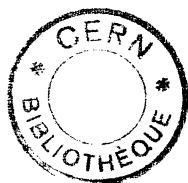


B

N° d'ordre 670
CENBG 8106



EX - CENBG 8106

9

CENBG

14 JUL. 1981

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00050183

I N 2 P 3
CENTRE D'ÉTUDES NUCLÉAIRES
DE BORDEAUX-GRADIGNAN
LE HAUT-VIGNEAU
33170 GRADIGNAN

THÈSE

présentée

A L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX I

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

par

Henri SAUVAGEON

Assistant

Étude des mécanismes de production d'isotopes
d'argon, de krypton et de xénon formés dans des
cibles lourdes par des protons d'énergie comprise
entre 0.15 et 24 GeV.

Soutenue le 25 Mars 1981, devant la commission d'examen :

Président : G.N. SIMONOFF, Professeur.

Examineurs

A. FLEURY, Professeur.

M. JEAN,
Professeur à l'Université Paris XI.

R. KLAPISCH,
Directeur de Recherches au CNRS.

M. LEFORT,
Professeur à l'Université de Paris XI.

N.T. PORILE,
Professeur à la «Purdue University», Lafayette.

Thesis-1981-Sauvageon

1981

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé au C.E.N.B.G. dans le cadre de l'E.R.A. 144 du C.N.R.S., dirigée par le Professeur G.N. SIMONOFF que j'assure, ici, de ma profonde gratitude.

J'exprime toute ma reconnaissance à A. FLEURY, Professeur à l'Université de Bordeaux I, M. JEAN, Professeur à l'Université de Paris XI, R. KLAPISCH, Directeur de recherches au C.N.R.S., M. LEFORT, Professeur à l'Université de Paris XI, N.T. PORILE, Professeur à la "Purdue University" de Lafayette et venu spécialement des Etats-Unis pour participer à ce Jury. Malgré leurs multiples tâches d'enseignement, de recherche et leurs responsabilités administratives, tous ont bien voulu prendre le temps de juger cette thèse.

C'est un plaisir pour moi de remercier F. BROUT, G. CARINI, J.C. GOUILLAUD, B. LAVIELLE, J.L. PEDROZA et S. REGNIER qui m'ont tous aidé très efficacement dans la réalisation de ce travail.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude aux ingénieurs et techniciens des accélérateurs du C.E.R.N., d'Orsay et de Saclay et plus particulièrement à R. VIENET de Saturne II et C. STEINBACH du C.E.R.N. grâce auxquels les diverses irradiations ont pu être effectuées dans d'excellentes conditions.

G. BRUT, N. CACHAU et A. MALLEMOUCHE m'ont apporté leur collaboration dévouée, notamment pour la présentation de cette thèse. Je les en remercie bien vivement.

Enfin, je ne saurais oublier tous ceux qui, au C.E.N.B.G., m'ont apporté, à un titre ou à un autre, leur aimable collaboration.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
CHAPITRE I - METHODES EXPERIMENTALES	7
A - Préparation et irradiation des cibles	7
B - Système d'analyse des gaz rares	10
CHAPITRE II - ANALYSE DES EXPERIENCES DE CIBLE EPAISSE- RECULS EPAIS	25
A - La représentation vectorielle des expériences de cible épaisse-reculs épais	25
B - Détermination du parcours	31
C - Courbes parcours-énergie	34
D - Corrections apportées aux données expérimentales	41
E - Energie d'excitation du noyau intermédiaire	44
CHAPITRE III - RESULTATS EXPERIMENTAUX	47
A - Présentation des résultats	47
B - Quelques commentaires sur les résultats expérimentaux bruts, F/B et $2W(F + B)$	67
CHAPITRE IV - INTERPRETATION	76
A - Le modèle en deux étapes des réactions nucléaires à haute énergie	77
B - Isotopes produits par spallation "ordinaire" : le cas du xénon produit dans l'or, le platine et le bismuth	81
C - Isotopes de krypton et de xénon produits par fission : le cas des excédentaires en neutrons	92

D - Isotopes produits par spallation profonde	104
I - Isotopes de krypton et de xénon déficitaires en neutrons produits par spallation "profonde"	105
II - Isotopes 38 et 39 d'argon produits dans le platine, l'or, le bismuth et le thorium	116
III - Les principales représentations des mécanismes de fragmentation et de spallation profonde	128
RESUME ET CONCLUSION	143
BIBLIOGRAPHIE	148

INTRODUCTION

Depuis environ trente ans les réactions nucléaires induites par protons d'énergie supérieure à 0,15 GeV ont été le plus souvent interprétées à l'aide du modèle en deux étapes de Serber (SER 47). On peut brièvement le résumer de la manière suivante : après une première étape constituée par une cascade d'interactions nucléon-nucléon dans le noyau cible provoquant l'apparition d'une énergie d'excitation, cette dernière se répartit uniformément dans le noyau résiduel qui peut, lors de la seconde étape, se désexciter soit par évaporation de particules ou d'agrégats plus complexes, soit par fission, soit par une combinaison de ces deux processus.

Les résultats expérimentaux relatifs à l'étude des interactions proton de haute énergie-noyau conduisent généralement à distinguer quatre types de mécanismes réactionnels :

- La spallation, responsable de la formation de noyaux de masse relativement proche de celle de la cible, semble assez bien décrite par le modèle de Serber dont la deuxième étape consiste en un processus d'évaporation.

La fission, concernant essentiellement les noyaux lourds, est le principal mécanisme intervenant dans la production des isotopes excédentaires en neutrons dans le domaine de masse $A \approx 80-140$.

- La fragmentation, encore mal connue, englobe le (ou les) processus responsable(s) de la formation des noyaux légers ($A \lesssim 30$).

- Enfin, la production des isotopes déficients en neutrons dans le domaine de masse $A \approx 80-140$ au delà du GeV, parfois appelée spallation profonde, a retenu l'attention de nombreux auteurs depuis plus de quinze ans.

Si les deux premiers mécanismes sont relativement bien connus, il n'en va pas de même des deux autres à propos desquels de nombreuses hypothèses, parfois contradictoires, ont été émises. Cependant, depuis environ deux ans, un certain nombre d'indications convergentes sont apparues pour suggérer qu'une nouvelle image de l'étape de cascade pourrait conduire à une représentation plus satisfaisante de la spallation profonde et peut être aussi de la fragmentation. A cet égard, les nombreux résultats expérimentaux accumulés depuis plusieurs années ont joué un rôle essentiel, en particulier ceux obtenus à l'aide de la technique dite de "cible épaisse-collecteurs épais" que nous allons exposer brièvement.

Dans cette technique, la cible est entourée de deux collecteurs (parfois appelés reculs). Ils sont destinés à capter les noyaux résultant de la réaction nucléaire et qui sortent de la cible en raison de leur énergie cinétique. Le collecteur se situant après la cible - le sens de référence étant celui du faisceau - est le recul avant, l'autre étant le recul arrière. On désigne par F et B les rapports des nombres d'atomes respectivement collectés par le recul avant et par le recul arrière au nombre total d'atomes formés dans la cible. Une des caractéristiques de cette technique réside dans le fait que les parcours des noyaux formés sont faibles par rapport à l'épaisseur W de la cible et à celle des collecteurs. Le rapport F/B et la quantité $2W(F + B)$ qui représente le parcours expérimental sont des données fondamentales qui fournissent

déjà de précieux renseignements concernant le type de mécanisme réactionnel auquel on est confronté. Par l'intermédiaire d'un formalisme mathématique dont les bases ont été conçues par Sugarman et al (SUG 56), on peut obtenir le parcours "vrai" et l'énergie cinétique des fragments émis.

Les expériences de ce type ont conduit à des résultats très intéressants. C'est en partie grâce à elles que l'on a mis en évidence l'existence de la spallation profonde. Dès 1963, Alexander et al (ALE 63) avaient constaté qu'à 6 GeV les parcours des isotopes d'iode déficitaires en neutrons étaient environ un facteur 2 plus petits que ceux des excédentaires, alors qu'ils étaient pratiquement identiques à 0,7 GeV. Ensuite, de nombreux auteurs, parmi lesquels on peut citer BRA 65, HAG 69, PAN 70, BEG 71, CUM 72, YU 73 a et b, STA 73, KAU 78, BIS 79, LAG 79, ont confirmé ce comportement des noyaux déficitaires en neutrons. Notons qu'à l'exception de l'étude de Yu et al (YU 73 b), la plupart de ces travaux concernent des isotopes radioactifs qui ont été étudiés isolément ou en même temps que deux ou trois de leurs isobares. On sait maintenant que la transition entre le domaine des parcours importants (produits de fission) et celui des parcours faibles (produits de spallation profonde) intervient sur une ou deux unités de charge dans la zone de stabilité de la carte des isotopes située sur le côté des déficients en neutrons. Par contre, on ne dispose que de très peu d'informations concernant les noyaux stables qui représentent pourtant (directement ou non) une grande partie de la section efficace inélastique.

Un autre domaine d'intérêt où s'est appliquée la technique de cible épaisse-collecteurs épais est celui de la production des fragments légers dans les cibles lourdes qui présente plusieurs analogies avec la formation des isotopes déficients en neutrons. Parmi les nombreuses expériences réalisées dans ce domaine, l'une des plus marquantes a été réalisée par Scheidemann et Porile (SCH 76). Elle concerne l'étude de la production de scandium dans l'uranium entre 1 et 300 GeV. Ces auteurs y ont, en effet, clairement mis en évidence la similitude de caractéristiques expérimentales de production (fonctions d'excitation, variation de F/B et de $2W (F + B)$ avec l'énergie incidente) des isotopes ^{44}m , 46, 47 et 48 de scandium avec celles des isotopes plus lourds (situés dans le domaine $A = 80 - 140$) déficitaires en neutrons, indiquant ainsi que le type de mécanisme responsable de la formation des uns et des autres était probablement le même. La situation est différente pour les fragments plus légers : ainsi les parcours de ^{24}Na et ^{28}Mg formés dans l'uranium (KAU 75) ne présentent pas le même type de variation en fonction de l'énergie incidente ; on se trouve ici dans le domaine encore mal connu de la fragmentation. La zone de masse 30-40 apparaît donc comme une région de transition particulièrement intéressante entre la fragmentation et la spallation profonde comme le laissait présager une étude entreprise dans ce laboratoire par Lagarde (LAG 72) et consacrée à la formation de ^{32}P et de ^{35}S dans différentes cibles lourdes.

Les expériences faisant l'objet de cette thèse apportent une contribution expérimentale relative à la formation des noyaux stables. Elles représentent une partie de l'étude systématique de la production de gaz rares par protons de haute énergie mesurés par la technique de

spectrométrie de masse qui a été entreprise à Bordeaux depuis quelques années. Lorsqu'on s'intéresse aux mécanismes réactionnels conduisant à leur formation, on s'aperçoit que l'intérêt des gaz rares est double : D'une part le nombre d'isotopes considérés dans ce travail, 8 pour le krypton et 9 pour le xénon permettent de couvrir un large domaine de masse (78 à 86 dans un cas et 124 à 136 dans l'autre) pour un nombre de charge donné. On obtient ainsi des informations concernant simultanément des noyaux déficitaires et excédentaires en neutrons. D'autre part, l'étude de la formation d'argon dans les cibles lourdes présente un intérêt tout particulier puisque cet élément se situe précisément dans la région de transition entre la fragmentation et la spallation profonde dont nous avons parlé précédemment et à propos de laquelle il y a peu de résultats expérimentaux. Nous montrerons que les expériences de recul en cible épaisse permettent d'obtenir à cet égard des renseignements importants.

Ces diverses raisons nous ont donc conduit à étudier la formation des isotopes :

- 38 et 39 d'argon,
 - 78, 80, 81, 82, 83, 84, 85 et 86 de krypton,
 - 124, 126, 128, 129, 130, 131, 132, 134 et 136 de xénon
- dans des cibles de platine, or, bismuth et thorium bombardées par des protons de 0,15 ; 0,6 ; 1 ; 2,5 et 24 GeV.

La fin de ce travail intervient au moment où commencent à apparaître des idées nouvelles concernant le processus de spallation profonde dont plusieurs caractéristiques expérimentales sont restées très mal comprises pendant de nombreuses années. Nous serons donc amenés à présenter un modèle très récent venant de la physique des hautes énergies et dans lequel l'interaction proton-noyau est décrite comme un processus collectif. Bien que demeurant encore essentiellement

qualitatif, ce modèle semble offrir des perspectives tout à fait nouvelles concernant l'interprétation des réactions nucléaires conduisant aux isotopes déficients en neutrons et aux fragments légers.

CHAPITRE I

METHODES EXPERIMENTALES

A - PREPARATION ET IRRADIATION DES CIBLES

Les cibles sont découpées avec précision à l'aide d'une forme de 10 x 20 ou 20 x 20 mm. Leur épaisseur exacte est déterminée par pesée, l'incertitude étant évaluée à partir de l'écart entre les poids de cibles identiques. On a trouvé que l'épaisseur était homogène à mieux que 1 % pour Al, Pt et Au ; à mieux que 3 % pour Y, Pd, Ag ; à environ 5 % pour Bi et Th. Le tableau suivant montre pour les différents métaux utilisés l'épaisseur et la pureté.

Métal	Epaisseur (μm)	Pureté
Al	20,40,50	5N
Y	25	3N
Pd	20	3N
Ag	20	5N
Pt	25	2N
Au	20	5N
Bi	25	6N
Th	20,50	3N

Les métaux sont ensuite dégraissés à l'aide de divers solvants, lavés à l'eau distillée et séchés. Puis on prépare (voir

figure 1) les empilements de façon classique pour l'irradiation : chaque cible est entourée de feuilles d'aluminium appelées collecteurs ou reculs. Entre chaque ensemble cible-reculs est disposée une feuille d'aluminium appelée "moniteur" ou "blanc" destinée à déterminer le flux de protons et le taux de production parasite des isotopes d'argon, de krypton et de xénon qui nous intéressent créés par le passage du faisceau dans l'aluminium en raison de son interaction avec les impuretés présentes. Dans tous les cas, ce taux de production reste inférieur à 1 % de celui observé dans les "reculs".

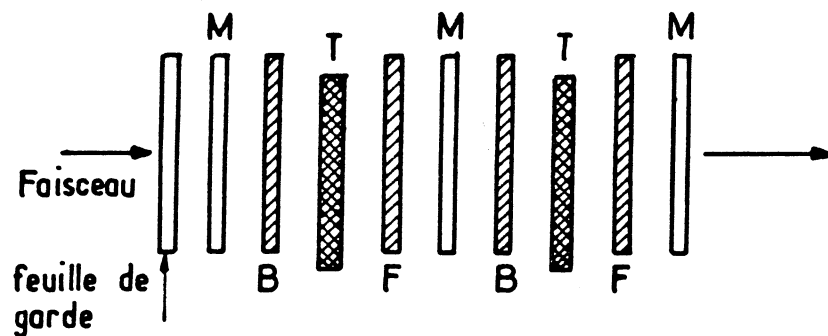


Figure 1

M : "Moniteur" ou "blanc"

B : Recul arrière

F : Recul avant

T : Cible

Les irradiations ont eu lieu dans cinq accélérateurs différents :

E_p (GeV)	Accélérateur
0,150	SC Orsay
0,600	SC CERN
1,05	PS Saturne I
2,52	PS Saturne II
24,0	PS CERN

La plupart se sont déroulées en faisceau interne à l'intensité maximum. Cependant, trois irradiations en faisceau externe au CERN ont permis de tester l'influence de l'intensité du faisceau sur la perte de gaz rares due à l'échauffement de la cible. Cette influence n'a pas été détectée et sera considérée comme négligeable.

Les flux intégrés ont été calculés en utilisant la réaction $^{27}\text{Al} (p, 3p3n)^{22}\text{Na}$ dont la section efficace est (selon la revue de Tobailem, T0B 71) :

E_p (GeV)	0,150	0,600	1,05	2,52	24,0
σ (mb)	17,2	17,3	15,3	11,7	10,0

On peut noter que cette réaction est moins sensible aux neutrons secondaires que $^{27}\text{Al} (p, 3pn)^{24}\text{Na}$. L'activité de ^{22}Na pour chaque moniteur a été mesurée au moins cinq fois sur une période de deux à trois ans pour permettre le calcul de la quantité de ^{22}Na à la fin de l'irradiation. Les flux intégrés obtenus ainsi que les caractéristiques des irradiations et des empilements sont résumés dans le tableau suivant :

n° de l'irradiation	Faisceau	GeV	Durée	flux intégré 10^{17} protons	Métaux
1	I	0,6	4 h	1,79	Au
2	I	24	2 h	3,78	Au
3	I	1,05	4 j	0,73	Pt,Au,Bi,Th
4	I	0,15	2 h	2,89	Pt,Au
5	I	0,15	1,5h	2,83	Th
7	I	0,15	2 h	2,28	Pt,Au,Th
9	I	24	1 h	1,59	Pd,Ag,Pt,Au
11	E	24	20j	3,95	Pt,Au,Th
12	I	1,05	2 j	0,44	Pt,Au,Bi,Th
13	E	2,52	4 j	0,76	Pt,Au,Bi,Th
14	E	24	33j	0,75	Pt,Au,Bi,Th

I : faisceau interne

E : faisceau externe

Chaque empilement contient au moins trois moniteurs. On peut ainsi tester :

- l'homogénéité du flux dans l'épaisseur et l'effet éventuel des particules secondaires.

- l'alignement des cibles : en faisceau interne un très faible écart dans l'alignement entre deux cibles conduit à une variation importante sur le flux reçu.

En général, on a constaté que les cibles étaient correctement alignées et que les flux étaient homogènes à mieux que 5 % (1 à 5 % suivant les irradiations).

B - SYSTEME D'ANALYSE DES GAZ RARES

La mesure du nombre d'atomes présents dans les reculs avant et arrière, de l'ordre de 10^7 à 10^9 atomes a nécessité l'utilisation d'un système d'analyse précis, sensible et fiable. Pour cela, nous avons fait appel aux techniques les plus avancées de la spectrométrie de masse et de l'ultra-vide.

Les gaz argon, krypton et xénon produits par réactions nucléaires sont extraits par fusion sous vide, isolés des autres gaz (O_2 , N_2 , CO , CO_2 , hydrocarbures, etc...) et analysés en mode statique ¹⁾ dans un spectromètre de masse. Leur grand nombre d'isotopes stables (ou de longue période comme ^{39}Ar , ^{81}Kr et ^{85}Kr) et leur absence d'affinité chimique les rendent particulièrement aptes à la détection par spectrométrie de masse de grande sensibilité qui comprend quatre étapes :

- Extraction des gaz rares
- Purification
- Analyse isotopique

¹⁾Le spectromètre en mode statique est isolé des groupes de pompage.

- Analyse quantitative

I) Spectromètre de masse

La figure 2 donne le schéma d'ensemble de l'appareillage utilisé.

Le choix s'est porté sur une version spéciale du micromass 12 dont les caractéristiques principales sont les suivantes :

- Une résolution R de 150 à 200 avec $R = \frac{M}{\Delta M} \frac{S}{\Delta W}$ où S représente la distance entre 2 masses voisines et W la largeur du pic à 1 % de vallée.

Cette résolution est suffisante pour réaliser l'analyse isotopique du xénon. Cependant, il est nécessaire de bien résoudre les problèmes de purification avant et pendant l'analyse pour ne pas avoir de résiduel ou de produits de dégazage aux masses des gaz rares.

- La source d'ions est une source classique à bombardement électronique. L'énergie des électrons est choisie à 70 eV tandis que la tension du collecteur d'électrons est prise à + 30V par rapport à la tension de la source. Le courant anodique a été fixé à 200 μ A. De tels réglages font que la sensibilité de la source est de l'ordre de 5.10^{-4} A/Torr.

- Son rayon est de 12 cm et son angle de déflexion de 60°.

- La déflexion des ions est obtenue par un champ magnétique variable de 0 à 12000 Gauss, la tension d'accélération des ions étant de 4 kV.

- Le faisceau d'ions sélectionnés est introduit dans un multiplicateur d'électrons comprenant 17 dynodes cuivre-béryllium par une fente réglable permettant d'ajuster la résolution. Le gain obtenu est environ de 3.10^{+4} à 2,5 kV.

- Un amplificateur d'électrométrie d'environ $10^{13} \Omega$ d'impédance d'entrée permet la mesure du courant d'électrons.

Avant l'assemblage de l'appareil, les parties métalliques ont été dégazées à 600° sous vide pour réduire leur taux d'hydrogène.

Les soudures ont été réalisées sous atmosphère d'hélium pour éviter de les saturer en argon. Le volume interne a été réduit à 1 litre : ainsi 10^7 atomes d'un isotope correspondent à environ 10^3 ions par seconde. L'ensemble est entièrement étuvable en enlevant l'électro-aimant. Trois groupes de pompage ont été montés au niveau de la source : (figure 2 ci-dessous) une pompe à diffusion de mercure avec deux pièges à azote liquide, une pompe ionique et une pompe chimique (type SORBAC) éliminant le dégazage des parois métalliques pendant l'analyse en mode statique ; Cette dernière pompe qui élimine les gaz chimiquement actifs et en particulier les hydrocarbures s'est révélée d'une utilité primordiale.

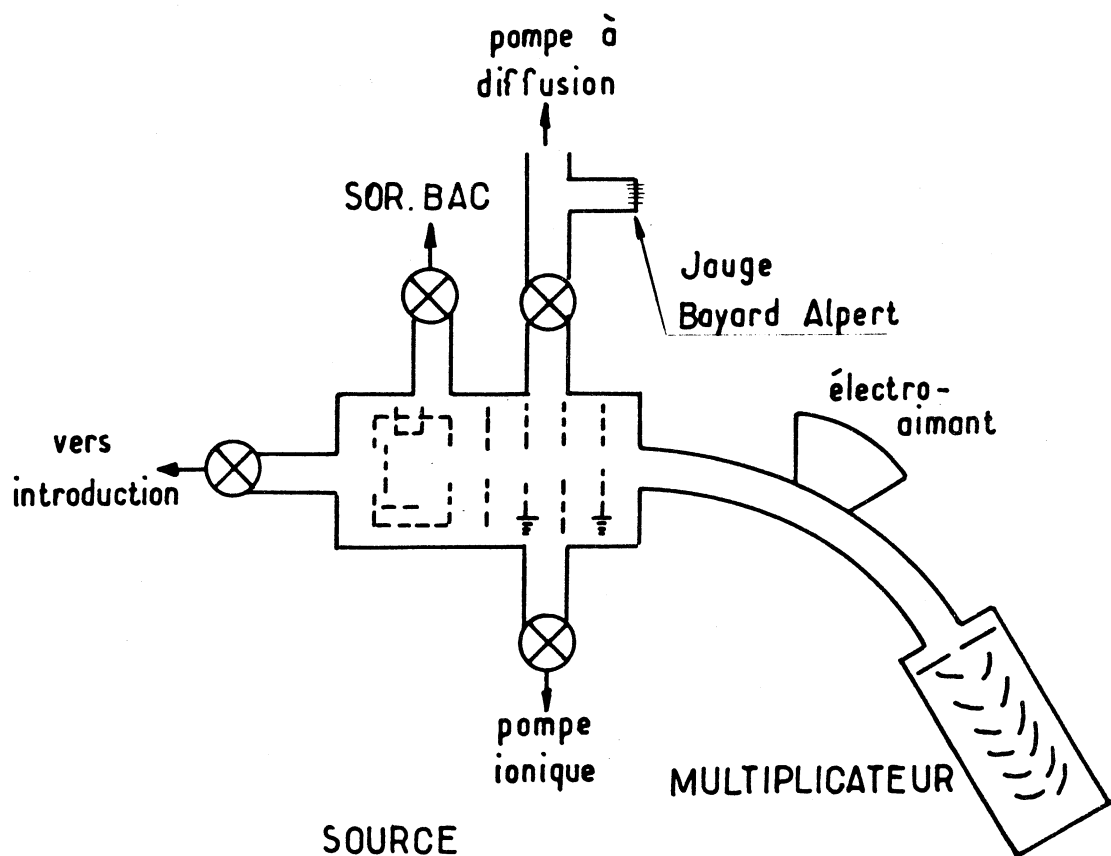


Figure 2

Deux autres groupes de pompage étaient nécessaires pour réaliser l'ultra-vide dans les systèmes périphériques : introduction et préparation des étalons de krypton et de xénon.

II) Groupe de pompage

Ils doivent être conçus de façon à supporter une brutale entrée d'air en cas de bris de verre accidentel. Le schéma d'un groupe de pompage est représenté sur la figure 3 ci-dessous.

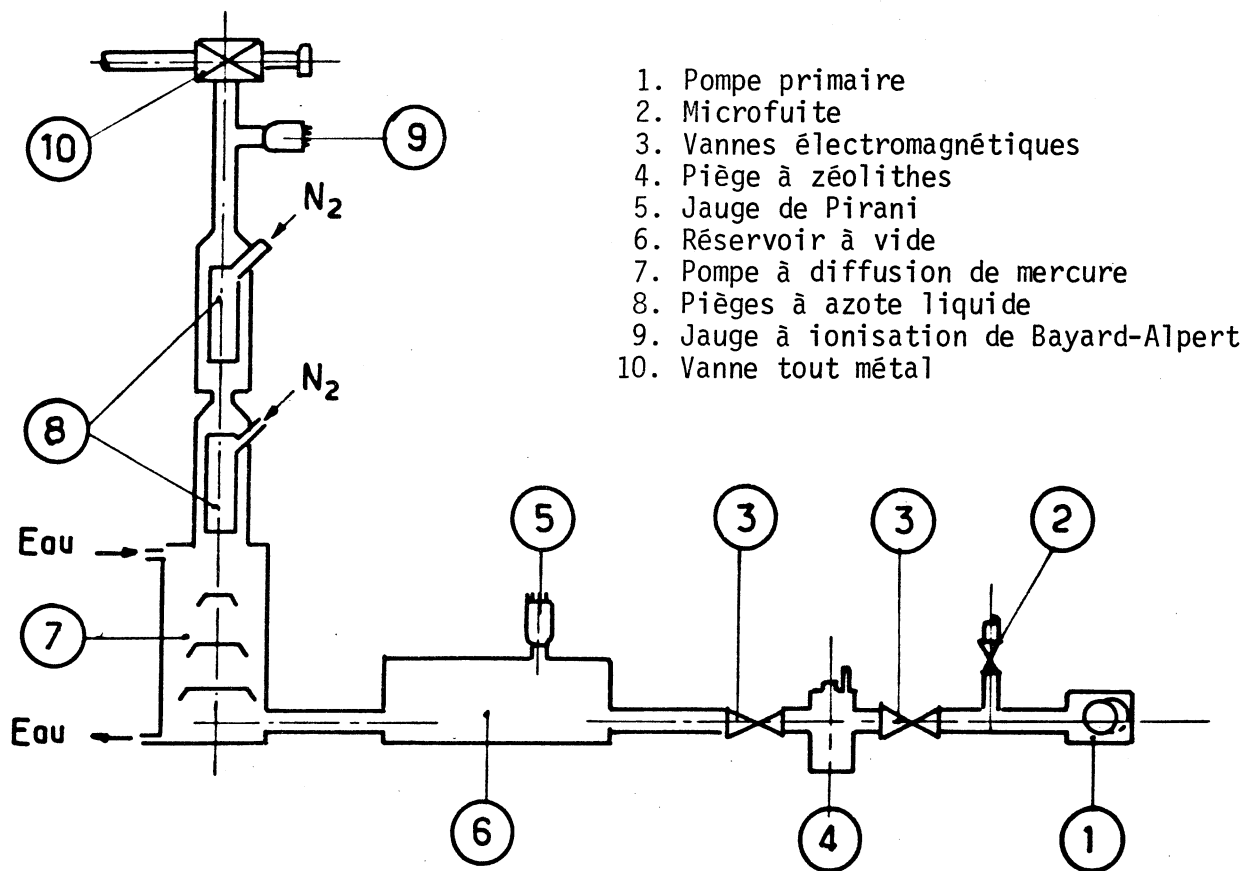


Figure 3

La pompe rotative à huile (1) permet l'obtention du vide primaire. Le piège à zéolithes (4) limite la rétrodiffusion des vapeurs d'huile issues de la pompe primaire tandis que la microfuite (2) assure

un courant gazeux vers la pompe primaire. Les vannes électromagnétiques (3) protègent le groupe de pompage en cas d'entrée brutale d'air grâce à une jauge Pirani (5) équipée de deux asservissements.

Les pompes primaire et secondaire sont séparées par un réservoir à vide (6). La pompe à diffusion (7) est surmontée de deux pièges à azote liquide (8) dont l'alimentation se fait automatiquement par un système construit au CENBG. La jauge 9 mesure le vide secondaire.

A la sortie de la vanne d'isolement (10) ces groupes ont une vitesse de pompage d'environ 5 litres par seconde (5 à 15 l/s selon le diamètre de la vanne). Pour les systèmes à pomper, on a toujours recherché le meilleur compromis entre une conductance suffisante et un volume aussi faible que possible.

III) Extraction et purification des gaz rares

Le schéma de l'ensemble, extraction, purification et analyse des gaz rares est représenté sur la figure 4 ci-dessous.

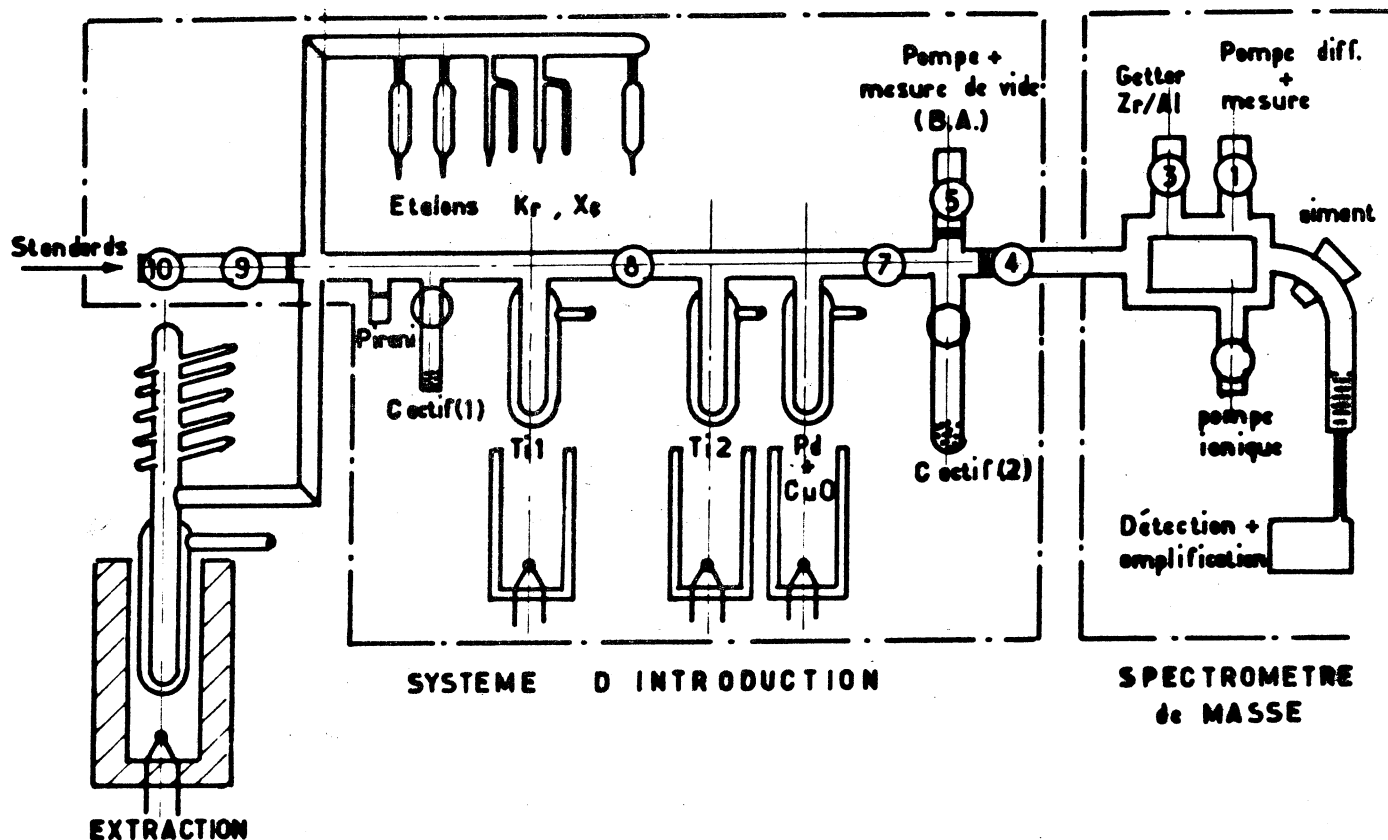


Figure 4

Dix cibles peuvent être placées dans un réservoir à échantillons situé au dessus de l'extracteur entièrement en quartz et contenant un creuset de molybdène destiné à recevoir les cibles. L'extracteur est directement relié au système d'introduction. Une cible est envoyée dans le creuset puis fondue. La température maximale admissible pour notre extracteur est de 1200° . Cette température est suffisante pour fondre les reculs d'aluminium dont la température de fusion est 620° .

Les échantillons de gaz rares doivent être purifiés avant leur analyse. Cette purification consiste à éliminer les gaz chimiquement actifs au moyen de getters * . Nous avons opté pour le titane en poudre qui adsorbe très bien O_2 , N_2 , CO_2 à $700^{\circ}C$; il retient les hydrocarbures entre 400 et $500^{\circ}C$, H_2 entre $400^{\circ}C$ et la température ambiante, enfin la vapeur d'eau entre 300 et $400^{\circ}C$. Nous utilisons en outre un getter au CuO-Pd efficace pour l'hydrogène. Les getters sont régénérés périodiquement en les portant à $800^{\circ}C$ de manière à renouveler leur efficacité.

IV) Etalonnage

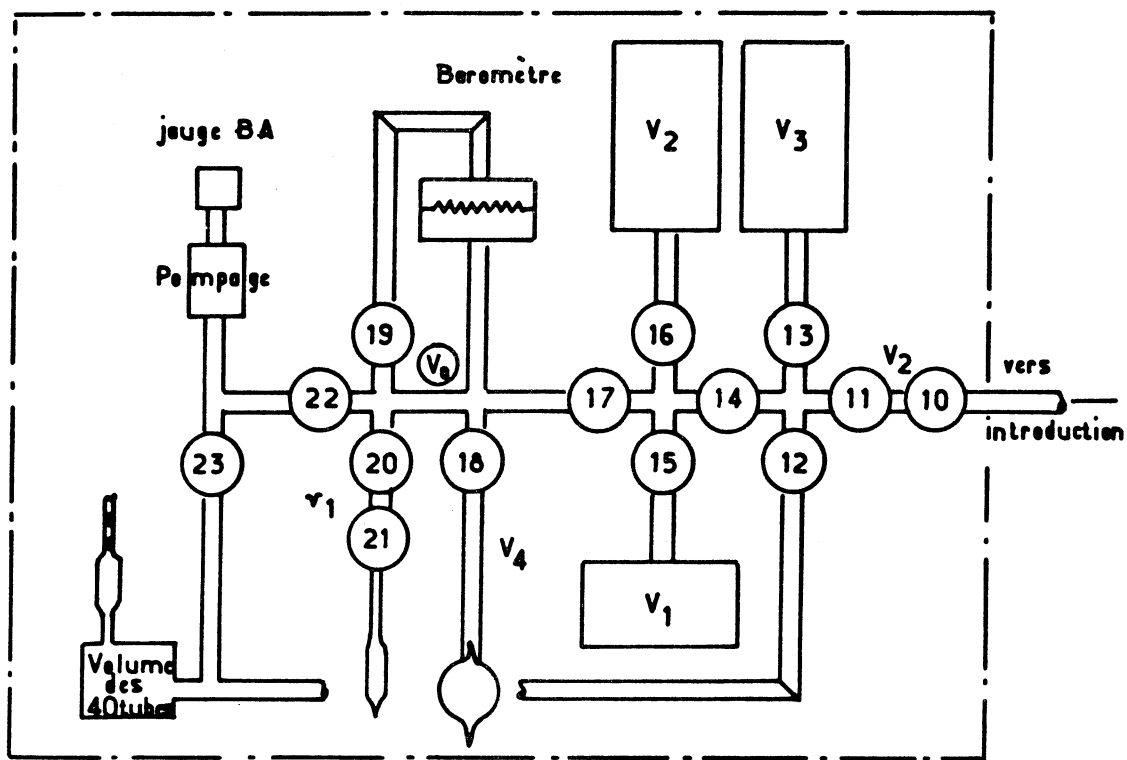
L'étalonnage du spectromètre de masse a lieu régulièrement en y introduisant des gaz connus en composition isotopique et quantité.

a) Cas du krypton et du xénon

Ces gaz étalons sont préparés dans un système composé de plusieurs volumes mesurés avec précision et séparés par des vannes tout métal pour permettre des détentes successives (figure 5 page suivante).La

* Certains métaux, chauffés entre 200 et $900^{\circ}C$, réagissent avec les gaz chimiquement actifs par sorption physico-chimique. On désigne les métaux ou alliages possédant cette propriété sous le terme général de "getter".

pression de départ est mesuré par un manomètre à capacitance de marque BAROCEL 531 étuvable, convenant pour une large gamme de pression avec une précision de 1 ‰.



Système d'étalonnage

Figure 5

Ce système, entièrement métallique, comporte 14 vannes NUPRO, 3 volumes de détente de 150, 1005 et 1003 cm³ et offre deux possibilités pour entrer un gaz pur sous faible pression, de l'air, ou un gaz porteur dont on mesure la pression initiale avec le manomètre BAROCEL.

Après établissement de l'ultra-vide dans le système, on prépare les quantités désirées dans les tubes de verre en ayant soin de maintenir dans l'ensemble l'équilibre de température et de pression. La préparation de 40 tubes identiques demande environ deux semaines.

b) Cas de l'argon : utilisation d'une pipette

Les nombres d'atomes mesurés dans les reculs sont de l'ordre de 10^7 à 10^9 atomes ; cela a nécessité la construction et la mise au point d'une pipette. Elle permet d'introduire dans le spectromètre de masse des quantités variables et parfaitement connues d'atomes de gaz étalon. La présence de ^{40}Ar étant trop importante dans le résiduel pour choisir cet isotope comme élément de référence, nous avons préféré choisir ^{36}Ar comme gaz étalon.

Le schéma de la pipette est représenté ci-dessous (figure 6)

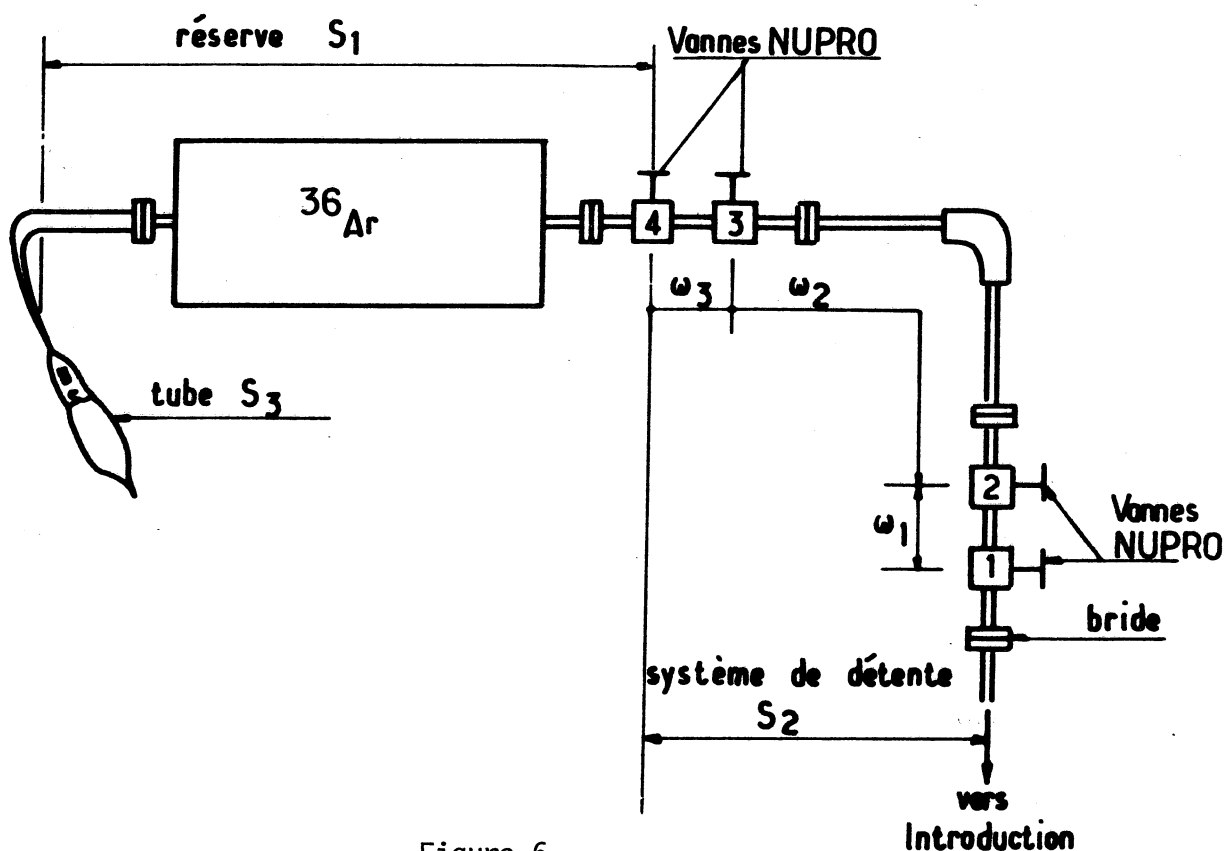


Figure 6

La réserve S_1 de volume $1498,95 \pm 0,88 \text{ cm}^3$ contient $1,61 \cdot 10^{13}$ atomes d'argon 36 initialement contenus dans le tube S_3 . Le système de détente S_2 constitué de quatre vannes NUPRO isole trois volumes $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ qui permettent treize possibilités de détente correspondant chacune à un nombre particulier d'atomes d'argon 36. Ce nombre varie entre $6,32 \cdot 10^8$ et $1,33 \cdot 10^{11}$ atomes.

V) Mode opératoire

a) Étuvage

L'étuvage est rendu nécessaire à cause des faibles conductances, du dégazage des parois métalliques et surtout de la rentrée d'air dans le système d'introduction provoquée par le remplissage du réservoir d'échantillons.

Ainsi après avoir garni le réservoir d'échantillons, nous régénérons les zéolithes des groupes de pompage et nous établissons le vide primaire. Une recherche de fuites éventuelles dans le verre est alors effectuée à l'aide d'une bobine haute fréquence. Le pompage secondaire est lancé et le piège inférieur à azote liquide est rempli. Lorsqu'on atteint la pression de $5 \cdot 10^{-5}$ Torr, on commence l'étuvage de la partie introduction ; celui-ci dure quarante huit heures. L'ensemble est porté à 270°C tandis que les getters sont portés à 800°C . L'extracteur est lui aussi porté à 800°C ce qui assure au réservoir d'échantillons une température de $80-90^\circ\text{C}$.

Après le refroidissement progressif de l'ensemble (8 à 10 heures généralement) nous remplissons le piège supérieur d'azote liquide.

Le vide atteint dans ces conditions est inférieur à 10^{-9} Torr. Mais c'est le taux de résiduel aux masses des gaz rares qui conditionne les limites de détection. Pour la plupart des isotopes des gaz rares cette limite varie de $5 \cdot 10^6$ (xénon) à 10^8 atomes (argon 36).

b) Mode opératoire

Après vérification de la tenue en vide statique de l'ensemble, nous commençons notre analyse par un "blanc d'introduction" par lequel nous mesurons le résiduel de l'ensemble introduction-spectromètre aux masses qui nous intéressent. Nous continuons ensuite par un "blanc métal" constitué par une feuille de garde de l'empilement étudié (voir figure 1). Nous analysons alors l'échantillon qui est amené à une température supérieure de 100°C à son point de fusion pendant 45 minutes. La purification sur les trois getters (figure 4) - deux de titane et un d'oxyde de cuivre-palladium - portés à des températures variables, se poursuit pendant 30 minutes supplémentaires. Enfin, la séparation des gaz rares en deux phases, une phase krypton-xénon et une autre argon peut avoir lieu sur deux tubes à charbon actif portés respectivement à -130 et - 196°C. Cette séparation permet d'éviter l'analyse simultanée de certains pics qui nous intéressent et qui ont la même valeur du rapport m/e comme par exemple $Kr\ 78^{++}$ et $Ar\ 39^{+}$.

L'analyse isotopique - le plus souvent donc en deux phases - peut alors commencer, après ouverture de la vanne 4 (voir figure 4) d'introduction dans le spectromètre.

Afin d'effectuer des mesures quantitatives, nous avons utilisé la méthode de comparaison des pics : le spectromètre de masse est étalonné en sensibilité, plusieurs fois au cours d'une série de mesures, au moyen d'un gaz de même nature que celui qu'on analyse et dont la quantité introduite est connue.

Il est évident que le rôle de ces gaz étalons est primordial. De la confiance qu'on peut leur accorder dépend en grande partie la valeur des nombres d'atomes déterminés dans les échantillons.

VI) Bibliographie

Parmi les auteurs ayant décrit des systèmes d'analyse de gaz rares, on peut citer ; Reynolds (REY 56) ; Nier (NIE 59) ; Eberhardt et al. (EBE 66) ; Marti et al. (MAR 66) ; Zahringer (ZAH 68) ; Bogard et al. (BOG 69 et BOG 71 a et b) ; Eugster et al. (EUG 69) ; Wasserburg et al. (WAS 69 a et b) ; Mazor et al. (MAZ 70) ; Costa (COS 75) ; Regnier (REG 77).

A cette liste, il convient d'ajouter Klapisch (KLA 69) pour ses travaux relatifs à l'utilisation de diverses techniques de spectrométrie de masse dans l'étude des réactions nucléaires à haute énergie.

VII) Acquisition et traitement des données

a) Effets de mémoire et de pompage

Des effets de mémoire dus à la réémission des ions implantés dans la source au cours des analyses précédentes peuvent apparaître dès la fermeture des vannes de pompage du spectromètre qui définit le temps zéro. Cet effet d'accroissement est corrigé en mesurant chaque isotope en fonction du temps (6 mesures). Les résultats sont ensuite extrapolés au temps zéro.

Inversement une décroissance en intensité due au pompage des ions par le filament ou à une adsorption par les parois métalliques (principalement pour le xénon) peut aussi se produire ; dans ce cas aussi une extrapolation linéaire au temps zéro permet de corriger cet effet.

b) Système d'acquisition des données

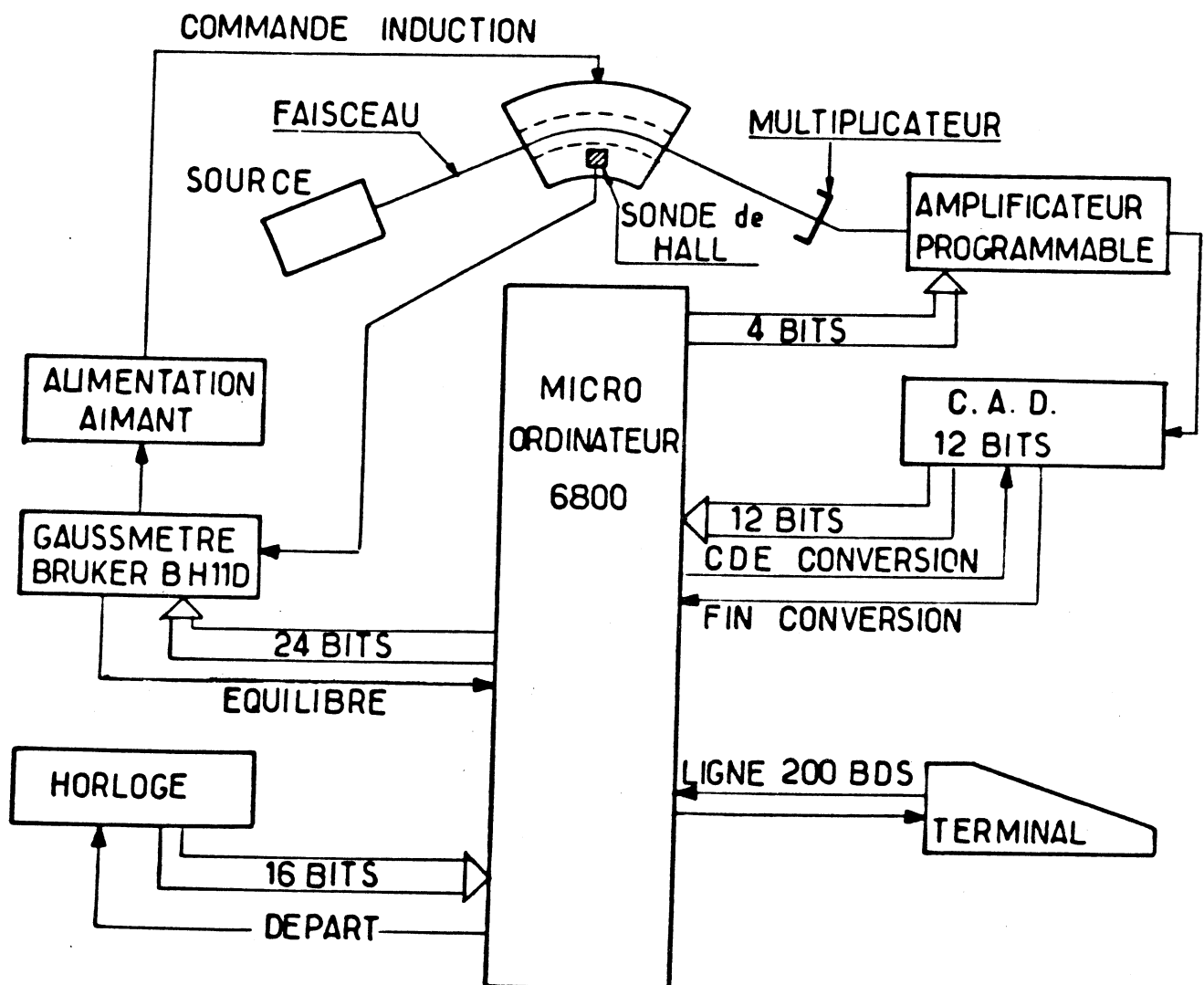
Initialement, l'analyse au spectromètre de masse était conduite en faisant varier manuellement la valeur de l'induction du champ magnétique. Les pics correspondant à une valeur de m/e donnée étaient visualisés sur une table traçante.

L'avènement des micro-ordinateurs a permis à J.C. Guillaud et J.L. Pedroza (GOU 78) de réaliser au C.E.N.B.G. un automatisme intégral de commande du spectromètre de masse avec traitement des données, recherche de pic et impression des résultats sur bande perforée. Le

système est construit autour du microprocesseur 6800 Motorola et son prix de revient est inférieur à 10 000F. La figure 7 montre le schéma de principe du système. Les éléments de base sont constitués par :

- a) la programmation automatique du champ magnétique
- b) la commutation simultanée du gain optimum utilisé suivant la valeur de l'intégration du faisceau ionique
- c) la transmission des informations au microprocesseur en ligne

Le principe général de fonctionnement est le suivant :



SYNOPTIQUE du SYSTEME

Un pic est caractérisé par une induction $G_{\max}$ correspondant à une valeur m/e donnée, une hauteur H , une largeur à la base L , un gain G et un temps T :

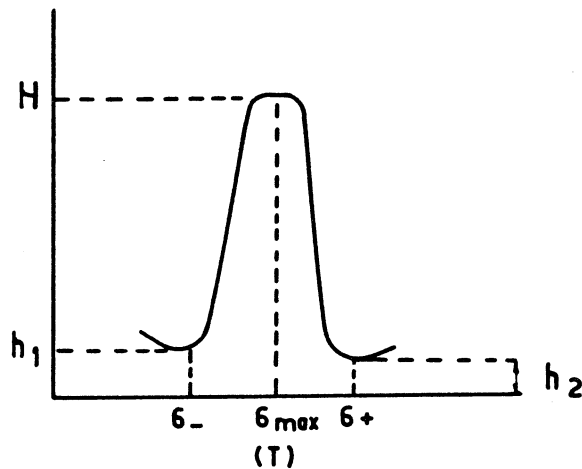


Figure 7

$G_{\max}$: induction correspondant au maximum du pic

D_G : écart en induction entre le sommet du pic et sa

ligne de base

$$\begin{cases} G^- = G_{\max} - D_G \\ G^+ = G_{\max} + D_G \end{cases}$$

H : hauteur du pic à son maximum par rapport à la

ligne de référence

h_1 et h_2 : hauteurs des lignes de base du pic par rapport à la ligne de référence

T : temps écoulé entre l'enregistrement du pic et le début de l'analyse (qui correspond à la fermeture des vannes de pompage du spectromètre de masse)

Les valeurs d'entrée données au système - au moyen d'un télétype - par l'utilisateur sont :

- Une étiquette à 6 caractères permettant de définir les spectres.
- Le nombre de cycles désiré (de 1 à 99).
- Le nombre de pics à étudier (de 1 à 30).
- Les coordonnées P des pics et le D_G souhaités en gauss.

La mise en excécution du système est déclenchée par l'utilisateur.

Le microprocesseur commande le balayage du premier pic dont l'induction P a été programmée par l'opérateur. Il effectue un balayage de 10 Gauss de part et d'autre de l'induction P pour rechercher le maximum ; puis il cherche le sommet du pic par pas de 0,1 Gauss autour de la valeur précédemment trouvée. Il calcule ensuite la hauteur H et le gain correspondant en effectuant une statistique sur 4096 points. Il calcule aussi les hauteurs h_1 et h_2 en effectuant une statistique sur 16 points. Il donne le temps T correspondant à la mesure du sommet du pic.

Les valeurs $G_{\max}$, H , le gain, T , h_1 , h_2 et D_G sont imprimées sur un listing de contrôle et perforées sur ruban de papier.

Le système passe alors au pic suivant pour une autre mesure. Quand tous les pics ont été mesurés, il recommence un autre cycle.

Cette recherche et cette acquisition de données se font donc de façon entièrement automatique. Une analyse de 6 cycles comprenant chacun 20 pics dure environ 2 heures. Ce système a ainsi permis, pour ses utilisateurs, un gain de temps considérable au niveau de l'enregistrement et du dépouillement des spectres.

c) Traitement des données

Chaque spectre issu d'une analyse contient donc une masse importante d'informations qu'on traite à l'aide d'un ordinateur pour en extraire les rapports isotopiques et les nombres d'atomes des gaz rares. Un programme Fortran, SOUEOU, détermine à partir des données expérimentales H , du gain et de T , la loi de variation de chaque pic en fonction du temps avec corrections des blancs et des ions 2^+ . En général cette loi est linéaire et on observe un écart de quelques % entre le fit et les points expérimentaux. Pour certains pics cependant, c'est la moyenne qui convient. Le programme calcule aussi les rapports

en fonction du temps en proposant plusieurs types de fit. Il reste à évaluer les corrections supplémentaires et à tenir compte des gaz contenus dans les différentes phases. La sensibilité est calculée pour chaque gaz à partir des gaz étalons et on détermine les rapports définitifs et les nombres d'atomes.

VIII) Précision des mesures

Sources d'incertitude sur le nombre d'atomes

- Préparation de la cible, impuretés, inhomogénéité : 1 à 5%.
- Blancs : incertitude variable suivant l'importance du blanc : généralement de 0 à 5 %.
- Corrections au temps zéro. Elle dépend du fit ; de valeur maximum 5 %, elle est le plus souvent de l'ordre de 0 à 2 %.
- Réextraction ; elle varie selon l'importance de celle-ci. L'incertitude est habituellement de 0 à 3 %.
- Etalonnage ; de nombreuses études ont été consacrées à ce problème ; nous avons pu ainsi déterminer une sensibilité moyenne et son écart type associé. Ce dernier est de l'ordre de 3 %. A cette erreur il faut ajouter celle due au mode propre de préparation du gaz étalon. Cette erreur varie entre 2 et 7 % suivant les quantités de gaz. L'erreur associée à l'étalonnage est comprise entre 5 et 10 %.

Finalement, la moyenne quadratique de toutes ces erreurs se situe entre 8 et 15 %.

CHAPITRE II

ANALYSE DES EXPERIENCES DE CIBLE EPAISSE-RECVLS EPAIS
--

A - LA REPRESENTATION VECTORIELLE DES EXPERIENCES DE CIBLES EPAISSES-RECVLS EPAIS

Nos expériences sont du type cible épaisse-reculs épais : Cela signifie que l'épaisseur des cibles et reculs est supérieure au parcours maximal de l'isotope qui nous intéresse. Nous avons déjà défini dans l'introduction les paramètres fondamentaux que sont F et B. W étant l'épaisseur de la cible exprimée en mg/cm^2 , les quantités FW et BW représentent les caractéristiques expérimentales de recul d'un noyau.

L'analyse de ces données est fondée sur la représentation vectorielle proposée par Sugarman et al (SUG 56) qui dérive du modèle en deux étapes :

- Lors de la première étape, la particule incidente communique au noyau cible, compte tenu de la cascade, une vitesse $\vec{v}$ dans le système du laboratoire, de composantes $v_{//}$ et $v_{\perp}$, respectivement parallèle et perpendiculaire à la direction du faisceau incident. (On considère en fait $v_{\perp}$ négligeable, donc $v = v_{//}$).

- Le processus de cascade conduit à un noyau résiduel. Lors de la seconde étape, celui-ci se désexcite par évaporation de particules. On associe à cette étape le vecteur $\vec{V}$ qui représente dans le

système du centre de masse du noyau intermédiaire, la résultante des différentes vitesses affectant ce noyau jusqu'à l'obtention du produit observé. La distribution de $\vec{V}$ peut être isotrope $W(\theta) = \text{constante}$, ou anisotrope mais symétrique par rapport à 90° dans le système du centre de masse du noyau intermédiaire : $W(\theta) = a \pm b \cos^2 \theta$, θ étant l'angle entre $\vec{V}$ et la direction du faisceau incident. On suppose d'autre part qu'il n'existe aucune corrélation entre $\vec{v}$ et $\vec{V}$.

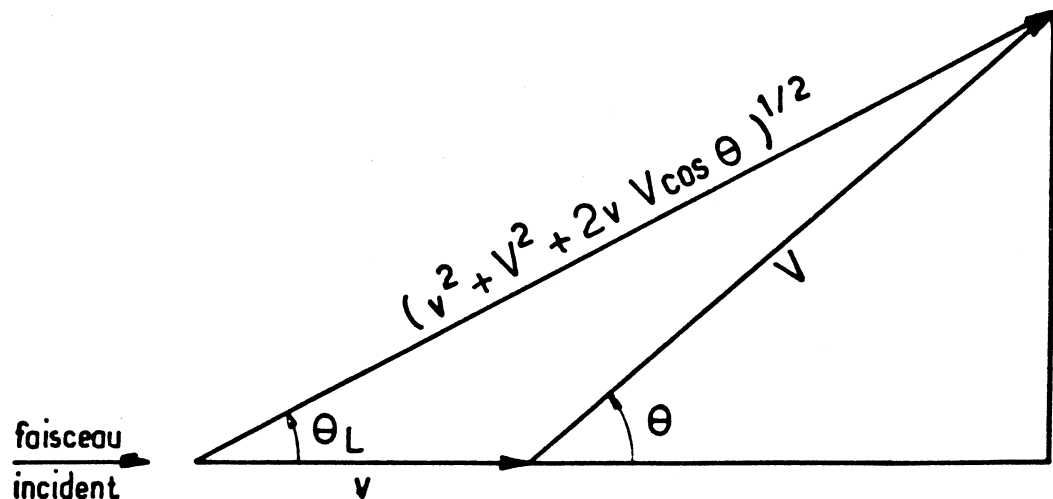


Figure 8

Dans le système du laboratoire, le parcours s'exprime par la relation :

$$R_L = k |\vec{v} + \vec{V}|^N \text{ avec } |\vec{v} + \vec{V}| = (v^2 + V^2 + 2vV \cos \theta)^{1/2}$$

d'après la figure ; alors que dans le système du centre de masse, on a :

$$R = k |\vec{V}|^N = k V^N$$

N est une grandeur caractéristique de la réaction nucléaire telle que $1 < N < 2$: pour les éléments lourds, il apparaît que N est voisin de 1 dans le cas de la fission et voisin de 2 dans celui de la spallation.

On obtient de la sorte :

$$\frac{R_L}{R} = \left[\frac{v^2 + V^2 + 2vV \cos \theta}{v^2} \right]^{N/2} = (1 + \eta^2 + 2\eta \cos \theta)^{N/2}$$

en posant $\eta = \frac{v}{V}$.

En conséquence : $R_L = R(1 + \eta^2 + 2\eta \cos \theta)^{N/2}$

La projection r de R_L suivant la direction du faisceau

incident s'écrira : $r = R_L \cos \theta_L$ avec $\cos \theta_L = \frac{v + V \cos \theta}{(v^2 + V^2 + 2vV \cos \theta)^{1/2}}$

Ou encore en divisant numérateur et dénominateur par V :

$$\cos \theta_L = \frac{\eta + \cos \theta}{(1 + \eta^2 + 2\eta \cos \theta)^{1/2}}$$

Donc : $r = R (\eta + \cos \theta) (1 + \eta^2 + 2\eta \cos \theta)^{(N-1)/2}$

Cette expression montre que l'épaisseur maximale de matière qu'un atome peut traverser est :

- . $R (1 + \eta)^N$ dans la direction avant ;
- . $R (1 - \eta)^N$ dans la direction arrière.

Si A_F est le nombre d'atomes du produit final mesuré dans le recul avant, A_B le nombre d'atomes de ce produit dans le recul arrière et A_T le nombre d'atomes du même isotope dans la cible, les grandeurs F et B définies dans l'introduction s'écrivent :

$$F = \frac{A_F}{A_T + A_F + A_B}$$

$$B = \frac{A_B}{A_T + A_F + A_B}$$

Le calcul qui suit permet d'exprimer F et B en fonction de R , n , N et b/a (paramètre d'anisotropie).

En effet, si on considère une cible d'épaisseur supposée nulle, F représente le rapport de l'activité sortant vers l'avant - c'est à dire dans l'angle solide Ω_F - à l'activité totale. Ω_F est limité par le demi angle au sommet $\theta_{\max}$ pour lequel $\vec{OA}$, le vecteur résultant de $\vec{v}$ et $\vec{V}$, cesse d'être orienté vers l'avant et devient perpendiculaire à la direction du faisceau incident.

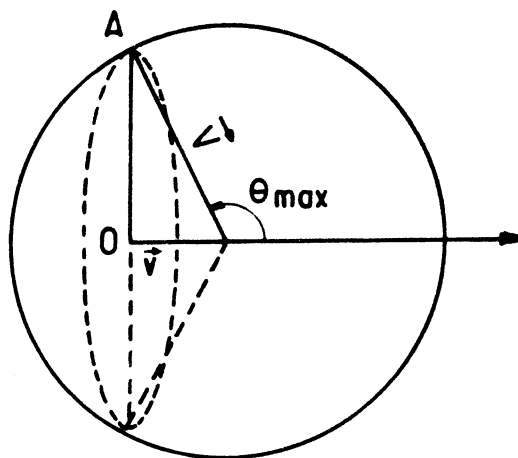


Figure 9

D'après la figure, on a $\theta_{\max} = \arccos(-\eta)$: On peut donc écrire pour une distribution de $\vec{V}$, $W(\theta)$ symétrique par rapport à 90° :

$$W(\theta) = a \pm b \cos^2 \theta :$$

$$F = \frac{\int_0^{\arccos(-\eta)} W(\theta) d\Omega}{\int_0^\pi W(\theta) d\Omega} \quad \text{avec } d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$$

Pour une cible épaisse, c'est à dire d'épaisseur supérieure au parcours maximum avant $W > R_{\max} = R(1 + \eta)^N$, la fraction de l'activité sortant à l'avant est, en outre, proportionnelle au rapport r/W de la distance parcourue par l'isotope à l'épaisseur de la cible. On obtient dans ce cas :

$$F = \frac{\int_0^{\arccos(-\eta)} W(\theta) 2\pi \sin \theta d\theta}{\int_0^\pi W(\theta) 2\pi \sin \theta d\theta} = \frac{\int_0^{\arccos(-\eta)} R(\eta + \cos \theta)(1 + \eta^2 + 2\eta \cos \theta)^{(N-1)/2} dr}{W}$$

Pour N quelconque et $W(\theta) = a + b \cos^2 \theta$, cette expression peut s'écrire :

$$F = \frac{\int_0^{\arccos(-\eta)} 2\pi R(\eta + \cos \theta)(1 + \eta^2 + 2\eta \cos \theta)^{(N-1)/2} (a + b \cos^2 \theta) \sin \theta d\theta}{4\pi W (a + \frac{b}{3})}$$

On effectue les changements de variable habituels :

$$\cos \theta = u \quad \text{puis } (1 + \eta^2 + 2\eta u)^{(N-1)/2} = x$$

Ce qui permet d'obtenir :

$$u = \frac{x^{\left(\frac{2}{N-1}\right)} - 1 - \eta^2}{2 \eta^2} ; d u = \frac{1}{\eta (N-1)} x^{\left(\frac{3-N}{N-1}\right)} dx$$

Les nouvelles bornes de l'intégrale sont alors :

$$\begin{aligned} \text{Pour } u = \eta & \quad x_1 = (1 - \eta)^{\left(\frac{N-1}{2}\right)} \\ \text{Pour } u = 1 & \quad , x_2 = (1 + \eta)^{N-1} \end{aligned}$$

On remplace enfin $1 + \eta^2$ par α et $\eta^2 - 1$ par β lorsqu'ils figurent sous forme de coefficients des termes en x :

$$\begin{aligned} F = \frac{R}{2W \left(a + \frac{b}{3}\right)} & \left\{ \frac{a}{2 \eta^2 (N-1)} \int_{x_1}^{x_2} \left(x^{\left(\frac{4}{N-1}\right)} + \beta x^{\left(\frac{2}{N-1}\right)} \right) dx + \right. \\ & \left. \frac{b}{8 \eta^4 (N-1)} \int_{x_1}^{x_2} \left[x^{\left(\frac{8}{N-1}\right)} + (\beta - 2\alpha) x^{\left(\frac{6}{N-1}\right)} + \alpha(\alpha - 2\beta) x^{\left(\frac{4}{N-1}\right)} + \alpha^2 \beta x^{\left(\frac{2}{N-1}\right)} - dx \right] \right\} \end{aligned}$$

Et par suite :

$$\begin{aligned} F = \frac{R}{2W \left(a + \frac{b}{3}\right)} & \left\{ \frac{a}{2 \eta^2} \left\{ (1 + \eta)^{N-1} \left[\frac{1}{N+3} (1 + \eta)^2 + \frac{\beta}{N+1} \right] \right. \right. \\ & \left. \left. - (1 - \eta^2)^{\left(\frac{N+1}{2}\right)} \left[\frac{1}{N+3} (1 - \eta^2) + \frac{\beta}{N+1} \right] \right\} \right\} + (\text{page suivante}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{b}{8n^4} \left\{ (1+n)^{(N+1)} \left[\frac{1}{N+7} (1+n)^6 + \frac{(\beta - 2\alpha)}{N+5} (1+n)^4 \right. \right. \\
 & \left. \left. + \frac{\alpha(\alpha - 2\beta)}{N+3} (1+n)^2 + \frac{\alpha^2 \beta}{N+1} \right] (1-n^2)^{\frac{(N+1)}{2}} \left[\frac{1}{N+7} (1-n^2)^3 \right. \right. \\
 & \left. \left. + \frac{(\beta - 2\alpha)}{N+5} (1-n^2)^2 + \frac{\alpha(\alpha - 2\beta)}{N+3} (1-n^2) + \frac{\alpha^2 \beta}{N+1} \right] \right\}
 \end{aligned}$$

Si on remplace α et β par leurs valeurs on obtient alors :

$$\begin{aligned}
 (1) \quad FW &= \frac{R}{16 n^4 (1 + \frac{b}{3a})} \left\{ (1+n)^{(N+1)} \left[\frac{4n^2}{N+3} (1+n)^2 + \frac{4n^2}{N+1} (n^2-1) \right. \right. \\
 & + \frac{b}{a} \left\{ \frac{1}{N+7} (1+n)^6 - \frac{(n^2+3)}{N+5} (1+n)^4 - \frac{(n^4-2n^2-3)}{N+3} (1+n)^2 + \frac{(1+n^2)^2 (n^2-1)}{N+1} \right\} \\
 & - (1-n^2)^{\frac{(N+1)}{2}} \left[\frac{4n^2}{N+3} (1-n^2) + \frac{4n^2}{N+1} (n^2-1) + \frac{b}{a} \left\{ \frac{1}{N+7} (1-n^2)^3 \right. \right. \\
 & \left. \left. - \frac{(n^2+3)(1-n^2)^2}{N+5} - \frac{(n^4-2n^2-3)}{N+3} (1-n^2) + \frac{(1+n^2)^2 (n^2-1)}{N+1} \right\} \right] \left. \right\}
 \end{aligned}$$

Pour obtenir BW (2), il suffit de changer n en $-n$.

B - DETERMINATION DU PARCOURS

Elle se fait au moyen d'un traitement itératif des deux relations fondamentales (1) et (2) que nous venons de calculer. Pour cela nous utilisons deux programmes rédigés en fortran. Grâce à un pre-

mier programme (ou programme n° 1) dans lequel nous utilisons les résultats expérimentaux de recul, nous obtenons une série de valeurs pour les trois paramètres qui nous intéressent : R, N et η . Un second programme (ou programme n° 2) a donc été nécessaire pour faire un choix ayant une signification physique entre ces différentes données numériques.

- Programme n° 1 :

Nous y avons introduit les relations (1) et (2) explicitées plus haut : $2W (F + B) = f(R, \eta, N)$ et $W (F - B) = g (R, \eta, N)$.

Nous avons, en effet, considéré $b/a = 0$ (cf remarque 2 page suivante).

On forme le rapport $Q_{cal} = \frac{2W (F + B)}{W (F - B)} = h(\eta, N)$. Les réactions nucléaires

généralement envisagées imposent des valeurs de η comprises entre 0 et 1 et des valeurs de N comprises entre 1 et 2. Ce programme fortran fait varier η entre 0 et 1 par pas de 0,01 et N de 1 à 2 par pas de 0,1. La valeur de cette expression calculée est alors comparée à la grandeur expérimentale du même rapport Q_{exp} . Les valeurs de η et N retenues sont

$$\text{telles que : } \frac{Q_{cal} - Q_{exp}}{Q_{exp}} \leq 1\% \quad (3)$$

En remplaçant dans les expressions (1) et (2), η et N par les valeurs ainsi déterminées, on trouve deux expressions numériques du parcours R_1 et R_2 , très proches l'une de l'autre. Un parcours moyen R_m

$$\text{est défini par } R_m = \frac{R_1 + R_2}{2} . \text{ Pour obtenir une meilleure précision,}$$

on recommence ce calcul au voisinage de η correspondant à l'écart minimum mais en le faisant varier cette fois par pas de 0,001.

Finalement, ce programme permet d'obtenir une valeur de R et de η pour chacune des 11 valeurs de N (1 ; 1,1 ; ... ; 1,9 ; 2)

- Programme n° 2

On utilise ici la relation $R = CT^{N/2}$, donnant le parcours de l'ion considéré en fonction de son énergie cinétique T , C étant un coefficient constant. Cette formule découle directement de la relation entre le parcours et la vitesse dans le système du centre de masse $R = k V^N$. Elle exprime le lien physique existant entre le parcours R et le coefficient N . Ce programme nous donne les valeurs de N à partir du parcours R et l'énergie cinétique T , tous deux relevés dans les tables de Northcliffe-Schilling (NOR 70).

La confrontation de ces deux programmes permet de déterminer avec précision les trois quantités R , η et N .

Remarque

Plusieurs approximations ont donc été faites lors de ce calcul :

1) On a considéré $v_{\perp}$ négligeable devant $v_{\parallel}$.

En fait comme l'a montré Winsberg (WIN 64), l'introduction d'une composante $v_{\perp}$ n'affecte pas les résultats précédents d'une manière appréciable. Si on pose $c = v_{\perp} / v_{\parallel}$, on constate, en donnant à c des valeurs constantes entre 0 et 2 que v et V ne dépendent pas d'une façon significative de ce paramètre.

2) On a le plus souvent pris b/a nul.

Lorsqu'elles existent, les valeurs de ce rapport d'anisotropie sont prises dans la littérature. Sinon - dans la plupart des cas - on prend une valeur nulle ce qui ne modifie pratiquement pas les résultats.

3) On a considéré $\langle \frac{v}{V} \rangle \approx \frac{\langle v \rangle}{\langle V \rangle}$.

On a supposé $\langle v \rangle \approx \langle v^2 \rangle^{1/2}$ et la dispersion de v suffisamment petite devant $\langle v \rangle$. D'autre part, la valeur de η obtenue est égale à $\langle \frac{v}{V} \rangle$. Or on évalue $\langle v \rangle$ en reportant la valeur moyenne de V dans la valeur

de η déterminée à partir de l'expérience. Ceci correspond donc à l'approximation $\langle \frac{v}{V} \rangle \approx \frac{\langle v \rangle}{\langle V \rangle}$ ce qui peut correspondre à une surestimation de v au maximum de l'ordre de 5% dans les cas les plus défavorables.

C - COURBES PARCOURS-ENERGIE

Le passage du parcours, déterminé par les expériences de recul, à l'énergie cinétique T du produit observé de masse A , nécessite le choix de relations parcours-énergie ce qui peut poser un problème assez délicat car les résultats diffèrent parfois sensiblement selon le type de relations utilisées. Dans cette étude, nous avons utilisé les relations parcours-énergie de Northcliffe-Schilling selon une méthode voisine de celle mise au point par Lagarde (LAG 72).

I) Relation parcours-énergie de Northcliffe-Schilling

Rappelons d'abord que Northcliffe-Schilling utilisent le même type d'équations que Lindhard, Scharff et Schiott (LSS 63).

- Le parcours d'arrêt électronique s'écrit :

$$R = \frac{dT}{dx} = k T^{1/2}$$

T est l'énergie du fragment de numéro atomique Z_1 et de nombre de masse M_1 reculant dans le milieu ralentisseur (M_2, Z_2) ; k est une constante variant peu avec Z_1 et Z_2 , dépendant de l'ion et du milieu et définie comme suit :

$$k = \xi_e \cdot \frac{0,0793 Z_1^{1/2} \cdot Z_2^{1/2} \cdot (M_1 + M_2)^{3/2}}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/4} \cdot M_1^{3/2} \cdot M_2^{1/2}} \quad \text{avec } \xi_e \approx Z_1^{1/6}$$

- La correction due au parcours d'arrêt nucléaire

$$\Delta R(k, \epsilon) = \Delta R(k, \infty) \frac{s}{s+1} \quad \text{ne s'applique qu'aux basses énergies ; par}$$

exemple, $\frac{\Delta R}{R} \approx 10^{-4}$ (dans le cas de protons dans le béryllium pour

$\tau = 10$ MeV/amu).

Avec $s = \exp[0,9 \log \epsilon + 0,56 e^{-0,56 \log \epsilon} - 1,29 + 0,5 \log 10k]$

$$\epsilon = T \frac{a M_2}{Z_1 Z_2 e^2 (M_1 + M_2)} \quad \text{et } a = 0,8853 a_0 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2}$$

où a_0 est le rayon de l'orbite de Bohr et e la charge élémentaire.

II) Corrections apportées aux relations de Northcliffe-Schilling pour les fragments de fission

On doit d'abord remarquer que dans le domaine de masse des milieux ralentisseurs qui nous intéressent ($A > 180$), seuls figurent dans les tables de Northcliffe-Schilling, les parcours dans le tantale, l'or et l'uranium. On a donc du procéder par interpolation pour obtenir les parcours dans le bismuth et le thorium tandis qu'on a gardé les valeurs de l'or pour le platine. Par ailleurs, on sait que les parcours des fragments de fission sont surévalués chez Northcliffe-Schilling. Dans les milieux ralentisseurs lourds, on a, en effet, constaté un sérieux désaccord entre les parcours obtenus pour une même énergie par des méthodes de temps de vol. Dans le cas de l'uranium, par exemple, les relations parcours-énergie de Bohr (BOH 48) testées par Niday (NID 61) ou celles de Hogan (HOG 69) déduites de celles de Lindhard, Scharff et Schiott (LSS 63) appliquées aux produits de fission conduisent à un bien meilleur accord. Nous avons ainsi repris la méthode de Lagarde (LAG 72) en comparant les valeurs R_{N-S} aux parcours de Niday R_N et de Hogan R_H selon la masse du fragment. Nous en avons déduit la valeur du facteur correctif f devant affecter les parcours de Northcliffe-Schilling selon les masses de la cible et du fragment considérés. La valeur de

f a été déterminée par interpolation pour le krypton et le xénon et par extrapolation pour l'argon dont nous verrons plus loin qu'il peut être, dans certains cas, produit par fission asymétrique.

Bien que nous n'ayons pas irradié d'uranium parmi nos cibles, nous avons tout d'abord considéré le cas de ce métal pour lequel on dispose d'un grand nombre de données expérimentales. Nous nous sommes ensuite intéressés aux autres métaux lourds (Thorium, bismuth et or).

1) Correction pour les cibles d'uranium

La méthode suivante a donc été utilisée :

Le type de division de masse de l'uranium détermine l'énergie cinétique totale et par suite les vitesses initiales associées à chaque fragment lourd (H) ou léger (L) qui sont obtenues à partir du diagramme de Stein (STE 57). Ainsi, dans une cible de ^{235}U irradiée par des neutrons thermiques, le rapport de masse entre ^{84}Kr et son complément est :

$$\frac{M_H}{M_L} = \frac{152}{84} , \text{ ce qui conduit à une énergie cinétique de 150 MeV. D'après}$$

le diagramme de Stein on déduit les vitesses :

$$V_i^H = 0,83 \cdot 10^9 \text{ cm/s}$$

$$V_i^L = 1,48 \cdot 10^9 \text{ cm/s}$$

Puis grâce aux relations parcours-énergie mentionnées plus haut, on déduit R_N et R_H :

$M_{H,L}$: masse du fragment lourd ou léger

$E_{H,L}$: énergie cinétique associée suivant la division de

masse $\frac{M_H}{M_L}$.

$Z_{H,L}$: numéro atomique du fragment

$V_i^{H,L}$: vitesse initiale des fragments en unités 10^8 cm/s

$$R_N = \frac{M_{H,L} \cdot (V_i^{H,L} - V_0)}{2,411 (K + 4,762K^{5/3})}$$

$$R_H^2 = \frac{E_{H,L} \cdot M_{H,L} \cdot (Z_{H,L}^{2/3} + 20,4)^3}{453,4 \cdot Z_{H,L}^{7/3}}$$

Le tableau suivant regroupe les différentes valeurs du rapport des parcours obtenus par Northcliffe-Schilling, Niday et Hogan pour différents produits de fission compris entre les masses 81 et 154.

$M_{H,L}$ (uma)	$E_{H,L}$ MeV	$V_i^{H,L} - V_0$ (en 10^8 cm/s)	$Z_{H,L}$	$R_N - S$ mg/cm ²	R_N mg/cm ²	R_H mg/cm ²	$\frac{R_N - S}{R_N}$	$\frac{R_N - S}{R_H}$
81	95,6	12,8	31,61	16,132	12,001	12,196	1,344	1,323
84	99,5	12,9	32,88	16,366	12,338	12,350	1,326	1,325
87	98,8	12,3	33,82	16,142	11,991	12,218	1,346	1,321
90	98,7	12,2	35,23	16,077	12,113	12,127	1,327	1,326
98	96,7	11,4	38,36	15,480	11,793	11,713	1,313	1,322
107	92,5	10,5	41,85	14,590	11,240	11,046	1,298	1,321
128	77,5	8,3	50,12	12,657	9,678	9,651	1,308	1,311
137	69,3	7,4	53,64	11,583	8,861	8,904	1,307	1,301
145	61,3	6,6	56,77	10,652	8,125	8,273	1,311	1,288
148	58,2	6,4	58,18	10,319	7,967	8,039	1,295	1,284
151	55,5	6,2	59,12	9,991	7,802	7,830	1,281	1,276
154	50,4	5,7	60,39	9,426	7,249	7,442	1,300	1,267

On constate que le facteur $f = \frac{R_N - S}{R_{N,H}}$ varie assez peu

lorsque M_1 est de la taille d'un fragment de fission. Si on reporte les différentes valeurs de f obtenues en fonction de la masse du fragment, on obtient le graphique ci-dessous :

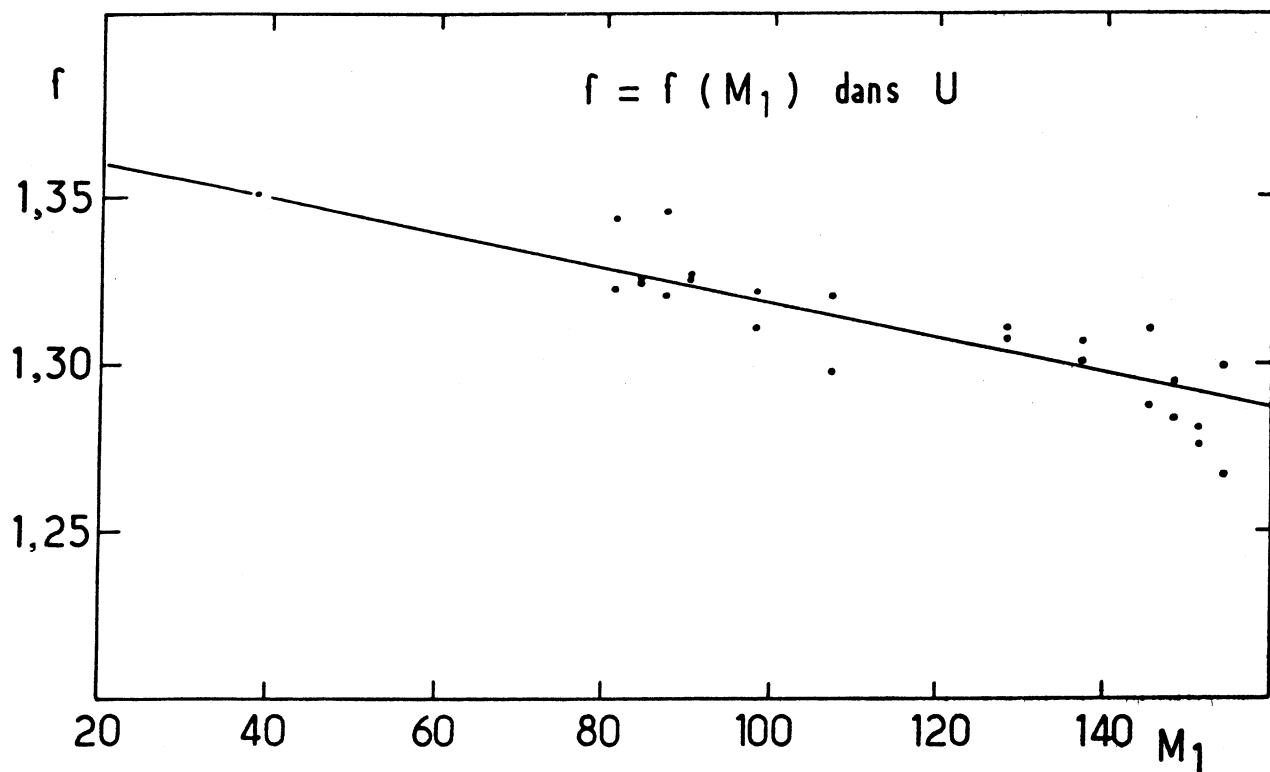


Figure 10

On constate qu'il n'y a que peu de fluctuations entre les masses 78 et 86 d'une part, 124 et 136 d'autre part. On a donc choisi comme facteurs correctifs des parcours de Northcliffe-Schilling dans l'uranium $f = 1,30$ pour le xénon, $f = 1,33$ pour le krypton et $f = 1,35$ pour l'argon.

2) Cas du krypton formé dans des cibles autres que l'uranium

Il est clair que le parcours des fragments de fission (ou plus généralement des produits des réactions nucléaires) dépend du milieu ralentisseur. De nombreuses études ont été réalisées sur ce sujet. Ainsi à partir de résultats expérimentaux (ALE 60, PAN 62) on a pu établir la valeur des parcours de fragments de fission dans différents collecteurs tels que aluminium, or, plomb. Le détail des calculs permettant la conversion d'un parcours de krypton dans un milieu X (R_X) en un parcours dans l'uranium (R_U) est le suivant :

Les parcours des fragments de fission dans des cibles telles que U, Bi, Au, Ta ont été déterminés par des mesures de recul en cibles épaisses avec des collecteurs minces d'aluminium ($1,185$ et $2,10 \text{ mg/cm}^2 \text{ Al}$). Soient R_X les parcours exprimés en mg/cm^2 de cible X et R_{Al} ceux en mg/cm^2 d'aluminium toutes corrections de diffusion et d'effets de bord effectuées (nous verrons ceci plus loin).

Panontin et Sugarman (PAN 63) ont montré que les rapports de ces parcours expérimentaux provenant de fragments de même vitesse initiale peuvent se mettre sous la forme suivante en fonction de la masse M_1 du fragment :

$$\left[R_U / R_{Al} \right]_{M_1} = 2,507 + 0,002282 M_1 \text{ soit } 2,731 \text{ pour } {}^{84}\text{Kr}$$

$$\left[R_{Bi} / R_{Al} \right]_{M_1} = 2,477 + 0,002282 M_1 \text{ soit } 2,701 \text{ pour } {}^{84}\text{Kr}$$

$$\left[R_{Ta} / R_{Al} \right]_{M_1} = 2,434 + 0,002282 M_1 \text{ soit } 2,658 \text{ pour } {}^{84}\text{Kr}$$

Comme les valeurs R_X / R_{Al} n'ont pas été déterminées pour toutes les cibles, on a obtenu celles qui manquaient par interpolation en fonction du numéro atomique de la cible.

Les valeurs R_X/R_U obtenues sont portées dans le tableau suivant en fonction de la cible :

Cibles	^{197}Au	^{209}Bi	^{232}Th	^{238}U
R_X/R_U pour ^{84}Kr	0,982	0,990	0,998	1,000

Pour déterminer les facteurs correctifs des tables de Northcliffe-Schilling à partir de ces conversions de parcours, on a adopté la méthode suivante :

On affecte au krypton une énergie constante , $E = 100 \text{ MeV}$ par exemple, car proche de la réalité dans le cas de la fission de ^{235}U par neutrons thermiques et on regroupe les parcours obtenus selon les cibles, d'après Northcliffe-Schilling pour cette énergie. A partir des valeurs R_X/R_U et sachant qu'un krypton de 100 MeV d'après la relation de HOGAN pour l'uranium (utilisée plus haut) correspond à un parcours de $11,524 \text{ mg/cm}^2$ d'uranium, on déduit les parcours R_{exp} qui seraient observés expérimentalement dans les autres milieux et par suite les facteurs correctifs $f = R_{\text{N-S}}/R_{\text{exp}}$ correspondant au krypton dans ces différentes cibles. On obtient ainsi le tableau suivant :

Cibles	$R_{\text{N-S}}$ mg/cm^2	R_X/R_U	R_{exp} mg/cm^2	$f = R_{\text{N-S}}/R_{\text{exp}}$
U	15,296	1,000	11,524	1,33
Th	15,042	0,998	11,501	1,31
Bi	13,981	0,990	11,409	1,23
Au	13,396	0,982	11,317	1,18

Nous avons appliqué cette méthode à l'argon et au krypton. Notons cependant qu'en ce qui concerne le xénon, lorsque celui-ci est produit par spallation (dans les cibles autres que le thorium), ces corrections n'ont pas de raison d'être puisque les parcours y sont beaucoup plus faibles que dans le cas de l'argon ou du krypton.

3) Tableau récapitulatif

On a donc obtenu les résultats suivants

Cibles	f (Argon)	f (Krypton)	f (Xénon)
Th	1,35	1,31	1,28
Bi	1,28	1,23	
Au	1,22	1,18	

4) Remarque :

Nous avons vu que les relations parcours-énergie dépendent notamment de la charge Z_1 du fragment. Or les isotopes d'argon, de krypton et de xénon étudiés dans ce travail sont tous partiellement ou totalement cumulatifs. Il faudrait donc, en toute rigueur, utiliser un nombre de charge moyen tenant compte des autres contributions isobariques conduisant au noyau considéré. De telles corrections nécessitent la connaissance des courbes de dispersion en charge qui n'existent que pour un nombre relativement restreint de noyaux. Ne disposant pas de telles données pour corriger les résultats concernant les isotopes d'argon, de krypton et de xénon, nous avons toutefois essayé d'évaluer l'incertitude commise en négligeant ces corrections. Cette évaluation est assez délicate car elle dépend de plusieurs paramètres : le milieu

ralentisseur, le parcours de l'ion en recul et naturellement les contributions effectives (à propos desquelles on ne sait pas grand chose ici) des différents isobares conduisant à l'isotope considéré. Il semble cependant convenable de considérer que dans les cas les plus défavorables (isotopes stables se situant en fin de chaîne β^- et protégés du côté des β^+ ou inversement), l'incertitude sur l'énergie n'excède pas 2,5%.

D - CORRECTIONS APORTEES AUX DONNEES EXPERIMENTALES

La technique de recul permet d'accéder à la détermination des parcours à partir des grandeurs expérimentales F et B définies dans l'introduction. Cependant il faut tenir compte de plusieurs facteurs de correction qui interviennent dans les expériences en cibles épaisses et qui peuvent perturber ces quantités F et B :

- les effets de bords
- la diffusion multiple
- la diffusion d'intersurface

1) Effets de bord

Ils consistent en la formation des produits étudiés par les bords supérieurs, inférieurs et latéraux de la cible et en leur capture par les collecteurs d'aluminium. Ces effets se traduisent donc par une augmentation des nombres d'atomes mesurés à l'avant et à l'arrière ; ils dépendent naturellement de l'épaisseur des cibles. Etant donné l'épaisseur moyenne de celle-ci (30-40 μ en moyenne), on évalue à partir de résultats expérimentaux (PAN 62) le facteur correctif à appliquer à WF et WB à 0,995 environ.

2) Diffusion multiple

Ce phénomène intervient lorsque la vitesse de l'ion produit au cours de la réaction nucléaire devient suffisamment faible ($v \approx e^2/\hbar$) et qu'ils se produit des diffusions sur le noyau, écartant ainsi l'ion de sa direction initiale. Ce phénomène qui est négligeable pour les

fragments de fission, étant donné leurs vitesses, doit, par contre, être considéré pour les produits de spallation.

Il faut noter que les tables de Northcliffe-Schilling ne tiennent pas compte de ce phénomène. Les parcours de Northcliffe R_{N-S} sont des longueurs de parcours intégrés : le parcours vrai est plus court en raison des diffusions multiples de fin de parcours.

Par conséquent lorsqu'on aura affaire à des produits de spallation, on diminuera leurs parcours donnés par les tables de Northcliffe-Schilling d'un facteur correctif f_s obtenu à partir des résultats de LSS.

Nous verrons par la suite que ces réactions de spallation concernent uniquement le xénon produit dans des cibles de platine, d'or et de bismuth. Dans ces conditions le coefficient k (page 34) qui intervient dans les relations de LSS reste voisin de 0,20. On peut alors exprimer la relation entre les parcours intégrés i et les parcours projetés p dans la zone de pouvoir d'arrêt purement nucléaire par deux relations simples, selon la valeur du coefficient ϵ défini dans le a) du 3) du paragraphe III :

$$\Psi = \frac{5,0106 - \text{Log } \epsilon}{17,974} \quad \text{si } 1 \leq \epsilon \leq 20$$

$$\Psi = \frac{6,2146 - \text{Log } \epsilon}{32,5352} \quad \text{si } 20 \leq \epsilon \leq 200$$

$$\text{Avec } \Psi = \frac{M_1}{M_2} \frac{p - i}{p}, \quad M_1 \text{ étant la masse de l'ion en}$$

recul et M_2 celle du milieu ralentisseur.

Par exemple la valeur du facteur correctif f_s est de 0,96 pour le xénon formé dans l'or par des protons de 1 GeV.

3) Diffusion d'intersurface (cas des cibles lourdes Pt, Au, Bi et Th)

Lorsqu'on étudie les expériences du type cible épaisse-reculs épais, on constate que le nombre d'atomes collectés dans les reculs dépend du nombre de masse des collecteurs, cette variation étant d'autant plus importante que la différence de masse entre la cible et le produit observé est importante. Ainsi les parcours des mêmes fragments de fission obtenus par exemple avec des collecteurs d'aluminium (R_{Al}) seront-ils plus grands que ceux trouvés avec du plomb (R_{Pb}). Ceci est dû à la diffusion d'intersurface cible-collecteur qui intervient aux très faibles vitesses lorsque le parcours d'arrêt nucléaire prévaut sur le pouvoir d'arrêt électronique. Ce phénomène concerne donc les produits qui ont été formés dans la cible le plus loin de l'intersurface ; il est dû au fait que $(R_N)_{Al} > (R_N)_{Pb}$ en désignant par R_N le parcours moyen dans la région de pouvoir d'arrêt nucléaire.

Nous utiliserons donc les résultats de Panontin et Sugarman (PAN 63) qui conduisent à multiplier les valeurs de F et B obtenues dans les cibles lourdes Pt, Au, Bi et Th par les facteurs correctifs suivants :

Ion	Ar	Kr	Xe
Facteur correctif	0,938	0,952	0,967

E - ENERGIE D'EXCITATION DU NOYAU INTERMEDIAIRE APRES LA CASCADE INTRA-NUCLEAIRE

Le modèle d'interaction nucléaire de Serber associe au noyau résultant de la cascade intranucléaire une énergie d'excitation E^* que l'on peut obtenir de la manière suivante :

La connaissance de $T = \frac{1}{2} M_1 v^2$ (M_1 étant la masse du fragment) considéré) et de $\eta = \frac{v}{V}$ permet d'accéder à la détermination de v composante dans le sens du faisceau de la vitesse impartie au noyau cible par la cascade primaire.

A partir des résultats de Metropolis (MET 58), Porile et Sugarman (POR 57) ont constaté pour des protons d'énergie comprise entre 0,4 et 1,8 GeV que $P_{||}$, la composante parallèle au faisceau de l'impulsion transmise au noyau cible, croît linéairement avec l'énergie d'excitation E^* du noyau résiduel de cascade. Chen et al (CHE 69) ont confirmé cette corrélation entre $P_{||}$ et E^* que Porile (POR 60) avait ainsi exprimée :

$$\frac{E^*}{E_{CN}^*} = 0,8 \frac{P_t}{P_{CN}}$$

E_{CN}^* est l'énergie d'excitation du noyau composé formé par la fusion cible-proton d'impulsion P_{CN} égale à celle du proton incident.

Cette relation semble indépendante de la cible et de l'énergie cinétique T_p du proton incident tant que $T_p \lesssim 1,8$ GeV.

Des calculs relativistes très simples permettent d'exprimer P_{CN} et E_{CN}^* par les relations suivantes :

$$P_{CN} = \frac{1}{c} \sqrt{E_p^2 - m_0^2 c^4}$$

$$E_{CN}^* = \sqrt{(E_p + m_0 c^2)^2 - P_{CN}^2 c^2} - m_0 c^2 - m_0 c^2 + E_p$$

$$\text{où } E_p = T_p + m_0 c^2$$

m_{0p} et m_{0T} étant les masses au repos du proton et de la cible, E_ℓ représente l'énergie de liaison du proton dans la cible.

On a ainsi obtenu les valeurs suivantes :

E_p (GeV)	0,15	0,6	1	2,5	24
P_{CN} $(MeV.amu)^{\frac{1}{2}}$	18,0	39,8	55,4	108,9	816,5
$E_{CN} (Pt)$ (GeV)	0,155		0,998		22,497
$E_{CN} (Au)$ (GeV)	0,156	0,603	0,999	2,497	22,519
$E_{CN} (Bi)$ (GeV)			0,998	2,497	22,580
$E_{CN} (Th)$ (GeV)	0,155		0,999	2,500	22,713

CHAPITRE III

RESULTATS EXPERIMENTAUX

A - PRESENTATION DES RESULTATS

Les tableaux 1 à 12 regroupent les différentes quantités intervenant lors du traitement complet des résultats expérimentaux obtenus par la méthode de recul en cible épaisse et collecteurs épais.

Dans chaque tableau figurent successivement les rapports

$\frac{F}{B}$; les parcours expérimentaux $2W(F + B)$ desquels on a déduit les parcours R conduisant aux énergies cinétiques moyennes $\langle T \rangle$; les impulsions moyennes $\langle P \rangle$ des fragments observés sont définies par $\langle P \rangle = A \langle V \rangle$, $\langle V \rangle$ étant la vitesse moyenne acquise par le fragment de masse A au cours de la deuxième étape. Viennent ensuite les valeurs de N (paramètre caractéristique des courbes parcours-énergie déduites de Northcliffe-Schilling) ; celles de η_{II} ($\eta_{II} = \frac{\langle v_{II} \rangle}{\langle V \rangle}$) d'où l'on déduit celles de $\langle v_{II} \rangle$, vitesse moyenne impartie au noyau cible lors de la première étape. Ceci conduit aux énergies d'excitation E^* des noyaux de cascade.

Au cours de la discussion nous serons amenés à confronter nos résultats avec le processus de fission par l'intermédiaire de la quantité $\langle T \rangle / E$ qui représente le rapport entre l'énergie cinétique expérimentale et celle calculée selon Nix et Swiatecki (NIX 65).

La précision donnée représente l'écart quadratique moyen observé entre les différentes expériences pour F et B , cette erreur se répercutant sur les autres quantités envisagées selon les règles habituelles du calcul d'incertitude.

Il est important de signaler que toutes les mesures ont été effectuées au spectromètre de masse plusieurs mois après la fin des irradiations. Or la plupart des isotopes concernés se situent au voisinage de la ligne de stabilité, les résultats intègrent le plus souvent une bonne partie de la chaîne isobarique. Le tableau ci-dessous précise la position relative de chacun des isotopes considérés dans leur propre chaîne isobarique. La lettre C (cumulatif) indique que la totalité des isobares (β^+ ou β^-) ont contribué à la formation de l'isotope considéré. La lettre P (partiel) signifie que seul le précurseur direct (β^- ou β^+) du noyau étudié a pu contribuer à sa production.

Ar	38	39							
Type	C β^+ C β^-	C β^-							
Kr	78	80	81	82	83	84	85	86	
Type	C β^+	C β^+ P β^-	C β^+ C β^-	C β^+ P β^-	C β^+ C β^-	P β^+ C β^-	C β^-	C β^-	
Xe	124	126	128	129	130	131	132	134	136
Type	C β^+	C β^+ P β^-	C β^+ P β^-	C β^+	P β^+ P β^-	C β^+ C β^-	P β^+ C β^-	C β^-	C β^-

ARGON DANS PLATINE A 1 GeV

Isotope	F/B	$2W(F+B)$ (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	$\langle T \rangle$ (MeV)	$\langle p \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	N	η_{ν}	$\langle v_{tr} \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	E^{Δ} (MeV)	$\langle T \rangle / E_{NIX}$
38	1,38 ± 0,06	10,64 ± 0,71	10,40 ± 0,70	58,9 ± 6,8	66,9 ± 3,9	1,17	0,074 ± 0,007	0,130 ± 0,020	366 ± 56	0,82 ± 0,09
39	1,35 ± 0,08	11,01 ± 0,82	10,76 ± 0,81	61,2 ± 7,7	69,1 ± 4,4	1,20	0,078 ± 0,008	0,138 ± 0,023	388 ± 64	0,86 ± 0,11

ARGON DANS PLATINE A 24 GeV

Isotope	F/B	$2W(F+B)$ (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	$\langle T \rangle$ (MeV)	$\langle p \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	N	η_{ν}	$\langle v_{tr} \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	E^{Δ} (MeV)	$\langle T \rangle / E_{NIX}$
38	1,12 ± 0,04	6,76 ± 0,71	6,65 ± 0,70	27,9 ± 5,2	46,0 ± 4,3	1,13	0,030 ± 0,003	0,036 ± 0,007	156 ± 30	0,39 ± 0,07
39	1,08 ± 0,05	7,31 ± 0,68	7,19 ± 0,67	31,3 ± 5,3	49,4 ± 4,2	1,11	0,020 ± 0,004	0,025 ± 0,007	109 ± 29	0,44 ± 0,07

Tableau 1 : Argon dans Platine

ARGON DANS OR A 1 GeV

Isotope	F/B	$2W(F+B)$ (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	$\langle T \rangle$ (MeV)	$\langle P \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	N	r_H	$\langle v_H \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	E^* (MeV)	$\langle T \rangle / E_{NIX}$
38	1,41 ± 0,07	11,23 ± 0,82	11,00 ± 0,81	64,2 ± 7,8	69,9 ± 4,3	1,22	0,081 ± 0,008	0,149 ± 0,023	423 ± 60	0,89 ± 0,11
39	1,37 ± 0,08	10,82 ± 0,73	10,63 ± 0,72	60,1 ± 7,0	68,5 ± 4,0	1,19	0,076 ± 0,008	0,133 ± 0,021	379 ± 61	0,84 ± 0,10

ARGON DANS OR A 2,5 GeV

Isotope	F/B	$2W(F+B)$ (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	$\langle T \rangle$ (MeV)	$\langle P \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	N	r_H	$\langle v_H \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	E^* (MeV)	$\langle T \rangle / E_{NIX}$
38	1,73 ± 0,10	8,49 ± 0,69	8,21 ± 0,68	40,2 ± 6,0	55,3 ± 4,1	1,13	0,133 ± 0,014	0,193 ± 0,034	699 ± 122	0,56 ± 0,08
39	1,62 ± 0,08	8,76 ± 0,76	8,49 ± 0,75	41,8 ± 6,5	57,1 ± 4,5	1,13	0,118 ± 0,012	0,173 ± 0,030	624 ± 114	0,58 ± 0,09

ARGON DANS OR A 24 GeV

Isotope	F/B	$2W(F+B)$ (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	$\langle T \rangle$ (MeV)	$\langle P \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	N	r_H	$\langle v_H \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	E^* (MeV)	$\langle T \rangle / E_{NIX}$
38	1,06 ± 0,04	7,58 ± 0,72	7,46 ± 0,71	34,1 ± 5,8	50,9 ± 4,3	1,11	0,020 ± 0,002	0,027 ± 0,005	116 ± 21	0,47 ± 0,08
39	1,09 ± 0,05	7,13 ± 0,60	7,01 ± 0,59	30,0 ± 4,5	48,4 ± 3,6	1,13	0,021 ± 0,002	0,026 ± 0,005	113 ± 21	0,42 ± 0,06

Tableau 2 : Argon dans Or

ARGON DANS BISMUTH A 1 GeV

Isotope	F/B	$2W(F+B)$ (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	<T> (MeV)	<P> (MeV.amu) ^{1/2}	N	η_H	$\langle v_H \rangle \frac{1}{Z}$ (MeV/amu) ^{1/2}	E* (MeV)	<T>/E _{NIX}
38	1,32 ± 0,06	12,34 ± 0,96	12,10 ± 0,96	74,9 ± 9,6	75,4 ± 4,8	1,24	0,066 ± 0,007	0,131 ± 0,023	395 ± 69	1,03 ± 0,13
39	1,38 ± 0,06	12,68 ± 1,10	12,42 ± 1,10	76,8 ± 11,0	77,4 ± 5,6	1,24	0,078 ± 0,008	0,155 ± 0,026	466 ± 78	1,05 ± 0,15

ARGON DANS BISMUTH A 2,5 GeV

Isotope	F/B	$2W(F+B)$ (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	<T> (MeV)	<P> (MeV.amu) ^{1/2}	N	η_H	$\langle v_H \rangle \frac{1}{Z}$ (MeV/amu) ^{1/2}	E* (MeV)	<T>/E _{NIX}
38	1,57 ± 0,09	8,90 ± 0,57	8,63 ± 0,56	44,2 ± 5,0	58,0 ± 3,3	1,14	0,113 ± 0,010	0,172 ± 0,025	661 ± 96	0,61 ± 0,07
39	1,61 ± 0,08	9,15 ± 0,70	8,86 ± 0,69	45,4 ± 6,2	59,5 ± 4,0	1,14	0,121 ± 0,010	0,184 ± 0,028	708 ± 107	0,62 ± 0,08

ARGON DANS BISMUTH A 24 GeV

Isotope	F/B	$2W(F+B)$ (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	<T> (MeV)	<P> (MeV.amu) ^{1/2}	N	η_H	$\langle v_H \rangle \frac{1}{Z}$ (MeV/amu) ^{1/2}	E* (MeV)	<T>/E _{NIX}
38	1,10 ± 0,04	7,62 ± 0,59	7,49 ± 0,59	34,8 ± 5,0	51,4 ± 3,7	1,09	0,023 ± 0,003	0,031 ± 0,006	144 ± 28	0,48 ± 0,07
39	1,11 ± 0,03	8,10 ± 0,71	7,97 ± 0,70	37,9 ± 5,8	54,4 ± 4,2	1,10	0,025 ± 0,003	0,035 ± 0,007	161 ± 30	0,52 ± 0,08

Tableau 3 : Argon dans Bismuth

ARGON DANS THORIUM A 1 GeV

Isotope	F/B	$2W(F+B)$ (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	<T> (MeV)	<P> (MeV.amu) ^{1/2}	N	η_{II}	$\langle v_{II} \rangle$ (MeV/amu) ^{1/2}	E* (MeV)	<T>/E _{NIX}
38	1,28 ± 0,09	15,84 ± 1,35	15,50 ± 1,34	95,1 ± 12,4	85,0 ± 5,5	1,32	0,060 ± 0,007	0,134 ± 0,025	448 ± 83	1,26 ± 0,16
39	1,34 ± 0,11	14,67 ± 1,24	14,40 ± 1,23	87,8 ± 12,1	82,8 ± 5,7	1,24	0,070 ± 0,008	0,149 ± 0,028	497 ± 93	1,14 ± 0,16

ARGON DANS THORIUM A 2,5 GeV

Isotope	F/B	$2W(F+B)$ (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	<T> (MeV)	<P> (MeV.amu) ^{1/2}	N	η_{II}	$\langle v_{II} \rangle$ (MeV/amu) ^{1/2}	E* (MeV)	<T>/E _{NIX}
38	1,52 ± 0,10	11,20 ± 1,04	10,90 ± 1,02	61,2 ± 8,9	68,2 ± 5,0	1,28	0,100 ± 0,014	0,179 ± 0,038	765 ± 163	0,81 ± 0,12
39	1,59 ± 0,13	10,82 ± 0,93	10,54 ± 0,90	57,3 ± 7,9	66,9 ± 4,6	1,24	0,110 ± 0,017	0,189 ± 0,045	803 ± 192	0,75 ± 0,10

ARGON DANS THORIUM A 24 GeV

Isotope	F/B	$2W(F+B)$ (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	<T> (MeV)	<P> (MeV.amu) ^{1/2}	N	η_{II}	$\langle v_{II} \rangle$ (MeV/amu) ^{1/2}	E* (MeV)	<T>/E _{NIX}
38	1,09 ± 0,05	9,13 ± 0,82	8,98 ± 0,81	44,3 ± 7,4	58,0 ± 4,9	1,08	0,022 ± 0,002	0,034 ± 0,006	173 ± 32	0,59 ± 0,06
39	1,07 ± 0,03	8,41 ± 0,94	8,28 ± 0,93	37,4 ± 6,6	54,0 ± 4,8	1,10	0,020 ± 0,002	0,028 ± 0,005	143 ± 24	0,49 ± 0,08

Tableau 4 : Argon dans Thorium

KRYPTON DANS PLATINE A 0,15 GeV

Isotope	F/B	2W(F + B) (mg/cm ²)	K (mg/cm ²)	<T> (MeV)	<P> (MeV.amu) ^{1/2}	N	η_n	$\langle v_n \rangle$ (MeV/amu) ^{1/2}	E* (MeV)	<T>/E _{NIX}
78										
80	1,16 ± 0,05	6,28 ± 0,30	6,17 ± 0,29	32,9 ± 3,0	73 ± 3	1,06	0,040 ± 0,004	0,037 ± 0,005	49 ± 6	0,41 ± 0,04
81										
82	1,17 ± 0,09	6,83 ± 0,37	6,71 ± 0,36	38,1 ± 4,0	79 ± 4	1,05	0,040 ± 0,006	0,038 ± 0,007	51 ± 10	0,48 ± 0,05
83	1,23 ± 0,08	7,07 ± 0,41	6,94 ± 0,40	40,0 ± 4,5	81 ± 5	1,05	0,050 ± 0,006	0,049 ± 0,008	66 ± 12	0,51 ± 0,06
84	1,28 ± 0,05	6,79 ± 0,27	6,66 ± 0,27	36,0 ± 2,8	78 ± 3	1,06	0,062 ± 0,006	0,058 ± 0,007	77 ± 9	0,46 ± 0,04
85	1,18 ± 0,05	6,80 ± 0,31	6,68 ± 0,30	36,1 ± 3,2	78 ± 3	1,06	0,042 ± 0,003	0,038 ± 0,005	52 ± 6	0,47 ± 0,04
86	1,15 ± 0,06	6,85 ± 0,26	6,74 ± 0,26	36,5 ± 2,7	79 ± 3	1,06	0,037 ± 0,003	0,034 ± 0,004	50 ± 5	0,47 ± 0,03

KRYPTON DANS PLATINE A 1 GeV

Isotope	F/B	2W(F + B) (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	<T> (MeV)	<P> (MeV.amu) ^{1/2}	N	η_n	$\langle v_n \rangle$ (MeV/amu) ^{1/2}	E* (MeV)	<T>/E _{NIX}
78	1,44 ± 0,09	5,83 ± 0,40	5,69 ± 0,39	28,9 ± 3,5	67,3 ± 4,1	1,12	0,090 ± 0,010	0,078 ± 0,013	220 ± 38	0,36 ± 0,04
80	1,48 ± 0,06	6,85 ± 0,28	6,69 ± 0,28	38,0 ± 2,9	78,0 ± 3,0	1,09	0,100 ± 0,009	0,097 ± 0,012	276 ± 35	0,47 ± 0,04
81	1,44 ± 0,06	6,97 ± 0,33	6,80 ± 0,32	38,5 ± 3,3	79,0 ± 3,4	1,09	0,090 ± 0,009	0,088 ± 0,012	248 ± 35	0,49 ± 0,04
82	1,45 ± 0,11	6,93 ± 0,25	6,76 ± 0,25	38,5 ± 2,6	79,5 ± 2,7	1,09	0,091 ± 0,011	0,088 ± 0,014	250 ± 39	0,49 ± 0,03
83	1,39 ± 0,08	6,93 ± 0,31	6,78 ± 0,31	38,2 ± 3,1	78,7 ± 3,2	1,10	0,081 ± 0,009	0,077 ± 0,012	218 ± 33	0,48 ± 0,04
84	1,37 ± 0,04	6,83 ± 0,45	6,68 ± 0,44	35,4 ± 4,2	77,1 ± 4,5	1,11	0,080 ± 0,007	0,073 ± 0,010	208 ± 30	0,46 ± 0,05
85	1,28 ± 0,09	7,11 ± 0,29	6,97 ± 0,29	39,4 ± 3,0	82,1 ± 3,1	1,09	0,061 ± 0,007	0,059 ± 0,009	167 ± 25	0,51 ± 0,04
86	1,18 ± 0,10	7,21 ± 0,26	7,08 ± 0,26	40,1 ± 2,7	83,1 ± 2,8	1,09	0,041 ± 0,005	0,039 ± 0,006	113 ± 18	0,52 ± 0,03

Tableau 5 : Krypton dans Platine

KRYPTON DANS PLATINE A 24 GeV

Isotope	F/B	$2W(F+B)$ (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	$\langle T \rangle$ (MeV)	$\langle P \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	N	η_H	$\langle v_H \rangle$ (MeV/amu) ^{1/2}	E^* (MeV)	$\langle T \rangle / E_{NIX}$
78	1,15 ± 0,08	3,57 ± 0,26	3,51 ± 0,26	12,3 ± 1,5	40 ± 3	1,23	0,033 ± 0,003	0,018 ± 0,003	80 ± 12	0,15 ± 0,02
80	1,08 ± 0,03	4,88 ± 0,23	4,80 ± 0,23	20,9 ± 1,8	58 ± 2	1,14	0,020 ± 0,002	0,015 ± 0,002	62 ± 8	0,26 ± 0,02
81	1,11 ± 0,05	4,55 ± 0,21	4,47 ± 0,21	18,3 ± 1,5	54 ± 2	1,17	0,027 ± 0,002	0,018 ± 0,002	78 ± 8	0,23 ± 0,02
82	1,09 ± 0,07	5,25 ± 0,31	5,16 ± 0,31	23,3 ± 2,4	62 ± 3	1,13	0,021 ± 0,002	0,016 ± 0,003	68 ± 11	0,30 ± 0,03
83	1,07 ± 0,03	5,11 ± 0,41	5,03 ± 0,40	22,0 ± 3,1	60 ± 4	1,14	0,020 ± 0,001	0,015 ± 0,002	62 ± 8	0,28 ± 0,04
84	1,06 ± 0,05	5,50 ± 0,26	5,41 ± 0,26	24,4 ± 2,1	64 ± 3	1,12	0,020 ± 0,002	0,016 ± 0,002	66 ± 9	0,32 ± 0,03
85	1,03 ± 0,08	6,61 ± 0,29	6,51 ± 0,29	34,5 ± 2,9	77 ± 3	1,07	0,020 ± 0,002	0,018 ± 0,002	72 ± 9	0,45 ± 0,04
86	1,08 ± 0,04	6,53 ± 0,35	6,42 ± 0,34	33,6 ± 3,4	76 ± 4	1,07	0,020 ± 0,002	0,019 ± 0,003	76 ± 12	0,43 ± 0,04

Tableau 5 bis : Krypton dans Platine

KRYPTON DANS OR A 0,15 GeV

Isotope	F/B	$2W(F+B)$ (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	$\langle T \rangle$ (MeV)	$\langle P \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	N	η_{11}	$\langle v_{11} \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	E [*] (MeV)	$\langle T \rangle / E_{NIX}$
78										
80	1,15 ± 0,07	6,76 ± 0,29	6,65 ± 0,29	38,0 ± 3,2	76 ± 3	1,05	0,033 ± 0,004	0,032 ± 0,005	44 ± 7	0,47 ± 0,04
81	1,10 ± 0,05	6,53 ± 0,32	6,42 ± 0,31	35,2 ± 3,3	76 ± 4	1,06	0,024 ± 0,002	0,022 ± 0,003	66 ± 8	0,44 ± 0,04
82	1,23 ± 0,09	6,64 ± 0,27	6,52 ± 0,27	35,8 ± 2,8	77 ± 3	1,06	0,052 ± 0,006	0,049 ± 0,007	86 ± 13	0,45 ± 0,03
83	1,29 ± 0,06	6,96 ± 0,38	6,82 ± 0,37	40,2 ± 4,3	82 ± 4	1,05	0,064 ± 0,006	0,063 ± 0,009	80 ± 12	0,50 ± 0,05
84	1,27 ± 0,04	7,05 ± 0,25	6,91 ± 0,25	38,5 ± 2,7	80 ± 3	1,05	0,061 ± 0,005	0,059 ± 0,006	74 ± 8	0,49 ± 0,03
85	1,20 ± 0,08	7,06 ± 0,33	6,94 ± 0,32	39,0 ± 3,5	81 ± 4	1,05	0,048 ± 0,005	0,046 ± 0,006	63 ± 9	0,49 ± 0,04
86	1,15 ± 0,07	7,17 ± 0,32	7,05 ± 0,32	40,0 ± 3,4	83 ± 4	1,05	0,037 ± 0,004	0,036 ± 0,005	49 ± 6	0,51 ± 0,04

KRYPTON DANS OR A 0,6 GeV

Isotope	F/B	$2W(F+B)$ (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	$\langle T \rangle$ (MeV)	$\langle P \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	N	η_{11}	$\langle v_{11} \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	E [*] (MeV)	$\langle T \rangle / E_{NIX}$
78	1,34 ± 0,07	6,34 ± 0,34	6,21 ± 0,33	33,4 ± 3,4	72 ± 4	1,06	0,073 ± 0,007	0,068 ± 0,009	161 ± 22	0,41 ± 0,04
80	1,33 ± 0,12	7,14 ± 0,39	6,99 ± 0,38	41,8 ± 4,4	82 ± 4	1,04	0,071 ± 0,008	0,072 ± 0,012	173 ± 29	0,52 ± 0,05
81	1,35 ± 0,04	6,63 ± 0,26	6,49 ± 0,26	36,8 ± 2,8	77 ± 3	1,06	0,077 ± 0,006	0,073 ± 0,008	175 ± 19	0,46 ± 0,03
82	1,36 ± 0,10	7,16 ± 0,34	7,01 ± 0,33	41,2 ± 3,9	82 ± 4	1,04	0,080 ± 0,010	0,080 ± 0,014	192 ± 33	0,51 ± 0,05
83	1,34 ± 0,09	7,11 ± 0,30	6,96 ± 0,30	40,1 ± 3,3	82 ± 3	1,05	0,073 ± 0,009	0,071 ± 0,012	171 ± 27	0,50 ± 0,04
84	1,32 ± 0,11	7,22 ± 0,41	7,07 ± 0,40	40,2 ± 4,4	82 ± 4	1,05	0,070 ± 0,008	0,069 ± 0,012	164 ± 27	0,51 ± 0,06
85	1,26 ± 0,08	6,82 ± 0,34	6,69 ± 0,33	36,2 ± 3,4	78 ± 4	1,06	0,060 ± 0,007	0,055 ± 0,009	132 ± 21	0,46 ± 0,04
86	1,27 ± 0,12	7,03 ± 0,36	6,90 ± 0,35	38,4 ± 3,9	81 ± 4	1,05	0,060 ± 0,007	0,057 ± 0,009	136 ± 22	0,49 ± 0,05

Tableau 6 : Krypton dans Or

KRYPTON DANS OR A 1 GeV

isotope	F/B	2M(F + B) (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	<T> (MeV)	<P> (MeV.amu) ^{1/2}	N	η_n	$\langle v_n \rangle$ (MeV/amu) ^{1/2}	E [*] (MeV)	<T>/E ^{NIX}
78	1,40 ± 0,07	5,95 ± 0,51	5,82 ± 0,50	30,1 ± 4,6	69 ± 5	1,12	0,082 ± 0,008	0,072 ± 0,013	204 ± 35	0,37 ± 0,06
80	1,45 ± 0,14	6,91 ± 0,62	6,74 ± 0,61	39,1 ± 6,6	79 ± 7	1,08	0,092 ± 0,013	0,091 ± 0,020	258 ± 58	0,48 ± 0,08
81	1,41 ± 0,09	6,55 ± 0,22	6,40 ± 0,22	33,9 ± 2,1	74 ± 2	1,11	0,082 ± 0,007	0,078 ± 0,008	221 ± 24	0,42 ± 0,03
82	1,39 ± 0,07	7,02 ± 0,29	6,86 ± 0,29	39,1 ± 3,0	76 ± 3	1,09	0,081 ± 0,007	0,079 ± 0,010	225 ± 27	0,49 ± 0,04
83	1,37 ± 0,09	6,79 ± 0,27	6,65 ± 0,27	37,1 ± 2,8	78 ± 3	1,10	0,080 ± 0,008	0,076 ± 0,010	215 ± 28	0,46 ± 0,03
84	1,33 ± 0,06	7,07 ± 0,23	6,92 ± 0,23	39,1 ± 2,4	81 ± 2	1,09	0,070 ± 0,007	0,067 ± 0,008	192 ± 24	0,50 ± 0,03
85	1,25 ± 0,05	7,22 ± 0,25	7,09 ± 0,25	40,3 ± 2,6	83 ± 3	1,09	0,056 ± 0,006	0,054 ± 0,007	155 ± 22	0,51 ± 0,03
86	1,22 ± 0,08	7,26 ± 0,36	7,13 ± 0,36	40,4 ± 3,8	83 ± 4	1,09	0,050 ± 0,006	0,049 ± 0,008	137 ± 23	0,51 ± 0,05

KRYPTON DANS OR A 2,5 GeV

isotope	F/B	2M(F + B) (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	<T> (MeV)	<P> (MeV.amu) ^{1/2}	N	η_n	$\langle v_n \rangle$ (MeV/amu) ^{1/2}	E [*] (MeV)	<T>/E ^{NIX}
78	1,58 ± 0,09	4,31 ± 0,34	4,20 ± 0,33	17,0 ± 2,4	52 ± 4	1,15	0,119 ± 0,011	0,079 ± 0,011	284 ± 40	0,21 ± 0,03
80	1,51 ± 0,09	5,58 ± 0,29	5,45 ± 0,29	26,1 ± 2,5	65 ± 3	1,10	0,108 ± 0,012	0,087 ± 0,011	315 ± 43	0,32 ± 0,03
81	1,56 ± 0,07	5,08 ± 0,23	4,95 ± 0,22	21,2 ± 1,7	58 ± 2	1,15	0,119 ± 0,008	0,086 ± 0,009	311 ± 33	0,26 ± 0,02
82	1,43 ± 0,05	5,73 ± 0,32	5,60 ± 0,31	26,9 ± 2,8	66 ± 3	1,10	0,099 ± 0,007	0,080 ± 0,009	290 ± 34	0,34 ± 0,03
83	1,31 ± 0,09	5,92 ± 0,48	5,80 ± 0,47	28,6 ± 4,3	69 ± 5	1,09	0,070 ± 0,009	0,058 ± 0,012	210 ± 43	0,36 ± 0,05
84	1,17 ± 0,04	6,24 ± 0,27	6,13 ± 0,27	30,7 ± 2,5	72 ± 3	1,08	0,040 ± 0,003	0,034 ± 0,004	124 ± 15	0,39 ± 0,03
85	1,22 ± 0,10	6,64 ± 0,40	6,52 ± 0,39	34,6 ± 3,9	77 ± 4	1,07	0,050 ± 0,006	0,045 ± 0,008	163 ± 29	0,44 ± 0,05
86	1,15 ± 0,08	6,48 ± 0,38	6,37 ± 0,37	32,8 ± 3,6	75 ± 4	1,08	0,035 ± 0,005	0,030 ± 0,005	110 ± 21	0,42 ± 0,05

Tableau 6 bis : Krypton dans Or

KRYPTON DANS OR A 24 GeV

Isotope	F/B	$2U(F+B)$ (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	$\langle T \rangle$ (TeV)	$\langle p \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	N	$\eta_{\perp}$	$\langle v_{\perp} \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	E^* (MeV)	$\langle T \rangle / ENY$
78	1,10 ± 0,05	3,29 ± 0,25	3,24 ± 0,25	11,0 ± 1,3	41 ± 2	1,31	0,022 ± 0,002	0,021 ± 0,002	50 ± 7	0,14 ± 0,02
80	1,08 ± 0,09	4,50 ± 0,21	4,43 ± 0,21	15,2 ± 1,4	54 ± 2	1,17	0,020 ± 0,003	0,014 ± 0,003	59 ± 10	0,23 ± 0,02
81	1,09 ± 0,08	4,21 ± 0,23	4,14 ± 0,23	16,1 ± 1,5	51 ± 2	1,16	0,021 ± 0,003	0,012 ± 0,003	58 ± 11	0,20 ± 0,02
82	1,12 ± 0,10	4,97 ± 0,33	4,89 ± 0,33	21,2 ± 2,4	59 ± 3	1,15	0,030 ± 0,004	0,022 ± 0,005	93 ± 18	0,26 ± 0,03
83	1,09 ± 0,06	5,27 ± 0,37	5,18 ± 0,36	23,3 ± 2,9	62 ± 4	1,13	0,021 ± 0,003	0,016 ± 0,003	69 ± 13	0,29 ± 0,04
84	1,09 ± 0,04	5,59 ± 0,24	5,50 ± 0,24	25,1 ± 1,9	65 ± 3	1,12	0,021 ± 0,002	0,016 ± 0,002	71 ± 9	0,32 ± 0,02
85	1,06 ± 0,09	6,41 ± 0,54	6,18 ± 0,52	31,2 ± 5,0	73 ± 6	1,08	0,028 ± 0,005	0,024 ± 0,006	104 ± 27	0,40 ± 0,06
86	1,09 ± 0,03	6,28 ± 0,30	6,18 ± 0,30	31,2 ± 2,8	73 ± 3	1,08	0,021 ± 0,002	0,018 ± 0,003	78 ± 10	0,40 ± 0,04

Tableau 6 ter : Krypton dans Or

KRYPTON DANS BISMUTH A 1 GeV

Isotope	F/B	$2W(F+B)$ (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	<T> (MeV)	<P> (MeV.amu) ^{1/2}	N	η_H	$\langle v_H \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	E* (MeV)	<T>/E _{NIX}
78	1,43 ± 0,09	6,47 ± 0,41	6,32 ± 0,40	33,2 ± 4,0	72 ± 4	1,04	0,090 ± 0,009	0,083 ± 0,013	250 ± 39	0,38 ± 0,05
80	1,36 ± 0,07	7,76 ± 0,38	7,60 ± 0,37	44,0 ± 4,1	84 ± 4	1,06	0,080 ± 0,007	0,084 ± 0,011	253 ± 34	0,51 ± 0,05
81	1,41 ± 0,06	7,16 ± 0,44	6,99 ± 0,41	40,2 ± 4,6	81 ± 5	1,05	0,087 ± 0,008	0,086 ± 0,013	261 ± 39	0,46 ± 0,05
82	1,27 ± 1,11	7,35 ± 0,62	7,21 ± 0,60	42,9 ± 6,9	84 ± 7	1,04	0,061 ± 0,008	0,062 ± 0,014	188 ± 41	0,50 ± 0,08
83	1,33 ± 1,12	7,82 ± 0,64	7,66 ± 0,62	44,4 ± 6,6	86 ± 6	1,06	0,071 ± 0,010	0,074 ± 0,016	221 ± 49	0,51 ± 0,08
84	1,25 ± 0,05	7,45 ± 0,27	7,31 ± 0,27	43,7 ± 3,1	86 ± 3	1,04	0,057 ± 0,005	0,059 ± 0,007	175 ± 21	0,51 ± 0,04
85	1,19 ± 0,08	7,70 ± 0,56	7,56 ± 0,55	44,8 ± 6,2	87 ± 6	1,05	0,044 ± 0,006	0,045 ± 0,009	136 ± 28	0,52 ± 0,07
86	1,21 ± 0,07	7,61 ± 0,35	7,47 ± 0,34	45,4 ± 4,1	88 ± 4	1,04	0,050 ± 0,006	0,051 ± 0,007	155 ± 22	0,53 ± 0,05

KRYPTON DANS BISMUTH A 2,5 GeV

Isotope	F/B	$2W(F+B)$ (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	<T> (MeV)	<P> (MeV.amu) ^{1/2}	N	η_H	$\langle v_H \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	E* (MeV)	<T>/E _{NIX}
78	1,57 ± 0,07	4,92 ± 0,29	4,75 ± 0,29	20,7 ± 2,1	57 ± 3	1,14	0,123 ± 0,011	0,090 ± 0,017	344 ± 53	0,24 ± 0,02
80	1,40 ± 0,09	6,39 ± 0,34	6,29 ± 0,33	32,2 ± 3,1	72 ± 3	1,10	0,093 ± 0,010	0,084 ± 0,014	319 ± 51	0,37 ± 0,04
81	1,50 ± 0,05	5,73 ± 0,28	5,62 ± 0,27	26,5 ± 2,3	66 ± 3	1,13	0,104 ± 0,008	0,084 ± 0,010	322 ± 39	0,31 ± 0,03
82	1,36 ± 0,04	6,20 ± 0,19	6,10 ± 0,19	31,2 ± 1,8	72 ± 2	1,10	0,087 ± 0,007	0,076 ± 0,008	291 ± 32	0,36 ± 0,02
83	1,26 ± 0,07	6,98 ± 0,24	6,86 ± 0,24	39,4 ± 2,6	81 ± 3	1,08	0,072 ± 0,007	0,070 ± 0,009	269 ± 35	0,46 ± 0,03
84	1,22 ± 0,06	6,83 ± 0,30	6,72 ± 0,30	36,8 ± 3,1	79 ± 3	1,07	0,059 ± 0,006	0,055 ± 0,008	217 ± 31	0,43 ± 0,04

Tableau 7 : Krypton dans Bismuth

KRYPTON DANS BISMUTH A 24 GeV

Isotope	F/B	$2K(F+B)$ (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	$\langle T \rangle$ (MeV)	$\langle P \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	H	η_H	$\langle v_H \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	E^* (MeV)	$\langle T \rangle / E_{NIX}^*$
78	1,11 ± 0,05	3,87 ± 0,25	3,81 ± 0,25	13,9 ± 1,5	46 ± 2	1,25	0,025 ± 0,002	0,014 ± 0,002	68 ± 9	0,16 ± 0,02
80	1,09 ± 0,08	5,08 ± 0,30	5,00 ± 0,30	21,5 ± 2,3	59 ± 3	1,14	0,021 ± 0,003	0,015 ± 0,002	71 ± 14	0,25 ± 0,03
81	1,09 ± 0,05	4,87 ± 0,17	4,79 ± 0,17	20,3 ± 1,2	57 ± 2	1,15	0,020 ± 0,002	0,014 ± 0,002	66 ± 8	0,23 ± 0,01
82	1,10 ± 0,07	5,34 ± 0,21	5,25 ± 0,21	23,7 ± 1,7	62 ± 2	1,12	0,022 ± 0,002	0,017 ± 0,002	77 ± 9	0,27 ± 0,02
83	1,08 ± 0,03	5,67 ± 0,26	5,58 ± 0,26	26,4 ± 2,3	66 ± 3	1,10	0,020 ± 0,001	0,016 ± 0,002	74 ± 7	0,31 ± 0,03
84	1,12 ± 0,07	6,28 ± 0,32	6,18 ± 0,32	30,5 ± 2,9	72 ± 3	1,09	0,030 ± 0,003	0,025 ± 0,004	118 ± 16	0,36 ± 0,03
85	1,15 ± 0,09	6,81 ± 0,31	6,70 ± 0,31	37,2 ± 3,2	79 ± 4	1,06	0,032 ± 0,003	0,030 ± 0,005	139 ± 21	0,43 ± 0,04
86	1,11 ± 0,03	6,84 ± 0,25	6,73 ± 0,25	37,5 ± 2,7	80 ± 3	1,05	0,030 ± 0,002	0,028 ± 0,003	130 ± 13	0,44 ± 0,03

Tableau 7 bis : Krypton dans Bismuth

KRYPTON DANS THORIUM A 0,15 GeV

Isotope	F/B	$2W(F+B)$ (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	<T> (MeV)	<P> (MeV.amu) ^{1/2}	N	η_H	$\langle v_H \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	E [#] (MeV)	<T>/E _{NIX}
78										
80	1,13 ± 0,08	9,10 ± 0,72	8,95 ± 0,71	63,1 ± 9,6	100 ± 8	1,04	0,031 ± 0,003	0,039 ± 0,006	61 ± 10	0,65 ± 0,10
81										
82	1,14 ± 1,00	10,36 ± 0,68	10,20 ± 0,67	81,8 ± 10,6	116 ± 8	1,01	0,033 ± 0,005	0,047 ± 0,010	74 ± 16	0,84 ± 0,11
83	1,09 ± 0,08	11,05 ± 0,46	10,90 ± 0,46	89,3 ± 7,4	122 ± 5	1,02	0,022 ± 0,004	0,032 ± 0,007	51 ± 11	0,91 ± 0,08
84	1,09 ± 0,05	11,14 ± 0,59	11,02 ± 0,58	92,8 ± 9,7	125 ± 6	1,01	0,022 ± 0,002	0,033 ± 0,004	52 ± 7	0,95 ± 0,10
85	1,10 ± 0,07	10,55 ± 0,40	10,39 ± 0,40	82,4 ± 6,3	118 ± 5	1,01	0,024 ± 0,003	0,034 ± 0,005	54 ± 8	0,85 ± 0,06
86	1,10 ± 0,05	10,97 ± 0,52	10,81 ± 0,52	86,9 ± 8,3	122 ± 6	1,01	0,024 ± 0,002	0,034 ± 0,004	55 ± 7	0,90 ± 0,09

KRYPTON DANS THORIUM A 1 GeV

Isotope	F/B	$2W(F+B)$ (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	<T> (MeV)	<P> (MeV.amu) ^{1/2}	N	η_H	$\langle v_H \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	E [#] (MeV)	<T>/E _{NIX}
78	1,33 ± 0,07	8,47 ± 0,64	8,29 ± 0,61	60,2 ± 8,4	97 ± 7	1,05	0,071 ± 0,007	0,089 ± 0,015	294 ± 50	0,62 ± 0,09
80	1,27 ± 0,08	10,39 ± 0,48	10,29 ± 0,46	88,2 ± 7,8	119 ± 5	1,01	0,061 ± 0,007	0,090 ± 0,014	303 ± 48	0,90 ± 0,08
81	1,36 ± 0,12	10,13 ± 0,79	9,92 ± 0,77	83,8 ± 12,9	117 ± 9	1,01	0,080 ± 0,015	0,115 ± 0,030	385 ± 103	0,86 ± 0,13
82	1,26 ± 0,08	10,01 ± 0,41	9,82 ± 0,40	81,9 ± 6,7	116 ± 5	1,01	0,060 ± 0,005	0,085 ± 0,011	284 ± 36	0,84 ± 0,07
83	1,23 ± 0,04	10,02 ± 0,36	9,83 ± 0,36	78,6 ± 5,7	114 ± 4	1,02	0,053 ± 0,004	0,073 ± 0,008	244 ± 28	0,80 ± 0,06
84	1,21 ± 0,05	10,00 ± 0,43	9,82 ± 0,43	78,8 ± 6,8	115 ± 5	1,02	0,050 ± 0,004	0,068 ± 0,008	229 ± 28	0,81 ± 0,07
85	1,21 ± 0,06	9,82 ± 0,34	9,65 ± 0,34	74,7 ± 5,1	113 ± 4	1,03	0,050 ± 0,004	0,066 ± 0,007	222 ± 24	0,77 ± 0,05
86	1,14 ± 0,09	9,86 ± 0,65	9,69 ± 0,64	72,3 ± 9,4	112 ± 7	1,04	0,032 ± 0,005	0,041 ± 0,009	139 ± 30	0,75 ± 0,10

Tableau 8 : Krypton dans Thorium

KRYPTON DANS THORIUM A 2,5 GeV

Isotope	F/B	2W(F + B) (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	<T> (MeV)	<P> (MeV.amu) ^{1/2}	N	η_H	$\langle v_H \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	E [*] (MeV)	<T>/E _{NIX}
78	1,63 ± 0,15	5,49 ± 0,56	5,38 ± 0,55	25,6 ± 4,3	63 ± 5	1,05	0,129 ± 0,016	0,104 ± 0,022	443 ± 92	0,62 ± 0,04
80	1,35 ± 0,10	8,05 ± 0,63	7,90 ± 0,62	51,2 ± 7,0	91 ± 7	1,07	0,085 ± 0,010	0,096 ± 0,010	409 ± 69	0,62 ± 0,08
81	1,54 ± 0,11	7,75 ± 0,48	7,56 ± 0,47	48,0 ± 5,9	88 ± 6	1,06	0,119 ± 0,010	0,130 ± 0,019	552 ± 78	0,49 ± 0,06
82	1,31 ± 0,07	8,62 ± 0,41	8,46 ± 0,41	58,5 ± 5,4	98 ± 5	1,05	0,079 ± 0,006	0,094 ± 0,012	402 ± 48	0,50 ± 0,06
83	1,28 ± 0,12	8,82 ± 0,57	8,66 ± 0,56	60,7 ± 7,4	100 ± 6	1,06	0,069 ± 0,008	0,084 ± 0,014	356 ± 60	0,62 ± 0,03
84	1,15 ± 0,08	9,11 ± 0,42	8,96 ± 0,42	63,8 ± 5,5	104 ± 5	1,08	0,039 ± 0,004	0,048 ± 0,007	205 ± 29	0,65 ± 0,06
85	1,16 ± 0,05	9,29 ± 0,37	9,14 ± 0,37	68,0 ± 5,3	108 ± 4	1,04	0,045 ± 0,004	0,057 ± 0,007	243 ± 30	0,70 ± 0,05
86	1,08 ± 0,09	9,91 ± 0,51	9,75 ± 0,51	70,2 ± 7,3	110 ± 6	1,01	0,020 ± 0,004	0,026 ± 0,006	109 ± 28	0,72 ± 0,08

KRYPTON DANS THORIUM A 24 GeV

Isotope	F/B	2W(F + B) (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	<T> (MeV)	<P> (MeV.amu) ^{1/2}	N	η_H	$\langle v_H \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	E [*] (MeV)	<T>/E _{NIX}
78	1,16 ± 0,07	4,67 ± 0,42	4,57 ± 0,41	18,8 ± 2,6	54 ± 4	1,08	0,040 ± 0,004	0,027 ± 0,004	142 ± 23	0,19 ± 0,03
80	1,16 ± 0,10	7,06 ± 0,37	6,95 ± 0,36	39,7 ± 3,4	80 ± 3	1,04	0,040 ± 0,004	0,040 ± 0,007	204 ± 31	0,41 ± 0,04
81	1,12 ± 0,15	6,63 ± 0,26	6,53 ± 0,26	34,6 ± 2,6	75 ± 3	1,06	0,033 ± 0,005	0,031 ± 0,006	158 ± 30	0,35 ± 0,03
82	1,13 ± 0,09	8,19 ± 0,41	8,05 ± 0,40	51,7 ± 5,2	92 ± 5	1,01	0,031 ± 0,004	0,035 ± 0,007	180 ± 34	0,53 ± 0,05
83	1,10 ± 0,08	8,47 ± 0,32	8,33 ± 0,32	54,3 ± 4,1	95 ± 4	1,02	0,024 ± 0,003	0,028 ± 0,005	142 ± 26	0,56 ± 0,04
84	1,11 ± 0,03	8,88 ± 0,36	8,74 ± 0,36	58,7 ± 4,6	99 ± 4	1,06	0,030 ± 0,002	0,036 ± 0,003	183 ± 19	0,60 ± 0,05
85	1,05 ± 0,07	9,72 ± 0,61	9,58 ± 0,60	68,7 ± 8,8	108 ± 7	1,03	0,030 ± 0,003	0,038 ± 0,006	197 ± 31	0,71 ± 0,09
86	1,07 ± 0,06	9,34 ± 0,34	9,19 ± 0,34	63,7 ± 4,3	105 ± 4	1,04	0,020 ± 0,002	0,024 ± 0,003	126 ± 19	0,66 ± 0,04

Tableau 8 bis : Krypton dans Thorium

XENON DANS PLATINE A 1 GeV

Isotope	F/B	$2W(F+B)$ (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	<T> (MeV)	<P> (MeV.amu) ^{1/2}	N	η_{II}	$\langle v_{II} \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	E* (MeV)	<T>/E _{NIX}
124	3,00 ± 0,17	2,52 ± 0,11	2,20 ± 0,10	7,9 ± 0,4	44,4 ± 1,1	1,78	0,220 ± 0,017	0,079 ± 0,008	221 ± 22	0,17
126	3,27 ± 0,22	2,49 ± 0,09	2,14 ± 0,08	7,6 ± 0,3	43,8 ± 0,9	1,80	0,232 ± 0,026	0,081 ± 0,011	227 ± 30	0,16
128	2,94 ± 0,20	2,73 ± 0,14	2,37 ± 0,12	8,6 ± 0,5	46,8 ± 1,4	1,76	0,216 ± 0,021	0,079 ± 0,010	221 ± 27	0,20
129	3,16 ± 0,26	2,72 ± 0,09	2,34 ± 0,08	8,4 ± 0,3	46,5 ± 0,9	1,78	0,230 ± 0,033	0,083 ± 0,013	233 ± 38	0,19
130										
131	3,24 ± 0,25	2,43 ± 0,13	2,08 ± 0,11	7,4 ± 0,4	44,0 ± 1,2	1,82	0,230 ± 0,029	0,077 ± 0,012	217 ± 33	0,18

XENON DANS PLATINE A 24 GeV

Isotope	F/B	$2W(F+B)$ (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	<T> (MeV)	<P> (MeV.amu) ^{1/2}	N	η_{II}	$\langle v_{II} \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	E* (MeV)	<T>/E _{NIX}
124	1,54 ± 0,12	1,66 ± 0,08	1,50 ± 0,07	5,2 ± 0,3	35,9 ± 0,9	1,90	0,104 ± 0,012	0,030 ± 0,004	130 ± 18	0,11
126	1,57 ± 0,08	1,61 ± 0,07	1,45 ± 0,07	5,0 ± 0,2	35,5 ± 0,9	1,92	0,100 ± 0,010	0,028 ± 0,003	121 ± 15	0,11
128	1,64 ± 0,07	1,51 ± 0,05	1,36 ± 0,05	4,7 ± 0,2	34,6 ± 0,6	1,93	0,100 ± 0,009	0,027 ± 0,003	116 ± 13	0,11
129	1,67 ± 0,10	1,49 ± 0,06	1,34 ± 0,06	4,6 ± 0,2	34,5 ± 0,8	1,93	0,098 ± 0,011	0,026 ± 0,004	113 ± 15	0,11
130	1,71 ± 0,09	1,58 ± 0,06	1,41 ± 0,05	4,9 ± 0,2	35,6 ± 0,6	1,93	0,090 ± 0,010	0,025 ± 0,003	106 ± 14	0,12
131	1,68 ± 0,11	1,36 ± 0,08	1,22 ± 0,08	4,2 ± 0,3	33,1 ± 1,1	1,95	0,084 ± 0,009	0,021 ± 0,003	91 ± 13	0,10

Tableau 9 : Xénon dans Platine

XENON DANS OR A 1 GeV

Isotope	F/B	2W(F + B) (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	<T> (MeV)	<P> (MeV.amu) ^{1/2}	N	η_{II}	$\langle v_{II} \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	E* (MeV)	<T>/E _{ENIX}
124	2,99 ± 0,15	2,69 ± 0,05	2,34 ± 0,04	8,5 ± 0,2	45,8 ± 0,5	1,76	0,220 ± 0,024	0,081 ± 0,009	231 ± 27	0,177
126	3,58 ± 0,23	2,69 ± 0,06	2,28 ± 0,05	8,2 ± 0,2	45,5 ± 0,5	1,77	0,253 ± 0,037	0,091 ± 0,014	259 ± 41	0,17
128	2,87 ± 0,17	2,81 ± 0,08	2,46 ± 0,07	8,8 ± 0,3	47,6 ± 0,7	1,75	0,211 ± 0,024	0,078 ± 0,010	223 ± 29	0,20
129	2,90 ± 0,27	2,58 ± 0,09	2,24 ± 0,08	8,0 ± 0,3	45,4 ± 0,9	1,79	0,220 ± 0,040	0,077 ± 0,015	220 ± 44	0,18
130										
131	3,39 ± 0,33	2,47 ± 0,11	2,11 ± 0,09	7,5 ± 0,4	44,2 ± 1,1	1,82	0,239 ± 0,045	0,081 ± 0,017	229 ± 49	0,17

XENON DANS OR A 24 GeV

Isotope	F/B	2W(F + B) (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	<T> (MeV)	<P> (MeV.amu) ^{1/2}	N	η_{II}	$\langle v_{II} \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	E* (MeV)	<T>/E _{ENIX}
124	1,61 ± 0,11	1,66 ± 0,04	1,49 ± 0,04	5,2 ± 0,1	35,8 ± 0,5	1,90	0,118 ± 0,013	0,034 ± 0,004	148 ± 18	0,11
126	1,63 ± 0,12	1,62 ± 0,05	1,45 ± 0,05	5,0 ± 0,2	35,5 ± 0,6	1,92	0,108 ± 0,013	0,030 ± 0,004	132 ± 18	0,11
128	1,68 ± 0,08	1,50 ± 0,04	1,34 ± 0,04	4,6 ± 0,1	34,4 ± 0,5	1,93	0,104 ± 0,009	0,028 ± 0,003	122 ± 12	0,10
129	1,72 ± 0,06	1,48 ± 0,06	1,33 ± 0,06	4,6 ± 0,2	34,4 ± 0,7	1,93	0,101 ± 0,008	0,027 ± 0,003	117 ± 14	0,10
130	1,74 ± 0,08	1,45 ± 0,04	1,29 ± 0,04	4,5 ± 0,1	34,1 ± 0,5	1,94	0,100 ± 0,009	0,026 ± 0,003	114 ± 12	0,10
131	1,83 ± 0,13	1,42 ± 0,07	1,27 ± 0,07	4,4 ± 0,2	33,8 ± 0,9	1,94	0,094 ± 0,012	0,024 ± 0,004	105 ± 16	0,10

Tableau 10 : Xénon dans Or

XENON DANS BISMUTH A 1 GeV

Isotope	F/B	$2W(F+B)$ (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	<T> (MeV)	<P> (MeV.amu) ^{1/2}	N	η_H	$<V_H> \frac{1}{(MeV.amu)^{1/2}}$	E [*] (MeV)	<T>/E _{NIX}
124	1,84 ± 0,13	3,54 ± 0,21	3,26 ± 0,21	11,8 ± 1,0	54,1 ± 2,3	1,50	0,181 ± 0,023	0,079 ± 0,013	238 ± 40	0,20 ± 0,02
126	1,58 ± 0,09	3,13 ± 0,24	2,88 ± 0,24	10,1 ± 1,0	50,4 ± 2,6	1,61	0,160 ± 0,017	0,064 ± 0,010	193 ± 30	0,18 ± 0,02
128	1,74 ± 0,08	3,19 ± 0,14	2,93 ± 0,14	10,3 ± 0,7	51,3 ± 1,6	1,60	0,169 ± 0,015	0,068 ± 0,008	204 ± 24	0,19 ± 0,01
129	1,79 ± 0,10	3,28 ± 0,12	3,02 ± 0,12	10,7 ± 0,7	52,5 ± 1,7	1,56	0,175 ± 0,016	0,071 ± 0,008	215 ± 26	0,20 ± 0,01
130										
131	1,60 ± 0,11	2,90 ± 0,16	2,67 ± 0,16	9,2 ± 0,6	49,1 ± 1,7	1,70	0,154 ± 0,018	0,058 ± 0,009	174 ± 26	0,17 ± 0,01

XENON DANS BISMUTH A 24 GeV

Isotope	F/B	$2W(F+B)$ (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	<T> (MeV)	<P> (MeV.amu) ^{1/2}	N	η_H	$<V_H> \frac{1}{(MeV.amu)^{1/2}}$	E [*] (MeV)	<T>/E _{NIX}
124	1,71 ± 0,12	1,95 ± 0,05	1,74 ± 0,05	5,8 ± 0,2	37,9 ± 0,6	1,88	0,112 ± 0,015	0,034 ± 0,005	158 ± 24	0,10
126	1,73 ± 0,10	1,87 ± 0,08	1,66 ± 0,08	5,5 ± 0,3	37,2 ± 1,0	1,89	0,110 ± 0,015	0,033 ± 0,005	150 ± 24	0,10
128	1,80 ± 0,11	1,85 ± 0,07	1,64 ± 0,07	5,4 ± 0,2	37,2 ± 0,8	1,91	0,108 ± 0,014	0,031 ± 0,005	145 ± 22	0,10
129	1,82 ± 0,08	1,80 ± 0,05	1,61 ± 0,05	5,3 ± 0,2	37,0 ± 0,6	1,91	0,104 ± 0,009	0,030 ± 0,003	138 ± 14	0,10
130										
131	1,93 ± 0,06	1,72 ± 0,07	1,54 ± 0,07	5,1 ± 0,2	36,6 ± 0,8	1,94	0,096 ± 0,008	0,027 ± 0,003	124 ± 13	0,10

Tableau 11 : Xénon dans Bismuth

Isotope	F/B	$2W(F+B)$ (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	$\langle T \rangle$ (MeV)	$\langle P \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	N	η_H	$\langle v_H \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	E^* (MeV)	$\langle T \rangle / E_{NIX}$
124										
126	1,23 ± 0,05	7,69 ± 0,24	7,54 ± 0,24	54,9 ± 3,0	119 ± 3	1,08	0,050 ± 0,004	0,047 ± 0,004	75 ± 8	0,72 ± 0,04
128	1,23 ± 0,04	7,80 ± 0,18	7,66 ± 0,18	55,9 ± 2,2	120 ± 2	1,08	0,050 ± 0,004	0,047 ± 0,004	74 ± 7	0,76 ± 0,03
129	1,22 ± 0,07	7,68 ± 0,31	7,54 ± 0,31	55,1 ± 3,7	119 ± 4	1,09	0,050 ± 0,005	0,046 ± 0,006	73 ± 10	0,75 ± 0,05
130	1,13 ± 0,03	8,08 ± 0,25	7,93 ± 0,25	61,0 ± 3,3	126 ± 3	1,05	0,030 ± 0,002	0,029 ± 0,003	46 ± 4	0,85 ± 0,05
131	1,17 ± 0,05	8,30 ± 0,28	8,16 ± 0,28	60,9 ± 3,6	126 ± 4	1,09	0,038 ± 0,003	0,036 ± 0,004	58 ± 6	0,85 ± 0,05
132	1,14 ± 0,03	8,19 ± 0,33	8,05 ± 0,32	59,5 ± 4,1	125 ± 4	1,06	0,031 ± 0,002	0,029 ± 0,003	47 ± 4	0,85 ± 0,06
134	1,11 ± 0,05	8,11 ± 0,24	7,98 ± 0,24	58,1 ± 3,0	125 ± 3	1,04	0,025 ± 0,003	0,023 ± 0,004	37 ± 5	0,85 ± 0,04
136	1,11 ± 0,07	8,11 ± 0,30	7,98 ± 0,30	57,6 ± 3,6	125 ± 4	1,04	0,025 ± 0,004	0,023 ± 0,004	37 ± 6	0,86 ± 0,05

XENON DANS THORIUM A 1 GeV

Isotope	F/B	$2W(F+B)$ (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	$\langle T \rangle$ (MeV)	$\langle P \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	N	η_H	$\langle v_H \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	E^* (MeV)	$\langle T \rangle / E_{NIX}$
124	1,44 ± 0,06	7,00 ± 0,34	6,80 ± 0,34	47,6 ± 4,4	109 ± 5	1,14	0,086 ± 0,008	0,075 ± 0,010	252 ± 34	0,63 ± 0,06
126	1,35 ± 0,06	7,04 ± 0,39	6,87 ± 0,38	48,0 ± 5,1	110 ± 6	1,14	0,072 ± 0,006	0,063 ± 0,008	210 ± 27	0,63 ± 0,07
128	1,24 ± 0,03	7,46 ± 0,27	7,32 ± 0,27	53,0 ± 3,7	116 ± 4	1,12	0,057 ± 0,004	0,052 ± 0,005	173 ± 19	0,72 ± 0,05
129	1,29 ± 0,07	7,54 ± 0,34	7,39 ± 0,34	51,5 ± 4,4	115 ± 5	1,10	0,056 ± 0,006	0,050 ± 0,007	167 ± 24	0,70 ± 0,06
130	1,15 ± 0,04	7,66 ± 0,27	7,54 ± 0,27	55,6 ± 3,5	120 ± 4	1,06	0,026 ± 0,002	0,024 ± 0,003	80 ± 9	0,78 ± 0,05
131	1,19 ± 0,08	6,77 ± 0,36	6,65 ± 0,36	43,8 ± 4,2	107 ± 5	1,11	0,043 ± 0,004	0,035 ± 0,005	117 ± 17	0,61 ± 0,06
132	1,09 ± 0,07	7,14 ± 0,28	7,02 ± 0,28	48,3 ± 3,5	113 ± 4	1,06	0,022 ± 0,002	0,019 ± 0,003	63 ± 8	0,69 ± 0,05
134	1,09 ± 0,04	8,11 ± 0,29	7,97 ± 0,29	58,6 ± 3,5	125 ± 4	1,05	0,022 ± 0,002	0,021 ± 0,003	69 ± 8	0,85 ± 0,05
136	1,10 ± 0,04	8,10 ± 0,33	7,96 ± 0,33	57,5 ± 4,0	125 ± 4	1,05	0,023 ± 0,002	0,021 ± 0,003	71 ± 8	0,86 ± 0,06

Tableau 12 : Xénon dans Thorium

Isotope	F/B	$2W(F+B)$ (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	$\langle T \rangle$ (MeV)	$\langle P \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	N	r_{10}	$\langle v_e \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	E^* (MeV)	$\langle T \rangle / E_{NIX}$
124	1,57 ± 0,05	5,16 ± 0,22	5,00 ± 0,22	28,4 ± 2,0	84 ± 3	1,27	0,106 ± 0,008	0,072 ± 0,008	306 ± 33	0,37 ± 0,03
126	1,48 ± 0,06	5,68 ± 0,24	5,54 ± 0,24	32,8 ± 2,3	91 ± 3	1,22	0,092 ± 0,008	0,066 ± 0,008	283 ± 34	0,43 ± 0,03
128	1,40 ± 0,08	6,10 ± 0,23	5,96 ± 0,23	37,1 ± 2,4	97 ± 3	1,18	0,080 ± 0,007	0,061 ± 0,007	260 ± 31	0,51 ± 0,03
129	1,35 ± 0,03	6,23 ± 0,33	6,09 ± 0,33	38,1 ± 3,5	99 ± 5	1,17	0,072 ± 0,006	0,056 ± 0,007	236 ± 31	0,52 ± 0,05
130	1,15 ± 0,07	8,32 ± 0,41	8,17 ± 0,40	64,7 ± 6,2	130 ± 6	1,05	0,033 ± 0,004	0,033 ± 0,006	140 ± 26	0,90 ± 0,09
131	1,31 ± 0,09	6,71 ± 0,46	6,58 ± 0,45	42,7 ± 5,2	106 ± 7	1,14	0,067 ± 0,008	0,054 ± 0,010	231 ± 43	0,60 ± 0,07
132	1,11 ± 0,04	8,17 ± 0,27	8,04 ± 0,27	62,0 ± 4,0	128 ± 4	1,04	0,030 ± 0,002	0,029 ± 0,003	125 ± 11	0,88 ± 0,06
134	1,06 ± 0,07	8,29 ± 0,24	8,17 ± 0,24	63,2 ± 3,6	130 ± 4	1,04	0,030 ± 0,004	0,029 ± 0,004	125 ± 19	0,92 ± 0,05
136	1,13 ± 0,03	7,78 ± 0,29	7,65 ± 0,29	55,2 ± 4,0	123 ± 4	1,05	0,031 ± 0,002	0,028 ± 0,003	119 ± 13	0,83 ± 0,06

XENON DANS THORIUM A 24 GeV

Isotope	F/B	$2W(F+B)$ (mg/cm ²)	R (mg/cm ²)	$\langle T \rangle$ (MeV)	$\langle P \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	N	η_{10}	$\langle v_e \rangle$ (MeV.amu) ^{1/2}	E^* (MeV)	$\langle T \rangle / E_{NIX}$
124	1,33 ± 0,03	3,83 ± 0,17	3,75 ± 0,17	18,4 ± 1,2	68 ± 2	1,38	0,065 ± 0,005	0,035 ± 0,004	183 ± 19	0,24 ± 0,02
126	1,25 ± 0,05	4,53 ± 0,14	4,45 ± 0,14	23,6 ± 1,1	77 ± 2	1,33	0,051 ± 0,005	0,031 ± 0,004	161 ± 18	0,31 ± 0,01
128	1,28 ± 0,09	5,32 ± 0,36	5,23 ± 0,36	29,8 ± 3,3	87 ± 5	1,26	0,060 ± 0,007	0,041 ± 0,007	211 ± 37	0,41 ± 0,05
129	1,16 ± 0,03	5,84 ± 0,19	5,74 ± 0,19	34,2 ± 1,9	94 ± 3	1,21	0,040 ± 0,003	0,029 ± 0,003	150 ± 15	0,47 ± 0,03
130	1,08 ± 0,04	8,10 ± 0,30	7,97 ± 0,30	62,2 ± 4,5	127 ± 5	1,04	0,020 ± 0,001	0,019 ± 0,002	101 ± 9	0,87 ± 0,06
131	1,20 ± 0,07	6,99 ± 0,44	6,86 ± 0,43	46,4 ± 5,4	110 ± 6	1,11	0,045 ± 0,005	0,033 ± 0,006	195 ± 34	0,65 ± 0,08
132	1,10 ± 0,06	8,18 ± 0,35	8,05 ± 0,35	62,0 ± 5,1	128 ± 5	1,04	0,024 ± 0,002	0,023 ± 0,003	120 ± 15	0,88 ± 0,07
134	1,05 ± 0,04	8,08 ± 0,33	7,96 ± 0,33	59,8 ± 4,8	127 ± 5	1,04	0,024 ± 0,002	0,023 ± 0,003	117 ± 13	0,87 ± 0,07
136	1,07 ± 0,04	7,90 ± 0,30	7,77 ± 0,30	55,9 ± 4,1	123 ± 5	1,06	0,020 ± 0,001	0,019 ± 0,002	94 ± 9	0,84 ± 0,06

Tableau 12 bis : Xénon dans Thorium

B - QUELQUES COMMENTAIRES SUR LES RESULTATS EXPERIMENTAUX BRUTS

F/B et $2W(F + B)$

I - RAPPORTS F/B

Le rapport F/B indique la tendance du noyau étudié à être émis vers l'avant, le sens de référence étant celui du faisceau. Il représente une mesure de l'impulsion longitudinale transférée au noyau cible au cours de la réaction. Ce rapport varie à la fois en fonction de l'énergie incidente, du nombre de masse de l'isotope étudié et de celui de la cible.

Les différents isotopes étudiés au cours de ce travail peuvent être classés en plusieurs groupes selon leur mode de variation avec l'énergie incidente :

- ^{38}Ar , ^{39}Ar , ^{78}Kr , ^{81}Kr dans l'or, le bismuth et le thorium et ^{124}Xe , ^{126}Xe , ^{128}Xe , ^{129}Xe dans le thorium présentent des valeurs de F/B telles que $(\frac{F}{B})_{2,5 \text{ GeV}} > (\frac{F}{B})_{1 \text{ GeV}} > (\frac{F}{B})_{24 \text{ GeV}}$. Ce type de variation est mis en évidence sur la figure ci-dessous où nous avons porté les valeurs de F/B de ^{39}Ar formé dans le bismuth et celles de ^{126}Xe produit dans le thorium.

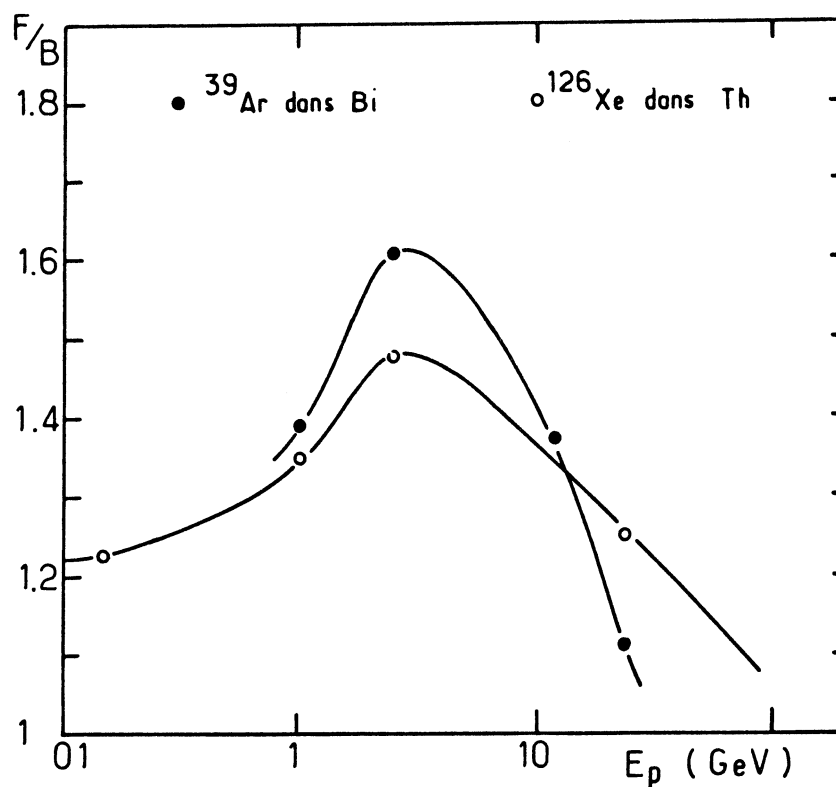


Figure 11

Ce comportement mis en évidence par plusieurs auteurs (BEG 71 ; SCH 76 ; KAU 78) est l'un des faits remarquables intervenant lors de la production des isotopes déficients en neutrons et de certains fragments légers dans les cibles lourdes.

- Les valeurs de F/B de ^{86}Kr , ^{132}Xe , ^{134}Xe et ^{136}Xe dans le thorium restent pratiquement constantes sur tout le domaine d'énergie considéré dans la limite des barres d'incertitude. Ceci est un comportement caractéristique des isotopes excédentaires en neutrons produits dans les cibles lourdes essentiellement par fission. On peut rattacher à ce groupe ^{84}Kr et ^{85}Kr dans toutes les cibles, ^{86}Kr dans l'or et ^{130}Xe dans le thorium dont les valeurs de F/B font apparaître une décroissance plus ou moins marquée mais continue entre 1 et 24 GeV. Ces deux types similaires de variations sont représentés sur la figure ci-dessous.

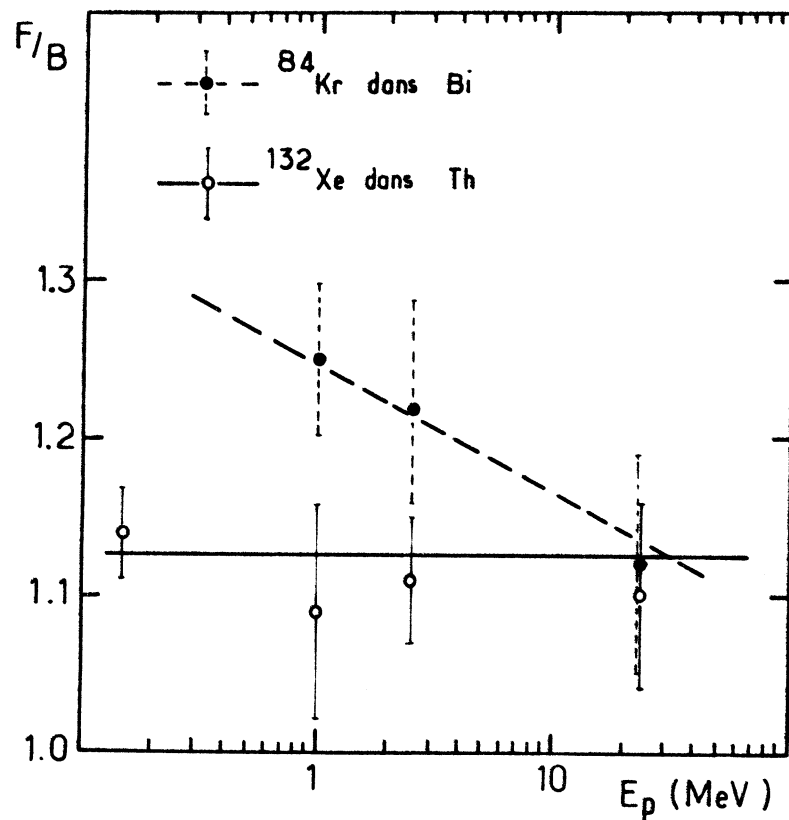


Figure 12

- Les autres isotopes du krypton présentent des valeurs du rapport F/B qui semblent les rapprocher de l'un ou l'autre des deux groupes décrits plus haut : Ainsi les valeurs de ce rapport pour ^{80}Kr et ^{82}Kr présentent-elles un léger maximum à 2,5 GeV aussi bien dans l'or et le bismuth que dans le thorium. Par contre celles de ^{83}Kr montrent une décroissance entre 1 et 24 GeV dans l'or et le bismuth, mais pas dans le thorium où la valeur à 2,5 GeV, au demeurant affectée d'une forte incertitude, est légèrement supérieure à celle de 1 GeV.

- Une curiosité est à noter pour les isotopes 130 et 131 du xénon dans le thorium : la variation de leurs rapports F/B est l'inverse de celle à laquelle on pourrait logiquement s'attendre puisque ce sont les valeurs de ^{131}Xe qui présentent un maximum à 2,5 GeV tandis que celles de ^{130}Xe décroissent de façon régulière entre 1 et 24 GeV. Nous reviendrons plus loin sur cette "anomalie".

- En ce qui concerne les isotopes de xénon formés par spallation dans le platine, l'or et le bismuth, notons tout d'abord que les résultats ne concernent que les isotopes les plus déficitaires en neutrons : en effet, les sections efficaces des isotopes 132, 134 et 136 sont beaucoup trop faibles pour que le nombre d'atomes recueillis dans les reculs soit mesurable.

A propos des rapports F/B nous constaterons simplement qu'ils sont plus forts que ceux précédemment rencontrés comme on peut s'y attendre dans le cas de réactions de spallation.

II - PARCOURS EXPERIMENTAUX 2W(F + B)

Le parcours expérimental 2W(F + B) dépend des mêmes paramètres que le rapport F/B c'est à dire de l'énergie incidente, du nombre de masse du produit observé et de celui de la cible. Il permet dans une

certaines mesures de caractériser le type de réaction auquel on a affaire.

Ici encore, nous considérerons le mode de variation de $2W(F+B)$

avec l'énergie incidente. A cet égard, le rapport $\rho = \frac{[2W(F+B)]_{1 \text{ GeV}}}{[2W(F+B)]_{24 \text{ GeV}}$

apporte de précieux renseignements comme le montrent les tableaux ci-dessous ainsi que la figure 13 correspondante donnant l'évolution de ce rapport en fonction de la masse de l'isotope.

$\frac{2W(F+B)_{1 \text{ GeV}}}{2W(F+B)_{24 \text{ GeV}}}$			
Ar	Au	Bi	Th
38	1,48	1,62	1,73
39	1,52	1,57	1,74
Kr	Au	Bi	Th
78	1,81	1,67	1,81
80	1,54	1,53	1,47
81	1,56	1,47	1,53
82	1,41	1,38	1,22
83	1,29	1,38	1,18
84	1,26	1,19	1,13
85	1,13	1,13	1,01
86	1,16	1,11	1,06

$\frac{2W(F+B)_{1 \text{ GeV}}}{2W(F+B)_{24 \text{ GeV}}}$	
Xe	Th
124	1,83
126	1,55
128	1,40
129	1,29
130	0,95
131	0,97
132	0,87
134	1,00
136	1,03

Tableaux 13

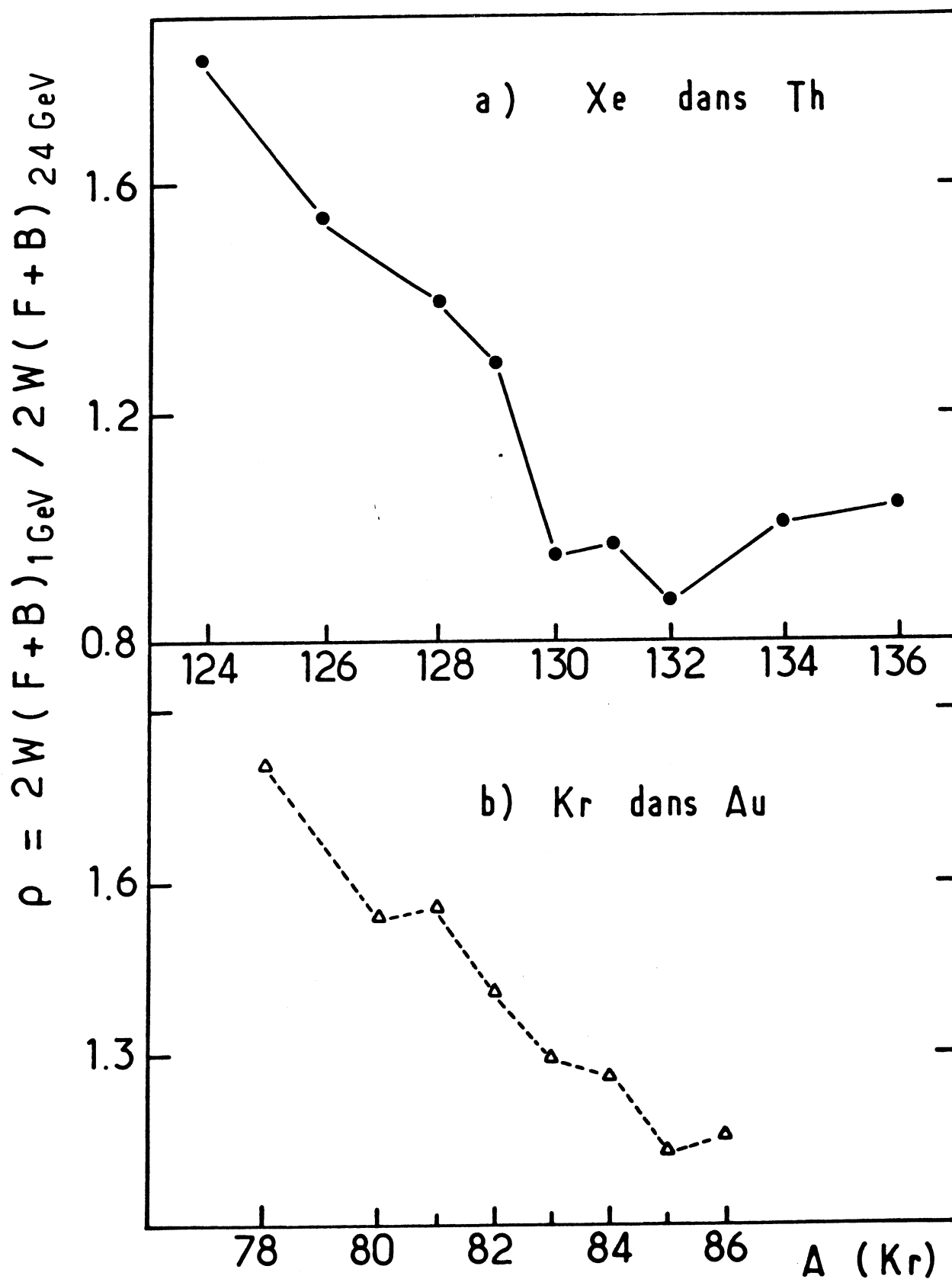


Figure 13

Variation du rapport $\rho = \frac{2W(F+B)_{1\text{GeV}}}{2W(F+B)_{24\text{GeV}}}$ en fonction

de la masse de l'isotope : a) xénon dans thorium
b) krypton dans or

On constate, tout d'abord, que la plupart des isotopes ont des parcours plus faibles à 24 GeV qu'à 1 GeV, la différence étant d'autant plus marquée entre ces deux énergies que l'isotope est plus déficitaire en neutrons. La figure 14 représente ainsi les variations tout à fait différentes en fonction de l'énergie incidente des parcours, d'une part de ^{134}Xe (excédentaire en neutrons) formé dans le thorium et d'autre part de ^{80}Kr et ^{83}Rb (déficitaires) formés dans l'or.

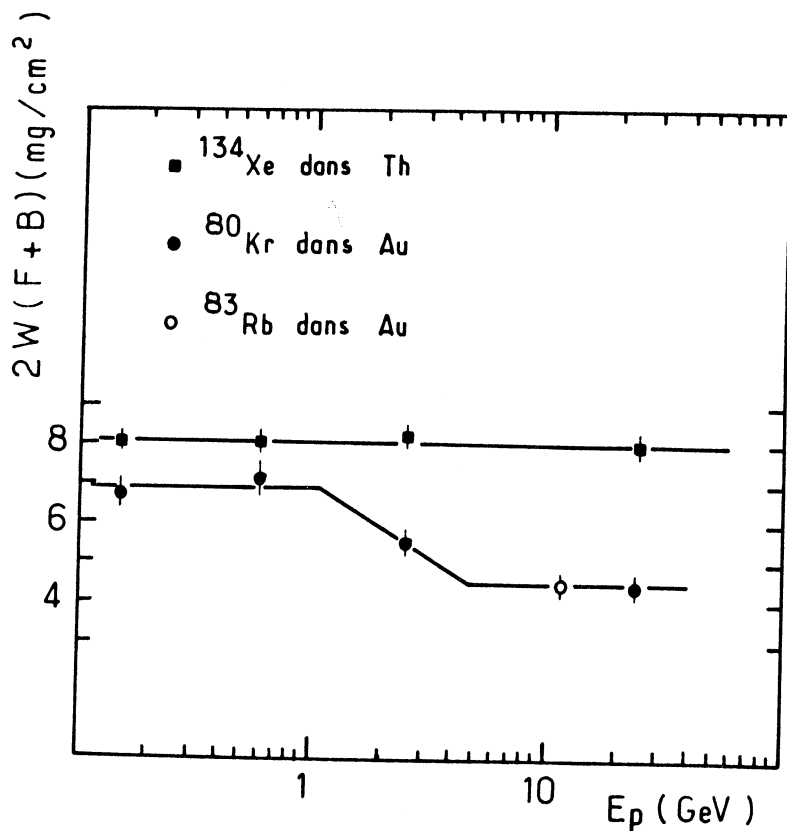


Figure 14

- En ce qui concerne l'argon, dans toutes les cibles on constate que ce rapport est supérieur ou très voisin de 1,50, mettant donc en évidence une sensible diminution du parcours entre les deux énergies.

Par ailleurs la figure 13 et les tableaux 13 montrent que :

- Pour le xénon dans le thorium la différence est assez nette entre, d'une part les quatre premiers isotopes pour lesquels la diminution de $2W(F+B)$ est d'autant plus marquée qu'ils sont déficients

en neutrons et, d'autre part les cinq suivants dont les parcours restent pratiquement constants.

- Pour le krypton, la situation est moins claire puisqu'on

constate que ce rapport $\frac{[2W(F + B)]_{1 \text{ GeV}}}{[2W(F + B)]_{24 \text{ GeV}}}$ diminue assez sensiblement mais

de façon continue et assez régulière lorsqu'on passe des isotopes déficitaires aux excédentaires en neutrons. La différence est cependant très nette entre ^{78}Kr et ^{86}Kr , par exemple, qui sont des représentants caractéristiques des noyaux respectivement déficients et excédentaires en neutrons. Il semble, en outre, que l'on puisse également considérer ^{80}Kr et ^{81}Kr comme appartenant aux premiers et ^{85}Kr aux seconds ; les trois autres faisant en quelque sorte la transition entre ces deux groupes.

- Le xénon formé dans les cibles de platine, d'or et de bismuth présente des parcours beaucoup plus faibles en moyenne que ceux rencontrés dans le thorium, ce qui laisse penser que les mécanismes de production d'une part dans ces trois cibles plus légères, d'autre part dans le thorium, sont très différents. Pour ces trois cibles, notons par ailleurs que si à 1 GeV aucune variation systématique de $2W(F + B)$ ne semble pouvoir être mise en évidence en fonction de l'isotope, à 24 GeV par contre, on décèle une diminution du parcours lorsque le nombre de masse de l'isotope croît. Nous reviendrons sur cet aspect des choses au cours de l'interprétation.

III - RESUME ET CONCLUSION

Ces brèves considérations sur les variations de F/B et de $2W(F + B)$ avec l'énergie incidente permettent déjà de mettre en évidence deux types de mécanismes distincts comme le montre clairement la figure 15 sur laquelle nous avons représenté en outre les fonctions d'excitation de trois isotopes représentatifs ; ^{38}Ar (fragment), ^{126}Xe (déficientaire

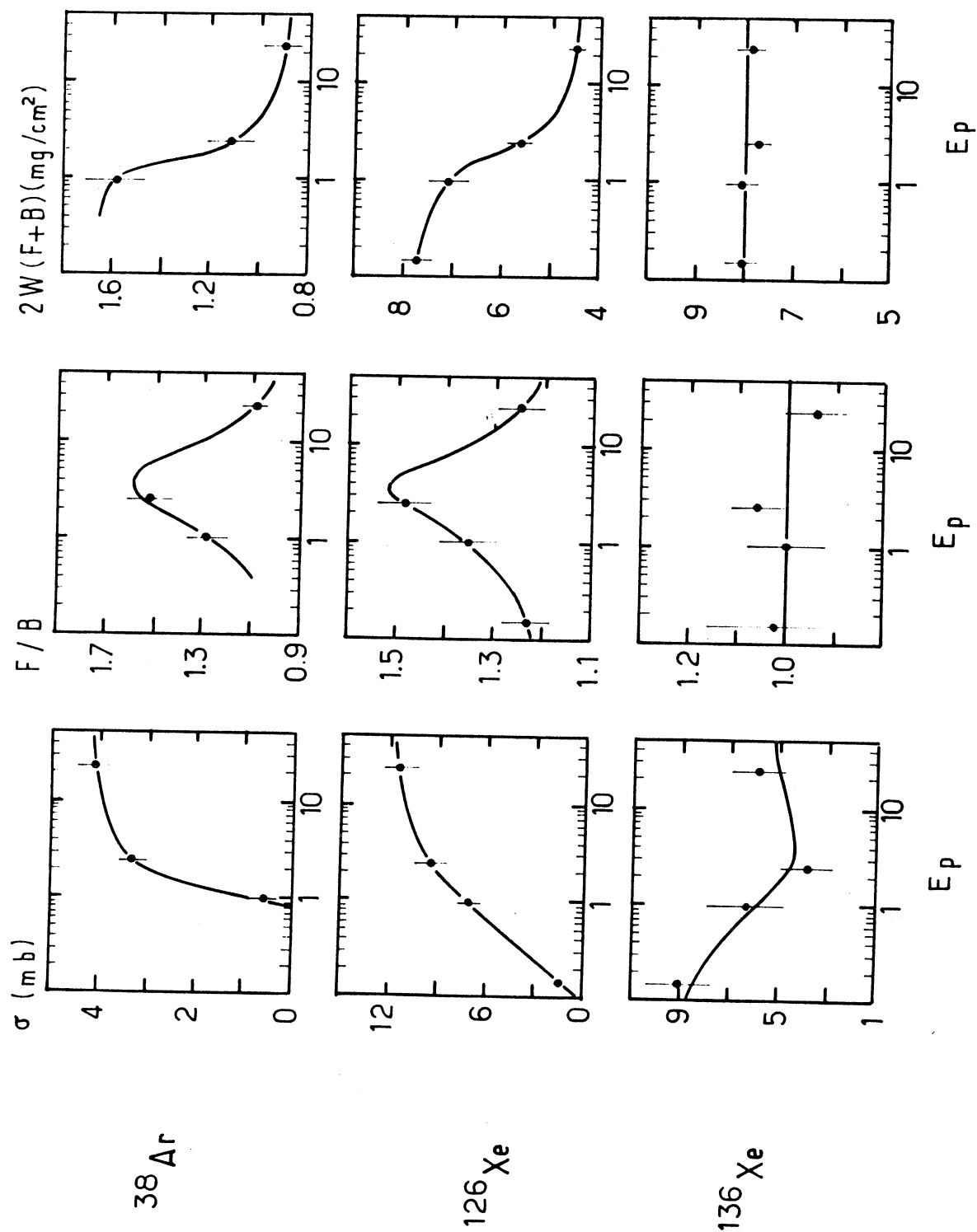


Figure 15

Variations des caractéristiques de production (σ , F/B , $2W(F+B)$) de ^{38}Ar , ^{126}Xe et ^{136}Xe formés dans le thorium en fonction de l'énergie incidente.

en neutrons) et ^{136}Xe (excédentaire en neutrons) tous trois formés dans le thorium.

- L'un conduisant aux isotopes déficitaires en neutrons et à l'argon dont les rapports F/B passent par un maximum au voisinage de 2,5-3 GeV et dont la chute des parcours entre 1 et 24 GeV est importante (d'un facteur 1,5 à 2).

- L'autre conduisant aux isotopes excédentaires en neutrons dont les rapports F/B et les parcours $2W(F + B)$ restent pratiquement constants ou ne diminuent que faiblement lorsque l'énergie incidente augmente.

L'allure des fonctions d'excitation apporte un argument supplémentaire à ce point de vue. On constate, en effet, sur la figure 14 que si les fonctions d'excitation des isotopes déficitaires en neutrons et des fragments légers présentent une allure croissante avec l'énergie, celles des isotopes excédentaires en neutrons présentent une allure tout à fait différente.

INTERPRETATION

Les réactions nucléaires étudiées dans ce travail sont représentées par différents mécanismes. Les limites de chacun d'eux ne sont pas strictes et correspondent à l'apparition d'un autre. Il ne faut donc pas perdre de vue que dans bien des cas, divers processus peuvent intervenir simultanément lors de la formation d'un noyau, même si celui-ci est préférentiellement produit par un mécanisme dominant. Ce sont ces mécanismes dominants que nous allons présenter de la manière suivante :

Nous nous intéresserons d'abord aux isotopes produits par spallation "ordinaire", puis à ceux formés par fission, ces deux mécanismes étant étudiés à l'aide du modèle en deux étapes dont la présentation fera donc l'objet du premier sous-chapitre.

Nous aborderons, ensuite, le cas des isotopes produits par spallation "profonde". En raison de l'intérêt qu'elle présente, la production d'argon sera notamment examinée avec un soin tout particulier.

Au cours de cette interprétation, l'influence du nombre de neutrons des différents isotopes de krypton et de xénon apparaîtra clairement. Par conséquent, il est intéressant de les situer par rapport à la stabilité β , comme cela est fait dans les tableaux ci-dessous par l'intermédiaire du rapport N/Z .

Kr	78	80	81	82	Stabilité	83	84	85	86
$\frac{N}{Z}$	1,17	1,22	1,25	1,28	1,292	1,31	1,33	1,36	1,39

Xe	124	126	128	129	Stabilité	130	131	132	134	136
$\frac{N}{Z}$	1,30	1,33	1,37	1,39	1,393	1,41	1,43	1,44	1,48	1,52

A. LE MODELE EN DEUX ETAPES DES REACTIONS NUCLEAIRES

A HAUTE ENERGIE

I - PRESENTATION DU MODELE EN DEUX ETAPES

La description classique d'une réaction nucléaire induite par des protons de haute énergie ($E_p > 150$ MeV) se fait par l'intermédiaire du "modèle en deux étapes" conçu par Serber (SER 47) :

- Lors de la première étape, rapide, de l'ordre de 10^{-22} seconde, l'entrée de la particule incidente dans le noyau provoque une succession de chocs nucléon-nucléon. Les partenaires de cette "cascade intranucléaire" peuvent s'échapper ou non du noyau. A l'issue de cette étape, l'énergie d'excitation due à la fois aux nucléons heurtés mais restés dans les limites du noyau et aux "trous" créés par l'éjection des nucléons de cascade, est transférée à l'ensemble du noyau au cours d'une équipartition thermodynamique de l'énergie dont on estime la durée à $10^{-20} - 10^{-21}$ seconde.

- Lors de la deuxième étape, le noyau se désexcite soit par évaporation, soit par fission, soit par une contribution des deux mécanismes. Plusieurs sortes de particules peuvent être évaporées : protons, neutrons ou agrégats plus complexes. Selon Weisskopf (WEI 37), la distribution en énergie des particules émises est de type maxwellien et la distribution angulaire isotrope dans le système du centre de masse. Cependant l'effet du moment angulaire peut faire disparaître cette isotropie pour la remplacer par une symétrie par rapport au plan des moments.

CHAPITRE IV

Il faut toutefois préciser que le développement mathématique de ce modèle n'est possible qu'avec deux approximations : d'une part le noyau est considéré comme un gaz de Fermi dans lequel les forces entre nucléons sont négligées, ce gaz étant entièrement dégénéré lorsque le noyau se trouve dans son état fondamental ; d'autre part, le choc de la particule incidente avec les nucléons du noyau est traité comme un choc libre, le problème étant ainsi ramené à une succession de diffusions élastiques où les sections efficaces élémentaires, une fois tenu compte du principe de Pauli, jouent un rôle fondamental.

On sait par ailleurs qu'à la fin de l'étape de cascade, un certain nombre de nucléons peuvent être émis avant que l'état d'équilibre ne soit atteint. En fait, selon Harp (HAR 68) seulement 5 % environ des nucléons évaporés quittent le noyau avant l'équilibre lorsque l'énergie d'excitation est du même ordre de grandeur que son énergie de liaison totale. Ceci semble justifier le point de vue selon lequel une réaction nucléaire à haute énergie peut être décomposée en deux étapes distinctes et indépendantes : une cascade et une évaporation.

II - ETAPE DE CASCADE

L'étude de cette première étape est fondée sur des calculs de type Monte-Carlo. Goldberger (GOL 48) a utilisé, le premier, cette technique qui a été reprise et améliorée par plusieurs auteurs parmi lesquels : Métropolis et al. (MET 58) en 1958, Chen et al en 1968 (CHE 68) et 1971 (CHE 71), Bertini et al en 1969 (BER 69), 1972 (BER 72) et 1978 (BER 78) et Barashenkov et al en 1971 (BAR 71) et 1980 (BAR 80).

La méthode de calcul est basée essentiellement sur le choix aléatoire d'une grandeur dont la distribution respecte la loi du phénomène considéré. Ainsi après avoir choisi au hasard le point d'entrée de

la particule incidente, on calcule son libre parcours moyen ; celui-ci permet d'obtenir le lieu du choc sur la trajectoire. La nature, la quantité de mouvement et la direction du nucléon rencontré sont ensuite déterminées. Les angles de diffusion dans le système du centre de masse choisis, on effectue le calcul cinématique, compte tenu du principe d'exclusion de Pauli. Chaque nucléon heurté est suivi jusqu'à son énergie de cut-off au-dessous de laquelle il ne peut plus sortir du noyau. Il est indispensable, si on désire obtenir une bonne statistique, de réaliser plusieurs centaines, voire plusieurs milliers de traitements de ce type. Les calculs les plus récents font intervenir en outre l'effet d'une surface nucléaire diffuse, le mouvement de Fermi des nucléons à l'intérieur du noyau, la production et la réabsorption de pions, un potentiel local pour les nucléons, une réduction localisée de la densité nucléaire durant le développement de la cascade et une succession des divers événements correctement établie en fonction du temps (BER 78, BAR 80).

Les résultats obtenus concernent notamment :

- Le nombre et la nature des nucléons émis : leur énergie et leur direction.
- La distribution en masse, en charge et en énergie d'excitation des noyaux résiduels.

III - ETAPE D'EVAPORATION

Le formalisme de Weisskopf (WEI 37) constitue la base de tous les calculs relatifs à cette deuxième étape. L'énergie d'excitation du noyau résiduel peut être comparée - selon l'auteur - à l'énergie thermique d'un corps liquide ou solide et l'expulsion de particules est alors analogue à un processus d'évaporation. Fondé sur le principe de réversibilité des transitions entre deux états quantiques, ce modèle

statistique conduit à une formule générale donnant la probabilité d'émission d'une particule dotée d'une certaine énergie cinétique en fonction de paramètres dépendant du noyau excité et de la particule éjectée. A partir de là, deux méthodes différentes peuvent conduire à la distribution des produits finaux de la réaction nucléaire.

- La méthode dite "analytique" employée par le Couteur (COU 50), Fujimoto et Yamaguchi (FUJ 50), Jackson (JAC 56), à laquelle Rudstam (RUD 69) a apporté plusieurs améliorations, permet de déterminer la somme des probabilités sur toute la chaîne d'évaporation.

- La méthode de Monte-Carlo utilisée par Dostrovsky et al (DOS 58) qui consiste à choisir la nature et l'énergie des particules émises au moyen de nombres aléatoires est plus fréquemment utilisée que la précédente. La plupart des calculs de ce type considèrent l'émission des six particules suivantes ; neutron, proton, deuton, triton, ^3He et ^4He . On y inclut parfois (POR 64) des noyaux plus lourds tels ^7Li et ^{11}B .

Ainsi une séquence complète de calcul dite "cascade-évaporation" peut-elle permettre de reproduire un mécanisme réactionnel basé sur le modèle en deux étapes bien que, comme nous le verrons, la confrontation avec les résultats expérimentaux ne soit pas toujours satisfaisante.

B. ISOTOPES PRODUITS PAR SPALLATION "ORDINAIRE"

LE CAS DU XENON PRODUIT DANS L'OR, LE PLATINE ET LE BISMUTH

I - INTRODUCTION

Le terme "spallation" qui a été introduit il y a une trentaine d'années pour désigner les réactions complexes à haute énergie autres que la fission est maintenant employé dans des sens assez différents selon les auteurs. Pour certains, il s'agit de réactions conduisant à des produits dont la différence de masse ΔA avec la cible est faible (quelques u.m.a.) (PAP 71) et dans lesquelles ils incluent d'ailleurs les réactions périphériques (p,n) , $(p, 2n)$, (p, pn) , etc... Pour d'autres, qui à l'instar de Crespo et al. (CRE 70), utilisent le terme de "spallation profonde", ces processus peuvent comprendre la production d'isotopes déficitaires en neutrons tels ^{128}Ba dans des cibles lourdes comme l'uranium.

Ce que nous appelons spallation "ordinaire" - pour la différencier de la spallation "profonde" dont il sera question plus loin - est un mécanisme en deux étapes tel que nous l'avons décrit au chapitre précédent et dont la deuxième étape consiste en l'évaporation de particules ou d'agrégats plus ou moins complexes. Il s'agit d'un ensemble de réactions dont le ΔA peut varier de quelques u.m.a. à plus de 80 et présentant un certain nombre de caractéristiques communes maintenant assez bien connues. Les limites de ce processus ne sont pas nettes et correspondent à l'apparition d'autres mécanismes comme la fission par exemple. Dans le cadre de notre étude, ce sont essentiellement les isotopes de xénon formés dans les cibles de platine, d'or et de bismuth qui sont concernés par ce mécanisme.

II - CARACTERISTIQUES DE PRODUCTION DES ISOTOPES DE XENON FORMES DANS LES CIBLES DE PLATINE, D'OR ET DE BISMUTH

1) SECTIONS EFFICACES

La figure ci-dessous représente l'allure de la fonction

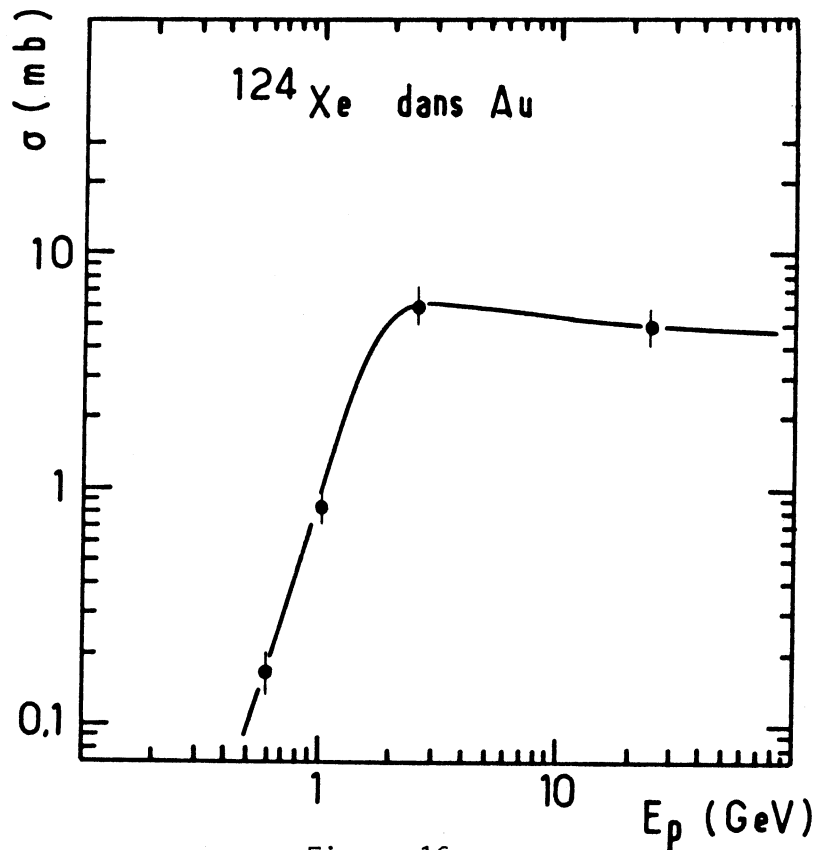


Figure 16

d'excitation de ^{124}Xe formé dans l'or. L'existence d'un maximum - atteint à une énergie d'autant plus grande que la différence de masse ΔA entre cible et produit est élevée - et l'apparition d'une valeur asymptotique plusieurs GeV après le maximum, sont parfaitement caractéristiques d'une fonction d'excitation de produit de spallation (REG 77). Les autres isotopes du xénon 126, 128, 129, 131 et dans une moindre mesure 130 présentent des fonctions d'excitation identiques.

Une autre caractéristique de la spallation est qu'elle favorise les isotopes déficitaires en neutrons. Ceci est visible sur la figure

ci-dessous où sont représentées les distributions en masse du xénon dans le

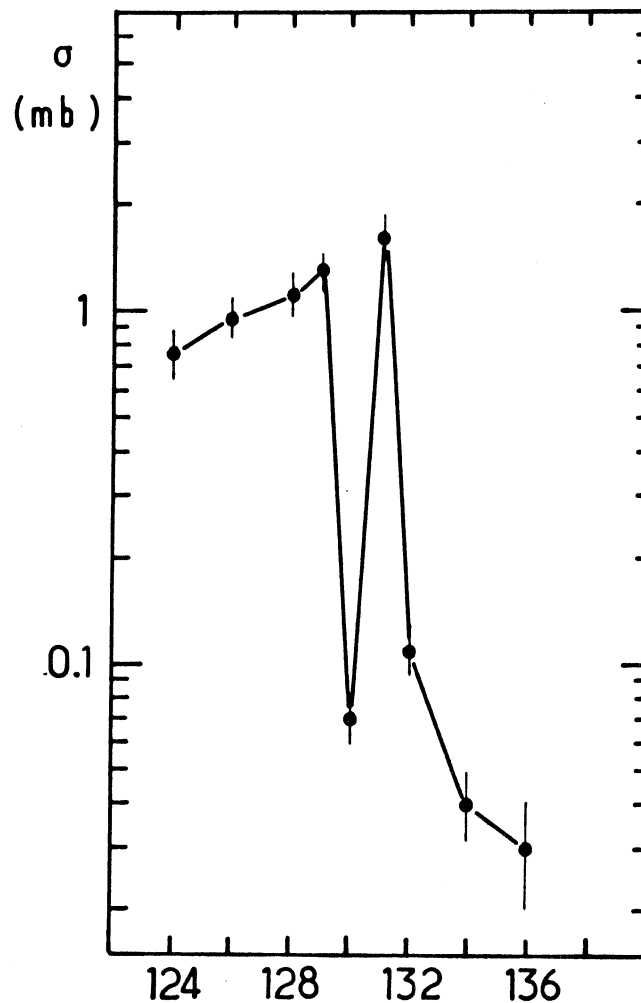


Figure 17

Distribution des isotopes de Xe formés dans Pt
à 0,6 GeV

platine à 0,6 GeV. On constate aussi le comportement apparemment surprenant de ^{130}Xe dont la faible section efficace provient très probablement de sa situation dans la chaîne isobarique qui le distingue nettement de ses deux voisins ^{129}Xe et ^{131}Xe . En effet, comme l'indique le tableau de la page 48, la totalité des isobares (β^+) 129 et (β^+, β^-) 131 conduisent aux deux isotopes de xénon. Ceci explique leurs sections efficaces élevées par rapport à celle de ^{130}Xe dont seuls $^{130}\text{Cs} (\beta^+)$ et $^{130}\text{I} (\beta^-)$ contribuent à la production.

2) ENERGIE CINETIQUE MOYENNE PAR NUCLEON EMIS

Cumming et Bächmann (CUM 72), en s'inspirant d'une idée de Crespo et al. (CRE 70), ont établi une relation semi-empirique permettant

en principe, de distinguer la spallation de la fission. Ils ont calculé l'énergie cinétique moyenne t_i des particules évaporées au cours de la deuxième étape à partir de considérations sur la conservation de l'impulsion.

Le vecteur vitesse $\vec{V}$ d'un noyau de recul peut être considéré comme la somme de n vecteurs $\vec{v}_i$, chacun résultant de l'éjection d'une particule de masse m_i et de vitesse $\vec{v}_i$. Les considérations mentionnées plus haut permettent d'écrire :

$$\langle V^2 \rangle = \sum_{i=1}^n \left(\frac{m_i v_i}{A_i} \right)^2 \quad \text{où } A_i \text{ est la masse de l'ion en recul}$$

après émission de la i ème particule.

En remplaçant $\sum_{i=1}^n (m_i v_i)^2$ par $n \langle m_i^2 v_i^2 \rangle$, A_i^2 par le produit

$A_T A_0$ où A_T est la masse de la cible et A_0 celle du produit observé et n par

l'expression $\frac{A_T - A_0}{\langle m_i \rangle}$ (toutes approximations justifiées dans le cas de la

spallation), on obtient :

$$\langle V^2 \rangle = \frac{A_T - A_0}{\langle m_i \rangle} \frac{\langle m_i^2 v_i^2 \rangle}{A_T A_0}$$

Comme il est plus intéressant de considérer les énergies cinétiques que les vitesses, on multiplie chaque membre de l'équation précédente par A_0 et en supposant que l'énergie cinétique moyenne des parti-

cules émises $\langle t_i \rangle$ est approximativement égale à $\frac{1}{2} \frac{\langle m_i^2 v_i^2 \rangle}{\langle m_i \rangle}$, on obtient

$$\langle T \rangle = \langle t_i \rangle \frac{\Delta A}{A_T} \quad \text{avec } \Delta A = A_T - A_0$$

Dans le tableau ci-dessous, nous avons rassemblé les valeurs de $\langle t_i \rangle$, obtenues à partir des énergies cinétiques $\langle T \rangle$ à 1 et 24 GeV.

Isotope	$\langle t_i \rangle$ (MeV)					
	Pt		Au		Bi	
	1 GeV	24 GeV	1 GeV	24 GeV	1 GeV	24 GeV
124	$21,7 \pm 1,1$	$14,3 \pm 0,8$	$22,9 \pm 0,5$	$14,0 \pm 0,3$	$29,0 \pm 2,5$	$14,3 \pm 0,5$
126	$21,5 \pm 0,8$	$14,1 \pm 0,6$	$22,8 \pm 0,6$	$13,9 \pm 0,6$	$25,4 \pm 2,5$	$13,8 \pm 0,8$
128	$25,0 \pm 1,5$	$13,7 \pm 0,6$	$25,1 \pm 0,9$	$13,1 \pm 0,3$	$26,6 \pm 1,8$	$13,9 \pm 0,5$
129	$24,8 \pm 0,9$	$13,6 \pm 0,6$	$23,2 \pm 0,9$	$13,3 \pm 0,6$	$28,0 \pm 1,8$	$13,8 \pm 0,5$
130		$14,7 \pm 0,6$		$13,2 \pm 0,3$		
131	$22,5 \pm 1,2$	$12,8 \pm 0,9$	$22,4 \pm 1,2$	$13,1 \pm 0,6$	$24,7 \pm 1,6$	$13,7 \pm 0,5$

Tableau 14

On remarque tout d'abord que les valeurs à 1 GeV sont plus élevées que celles à 24 GeV qui fluctuent en gros entre 13 et 14 MeV. Ces dernières valeurs de l'énergie cinétique moyenne par nucléon émis sont en assez bon accord avec la théorie maxwellienne de l'évaporation dans laquelle $t_i = B + 2\theta$, B étant la barrière de sortie de la particule et θ la température nucléaire du noyau. Selon Lagarde (LAG 72), les chaînes d'évaporation créées lors des réactions de spallation correspondent à des températures nucléaires de 3 à 7 MeV. La barrière coulombienne de sortie peut être estimée à 10 MeV pour les protons ; ainsi les énergies cinétiques oscilleront de 6 à 14 MeV pour les neutrons et de 16 à 24 pour les protons. Or, la formation des isotopes 124 et 131 du xénon dans l'or exigeant une émission plus importante de neutrons que de protons, on obtient en conséquence une énergie cinétique moyenne par particule qui est comprise entre 13 et 14 MeV, précisément les valeurs trouvées à 24 GeV. Le fait qu'à 1 GeV les valeurs soient supérieures est probablement dû à la contribution

d'un autre mécanisme à savoir la fission. Nous y reviendrons en conclusion.

3) IMPULSION MOYENNE DE L'ION EN REcul

Un autre paramètre intéressant qui permet de différencier les réactions nucléaires est l'impulsion moyenne de l'isotope en recul qui s'exprime par $\langle P \rangle = A \langle V \rangle$ où A est la masse de l'ion en recul et $\langle V \rangle$ la vitesse moyenne qui lui est impartie lors de la deuxième étape. En réalité, comme nous le verrons plus loin, ce paramètre est surtout intéressant pour caractériser les réactions de fission ; il peut en effet arriver que les produits de spallation et ceux de fragmentation aient des valeurs de $\langle P \rangle$ d'ordre de grandeur comparable. Toutefois, Kaufman et al (KAU 78) ont constaté que pour les réactions de spallation dans l'or, $\langle P \rangle$ était compris entre 5 et environ $40 \text{ (MeV.amu)}^{\frac{1}{2}}$; ces valeurs étant par ailleurs pratiquement indépendantes de l'énergie incidente, ce qui semble indiquer que le processus d'évaporation doit rester à peu près inchangé entre 1 et 300 GeV. Cette constatation avec l'énergie incidente a été confirmée par Carini (CAR 79) dans un autre domaine de masse puisqu'il a étudié la production de ^{38}Ar et ^{39}Ar dans des cibles allant du scandium au cuivre par des protons de 1 et 24 GeV.

Si maintenant on porte les valeurs de $\langle P \rangle$ en fonction de ΔA , on observe une croissance quasi linéaire comme on le note sur la figure 18 de la page 87 où sont rassemblés certains résultats expérimentaux et théoriques de Kaufman et al (KAU 78) dans l'or à 1 GeV ainsi que nos points expérimentaux correspondant à la formation de ^{124}Xe et ^{131}Xe dans l'or et le bismuth à 1 et 24 GeV. Ce comportement de $\langle P \rangle$ en fonction de ΔA semble tout à fait caractéristique des réactions de spallation puisque des expériences très différentes l'ont mis en évidence (KAU 78, CAR 79, LAG 79). Par ailleurs, les calculs de cascade-évaporation conduisent eux aussi à une dépendance presque linéaire de $\langle P \rangle$ avec ΔA : il faut noter

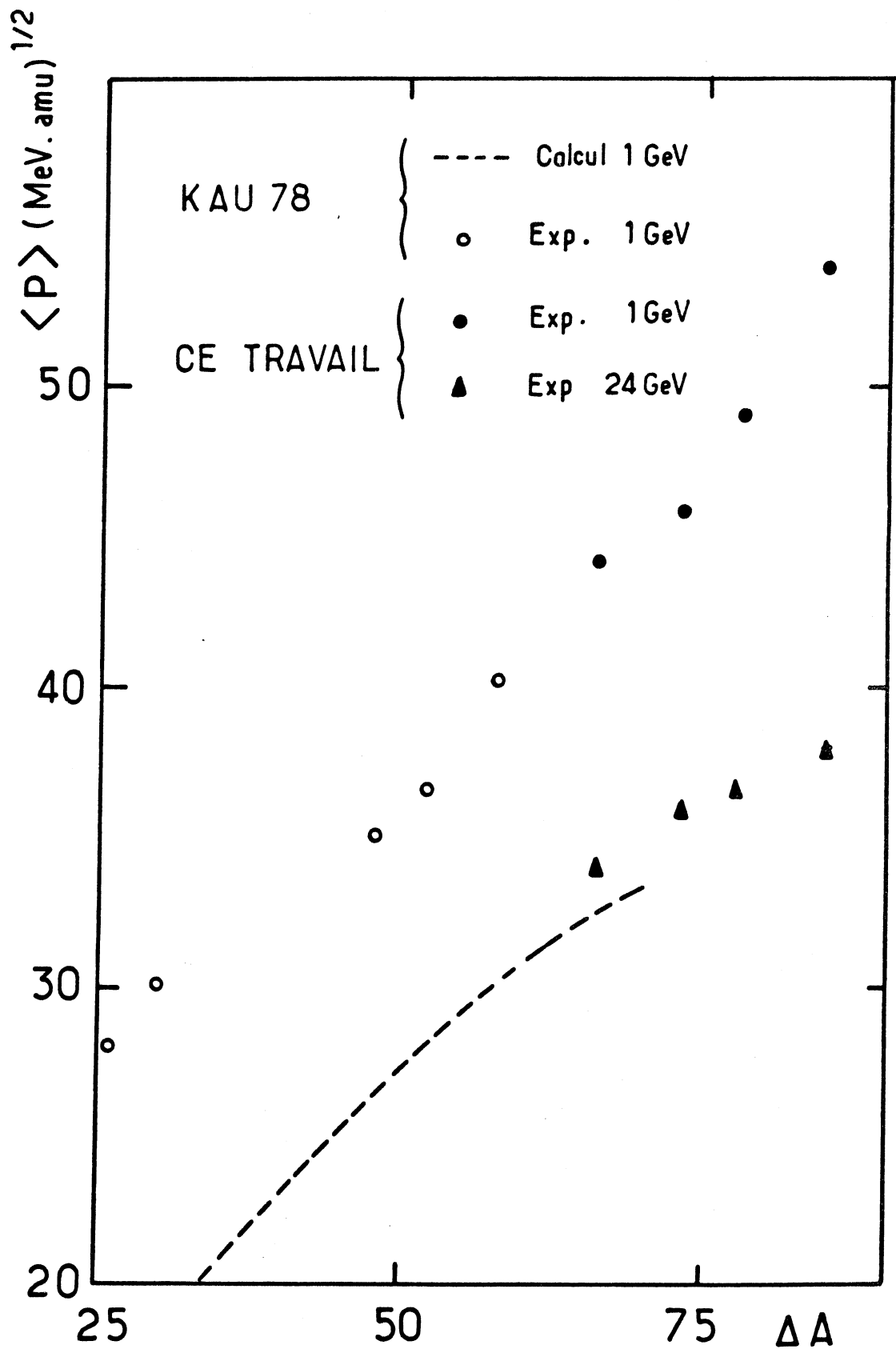


Figure 18

Variation de l'impulsion moyenne de l'ion en recul avec la différence de masse entre la cible (Au et Bi) et le produit observé

cependant que les courbes théoriques sous estiment quelque peu les valeurs de $\langle P \rangle$ comme cela apparait sur la figure 18. Cette sous évaluation a été enregistrée par plusieurs auteurs (CRE 70, BEG 71, STA 71). Il est possible que l'insertion dans les calculs du type Monte-Carlo relatifs à la deuxième étape d'émission de particules plus lourdes, ainsi qu'une simulation plus fidèle des états excités puissent conduire à un meilleur accord théorie-expérience. Mais Crespo et al. (CRE 70) pensent que dans la valeur de la vitesse $\vec{V}$ telle qu'elle est déterminée par les expériences de recul, serait incluse une contribution de $\vec{V}$, d'autant plus importante que la distribution de $\vec{V}$ serait large. Cela expliquerait, selon ces auteurs, l'excès des valeurs expérimentales par rapport aux résultats théoriques.

Notons encore sur la figure 18 que - à l'instar des valeurs de $\langle t_i \rangle$ étudiées au paragraphe précédent - celles de $\langle P \rangle$ sont plus faibles à 24 GeV qu'à 1 GeV.

4) ENERGIE D'EXCITATION DU NOYAU RESIDUEL DE CASCADE

On remarque tout d'abord (tableaux 9,10,11) la faiblesse des valeurs de l'énergie d'excitation des isotopes de xénon produit dans les cibles d'or, de platine et de bismuth et ceci plus particulièrement à 24 GeV. De telles valeurs sont beaucoup plus faibles que celles attendues pour un processus d'évaporation. Des calculs faits par Porile (POR 70) ont montré que 500 à 600 MeV d'énergie d'excitation étaient nécessaires pour produire ^{149}Tb à partir d'or. Il faut cependant noter que plusieurs auteurs (CUM 72, YU 75) s'intéressant à des réactions de spallation dans l'or ont eux aussi obtenu des valeurs expérimentales de E^* beaucoup plus faibles que celles attendues. On peut certes rappeler que la formule conduisant à E^* n'est théoriquement valable que jusqu'à 1,8 GeV et donc que les valeurs obtenues à 24 GeV peuvent ne pas avoir grande signification, il n'en demeure pas moins que même à 1 GeV ces énergies d'excitation restent faibles.

5) RESUME ET CONCLUSION

L'examen des tableaux 9,10,11 (pages 62,63 et 64) concernant la formation des isotopes 124,126,128,129,130 et 131 du xénon dans le platine, l'or et le bismuth montrent que l'on a essentiellement affaire à des réactions que l'on a appelées de spallation "ordinaire". Cependant quelques différences apparaissent entre 1 et 24 GeV. On constate que les parcours, les énergies cinétiques et les impulsions moyennes de l'ion en recul sont un peu plus grands à 1 GeV qu'à 24 GeV. Ceci est particulièrement net en ce qui concerne les énergies cinétiques comme le montre la figure 20 ci-dessous. Par contre, le coefficient N des relations parcours énergie - proche de 2 pour les réactions de spallation - est plus élevé à 24 GeV qu'à 1 GeV. Ceci est encore plus net dans le cas du bismuth.

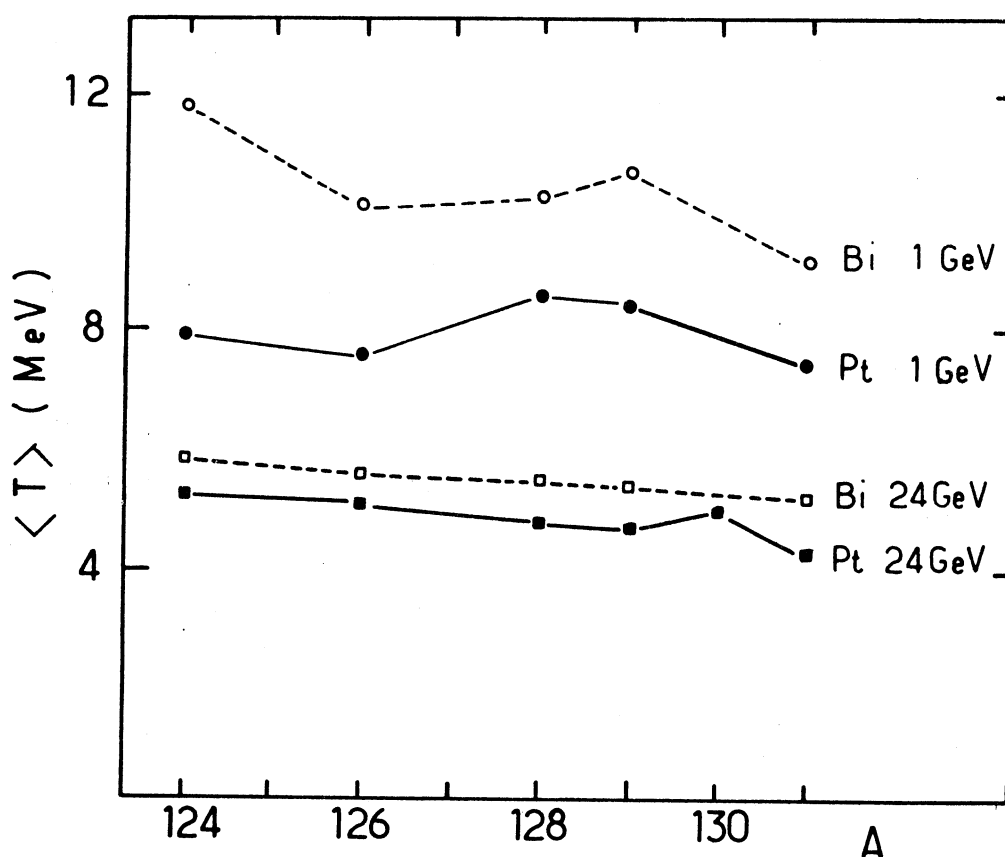


Figure 20

Variation de l'énergie cinétique des différents isotopes de xénon formés dans le platine et le bismuth à 1 et 24 GeV.

Tout ceci semble indiquer qu'il y a probablement une légère contribution de la fission dans la formation des isotopes de xénon dans les trois cibles étudiées ici. Cela confirme la constatation de Kaufman et al. (KAU 78) qui devant la réduction d'environ 25 % de l'énergie cinétique entre 1 et 3 GeV de ^{131}Ba produit dans l'or concluent à l'existence d'une petite composante de fission à 1 GeV. Il est certain que cette composante doit être faible puisque les valeurs des différents paramètres considérés dans cette étude se situent beaucoup plus dans le domaine de la spallation que dans celui de la fission. Rappelons aussi que Yu et Porile (YU 75) ont estimé à environ 2 % la contribution de la fission dans la formation des isobares $A = 131$ dans l'or à 11,5 GeV. Nous noterons cependant que la fission semble jouer à 1 GeV un rôle plus important dans le bismuth que dans le platine et l'or.

Ainsi, on considère depuis longtemps que ce type de réaction obéit au modèle cascade-évaporation. Toutefois, comme nous l'avons déjà noté en ce qui concerne l'impulsion moyenne de l'ion en recul, l'accord théorie-expérience est rarement bon, le désaccord étant encore plus marqué pour les paramètres relatifs à la première étape que pour ceux relatifs à la seconde et s'accroissant avec ΔA . Ceci apparaît bien sur la figure 21 de la page 91 due à Kaufman et al. (KAU 78) où sont représentées les variations en fonction de A de $\langle v_{||} \rangle$, vitesse impartie au noyau cible à l'issue de la première étape, pour des noyaux formés dans l'or. A droite en ordonnées figurent les valeurs correspondantes de E^* .

Un autre point important dont ne rendent pas compte les calculs de Monte-Carlo est la diminution de $\langle v_{||} \rangle$ lorsque E_p dépasse 1 GeV. Nous reviendrons plus loin sur ce comportement inexpliqué mais que l'on retrouve dans la plupart des réactions nucléaires à haute énergie à l'exception de la fission et de la spallation très proche. Ceci nous conduira à nous interroger sur la validité de la représentation de la première étape de cascade.

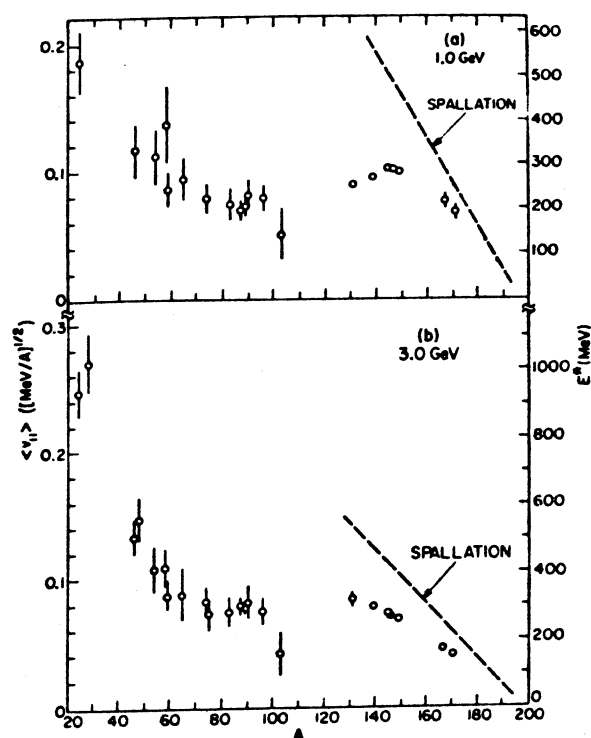


Figure 21

Variations de la vitesse moyenne de cascade $\langle v_c \rangle$ (et de l'énergie d'excitation E^* correspondante) pour des noyaux formés dans l'or à 1 (a) et 3 GeV(b). Les lignes en pointillé correspondent au calcul cascade-évaporation (KAU 78)

C. ISOTOPES DE KRYPTON ET DE XENON PRODUITS PAR FISSION :
LE CAS DES EXCEDENTAIRES EN NEUTRONS

I - INTRODUCTION

De nombreux auteurs se sont penchés sur la fission induite par protons de haute énergie : soit pour s'intéresser aux sections efficaces - fonctions d'excitation, distributions en charge et en masse (FRI 63, FRI 65, POR 66, HAG 70, PAN 70, CHU 71) ; soit pour étudier les propriétés de recul des produits de fission afin de déterminer leurs énergies cinétiques, leurs distributions angulaires ou les énergies d'excitation des noyaux résiduels de cascade (SUG 56, POR 56, ALE 60, PAN 63, NOS 65, BRA 65, SUG 66, PAN 68, CRE 68, BEG 71, CUM 72, YU 73 a et b, YU 74).

Pour la clarté de l'exposé, nous ne nous intéressons, dans ce chapitre, qu'à certains isotopes excédentaires en neutrons dont la fission est l'unique mode de production sur tout le domaine d'énergie incidente considéré. Nous n'y traiterons donc ni de la formation des isotopes déficitaires en neutrons, ni de celle des fragments légers dans les cibles lourdes dont nous verrons pourtant plus loin qu'ils peuvent, dans certains cas, être produits par fission.

Il faut également signaler que ce processus a une durée comparable à celle de l'évaporation de particules. Ainsi ces deux mécanismes de fission et d'évaporation pourront-ils être en compétition lors de la deuxième étape de certaines réactions nucléaires.

II - CARACTERISTIQUES DE PRODUCTION DE CERTAINS ISOTOPES DU KRYPTON ET DU XENON EXCEDENTAIRES EN NEUTRONS DANS QUELQUES CIBLES LOURDES (Pt, Au, Bi, Th)

1) FONCTIONS D'EXCITATION

La figure 15 de la page 74 nous a déjà révélé l'allure caractéristique des fonctions d'excitation de certains isotopes excédentaires en neutrons (ici ^{136}Xe formé dans Th), à savoir une décroissance assez sensible entre 0,15 et 2,5 GeV, suivi dans le cas du xénon d'une légère remontée à 24 GeV. Le tableau ci-dessous indique que les sections efficaces des isotopes 130, 131, 132 et 134 formés dans le thorium présentent le même type de variation en fonction de l'énergie incidente.

Xénon dans thorium					
Isotope	$\sigma_{0,15}$ (mb)	σ_1 (mb)	$\sigma_{2,5}$ (mb)	σ_{24} (mb)	$\frac{\sigma_{2,5}}{\sigma_{0,15}}$
130	$13,1 \pm 2,1$	$11,6 \pm 2,5$	$5,6 \pm 1,0$	$6,2 \pm 1,1$	$0,43 \pm 0,14$
131	$21,9 \pm 3,5$	$18,9 \pm 4,0$	$15,2 \pm 2,9$	$17,9 \pm 2,6$	$0,69 \pm 0,23$
132	$21,0 \pm 3,3$	$14,1 \pm 2,8$	$7,3 \pm 1,4$	$9,1 \pm 1,7$	$0,43 \pm 0,14$
134	$14,7 \pm 2,3$	$9,0 \pm 2,5$	$5,4 \pm 1,0$	$6,7 \pm 1,2$	$0,37 \pm 0,12$
136	$9,1 \pm 1,4$	$6,3 \pm 1,6$	$3,9 \pm 0,8$	$5,9 \pm 1,1$	$0,43 \pm 0,15$

Tableau 15

Sections efficaces des isotopes 130, 131, 132, 134 et 136 du xénon formés dans le thorium à 0,15 ; 1 ; 2,5 et 24 GeV

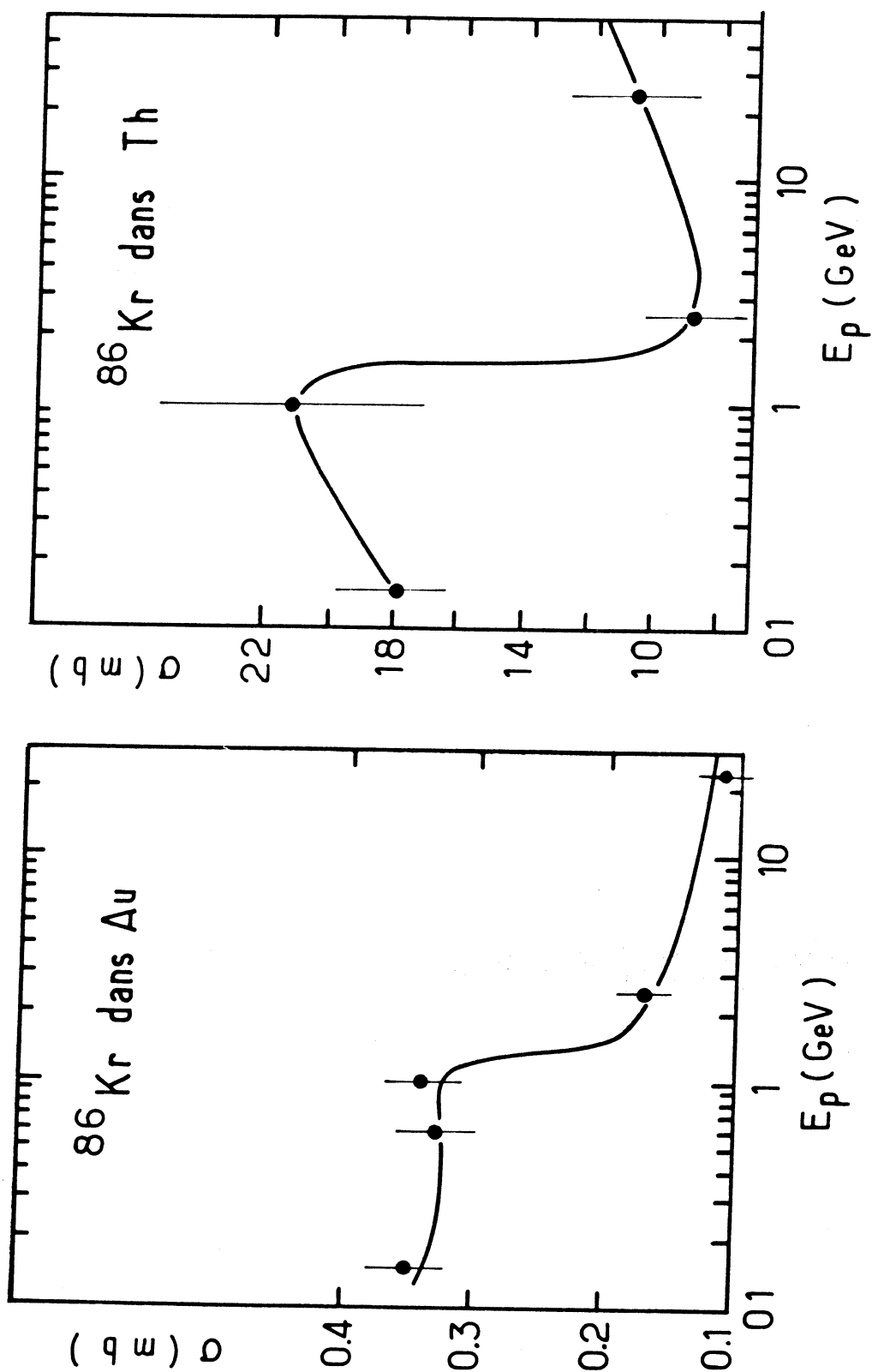


Figure 22

Fonctions d'excitation de ^{86}Kr formé dans l'or et le thorium

Ce comportement des isotopes excédentaires en neutrons est connu depuis longtemps. Plusieurs auteurs l'ont mis en évidence dans le passé (FRI 63, CAR 63) et plus récemment Biswas et Porile (BIS 79).

En ce qui concerne le krypton (cf tableau ci-dessous), la situation est un peu plus complexe en ce sens que les fonctions d'excitation des isotopes les plus excédentaires (85 et 86) ne présentent pas la même allure que celles vues plus haut du xénon dans le thorium comme l'indique la figure 22 de la page précédente. Il semble, en effet, que dans ce cas, les sections efficaces passent par un léger maximum à 1 GeV, à l'exception de ^{86}Kr formé dans l'or.

Krypton dans or						
Isotope	$\sigma_{0,15}^*$ (mb)	$\sigma_{0,6}^*$ (mb)	σ_1^* (mb)	$\sigma_{2,5}^o$ (mb)	σ_{24}^* (mb)	$\frac{\sigma_{2,5}}{\sigma_{0,15}}$
84	$1,0 \pm 0,1$	$3,0 \pm 0,3$	$3,7 \pm 0,3$	$2,4 \pm 0,3$	$2,0 \pm 0,4$	$2,4 \pm 0,5$
85	$0,42 \pm 0,03$	$0,52 \pm 0,04$	$0,60 \pm 0,05$	$0,31 \pm 0,04$	$0,19 \pm 0,04$	$0,76 \pm 0,15$
86	$0,35 \pm 0,03$	$0,33 \pm 0,03$	$0,34 \pm 0,03$	$0,17 \pm 0,02$	$0,11 \pm 0,02$	$0,49 \pm 0,10$

Krypton dans thorium					
Isotope	$\sigma_{0,15}^*$ (mb)	σ_1^* (mb)	$\sigma_{2,5}^o$ (mb)	σ_{24}^o (mb)	$\frac{\sigma_{2,5}}{\sigma_{0,15}}$
84	$17,0 \pm 1,8$	$28,7 \pm 4,1$	$20,4 \pm 3,1$	$18,7 \pm 3,4$	$1,2 \pm 0,3$
85	$5,8 \pm 0,6$	$10,1 \pm 1,5$	$6,2 \pm 1,0$	$5,5 \pm 1,0$	$1,1 \pm 0,3$
86	$17,9 \pm 1,9$	$21,2 \pm 4,0$	$8,8 \pm 1,3$	$10,7 \pm 2,0$	$0,49 \pm 0,12$

* Mesures effectuées par Regnier (REG 77)

o Mesures effectuées dans le cadre de ce travail

Tableau 16
Sections efficaces des isotopes 84, 85 et 86 du krypton formé dans l'or et le thorium à 0,15 ; 0,6 ; 1 ; 2,5 et 24 GeV

Un autre paramètre intéressant à considérer est le rapport

$\frac{\sigma_{2,5}}{\sigma_{0,15}}$ des sections efficaces à 2,5 et 0,15 GeV. On constate, en effet,

que pour les isotopes excédentaires en neutrons, ce rapport est inférieur à 1. Tel est bien le cas pour tous les isotopes 130, 131, 132, 134 et 136 du xénon formés dans le thorium comme le montre le tableau 15 de la page 91. Par contre, on constate que pour ^{84}Kr formé dans l'or et le thorium (tableaux 14 de la page précédente) ce rapport est supérieur à 1. Ceci est aussi le cas pour ^{85}Kr produit dans le thorium bien qu'ici

$\frac{\sigma_{2,5}}{\sigma_{0,15}}$ n'excède que très faiblement l'unité.

2) ENERGIE CINETIQUE DES FRAGMENTS DE FISSION

a) La version simplifiée du modèle de la goutte liquide de Nix et Swiatecki (NIX 65)

En utilisant une version simplifiée du modèle de la goutte liquide, Nix et Swiatecki (NIX 65) ont fourni une méthode de calcul classique pour déterminer notamment l'énergie cinétique des fragments de fission. Ceux-ci sont assimilés à deux sphéroïdes et sont décrits par un système à 17 degrés de liberté dont le hamiltonien est la somme des énergies de surface, coulombienne et cinétique. Une étude des énergies et des formes du système au point selle montre que l'approximation des deux sphéroïdes est surtout justifiée pour la fission des éléments dont le paramètre de fissibilité $X = (Z^2/A)/50,13$ est inférieur à 0,67 (c'est à dire plus légers que le radium). A partir de ce modèle, ils calculent les distributions de certaines quantités observables caractéristiques des fragments de fission à l'infini, comme leur énergie cinétique totale de translation, leurs masses, leurs énergies d'excitation et leur moment angulaire individuel. Ceci est réalisé en

appliquant à un seul et même hamiltonien les méthodes connues de la statique, de la dynamique et de la mécanique statistique de la fission. Précisons toutefois que dans l'étude statistique la détermination quantique des distributions de probabilité serait difficile si on conservait le hamiltonien complet ; aussi, Nix et Swiatecki n'en retiennent-ils que ses termes quadratiques (approximation harmonique) ce qui simplifie beaucoup les calculs.

Ainsi parmi les quantités observables calculées par Nix et Swiatecki, c'est l'énergie cinétique moyenne des fragments de fission qui nous intéresse ici. Elle s'écrit :

$$\bar{E}(U) = 4 U (1 - U) E_0 \left(1 + \frac{1}{2} \alpha C_S + \dots \right)$$

Avec :

$$U = \frac{M_1}{M_0}$$

M_1 : Masse du fragment 1 que l'on considère

M_0 : Masse du noyau fissionnant

E_0 : Energie cinétique totale de translation : elle dépend du paramètre de fissibilité X .

α : Constante dépendant elle aussi du paramètre X .

$$C_S = \frac{\hbar \omega_S}{K_S} \coth \frac{\hbar \omega_S}{2\theta}$$

$\hbar \omega_S$: Energie quantique d'oscillation de "stretching" ; il s'agit d'un type d'oscillation au cours duquel l'élongation de chaque sphéroïde croît (ou décroît) de la même quantité de part et d'autre du point selle. D'après Nix, cette énergie est égale à 1 MeV pour $x = 0,67$ et à 1,8 MeV pour $x = 0,40$.

K_s : constante de rigidité des sphéroïdes dans le mode d'oscillation de "stretching".

θ : température nucléaire au point selle.

Selon Lagarde (LAG 72), la valeur de l'énergie d'excitation moyenne $\langle E^* \rangle$ obtenue à partir des données de recul situe les températures nucléaires entre 5 et 8 MeV. En conséquence, le terme $\alpha^2 C_s$ dans l'expression de l'énergie cinétique totale de translation, correspondant à la division de masse U est négligeable ($\alpha^2 C_s = 0,005$ pour les cibles lourdes et 0,010 pour les cibles moyennes). L'énergie cinétique totale moyenne devient donc :

$$\bar{E}(U) = 4 U (1 - U) E_0 \quad (1)$$

Signalons qu'en toute rigueur l'énergie cinétique totale la plus probable est un peu plus faible que l'énergie cinétique totale moyenne en raison du fait que la distribution $P(E,U)$ n'est pas une distribution normale mais possède une petite traîne sur sa partie haute énergie. Cette différence disparaît en négligeant $\alpha^2 C_s$, la valeur moyenne et la valeur la plus probable devenant alors égales.

Les comparaisons entre ce type de calcul et les résultats expérimentaux ont été faites pour des noyaux plus légers que le radium. Nix et Swiatecki ont constaté que les valeurs les plus probables des énergies cinétiques et des masses ainsi d'ailleurs que leurs largeurs de distributions sont reproduites par le calcul à quelques pour cents près.

b) Confrontation avec les résultats expérimentaux obtenus pour les isotopes excédentaires en neutrons

La dernière colonne des tableaux 1 à 12 donne le rapport $\langle T \rangle / E_{NIX}$ des énergies cinétiques expérimentales à celles calculées selon la modèle de Nix et Swiatecki. La connaissance de ce rapport permet ainsi

une évaluation immédiate du rôle de la fission dans la réaction nucléaire envisagée.

La première constatation à faire en considérant ces rapports aussi bien pour les isotopes de xénon que pour ceux de krypton est qu'ils sont dans tous les cas inférieurs à 1. Ceci n'a rien de surprenant dans la mesure où c'est le noyau cible qui a été choisi comme noyau fissionnant alors qu'en réalité ce dernier est toujours plus léger en raison de l'étape de cascade.

Ceci étant précisé, on constate (figure 23a) d'une façon générale que les isotopes 130,132,134 et 136 du xénon formés dans le thorium présentent des rapports $\langle T \rangle / E_{NIX}$ proches de 1. L'isotope 131 présente, lui, des valeurs plus faibles - sauf à 0,15 GeV - semblant indiquer qu'à partir de 1 GeV et au delà, la contribution de la fission dans sa formation est moindre que pour ses voisins cités plus haut.

En ce qui concerne les isotopes 85 (figure 23b) et 86 du krypton, les valeurs du rapport $\langle T \rangle / E_{NIX}$ sont largement inférieures à 1 dans le platine, l'or et le bismuth puisqu'elles se situent entre 0,40 et 0,53. Par contre dans le thorium ces valeurs se rapprochent à nouveau de l'unité puisqu'elles sont comprises entre 0,66 (^{86}Kr à 24 GeV) et 0,90 (^{85}Kr à 0,15 GeV). Enfin, on note que, les valeurs de $\langle T \rangle / E_{NIX}$ pour ^{84}Kr à 24 GeV sont systématiquement plus faibles que celles de ^{85}Kr et ^{86}Kr , ceci indiquant la part de plus en plus faible que doit prendre la fission à cette énergie dans la formation d'isotopes de moins en moins excédentaires en neutrons.

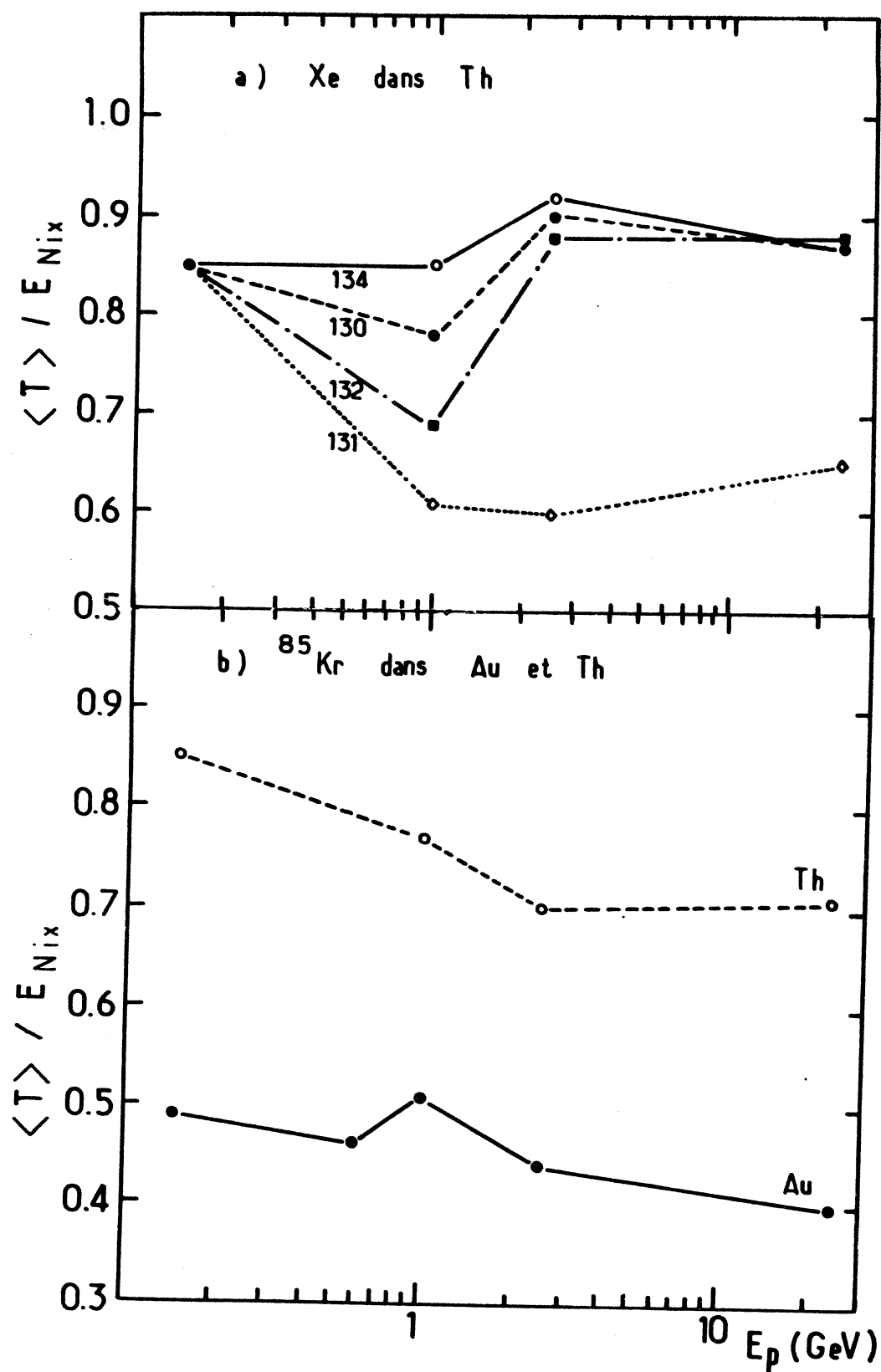


Figure 23

Variation du rapport $\langle T \rangle / E_{NIX}$ en fonction de l'énergie incidente :

a) pour Xe dans Th

b) pour ^{85}Kr dans Au et Th

3) IMPULSION MOYENNE $\langle P \rangle$ DE L'ION EN REcul

Kaufman et al (KAU 78) dans leur étude des propriétés de recul de certains noyaux formés dans l'or ont entrepris un calcul de l'impulsion moyenne $\langle P \rangle$ (telle que nous l'avons définie dans le chapitre sur la spallation "ordinaire") des fragments de fission obtenus à 1 GeV dans cette cible. Dans ce but, ils ont utilisé des résultats expérimentaux de Kotov et al. (KOT 74) qui ont mesuré les énergies cinétiques de fragments de fission de l'or produits par des protons de 1 GeV et émis en coïncidence. Kaufman et al. ont, en outre, supposé - toujours à l'aide des résultats de Kotov et al. - que la masse du noyau fissionnant était $A = 190$. Dans le domaine de masse qui nous intéresse (80-86) ils ont ainsi obtenu pour $\langle P \rangle$ une valeur voisine de $109 \text{ (MeV.amu)}^{\frac{1}{2}}$; si nous la comparons à nos valeurs expérimentales obtenues pour ^{85}Kr et ^{86}Kr dans le platine et l'or

à 1 GeV, nous obtenons le rapport $\frac{\langle P \rangle_{\text{exp}}}{\langle P \rangle_{\text{cal}}} \approx 0,76$. Cette valeur relativement

proche de 1 montre donc que la fission d'un noyau de masse légèrement plus faible que celle de la cible semble devoir être le mécanisme prépondérant pour la formation des isotopes 85 et 86 dans le platine, l'or et le bismuth à toutes les énergies considérées puisqu'à 24 GeV, $\frac{\langle P \rangle_{\text{exp}}}{\langle P \rangle_{\text{calc}}}$ atteint encore 0,67 pour l'or et dépasse cette valeur pour le platine en prenant pour $\langle P \rangle_{\text{calc}}$ la valeur calculée à 1 GeV.

4) ENERGIE D'EXCITATION DU NOYAU RESIDUEL DE CASCADE

Les tableaux 5,6bis,7,8 et 12 concernant les résultats à 1 GeV montrent d'une manière assez générale qu'aux fortes énergies cinétiques des isotopes excédentaires en neutrons correspondent de faibles énergies d'excitation de leurs noyaux résiduels de cascade. Cela conduit à penser que ces isotopes sont produits à partir de noyaux fissionnants de masse proche de

celle de la cible. En effet, la faiblesse des énergies d'excitation signifie que peu de nucléons doivent être émis hors du noyau cible ce qui a pour conséquence la fission d'un noyau de masse importante conduisant à des énergies cinétiques élevées pour les fragments ainsi formés. Nous verrons dans la conclusion qui suit qu'à 24 GeV les valeurs des énergies d'excitation doivent être considérées avec circonspection.

5) CONCLUSION

a) Cas des isotopes 130, 131, 132, 134 et 136 du xénon formés dans le thorium

Le cas de ces isotopes est clair : l'allure des fonctions d'excitation et la valeur des parcours et des énergies cinétiques permettent de conclure sans ambiguïté qu'ils sont essentiellement formés par fission dans le thorium. Les faibles valeurs des énergies d'excitation correspondantes à 0,15 et 1 GeV (énergies pour lesquelles les valeurs de E^* sont encore significatives) laissent même penser que le noyau fissionnant doit être proche du noyau cible.

Notons cependant que la fission semble prendre une part moins importante dans la formation de ^{131}Xe à partir de 1 GeV et au delà comme l'indiquent les rapports $\langle T \rangle / E_{\text{NIX}}$ et $\frac{\sigma_{2,5}}{\sigma_{0,15}}$ relatifs à cet isotope.

b) Cas des isotopes 85 et 86 du krypton formés dans le thorium, le bismuth, l'or et le platine

Le cas le plus simple est celui du thorium pour lequel la fission apparaît être le principal mécanisme de la formation de ces deux isotopes, même à 24 GeV où le rapport $\langle T \rangle / E_{\text{NIX}}$ atteint encore 0,66 pour ^{86}Kr et 0,71 pour ^{85}Kr .

Pour l'or et le platine, nous avons vu que la confrontation de nos résultats avec les calculs de Kaufman et al. (KAU 78) concernant l'impulsion moyenne des fragments de fission laissait penser que la fission était là encore le principal mécanisme responsable de la formation de ^{85}Kr et ^{86}Kr et ceci à toutes les énergies considérées. Il est clair que les résultats dans le bismuth autorisent la même conclusion puisqu'ils sont intermédiaires entre ceux de l'or et du thorium bien que beaucoup plus proches des premiers que des seconds.

On note, cependant, qu'à 24 GeV les parcours et les énergies cinétiques de ^{85}Kr et ^{86}Kr formés dans le platine, l'or et le bismuth sont un peu plus faibles (10 à 15 % environ) qu'à 1 GeV. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'à 24 GeV le noyau fissionnant doit avoir une masse plus faible qu'à 1 GeV et donc donner naissance à des fragments d'énergies cinétiques moindres. Ceci devrait théoriquement être confirmé par les énergies d'excitation dont on pourrait attendre qu'elles soient plus grandes à 24 GeV qu'à 1 GeV. Le fait que ce ne soit pas le cas ne signifie pas que notre hypothèse est erronée car la formule conduisant aux énergies d'excitation n'est en toute rigueur valable que jusqu'à 1,8 GeV. Son utilisation au delà et notamment à une énergie aussi élevée que 24 GeV peut donc être légitimement mise en cause.

D. ISOTOPES PRODUITS PAR SPALLATION PROFONDE

On a longtemps désigné sous le vocable de "fragmentation" la formation dans les cibles lourdes de noyaux de masse inférieure à environ 50, tandis que le terme de "spallation profonde" se référerait à la production d'isotopes plus lourds déficients en neutrons. Nous avons déjà remarqué (figure 15 page 74) les variations similaires en fonction de l'énergie incidente de certaines caractéristiques de production $[\sigma, F/B, 2W(F+B)]$ d'un fragment léger comme ^{38}Ar et d'un isotope déficient en neutron comme ^{126}Xe dans une cible de thorium. Plusieurs hypothèses ont été émises concernant la formation, d'une part de tels fragments légers, d'autre part des noyaux déficitaires en neutrons. Ces deux processus demeurent l'un et l'autre assez mal compris, mais on est de plus en plus tenté de les expliquer par un mécanisme commun. C'est ce que nous allons essayer de faire dans ce chapitre qui comprendra trois parties : en premier lieu nous présenterons les caractéristiques de production des isotopes de krypton et de xénon déficients en neutrons ; ensuite nous traiterons du cas très intéressant des isotopes 38 et 39 d'argon ; enfin nous décrirons les diverses représentations de ce mécanisme en mettant plus particulièrement l'accent sur un tout récent modèle où l'interaction proton-noyau est décrite comme un processus collectif et qui bien qu'encore très qualitatif semble en mesure d'expliquer certains des résultats expérimentaux que nous allons maintenant présenter.

I. ISOTOPES DE KRYPTON ET DE XENON DEFICITAIRES EN NEUTRONS PRODUITS PAR SPALLATION "PROFONDE"

I - INTRODUCTION

C'est en 1956 que Sugarman et al. ont pour la première fois constaté une diminution importante entre 0,45 et 2,2 GeV des parcours des isotopes de baryum déficients en neutrons produits dans l'uranium. Mais il a fallu attendre 1963 pour que des expériences par protons de haute énergie sur des cibles lourdes confirment le comportement anormal des isotopes déficients en neutrons ainsi formés et se situant dans le domaine de masse $80 \lesssim A \lesssim 140$. Jusqu'alors, ces isotopes - compte tenu de leur taille comparable à celle des fragments de fission habituels - n'avaient guère été remarqués. Ce sont d'abord Friedlander et al. (FRI 63) qui ont constaté que la courbe de distribution en charge dans la région de masse $125 \lesssim A \lesssim 140$ qui présente un seul sommet - associé à la fission binaire ($N/Z \sim 1,5$) - lorsque l'énergie incidente est de l'ordre de quelques centaines de MeV, s'élargit pour laisser apparaître un second pic du côté des isotopes déficients en neutrons ($N/Z \sim 1,33$) à une énergie voisine de 1 GeV. Alexander et al. (ALE 63), de leur côté, ont trouvé qu'à 6 GeV les parcours des isotopes d'iode déficients en neutrons étaient environ un facteur 2 plus petits que ceux des excédentaires alors qu'il n'y avait pratiquement pas de différence entre ces parcours à 0,7 GeV. D'assez nombreuses études ont ensuite confirmé les résultats de ces premières mesures montrant que le mécanisme de formation des isotopes déficients en neutrons changeait au delà de 1 GeV. Parmi ces travaux, on peut citer ceux de Brandt (BRA 65), Rudstam et Sorensen (RUD 66), Hagebo et Ravn (HAG 69), Panontin et Porile (PAN 70), Beg et Porile (BEG 71), Cumming et Bächmann (CUM 72), Yu et Porile (YU 73 a et b), Starzyck et Sugarman (STA 73), Kaufman et al. (KAU 78), Biswas et Porile (BIS 79), enfin Lagarde-Simonoff et Simonoff (LAG 79).

Parmi ces dernières, l'une des expériences les plus intéressantes est certainement l'étude des propriétés de recul des isotopes de strontium et de baryum formés dans l'uranium par des protons d'énergie comprise entre 0,45 et 11,5 GeV et entreprise par Beg et Porile (BEG 71). Elle met, en effet, clairement en évidence les comportements très différents des isotopes selon qu'ils sont déficitaires ou excédentaires en neutrons. Nous allons voir dans le paragraphe suivant que certains isotopes du krypton et du xénon déficitaires en neutrons et formés dans des cibles lourdes présentent des caractéristiques analogues à celles trouvées par Beg et Porile dans leur étude.

II - CARACTERISTIQUES DE PRODUCTION DE CERTAINS ISOTOPES DE KRYPTON ET DE XENON DEFICITAIRES EN NEUTRONS FORMES DANS QUELQUES CIBLES LOURDES (Pt, Au, Bi, Th)

Nous avons déjà signalé au cours de la présentation des résultats expérimentaux les caractéristiques essentielles des fonctions d'excitation (croissance rapide entre 0,15 et 1 GeV), des rapports F/B (passage par un maximum entre 2,5 et 3 GeV) et des parcours $2W(F + B)$ (chute pouvant atteindre un facteur proche de 2 entre 1 et 24 GeV) de certains isotopes de krypton et de xénon déficitaires en neutrons. A cet effet, on peut à nouveau considérer la figure 15 de la page 74 relative à la formation de ^{126}Xe dans le thorium.

Nous allons, tout d'abord, revenir un peu plus en détail sur l'allure des fonctions d'excitation de certains de ces isotopes (^{78}Kr , ^{80}Kr , ^{81}Kr , ^{124}Xe , ^{126}Xe , ^{128}Xe , ^{129}Xe) après quoi nous examinerons le comportement de leurs données de recul en fonction de l'énergie incidente.

1) FONCTIONS D'EXCITATION

Xénon dans thorium					
Isotope	$\sigma_{0,15}$ (mb)	σ_1 (mb)	$\sigma_{2,5}$ (mb)	σ_{24} (mb)	$\frac{\sigma_{2,5}}{\sigma_{0,15}}$
124	$0,020 \pm 0,006$	$2,1 \pm 0,3$	$6,3 \pm 1,1$	$7,2 \pm 1,1$	315 ± 142
126	$1,4 \pm 0,2$	$7,1 \pm 0,8$	$9,5 \pm 1,8$	$11,3 \pm 1,7$	$6,8 \pm 2,3$
128	$7,5 \pm 1,2$	$12,1 \pm 1,5$	$12,2 \pm 2,2$	$13,2 \pm 2,0$	$1,6 \pm 0,5$
129	$3,2 \pm 0,5$	$8,4 \pm 0,9$	$10,3 \pm 1,8$	$11,7 \pm 1,7$	$3,2 \pm 1,1$

Krypton dans or						
Isotope	$\sigma_{0,15}$ (mb)	$\sigma_{0,6}$ (mb)	σ_1 (mb)	$\sigma_{2,5}$ (mb)	σ_{24} (mb)	$\frac{\sigma_{2,5}}{\sigma_{0,15}}$
78		$0,16 \pm 0,02$	$0,48 \pm 0,04$	$1,1 \pm 0,2$	$2,1 \pm 0,4$	
80	$0,25 \pm 0,02$	$2,4 \pm 0,2$	$3,8 \pm 0,3$	$4,3 \pm 0,5$	$5,2 \pm 0,9$	17 ± 3
81	$0,083 \pm 0,007$	$1,7 \pm 0,2$	$3,0 \pm 0,3$	$3,7 \pm 0,4$	$4,9 \pm 0,9$	45 ± 9

Krypton dans thorium					
Isotope	$\sigma_{0,15}$ (mb)	σ_1 (mb)	$\sigma_{2,5}$ (mb)	σ_{24} (mb)	$\frac{\sigma_{2,5}}{\sigma_{0,15}}$
78		$0,35 \pm 0,06$	$1,1 \pm 0,2$	$2,1 \pm$	
80	$0,23 \pm 0,02$	$8,0 \pm 0,7$	$9,7 \pm 1,7$	$10,7 \pm$	42 ± 11
81	$0,050 \pm 0,006$	$4,4 \pm 0,8$	$7,1 \pm 1,3$	$9,3 \pm$	142 ± 43

Tableaux 17

Sections efficaces d'isotopes de krypton et xénon déficients en neutrons formés dans l'or et le thorium à 0,15 ; 0,6 ; 1 ; 2,5 et 24 GeV

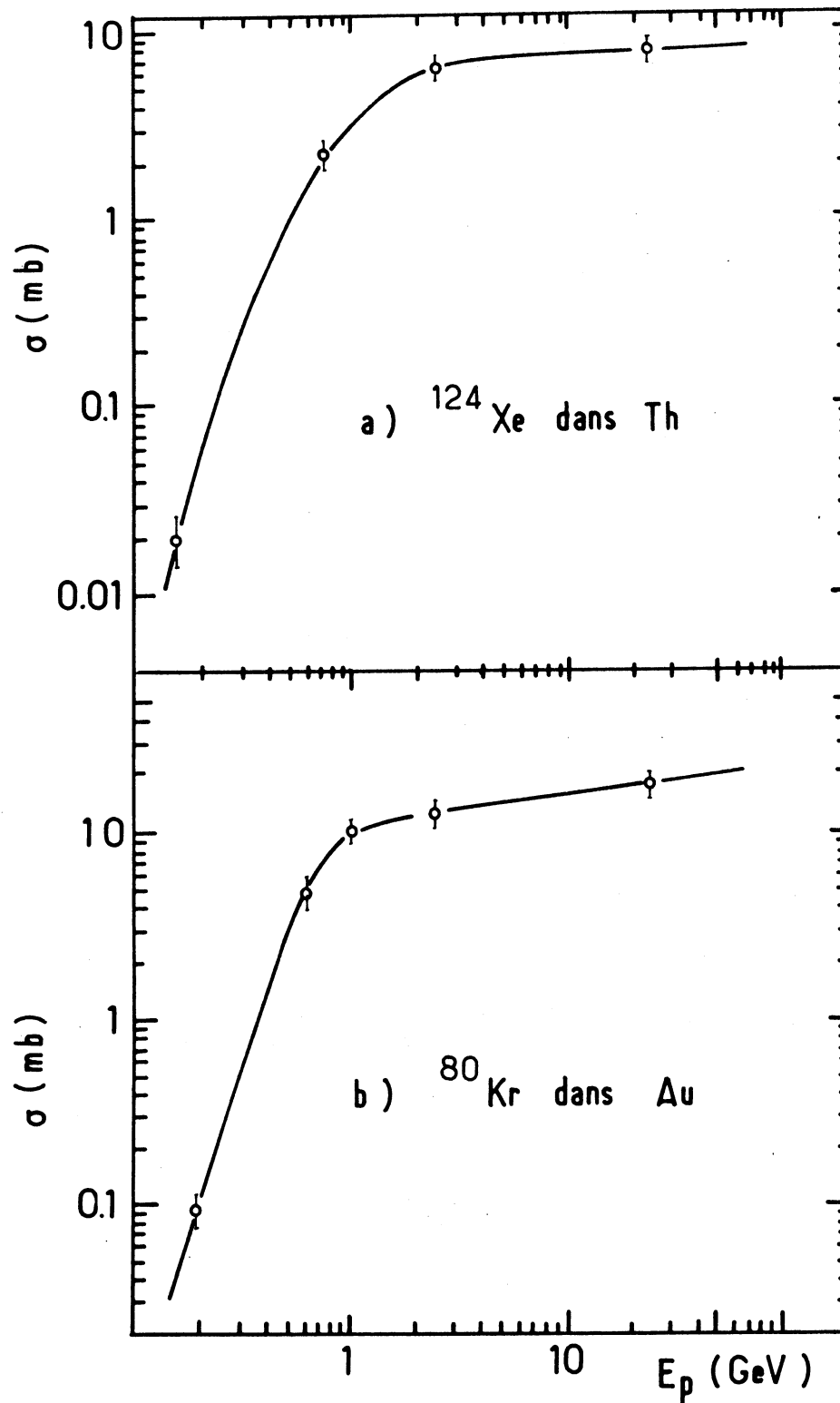


Figure 24

Fonctions d'excitation a) de ^{124}Xe dans le thorium et b) de ^{80}Kr dans l'or

On constate donc que les sections efficaces de tous les isotopes figurant dans les tableaux 17 présentent des variations similaires avec l'énergie incidente, à savoir une croissance en général assez forte entre 0,15 et 1 GeV, suivie d'une augmentation plus modeste apparemment jusqu'à 24 GeV. Ceci apparaît bien sur la figure 24. Toutefois, l'absence de points expérimentaux entre 2,5 et 24 GeV doit nous inciter à la prudence car il est possible que ces fonctions d'excitation présentent un maximum par exemple entre 3 et 10 GeV comme l'on noté certains auteurs (BEG 71, BIS 79).

Nous avons déjà signalé l'intérêt du rapport $\frac{\sigma_{2,5}}{\sigma_{0,15}}$ des sections efficaces à 2,5 et 0,15 GeV dont nous avons vu qu'il était inférieur à 1 dans le cas des isotopes excédentaires en neutrons. Par contre, lorsqu'on considère des déficitaires en neutrons ce rapport dépasse - et le plus souvent très largement - l'unité. L'absence de valeurs pour les sections efficaces de ^{78}Kr dans l'or et le thorium à 0,15 GeV est due à leurs petitesse et laisse donc supposer que pour cet isotope les

rapports $\frac{\sigma_{2,5}}{\sigma_{0,15}}$ doivent vraisemblablement être très importants ; on constate en outre que la valeur de ce rapport est plus grande pour ^{81}Kr que pour ^{80}Kr ce qui est à rapprocher du fait que les autres caractéristiques expérimentales des isotopes déficitaires en neutrons (maximum de F/B entre 2,5 et 3 GeV et chute des parcours entre 1 et 24 GeV) sont également plus marquées pour le 81 que pour le 80. Nous reviendrons plus loin sur ce point.

2) ETUDE DES DONNEES DE RECUL A 0,15 ; 0,6 et 1 GeV

Nous allons essentiellement considérer ici les énergies cinétiques et les impulsions moyennes des isotopes présentés plus haut

ainsi que les énergies d'excitation qui leur sont associées.

a) Cas des isotopes 124, 126, 128 et 129 du xénon formés dans le thorium

Le cas de ces quatre isotopes semble assez clair. On constate tout d'abord (tableaux 12 page 65) que les rapports $\langle T \rangle / E_{NIX}$ à 0,15 et 1 GeV pour ces quatre isotopes varient entre 0,63 et 0,76. Même si elles sont plus faibles que celles correspondant aux excédentaires en neutrons, de telles valeurs montrent cependant que la fission est le principal mécanisme responsable de leur production. On note, en outre, à 1 GeV l'effet inverse de celui constaté pour les excédentaires à savoir qu'ici à de plus faibles énergies cinétiques correspondent de plus fortes énergies d'excitation : il semble logique d'en conclure que le noyau fissionnant conduisant à ces isotopes a une masse d'autant plus éloignée de celle du noyau cible que l'isotope considéré est plus déficitaire en neutrons comme le suggère la figure 25 ci-dessous.

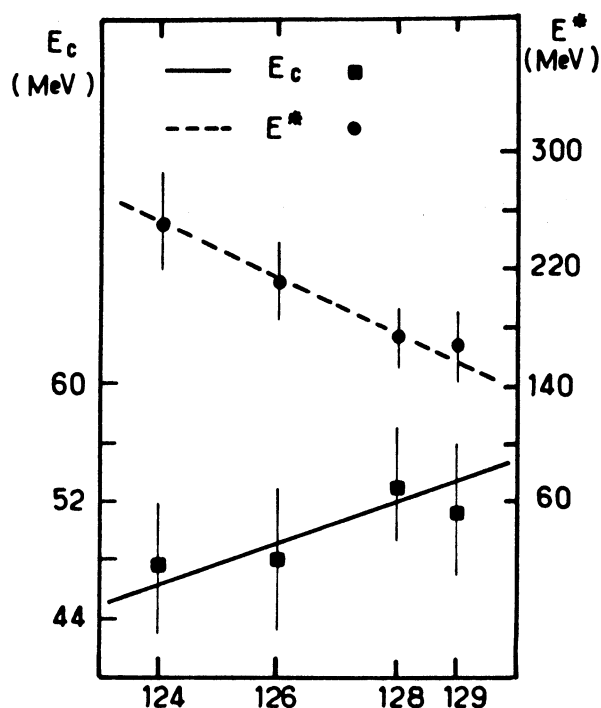


Figure 25

Variation en fonction de la masse de l'isotope de l'énergie cinétique et de l'énergie d'excitation du noyau résiduel de cascade

b) Cas des isotopes 78, 80 et 81 du krypton formés dans le platine, l'or, le bismuth et le thorium

Sur les tableaux 5 à 12 des pages 53 à 65, on peut d'abord constater que les énergies cinétiques et les parcours du ^{78}Kr formé à 1 GeV dans toutes les cibles sont systématiquement plus faibles (de façon plus ou moins sensible) que celles des autres isotopes. Il est cependant intéressant de noter que c'est à 0,6 GeV (dans l'or) que la différence est la plus faible. Nous y reviendrons plus loin.

Considérons d'abord le cas du thorium qui semble poser le moins de problème. En effet, aussi bien à 0,15 GeV (où seul ^{80}Kr a pu être mesuré) qu'à 1 GeV, les valeurs de $\langle T \rangle / E_{\text{NIX}}$ qui dépassent 0,6 et même 0,85 pour les isotopes 80 et 81 semblent indiquer que la fission reste, malgré tout, le principal mode de formation de ces isotopes.

En ce qui concerne l'or et le platine, nous allons, là encore, nous référer au calcul de Kaufman et al. (KAU 78) relatif à l'impulsion moyenne $\langle P \rangle$ des fragments de fission. Nous avons déjà signalé lors de l'étude des isotopes excédentaires en neutrons que la valeur calculée qu'ils ont obtenue pour $\langle P_{\text{cal}} \rangle$ dans le domaine de masse 80-86 était environ $109(\text{MeV} \cdot \text{amu})^{\frac{1}{2}}$. Si nous la comparons à nos valeurs expérimentales $\langle P_{\text{exp}} \rangle$, nous trouvons des rapports $\langle P_{\text{exp}} \rangle / \langle P_{\text{cal}} \rangle$ qui fluctuent entre 0,67 et 0,75 pour les isotopes 80 et 81. Pour le 78, ce rapport est compris entre 0,62 et 0,66. Une fois encore, notons que c'est à 0,6 GeV (dans l'or) que ce rapport est le plus élevé pour les trois isotopes.

Le fait que ces rapports $\langle T \rangle / E_{\text{NIX}}$ et $\langle P \rangle_{\text{exp}} / \langle P \rangle_{\text{cal}}$ soient relativement faibles pourraient laisser penser que le noyau fissionnant conduisant à ces isotopes déficitaires en neutrons a peut être une masse assez sensiblement plus faible que le noyau cible. Les valeurs nettement plus élevées des énergies d'excitation de ^{78}Kr , ^{80}Kr et ^{81}Kr que celles

des excédentaires en neutrons à 1 GeV et dans une moindre mesure à 0,6 GeV, paraissent fournir un argument dans ce sens. Mais si cette explication était la bonne, ce sont, en toute logique, les énergies d'excitation de ^{78}Kr qui devraient être les plus fortes puisque ce sont les énergies cinétiques de cet isotope qui sont les plus faibles. On voit bien sur les tableaux 5 à 9 que tel n'est pas le cas. Ainsi sans écarter l'hypothèse vraisemblable qu'un noyau fissionnant de masse inférieure à celle du noyau cible puisse conduire à ces isotopes une autre explication doit être envisagée pour expliquer la faiblesse relative de leurs énergies cinétiques, particulièrement pour ^{78}Kr . Cette explication pourrait résider dans l'apparition d'un autre mécanisme de formation des isotopes déficitaires en neutrons dès 1 GeV dont la contribution irait croissante avec l'énergie incidente et qui tendrait à diminuer les énergies cinétiques (et les parcours), ^{78}Kr étant le plus affecté (puisque le plus déficitaire en neutrons) par ce nouveau mécanisme. Ceci est corroboré par le fait qu'à 0,6 GeV où ce mécanisme semble n'intervenir que très faiblement, l'énergie cinétique de ^{78}Kr soit très proche (bien qu'encore inférieure) de celles des autres isotopes y compris des excédentaires en neutrons.

3) ETUDE DES DONNEES DE REcul A 2,5 ET 24 GeV

a) Cas des isotopes 124, 126, 128 et 129 du xénon formés dans le thorium

Le phénomène le plus remarquable est naturellement la chute des énergies cinétiques (et des parcours) entre 1 et 24 GeV, cette chute étant d'autant plus forte que l'isotope est déficitaire en neutrons (tableau 12 bis et la figure 26a). La diminution de ces énergies cinétiques est déjà très sensible à 2,5 GeV. Beg et Porile (BEG 71) ont noté que, dans l'uranium, c'est entre 1 et 5 GeV qu'intervient la réduction la plus significative des

parcours des isotopes déficitaires en neutrons ; au delà de 5 GeV, la diminution n'est plus très sensible. Il est maintenant parfaitement établi que cette chute spectaculaire des énergies cinétiques est la manifestation d'un nouveau mécanisme appelé "spallation profonde" dont nous présenterons plus loin les diverses interprétations.

Pour l'instant constatons simplement que les rapports $\langle T \rangle / E_{NIX}$ indiquent que ce nouveau mécanisme affecte d'autant plus les isotopes que ceux ci sont déficitaires en neutrons.

Un autre fait surprenant est la diminution des énergies d'excitation entre 2,5-3 et 24 GeV après passage par un maximum entre 2,5 et 3 GeV. Ceci est la conséquence de la chute d'un facteur parfois supérieur à 2 de $\langle v_{//} \rangle$, vitesse impartie au noyau cible au cours de la première étape, entre 2,5-3 et 24 GeV reflétant le comportement des rapport F/B qui décroissent de manière sensible et continue entre ces deux énergies. Ainsi apparait l'une des contradictions les plus sensibles de ce mécanisme dont on sait par la forme de ses fonctions d'excitation qu'il exige une très forte déposition d'énergie alors que les valeurs calculées des énergies d'excitation à 24 GeV sont beaucoup trop basses. Le problème fondamental se trouve ainsi posé : ou bien $\langle v_{//} \rangle$ ne donne plus, à des énergies de plusieurs GeV, une indication correcte de l'énergie d'excitation déposée dans le noyau ou bien c'est le modèle en deux étapes lui même qui est en cause. Quoiqu'il en soit, il est clair que l'on a affaire à un processus dont le faible transfert d'impulsion longitudinal au noyau cible s'accompagne cependant d'une très forte déposition d'énergie non traduite par les calculs actuels.

b) Cas des isotopes 78, 80 et 81 du krypton formés dans le platine, l'or, le bismuth et le thorium

On peut faire le même type de constatation que pour le xénon, à savoir une chute sensible des énergies cinétiques, particulièrement

pour ^{78}Kr dans toutes les cibles et dans une moindre mesure pour ^{81}Kr et ^{80}Kr . Notons que ce dernier isotope présente dans toutes les cibles des diminutions de l'énergie cinétique entre 1 et 24 GeV qui sont moins marquées que celles de ^{81}Kr (figure 26b). Ainsi se trouve confirmée une remarque déjà faite plus haut selon laquelle l'isotope 81 a un comportement plus typiquement "déficientaire" que le 80. Celà est au fait que ^{81}Kr est protégé du côté β^- par ^{81}Br , stable ce qui n'est pas le cas de ^{80}Kr .

En ce qui concerne les énergies d'excitation on retrouve le même type de variation que pour les isotopes de xénon : maxima à 2,5 GeV et chute à 24 GeV.

3) RESUME ET CONCLUSION : CARACTERISTIQUES EXPERIMENTALES DE LA PRODUCTION DES ISOTOPES DE KRYPTON ET DE XENON DEFICITAIRES EN NEUTRONS

Nous avons vu que jusqu'à 1 GeV, on pouvait considérer la fission d'un noyau de masse plus ou moins éloignée de celle de la cible comme le mécanisme principal de formation de ces isotopes. Au delà (et parfois, pour ^{78}Kr , à partir) de 1 GeV commence à apparaitre un nouveau mécanisme dont les caractéristiques essentielles sont les suivantes :

- Fonctions d'excitation rapidement croissantes entre 0,15 et 1 GeV.

- Chute des parcours et des énergies cinétiques (figure 26) entre 1 et 24 GeV et d'un facteur d'autant plus fort que l'isotope est plus déficientaire en neutrons.

- Rapports F/B, vitesse $\langle v_{\text{f}} \rangle$ et donc énergies d'excitation sensiblement plus faibles à 24 GeV qu'à 1 GeV et passant par un maximum entre 2,5 et 3 GeV. Pour les rapports F/B ce maximum est d'autant plus marqué que l'isotope est déficientaire en neutrons.

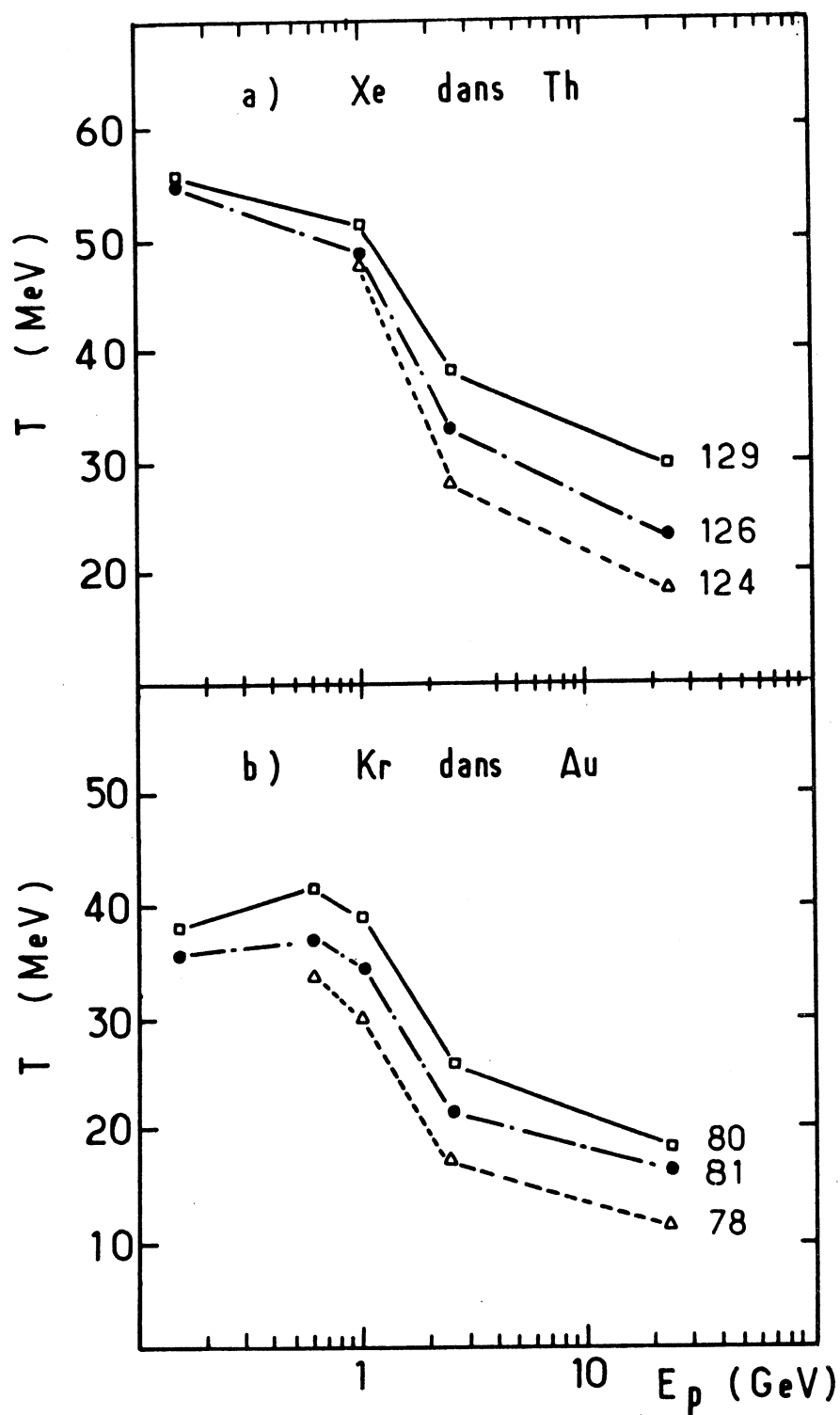


Figure 26

Variation des énergies cinétiques $\langle T \rangle$ en fonction de l'énergie incidente des isotopes : a) 124, 126 et 129 du xénon formés dans le thorium et b) 78, 80 et 81 de krypton formés dans l'or

II - ISOTOPES 38 ET 39 D'ARGON PRODUITS DANS LE PLATINE, L'OR, LE BISMUTH ET LE THORIUM

I - INTRODUCTION

Ainsi que nous l'avons déjà signalé, la production de fragments légers est couramment appelée "fragmentation". Ce terme est apparu dans les années 1954-1955, mais ce sont Wolfgang et al. (WOL 56) qui lui ont, les premiers, donné un sens précis. En étudiant la formation de certains isotopes dans le plomb par des protons d'énergies comprises entre 0,6 et 3 GeV, ils ont émis l'hypothèse que les fragments de masse se situant entre 10 et 40 pouvaient être produits par un processus rapide par rapport au temps d'équipartition de l'énergie. A la suite de ce travail, d'assez nombreuses études sur ce sujet se sont succédées sans apporter de clarification définitive. Ainsi plusieurs types d'expériences faisant intervenir des techniques très diverses (détecteurs et télescopes à semi-conducteurs, radiochimie, émulsions nucléaires) ont été mises en oeuvre conduisant à des résultats nombreux, variés et parfois contradictoires (voir par exemple ALE 68, HUD 68 et LAG 72 qui en résument l'essentiel). Ceci s'explique notamment par le fait que le domaine de la fragmentation est en réalité assez vaste et qu'il recouvre probablement différents mécanismes pouvant intervenir simultanément dans la formation de ces éléments, la situation paraissant d'autant plus complexe que les fragments sont plus légers. Dans ce contexte nous allons voir que les expériences de recul en cible épaisse

présentent un intérêt indéniable et qu'elles permettent d'apporter une clarification en ce qui concerne le domaine de masse $A \approx 40$.

II - CARACTERISTIQUES DE PRODUCTION DES ISOTOPES 38 ET 39 D'ARGON DANS LES CIBLES DE PLATINE, D'OR, DE BISMUTH ET DE THORIUM A 1 ; 2,5 ET 24 GeV

1 - Fonctions d'excitation

La figure ci-dessous reproduit l'allure typique de la fonction d'excitation d'un fragment léger produit dans une cible lourde (ici ^{39}Ar dans l'or). Nous en avons déjà rencontré un exemple sur la figure 15 de la page 74 relative à la formation de ^{39}Ar dans le thorium.

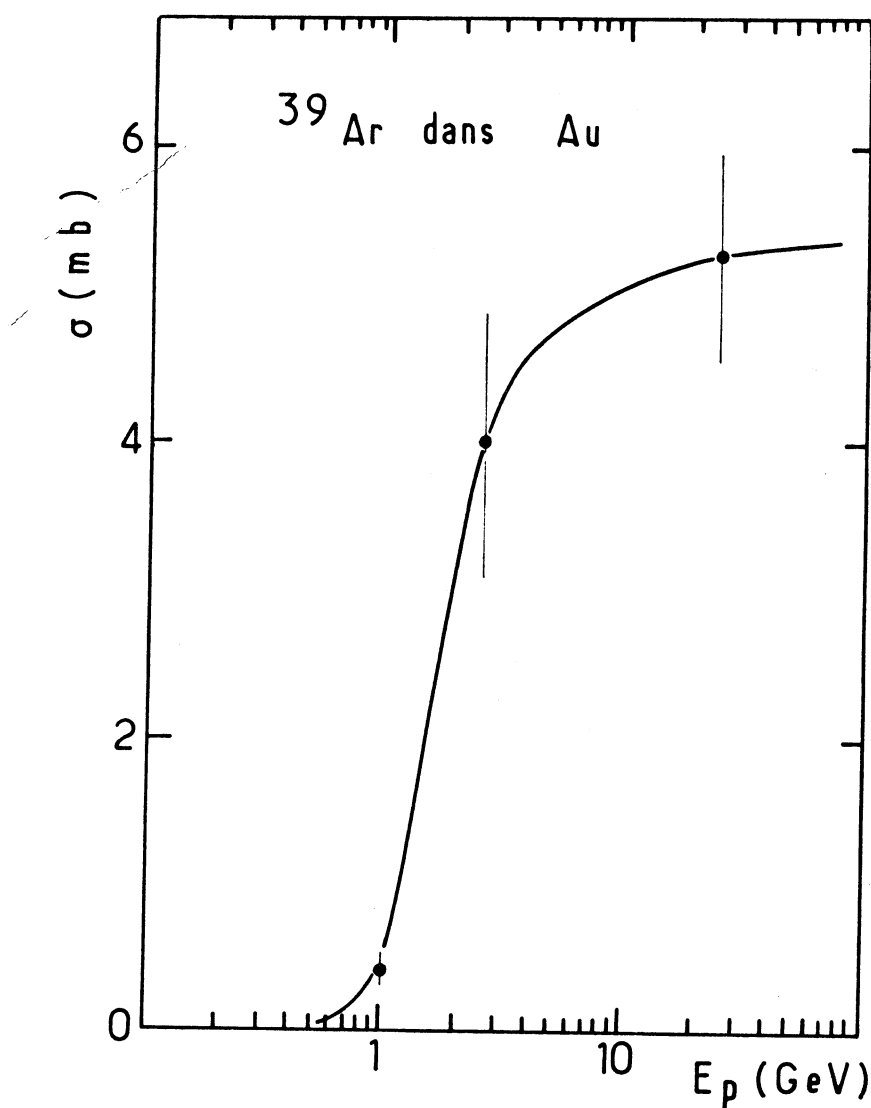
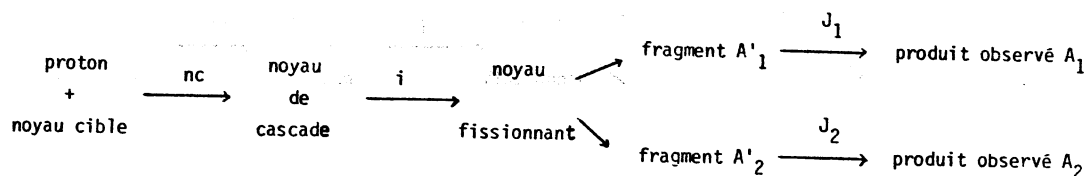


Figure 27

On constate - ce qui est connu depuis longtemps - que la section efficace croît très rapidement entre 1 et environ 3 GeV ce qui est la manifestation d'une interaction exigeant une forte énergie d'excitation comme dans le cas de la formation des isotopes déficients en neutrons.

2 - Etude des données de recul à 1 GeV

On remarque immédiatement à la lecture des tableaux 1,2,3 et 4 des pages 49 à 52 que les rapports $\langle T \rangle / E_{\text{NIX}}$ dans les quatre cibles sont voisins de 1 puisqu'ils fluctuent entre 0,82 et 1,26. On note aussi que les valeurs de ces rapports $\langle T \rangle / E_{\text{NIX}}$ pour un isotope donné augmentent avec la masse de la cible ce qui semble signifier que la contribution de la fission bien qu'essentielle dans toutes les cibles domine un peu avec la masse de celle-ci. Notons à cet égard que les rapports $\langle T \rangle / E_{\text{NIX}}$ ne donnent en réalité qu'une indication et qu'ils ne faut pas leur attribuer une signification trop précise particulièrement dans ce cas pour au moins deux raisons : d'une part le modèle de Nix et Swiatecki n'a pas été spécialement conçu pour des réactions de fissions aussi asymétriques que celles aboutissant à l'argon, d'autre part dans le processus complet conduisant d'une cible lourde à un fragment léger interviennent d'autres mécanismes comme les évaporations pré et post fission en plus naturellement de l'étape de cascade. On peut représenter ce cheminement par le schéma ci-dessous.



n_c représente le nombre de nucléons de cascade, i celui des nucléons évaporés avant la fission, J_1 et J_2 ceux évaporés après fission pour former les deux produits observés A_1 et A_2 .

La prise en compte de cette chaîne complète conduit ainsi à des fissions un peu moins asymétriques que celles considérées dans nos calculs de l'énergie cinétique E_{NIX} selon Nix et Swiatecki puisque nous y avons choisi comme noyau fissionnant le noyau cible et comme fragments de fission les isotopes 38 et 39 de l'argon effectivement observés. Certains résultats de calculs de Monte-Carlo (MET 58, DOS 58) permettent de connaître les nombres de nucléons n_c , i , J_1 , J_2 émis lors des différentes phases du processus conduisant ainsi à l'énergie cinétique "vraie" du fragment observé. Nous avons effectué ce calcul dans lequel nous nous sommes inspirés d'un travail de Lagarde (LAG 72) ; les différents résultats obtenus concernent la formation de ^{39}Ar dans le platine et le thorium et figurent dans le tableau 18 de la page 120 où nous avons porté l'énergie d'excitation E^* du noyau résiduel de cascade, n_c , A_c (masse du noyau de cascade), i , A_f (masse du noyau fissionnant d'énergie d'excitation E_f^*), A_1 (masse du fragment de fission conduisant du produit observé : ^{39}Ar), E'_{NIX} (énergie cinétique correspondant à ce nouveau mode de fission) et $\langle T \rangle / E_{NIX}$.

La détermination de A_1 a été faite à partir de la connaissance de E_f^* en écrivant $E_1^*/A_1 = E_f^*/A_f$, E_1^* étant l'énergie d'excitation emportée par le fragment de masse A_1 . On a supposé que l'évaporation post-fission évacuait en moyenne 10 MeV par nucléon ce qui semble raisonnable compte tenu de la faiblesse relative des énergies d'excitation E_1^* .

	E^*	n_c	A_c	i	A_f	E_f^*	A_1	E'_{NIX}	$\langle T \rangle / E'_{NIX}$
^{39}Ar dans Pt	388	8	183	20	163	200	43	72,0	0,85
^{39}Ar dans Th	497	9	224	25	199	240	44	78,5	1,12

Tableau 18

On constate que les masses des noyaux fissionnants obtenus sont assez éloignées de celles des noyaux cibles qui leur ont donné naissance mais que cela ne change pratiquement pas la valeur des rapports $\langle T \rangle / E'_{NIX}$.

La différence de masse entre le noyau cible et le noyau fissionnant est naturellement une conséquence directe du fait que l'on est en présence d'un processus à forte énergie d'excitation. Ceci est confirmé par la figure 28 de la page suivante extraite d'une étude de Scheidemann et Porile (SCH 76) dans laquelle ces auteurs se sont intéressés aux impulsions P calculées des fragments de fission de différentes masses obtenues à partir de certains noyaux fissionnants. Nous y avons inclus nos points expérimentaux corrigés afin de tenir compte de l'évaporation post fission telle que nous l'avons décrite plus haut. Ainsi avons nous considéré que les véritables fragments de fission conduisant aux isotopes 38 et 39 avaient des masses 43 ou 44 (selon la cible et l'énergie d'excitation). Aussi nos valeurs de $\langle P \rangle$ à 1 GeV représentées sur la figure 28 sont-elles légèrement supérieures à celles des tableaux 1 à 4.

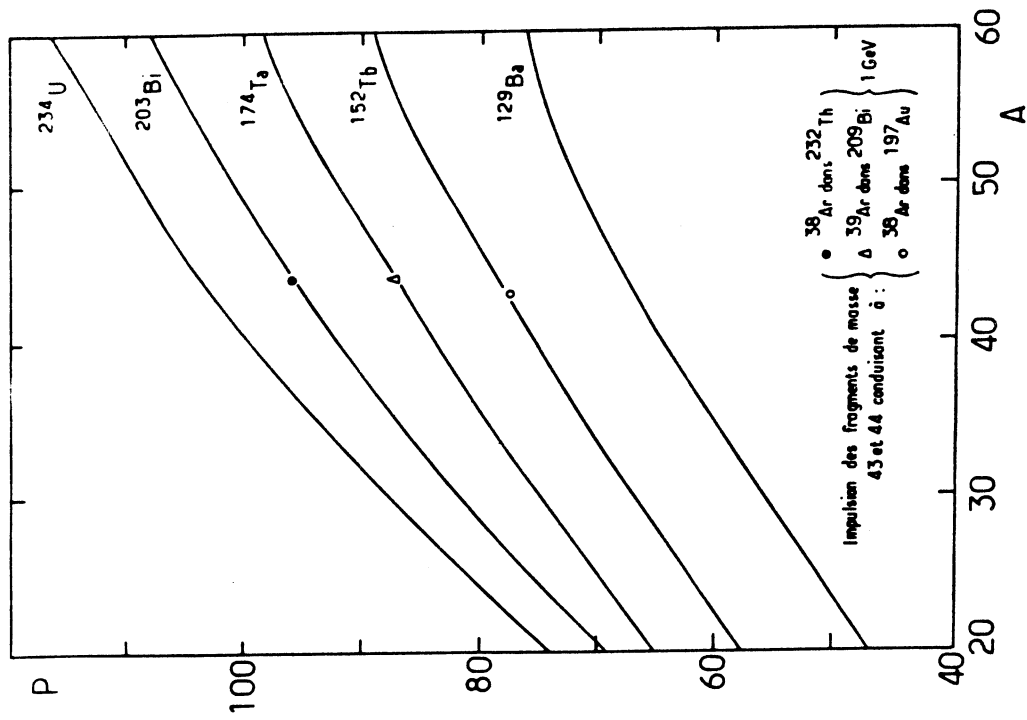


Figure 28
Impulsion moyenne des fragments de fission de masse comprise entre 20 et 60 calculée à partir de différents noyaux fissionnants

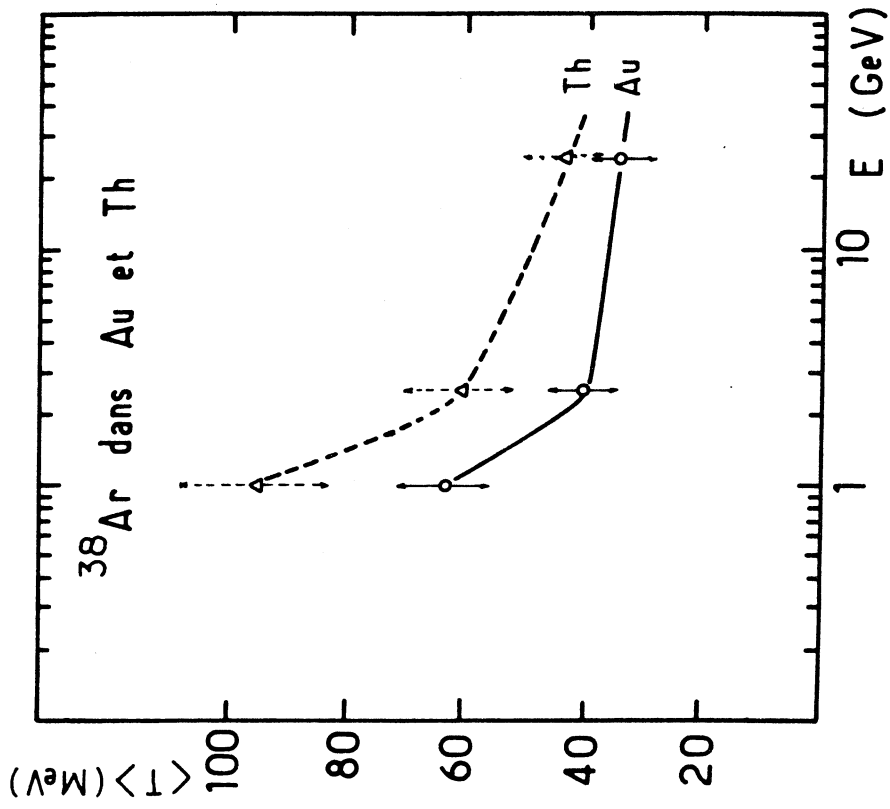


Figure 29
Variation de l'énergie cinétique $\langle T \rangle$ de ^{38}Ar formé dans l'or et le thorium avec l'énergie incidente

On constate donc que la valeur de l'impulsion de ^{38}Ar produit dans l'or peut s'expliquer par la fission d'un noyau proche de ^{152}Tb ; celle de ^{39}Ar formé dans le bismuth est compatible avec un noyau fissionnant voisin de ^{174}Ta et enfin celle de ^{38}Ar produit dans le thorium est susceptible de résulter de la fission d'un noyau de masse comparable à celle de ^{203}Bi

Nous devons cependant ne pas perdre de vue que l'accord entre les valeurs des énergies cinétiques ou des impulsions expérimentales et celles calculées à partir du modèle de Nix et Swiatecki (NIX 65) ne constitue évidemment pas une preuve formelle que l'on a affaire à une réaction de fission, mais signifie simplement que le processus qui conduit à de telles valeurs de $\langle T \rangle$ ou $\langle P \rangle$ est compatible avec ce type de réaction.

3 - Etude des données de recul à 2,5 et 24 GeV

Des variations spectaculaires apparaissent pour certains paramètres par rapport aux valeurs enregistrées à 1 GeV. On retrouve le même type de comportement de $\langle T \rangle$, $\langle v_{ii} \rangle$ et E^* avec l'énergie incidente que celui rencontré dans le cas des isotopes déficitaires en neutrons, à savoir une chute des énergies cinétiques (figure 29) entre 1 et 24 GeV et le passage par un maximum entre 2,5 et 3 GeV de $\langle v_{ii} \rangle$ et de l'énergie d'excitation, lesquelles chutent de façon très sensible à 24 GeV. La diminution de $2W(F + B)$ entre 1 et 24 GeV et le passage de F/B par un maximum entre 2,5 et 3 GeV laissaient entrevoir ce type de variation pour $\langle T \rangle$, $\langle v_{ii} \rangle$ et E^* .

4 - Conclusion concernant les caractéristiques de production de l'argon dans les cibles lourdes

Il existe donc une très large similitude entre les caractéristiques de production des isotopes 38 et 39 d'argon et les plus

déficitaires en neutrons des isotopes de krypton et de xénon, tous formés dans les cibles lourdes, le phénomène étant encore plus sensible dans le thorium que dans le platine, l'or ou le bismuth.

L'identité de l'allure des fonctions d'excitation, des variations en fonction de l'énergie incidente des parcours $2W(F + B)$, des énergies cinétiques, ou des rapports F/B , de $v_{||}$ et des énergies d'excitation indique bien que c'est probablement le même type de mécanisme qui conduit aux uns et aux autres. Ajoutons que jusqu'à environ 1 GeV leur formation semble aussi pouvoir s'expliquer par le même type de fission à haute énergie d'excitation exigeant la rupture d'un noyau fissionnant de masse assez éloignée de celle de la cible.

III - LES RESULTATS D'AUTRES EXPERIENCES DE CIBLE EPAISSE REcul-EPAIS CONCERNANT DES FRAGMENTS DE MASSE COMPRISES ENTRE 25 ET 50

1) Cas du scandium

Dans une étude déjà mentionnée plus haut, Scheidemann et Porile (SCH 76) obtinrent des résultats très intéressants en étudiant la production d'isotopes 44m, 46, 47 et 48 du scandium dans l'uranium par des protons d'énergie comprise entre 1 et 300 GeV. Ils mirent, en effet, pour la première fois en évidence la grande similitude de comportement des grandeurs expérimentales de recul F/B et $2W(F + B)$ de ces fragments et de celles des isotopes déficitaires en neutrons que nous venons de décrire. En calculant les impulsions de leurs fragments à la suite de la rupture d'un noyau fissionnant à l'aide du modèle de Nix et Swiatecki (NIX 65), ils en ont conclu qu'à 1 GeV, les quatre isotopes de scandium pouvaient parfaitement avoir été formés par la fission d'un noyau se situant entre ^{209}Bi et ^{234}U . Un autre résultat notable de ce travail a été de montrer qu'il n'y a pas pour ces quatre isotopes de scandium de différence de comportement entre excédentaires

et déficitaires en neutrons ; tous, à quelques nuances près, présentent des caractéristiques identiques à celles des noyaux plus lourds déficitaires en neutrons.

Une autre expérience réalisée par Fortney et Porile (FOR 80) et relative aux parcours différentiels des noyaux de scandium formés par des protons d'énergies comprises entre 0,8 et 400 GeV a apporté un nouvel argument en faveur de leur production par fission tant que l'énergie incidente ne dépasse pas 1 GeV. Pour interpréter leurs résultats Fortney et Porile ont fitté leurs points expérimentaux par une distribution en énergie du type Maxwell-Boltzman s'appliquant à un noyau en mouvement et incluant plusieurs paramètres ajustables selon la méthode de Westfall et al. (WES 78). Ils constatent ainsi que la température nucléaire à 0,8 GeV diffère sensiblement selon la nature de l'isotope : de l'ordre de 8 MeV pour ^{47}Sc , elle dépasse 16 MeV pour $^{44\text{m}}\text{Sc}$. Or il est bien connu, comme nous l'avons signalé dans la partie C de ce chapitre que la formation des fragments de fission excédentaires en neutrons exige une énergie d'excitation plus faible que celles des déficitaires de masse comparable. La température nucléaire étant une sorte de mesure de l'énergie d'excitation, la formation de ces isotopes de scandium dans l'uranium à 0,8 GeV peut donc faire intervenir un mécanisme de fission.

2) Cas des fragments plus légers ($24 \leq A \leq 35$)

Nous venons donc de constater que l'argon aussi bien que le scandium formés dans les cibles lourdes présentent des caractéristiques de production très voisines de celles des isotopes déficitaires en neutrons. Rappelons les une nouvelle fois ; des fonctions d'excitation rapidement croissantes entre le seuil (quelques centaines de MeV) et 2 ou 3 GeV ; des rapports F/B passant par un maximum entre 2,5 et 3 GeV et surtout une chute des parcours $2W(F + B)$ entre 1 et plusieurs

GeV dont il est bien admis maintenant qu'elle traduit le passage de la fission à la "spallation profonde". L'un des paramètres les plus intéressants est donc le rapport ρ des parcours expérimentaux autour

de 1 GeV et au delà de quelques GeV $\frac{2W(F + B) \leq 1}{2W(F + B) \geq 10}$. Dans le tableau 19

ci-dessous nous avons rassemblé les valeurs concernant ce rapport pour un certain nombre de fragments formés dans des cibles d'or, de thorium et d'uranium en précisant dans la colonne b les deux énergies considérées au numérateur et au dénominateur du quotient figurant dans la colonne a.

	Colonne a	Colonne b	
Réaction considérée	$\rho = \frac{2W(F + B) < 1}{2W(F + B) > 10}$	Energies (GeV) considérées	Références
^{24}Na dans Au	1,07	1 et 28	) KAU 75
^{24}Na dans U	0,94	0,7 et 11,5	
^{28}Mg dans U	1,10	0,7 et 11,5	
^{32}P dans Au	1,10	0,6 et 10,5	) CRE 63
^{32}P dans Th	1,16	0,6 et 10,5	
^{35}S dans Au	1,27	0,6 et 10,5	
^{35}S dans U	1,33	0,6 et 10,5	
^{38}Ar dans Au	1,48	1 et 24	) ce
^{38}Ar dans Th	1,73	1 et 24	
^{46}Sc dans Au	1,45	1 et 28	) travail
$^{44\text{m}}\text{Sc}$ dans U	1,78	1 et 28,5	
^{46}Sc dans U	1,85	1 et 28,5	

Tableau 19

Si l'on considère d'abord les noyaux formés dans l'uranium et le thorium, on constate que ce rapport ρ croît régulièrement avec la masse du fragment depuis 0,94 pour ^{24}Na jusqu'à 1,85 pour ^{46}Sc .

Dans le cas de l'or, les variations de ρ bien qu'allant dans le même sens sont sensiblement moins amples puisque comprises entre 1,07 et 1,48 et soumises à davantage de fluctuations.

En admettant que ^{24}Na et ^{28}Mg formés dans l'or et l'uranium sont des exemples typiques de réactions dites de "fragmentation", on peut admettre que la croissance de ρ avec la masse du fragment traduit le passage progressif d'un mécanisme de fragmentation à celui de fission-spallation profonde. Ceci apparaît bien sur les figures 30 de la page suivante où l'on peut constater que la zone de transition entre ces deux mécanismes est beaucoup plus étendue dans le cas de l'or que dans celui de l'uranium (et du thorium).

On constate donc que dans le thorium, l'argon est formé de façon prépondérante selon un mécanisme identique à celui des isotopes plus lourds déficients en neutrons. Cela ne paraît pas être le cas des noyaux plus légers ($A \lesssim 35$) produits dans l'uranium. Pour les fragments formés dans le thorium et l'uranium, le domaine de masse 30-40 semble ainsi constituer une région critique de transition du processus de fragmentation, dominant pour $A < 30$ à celui de fission-spallation profonde qui joue déjà un rôle essentiel dans la production d'argon.

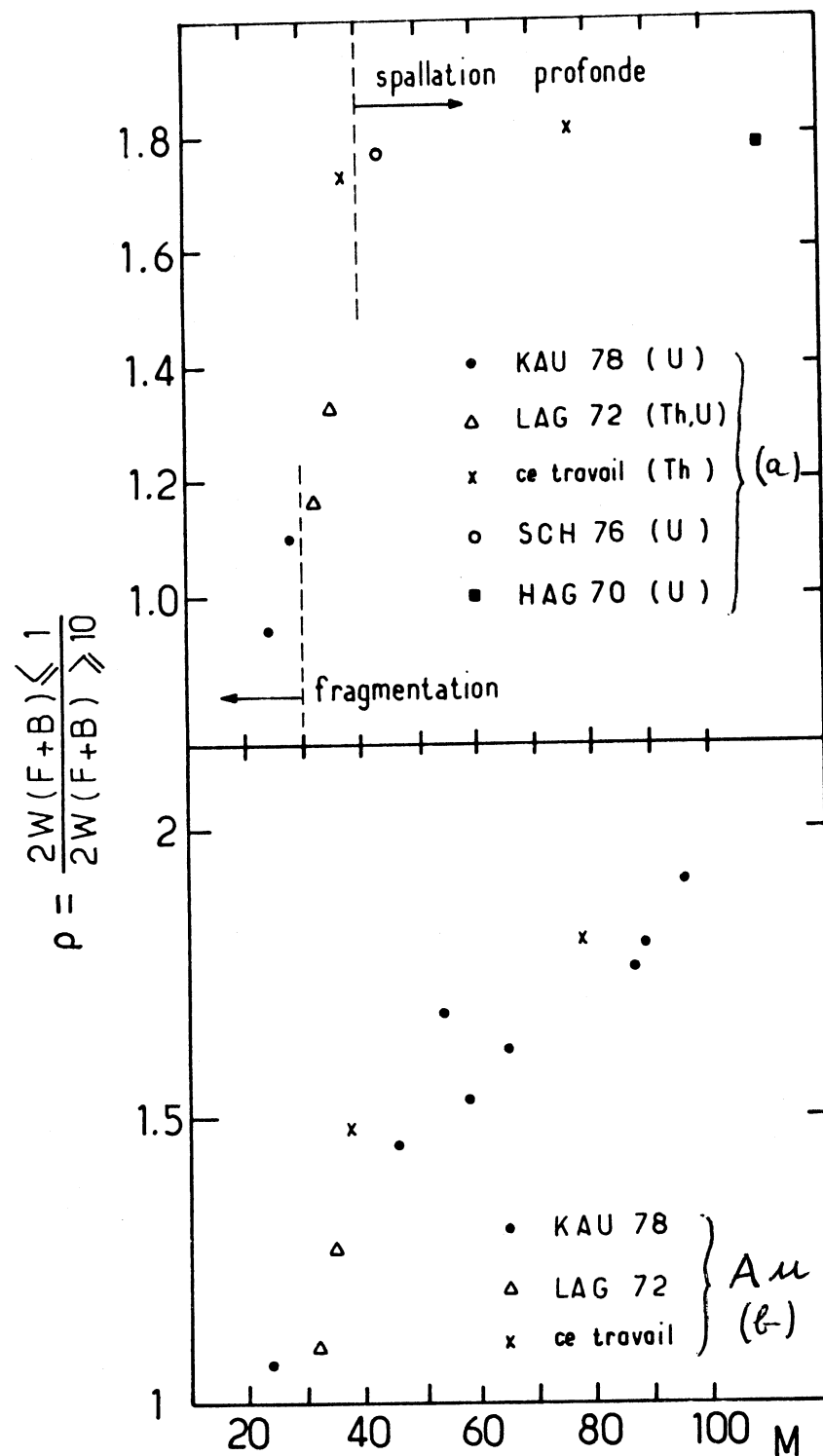


Figure 30

Variation de $\rho = \frac{2W(F+B) \leq 1}{2W(F+B) \gg 10}$ la fonction du produit formé d'une part dans le thorium et l'uranium (a), d'autre part dans l'or (b)

III - LES PRINCIPALES REPRESENTATIONS DES MECANISMES DE FRAGMENTATION ET DE SPALLATION PROFONDE

Comme nous allons le voir un grand nombre de tentatives d'interprétation ont été entreprises pour expliquer la production des isotopes déficients en neutrons et celle des fragments légers ($A < 30$) dans les cibles lourdes par des protons de haute énergie. Nous nous intéresserons d'abord à la fragmentation dont nous constaterons que sa compréhension suscite encore des hypothèses contradictoires même si des faits expérimentaux très intéressants ont été mis en évidence ces dernières années. Dans une deuxième partie nous traiterons de la spallation profonde qui nous intéresse plus particulièrement. Nous résumerons assez rapidement les plus importantes interprétations envisagées depuis son apparition, il y a un peu plus de quinze ans ; puis nous présenterons un modèle tout récent dans lequel l'interaction proton-noyau est décrite comme un processus collectif et qui bien qu'encore très qualitatif semble en mesure d'expliquer notamment certains de nos résultats expérimentaux.

I - LA FRAGMENTATION : PRODUCTION DES FRAGMENTS LEGERS ($A < 30$) DANS LES CIBLES LOURDES

1 - Quelques expériences marquantes

Le domaine de masse qui nous intéresse dans ce paragraphe est encore trop vaste pour qu'un seul et même mécanisme puisse expliquer la formation d'éléments aussi différents que ${}^7\text{Li}$ et ${}^{32}\text{S}$ par exemple. Aussi, pour la clarté de la rédaction avons nous préféré présenter les résultats en respectant leur chronologie. Nous n'aurons naturellement pas

la prétention d'en dresser une liste exhaustive. Nous nous limiterons donc à quelques expériences fondamentales permettant de mettre en évidence certaines caractéristiques de ce (ou ces) mécanisme(s).

En 1964, Cumming et al. (CUM 64), ayant constaté que la distribution angulaire de ^{24}Na formé dans le bismuth par des protons de 2,9 GeV demeurait asymétrique par rapport à 90° dans le système du centre de masse du noyau résiduel, ont confirmé l'hypothèse d'un mécanisme rapide initialement émise par Wolfgang et al. (WOL 56). Un an plus tard, Dostrovsky et al. (DOS 65) ont montré que le formalisme d'évaporation pouvait rendre compte des sections efficaces de certains fragments légers sans que cela implique obligatoirement un processus d'évaporation classique à partir d'un noyau en équilibre thermodynamique. Ils n'écartaient donc pas la possibilité d'un processus rapide. En fait la plupart des résultats obtenus à partir de distributions en énergie ou de distributions angulaires comme celle de Poskanzer et al. (POS 71), Korteling et al. (KOR 73) et Westfall et al. (WES 78) peuvent être interprétées à l'aide d'un modèle qui suppose une émission isotrope des fragments dans une rupture rapide à deux corps se produisant dans un référentiel en mouvement puisque les distributions angulaires sont plus piquées vers l'avant que ne le prévoit le modèle en deux étapes. Précisons que les trois expériences citées (POS 71, KOR 73, WES 78) ont eu lieu avec des protons d'énergies comprises entre 2,1 et 5,5 GeV.

En 1975, Remsberg et Perry (REM 75) réalisèrent une expérience très intéressante en étudiant la formation de fragments ($6 \leq Z \leq 12$) dans l'or et l'uranium par des protons de 28 GeV. Ils constatèrent que les distributions angulaires de ces produits présentaient un pic sur le côté à un angle voisin de 70° par rapport à la direction

du faisceau, ce pic devenant d'autant plus net que Z augmentait. Ils furent parmi les premiers à tenter d'expliquer la formation de ces fragments par un processus collectif, en l'occurrence, la propagation d'une onde de choc nucléaire. Nous verrons que cette expérience a aussi eu d'importantes conséquences pour l'interprétation de la spallation profonde à laquelle certains auteurs avaient cru pouvoir lier la production de fragments légers.

Urbon et al. (URB 80) ont confirmé ces résultats dans une étude relative à la formation de ^{24}Na dans l'or par des protons de 11,5 GeV. Ils ont trouvé, eux aussi, un pic à 70° pour les distributions angulaires. Bien que leurs résultats ne soient pas incompatibles avec le modèle en deux étapes puisque leurs distributions angulaires, une fois transformées dans le référentiel du noyau intermédiaire, sont symétriques par rapport à 90° , rien ne leur permet d'écarter l'hypothèse d'un processus collectif.

Nous ne reviendrons pas sur les expériences de type cible épaisse-recul épais que nous avons présentées plus haut si ce n'est pour rappeler que les maxima des rapports F/B qui se situent au voisinage de 3 GeV confirment les résultats de distributions angulaires dont il vient d'être question dans ce paragraphe.

2 - Bilan expérimental

De toutes les expériences, il se dégage donc quelques faits assez bien établis.

- Une constatation déjà ancienne, mais refaite un grand nombre de fois concerne les sections efficaces : d'une part le seuil énergétique pour la production de fragments légers dans les cibles lourdes se situe à plusieurs centaines de MeV ; d'autre part leurs fonctions d'excitation augmentent très rapidement pour atteindre une sorte de palier à quelques GeV. Ceci s'applique aussi bien à des frag-

ments très légers tels ${}^7\text{Li}$ formé dans l'uranium (LEF 64) qu'à des fragments plus lourds comme ${}^{32}\text{P}$ produit dans l'or ou l'uranium (LAG 72). La forme même de ces fonctions d'excitation montre que la production de tels fragments suppose des énergies d'excitation très importantes. Par exemple, Crespo et al. (CRE 63) en étudiant la formation de ${}^{24}\text{Na}$ et ${}^{28}\text{Mg}$ dans différentes cibles par des protons et des particules α concluent qu'une énergie d'excitation comprise entre 500 et 700 MeV est nécessaire pour produire ${}^{24}\text{Na}$ et qu'elle est pratiquement indépendante de la cible et du projectile.

- La plupart des expériences faites dans le domaine d'énergie incidente compris entre 2 et 5 GeV indiquent que les distributions angulaires une fois transformées dans un référentiel mobile par rapport à celui du laboratoire ont un pic vers l'avant d'autant plus marqué que le nombre de charge du fragment est petit et que l'isotope est déficient en neutrons.

- Un fait très intéressant et qui semble maintenant bien établi est le changement concernant les distributions angulaires à haute énergie ($E_p > 10$ GeV) qui font apparaître un pic sur le côté à des angles d'environ 70° par rapport à la direction du faisceau. Il est possible qu'un changement dans le mécanisme de transfert au noyau de l'énergie et de l'impulsion d'une particule relativiste soit responsable de ce changement d'aspect des distributions angulaires.

3 - Conclusion

Malgré ces résultats, il n'est pas aisé d'avoir une représentation claire de l'importance des contributions relatives des différents mécanismes conduisant à la formation des fragments légers dans les cibles lourdes. Il est très probable que les choses se compliquent

au fur et à mesure que la masse des fragments diminue, davantage de mécanismes pouvant alors intervenir. Cette complexité apparaît nettement lorsqu'on considère les noyaux les plus légers à propos desquels nous avons déjà signalé qu'ils semblaient principalement être produits par un mécanisme rapide. Leurs spectres laissent, en outre, apparaître une composante "haute énergie" impliquant une température nucléaire de l'ordre de 20 MeV ; ceci est particulièrement vrai pour les isotopes déficients en neutrons. Cet effet est encore beaucoup plus sensible lors d'irradiations par des ions lourds relativistes et a été assez correctement interprété à l'aide du modèle de "coalescence" (GUT 76). On sait, d'autre part, que la formation de certains fragments très légers tels ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{Li}$, ${}^7\text{B}$ et même ${}^{13}\text{N}$ par des protons d'énergies comprises entre environ 0,3 et 3 GeV peut également s'expliquer à l'aide du formalisme d'évaporation (DOS 61,65). On le constate donc : les explications - complémentaires ou contradictoires - ne manquent pas. Ainsi, rien qu'en restant dans le cadre du modèle en deux étapes (dont de nombreux indices montrent qu'il ne saurait à lui seul tout expliquer), ces fragments très légers peuvent être considérés soit comme éjectés au cours de la cascade (KOR 73), soit comme évaporés lors de la seconde étape (DOS 61), soit enfin comme formés au cours d'un processus de prééquilibre intervenant entre les deux étapes (POS 71).

En fait, comme le suggèrent Porile et al. (POR 78), la plupart des processus invoqués plus haut peuvent être ramenés à deux grandes catégories :

. La formation d'un point chaud ("Hot spot") dans le noyau qui suppose le transfert d'une forte énergie d'excitation à une

région relativement localisée de ce noyau.

. Le développement d'une cascade cohérente au cours de laquelle des nucléons de faibles impulsions relatives les uns par rapport aux autres parviennent à sortir ensemble du noyau (modèle de coalescence, GUT 76).

Nous ajouterons pour notre part un troisième mécanisme envisagé par Poskanzer et al (POS 71), la fission très asymétrique dont la contribution peut être relativement importante lorsque la masse des fragments augmente et tant que l'énergie incidente demeure suffisamment faible ($E_p \lesssim 1$ GeV).

II - LA SPALLATION PROFONDE

L'étude de la production des isotopes déficients en neutrons par des protons de haute énergie a suscité tout comme la fragmentation diverses hypothèses que nous allons maintenant exposer. Cependant, comme nous le verrons, il est possible qu'une clarification soit en vue dans ce domaine avec l'intervention de nouvelles idées venues de la physique des hautes énergies. Nous allons d'abord commencer cette revue en exposant brièvement les explications "classiques" de ce processus telles qu'elles ont été conçues à partir des mécanismes de fission, spallation ou fragmentation.

1 - Fission

La production des isotopes déficitaires en neutrons a d'abord été interprétée comme étant due à la fission (FRI 63, CRE 68, PAN 70). Naturellement, compte tenu de la faiblesse des parcours et des énergies cinétiques de ces produits, il était clair que le noyau fissionnant devait être beaucoup plus léger que ceux conduisant à la formation des isotopes excédentaires en neutrons. Pour expliquer la formation de ^{83}Sr et de ^{131}Ba dans l'uranium au delà de 3 GeV, Beg et Porile (BEG 71)

ont ainsi estimé aux environs de 160 à 170 la masse du noyau fissionnant ce qui exige des énergies d'excitation de 500 à 600 MeV dépassant très largement les valeurs trouvées expérimentalement. D'autres considérations sur les sections efficaces ont confirmé ces auteurs dans leur idée que la fission classique ne peut pas contribuer de façon importante à la production des isotopes déficients en neutrons au delà de quelques GeV.

2 - Spallation

Dans cette même étude Beg et Porile ont aussi écarté l'hypothèse de la spallation en raison de la longueur des chaînes cascade-évaporation qu'exigerait un tel processus et qui nécessitent des énergies d'excitation de 900 et 1800 MeV pour produire dans l'uranium des noyaux de masses respectives 131 et 83 ce qui représentent là encore des valeurs très supérieures à celles obtenues expérimentalement.

3 - Le rôle des fragments légers

Une autre tentative d'interprétation a été faite à l'aide de la "fragmentation". Il semble que ce soient Alexander et al. (ALE 63) qui les premiers aient mis en évidence une corrélation entre la production d'isotopes déficients en neutrons et celle de fragments légers tels que ^{24}Na . Plusieurs auteurs (CRE 63, CRE 70, BEG 71, CUM 72, YU 75) ont à leur suite repris l'idée selon laquelle l'émission vers l'avant de noyaux légers devait faire diminuer la composante longitudinale de l'impulsion du noyau résiduel de cascade, ce que l'on constate expérimentalement au delà de 1 GeV. Cette explication qui a trouvé sa justification dans l'observation de Cumming et al. (CUM 64) de l'émission préférentielle vers l'avant de ^{24}Na formé dans du bismuth à 2,9 GeV (et dont il a déjà été question plus haut) a pu paraître attractive jusqu'au moment où Remsberg et Perry (REM 75) d'une part, Kaufman et Weisfield (KAU 75) d'autre part ont montré que l'émission de ^{24}Na ainsi

que celle d'autres noyaux légers produits dans des cibles lourdes, effectivement préférentielle vers l'avant à 3 GeV, s'orientait ensuite vers le côté au fur et à mesure que l'énergie incidente augmentait. Dans ces conditions, les fragments légers peuvent difficilement être considérés comme responsables de la diminution de F/B et de $v_{\parallel}$, puisqu'ils présentent le même type de comportement.

4 - Nouvelle description de l'interaction proton-noyau

Depuis quelques années, plusieurs expériences ont montré que le modèle classique de cascade nucléaire représentant la première étape du mécanisme de Serber qui est en assez bon accord avec les résultats expérimentaux jusqu'à environ 1 à 2 GeV, cesse d'être valable à plus haute énergie.

Plusieurs expériences relativement récentes (voir BER 76 qui en dresse une liste assez complète) ont montré que le rapport de multiplicité R_A du nombre moyen de particules chargées émises dans les collisions proton-noyau à celui correspondant aux collisions proton-proton était pratiquement indépendant de l'énergie incidente et n'augmentait que faiblement avec la masse de la cible. Si les particules secondaires créées dans les collisions proton-nucléons à haute énergie participaient effectivement à la cascade, R_A devrait croître de façon bien plus sensible avec la masse de la cible. Comme ce n'est pas le cas, plusieurs chercheurs (GOT 74, BER 76, MEN 77, MEN 78) en ont conclu que ces particules secondaires ne devaient pas participer à la cascade. Une autre constatation faite par ces auteurs concerne les effets relativistes intervenant à haute énergie : ils considèrent que le proton incident lorsqu'il a une vitesse relativiste, "voit" le noyau cible réduit par la

contraction de Lorentz à un disque étroit ; les nucléons du noyau ainsi contracté qui se trouvent sur le parcours du proton incident peuvent interagir simultanément avec lui. On a alors affaire à une interaction de type collectif tout à fait différente de celle qui se produit dans le mécanisme classique de cascade intranucléaire consistant en une série de collisions entre particules isolées et quasi-libres. Cette interaction collective donne naissance à un état hautement excité de la matière hadronique. Compte tenu de la dilatation relativiste du temps cet état ne se désintègre pas avant d'être complètement sorti du noyau. C'est la raison pour laquelle les particules secondaires provenant de cette désintégration ne participent pas à la cascade.

Il faut noter que ces différents modèles, EFM (energy flux model, GOT 74), CTM (collective tube model, BER 76) et ETM (effective target model, MEN 77 et MEN 78) ont été proposés pour expliquer certains résultats d'interaction hadron-noyau à quelques dizaines ou centaines de GeV et n'ont pratiquement trouvé d'utilisation que dans le cadre de physique des hautes énergies.

Cependant les résultats cités plus haut, notamment ceux concernant l'indépendance de R_A vis à vis de l'énergie incidente et dans une moindre mesure de la masse de la cible, ainsi que d'autres faits expérimentaux ont conduit plusieurs chercheurs qui s'intéressaient à la production des fragments légers ou des isotopes déficients en neutrons à s'interroger sur la validité de la représentation classique de la cascade intranucléaire liée au modèle en deux étapes lorsque l'énergie incidente atteint plusieurs GeV. Nous avons déjà signalé que Remsberg et Perry avaient été parmi les premiers à expliquer la formation de certains fragments légers dans l'or et l'uranium à l'aide

d'un modèle collectif faisant intervenir la propagation d'une onde de choc dans le noyau. Compte tenu des remarques précédentes l'utilisation d'un modèle hydrodynamique pour ce type de réactions n'est pas surprenant dans la mesure où l'un de ses principaux postulats - comme le rappelle Gottfried (GOT 74) - peut s'énoncer ainsi : le flux énergétique de matière hadronique est la variable essentielle qui influe sur l'évolution initiale du système en interaction et c'est la propagation de ce flux et non la cascade de hadrons conventionnels qui intervient dans une collision nucléaire.

En 1976, dans leur étude du scandium produit dans l'uranium, Scheidemann et Porile (SCH 76) ont pour la première fois émis l'hypothèse de l'émission d'un hadron très excité au cours de l'étape de cascade. Mais, c'est encore plus récemment, en 1979, que Biswas et Porile (BIS 79) ont eu l'idée d'appliquer le "Collective Tube Model" (CTM) à l'étude de la production de certains isotopes déficitaires en neutrons formés dans l'uranium. A partir de considérations très simples ils ont évalué à environ 8 GeV l'énergie minimale du proton permettant au flux hadronique d'être éjecté d'un noyau d'uranium avant de se désintégrer.

Ainsi ce modèle permet-il d'interpréter qualitativement plusieurs faits expérimentaux présentés dans cette étude :

L'éjection rapide d'un "tube" de matière nucléaire laisse le noyau résiduel en quelque sorte perforé selon la direction du faisceau. Ce résidu est quasiment au repos dans le système du laboratoire puisque l'impulsion du proton incident est transférée au "tube" expulsé. Par ailleurs, d'autres nucléons ou agrégats peuvent être émis de la surface du résidu adjacente au parcours du projectile incident en

raison de l'excès de son énergie de surface et de l'action de forces de friction entre le flux hadronique et ce qui reste du noyau cible. Cette évaporation est donc susceptible de conduire à une perte de masse importante de ce résidu instable qui peut alors se briser en deux ou plusieurs fragments. Comme le flux hadronique est éjecté le long de la trajectoire des protons incidents, la répulsion coulombienne entraîne l'émission de ces fragments perpendiculairement à la direction du faisceau. Les produits observés qui résultent d'une désexcitation de ces fragments ont par conséquent de faibles valeurs de leurs rapports F/B et de $v_{\perp}$, ainsi que des distributions angulaires piquées sur le côté et des énergies cinétiques nettement plus faibles (à cause de la perte de masse des fragments). Ce sont précisément les caractéristiques que l'on a observées pour les isotopes déficients en neutrons et certains fragments formés dans les cibles lourdes.

On conçoit en outre que dans un tel type d'interaction, le rôle du paramètre d'impact soit primordial. Ainsi dans une collision centrale, l'éjection d'un flux hadronique relativement important pourrait entraîner une évaporation très large du fragment résiduel. Au contraire dans le cas d'une collision périphérique, il n'est pas du tout certain que se produise une interaction collective en raison du petit nombre de nucléons se trouvant sur la trajectoire du proton incident. Selon Biswas et Porile (BIS 79), le modèle classique de cascade intranucléaire pourrait encore s'appliquer dans de pareilles circonstances qui supposent d'assez faibles transferts d'énergie et qui seraient donc susceptibles de conduire aux produits de spallation proche ou aux isotopes excédentaires en neutrons par fission classique.

Comme on peut le constater, l'emploi du conditionnel reste de rigueur dans la présentation de cette toute récente interprétation de la spallation profonde. D'une part, elle demeure essentiellement qualitative ; d'autre part, si plusieurs comportements expérimentaux troublants concernant la production des isotopes déficients en neutrons semblent pouvoir être ainsi expliqués, d'autres - tel la chute des parcours - restent mal compris. Nous avons déjà signalé que pour des fragments comme le scandium formé dans l'uranium, cette chute intervenait sur un domaine d'énergie (d'environ 1 à 10 GeV) plus étendu que pour les isotopes plus lourds déficients en neutrons (1 à 5 GeV) ; mais dans les deux cas lorsqu'on atteint 8 GeV (valeur minimale fixée par Biswas et Porile pour l'apparition du processus collectif) la diminution est déjà très sensible. On voit donc apparaître la contradiction : ou ce phénomène d'interaction collective apparaît plus bas en énergie ou c'est une autre cause qui est responsable de la chute des parcours et des énergies cinétiques.

Deux arguments plaident, semble-t-il, en faveur de la première hypothèse :

- En premier lieu les résultats qui ont été obtenus dans une expérience récente concernant la production de particules lourdes sous leur seuil de production lors de collisions nucléon-noyau et nucléon-nucléon (VAR 79) : Dans leur interprétation les auteurs utilisent deux concepts opposés, d'une part un modèle à collisions multiples et indépendantes, "MICM" ("Multiple Independant Collision Model") tenant compte du mouvement de Fermi des nucléons ; d'autre part le modèle du "tube" collectif, "CTM", que nous venons d'exposer. Des conclusions très

différentes sont tirées selon que l'on choisit l'un ou l'autre, mais les résultats expérimentaux s'accommodent beaucoup mieux du processus collectif. Ainsi l'examen des fonctions d'excitation de production des anti-protons formés dans l'interaction entre une cible de cuivre et des protons d'énergie comprise entre 3 et 6 GeV indique qu'une contribution substantielle d'un mécanisme collectif est nécessaire pour expliquer les rendements relativement élevés des anti-protons. Il est clair que la dimension relativement plus réduite du noyau de cuivre (par rapport à l'uranium) ne peut, seule, expliquer le seuil nettement plus bas d'apparition de ce processus mis en évidence dans cette expérience.

- Un deuxième argument dans ce sens est fourni par un travail de Cumming (CUM 80) relatif au transfert d'impulsion dans le cas de collisions entre noyaux et protons de haute énergie. Notons qu'il s'agit de la première étude quantitative concernant l'application du "CTM" aux interactions qui nous intéressent ici. En utilisant une représentation de cinématique relativiste assez simple de l'interaction d'un projectile avec une cible qui prend en compte le schéma du processus collectif décrit plus haut, il montre que la formation de ^{149}Tb dans l'or par des protons d'énergie au moins égale à 1,8 GeV s'explique beaucoup mieux par le "CTM" (modèle collectif) que par le "MICM" (représentation classique de la cascade intranucléaire). Ce résultat est doublement important ; d'une part parce qu'il ramène le seuil d'apparition du mécanisme à une valeur qui permettrait de le rendre responsable de la chute des parcours de spallation profonde, d'autre part en expliquant la décroissance continue au delà de 1 GeV

de $v_{||}$ (composante parallèle au faisceau de la vitesse impartie au noyau cible lors de la première étape de l'interaction) enregistrée pour certains produits de spallation ordinaire (WIN 76). Rappelons que nous avons également noté une chute de $v_{||}$ entre 1 et 24 GeV pour les isotopes de xénon formés dans le platine, l'or et le thorium : il est donc possible que l'explication de ce phénomène réside dans le changement de nature de la cascade intervenant pendant la première étape.

Un dernier argument en faveur d'un processus collectif provient d'une expérience de Wilkins et al. (WIL 79) dans laquelle ces auteurs ont mesuré les masses et les énergies cinétiques de fragments lourds émis en coïncidence par de l'uranium 238 bombardé par des protons de 11,5 GeV ; ils ont ainsi observé certains noyaux avec des impulsions égales et opposées (dans le système du laboratoire) ayant une masse totale A_t moitié de celle de la cible mais des énergies cinétiques plus fortes que celles attendues de la fission d'un noyau de masse voisine de A_t . Ces auteurs pensent qu'un processus de rupture rapide en deux fragments identiques à celui représenté par le "CTM" peut expliquer ce phénomène.

Un certain nombre d'indications convergentes semblent donc abonder dans le sens de l'intervention d'un mécanisme collectif lors de la première phase de l'interaction proton-noyau lorsque l'énergie incidente est suffisante. Cependant, il est évident que la prudence doit rester de rigueur tant que de nouveaux résultats n'auront pas apporté d'arguments décisifs en faveur d'un tel mécanisme. A cet égard, il nous semble que de précieux renseignements peuvent être obtenus à partir d'expériences de coïncidence dans le genre de celle effectuée par Wilkins et al. (WIL 79). Une autre voie suggérée par Kuper (KUP 80) pourrait permettre de tester directement le "CTM" : elle consiste à

comparer la production de particules lourdes par des protons de haute énergie en bombardant un noyau ellipsoïdal polarisé lorsque le grand axe est parallèle au faisceau dans un cas et perpendiculaire dans l'autre.

R E S U M E e t C O N C L U S I O N

RESUME ET CONCLUSION

Au cours de ce travail, nous avons étudié la production de gaz rares dans des cibles lourdes. D'une part, le grand nombre d'isotopes mesurés (8 pour le krypton, 9 pour le xénon) permet de considérer un large spectre de masse pour un nombre de charge donné. D'autre part, le cas de l'argon est très intéressant puisqu'il se situe dans un domaine de masse où on ignorait la nature du mécanisme dominant, fragmentation ou spallation profonde.

Nous nous sommes donc intéressés à la formation dans les cibles de platine, d'or, de bismuth et de thorium, des isotopes stables ou de longue période rassemblés dans le tableau suivant (au dessous des isotopes de krypton et de xénon figure la différence entre le rapport N/Z de l'isotope et celui correspondant à la stabilité) :

Argon	38	39							
Krypton	78	80	81	82	83	84	85	86	
	-0,12	-0,07	-0,04	-0,01	+0,02	+0,04	+0,07	+0,10	
Xénon	124	126	128	129	130	131	132	134	136
	-0,09	-0,06	-0,02	0	+0,02	+0,04	+0,05	+0,09	+0,13

Ces différents isotopes ont été produits par des protons de 0,15 ; 0,6 ; 1 ; 2,5 et 24 GeV. Les irradiations ont été effectuées selon la technique de cible épaisse-reculs épais. La mesure de nombre d'atomes stables parfois inférieurs à 10^8 a nécessité un système d'analyse sensible et précis utilisant la spectrométrie de masse.

L'intervention de plusieurs mécanismes dans la formation de tous ces isotopes nous a conduit à les classer selon leur mode de production qui dépend en outre de la nature de la cible et de l'énergie incidente. Ceci apparaît bien dans le tableau ci-dessous où figurent les noyaux les plus représentatifs.

Isotopes	Cibles	Energie E_p	Mécanismes
$^{124}\text{Xe}, ^{126}\text{Xe}, ^{128}\text{Xe}$ $^{129}\text{Xe}, ^{130}\text{Xe}, ^{131}\text{Xe}$	Pt,Au,Bi	1 GeV → 24 GeV →	Spallation ordinaire (+ faible contribution de fission Spallation ordinaire)
^{85}Kr et ^{86}Kr $^{130}\text{Xe}, ^{131}\text{Xe}, ^{132}\text{Xe}$ $^{134}\text{Xe}, ^{136}\text{Xe}$	Pt,Au,Bi,Th Th	0,15 → 24 GeV → 0,15 → 24 GeV →	Fission Fission
$^{38}\text{Ar}, ^{39}\text{Ar}$ $^{78}\text{Kr}, ^{80}\text{Kr}, ^{81}\text{Kr}$ $^{124}\text{Xe}, ^{126}\text{Xe}, ^{128}\text{Xe}$ ^{129}Xe	Pt,Au,Bi,Th Th	0,15 → 1 GeV → 2,5 GeV → 24 GeV →	Fission Fission Transition Spallation profonde Spallation profonde

$^{124}\text{Xe}, ^{126}\text{Xe}, ^{128}\text{Xe}, ^{129}\text{Xe}, ^{130}\text{Xe}$ et ^{131}Xe sont formés dans le platine, l'or et le bismuth par spallation ordinaire, c'est à dire par un processus cascade-évaporation. Toutefois une faible contribution de fission se manifeste à 1 GeV pour disparaître à plus haute énergie. Cette contribution est plus importante dans le bismuth que dans les deux autres cibles. Par ailleurs pour expliquer la chute des énergies d'excitation enregistrée à 24 GeV il semble qu'il faille reconsidérer la représentation classique de l'étape de cascade.

^{85}Kr et ^{86}Kr dans les quatre cibles considérées ainsi que $^{130}\text{Xe}, ^{131}\text{Xe}, ^{132}\text{Xe}, ^{134}\text{Xe}$ et ^{136}Xe dans le thorium sont essentiellement produits entre 0,15 et 24 GeV par une fission binaire classique impliquant un transfert d'énergie relativement faible.

Au contraire ^{78}Kr , ^{80}Kr , ^{81}Kr formés dans les quatre cibles et ^{124}Xe , ^{126}Xe , ^{128}Xe et dans une moindre mesure ^{129}Xe formés dans le thorium présentent tous de façon plus ou moins nette les caractéristiques maintenant bien connues des isotopes déficitaires en neutrons.

Les trois autres isotopes du krypton, 82, 83 et 84 qui ne figurent pas dans le tableau précédent forment en quelque sorte un groupe de transition entre les déficitaires et les excédentaires en neutrons ; les deux premiers présentent cependant des caractéristiques de production qui semblent les assimiler aux déficitaires tandis que ^{84}Kr paraît plus proche des excédentaires.

Les résultats les plus importants concernent l'argon. Les caractéristiques de production dans les quatre cibles sont identiques à celles des isotopes déficitaires en neutrons cités plus haut. Bien qu'assez peu de mesures aient été entreprises dans le domaine de masse $A \approx 30-40$, il semble que la production de tels fragments dans les cibles lourdes résulte de la contribution de deux mécanismes : l'un responsable de la formation des noyaux légers est dominant lorsque $A < 30$; l'autre, analogue au processus conduisant aux isotopes plus lourds déficitaires en neutrons interviendrait de façon déjà prépondérante dans la production d'argon.

Jusqu'à 1 GeV, les isotopes de krypton (78,80,81) et de xénon (124,126,128,129) déficitaires en neutrons ainsi que ^{38}Ar et ^{39}Ar semblent provenir de la fission de noyaux de masses assez éloignées de celles des noyaux cibles en raison des fortes énergies d'excitation transférées aux noyaux de cascade. Au fur et à mesure que l'énergie incidente augmente ce mécanisme de fission cède la place au processus de spallation profonde qui apparaît déjà largement présent à 2,5 GeV

et domine complètement à 24 GeV. Des indications convergentes bien qu'encore qualitatives semblent montrer que le changement de nature de l'interaction proton-noyau avec l'énergie incidente pourrait expliquer le passage de la fission à la spallation profonde. La transformation d'une cascade intranucléaire classique concernant des nucléons quasi libres en un processus collectif dans lequel certains nucléons du noyau agiraient de façon cohérente et solidaire face au proton incident serait la cause de cette transition.

Ainsi, de nouvelles perspectives paraissent s'ouvrir pour l'interprétation des réactions nucléaires conduisant aux isotopes déficients en neutrons et aux fragments légers. Dans ce contexte, il serait particulièrement intéressant d'entreprendre des expériences de coïncidence dans le genre de celle réalisée par Wilkins et al. (WIL 79) afin de tester le plus directement possible la validité de ces nouvelles hypothèses.

Tel n'était pas le but de ce travail dans lequel nous avons utilisé la technique éprouvée du recul en cible épaisse grâce à laquelle ont déjà été obtenus de très précieux renseignements concernant les réactions nucléaires induites par protons de haute énergie. Nos expériences qui se situaient dans ce cadre ont peut être contribué à apporter une clarification dans une zone de transition ($30 \lesssim A \lesssim 40$) entre plusieurs mécanismes. Grâce à l'ensemble des travaux de ce type qui ont été réalisés, on a maintenant une vue globale sur les différents processus intervenant dans les cibles lourdes (thorium et uranium) pour lesquelles on dispose de nombreux résultats. Il est possible d'en résumer l'essentiel grâce au schéma suivant indiquant le type d'interaction correspondant à un domaine de masse donnée :

Nombre de masse A	0	30	38	70
Mécanismes responsables de la formation des noyaux :	I		II	III
① Excédentaires en neutrons	fragmentation		Fission-spallation profonde	Fission
② Déficitaires en neutrons	fragmentation		Fission-spallation profonde	Fission-spallation profonde

- (I) - La fragmentation à propos de laquelle il faut reconnaître que les expériences de reculs n'ont pas apporté de renseignements décisifs, est prépondérante lorsque A est inférieur à 30.

- (II) - Ce travail a montré que le processus fission (à haute énergie d'excitation) - spallation profonde est déjà dominant dans le cas des isotopes 38 et 39 de l'argon. D'autres résultats (SCH 76, KAU 78) indiquent que dans le domaine de masse $\sim 40-70$, on ne note pratiquement pas de différences entre le mode de production des noyaux déficitaires en neutrons et celui des excédentaires. Tous présentent les caractéristiques de fission-spallation profonde.

- (III) - La différence intervient brusquement au niveau du gallium pour lequel Scheidemann et Porile (SCH 76) ont mis en évidence des comportements différents entre les isotopes excédentaires en neutrons et les déficitaires. A partir de cet élément et sur une large étendue de masse ces différences demeurent : les noyaux riches en neutrons étant produits par le classique mécanisme de fission binaire à faible transfert d'énergie tandis que les noyaux déficitaires en neutrons sont formés par le processus fission-spallation profonde.

BIBLIOGRAPHIE

- ALE 60 - J.M. Alexander and M.F. Gazdik, Phys. Rev. 120, 874 (1960)
- ALE 63 - J.M. Alexander, C. Baltzinger and M.F. Gazdik, Phys. Rev. 129, 1826 (1963)
- ALE 68 - J.M. Alexander dans Nuclear Chemistry, édité par L. Yaffe (Academic Press, 1968) Vol I, 273
- BAR 71 - V.S. Barashenkov, A.S. Iljinar and V.D. Toneev, Yad. Fiz. 13, 743 (1971)
- BAR 80 - V.S. Barashenkov, B.F. Kostenko and A.M. Zadorogny, Nucl. Phys. A338, 413 (1980)
- BEG 71 - K. Beg and N.T. Porile, Phys. Rev. C3, 1631 (1971)
- BER 69 - H.W. Bertini, Phys. Rev. 188, 1711 (1969)
- BER 72 - H.W. Bertini, Phys. Rev. C6, 631 (1972)
- BER 76 - G. Berlad, A. Dar and G. Eilan, Phys. Rev. D13, 161 (1976)
- BER 78 - H.W. Bertini, A.H. Culkowski, O.W. Hermann, N.B. Gove and M.P. Guthrie, Phys. Rev. C17, 1382 (1978)
- BIS 79 - S. Biswas and N.T. Porile, Phys. Rev. C20, 1467 (1979)
- BOG 69 - D.D. Bogard, D.S. Burnett and G.J. Wasserburg, Earth Planet. Sci. Lett. 5, 273 (1969)
- BOG 71a - D.D. Bogard, J.G. Funkhanser, O.A. Schaeffer and J. Zahringer, J. Geoph. Res. 76, 2757 (1971)
- BOG 71b - D.D. Bogard, J.C. Huneke, D.S. Burnett and G.J. Wassenburg, Geoph. Cosmoch. Acta 35, 1231 (1971)
- BOH 48 - N. Bohr, Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat. Fys. Medd. n° 8, 18 (1948)

- BRA 65 - R. Brandt dans "Proceedings of the Symposium on the Physics and Chemistry of Fission", Salsburg, 1965, IAEA, Vienne, Autriche 1965, Vol 2, p. 329
- CAR 63 - H.G. de Carvalho, G. Cortini, M. Muchnik, G. Potenza, R. Rinzivillo and W.O. Lock, Nuovo Cimento 27, 468 (1963)
- CAR 79 - G. Carini, Thèse de 3ème Cycle, Bordeaux (1979)
- CHE 68 - K. Chen, Z. Fraenkel, G. Friedlander, J.R. Grover, J.M. Miller and Y. Shimamoto, Phys. Rev. 166, 949 (1968)
- CHE 71 - K. Chen, G. Friedlander, G.D. Harp and J.M. Miller, Phys. Rev. C4, 2234 (1971)
- CHU 71 - Y.Y. Chu, E.M. Franz, G. Friedlander and P.J. Karol, Phys. Rev. C4, 2202 (1971)
- COS 75 - V. Costa, M.P. Ferreira, R. Maledo and S.H. Reynolds Earth Planet. Sci. Lett. 25, 131 (1975)
- COU 50 - K.J. Le Couteur, Proc. Phys. Soc. (London) A63, 259 (1950)
- CRE 63 - V.P. Crespo, J.M. Alexander and E.K. Hyde, Phys. Rev. 131, 1765 (1963)
- CRE 68 - V.P. Crespo, J.B. Cumming and A.M. Poskanzer, Phys. Rev. 174, 1455 (1968)
- CRE 70 - V.P. Crespo, J.B. Cumming and J.M. Alexander, Phys. Rev. C2, 1777 (1970)
- CUM 64 - J.B. Cumming, R.S. Gross, Jr, J. Hudis and A.M. Poskanzer, Phys. Rev. 134, B167 (1964)
- CUM 72 - J.B. Cumming and K. Bachmann, Phys. Rev. C6, 1362 (1972)
- CUM 80 - J.B. Cumming, Phys. Rev. Lett. 44, 17 (1980)
- DOS 58 - I. Dostrovsky, P. Rasbinovitz and R. Bivins, Phys. Rev. 111, 1659 (1958)

- DOS 61 - I. Dostrovsky, Z. Fraenkel and J. Hudis, Phys. Rev. 123, 1452 (1961)
- DOS 65 - I. Dostrovsky, R. Davis, A.M. Poskanzer and P.L. Reeder, Phys. Rev. 139, B1513 (1965)
- EBE 66 - P. Eberhardt, O. Eugster, J. Geiss and K. Marti, Z. Naturf. 21a, 414 (1966)
- EUG 69 - O. Eugster, P. Eberhardt and J. Geiss, J. Geoph. Res. 74, 3874 (1969)
- FOR 80 - D.R. Fortney and N.T. Porile, Phys. Rev. C21, 664 (1980)
- FRI 63 - G. Friedlander, L. Friedman, B. Gordon and L. Yaffe, Phys. Rev. 129, 1809 (1963)
- FRI 65 - G. Friedlander in "Proceedings of the Symposium on the Physics and Chemistry of Fission", Salzburg, 1965, IAEA, Vienne, Autriche, 1965, Vol. II, p. 265
- FUJ 50 - Y. Fujimoto and Y. Yamaguchi, Progr. Theoret. Physics (Japon) 4, 468 et 5, 787 (1950)
- GOL 48 - M.L. Goldberger, Phys. Rev. 74, 1269 (1948)
- GOT 74 - K. Gottfried, Phys. Rev. Lett. 32, 957 (1974)
- GOU 78 - J.C. Guillaud et J.L. Pedroza, Electronique et Appli. Indust. 257, 35 (1978)
- GUT 76 - H.H. Gutbrod, A. Sandoval, P.J. Johansen, A.M. Poskanzer, J. Gosset, W.G. Meyer, G.D. Westfall and R. Stock, Phys. Rev. Lett. 37, 667 (1976)
- HAG 69 - E. Hagebo and H. Ravn, J. Inorg. Nucl. Chem. 31, 2649 (1969)
- HAG 70 - E. Hagebo, I. Inorg. Nucl. Chem. 32, 2849 (1970)
- HAR 68 - G.D. Harp, J.M. Miller and B.J. Berne, Phys. Rev. 165, 1166 (1968)

- HOG 69 - J.J. Hogan and N. Sugarman, Phys. Rev. 182, 1210 (1969)
- HUD 68 - J. Hudis dans Nuclear Chemistry, édité par L. Yaffe
(Academic Press, 1968) Vol. I, p. 169
- JAC 56 - J.D. Jackson, Can. J. Phys. 34, 767 (1956)
- KAU 75 - S.B. Kaufman and M.W. Weissfield, Phys. Rev. C11,
1258 (1975)
- KAU 78 - S.B. Kaufman, E.P. Steinberg and M.W. Weisfield,
Phys. Rev. C18, 1349 (1978)
- KL A 69 - R. Klapisch, Ann. Rev. of Nucl. Sci. 19, 33 (1969)
- KOR 73 - R.G. Korteling, C.R. Toren and E.K. Hyde,
Phys. Rev. C7, 1611 (1973)
- KOT 74 - A.A. Kotov, G.G. Semenchuck, L.N. Andronenko, M.N. Andronenko,
B.L. Gorshov, G.G. Kovshenyi, V.R. Reznik and G.E. Solyakin,
Yad. Fiz. 20, 467 (1974) (Sov. J. Nucl. Phys. 20, 251 (1975))
- KUP 80 - C.G. Kuper, J. Phys. 6. : Nucl. Phys. 6, L1 (1980)
- LEF 64 - M. Lefort, Annales de Physique 9, 249 (1964)
- LAG 72 - M. Lagarde, Thèse (1972) Bordeaux
- LAG 79 - M. Lagarde-Simonoff and G.N. Simonoff, Phys. Rev.
C20, 1498 (1979)
- LLS 63 - J. Lindhard, M. Scharff and H.E. Schiott, K. gl. Danske,
Videnskab. Mat. Fyz. Medd. n° 14, 33 (1963)
- MAR 66 - K. Marti, P. Eberhardt and J. Geiss, Z. Naturf.
21a, 398 (1966)
- MAZ 70 - E. Mazar, D. Heymann, E. Anders, Geoph. Cosmoch. Acta 34,
781 (1970)
- MEN 77 - M. Ta-Chung, Phys. Rev. D15, 197 (1977)
- MEN 78 - M. Ta-Chung and E. Moeller, Phys. Rev. Lett.
41, 1352 (1978)

- MET 58 - N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, A. Turkevich,
J.M. Miller and G. Friedlander, Phys. Rev. 110,
185 et 204 (1958)
- NID 61 - J.B. Niday, Phys. Rev. 121, 1471 (1961)
- NIE 59 - A.O. Nier, Advances in mass spectrometry (J.D. Waldron
(ed). Pergamon 1959)
- NIX 65 - J.R. Nix and W.J. Swiatecki, Nucl. Phys. 71, 1 (1965)
- NOR 70 - L.C. Northcliffe and R.F. Schilling, Nucl. Data
A7, 233 à 463 (1970)
- NOS 65 - V.E. Noshkin and T.T. Sugihara, J. Inorg. Nucl. Chem.
27, 943 et 959 (1965)
- PAN 62 - J.A. Panontin, Ph. D. Thesis, Department of Chemistry,
University of Chicago
- PAN 63 - J.A. Panontin and N. Sugarman, J. Inorg. Nucl. Chem.
25, 1321 (1963)
- PAN 68 - J.A. Panontin and N.T. Porile, J. Inorg. Nucl. Chem.
30, 2027 (1968)
- PAN 70 - J.A. Panontin and N.T. Porile, J. Inorg. Nucl. Chem.
32, 1775 (1970)
- PAP 71 - A.C. Pappas, J. Alstad and E. Hagebo, MTP International Review
of Science (edited by A.G. Maddock) Vol 8, 291 (1971)
- POR 56 - N.T. Porile and N. Sugarman, Phys. Rev. 107, 1410 (1956)
- POR 57 - N.T. Porile and N. Sugarman, Phys. Rev. 107, 1410 (1957)
- POR 60 - N.T. Porile, Phys. Rev. 120, 572 (1960)
- POR 64 - N.T. Porile and S. Tanaka, Phys. Rev. 135, B122 (1964)
- POR 66 - N.T. Porile, Phys. Rev. 148, 1235 (1966)
- POR 70 - N.T. Porile, communication privée comme notée dans la réf. CRE 70
- POR 78 - N.T. Porile, B.J. Dropesky and R.A. Williams,
Phys. Rev. C18, 2231 (1978)

- POS 71 - A.M. Poskanzer, G.W. Butler and E.K. Hyde,
Phys. Rev. C3, 882 (1971)
- REG 77 - S. Regnier, Thèse (1977) Bordeaux
- REM 75 - L.P. Remsberg and D.G. Perry, Phys. Rev. Lett.
35, 361 (1975)
- REY 56 - J.H. Reynolds, Revue of Scientific Instruments 27,
928 (1956)
- RUD 66 - G. Rudstam and G. Sorensen, J. Inorg. Nucl. Chem.
28, 771 (1966)
- SER 47 - R. Serber, Phys. Rev. 72, 1008 (1947)
- SCH 76 - O. Scheidemann and N.T. Porile, Phys. Rev. C14,
1534 (1976)
- STA 71 - G. Stark and R. Brandt, Radiochim. Acta 16, 155 (1971)
- STA 73 - P.M. Starzyk and N. Sugarman, Phys. Rev. C8, 1448 (1973)
- STE 57 - W.E. Stein, Phys. Rev. 108, 94 (1957)
- SUG 56 - N. Sugarman, M. Campos and K. Wielgoz, Phys. Rev.
101, 388 (1956)
- SUG 66 - N. Sugarman, H. Münzel, J.A. Panontin, K. Wielgoz,
M.V. Ramaniah, G. Lange and E. Lopez-Menchero,
Phys. Rev. 143, 952 (1966)
- TOB 71 - J. Tobailem, C.H. de Lassus St Genies, L. Leveque,
Note CEA-N-466 (1) (1971)
- URB 80 - J.A. Urbon, S.B. Kaufman, D.J. Henserson and E.P. Steinberg,
Phys. Rev. C21, 1048 (1980)

- VAR 79 - J.P. Vary, K.E. Lassila and M.S. Sandel, Phys. Rev. C20, 715 (1979)
- WAS 69a - G.J. Wasserburg, J.C. Huneke and D.S. Burnett, J. Geoph. Res. 74, 4221 (1969)
- WAS 69b - G.J. Wasserburg, D.A. Paparastassian, E.V. Nenon, C.A. Baunan, Rev. Sci. Inst. 40 (2), 288 (1969)
- WEI 37 - V. Weisskopf, Phys. Rev. 52, 295 (1937)
- WES 78 - G.D. Westfall, R.G. Sextro, A.M. Poskanzer, A.M. Zebelman, G.W. Butler and E.K. Hyde, Phys. Rev. C17, 1368 (1968)
- WIL 79 - B.D. Wilkins, E.P. Steinberg and S.B. Kaufman, Phys. Rev. C19, 856 (1979)
- WIN 64 - L. Winsberg, Phys. Rev. 135B, 1105 (1964)
- WOL 56 - R. Wolfgang, E.W. Baker, A.A. Caretto, J.B. Cumming, G. Friedlander and J. Hudis, Phys. Rev. 103, 394 (1956)
- YU 73a - Y.W. Yu and N.T. Porile, Phys. Rev. C7, 1597 (1973)
- YU 73b - Y.W. Yu, N.T. Porile, R. Warasila and A.O. Schaeffer, Phys. Rev. C8, 1091 (1973)
- YU 74 - Y.W. Yu and N.T. Porile, Phys. Rev. C10, 167 (1974)
- YU 75 - Y.W. Yu and N.T. Porile, Phys. Rev. C12, 938 (1975)
- ZAH 68 - S. Zahringer, Geoph. Cosmoch. Acta 32, 209 (1968)

Vu et approuvé

Talence, le

Pour le Président de l'Université de Bordeaux I

Le Vice-Président