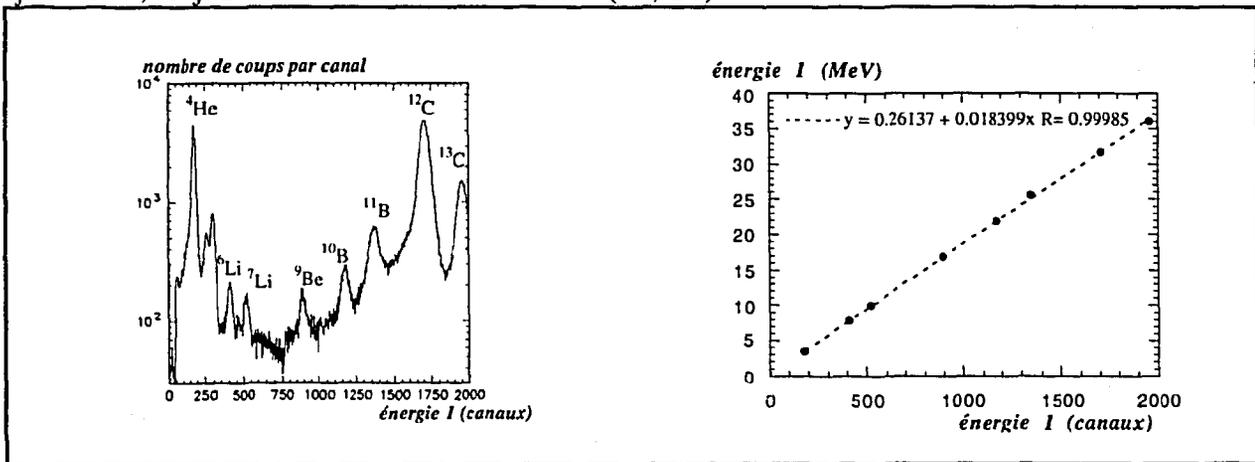


Fig. 2 - Calibration des pertes d'énergie dans la première jonction du télescope utilisé pour l'étude de la réaction  $^8\text{B} + ^{28}\text{Si}$ .

Lorsque l'opportunité de passer plusieurs faisceaux simultanément n'a pas été saisie, on peut calibrer les jonctions à l'aide d'une source  $\alpha$ . Cette méthode a été utilisée pour la réaction ( $t, d$ ): la source radioactive de composition (Am, Pu, U) se caractérise par trois pics dont les énergies sont respectivement 5.1554, 5.4857 et 5.806 MeV. Le domaine des énergies attendues étant relativement

restreint (de 0 à 20 MeV environ), les calibrations obtenues ont donné des résultats tout à fait satisfaisants. Il est à noter que dans le cas du noyau  $^8\text{B}$ , la dynamique étant plus importante (jusqu'à 200 MeV parfois), il aurait été plus hasardeux d'extrapoler une énergie élevée à partir de trois points très rapprochés et uniquement compris entre 5 et 6 MeV.

## II.2. Elimination des contaminants: exemple de la réaction triton (18 MeV/A) + $^{28}\text{Si}$ .

Dans le cas où le faisceau n'est pas pur, on sélectionne les projectiles intéressants par une fenêtre en temps de vol et en perte d'énergie dans la première jonction. On a ainsi obtenu les matrices de droite sur la figure 3, que l'on peut comparer à celles obtenues sans sélection (à gauche). Sur les matrices  $e_6-e_5$ , des sections d'hyperboles sont visibles: les parties montantes correspondent aux particules traversant la jonction 6, les parties décroissantes traduisant l'arrêt du noyau. Parmi ces dernières, on reconnaît les tritons diffusés, les deutons et protons de fragmentation: cette identification joue notamment sur les énergies caractérisant les points de rebroussement pour lesquels les noyaux terminent leur course en toute fin de jonction.

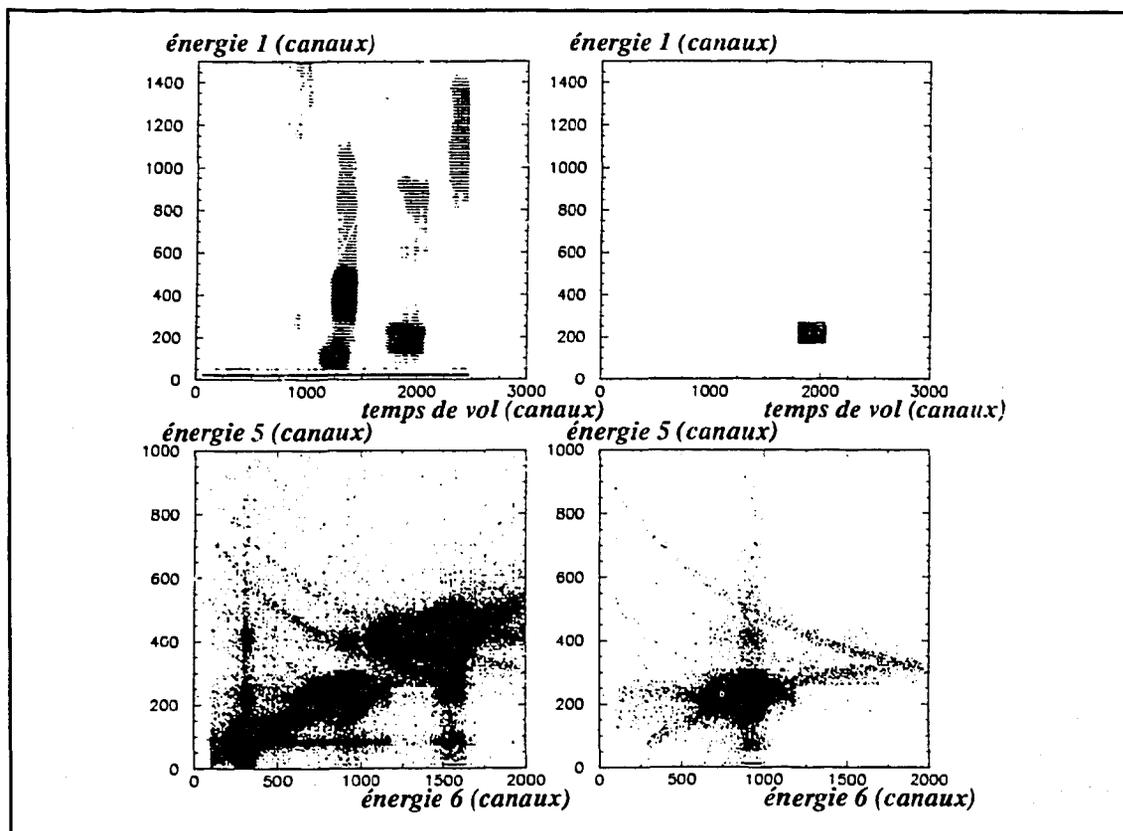


Fig. 3 - Réaction triton +  $^{28}\text{Si}$ : en haut nous trouvons les matrices temps de vol-perte d'énergie dans la première jonction, celle de gauche conserve la totalité des noyaux transmis alors que celle de droite présente la fenêtre de sélection choisie pour ne retenir que les tritons. Cette opération se traduit, dans la moitié inférieure de cette figure, par une matrice  $\Delta E_5-\Delta E_6$  moins confuse à droite, de nombreuses taches visibles à gauche ayant été éliminées.

Nous nous intéressons plus particulièrement aux deutons de fragmentation: afin de mieux les mettre en évidence nous appliquons une condition d'anticoïncidence, à savoir que les événements retenus sur une matrice  $e_{i+1}-e_i$  n'ont laissé aucun signal dans les jonctions suivantes. Les hyperboles sont maintenant clairement séparées sur la figure 4, excepté pour e9-e8.

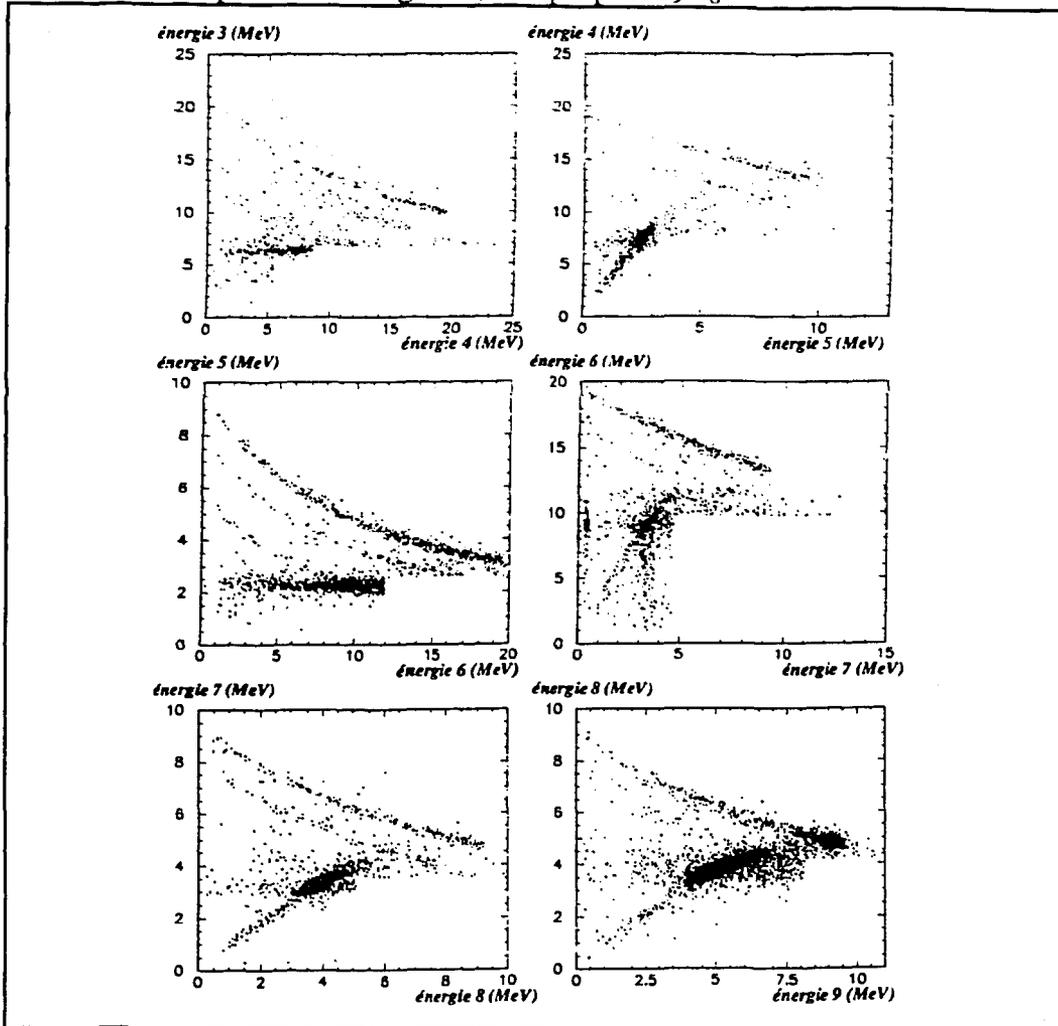
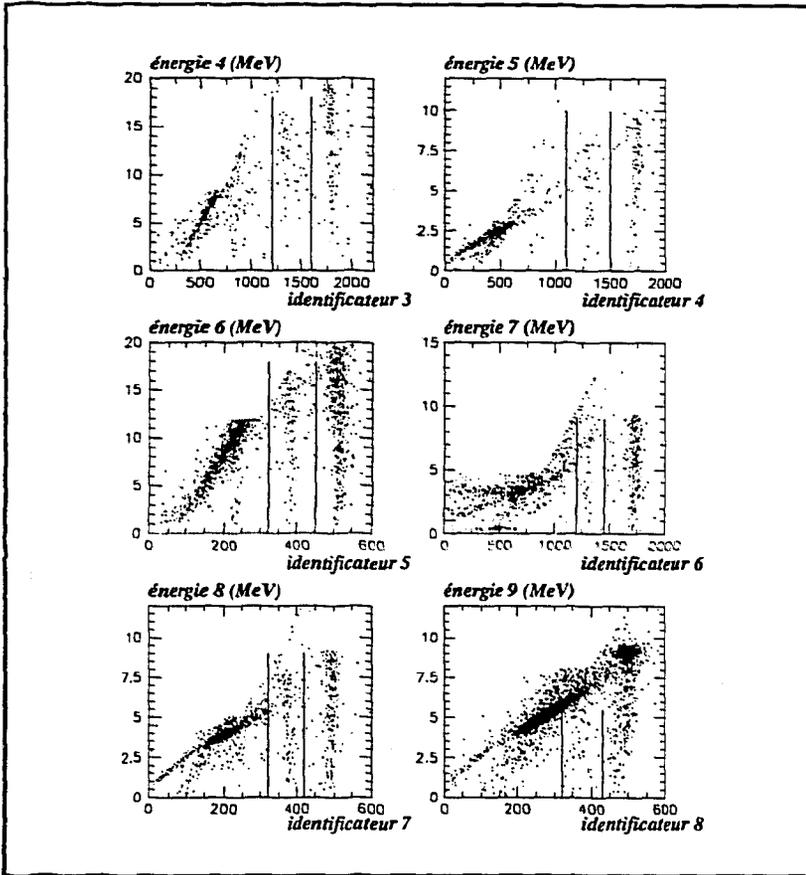


Fig. 4 - Représentations bidimensionnelles des pertes d'énergie tout au long du télescope (de la jonction 3 à la jonction 9) après application de la condition d'anticoïncidence définie dans le texte: les différents groupes de noyaux sont maintenant bien distincts; l'efficacité de la contrainte d'anticoïncidence se révèle plus particulièrement si on compare la matrice  $\Delta E5-\Delta E6$  avec celle de la figure 3.

Il ne faut pas interpréter la condition d'anticoïncidence comme un critère de rejet définitif: les événements qui ne la remplissent pas pour une jonction  $j$  seront de nouveau testés dans les jonctions suivantes jusqu'à ce que la condition soit vérifiée.

Afin de ne retenir que les deutons, nous redressons ensuite les sections d'hyperboles par la méthode de Goulding [GOU64]. Pour chaque paire de jonctions et pour chaque événement, nous calculons la quantité:

$$\text{Ident}(i) = (e_{i+1} + e_i)^b - e_{i+1}^b$$



l'exposant b dépendant de la nature de la particule, proche de 1,73 pour les particules légères (p, d, t) et de 1,60 pour les fragments plus lourds. Le résultat de cette opération est présenté sur la figure 5 où on a reporté en abscisse le paramètre d'identification (sans dimension) et en ordonnée  $e_{i+1}$  (en MeV): une fenêtre appropriée sur ces paramètres d'identification sélectionne alors uniquement les deutons et les matrices résultantes typiques sont celles de la figure 6.

Fig. 5 - Réaction triton (18 MeV/A) +  $^{28}\text{Si}$ . Matrices de Goulding autorisant une sélection aisée des deutons de réaction: en abscisse se trouve le paramètre d'identification (sans dimension) et en ordonnée l'énergie résiduelle déposée dans la jonction d'arrêt (en MeV). Les fenêtres de sélection sont symbolisées par les deux traits verticaux.

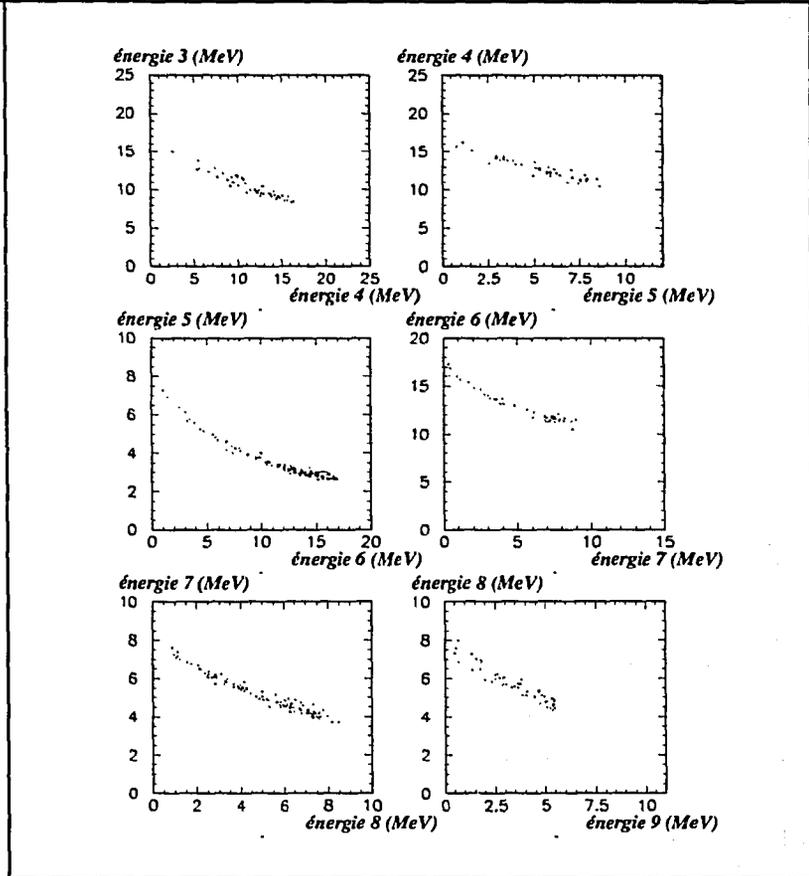


Fig. 6 - Matrices des pertes d'énergie après la sélection des seuls deutons de fragmentation.

### III. Simulations de réactions (triton,deuton).

Notre poursuiVons ici un double but:

- vérifier que nous ne nous sommes pas trompés lors de l'interprétation des matrices expérimentales;
- générer rapidement une statistique intéressante d'événements "réalistes" pour les programmes d'analyse: l'efficacité des méthodes se teste mieux en effet sur un ensemble de cas dont on connaît les caractéristiques et pour lesquels on a autorisé la fluctuation de certains paramètres.

#### III.1. Obtention des réactions simulées.

Dans le cadre des simulations Monte-Carlo, deux approches sont possibles: la première, de type microscopique, détermine les pertes d'énergie du projectile en considérant toutes les collisions individuelles noyau-atome de silicium. Cette technique est notamment utilisée dans le programme TRIM90 [ZIE85], bien adapté au passage d'un ion lourd de basse énergie (quelques centaines de keV) dans une faible épaisseur de matière. Dans notre cas les énergies et les distances sont nettement plus importantes. Compte tenu du libre parcours moyen, plusieurs dizaines de milliers d'interactions seraient à prendre en compte dans la procédure, avec pour conséquence un temps de calcul rapidement prohibitif. La deuxième approche est d'ordre macroscopique. On considère les tranches de silicium, d'épaisseur 10 µm, vues successivement par le noyau incident: la perte d'énergie donnée par PARPER est modulée pour tenir compte des dispersions en angle et en énergie, ou "stragglings", inhérentes au passage des ions dans la matière; une réaction est alors susceptible de se produire en un lieu x, aléatoire, du télescope. Au moment de la fragmentation le deuton emporte toujours l'énergie

$$E_d(x) = \frac{2}{3} (E_t(x) - E_{sep.})$$

$E_{sep}$  étant l'énergie de séparation d'un neutron.

Afin d'évaluer la qualité du programme de simulation LOSSIL[CAR93b], nous avons procédé à deux opérations:

- une reconstruction des matrices énergies,
- une comparaison des largeurs expérimentales et simulées des pics de perte d'énergie, dans le cas d'un faisceau de tritons quasi-monoénergétique.

#### III.2. Reconstructions des matrices énergies.

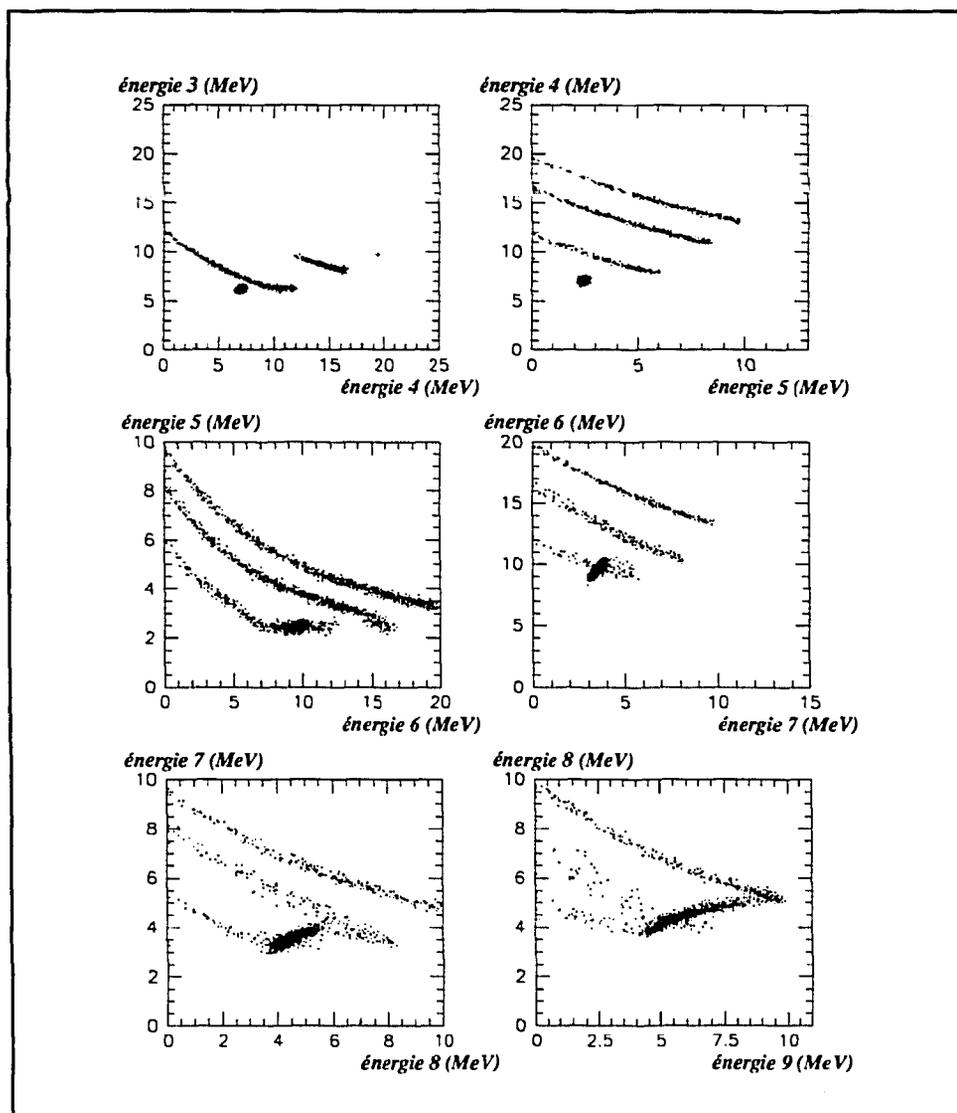
En plus de l'ensemble triton-deuton (réaction qui nous intéresse plus spécifiquement), nous avons généré les trois fichiers suivants:

- les simulations d'une réaction triton - proton.

- les événements caractérisés par un triton d'énergie incidente inférieure à la gamme nominale [53,55 MeV]: la sélection des tritons à partir de leur temps de vol et de la perte d'énergie dans la première jonction ne permet pas d'exclure des tritons fortement ralentis à une faible distance du télescope (par exemple à cause de diffusions au niveau de la dernière fente du spectromètre ). Dans ce fichier, les énergies incidentes sont ainsi uniformément distribuées entre 40 et 53 MeV.

- des tritons d'énergie incidente comprise entre 53 et 55 MeV et ne subissant aucune perturbation autre que les "stragglings" en angle et en énergie.

*Fig. 7 - Réaction triton +  $^{28}\text{Si}$ . Représentations bidimensionnelles des pertes d'énergie pour les quatre types d'événements simulés: réactions triton-deuteron et triton-proton, tritons uniquement soumis au "stragglings", tritons incidents de faible énergie. Par analogie avec l'expérience, la contrainte d'anticoïncidence a été reprise. Cette figure 7 est directement comparable à la figure 4 obtenue expérimentalement.*



La figure 7, ci-dessus, présente les matrices simulées pour lesquelles nous avons aussi appliqué la condition d'anticoïncidence: on peut donc les comparer directement aux spectres expérimentaux de la figure 4. On constate que la simulation reproduit fidèlement l'expérience: l'identification expérimentale des noyaux présents sur une matrice, et qui se fondait notamment sur les valeurs des points de rebroussement, est confirmée. Les divers types de noyaux sont maintenant clairement séparés et identifiés sur la figure 8.

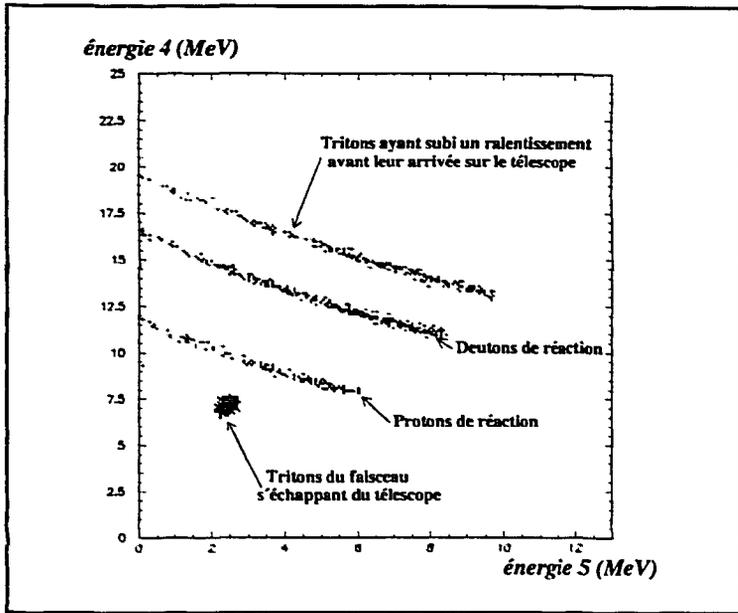


Figure 8 - Matrice simulée des énergies déposées  $e_5-e_4$  témoignant de la séparation sans ambiguïté des divers groupes de noyaux, toujours dans le cadre de la réaction triton +  $^{28}\text{Si}$ .

III.3. Largeurs expérimentales et simulées.

Nous désirons ici contrôler que le "stragglings" est correctement pris en compte dans la simulation. Nous sélectionnons pour cela des tritons, expérimentaux et théoriques, dont les énergies incidentes sont extrêmement proches:  $E_i = 54,00 \pm 0,03 \text{ MeV}$ . Pour les tritons simulés, la résolution intrinsèque de chaque détecteur est choisie à 60 keV, en accord avec les valeurs obtenues pour des  $\alpha$  de basse énergie (le stragglings n'a dans ce cas aucune influence puisque les particules s'arrêtent dans quelques dizaines de microns). Nous comparons alors, dans le tableau 2, les écarts-types des distributions en perte d'énergie obtenues pour les deux familles de tritons.

Tableau 2 - Ecart-types des structures de perte d'énergie, expérimentales et simulées (colonnes 3 et 4 respectivement), dans le cas d'un faisceau incident de tritons quasi monoénergétique.

jonction	épaisseur ( $\mu\text{m}$ )	écart-type expérimental (MeV)	écart-type simulé (MeV)
1	450	0,161	0,111
2	1000	0,159	0,160
3	1000	0,175	0,157
4	1000	0,173	0,163
5	303	0,111	0,097
6	1017	0,251	0,191
7	294	0,128	0,121
8	311	0,186	0,161

L'accord est généralement très bon à l'exception de la première jonction. Nous savons cependant que ce détecteur, sensible en position, avait une résolution intrinsèque médiocre pour laquelle une valeur de 60 keV est trop optimiste: le désaccord ponctuel n'altère donc en rien la qualité du programme de simulation ni la validité des hypothèses proposées.

Les résultats précédents, reconstruction "à l'identique" des matrices énergie et explication des largeurs expérimentales par l'introduction des phénomènes de "stragglings", nous conduisent naturellement à étudier les événements de réaction  $^{28}\text{Si}(\text{triton}, \text{deuton})$  simulés: connaissant dès le départ le nombre total de cassures et l'allure de la fonction d'excitation, nous pourrions contrôler le fonctionnement des méthodes d'analyse en comparant les énergies de réaction retrouvées aux valeurs exactes.

## 2<sup>ème</sup> partie - MESURE DE FONCTIONS D'EXCITATION

### chapitre III - APPLICATION DES CODES D'ANALYSE

#### I. Résultats obtenus sur un exemple théorique de réaction triton --> deuton.

Il est intéressant, avant d'aborder l'étude des événements expérimentaux, d'appliquer les programmes d'analyse à un cas théorique, relatif à une fragmentation triton-->deuton, que nous caractérisons de la manière suivante:

$$E_{inc} = 54 \text{ MeV}$$

$$x_r = 2000 \text{ } \mu\text{m}$$

$$E_d(x_r) = \frac{2}{3} (E_t(x_r) - E_{sep}) \text{ (partage de l'énergie dans le rapport des masses)}$$

Les énergies attendues sont reportées dans le tableau 1 où on a également rappelé les pertes d'énergie d'un triton n'ayant pas réagi et celles d'un deuton de 31,83 MeV produit à l'entrée du télescope.

*Tableau 1 - Pertes d'énergies calculées pour trois hypothèses différentes: le cas théorique d'une fragmentation d'un triton à 2000  $\mu\text{m}$  (colonne 3), celui d'un noyau incident ne réagissant pas (colonne 4) et celui d'une réaction survenant dès les premiers microns du télescope (colonne 5).*

jonction	épaisseur ( $\mu\text{m}$ )	fragmentation en $x_r=2000\mu\text{m}$ (MeV)	triton ne réagissant pas (MeV)	cassure dès l'entrée du télescope (MeV)
1	450	2,35	2,35	2,63
2	1000	5,55	5,55	6,66
3	1000	3,29+3,32=6,61	6,14	8,69
4	1000	9,38	6,99	13,85
5	303	4,29	2,36	0
6	1017	7,39	9,13	0
7	294	0	3,17	0
8	311	0	3,95	0
9	298	0	4,85	0
10	303	0	9,32	0
11	301	0	0,19	0

Les différences entre les pertes d'énergie des colonnes 3 et 4 apparaissent à partir de la jonction 3: elles témoignent de la fragmentation du triton dans ce détecteur. Pour bien comprendre comment procèdent les méthodes de recherche, nous rappelons ci-dessous la définition de leur fonction caractéristique:

$$f(x) = E_{\text{tot}}(\text{calc.}) - E_{\text{tot}}(\text{exp.})$$

$$g(x) = X_{\text{tot}}(\text{calc.}) - X_{\text{tot}}(\text{exp.})$$

$$h(x) = E_{\text{tot}}(\text{exp.}) - (E_{\text{inc}} - E_{\text{t}}(x)) - E_{\text{d}}(x)$$

L'allure des fonctions  $f(x)$ ,  $g(x)$  et  $h(x)$ , sur l'ensemble du télescope, est présentée figure 1.

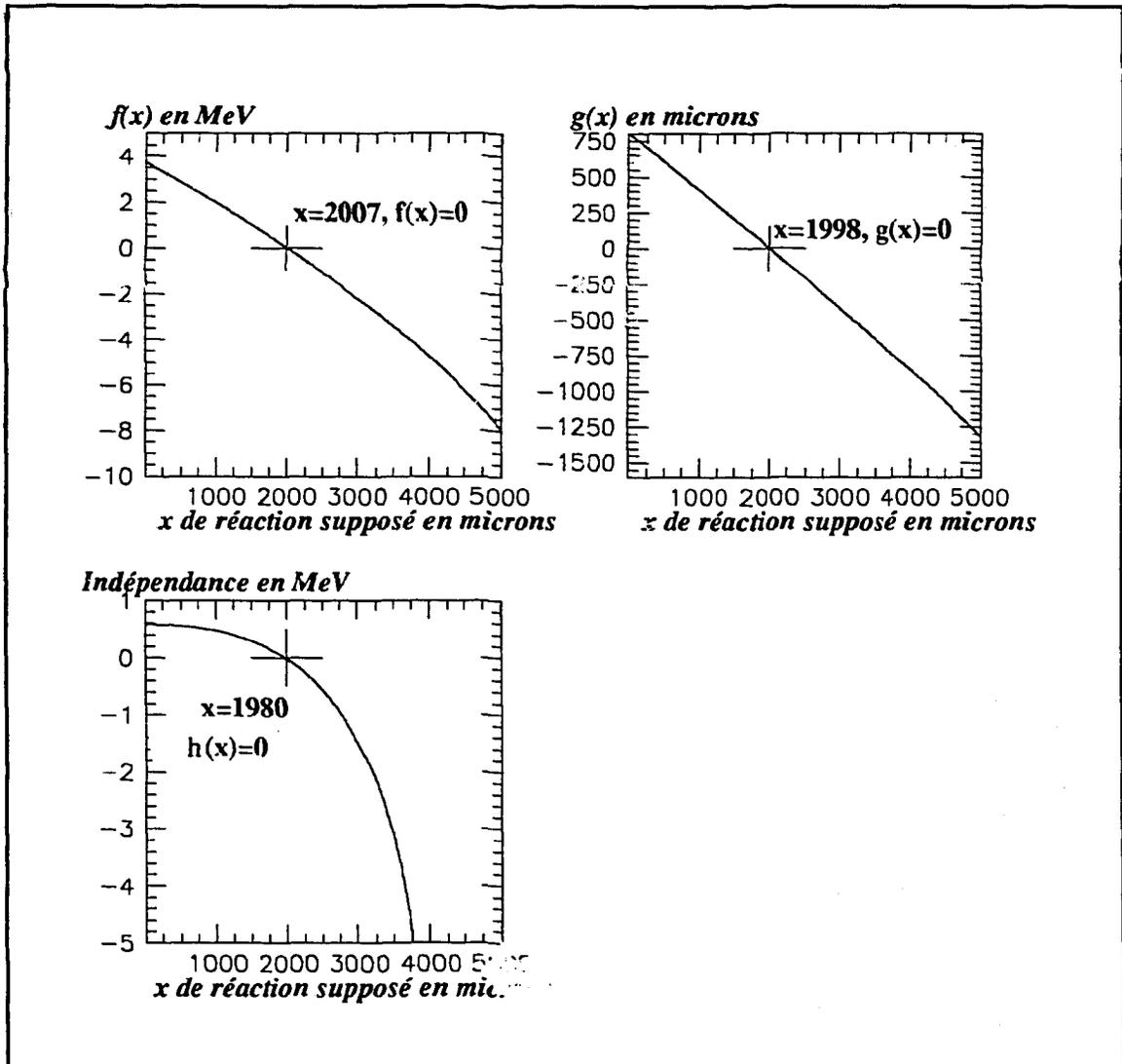


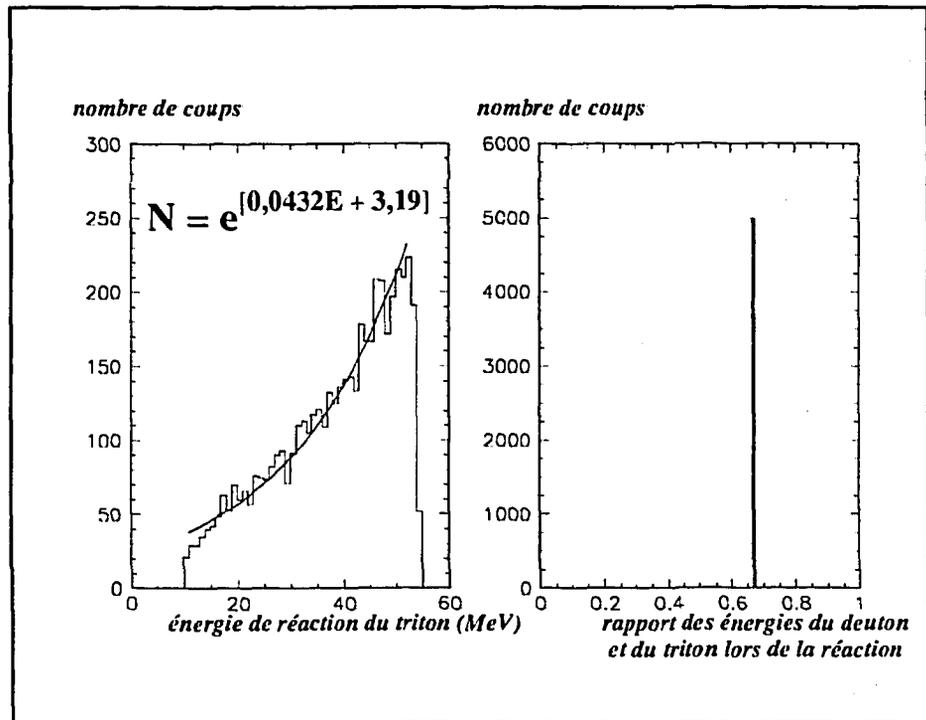
Figure 1 - Allures des fonctions  $f(x)$ ,  $g(x)$  et  $h(x)$ , résultats des trois méthodes d'analyse "Energie totale", "Parcours total" et "Indépendance":  $x$  est la profondeur du télescope où se produit la réaction.

Le passage à zéro s'effectue bien dans les trois cas pour une valeur  $x$ , repérée par la croix, extrêmement proche de  $x_r=2000 \mu\text{m}$ . Le même programme de pertes d'énergie ayant été utilisé pour déterminer les valeurs de la troisième colonne du tableau 1 et, à partir de celles-ci, pour rechercher le lieu de la réaction, il paraît normal que ce dernier soit très voisin de  $x_r$ : on n'a en effet laissé aucune liberté sur les pertes d'énergie, ignorant par exemple la résolution intrinsèque finie des détecteurs ou les dispersions en angle et en énergie dans le télescope. L'étape suivante consiste par conséquent à appliquer les codes d'analyse aux événements simulés lorsque ces paramètres sont pris en considération.

## II. Analyse du fichier simulé triton - deuton.

Ce fichier comprend 10000 événements pour lesquels la fragmentation était susceptible de se produire à un endroit, tiré aléatoirement, du télescope. La section efficace de réaction  $\sigma$  étant choisie indépendante de l'énergie du noyau, le nombre de tritons pouvant se casser à une énergie donnée diminue de façon exponentielle comme le montre la figure 2. L'allure exponentielle très prononcée est ici due à la valeur élevée de  $\sigma$ , qui fait qu'environ 5000 tritons ont réagi.

Figure 2 - Simulations: nombre de réactions simulées en fonction de l'énergie du triton lors de sa cassure. L'allure exponentielle est normale et s'explique par le choix d'une section efficace de réaction constante vis à vis de l'énergie du triton dans le programme de simulation.



La simulation nous a donné en sortie un fichier de pertes d'énergie pour ces 5000 événements: il constitue maintenant notre base de données pour la démarche inverse, à savoir la recherche du lieu de réaction à l'aide du programme TELESCOPE [CAR93a].

Les résultats, figure 3, sont présentés sous une forme identique aux valeurs simulées de la figure 2: à gauche, le nombre de réactions trouvées pour des énergies différentes, à droite le rapport des énergies du deuton et du triton lors de la cassure, tel qu'il est défini dans la relation suivante:

$$E_d(x) = \text{Rap} * (E_t(x) - E_{sep})$$

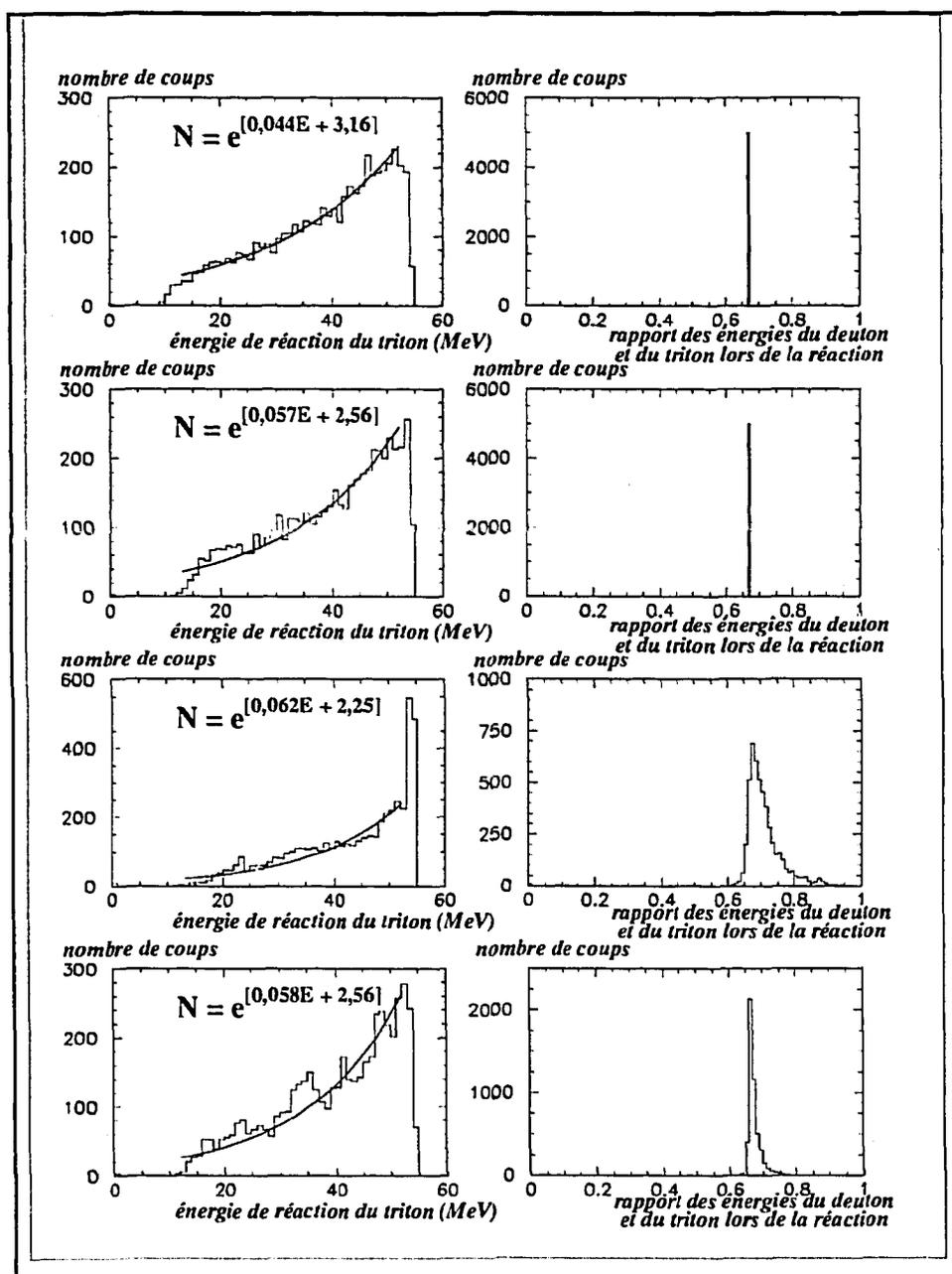


Figure 3 - Résultat de la recherche du lieu de réaction à partir des pertes d'énergie simulées: l'histogramme de gauche montre la distribution en énergie de réaction du triton; sa forme générale est vue au travers du fit par une exponentielle. A droite nous trouvons la distribution du rapport des énergies du deuteron et du triton: suivant la méthode (de haut en bas respectivement "Energie totale", "Parcours total", "Indépendance" et moyenne pondérée), elle peut s'élargir sensiblement.

Le paramètre "Rap" a été fixé à 2/3 (rapport de la masse du deuteron à celle du triton) pour l'obtention des données simulées. Une valeur identique est utilisée, sans fluctuation possible, par les méthodes "Energie totale" et "Parcours total".

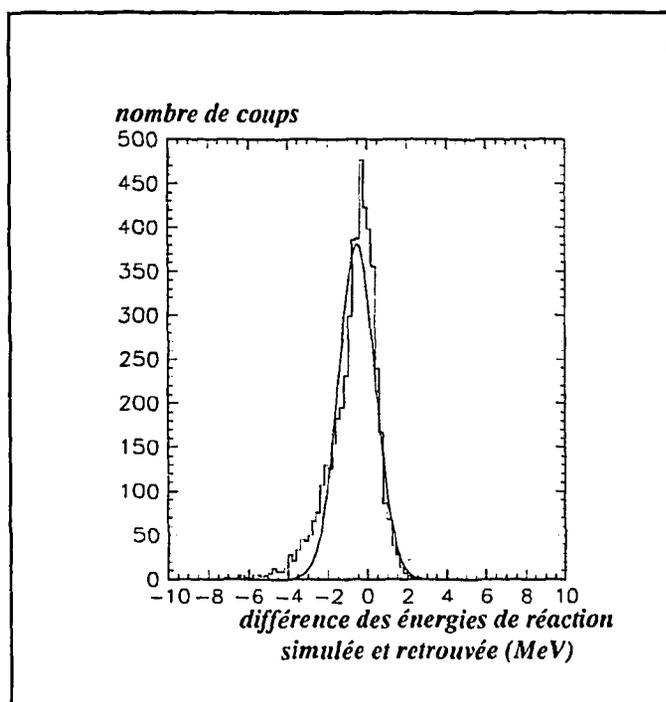
"Energie totale" reproduit fidèlement la fonction d'excitation simulée.

"Parcours total" donne quant à elle un spectre en énergie légèrement déformé à basse énergie: c'est une conséquence directe de l'interdiction faite à un triton, dans cette méthode, de réagir dans la dernière jonction touchée

Nous avons constaté que la méthode "Indépendance" calculait fréquemment une énergie de réaction nettement supérieure à l'énergie simulée. On voit ainsi sur la figure 3 que le spectre résultant est sensiblement déformé, avec par exemple des canaux à 53 et 54 MeV contenant environ deux fois plus d'événements que la simulation n'en proposait. La méthode compense cette surévaluation de

l'énergie de réaction par un partage de l'énergie plus favorable au deuton: la distribution caractérisant cette quantité (6ème vignette de la figure 3) se déplace ainsi pour se situer en moyenne à une valeur voisine de 0,70, tout en s'élargissant également. L'origine de ce problème réside dans une trop grande sensibilité à l'énergie déposée dans la dernière jonction, énergie qui gouverne la recherche du lieu de fragmentation Or, deux événements identiques (même énergie incidente, même lieu de réaction, même partage de l'énergie entre les participants) peuvent se caractériser, à cause des "stragglings", par des énergies résiduelles différentes: des divergences sensibles entre les énergies de réaction déterminées par la méthode sont alors possibles.

Enfin, le spectre final, issu d'une moyenne pondérée en fonction des chi (chapitre 1), a une allure générale assez proche de celle du spectre simulé (même s'il est plus accidenté). Il lui correspond l'histogramme de la figure 4 où on a reporté, pour chaque événement, la différence entre l'énergie de réaction retrouvée et la valeur simulée: la largeur de la structure (écart-type voisin 1 MeV) nous incitera à regrouper nos événements expérimentaux par tranches de 4 MeV. L'influence de la méthode "Indépendance" se retrouve pour sa part dans le décalage du centre de gravité de la gaussienne situé à -0,55 MeV.



*Figure 4 - Nous avons ici intégré la différence entre l'énergie théorique de réaction et la valeur moyenne pondérée: la distribution est correctement décrite par une gaussienne dont l'écart-type est voisin de 1 MeV.*

### III. Analyse du fichier expérimental triton-->deuton.

#### III.1. Problème préliminaire.

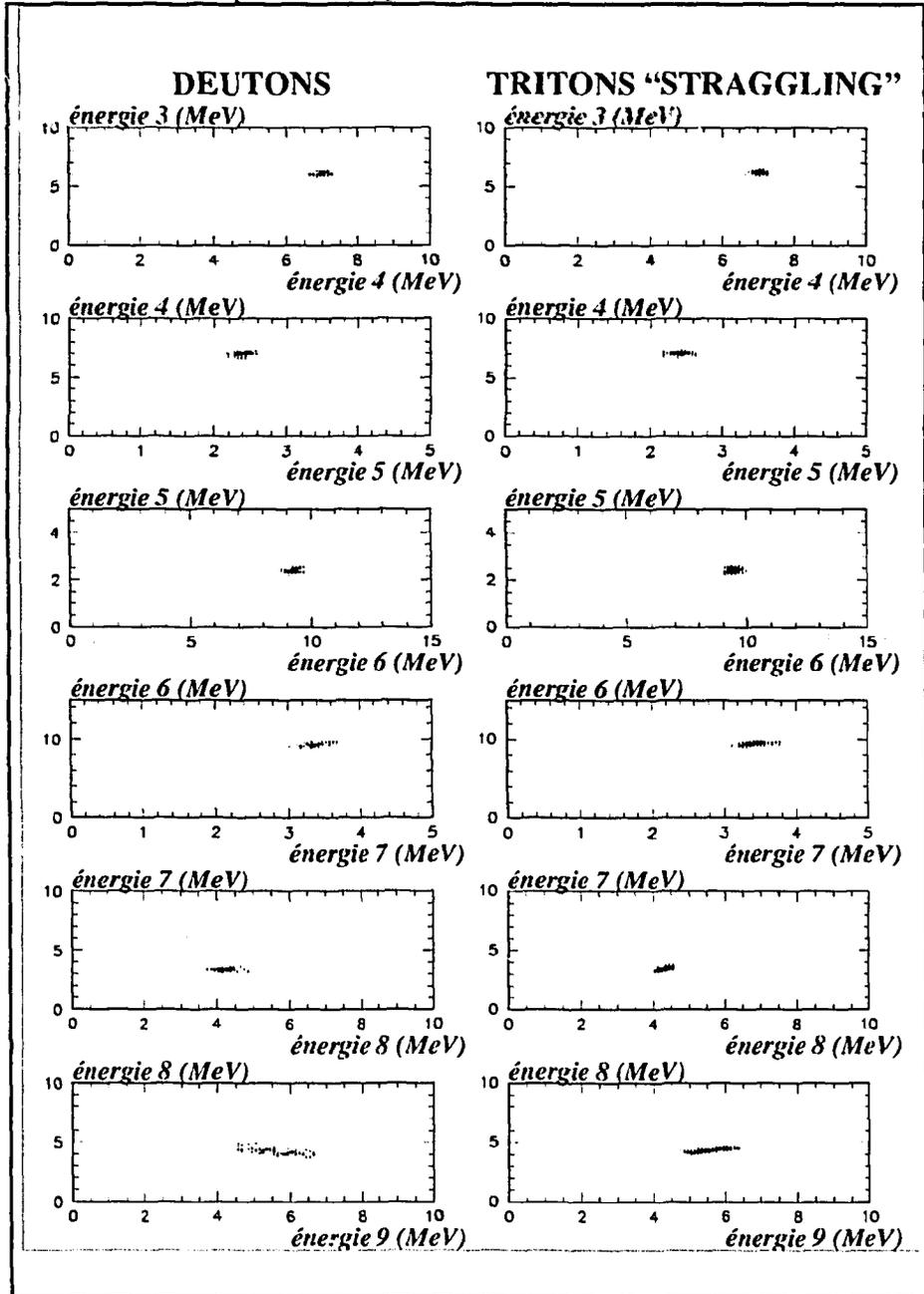
Le premier obstacle pour la mesure de la fonction d'excitation triton-->deuton, est indépendant du programme d'analyse. Il s'agit d'un fait expérimental, bien reproduit par la simulation: on constate sur la matrice e9-e8 de la figure 4, au chapitre II, un recouvrement de deux familles d'événements:

(i) les deutons de réaction (hyperbole du milieu)

(ii) les tritons incidents n'ayant pas interagi mais qui n'atteignent pas la jonction 10.

Dans l'intention de pouvoir les séparer expérimentalement, nous avons sélectionné dans les fichiers simulés "tritons-deutons" et "tritons-stragglng" les cas en recouvrement sur le spectre e9-e8: la figure 5 détaille pour chaque famille les pertes d'énergies dans les jonctions précédentes. On constate alors immédiatement qu'une discrimination de la nature de l'événement est illusoire, les distributions de pertes d'énergie étant interchangeable. Ce résultat est conforme aux considérations sur les parcours présentées au chapitre I, qui nous permettaient déjà de supposer que ces deutons de réactions ont été produits extrêmement "tard" c'est à dire très proche de la jonction 9 elle-même.

Figure 5 - Pertes d'énergies dans le télescope pour les cas en recouvrement sur la matrice e9-e8: à gauche, famille des réactions tritons-deutons simulées; à droite tritons n'ayant subi que des interactions avec les électrons des atomes de silicium (stragglng). Les taches sont pratiquement identiques jusqu'à la jonction 9.



La discrimination visuelle étant impossible, qu'est-ce qu'est-il d'une sélection automatique? Nous avons appliqué le programme d'analyse aux deux types d'événements en supposant qu'ils correspondaient tous deux à des fragmentations triton-->deuton. La figure 6 montre d'une part les

énergies de réaction trouvées ainsi que les valeurs des  $\chi$  moyens. malgré la faible statistique du premier fichier, on constate une fois encore la ressemblance des distributions, qui rend totalement inopérante une sélection automatique.

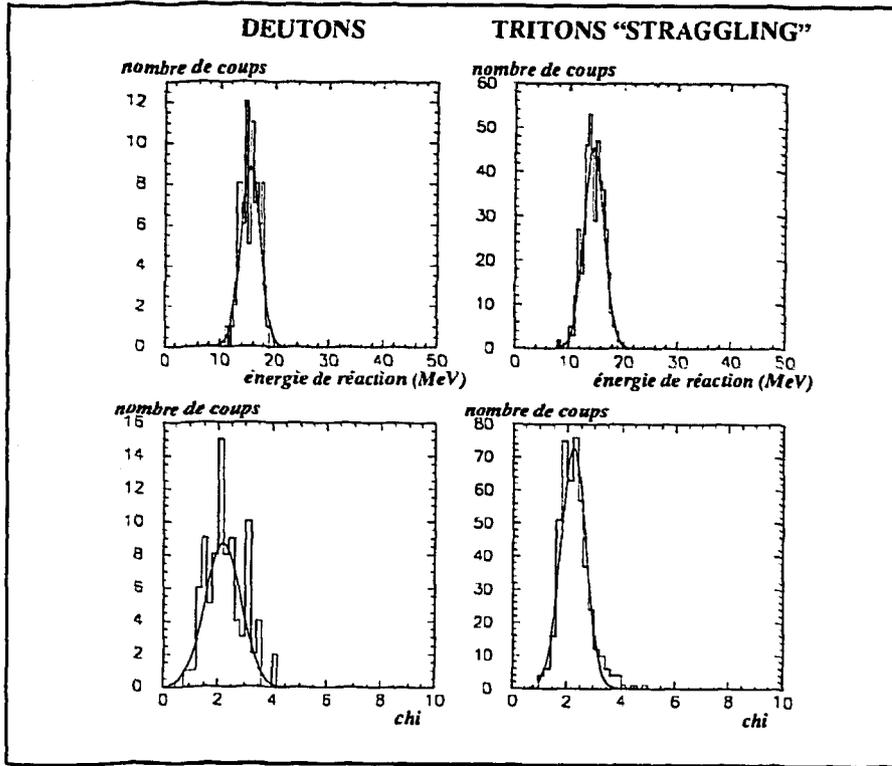
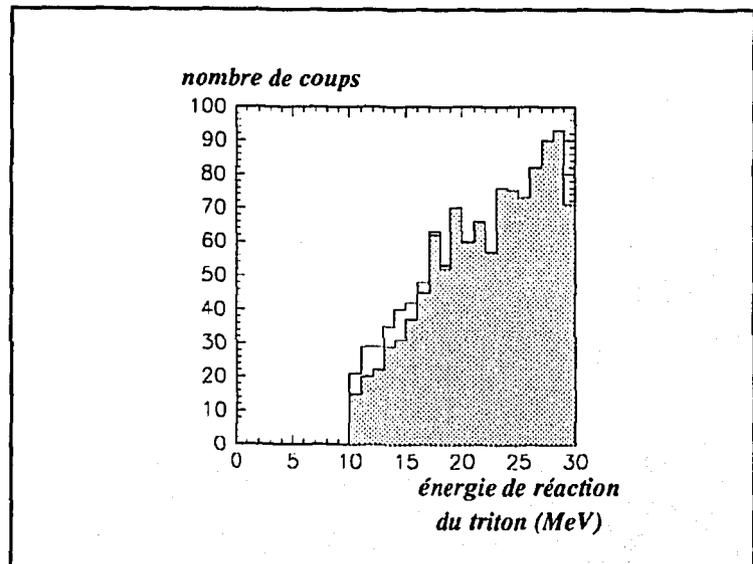


Figure 6 - Analyse des événements en recouvrement sur la matrice  $e9-e8$ , hypothèse faite qu'ils correspondent tous à des réactions de cassure du triton: énergie de réaction du triton (en haut) et  $\chi$  correspondant (en bas). Les spectres de gauche concernent les vrais deutons, ceux de droite les tritons de type "stragglings". Les distributions sont très similaires.

A la lumière de ce résultat nous avons décidé, dans le cas du fichier expérimental, de ne pas tenter d'extraire les deutons de réaction présents dans la zone de recouvrement, sachant pertinemment que notre fonction d'excitation ignorera de fait les basses énergies. Afin de proposer un seuil raisonnable, nous avons superposé, sur la figure 7, deux fonctions d'excitation simulées: la première, déjà vue figure 2, correspond à la statistique totale; la deuxième a été obtenue après application de la coupure sur l'énergie  $e9$  identique à la coupure expérimentale. On constate que le désaccord débute à 20 MeV, valeur adoptée comme limite inférieure.

Fig. 7 - Appréciation de la coupure en énergie  $e9$  sur la forme de la fonction d'excitation simulée: l'histogramme à fond blanc prend en compte la statistique totale; le spectre à fond grisé ignore les événements caractérisés par une énergie  $e9$  supérieure à la valeur de coupure. Il n'y a plus de superposition à partir de 20 MeV, limite qui constituera notre seuil expérimental.



### III.2. Construction de la fonction d'excitation.

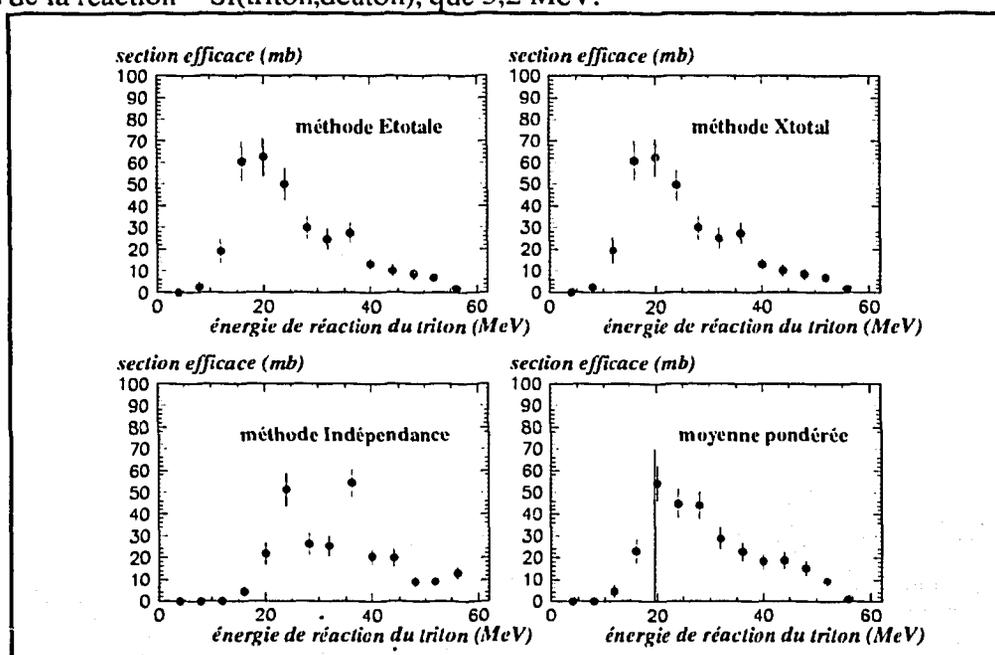
Pour chaque événement analysé, l'application des différentes méthodes conduit à un lieu de réaction préférentiel: à ce point est associé une énergie du triton. On construit alors des histogrammes analogues à ceux de la figure 3, en regroupant maintenant par tranches de 4 MeV les énergies du triton lors de la réaction. La section efficace est obtenue par la formule suivante:

$$\sigma = \frac{N(\text{réactions})}{N(\text{tritons})} \cdot \frac{A}{d N_A} \quad (1)$$

- $N(\text{réactions})$  est le nombre de réactions pour des tritons d'énergie de réaction comparables,
- $N(\text{tritons})$  est le nombre de tritons du faisceau incident encore présents au lieu de réaction x moyen correspondant à la tranche précédente: il correspond au nombre de tritons à l'entrée du télescope diminué des tritons sortis prématurément (à cause notamment du "straggling" angulaire) et de ceux ayant réagi plus tôt;
- $A$  est la masse molaire du silicium: 28000 mg;
- $N_A$  est le nombre d'Avogadro,  $N_A=6,022 \cdot 10^{23}$ ;
- $d$  représente l'épaisseur de matière rencontrée par un triton pour perdre 4 MeV. C'est une variable qui dépend de l'énergie incidente: un triton voit son énergie passer de 52 à 48 MeV après un parcours de 600  $\mu\text{m}$  alors que 200  $\mu\text{m}$  lui seront suffisants lorsque son énergie ne vaudra plus que 12 MeV. On exprime  $d$  en  $\text{mg}/\text{cm}^2$ .

Les fonctions d'excitations expérimentales de la réaction triton-deuton, pour les trois méthodes utilisées ainsi que pour la moyenne pondérée (par chi), sont présentées sur la figure 8: nous limitons volontairement à 20 MeV le résultat final, compte tenu du problème de recouvrement expliqué au paragraphe précédent. Nous croyons ainsi que le maximum de la fonction n'a pas été atteint: il se situe sans doute à une énergie sensiblement plus faible, plus proche de la barrière Coulombienne qui ne vaut, dans le cas de la réaction  $^{28}\text{Si}(\text{triton}, \text{deuton})$ , que 3,2 MeV.

Fig. 8 - Fonctions d'excitation expérimentales de la réaction de fragmentation (triton, deuton).



#### IV. Analyse du fichier expérimental pour la réaction $8B \rightarrow 7Be$ , proton.

##### IV.1. Exemple de matrice en pertes d'énergie.

La figure 9 est une illustration des matrices expérimentales obtenues: le faisceau secondaire déjà très pur combiné à une sélection en temps de vol et perte d'énergie dans la première jonction, indiquent que toutes les familles de noyaux observés proviennent de processus mettant en cause le projectile; les différents groupes de noyaux sont, par ordre de charge décroissante, les  ${}^7Be$ , les Li, les alphas et  ${}^3He$ , puis les protons. Les hyperboles sont toujours très clairement séparées: la sélection des  ${}^7Be$  n'a par conséquent posé aucun problème.

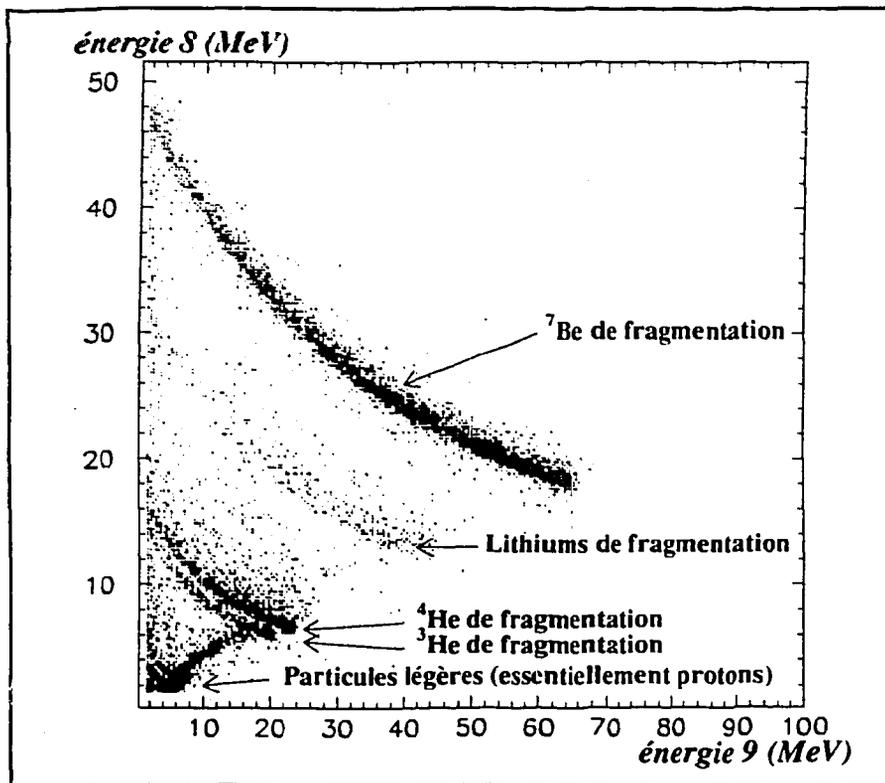


Fig. 9 - Matrice expérimentale de pertes d'énergies  $\Delta E_9 - \Delta E_8$ ; les familles de noyaux, toutes issues de processus faisant intervenir le projectile du faisceau secondaire, y sont identifiées. La condition d'anticoïncidence est appliquée pour la clarté de la figure. Elle ne sera plus utilisée dans l'analyse avec les fragments lourds  ${}^7Be$ .

Cette sélection a suivi les principes expliqués au chapitre II, seule la condition d'anticoïncidence a été abandonnée (on risquait sinon de fausser la statistique, un proton pouvant signer son passage dans les jonctions ultérieures à celle d'arrêt du  ${}^7Be$ ).

##### IV.2. Hypothèses de travail simplificatrices et justifications.

Nous avons signalé au cours du chapitre I que nous espérions tirer parti des signaux déposés par le proton. Il a cependant été constaté que ces signaux, évidemment très faibles vis à vis de ceux correspondant aux fragments lourds  ${}^7Be$ , n'étaient pas systématiquement recueillis (à cause des seuils électroniques): nous avons par conséquent décidé de ne pas modifier les programmes en profondeur, délaissant l'idée d'un traitement simultané des deux particules chargées de la voie de sortie. Les limites de notre travail peuvent donc se formuler de la façon suivante:

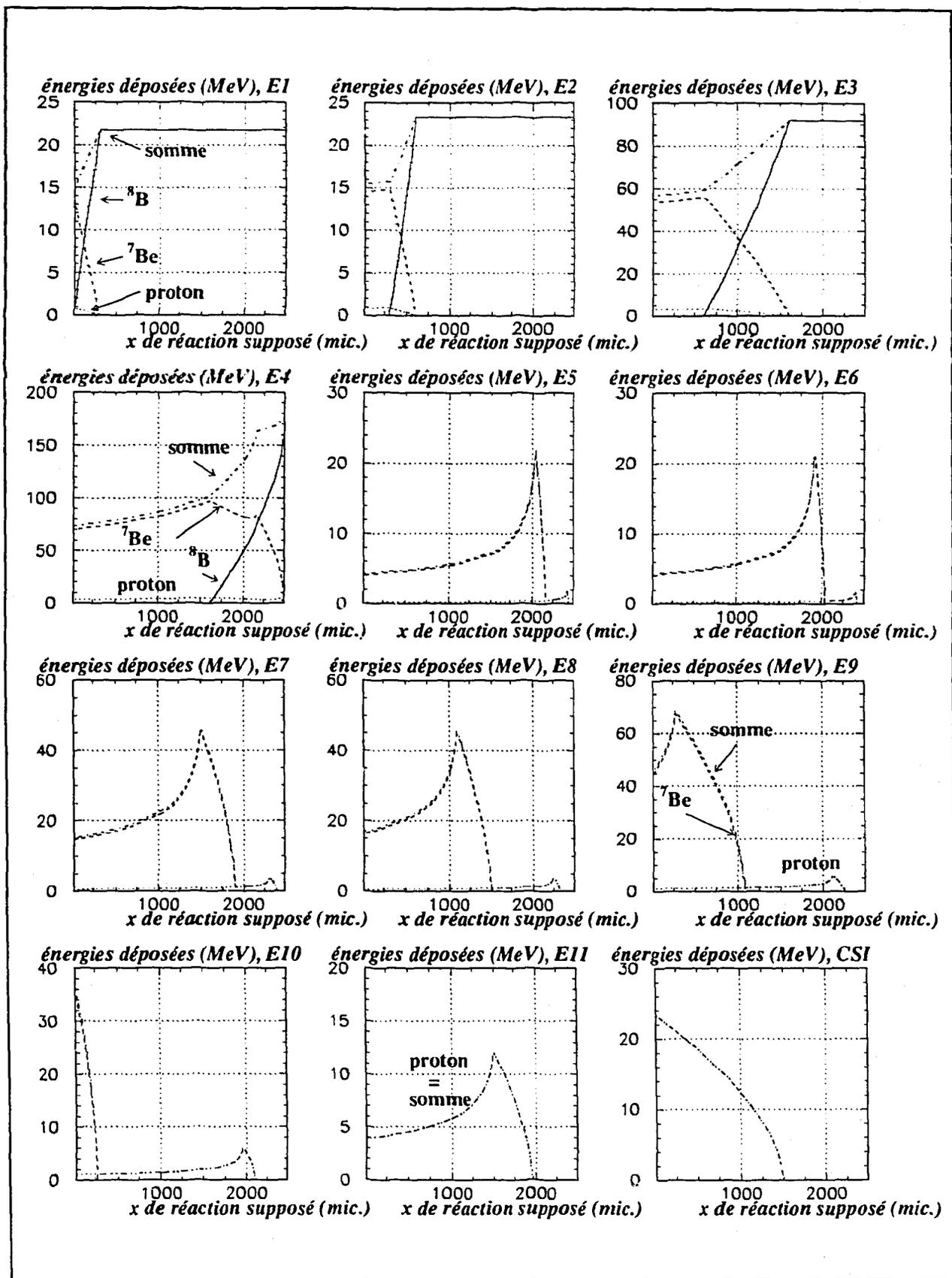


Fig. 10 - Abaqués des pertes d'énergie dans une jonction en fonction du lieu de réaction supposé: les vignettes 1,4 et 9 assignent à chaque participant l'énergie déposée; à partir de la jonction 5, les noyaux de  $^8\text{B}$  ayant terminé leur course plus tôt, ne subsistent plus que les courbes relatives aux énergies déposées par les fragments  $^7\text{Be}$  et proton ainsi que celle correspondant à leur somme. Quand les deux éjectiles sont présents, la contribution du proton est généralement minime: confondre l'énergie du seul  $^7\text{Be}$  avec l'énergie totale détectée ne doit donc pas porter à conséquence.

- l'analyse d'une réaction ( $^8\text{B}$ ,  $^7\text{Be}+p$ ) se fera en ne considérant qu'un seul éjectile à la fois.

- lorsque le  $^7\text{Be}$  est retenu, les énergies déposées par le proton ne contribuent que dans une très faible mesure aux énergies expérimentales détectées: elles seront négligées. Les abaques de la figure 10 montre que cette supposition est justifiée. Chaque diagramme concerne une jonction de notre télescope. Les courbes traduisent les pertes d'énergie de chaque participant à la réaction et l'énergie totale recueillie dans cette jonction, ceci en fonction du lieu de réaction supposé. Comme à notre habitude, le partage de l'énergie disponible entre le  $^7\text{Be}$  et le proton se fait dans le rapport des masses. On constate qu'à partir de la jonction 5, alors que les  $^8\text{B}$  n'ayant pas interagi se sont arrêtés depuis plusieurs dizaines de microns, les courbes " $^7\text{Be}$ " et "somme" (des énergies du  $^7\text{Be}$  et du proton) sont presque superposables, du moins jusqu'à l'arrêt du fragment lourd. La confusion des deux ne devrait donc pas avoir de conséquence trop dramatique.

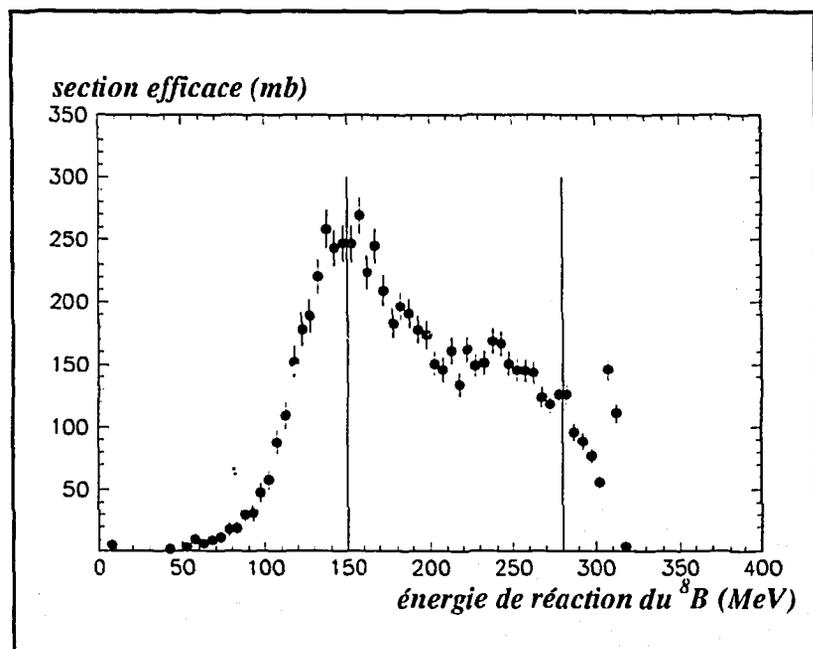
Cependant, pour éviter le cumul d'erreurs qui découlerait de l'application à chaque détecteur de la deuxième hypothèse, une seule méthode sera appliquée, "Parcours total": elle extrapole en effet une distance parcourue en se fondant uniquement sur l'énergie de la dernière jonction touchée.

Sur ces courbes de la figure 10, nous constatons également que les protons, possédant systématiquement un parcours plus important, devraient nous aider à construire la fonction d'excitation dans le domaine des basses énergies.

#### IV.3. Fonction d'excitation expérimentale correspondant au $^7\text{Be}$ .

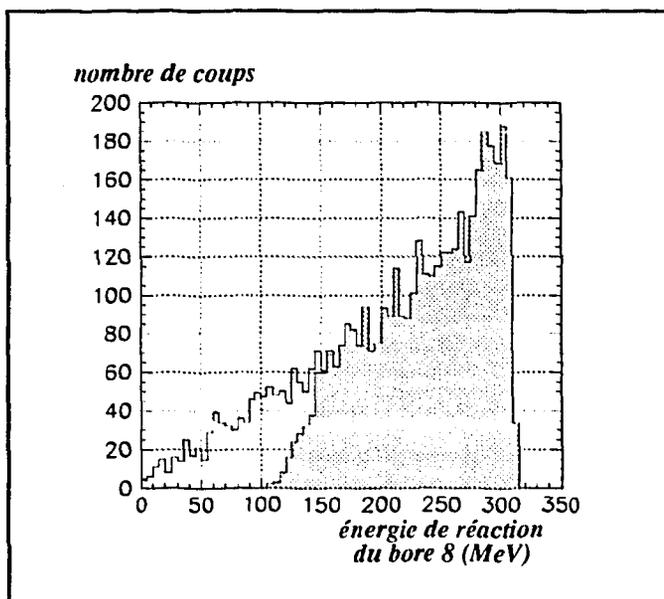
La fonction d'excitation que nous avons obtenue, après application de la formule 1 (paragraphe III.2.) sur les données relatives au  $^7\text{Be}$ , est donnée figure 11. Comme dans le cas des tritons, la tendance est à une remontée sensible lorsque l'énergie de réaction décroît de 300 MeV à 150 MeV environ.

*Fig. 11 - Fonction d'excitation expérimentale de la réaction ( $^8\text{B}$ ,  $^7\text{Be}+p$ ) issue de l'analyse des seuls fragments lourds en voie de sortie. La pente de la courbe s'accroît sensiblement lorsque l'énergie du  $^8\text{B}$  au moment de la réaction diminue de 300 à 150 MeV environ. En deçà, la diminution très rapide de la section efficace de réaction est due aux coupures expérimentales. Les deux valeurs en net décalage à haute énergie ne sont qu'un artefact de la méthode d'analyse "Parcours total". Enfin la "bosse" centrée à 240 MeV est très sensible à la calibration des jonctions 8 et 9 (voir texte).*



Cette courbe appelle trois commentaires:

\* Le pic présent dans la région de 150 MeV ne correspond pas à un maximum physique de la fonction d'excitation: nous avons en effet ignoré les fragments lourds arrêtés dans les jonctions 4 et 5; si un  $^7\text{Be}$  s'arrête dans la jonction 4, l'énergie recueillie par ce détecteur est extrêmement proche de celle déposée par un  $^8\text{B}$ : les quelques MeV typiquement emportés par le proton sont alors insuffisants pour qu'il soit possible de différencier ces deux événements, la tache correspondant à l'arrêt des noyaux de  $^8\text{B}$  étant relativement étendue (faisceau non monoénergétique et phénomènes de dispersions en angle et en énergie). Les queues des distributions ont même été suffisamment importantes pour que la jonction 5 les détecte. Là encore un bruit de fond résiduel trop intense a noyé la signature des événements de fragmentation. Afin de déterminer la portion de la fonction d'excitation que ce manque d'information affecte, nous avons créé un fichier de réactions simulées. Comme dans le cas de la réaction triton-->deuton, la section efficace de réaction est choisie constante et élevée. La figure 12 montre, comme attendu, une distribution à allure exponentielle pour la statistique totale. Toujours sur la figure 12, le spectre à fond grisé résulte d'une amputation d'une partie de la statistique, plus précisément de tous les événements où le  $^7\text{Be}$  s'est arrêté dans les jonctions 4 ou 5. La superposition des deux spectres n'est réalisée qu'entre 310 et 150 MeV. Cette dernière valeur constituera donc notre seuil en énergie.



*Fig. 12 - Influence sur l'allure de la fonction d'excitation simulée de la non prise en compte des réactions pour lesquelles l'arrêt du  $^7\text{Be}$  s'effectue dans les jonctions 4 ou 5: le spectre résultant, en gris, commence à diverger du spectre total (fond blanc) pour une valeur très proche de 150 MeV*

Nos courbes de la figure 10 indiquaient déjà qualitativement que les  $^7\text{Be}$ , effectivement détectés par les jonctions 6 à 11, ont été produits avant  $2000\ \mu\text{m}$ . D'après la quatrième vignette de la même figure 10, le  $^8\text{B}$  n'a dans ce cas déposé qu'une faible énergie, en accord avec une énergie de réaction du projectile voisine de 150 MeV.

\* Les deux valeurs de section efficace en net décalage à haute énergie (310 et 315 MeV) s'expliquent de la façon suivante. Considérons un cas typique, d'énergie incidente égale à 310 MeV: d'après nos hypothèses, le  $^7\text{Be}$  doit s'arrêter systématiquement dans la jonction 10 où il déposera une énergie inférieure à 36 MeV (cf figure 10, vignette 10); expérimentalement il peut

arriver, à cause des "stragglings" ou d'un partage en énergie légèrement défavorable au proton, que le  ${}^7\text{Be}$  y dépose plus de 40 MeV ou termine même sa course dans la jonction 11. La méthode d'analyse ne peut alors tendre vers une égalité des parcours expérimental et calculé qu'en imposant une réaction à l'entrée du télescope: l'énergie de dissociation calculée est alors égale à l'énergie incidente. De tels événements devraient en fait se situer à des énergies légèrement plus faibles, faisant du même coup disparaître la rupture de pente survenant à 280 MeV.

\* Nous avons enfin constaté que la bosse située à 240 MeV était extrêmement sensible aux calibrations des jonctions 8 et 9: avec les calibrations initiales, les points de rebroussement expérimentaux ne coïncidaient pas avec les positions calculées (différences voisines de 2%); nous avons donc apporté une légère correction aux énergies déposées dans ces détecteurs afin que l'accord soit meilleur. Cependant repérer avec précision (ie 0,5% ou moins) les points de rebroussement comporte une part de subjectivité: pour cette raison, nous pensons que la bosse n'a pas de signification réelle.

A notre avis, la fonction obtenue par l'analyse des fragments lourds  ${}^7\text{Be}$  est donc significative dans un domaine en énergie ne commençant qu'à 150 MeV pour se terminer à une énergie de réaction du  ${}^8\text{B}$  égale à 280 MeV environ; dans la zone 180-260 MeV, la bosse observée doit laisser la place à une courbe monotone décroissante. En regardant les résultats expérimentaux de réactions de cassure, on constate habituellement que la fonction d'excitation débute au voisinage de la barrière Coulombienne et croît ensuite rapidement pour atteindre son maximum: la barrière Coulombienne ne valant que 14,2 MeV dans le cas de la réaction  ${}^{28}\text{Si}({}^8\text{B}, {}^7\text{Be})$ , notre seuil (150 MeV) se situe au delà du maximum recherché. Pour essayer de l'atteindre, nous désirions utiliser les informations fournies par les protons, a priori bien adaptées à une gamme en énergie jusqu'alors inaccessible.

#### IV.4. Fonction d'excitation expérimentale correspondant aux protons: première tentative.

Nous avons constaté, lors de l'étude précédente deux éléments perturbateurs:

- il nous a tout d'abord été impossible d'identifier les fragments de  ${}^7\text{Be}$  s'arrêtant dans la jonction 5: sachant de plus que le faisceau secondaire de  ${}^8\text{B}$  terminait sa course sensiblement avant la fin de la jonction 4, la fonction d'excitation qui en a été déduite n'est valide que dans la région [150; 280 MeV] (avec les commentaires ci-dessus).

- le nombre d'événements où le  ${}^7\text{Be}$  et le proton sont tous deux clairement identifiés est extrêmement faible: un test de compatibilité des sections efficaces de fragmentation extraites de l'un ou l'autre des éjectiles s'est ainsi révélé peu concluant. Au regard des abaques de la figure 10, cette faible statistique n'est guère surprenante: en effet seuls les  ${}^7\text{Be}$  de faible énergie, qui s'arrêtent dans la jonction 6, sont associés à des protons terminant leur parcours soit dans la jonction 10, soit plus fréquemment dans la jonction 11: comme ce détecteur avait un seuil trop élevé (5 MeV), de même que Cs1 situé en aval, la majorité de ces protons est passée inaperçue.

Considérant que toutes les réactions avec deux éjectiles détectés avaient été prises en compte au paragraphe IV.3., nous avons alors choisi d'étudier des réactions ayant pour seule signature les signaux du proton. Deux écueils supplémentaires sont alors apparus:

\* sur la matrice expérimentale de la figure 13 plusieurs familles de noyaux ont été identifiées, toutes issues de processus nucléaires faisant intervenir le  $^8\text{B}$ . Différentes voies de sortie sont alors ouvertes pour le proton: il peut être accompagné d'un  $^7\text{Be}$ , mais aussi, par exemple, d'un alpha et un  $^3\text{He}$ .

Nous avons tenté de mettre en évidence les réactions  $^8\text{B} \rightarrow ^7\text{Be} + \text{proton}$  de la manière suivante: nous avons fixé des contraintes sévères sur les pertes d'énergie tout au long du télescope par une sélection des protons en transmission. Il était alors impossible que ces particules aient été accompagnées d'autres noyaux à partir de la jonction 6. Une clarification supplémentaire des matrices a été obtenue en fixant des limites sur la perte d'énergie  $\Delta E_4$ : les abaques de la figure 10 indiquent en effet que cette valeur et le lieu d'arrêt du proton ne sont pas indifférents; à un proton s'arrêtant dans la jonction 9 doit correspondre une perte d'énergie  $\Delta E_4$  supérieure à 120 MeV. Le résultat de cette opération est illustré par la figure 13, où on a reporté les parties basses énergies des matrices brutes puis "nettoyées": le bruit de fond est sensiblement atténué, les hyperboles de protons étant maintenant visibles;

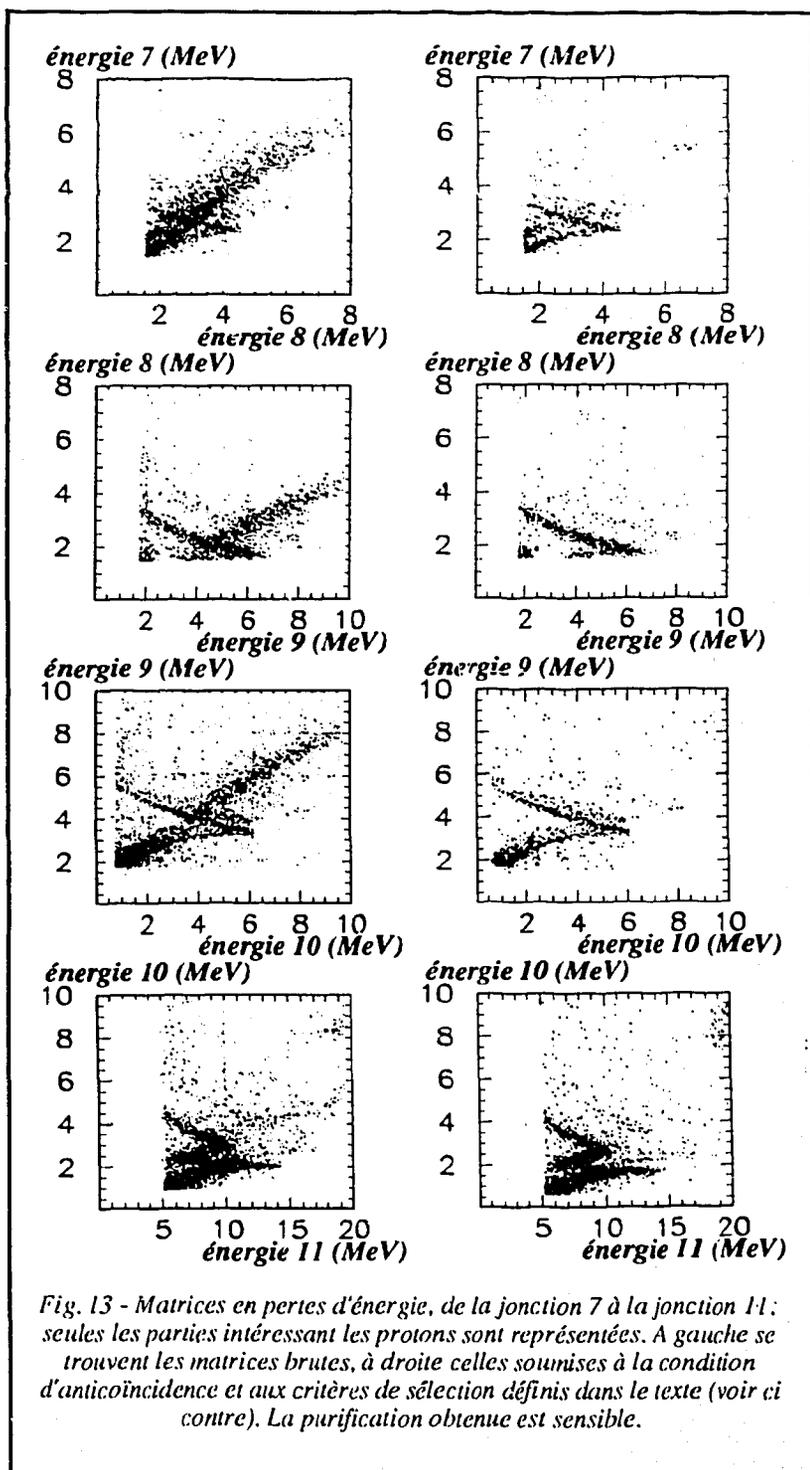


Fig. 13 - Matrices en pertes d'énergie, de la jonction 7 à la jonction 11: seules les parties intéressant les protons sont représentées. A gauche se trouvent les matrices brutes, à droite celles soumises à la condition d'anticoïncidence et aux critères de sélection définis dans le texte (voir ci contre). La purification obtenue est sensible.

\* le second problème est flagrant sur cette même figure 13: les seuils électroniques, bien que faibles dans l'absolu, sont de l'ordre de grandeur des énergies déposées par les protons et bien sûr préjudiciables à une détection correcte de ces particules; les sections d'hyperboles sont manifestement toutes amputées (le seuil est relativement bien réglé uniquement pour la jonction 10).

Il nous est dès lors apparu hasardeux de proposer des valeurs de sections efficaces à partir de ces données: pour les exploiter utilement, il faudra procéder à des simulations intensives; contrairement au cas du  $^7\text{Be}$  en effet, nous perdons des événements en plusieurs endroits du télescope et donc pour différentes énergies de fragmentation: la fonction d'excitation est affectée globalement et non plus seulement au dessous d'un certain seuil.

## V. Regards sur la méthode.

### V.I. Discussion des pertes.

Nous n'aurons confiance dans la forme générale de la fonction d'excitation et dans les valeurs de sections de fragmentation qui lui correspondent que si la très grande majorité des noyaux, projectiles incidents ou produits de réaction, s'arrêtent dans le télescope: ceux qui s'en échappent devront être correctement dénombrés.

#### V.I.1. Influence des dispersions en angle.

Le faisceau secondaire a été produit par fragmentation dans la cible primaire: ce processus résulte en des fragments bien focalisés aux angles avants mais dans un cône ayant une certaine ouverture. Pour ne pas perdre en intensité, les diverses fentes conservent une certaine ouverture. Avec un point de focalisation situé en amont de l'empilement, celui-ci reçoit alors un faisceau légèrement divergent. Le ralentissement des noyaux dans les jonctions silicium contribue ensuite, par le phénomène de "straggling" angulaire à un "éclatement" supplémentaire du faisceau. Nous avons estimé les pertes correspondant aux dispersions en angle dans le cas de la réaction (triton, deuton) pour laquelle les réglages du spectromètre étaient peu contraignants (fentes largement ouvertes donnant au faisceau secondaire une largeur en énergie  $\Delta E/E = \pm 5\%$ ): en comparant les nombres de tritons encore présents dans chaque jonction, on constate une baisse globale depuis l'entrée du télescope jusqu'au détecteur d'implantation de 3% assez régulièrement distribuée; elle est essentiellement due au "straggling" angulaire, le rôle des réactions se limitant à quelques ‰. Cette diminution a été correctement prise en compte dans le calcul des sections efficaces.

### V.1.2. Pertes liées au mécanisme de réaction.

Nous avons eu l'occasion de signaler que la méthode s'adressait plus spécialement aux noyaux très faiblement liés: les codes d'analyse présupposent ainsi une géométrie colinéaire de la fragmentation. Pour avoir cependant une idée de l'angle maximum entre les trajectoires du projectile et de l'éjectile (problème délicat car nous avons trois corps en voie de sortie), nous avons suivi la formulation de Wilcke et al. [WIL80], relative aux diffusions élastiques, qui permet de calculer l'angle de grazing lié à une distance d'interaction  $R_i$  voisine de la somme des deux rayons.

La réaction qui nous intéresse devant avoir un caractère périphérique, cette approche nous semble appropriée pour définir l'angle suivi par le deuton lorsque la distance d'approche est égale à  $R_i$ .

Les tableaux 1 et 2 résument ainsi pour les deux réactions étudiées et pour différentes énergies du projectile, l'angle suivi par l'éjectile, l'énergie qu'il emporte et le parcours correspondant.

Tableau 1 - Caractéristiques de la réaction (triton, deuton) lorsque la géométrie n'est plus colinéaire; on identifie l'angle de déflexion à l'angle de grazing de la diffusion élastique du triton.

énergie de réaction du triton (MeV)	jonction de réaction	angle de déflexion dans le laboratoire (°)	énergie emportée par le deuton (MeV)	parcours du deuton ( $\mu\text{m}$ )
54	1	2,77	31,83	3209
45	3	3,34	25,83	2228
36	4	4,2	19,83	1411
27	6	5,84	13,83	757
18	8	8,77	7,83	287
9	10	19,21	1,83	29

Tableau 2 - Paramètres analogues à ceux du tableau 1 mais dans le cas de la réaction ( $^8\text{B}$ ,  $^7\text{Be}$ ).

énergie de réaction du $^8\text{B}$ (MeV)	jonction de réaction	angle de déflexion dans le laboratoire (°)	énergie emportée par le $^7\text{Be}$ (MeV)	parcours du $^7\text{Be}$ ( $\mu\text{m}$ )
280	2	2,48	245	2846
240	3	2,90	210	2163
200	3	3,47	175	1564
160	4	4,43	140	1054
120	4	6	105	637
80	4	9,34	70	317
40	4	21,12	35	99

Une augmentation de l'angle de réaction s'accompagne d'une diminution de plus en plus importante du parcours de l'éjectile. En supposant une taille raisonnable de la tache du faisceau sur la face avant du télescope (10 mm de diamètre), et en tenant compte de la géométrie des empilements, on peut conclure qu'il est très peu probable qu'un deuton ou  $^7\text{Be}$  puisse sortir du détecteur à cause de son angle d'émission.

## V.2. Qualités et limites de la méthode.

### V.2.1. Avantages.

L'objectif premier de la méthode est de mesurer la fonction d'excitation d'une réaction donnée, sans qu'il soit nécessaire de modifier en cours d'expérience les réglages faisceauologiques: ce but est atteint par un empilement de jonctions semi-conductrices dans lequel les noyaux incidents vont peu à peu perdre leur énergie et éventuellement réagir. La cible épaisse jouant simultanément le rôle de détecteur performant des particules chargées, la quasi-totalité des projectiles et des produits de réaction est identifiée: si les informations fournies par les jonctions silicium sont de bonne qualité, il est possible de déduire pour chaque fragment l'endroit où s'est produite la réaction. Expérimentalement, le dispositif est simple et d'encombrement réduit: il se présente sous la forme d'un cylindre de 15 cm de long et 8 cm de diamètre: en dehors des expériences spécifiques de mesure de fonctions d'excitation, on peut par conséquent l'installer en aval de toute expérience laissant libre les angles avant (diffusion élastique par exemple).

### V.2.2. Inconvénients.

On peut opposer un inconvénient à chaque qualité précédente: la nécessité d'avoir des "cibles-détecteurs" efficaces limite de manière drastique le choix au silicium (éventuellement le germanium). Nous savons d'autre part que l'ouverture des fentes du spectromètre et la dispersion en angle dans le télescope induisent un faisceau conique, en contradiction avec la forme cylindrique du détecteur: des pertes sont inévitables. Des réglages faisceauologiques peu sélectifs et les phénomènes de "straggling" dégradent aussi très sensiblement l'implantation des projectiles n'ayant pas réagi: ces noyaux rendent inutilisables les jonctions minces d'où devrait pourtant être extraite la partie basse énergie de la fonction d'excitation; dans ce cadre, et en regard du résultat expérimental correspondant au  $^8\text{B}$  (jonction 5 inexploitable et seuils électroniques trop élevés pour les protons), nous avons recherché l'énergie minimale de réaction accessible pour des conditions mieux adaptées. Obtenir un profil d'implantation de largeur 100  $\mu\text{m}$  intégralement contenu dans la jonction 4 et tel que son centroïde se situe à 50  $\mu\text{m}$  de la fin de ce détecteur est réaliste mais difficile: un tel profil limite la largeur en énergie du faisceau incident à  $\pm 0,5\%$  autour de la valeur 314 MeV. Nous avons alors calculé dans le tableau 3 les énergies requises, respectivement par les fragments lourd et léger, pour que la jonction 5 délivre un signal. Le cas traité est le plus défavorable dans la mesure où il met en jeu un projectile à la limite inférieure de la distribution en énergie incidente du faisceau (i.e. 312,4 MeV): ce sont des situations analogues qui fixent les seuils de nos fonctions d'excitation. Dans le tableau 3 sont également rappelés les lieux de fragmentation et les énergies de réaction du  $^8\text{B}$  correspondantes

Tableau 3 - Caractéristiques de la réaction ( $^8\text{B}$ ,  $^7\text{Be}$ +proton) nécessaires pour que les fragments sortent de la jonction d'implantation du faisceau secondaire.

fragment	énergie nécessaire au fragment pour qu'il sorte de la jonction 4 (MeV)	distance de réaction vis à vis de la fin de la jonction 4 ( $\mu\text{m}$ )	énergie de réaction du $^8\text{B}$ (MeV) en ce point
$^7\text{Be}$	80,99	-400	92,55
proton	4,34	-160	34,72

Les conditions sur l'implantation du faisceau secondaire nous paraissent ici optimales et techniquement assez difficiles à atteindre: l'information  $^7\text{Be}$  ne permettra pas d'identifier les fragmentation au dessous d'un seuil en énergie de réaction voisin de 95 MeV (à comparer à la valeur de 14,18 MeV caractérisant la barrière Coulombienne). L'information proton pourrait cependant aider à mettre en évidence le maximum de la fonction d'excitation à condition d'adapter le dispositif technique à cette particule (détecteurs refroidis, chaîne électronique spécifique pour minimiser les seuils,...)

## 2ème partie - MESURE DE FONCTIONS D'EXCITATION

### EN RESUME...

La seconde partie de cette thèse s'est intéressée au développement d'une méthode originale permettant la mesure des fonctions d'excitation de fragmentation: elle est bien adaptée aux noyaux peu liés pour lesquels la voie de dissociation est dominante. Le dispositif expérimental rend inutile les changements d'énergie du faisceau incident: l'empilement de jonctions semi-conductrices offre en effet l'opportunité de ralentir progressivement ce faisceau, de jouer le rôle de cible et de garantir une efficacité de détection proche de 1 pour les projectiles comme pour les produits de fragmentation. La simplicité et la compacité du dispositif expérimental le rendent de plus extrêmement "logeable": toute expérience laissant libre les angles avants est ainsi susceptible d'accepter le dispositif pour bénéficier d'informations supplémentaires. Les signaux fournis par les détecteurs silicium constituent ensuite la base de données pour la recherche du lieu de réaction le plus probable à l'aide des codes d'analyses. Des simulations préliminaires se sont avérées très instructives, que ce soit pour tester l'efficacité de ces codes ou dans le but d'apprécier l'influence de nos sélections (seuils électroniques, problème de recouvrement...) sur la statistique et sur l'allure des fonctions d'excitation. L'analyse des données expérimentales relatives à deux réactions de cassure, (triton, deuton) et ( $^8\text{B}$ ,  $^7\text{Be}$ +proton), s'est révélée globalement concluante: les courbes obtenues présentent toutes deux, sur les domaines en énergie accessibles (respectivement de 20 à 54 MeV pour (triton, deuton) et 150 à 280 MeV pour ( $^8\text{B}$ ,  $^7\text{Be}$ +proton)), une allure décroissante; les limites expérimentales sont cependant trop élevées pour la mise en évidence d'un maximum.

Notre étude a souffert de deux catégories de problèmes:

- la première est inhérente à une des méthodes d'analyse, "Indépendance", dont les résultats sont peu satisfaisants. Deux événements identiques (même énergie incidente, même lieu de réaction, même partage de l'énergie entre les participants) peuvent déposer, à cause des stragglings, une énergie légèrement différente dans la dernière jonction touchée. Or le signal correspondant est une contrainte forte de la méthode: on aboutit alors à des divergences sensibles entre les énergies de réaction exacte et calculée par "Indépendance".

- le second type de limitation relève du choix des jonctions qui constituent le télescope: afin de s'affranchir des sélections opérées jusqu'à présent, il faut s'assurer que le faisceau s'implante en totalité dans une zone très étroite. En plus des réglages spectrométriques habituels, un ralentisseur, possédant plusieurs épaisseurs et placé devant le télescope, aiderait à un tel ajustement. A condition que le nombre de réactions dans cette feuille de matière soit limité, les matrices de pertes d'énergie correspondant aux jonctions les plus fines seront alors exploitables, avec pour conséquence un gain sensible vers les basses énergies de réaction: la détermination d'une fonction d'excitation complète, c'est à dire débutant le plus bas possible, doit rester notre préoccupation

principale. Atteindre des énergies voisines de la barrière Coulombienne (3,19 MeV pour (triton,deuton) et 14,18 MeV pour ( $^8\text{B}$ ,  $^7\text{Be}$ )) nous apparaît cependant impossible car cela nécessite une implantation dans une épaisseur extrêmement faible; or la largeur du profil d'implantation dépend fortement de la dispersion en énergie du faisceau incident: on ne peut la réduire que par une fermeture des fentes du spectromètre, donc au détriment du taux de transmission. De plus, les phénomènes de dispersion en angle et en énergie dans le télescope élargissent la zone d'arrêt des projectiles. Pour des noyaux peu produits, un compromis entre la largeur d'implantation et le taux de transmission sera par conséquent nécessaire.

Il faut également s'assurer de la reproduction des calibrations réalisées en cours d'expérience.

Dans le cas où une particule légère chargée est émise (proton par exemple), une réduction des seuils électroniques s'avère enfin indispensable: diverses solutions existent, comme la diminution du bruit par un refroidissement des détecteurs, ou la mise en place de chaînes électroniques séparées, les gains étant ajustés dans un cas pour le fragment lourd, dans l'autre adaptés à la détection de la particule légère.

Nous croyons au développement de la méthode du télescope pour une étude originale des noyaux à halo: la mise en évidence du maximum de la fonction d'excitation nous oblige cependant à respecter certaines contraintes expérimentales comme une implantation optimale et des seuils électroniques réduits, ce qui nécessite incontestablement une bonne précision.

CONCLUSION  
et  
PERSPECTIVES

## CONCLUSION ET PERSPECTIVES.

Depuis plusieurs années, l'étude des noyaux exotiques c'est à dire très éloignés de la vallée de stabilité, suscite un intérêt fort et constant dans la communauté des physiciens. Elle est en effet source d'informations originales, qui permettent notamment de tester et d'affiner les modèles nucléaires existants. Diverses expériences, portant notamment sur la mesure de rayons d'interaction et l'observation des distributions angulaires de neutrons, ont ainsi dévoilé l'existence, dans le vaste ensemble de noyaux exotiques, de la classe spécifique des noyaux à halo: ceux-ci présentent la particularité de posséder, tels le  $^{11}\text{Be}$  et le  $^{11}\text{Li}$ , un ou deux nucléons faiblement liés et autorisés de ce fait à se mouvoir loin d'un coeur "normal".

Notre travail de recherche aborde par deux voies originales l'étude de ces noyaux à halo:

- la première partie de ce mémoire est consacrée à la recherche de niveaux excités liés du halo de neutrons, au moyen de l'excitation Coulombienne de faisceaux radioactifs de haute énergie, obtenus par fragmentation.

Cette expérience a permis de peupler le niveau  $1/2^-$  à 320 keV du  $^{11}\text{Be}$  puis de détecter les photons de désexcitation vers le fondamental  $1/2^+$ . La section efficace expérimentale est cependant sensiblement inférieure à la valeur prévue par le modèle de Winther et Alder [WIN79]. Une cause expérimentale ayant été rejetée, deux explications théoriques sont explorées: la première joue sur des interférences destructives, possibles entre les interactions Coulombienne et nucléaire pour des paramètres d'impact trop faibles vis à vis de l'extension du halo; la seconde approche considère la très faible énergie (180 keV) séparant le niveau excité à 320 keV du continuum et envisage un processus en deux étapes: l'excitation Coulombienne du projectile suivi de sa dissociation pourrait devenir dans le cas du  $^{11}\text{Be}$  un phénomène directement concurrent de l'excitation simple.

L'observation du niveau excité du  $^{11}\text{Be}$ , malgré le désaccord quantitatif sur les sections efficaces, nous incite à proposer des limites quant à l'existence de niveaux excités liés dans les autres noyaux étudiés,  $^{12,14}\text{Be}$  et  $^8\text{He}$ : les limites atteintes nous conduisent à penser que le  $^{12}\text{Be}$  et l' $^8\text{He}$  ne possèdent pas de tels niveaux joints par une transition électrique dipolaire. Plus généralement, la technique mise en oeuvre et utilisée pour la première fois a révélé son efficacité: une spectroscopie des niveaux excités liés de noyaux radioactifs est possible par l'intermédiaire de l'excitation Coulombienne aux énergies intermédiaires; un prolongement naturel à ce travail consistera ainsi à rechercher les niveaux dans d'autres noyaux à halo par le biais de cette méthode, en y apportant

toutefois quelques améliorations: couverture angulaire plus complète par un multidétecteur  $\gamma$  et détermination plus précise de l'angle de déflexion des ions lourds excités.

- la deuxième partie a un caractère plus méthodologique: elle décrit le développement et la mise au point d'une technique autorisant l'extraction, lors d'une seule mesure, de la fonction d'excitation d'une réaction donnée, et spécialement adaptée à la dissociation de noyaux à halo: des renseignements sur la structure de ce dernier sont attendus de l'allure de la fonction d'excitation. Le dispositif expérimental est constitué d'un empilement de jonctions semi-conductrices: les signaux qu'elles délivrent au passage d'un ion sont exploités par des codes d'analyses, avec pour but de déterminer l'endroit où s'est produite la fragmentation du projectile et par conséquent son énergie de réaction. Différents phénomènes "parasites", notamment les dispersions en angle et en énergie ou stragglings, doivent être pris en compte: des simulations ont pour cela été très instructives. Elles ont précédé une application des codes d'analyse aux données expérimentales, correspondant aux deux réactions de fragmentation (triton, deuton) et ( $^8\text{B}$ ,  $^7\text{Be}$ ). Les résultats se sont révélés concluants sur les gammes en énergie respectives 20-54 MeV et 150-280 MeV: dans les deux cas, les coupures dans la statistique et les seuils électroniques ont empêché la mesure des fonctions d'excitation aux basses énergies. Ces insuffisances devront être surmontées à l'avenir, par une implantation plus fine du faisceau secondaire dans le télescope et une adaptation des chaînes électroniques (cependant, même avec des conditions expérimentales optimisées, il nous semble illusoire d'atteindre la barrière Coulombienne). Une expérience réalisée prochainement au GANIL, utilisant cette méthode et bénéficiant des améliorations précédentes, s'intéressera à la dissociation de noyaux à halo riches en neutrons. Pour une partie de la statistique, faible mais non négligeable, une discrimination supplémentaire des événements sera autorisée par la détection de neutrons (détecteurs issus de la NORDBALL [HER85]). Dans ce cadre, l'étude de la dissociation pourrait connaître une amélioration supplémentaire par une détection performante des neutrons à l'aide du dispositif DEMON: on obtiendrait alors des informations sur les moments relatifs neutron-neutron.

L'étude des noyaux exotiques bénéficiera incessamment du nouveau dispositif optique SISSI: des faisceaux secondaires intenses pourront en effet être aiguillés vers l'ensemble des systèmes de détection du GANIL. A plus long terme les qualités optiques des faisceaux radioactifs délivrés par des accélérateurs de type SPIRAL constitueront un autre atout sensible. Nous devons par conséquent nous préparer à une multiplication des expériences portant sur le halo, et plus généralement sur la structure d'un nombre toujours croissant d'isotopes instables mais dorénavant accessibles.

## Annexe - LE SPECTROMETRE LISE3

### I. Production de noyaux exotiques - Le spectromètre Lise3

Dans toute expérience de physique nucléaire, la qualité des informations fournies par le système de détection, aussi performant soit-il, est largement tributaire des faisceaux qui y pénètrent. Les études menées dans ce mémoire ne dérogent pas à cette règle: des faisceaux secondaires abondamment produits, efficacement purifiés et transmis sans pertes excessives sont le gage de résultats où le rapport signal sur bruit sera optimum. Dans ce cadre, le spectromètre Lise3 [ANN92] est un dispositif qui présente toutes les qualités requises: détaillons-les en suivant, sur la figure 1, le parcours d'une particule.

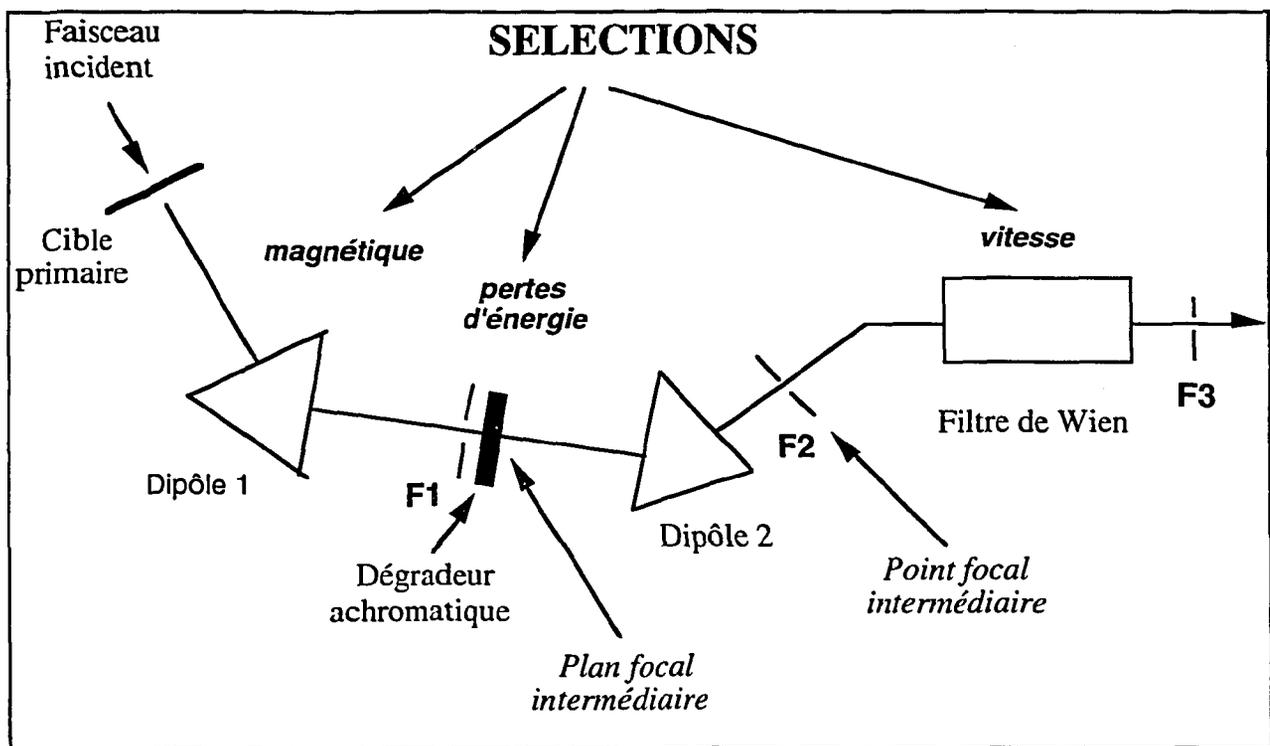


Fig. 1- Le spectromètre Lise3 et les trois sélections possibles.

Lorsque le faisceau arrive sur la cible primaire, on assiste à la création, via le processus de fragmentation du projectile, d'une large variété de noyaux depuis la vallée de la stabilité jusqu'aux noyaux très exotiques.

Dans l'entrefer du premier dipôle, qui constitue la section d'analyse, les fragments sont soumis aux forces magnétique et centrifuge; leur équilibre se traduit par la relation relativiste:

$$B\rho = 3.105 \times \frac{A\beta\gamma}{Q} \quad (1)$$

où  $B$  est le champ magnétique appliqué,  $\rho$  le rayon de courbure de la trajectoire (idéalement on a la valeur  $\rho_0 = 2,003$  m),  $A$  et  $Q$  sont respectivement la masse et la charge du noyau,  $\beta$  sa vitesse et  $\gamma$  le facteur de Lorentz: la nature et l'énergie des particules déterminent complètement les courbures des trajectoires dans l'aimant avec, comme conséquence, des positions sensiblement différentes au plan focal intermédiaire. Ceci justifie la mise en place, à ce niveau, d'une fente F1 dont l'ouverture règle l'acceptance en  $B\rho$  du spectromètre. Une première sélection, magnétique, est ainsi opérée.

Cependant, la distribution en énergie d'un noyau peut être relativement large et une fermeture exagérée de la fente aboutit au rejet abusif des événements intéressants: pour assurer un taux de transmission suffisant on se trouve alors dans l'obligation d'accepter une proportion non négligeable de contaminants. Afin de contourner cette difficulté, on insère, juste après la fente F1, un dégradeur achromatique: en se basant sur l'approximation de Bethe relative aux pertes d'énergie ( $dE/dx \propto AZ^2/E$ ) et en sachant que l'énergie à la sortie du premier dipôle vérifie  $E \propto Z^2/A$ , on obtient pour un dégradeur mince ( $ep_d$ ):

$$\frac{dE}{E} \propto \frac{A^3 ep_d}{Z^2} \quad (2)$$

Comme nous avons de plus  $dB/B = 1/2(dE/E)$ , il devient possible, en choisissant convenablement le champ magnétique du deuxième dipôle (section refocalisante), de sélectionner les noyaux selon le rapport  $A^3/Z^2$ : le parcours des "bons" noyaux est ainsi proche de la trajectoire optimale, qui passe par le point focal intermédiaire PFI, alors que les contaminants s'en écartent. L'ouverture de la fente F2, contenue dans le plan de PFI, dicte par conséquent la transmission ou l'arrêt de chaque particule.

A l'issue de cette deuxième sélection, liée aux pertes d'énergie, ne subsistent plus en général qu'un faible nombre de contaminants: on peut réduire leurs proportions vis à vis du noyau choisi (ou même les évacuer totalement du faisceau secondaire) grâce à une sélection en vitesse permise par le filtre de Wien. Les particules y rencontrent en effet un champ magnétique et un champ électrique croisés et sont soumises aux deux forces:

$$\begin{aligned} F1 &= QvB \\ F2 &= QE \end{aligned} \quad (3)$$

Si les forces sont égales ( $F1+F2=0$ ), le noyau conserve une trajectoire rectiligne; sinon le noyau est dévié verticalement et vient heurter les lèvres de la fente F3 situées à l'extrémité du filtre de Wien.

La combinaison des trois sélections, magnétique, en pertes d'énergie et en vitesse, déjà très efficaces par elles-mêmes, est à l'origine de faisceaux secondaires dont la pureté isotopique atteint aisément 99 % pour les noyaux légers tels le  ${}^{11}\text{Li}$ . Dans le cas de masses plus élevées, une telle

purification n'est pas actuellement réalisable: elle sera par contre approchée très prochainement avec l'installation, en aval du filtre de Wien, d'un dipôle supplémentaire dans le plan vertical [ANN94].

## II. Trajectoires individuelles: problématique et discussion.

Afin de déterminer l'énergie d'un noyau secondaire à l'entrée du dispositif expérimental, nous avons supposé, lors des études spectroscopiques et de fonctions d'excitation, que toutes les trajectoires étaient confondues avec la trajectoire optimale: nous cherchons ici à évaluer l'erreur ainsi commise.

### II.1. Sans dégradeur.

Lorsque le dégradeur n'est pas installé, la relation liant la mesure du temps de vol à l'énergie du noyau ne présente aucune ambiguïté. Le caractère achromatique du spectromètre se traduit en effet par un parcours de longueur pratiquement constante, indépendante notamment de la vitesse du projectile ou de son angle d'incidence sur la cible: une distance plus longue dans la section dispersive sera quasiment compensée par une réduction inverse du parcours dans la section refocalisante. Comme les rigidités magnétiques sont égales pour un noyau donné, l'information temps de vol n'est pas perturbée.

### II.2. Avec dégradeur.

Les rigidités magnétiques sont maintenant différentes; surtout nous ne connaissons pas leur valeur exacte, puisque le lieu de passage expérimental du noyau au plan focal intermédiaire est inconnu (en supposant des fentes sensiblement ouvertes). Pour comprendre l'influence de cette information incomplète, le programme de transport ZGOUBI [ME093] a été appliqué: la version de ce code correspondant à LISE3 calcule la trajectoire exacte en chaque point de la ligne.

Dans le tableau 1 sont indiquées, pour neuf couples possibles de rigidité magnétique et d'angle d'incidence, les longueurs exactes des parcours:  $L_1$  est la longueur de la cible primaire au plan dispersif,  $L_2$  celle du plan dispersif au point focal intermédiaire PFI et  $L$  est la somme de ces deux quantités.

Tableau 1 - Longueurs des trajectoires calculées par le programme ZGOUBI en fonction de la rigidité magnétique du projectile et de son angle d'incidence  $\theta$  sur la cible.

$\theta$ (mrd)	$L_1$ (cm)			$L_2$ (cm)			$L$ (cm)		
	$0.98 \cdot B_{p1}$	$B_{p1}$	$1.02 \cdot B_{p1}$	$0.98 \cdot B_{p2}$	$B_{p2}$	$1.02 \cdot B_{p2}$	0.98	1	1.02
10	761.87	762.20	762.55	1084.91	1085.06	1085.49	1846.78	1847.26	1848.04
0	759.65	759.94	760.27	1087.07	1087.26	1087.68	1846.73	1847.20	1847.95
-10	757.49	757.77	758.07	1089.32	1089.50	1089.82	1846.81	1847.27	1847.98

On constate qu'en choisissant une forme appropriée pour le dégradeur, l'achromatisme de la ligne est préservé; on a en effet au maximum:

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{1848.04 - 1846.73}{1846.73} = 0.0007094 = 0.07094 \% \quad (4)$$

Le tableau 2 présente les temps de vol correspondant aux longueurs ci-dessus, pour des noyaux de  $^{11}\text{Be}$  pris dans les conditions de l'expérience d'excitation Coulombienne, c'est à dire avec les valeurs de rigidités nominales:

$$\begin{aligned} B_{p1} &= 2,8399 \text{ Tm} \\ B_{p2} &= 2,7087 \text{ Tm} \end{aligned} \quad (5)$$

Tableau 2 - Temps de vol d'une particule caractérisée par  $B_p$  et  $\theta$ .

$\theta$ (mrd)	$T_1$ (ns)			$T_2$ (ns)			$T$ (ns)		
	$0.98 \cdot B_{p1}$	$B_{p1}$	$1.02 \cdot B_{p1}$	$0.98 \cdot B_{p2}$	$B_{p2}$	$1.02 \cdot B_{p2}$	0.98	1	1.02
10	82.113	80.506	78.964	122.041	119.617	117.318	204.154	200.123	196.282
0	81.873	80.267	78.727	122.285	119.859	117.555	204.158	200.126	196.282
-10	81.604	80.039	78.500	122.538	120.106	117.786	204.178	200.145	196.286

Le temps de vol total  $T$  apparaît quasiment indépendant de  $\theta$ : 2 centièmes de nano-seconde séparent typiquement les angles extrêmes -10 et 10 mrd. Nous considérons par conséquent qu'une relation biunivoque existe entre le temps de vol  $T$  et la rigidité magnétique  $B_{p2}$  (ou l'impulsion après le dégradeur), et que l'erreur introduite lors du calcul de  $B_{p2}$  est uniquement tributaire de l'erreur affectant la mesure du temps de vol, de l'ordre de 1 ns soit:

$$\frac{\Delta B_{p2}}{B_{p2}} = \frac{\Delta P}{P} = 0.5 \% \quad (6)$$

Pour les calibrations en masses, réalisées dans le cadre de l'étude spectroscopique, l'énergie totale calculée à partir du temps de vol n'est donc pas sujette à caution; l'erreur expérimentale constatée sur la détermination des masses (jusqu'à 5% puisque nous obtenons parfois  $A=10,5, 11,5, \dots$ ) est imputable pour la plus grande part à l'énergie totale déduite des informations fournies

par les trois détecteurs plastiques. Avec des détecteurs possédant une meilleure résolution (jonctions silicium), une détermination de la masse par la mesure du temps de vol sera très "propre" tant que l'on s'intéresse à des noyaux relativement légers.

### II.3. Utilisation d'un détecteur sensible en position.

Il arrive parfois que la sensibilité permise par la mesure du temps de vol soit insuffisante: si nous désirons par exemple séparer des noyaux lourds, de masse voisines de 100, une précision accrue est nécessaire. Une solution envisagée consiste à placer un détecteur sensible en position, par exemple au plan focal dispersif. Quelle que soit sa nature, détecteur à plaques parallèles ou micro-strips, on peut raisonnablement s'attendre à une résolution en  $x$  de 1 mm: la dispersion étant donnée par  $D=17 \text{ mm}/\%$ , on en déduit que:

$$\frac{\Delta P}{P} = 0.06 \% \quad (7)$$

Ceci est vrai en théorie: en pratique il faut se souvenir que la fente F1 ouverte laisse passer un très grand nombre de noyaux, le détecteur risquant alors de disjoncter. De plus, toute matière supplémentaire incluse dans le faisceau a des répercussions sur les états de charge (un noyau complètement épluché peut y regagner un électron) ainsi que sur les énergies que l'on cherche à mesurer (ralentissements et stragglings). En fonction de l'expérience et de la précision désirée, un équilibre délicat entre plusieurs paramètres doit donc être trouvé: une telle optimisation s'est ainsi révélée indispensable pour la recherche de l' $^{100}\text{Sn}$ [LEW93b].

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [ABR70] Handbook of Mathematical Functions, édité par M. Abramowitz et A. Stegun (1970).
- [ALA94] N. Alamanos et P. Roussel-Chomaz, communication privée.
- [ALD66] Alder et al., Coulomb excitation, Academic Press, New-York, 1966
- [ANN87] R. Anne et al., Nucl. Inst. Meth. A257 (1987) 215-232.
- [ANN90] R. Anne et al., Phys. Lett. B250 (1990) 19.
- [ANN92] R. Anne et A. C. Mueller, Nucl. Inst. Meth. B70 (1992) 276-285.  
A. C. Mueller et R. Anne, Nucl. Inst. Meth. B56/57 (1991) 559-563.
- [ANN93a] R. Anne et al., Phys. Lett. B304 (1993) 55-59.
- [ANN93b] R. Anne et al., rapport IPN, IPNO DRE 93-32(1993).
- [ANN94] R. Anne, preprint GANIL (1994) P94-03.
- [ARN87] E. Arnold et al., Phys. Lett. B197 (1987) 311-314.
- [ARN92] E. Arnold et al., Phys. Lett. B281 (1992) 16-19.
- [AUD93] G. Audi, A. W. Wapstra, Nuc.Phys. A565 (1993).
- [AWE83] T. Awes, Oak Ridge Natinal Laboratory (1983).
- [BAU93] G. Baur, communication privée (1993).
- [BAZ93a] D. Bazin et al., expérience E220, (1993).
- [BAZ93b] D. Bazin, programme LISE, version 2.3 (1993).
- [BEN69] E. V. Benton et R. P. Henke, Nucl. Inst. Meth. 67 (1969) 87-92.
- [BER82] M. Bernas et al., Phys. Lett., volume 116B, number 1 (1982) 7-10.
- [BLA91] B. Blank et al., Z. Phys. A340 (1991).
- [BLA92a] B. Blank et al., Z. Phys. A343 (1992) 375-379.
- [BLA92b] B. Blank et al., expérience E214, (1993), GANIL R92 13.
- [BOR93a] C. Borcea, communication privée (1993).
- [BOR93b] C. Borcea, expérience E227, (1993), GANIL R 93 06.
- [BRO91] Brown et al., Phys. Rev. Let. 66 (1991) 2452-2455
- [BRU89] R. Brun et al., PAW - The Complete Reference -Version 1.07 (1989).
- [BUN74] Bunting et Kraushaar, Nucl. Inst. Meth.118 (1974) 656-572.
- [CAR93a] F. Carstoiu et J. M. Corre, programme TELESCOPE, (1993)
- [CAR93b] F. Carstoiu, programme LOSSIL, (1993).

- [DET89] C. Détraz et D. J. Vieira, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 39 (1989) 407-465.
- [CEA87] plaquette d'information SPEG, édité par le C.E.A., 1987.
- [DOG92] S. Dogny, Thèse de l'Université de Paris XI, (1992), IPNO-T 92.03.
- [EFI70] V. M. Efimov, *Sovi. J. Phys.* 10 (1970) 62 et 12 (1970) 589.
- [FED93] D. V. FEDOROV et al., IFA - 93/24; submitted to *Phys. Lett. B*.
- [FOM93] A.S. Fomichev et al., preprint GANIL (1993) P93 23.
- [GLA55] R. J. Glauber, *Phys. Rev.* 99 (1955) 1515.
- [GOU64] F. S. Goulding et al., *Nucl. Inst. Meth.* 31 (1964).
- [GUI90] D. Guillemaud-Mueller et al., *Phys. Rev. C* 41 (1990) 937.
- [HAN87] P. G. Hansen et B. Jonson, *Europhys. Lett.* 4 (1987) 409.
- [HAN93] P. G. Hansen, communication privée.
- [HUS91] M. S. Hussein et al., *Physics Reports*, volume 201, n° 5, (1991), 279-334.  
C. A. Bertulani et al., *Physics Reports*, volume 226, n° 6, (1993), 281-378.
- [INT93] - International Conference on Nuclear Structure at High Angular Momentum, Ottawa, 18-21 mai 1992, à paraître dans *Nucl. Phys. A*.  
- 21<sup>st</sup> International Symposium on Rapidly Rotating Nuclei, Tokyo, Japon, 26-30 octobre 1992, *Nucl. Phys. A*557 (1993).
- [JAG74] C. W. de JAEGER et al., *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 14 (1974) 486.
- [JAM78] F. James, *Interpretation of the errors on parameters as given by Minuit*, librairie du C.E.R.N. (1978)
- [LAN74] Landolt-Börnstein, Vol. 1/5c, p. 3, (1974)
- [KOB92] T. Kobayashi, *Nucl. Phys. A*538 (1992) 343c.
- [LAG70] J. M. Lagrange, Thèse de l'Université de Paris, (1970), n° d'ordre 598.
- [LEW93a] M. Lewitowicz et al., *Nucl. Phys. A*562 (1993) 301-316
- [LEW93b] M. Lewitowicz et al., expérience E168a, (1993), GANIL.
- [MIC64] A. Michalowicz, *Cinématique des réactions Nucléaires*, Dunod, Paris (1964).
- [MEO93] F. Méot et S. Valéro, *Zgoubi User's Guide version 3* (1993), Saturne Note LNS/GT/93-12.
- [MIL83] Millener et al, *Phys. Rev C* 28 (1983) 497.
- [MIN92] Minamisono et al., *Phys. Rev. Lett.*, 69 ( 1992) 2058-2062.
- [MOR76] H. Morinaga et T. Yamazaki, *In-Beam Gamma-Ray spectroscopy*, 65-72, (1976).
- [MUE93] A. C. Mueller et B. M. Sherrill, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 43 (1993).

- [OGA93] Yu. Oganessian et al., proposition d'expérience E241, GANIL R93-14.
- [ORR92a] N. Orr et al., Phys. Lett. B (1992).
- [ORR92b] N. Orr et al., Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 2050.
- [ORR93] N. Orr et al., proposition d'expérience E133c, GANIL R93-14.
- [OSH92] Oshima et al, Nucl. Inst. Meth. A312 (1992) 425-430
- [POU87] F. Pougheon et al., Z. Phys. A 327, 17 (1987).
- [RII92a] K. Riisager et al., Nucl. Phys. A548 (1992) 393.
- K. Riisager et A.S. Jensen, Phys. Lett. B 301 (1993), 6-10.
- [RII92b] K. Riisager et al., Nucl. Phys. A540 (1992) 365.
- [RYC93] K. Rykaczewski et al., proposition d'expérience E226, GANIL R93-14.
- [SAI83] M. G. Saint-Laurent, Thèse de l'Université de Paris XI, (1983), n° d'ordre 2676.
- [SCH83] D. Schwalm, Nucl. Phys. A386 (1983) 339c-358c.
- [SCH92] G. Schrieder, Proc. Int. Conf. on Nuclei far From Stability, Bernkastel (1992).
- [SER47] R. Serber, Phys. Rev., volume 72, n° 11, (1947), 1008.
- [SER69] H. Sergolle, Thèse de l'Université de Paris, (1969), n° d'ordre 524.
- [SID93] J. L. Sida et al., proposition d'expérience E191a, GANIL R93-14.
- [SOR91] O. Sorlin, Thèse de l'Université de Paris VII, (1991), IPNO-T 91.04.
- [SOR93] O. Sorlin et al., Phys. Rev. C 47 (1993) 2941-2953.
- [TAL60] I. Talmi et I. Unna, Phys. Rev. Lett. 4 (1960) 469
- [TAN85] I. Tanihata et al., Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2676-2679.
- I. Tanihata et al., Phys. Lett. 160B (1985) 380-384.
- [TAN90] I. Tanihata, Nucl. Phys. A520 (1990) 411c-425c.
- [UCH85] T. Uchiyama et H. Morinaga, Z. Phys. A - Atoms and Nuclei 320, 273-281.
- [WAR92] D. D. Warner, Proceedings of the Second Conference on Radioactive Nuclear Beams, Th. Delbar (editor), Adam Hilger, Bristol, Philadelphia and New York (1992).
- [WIL80] W. W. Wilcke et al., Atomic Data and Nuclear Data Tables 25 (1980) 389-619.
- [WIN79] Winther et Alder, Nuc.Phys. A319 (1979) 518-532.
- [YAN93] Yang Yong Feng, N.I.M. B82 (1993) 175-179.
- [ZIE85] J. F. Ziegler et al., "The Stopping and Ranges of Ions in Matter", vol. 1-5, édité par J. F. Ziegler, Pargamon Press, Londres (1985).

## Résumé

Cette thèse aborde l'étude des noyaux à halo (dont les derniers nucléons faiblement liés peuvent se mouvoir loin du cœur) par deux voies originales : la première correspond à la recherche de niveaux excités dipolaires liés du halo, au moyen de l'excitation Coulombienne de faisceaux radioactifs aux énergies intermédiaires. Après avoir rappelé les principes de l'excitation Coulombienne classique et relativiste (modèle de Winther et Alder), nous décrivons le dispositif expérimental utilisant l'effet Doppler comme signature de la désexcitation du projectile ; l'analyse des données montre que nous avons peuplé le premier niveau excité E1 du noyau  $^{11}\text{Be}$  ; la section efficace obtenue est sensiblement différente de la valeur calculée ; différentes explications théoriques sont envisagées : - interférences destructives Coulombienne-nucléaire, - dissociation après excitation du projectile. Ce résultat constitue une première pour des faisceaux radioactifs d'énergie aussi élevée et ouvre la voie à l'étude spectroscopique des noyaux exotiques par l'excitation Coulombienne. Pour les autres noyaux étudiés  $^{12,14}\text{Be}$  et  $^6\text{He}$ , ce travail n'a mis en évidence aucun niveau excité lié accessible par transition E1 : nous donnons des limites sur les probabilités correspondantes. La deuxième partie de ce mémoire présente le développement d'une méthode originale autorisant la mesure de la fonction d'excitation de fragmentation sous un seul réglage faisceaulogique, et bien adaptée à la dissociation de noyaux peu liés : la technique expérimentale se fonde sur l'utilisation d'un télescope de jonctions semi-conductrices jouant tout à la fois le rôle de cible, de ralentisseur et de détecteur efficace. Les fonctions correspondant aux réactions de fragmentation (triton, deuton) et ( $^6\text{B}$ ,  $^7\text{Be}$  et proton) actuellement analysées présentent un seuil en énergie élevé en raison de coupures expérimentales : il apparaît toutefois que même en y remédiant, il sera très difficile, par cette technique, de s'approcher de la barrière Coulombienne.

## Abstract

This thesis presents the study of halo nuclei (whose last nucleons are weakly bound and able to move far from the core) in two different and original ways: the first one is a search of bound excited levels by means of Coulomb excitation of medium energy radioactive beams. After a brief recall of classical and relativistic Coulomb excitation theory (Winther and Alder's model), we describe experimental set-up. We used Doppler effect as a signature of the de-excitation of the projectile. The data analysis shows that we populated the excited state E1 of  $^{11}\text{Be}$  nucleus with the cross-section rather different from theoretical value. Different explanations are possible : - destructive Coulomb-nuclear interferences ; - an excitation followed by the dissociation of the projectile. This is for the first time that such a result is obtained for radioactive beams at high energy : it shows that Coulomb excitation is a reliable method for the spectroscopy of halo nuclei. In the case of the other studied nuclei  $^{12,14}\text{Be}$  et  $^6\text{He}$ , we haven't found excited bound state : upper limits for E1 transition probabilities are given. The second part of this report presents an original technique allowing the measurement of fragmentation excitation function with a beam at fixed energy : it is suitable to study dissociation of weakly bound nuclei. The technique uses a telescope of silicon detectors which plays in the same time the rôle of target, slowing down material and effective detector. The method used for both reactions (triton, deuteron) and  $^6\text{B}$ ,  $^7\text{Be}$  plus proton) proved to be of limited use in the low energy domain due to experimental conditions. However, even if these difficulties are overcome, it seems very difficult to reach the Coulomb barrier domain with our method.

## Mots-clés

Physique Nucléaire, Fragmentation, Noyaux à halo, Fonction d'excitation, Excitation Coulombienne, Télescope, Transition dipolaire, Spectromètre.