Etude par spectrométrie de masse en ligne de noyaux légers exotiques produits dans les réactions à haute énergie

Catherine Thibault-Philippe

▶ **To cite this version:**

Catherine Thibault-Philippe. Etude par spectrométrie de masse en ligne de noyaux légers exotiques produits dans les réactions à haute énergie. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris Sud - Paris XI, 1971. Français. NNT : . tel-00002384

HAL Id: tel-00002384
https://theses.hal.science/tel-00002384

Submitted on 11 Feb 2003

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

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

Série A, n°
N° d'ordre :

783

N° d'ordre
C.N.R.S.
AO 5862

THÈSE

PRESENTEE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Catherine THIBAULT-PHILIPPE

ETUDE PAR SPECTROMETRIE DE MASSE EN LIGNE

DE NOYAUX LEGERS EXOTIQUES

PRODUITS DANS LES REACTIONS A HAUTE ENERGIE

Soutenue le 3 Juin 1971 **devant la Commission d'examen**

Mme N. MARTY — Présidente

MM. J. TEILLAC
V. GILLET
A.M. POSKANZER
R. KLAPISCH
} Examinateurs.

Ce travail a été réalisé au Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse dirigé par M. René BERNAS. Je suis heureuse de pouvoir le remercier ici de m'avoir accueillie dans une des équipes de son laboratoire et de m'avoir guidée et soutenue tout au long de cette étude.

M. Jacques CHAUMONT a été continuellement associé à ce travail effectué sous la direction de M. Robert KLAPISCH. Leur collaboration, l'amitié qu'ils m'ont témoignée, et l'esprit d'équipe qu'ils ont toujours manifesté ont été précieux et m'ont permis de m'initier à la recherche.

C'est un plaisir pour moi de remercier aussi MM. R. FERGEAU et M. JACOTIN. C'est grâce à leur grande compétence, à leur esprit d'initiative et à leur présence au cours de toutes les expériences que nous avons pu construire l'appareil et mener à bien ces expériences. Je voudrais également remercier Mme LE SCORNET, et MM. E. ALORENT et J. BIDERMAN pour la part importante qu'ils ont prise dans la réalisation des cibles.

Mme J. STEPANIAK a été associée à ce travail pendant son séjour dans notre laboratoire.Je tiens à la remercier pour sa collaboration aimable et pour de nombreuses discussions. Je remercie également MM. C. DETRAZ et E. BECK qui ont participé activement aux expériences. M. le Professeur A.M. POSKANZER a eu la gentillesse de me faire bénéficier de sa grande expérience. C'est avec plaisir que je le remercie pour les fructueuses discussions qui m'ont guidée dans l'interprétation des résultats.

Nos expériences ont été réalisées au P.S. du CERN et je remercie les nombreuses personnes qui nous ont accueillis et aidés, en particulier

- MM. GEIBEL et MUNDAY qui ont facilité l'installation de notre appareil ;
- MM. BALL et MAUGUIN, et le groupe dirigé par M. B. LANGESETH qui ont calculé et conduit le faisceau de protons tout au long de l'expérience.

Je remercie également tous ceux qui nous ont aidés pendant les premières expériences effectuées à Saturne à Saclay.

L'analyse des résultats a été effectuée à l'Univac 1108. Je remercie toutes les personnes du centre de calcul pour leur amabilité constante et leurs conseils précieux.

Enfin, cette thèse a pu être dactylographiée grâce à la diligence de Mme A. BALLOUARD, Melle J. CARO et Mme M. ARIANER et je les en remercie vivement.

INTRODUCTION

C'est dès le début du fonctionnement des grands synchrotrons à protons que l'on s'aperçut que l'interaction de protons de très grande énergie ($\gtrsim$ 1 GeV) avec une cible produisait, avec des sections efficaces notables, des isotopes de tous les éléments de numéro atomique Z, inférieur à celui de la cible.

A plus basse énergie, deux mécanismes se manifestent et sont relativement bien compris :

- La spallation est un processus au cours duquel le noyau cible, excité par le proton incident émet des nucléons ou des noyaux légers, laissant finalement un noyau résiduel de masse légèrement inférieure à celle du noyau cible. Le nombre de particules émises croissant avec l'énergie incidente, ceci conduit, pour des protons de 10 ou 20 GeV à des noyaux ayant jusqu'à une trentaine de nucléons de moins que la cible.

- La fission à haute énergie est une généralisation du processus qui, à basse énergie n'a lieu que pour certains noyaux très lourds ($Z > 90$). On obtient ainsi des noyaux de A et Z voisins de la moitié de ceux de la cible ($Z = 30$ à 60).

Mais la production des éléments de $Z = 5$ à 30 est un phénomène qui n'apparaît qu'à haute énergie. Pouvait-on le ramener à un mécanisme connu ou fallait-il au contraire en invoquer un nouveau, pour lequel un nom —"fragmentation"— fut trouvé. Un grand nombre de travaux expérimentaux furent consacrés à ce problème, notamment aux Etats-Unis, utilisant principalement les techniques de la radiochimie.

Au moment où nous avons commencé ce travail en collaboration avec R. Klapisch, il paraissait évident que les données expérimentales existantes étaient trop incomplètes (portant sur quelques isotopes) pour que l'on puisse en tirer des conclusions définitives. Il nous est apparu que la possibilité de mesurer avec le spectromètre de masse en ligne les sections efficaces de tous les isotopes des éléments alcalins apporteraient des renseignements d'un type nouveau par rapport aux études de radiochimie, sensibles seulement aux quelques isotopes de périodes convenables.

J'ai donc étudié en détail les conditions dans lesquelles l'appareillage existant pouvait être utilisé pour des mesures précises de sections efficaces d'isotopes de courtes périodes. Le développement de ce travail montra, non seulement que l'appareil était suffisamment sensible pour mesurer des sections efficaces au niveau du microbarn,mais également que ce niveau de sensibilité permettait la mise en évidence d'isotopes encore inconnus.

Ce domaine des noyaux légers exotiques produits dans les réactions à haute énergie s'est développé très rapidement depuis quelques années grâce notamment aux études menées à Berkeley, Princeton et Doubna. Contrairement aux méthodes d'identification électroniques employées ailleurs, le spectromètre de masse permet, outre l'identification, la mesure de quelques caractéristiques simples des noyaux étudiés telles que durée de vie, énergies β, etc...

C'est ainsi que ce travail a permis la détermination de la période du ^{11}Li et de 5 nouveaux isotopes du sodium, de masses 27 à 31.

Dans la première partie de ce travail, je décrirai tout d'abord l'appareillage utilisé et les méthodes de mesure employées. Je discuterai ensuite les causes possibles d'erreur et les corrections à effectuer. Enfin, je donnerai les résultats expérimentaux relatifs aux sections efficaces et aux caractéristiques des nouveaux isotopes.

La seconde partie sera consacrée à la discussion des résultats obtenus. Après avoir examiné les éléments nouveaux apportés par les mesures de section efficace, nous insisterons plus particulièrement sur les questions relatives aux noyaux exotiques. Ceci nous conduira à passer en revue et à critiquer, à partir de nos mesures, les différents procédés théoriques qui sont employés pour prédire les masses nucléaires.

C H A P I T R E I

SPECTROMETRIE DE MASSE EN LIGNE

Dans ce premier chapitre, nous décrirons le spectromètre de masse utilisé et discuterons des problèmes relatifs à la construction de ses différentes parties.

1) Description générale du spectromètre de masse.

Les différentes parties du spectromètre [1] et leur rôle sont les suivants (fig. 1) :

a) *La cible*, composée en alternance de plaquettes de graphite et d'élément cible est placée dans un four en rhénium porté à haute température (1500°C à 2000°C). Les épaisseurs des plaquettes sont telles que, lorsque la cible est bombardée par des protons de haute énergie, les produits de réaction nucléaire reculent hors de l'élément cible et sont arrêtés dans le graphite ; ils sortent de la cible par diffusion thermique. Les alcalins dont la diffusion est très rapide sont sélectivement ionisés par effet thermoionique.

b) Les ions sont accélérés par un potentiel de 5 kV appliqué sur le four et focalisés par un *système optique* comprenant 3 étages : une extractrice (V $\sim$ 4,5 à 5 kV), deux demi-plaques (2,5 à 4,5 kV) en molybdène et la fente de définition de 0,4 mm (V = 0). Ces 3 électrodes sont fixées sur une couronne d'oxyde de beryllium solidaire du spectromètre : ce matériau a l'avantage d'être à la fois bon isolant électrique et bon conducteur de la chaleur.

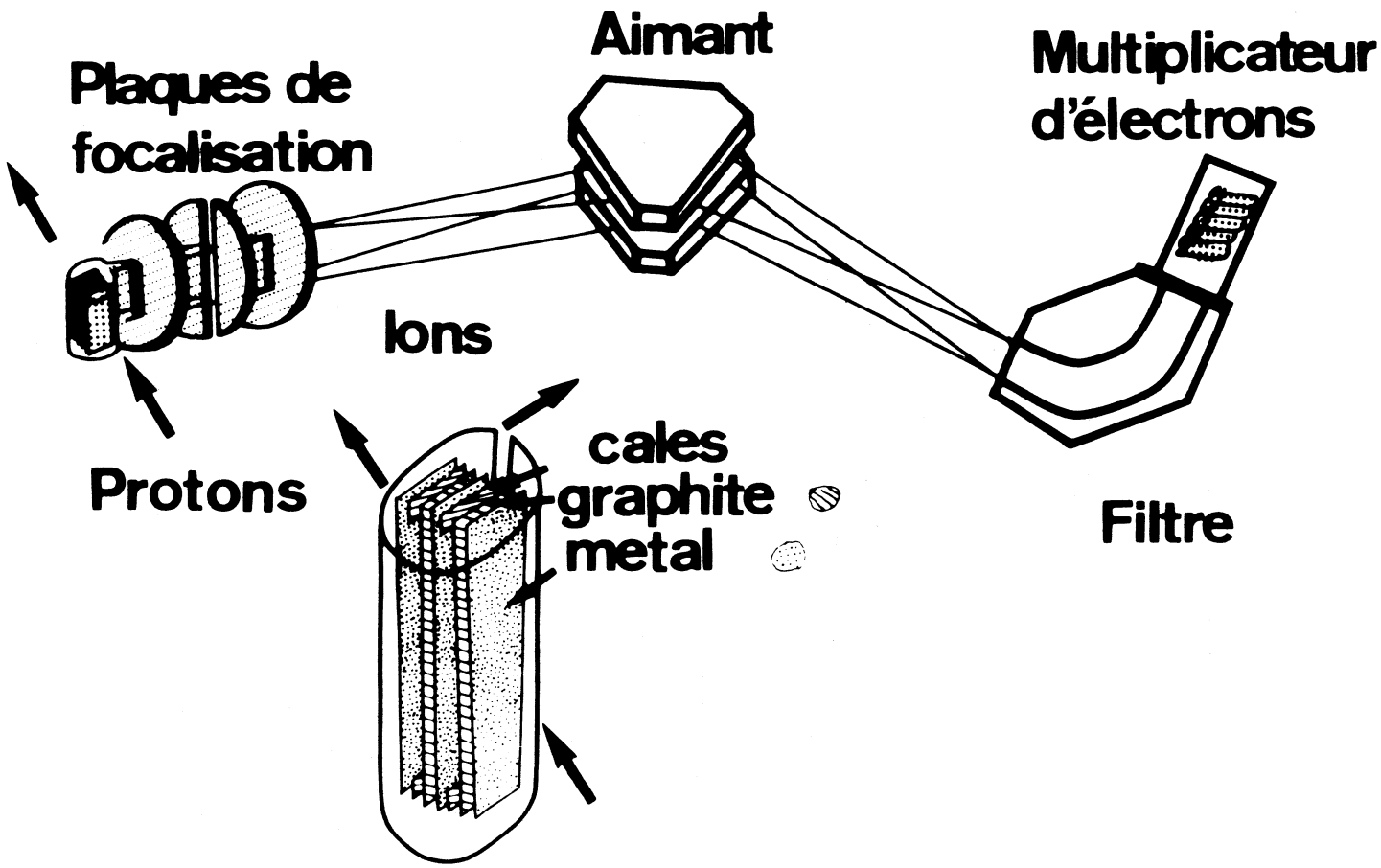


Fig. 1 - Principe du spectromètre de masse en ligne.

c) L'analyse en masse est effectuée par *un secteur magnétique* à champ uniforme d'angle 60° et de rayon moyen 15 cm (pouvoir séparateur $\sim$ 80). Dans le plan de focalisation de ce secteur est placée une fente de définition (1,3 mm) au-delà de laquelle on dispose des ions pour des comptages ou pour diverses études de leurs caractéristiques (mesures des périodes, spectres β ...).

Nous allons maintenant discuter de façon détaillée des problèmes relatifs à la construction des cibles et à la détection des ions puis nous donnerons une brève description de l'électronique nécessaire.

2) Etude et réalisation des cibles.

Nous allons d'abord expliquer le choix du rhénium comme composant du four puis nous verrons quelles caractéristiques donner à la cible pour que la diffusion thermique soit rapide, et que les épaisseurs soient optimales compte tenu des énergies de recul des produits de réactions :

a) Ionisation et sélectivité chimique - Choix du rhénium.

Le rendement d'ionisation par effet thermoionique peut être facilement calculé par la loi bien connue de Saha-Langmuir en fonction de la température et de la différence (W - I) entre le travail d'extraction W des électrons de la surface ionisante et le potentiel d'ionisation I de l'élément à ioniser. Les tableaux 1 et 2 montrent les valeurs obtenues dans les cas les plus favorables. Les températures indiquées sont les températures maximales admissibles pour un chauffage de plusieurs jours sans détérioration du four.

On peut en conclure que :
- dans le cas du lithium, la sélectivité chimique est toujours excellente mais le rendement d'ionisation n'est jamais très élevé. Le platine ou l'iridium pourraient paraître a priori plus favorables mais, pour étudier ^{11}Li dont la période radioactive est très courte (9 ms), le rhénium est préférable car la perte d'un facteur 2 sur le rendement d'ionisation est largement compensée par l'augmentation de la vitesse de diffusion qui permet à un beaucoup plus grand nombre de noyaux de quitter la cible avant de se désintégrer (Chapitre 2, § 1.d).

élément ionisant / Rendement	Ta 2000°C	Re 2000°C	Ir 1500°C	Pt 1200°C
[Li]	0,11 %	9,8 %	18 %	21 %
[Li]/[B]	$2,4 \times 10^6$	2×10^6	10^8	4×10^9

élément ionisant / Rendement	Ta 1500°C	Ta 2000°C	Re 1500°C	Re 2000°C
[Na]	0,1 %	0,4 %	28 %	29 %
[Na]/[Al]	200	65	150	45

Tableaux 1 et 2 : Valeurs des rendements d'ionisation du lithium et du sodium et de leurs rapports au rendement d'ionisation de l'élément voisin le plus facilement ionisable (les symboles [ ] désignent les rapports nombre d'ions/nombre total d'ions et atomes de l'élément indiqué).

- dans le cas du sodium, il est nécessaire d'utiliser du rhénium pour obtenir un rendement acceptable ; cependant, comme la sélectivité chimique n'est pas très élevée, une partie des ions comptés comme Na^+ pourraient être des ions Al^+ ; ce phénomène pourrait devenir important si le rapport de leurs sections efficaces de production est supérieur ou égal à l'inverse du rapport de leurs rendements d'ionisation :

$$\sigma\,(^{A}\mathrm{Al}) \,/\, \sigma\,(^{A}\mathrm{Na}) \geqslant [\mathrm{Na}] \,/\, [\mathrm{Al}] \sim 100$$

soit pour $A \geqslant 27$, 28 ou 29 selon les cibles. (Chapitre 2 et [2]). Mais, en fait, nous avons pu montrer, en mesurant les périodes de désintégration β des isotopes de sodium de $A \geqslant 27$ qu'il n'y avait pas de contamination par l'aluminium (Chap. 2). Ceci s'interprète en admettant que la diffusion de l'aluminium est suffisamment lente pour que les noyaux d'aluminium se désintègrent avant d'avoir pu quitter la cible. La diffusion plus lente de l'aluminium dans le graphite est probablement en rapport avec l'existence d'un carbure d'aluminium stable.

b) Diffusion thermique.

Avant de choisir le graphite comme élément diffuseur, nous avons étudié les vitesses de diffusion du lithium dans divers matériaux réfractaires : platine, tantale, rhodium, borefritté, graphite, alumine. Pour les comparer, nous avons déterminé dans chaque cas quel est le temps τ au bout duquel 50 % des noyaux alcalins créés ont diffusé. Les résultats sont donnés dans le tableau 3.

élément (point de fusion)	épaisseur	alcalin diffusant	température	τ
Pt (1774°C)	25 µ	Li	1120°C	6,1 h
			1470°C	4 mn
		Na	1450°C	30 mn
Ta (3000°C)	100 µ	Li	1800°C	1 h
			1970°C	18 mn
Rh (2500°C)	25 µ	Li	1350°C	35 mn
			1450°C	15 mn
B (2300°C)	300 µ	Li	1300°C	50 s
			1800°C	0,650 s
C (>3550°C)	100 µ	Li	1800°C	0,350 s

Tableau 3 : Diffusion du lithium et du sodium dans divers matériaux réfractaires. τ est le temps nécessaire pour que 50 % des noyaux créés par l'irradiation soient sortis de la cible.

On voit que le bore aurait probablement pu être utilisé aussi ; aucun résultat n'a été donné pour l'alumine car la diffusion est si lente qu'il a été impossible de faire des mesures.

Nous avons alors plus spécialement porté notre attention sur nos cibles composées d'une trentaine de plaquettes : il ne s'agit plus de diffusion pure car les atomes, après être sortis de la plaquette où ils ont été arrêtés, peuvent être absorbés et reévaporés plusieurs fois à la surface du graphite (fig. 2).

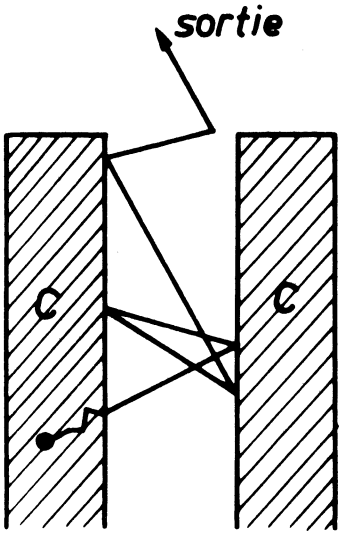


Fig. 2 - Le noyau arrêté dans le graphite sort de la plaquette par diffusion et ne quitte définitivement la cible qu'après plusieurs réévaporations successives à la surface du graphite.

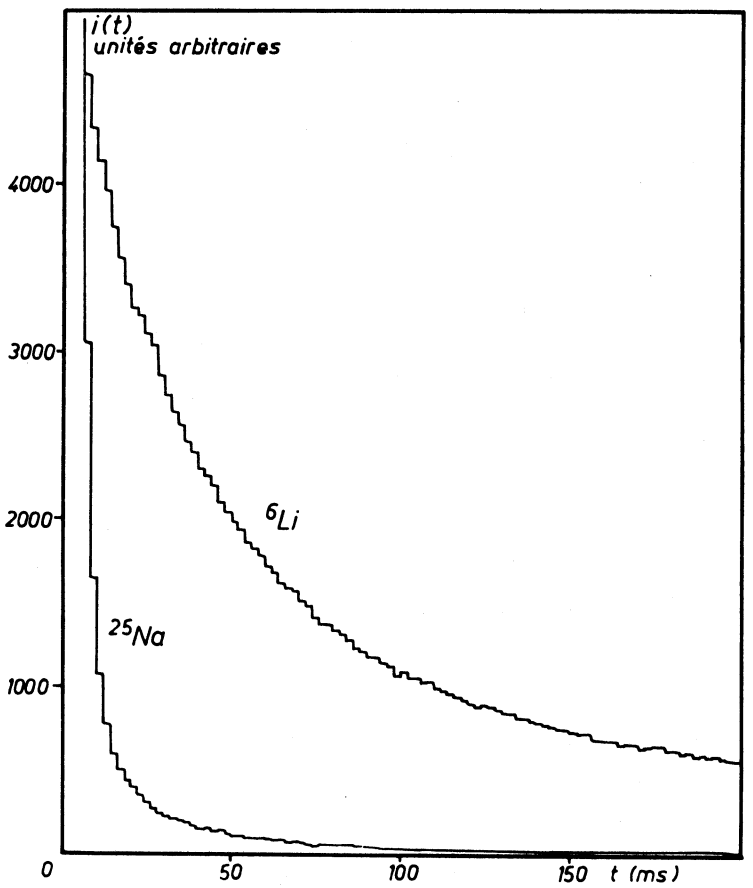


Fig. 3 - Variation du courant ionique en fonction du temps pour ^{6}Li dans la cible d'iridium ($t \sim 2000°C$) et ^{25}Na dans la cible de thorium ($t \sim 1600°C$). Dans les deux cas, le faisceau de protons a traversé la cible à $t = 0$.

La conséquence de ce phénomène est que, si les plaquettes ne sont pas espacées d'au moins une cinquantaine de microns, la "diffusion" paraît moins rapide. Nous avons donc utilisé des plaquettes de graphite aussi minces que possible (60-70 μ) espacées par des cales de 70 μ et la figure 3 montre deux exemples typiques d'enregistrements du courant ionique en fonction du temps ; on voit alors que contrairement à ce qui se passait dans le platine (tableau 3), le lithium paraît diffuser moins vite que le sodium : c'est probablement parce qu'il est moins volatil et que le temps nécessaire pour les réévaporations successives reste prédominant dans son cas.

c) Optimisation de la composition de la cible.

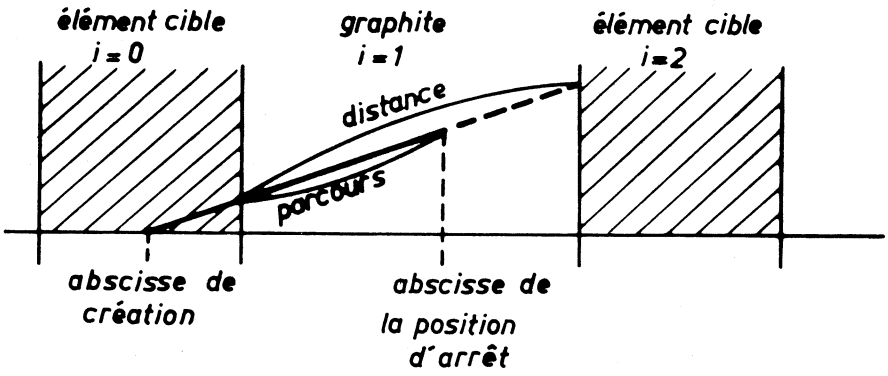
L'espacement et l'épaisseur des plaquettes de graphite ayant été déterminés à la suite de l'étude de la diffusion, nous devons encore décider de l'épaisseur de l'élément cible et de l'agencement des différents composants. Dans ce but, en collaboration avec J. Suchorzewska-Stepaniak, j'ai mis au point un programme en fortran V pour l'Univac 1108 dans lequel on calcule quel pourcentage des noyaux créés recule hors de l'élément cible et est arrêté dans le graphite. On peut alors optimiser la composition de la cible en fonction du problème étudié : mesure de sections efficaces ou production maximale.

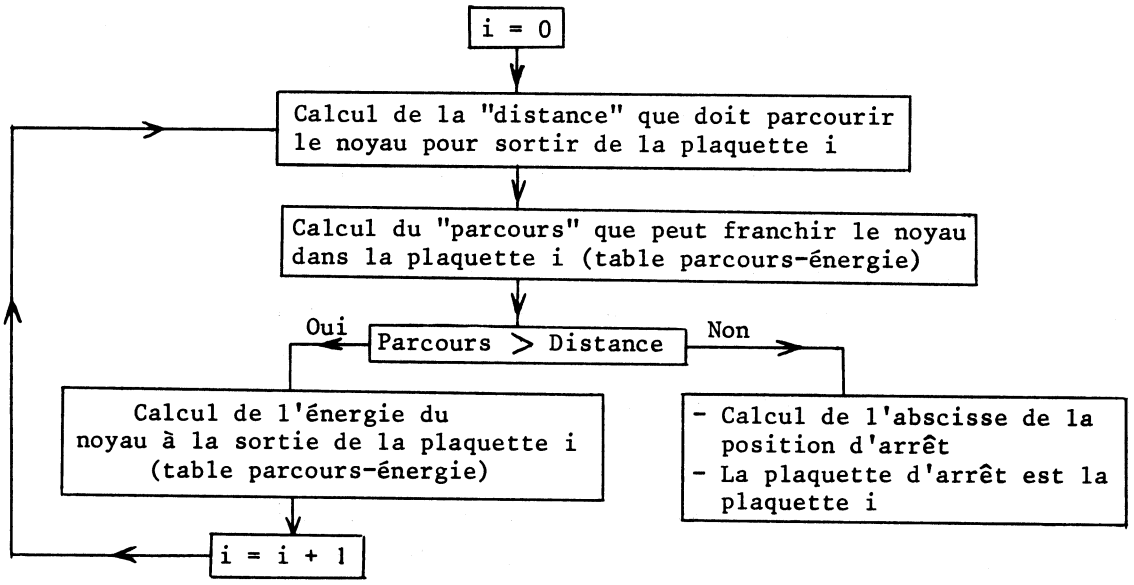
Le principe du calcul est le suivant (fig. 4 et 5) :

pour une abscisse de création, un angle et une énergie donnés, on calcule l'abscisse de la position d'arrêt du noyau créé. On fait ensuite varier ces 3 données de départ et on pondère les résultats obtenus en fonction des distributions angulaires et des spectres d'énergie expérimentaux. A l'organigramme général donné dans la figure 6, on peut ajouter quelques précisions :

les données sont :

- le nombre de masse, le nombre de protons du noyau qui recule (Ar, Zr)
- le nombre de masse, le nombre de protons, le potentiel moyen d'excitation, l'épaisseur de chacun des constituants de la cible (Ac, Zc, PI, e)
- la distribution angulaire et le spectre d'énergie à chaque angle (annexe I).





Figures 4 et 5 : Principe de la détermination de l'abscisse de la position d'arrêt et de la plaquette d'arrêt pour un noyau créé dans l'élément cible.

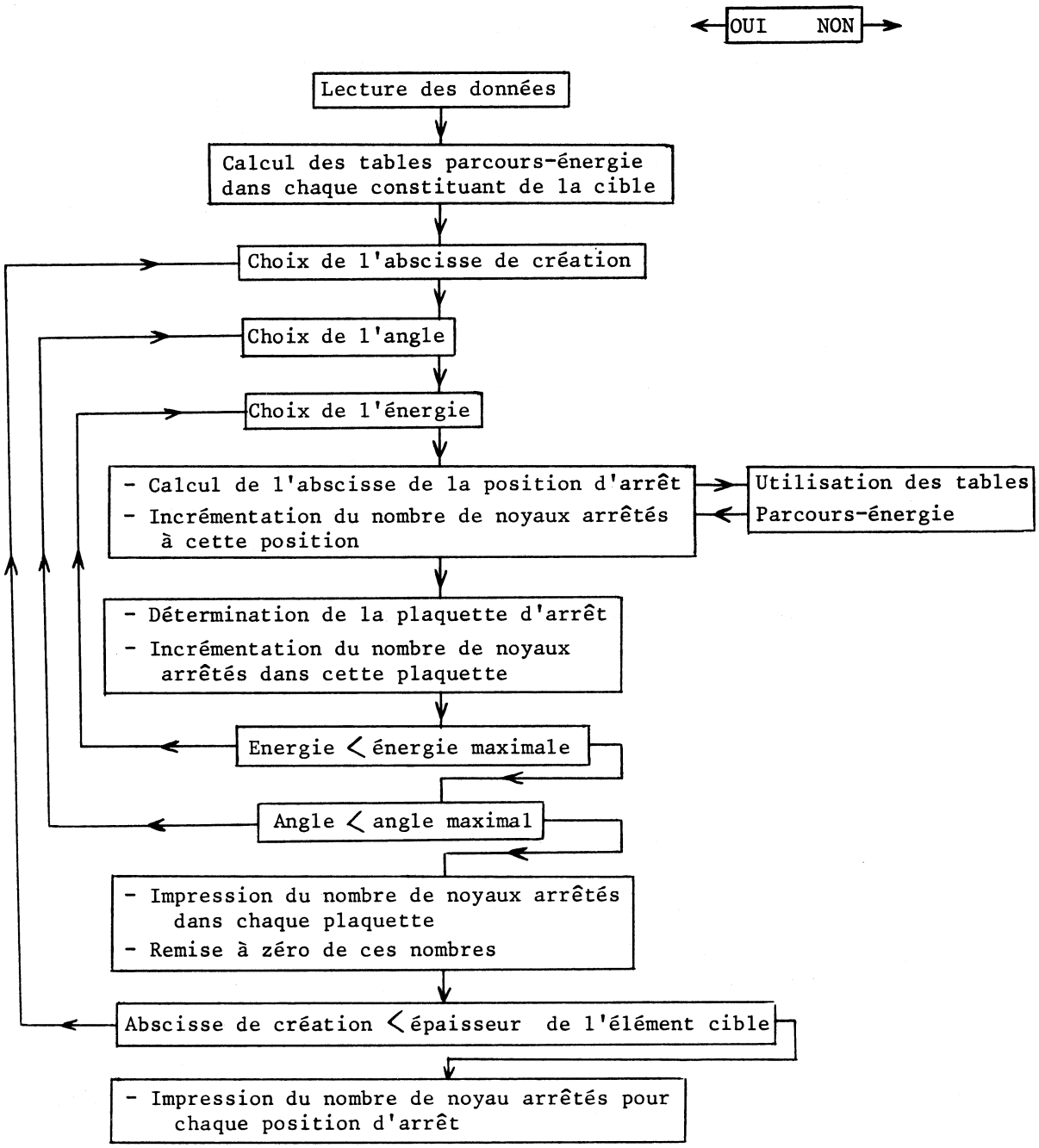


Figure 6 : Organigramme du programme qui calcule le pourcentage des noyaux créés reculant hors de l'élément cible et arrêtés dans le graphite.

les tables parcours-énergie peuvent être établies pour des énergies comprises entre 0,1 et 200 MeV. A basse énergie, nous avons utilisé la théorie de Lindhard, Scharff, Schiøtt [3] tandis qu'à haute énergie, nous avons utilisé la théorie de Northcliffe[4], l'arrêt électronique étant calculé par la formule de Bethe avec l'approximation de Born pour les ions non relativistes (annexe II).

l'abscisse de création est choisie en prenant une vingtaine de points régulièrement espacés dans l'élément cible. Pour chaque abscisse de création, on imprime le pourcentage des noyaux arrêtés dans chaque plaquette et, à la fin du calcul, on imprime les pourcentages de noyaux arrêtés en fonction de l'abscisse de la position d'arrêt.

Les résultats sont différents selon qu'il s'agit du sodium ou du lithium.

- Dans le cas du sodium, tous les noyaux sont arrêtés par 70 μ de graphite ; cette épaisseur sera donc toujours utilisée. Pour les mesures de sections efficaces, afin d'éviter que des différences de parcours de recul entre les isotopes n'entrainent une discrimination isotopique, il faut qu'une forte proportion des noyaux produits sorte de l'élément cible : ainsi, pour 80 %, la discrimination éventuelle est 4 fois plus faible qu'elle ne le serait pour 20 % et les épaisseurs correspondantes sont :

$\sim$ 0,3 mg/cm^2 pour Si

$\sim$ 1 mg/cm^2 pour A $\sim$ 100

$\sim$ 5 mg/cm^2 pour A $\sim$ 170 à 250

Par contre, pour les mesures de périodes ou de spectres β, on cherche à obtenir la production maximale ; le nombre de noyaux créés étant proportionnel à l'épaisseur e de l'élément cible et le pourcentage des noyaux sortant étant S, le nombre de noyaux étudiables est proportionnel à eS : en étudiant la variation de eS en fonction de e (fig. 7) pour la cible d'uranium, on voit que pour e > 25 mg/cm^2, la production reste constante et qu'il serait souhaitable d'avoir e entre 10 et 25 mg/cm^2.

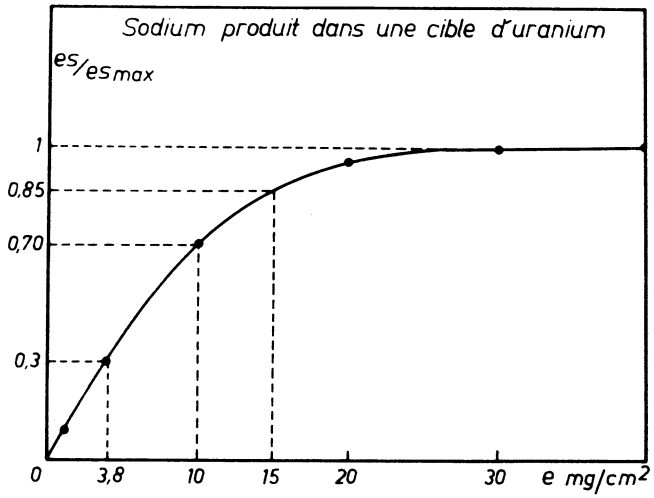


Fig. 7 - Optimisation de la cible d'uranium pour la production des isotopes exotiques de sodium.

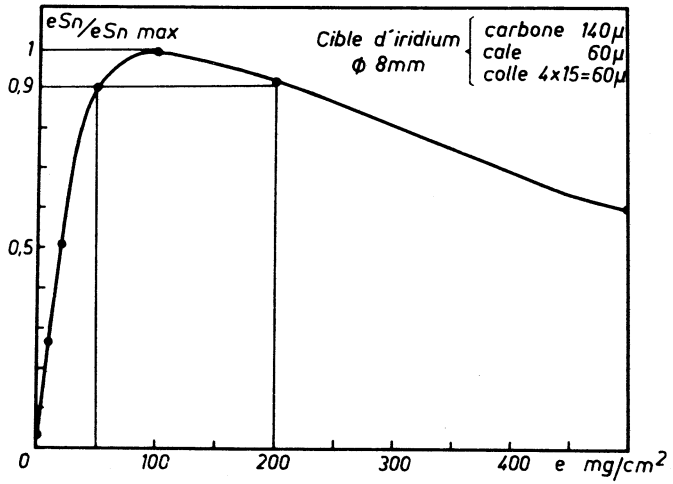


Fig. 8 - Optimisation de la cible d'iridium pour la production de ^{11}Li.

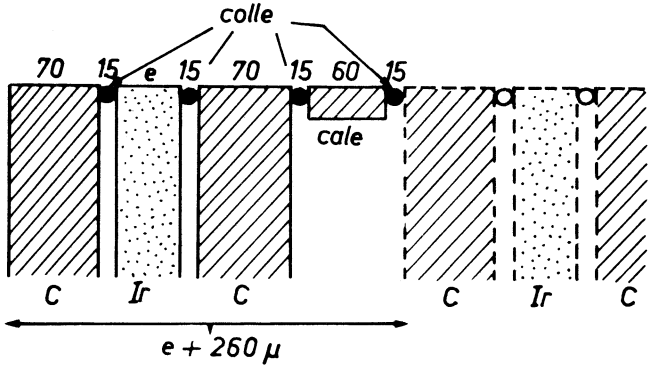


Fig. 9 - Détail de la cible d'iridium préparée pour l'étude de ^{11}Li. Elle comporte 18 couches identiques à celle qui est représentée.

- Dans le cas du lithium, il faudrait 700 μ de graphite pour arrêter tous les noyaux. Mais, si l'on augmente trop l'épaisseur de chaque couche, le nombre n de couches que l'on peut mettre dans le four (largeur 5,5 mm) diminue. Nous avons donc décidé de ne mettre que 140 μ (2 plaquettes) de graphite qui suffisent cependant pour arrêter 85 % des noyaux de lithium. Le nombre des noyaux étudiables est alors proportionnel à eSn ; la figure 8 montre la variation de eSn en fonction de e pour la cible d'iridium. n est calculé d'après l'épaisseur d'une couche qui est égale à e + 260 μ (Fig. 9). On voit que l'optimum est obtenu pour e comprise entre 50 et 200 mg/cm^2 et la cible réalisée avait e = 112 mg/cm^2 et n = 18.

d) Construction des cibles

Les cibles étant couramment chauffées à 1800°C, l'élément cible ou son carbure doit être réfractaire, ce qui limite le choix aux éléments de Z = 5-6, 14, 22-23, 40-44, 73-77. Nous avons réalisé des cibles avec un ou plusieurs éléments de chacun de ces groupes (Tableau 4).

Utilisation	Elément	Point de fusion °C élément	Point de fusion °C carbure	Méthode de préparation	e mg/cm^2	S
Mesures des sections efficaces de sodium	Si	1420	2600	1	1,6	26
	V	1710	2810	3	1,4	50,2
	^{92}Mo	2620	2690	4	2	69,5
	^{100}Mo					71,7
	Ta	2996	3880	2	10	59,5
	Ir	2454		3	1	86,9
	Th	1845	2773	3	1,3	86,8
	U	1133	2260	3	1,1	86,8
Recherche de ^{19}Na						$\frac{eSn}{(eSn)max}$
	Si	1420	2600	1	2	1
Production de $^{27-31}$Na	U	1133	2260	3	3,8	0,32
Production de ^{11}Li	Ir	2454		2	112	∿ 1

Tableau 4 : Principales caractéristiques des cibles que nous avons utilisées.

Les méthodes de préparation sont les suivantes :

1. Dépôt de métal par évaporation sous vide.

Si le métal a un point de fusion suffisamment bas et une tension de vapeur suffisante au point de fusion (silicium), on peut ainsi réaliser des couches minces (quelques mg/cm^2) très pures, en chauffant par effet Joule ou par bombardement électronique (*).

2. Utilisation de feuilles métalliques.

C'est la méthode la plus simple. Il suffit de découper les feuilles aux dimensions voulues. Le métal peut être très pur. L'épaisseur est très régulière mais supérieure à quelques microns.

3. Dépôt d'un sel métallique par évaporation.

Dans le cas de V, Th, U, nous avons vaporisé une solution de nitrate sur les plaquettes de graphite portées à 200°C. Le nitrate se transforme alors en oxyde et, par chauffage sous vide, on obtient finalement le carbure. Les vaporisations de U et Th sont faites en boîte à gants.

4. Les dépôts d'isotopes séparés de molybdène ont été obtenus par deux méthodes :

- à Harwell, en Angleterre, le groupe de J.H. Freeman a séparé du molybdène en poudre qui a servi à préparer une solution colloïdale étalée au pinceau sur les plaquettes de graphite.

- à l'Institut Kourtchatov, à Moscou, dans le laboratoire dirigé par V.S.Zolotariev, des feuilles auto-supportées de la dimension de nos plaquettes (15 x 4,5 mm^2) ont pu être réalisées.

Les limitations des différentes méthodes n'ont pas toujours permis de réaliser les épaisseurs souhaitées mais nous n'avons pas observé de différences entre les sections efficaces mesurées en cible mince (S > 80 %) ou en cible épaisse.

* Nous remercions vivement le Centre de Physique Electronique et Corpusculaire de la C.S.F., et MM. Guerain et Sodreau du Département des Couches Minces de la S.E.A.V.O.M. qui ont réalisé les dépôts de Silicium.

Pour la production des isotopes excédentaires en neutrons, comme les sections efficaces croissent avec A (cible) (Chap. 2 et 3), l'uranium est le plus favorable ; mais, sa présence (ou celle de Th) divise par 10 le rendement d'ionisation du lithium, si bien que nous avons préféré l'iridium pour l'étude de ^{11}Li, gardant l'uranium pour la production des sodiums riches en neutrons.

Pour la production de ^{19}Na, déficient en neutrons, c'est par spallation que l'on obtient les plus fortes sections efficaces et nous avons donc choisi une cible de silicium.

Les plaquettes ainsi préparées (15 x 4,5 mm^2 ou 15 x 5,5 mm^2) sont assemblées avec les cales d'espacement par une colle organique qui, une fois chauffée, laisse une mince couche de carbone, assurant encore une adhérence suffisante (fig. 10) ; on enroule ensuite un fil fin de tantale autour de la cible et on le soude au four pour maintenir les plaquettes face à la fente de sortie du four (1 mm).

Des pastilles de nitrure de bore sont placées à chaque extrémité pour éviter que la cible ne soit en court circuit ; seule la cible de production de ^{11}Li n'en a pas été munie car malgré un rendement d'ionisation de 5.10^{-8}, le nombre d'ions $^{11}B^+$ détectés serait du même ordre de grandeur que celui de $^{11}Li^+$ produit par réactions nucléaires. Le four lui-même est une feuille de rhénium de 25 µ soudée par points sur des cylindres de tantale.

3) Détection des ions - Discrimination isotopique - Bruit de fond.

a) Détection des ions.

Pour la détection des ions, nous avons choisi d'utiliser un multiplicateur d'électrons à très grand gain (17 dynodes Cu-Be, focalisation électrostatique[5] (fig. 11) ; ce gain ($\sim 4.10^8$) est tel que chaque ion incident produit finalement une impulsion de hauteur moyenne 500 mV qui peut être directement envoyée à un discriminateur et enregistrée par un système électronique approprié.

Un seuil de 150 mV permet de ne compter que 0,1 à 1 coup/s de bruit de fond, ce qui est négligeable par rapport au bruit de fond produit par le passage du faisceau de protons (voir c).

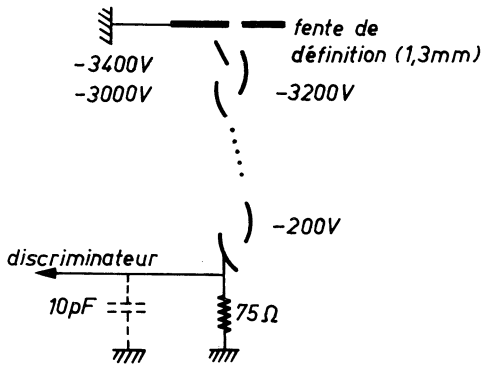


Fig. 11 - Montage du multiplicateur d'électrons :
- à l'entrée, la tension appliquée de -3,4kV porte l'énergie des ions de 5kV à 8,4kV,
- à la sortie, la résistance de 75 Ω et la capacité parasite de 10 pF constituent un circuit de RC = 0,75 ns.

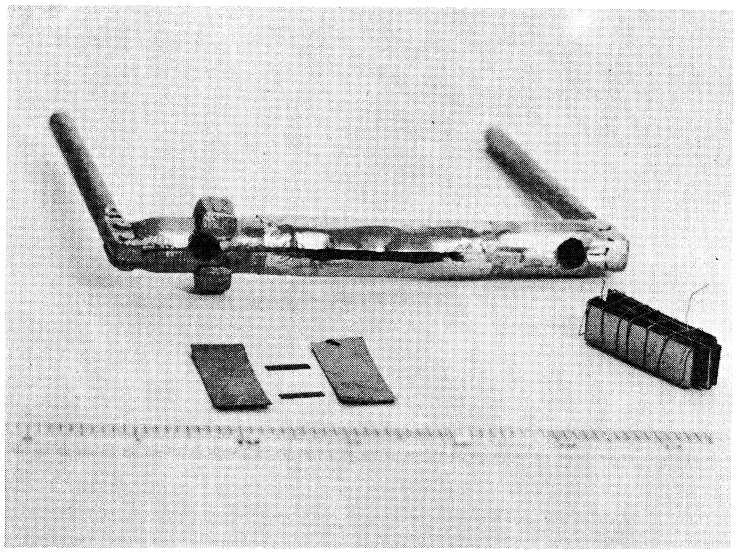
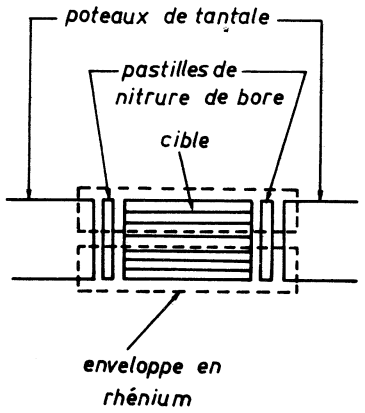


Fig. 10 - Montage de la cible. Sur la photo, on voit :(1 graduation de la règle = 1mm)
- des plaquettes de graphite et des cales avant assemblage,
- une cible assemblée, avec le fil de tantale enroulé autour,
- le four de rhénium terminé, avec la cible à l'intérieur.
Le schéma montre l'agencement de la cible et des pastilles de nitrure de bore à l'intérieur du four.



b) Discrimination isotopique.

Dans ce système, le rendement R = nombre d'impulsions comptées/nombre d'ions incidents peut varier avec la masse de l'ion ; il apparait alors une discrimination isotopique que nous allons maintenant évaluer.

En première approximation, on peut considérer que les ions qui ne donnent aucune impulsion à la sortie sont ceux pour lesquels la 1ère dynode n'a réémis aucun électron secondaire. La probabilité P(k) pour la 1ère dynode d'émettre k électrons étant donnée par une loi de Poisson :

$$P(k) = \bar{k}^k \exp(-\bar{k}) / k\,!$$, on obtient $1 - R = P(0) = \exp(-\bar{k})$.

Nous avons pu mesurer R = 97,5 % pour le sodium et obtenons alors :

$$\bar{k} = 3,7$$

et

$$\frac{dR}{R} = \frac{d(1 - P(0))}{1 - P(0)} = \frac{\bar{k}}{\exp \bar{k} - 1} \frac{d\bar{k}}{\bar{k}} \sim 0,1 \frac{d\bar{k}}{\bar{k}}$$

Pour un ion donné, $\bar{k}$ est une fonction linéaire de l'énergie E entre 2 et 20 kV [6,7] mais sa variation en fonction de la masse M dépend de la nature de l'ion et de la dynode. Les différents auteurs trouvent généralement que $\bar{k} \propto E / M$ ou $\bar{k} \propto E / \sqrt{M}$. Dans le cas,le plus défavorable, la discrimination à E = constante (balayage magnétique des masses) est :

$$\frac{dR}{R} < - 0,1 \frac{dM}{M} .$$

soit, pour le sodium,

$$M = 26 \pm 5$$
$$\frac{dM}{M} = \pm 20\ \%$$

$$\frac{dR}{R} < \mp 2\ \%$$, ce qui peut être négligé.

c) Sources de bruit de fond.

Nous allons maintenant examiner quelles sont les causes de bruit de fond dues soit au spectromètre de masse lui-même soit au faisceau de protons incident.

- Bruit de fond du spectromètre de masse.

Le bruit de fond dans les spectromètres de masse est essentiellement causé par l'arrivée sur la 1ère dynode d'ions ayant rebondi sur les parois de la chambre ou défléchis par des chocs avec les molécules du gaz résiduel. Ces ions ont une énergie plus faible que celle des autres et constituent un bruit de fond d'intensité décroissante au fur et à mesure qu'on s'éloigne du pic normal. A la masse 30 par exemple, on compte environ 50 c/s d'ions $^{39}K^{+}$ dont l'intensité est de l'ordre de 10^{7} cp/s ; l'intensité de ^{30}Na dans nos expériences étant seulement de 200 cp/s/10^{12} protons, nous avons cherché à éliminer ce bruit de fond en interposant, avant le multiplicateur d'électrons, un déflecteur électrostatique (fig. 12) qui ne laisse passer que les ions d'énergie E ± E / 100. Le bruit de fond a ainsi été divisé par un facteur au moins égal à 100 et, en l'absence de protons, on n'observe plus que le bruit de fond propre du multiplicateur d'électrons (∿ 0,5 c/s).

- Bruit de fond dû au faisceau de protons.

Auprès d'un accélérateur pulsé comme le P.S. du CERN, la principale cause de bruit est le rayonnement γ émis au cours de la désexcitation des noyaux produits par les réactions nucléaires ou lors de la capture des neutrons thermalisés [8]. Ce bruit de fond décroît en fonction du temps après le passage du faisceau de protons et nous avons observé deux composantes principales :

- la première décroît selon une loi exponentielle de périodes 0,5 ms et 1,5 ms à partir de 100 000 à 500 000 cps/s/10^{12} protons.

- la deuxième croît lentement pendant 100 à 200 ms, puis demeure constante et décroît finalement après 1 seconde. Son intensité est de 50 cp/s/10^{12} protons environ.

Quelques exemples typiques des différents taux de comptage sont donnés dans le tableau 5. On voit qu'il est impossible de faire des mesures sur ^{30} ou ^{31}Na pendant les 15 premières millisecondes après le passage du faisceau de protons,

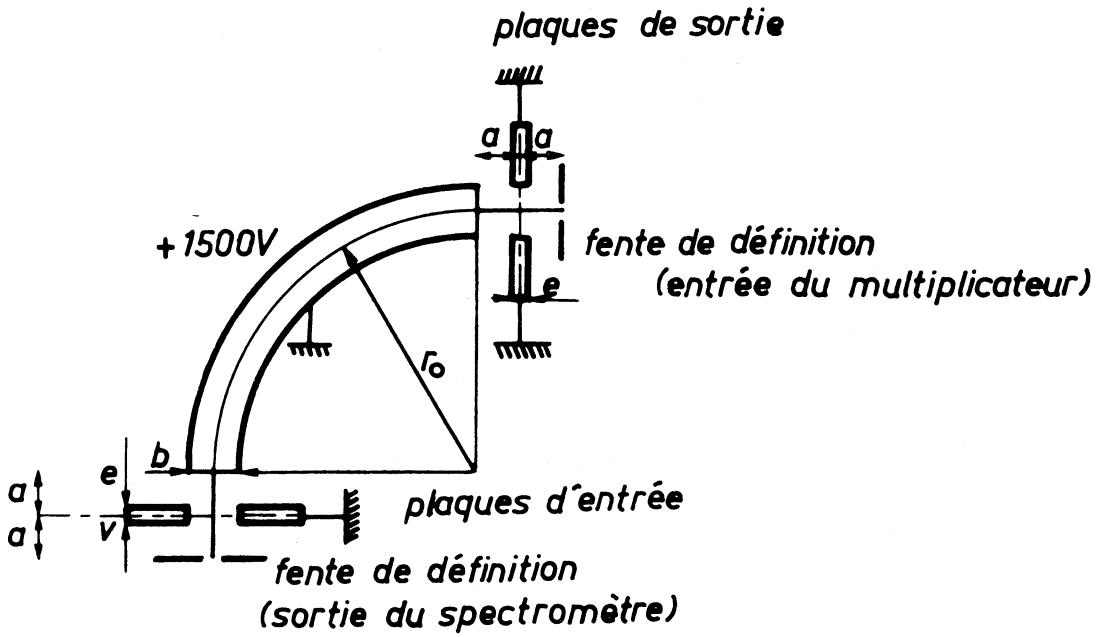


Fig. 12 - Filtre d'énergie constitué par un déflecteur électrostatique, cylindrique, d'angle 90°, et de rayon moyen r_o = 120 mm. Les autres caractéristiques sont : a = 21 mm, b = 25 mm, e = 10 mm. La tension v ($\sim \pm$ 400 volts) permet d'ajuster la position du faisceau ionique à l'entrée du filtre.

alors que c'est à ce moment, que leur intensité serait la plus grande (la période de ^{31}Na est 16,5 ms). Le seul moyen d'atténuer ce bruit serait de transporter les ions au-delà d'un blindage approprié.

temps	bruit de fond total	^{11}Li	^{31}Na	^{30}Na	^{25}Na
5 ms	$\sim$ 6	0,6			200
15 ms	$\sim$ 0,10	0,15	0,04	0,19	125
25 ms	$\sim$ 0,05	0,06	0,01	0,12	94

Tableau 5 : Taux de comptage (cp/ms/10^{12} protons) après le passage du faisceau de protons (temps 0).

enfin, les atomes radioactifs recueillis sur la 1ère dynode du multiplicateur d'électrons se désintègrent en émettant une particule β qui peut être à l'origine d'une impulsion à la sortie du multiplicateur. Dans le cas de Rb et Cs [9] et probablement aussi dans le cas de Na, on compte 0,25 coup environ par désintégration β. Dans le cas de $^{8,9,11}Li$ ($^{8}Li \rightarrow \beta^- + 2\alpha$, $^{9}Li \rightarrow \beta^- + n + 2\alpha$, $^{11}Li \rightarrow \beta^- + n + {}^{10}Be$), on peut compter presque chaque désintégration. Ce bruit est généralement peu important et nous verrons plus loin comment le déduire (Chap. 2).

4) Spectrométrie β

Pour mesurer les spectres β, nous avons utilisé un télescope composé de 2 scintillateurs plastiques, étudié et calibré par E. Beck (fig. 13 et 14) [10]. Mais ce télescope est beaucoup plus sensible aux rayonnements γ que le multiplicateur d'électrons et nous avons dû l'éloigner, à 4 mètres environ du faisceau de protons. Les figures 15 et 16 montrent l'installation générale dans le tunnel du faisceau k 11 du P.S. du CERN et le système de transport des ions.

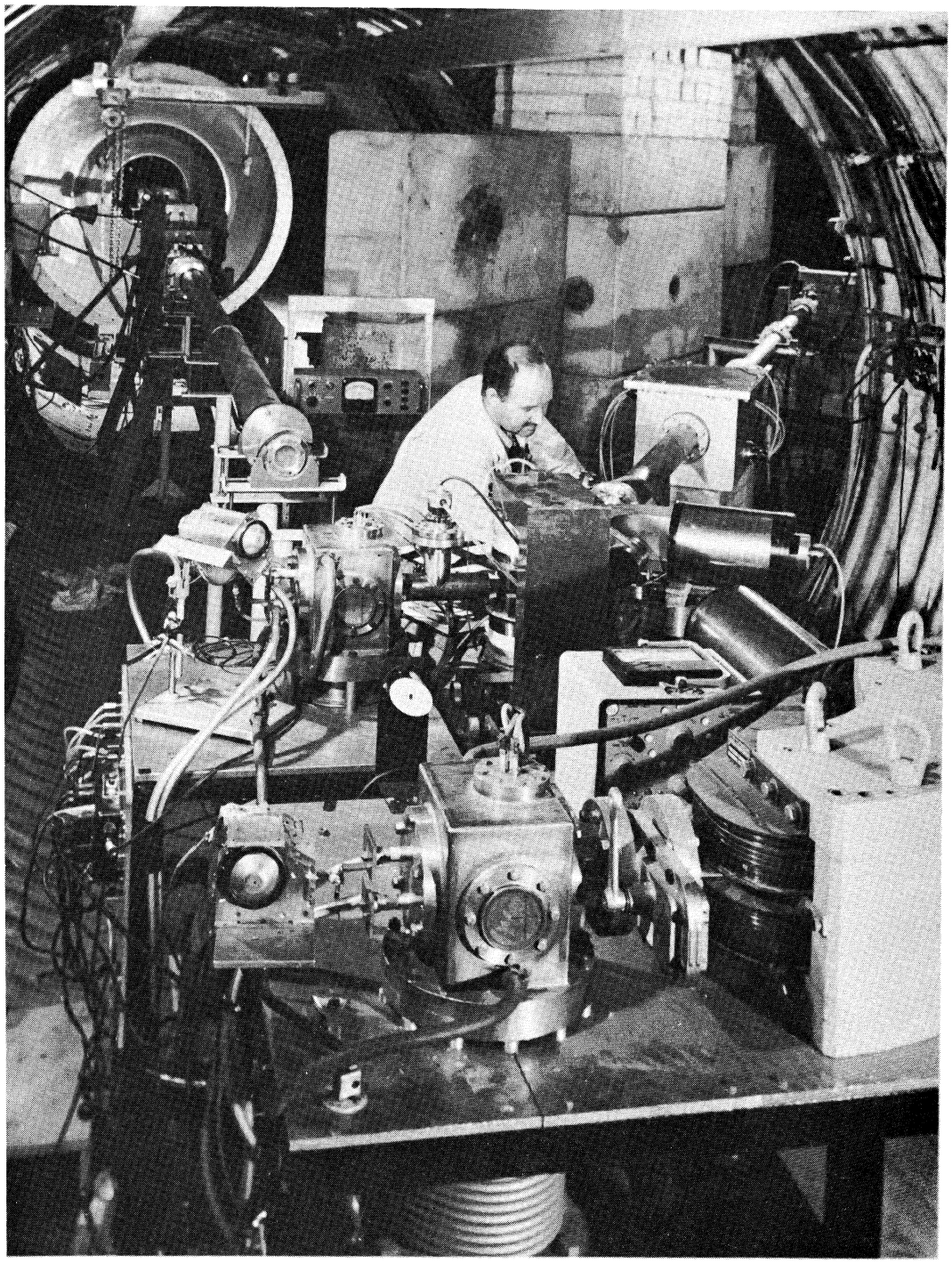


Fig. 15 - Installation du spectromètre de masse en ligne dans le tunnel du faisceau k 11 du P.S. du CERN. On voit notre spectromètre muni du déflecteur électrostatique, le système de transport des ions, et un deuxième spectromètre en ligne utilisé par J. Chaumont pour étudier la fission [19] (Photo CERN).

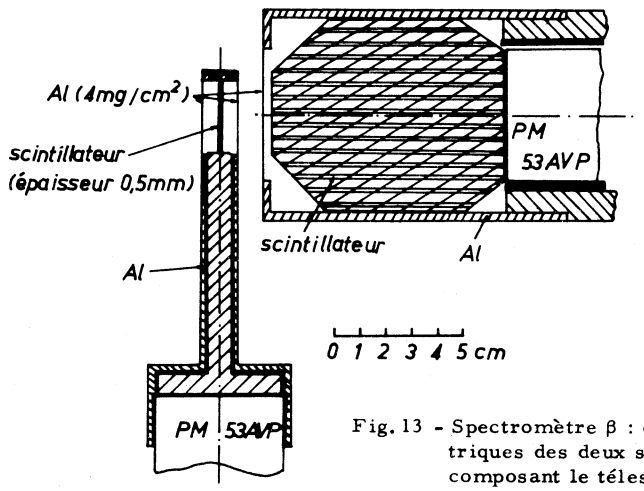


Fig. 13 - Spectromètre β : caractéristiques géométriques des deux scintillateurs plastiques composant le télescope.

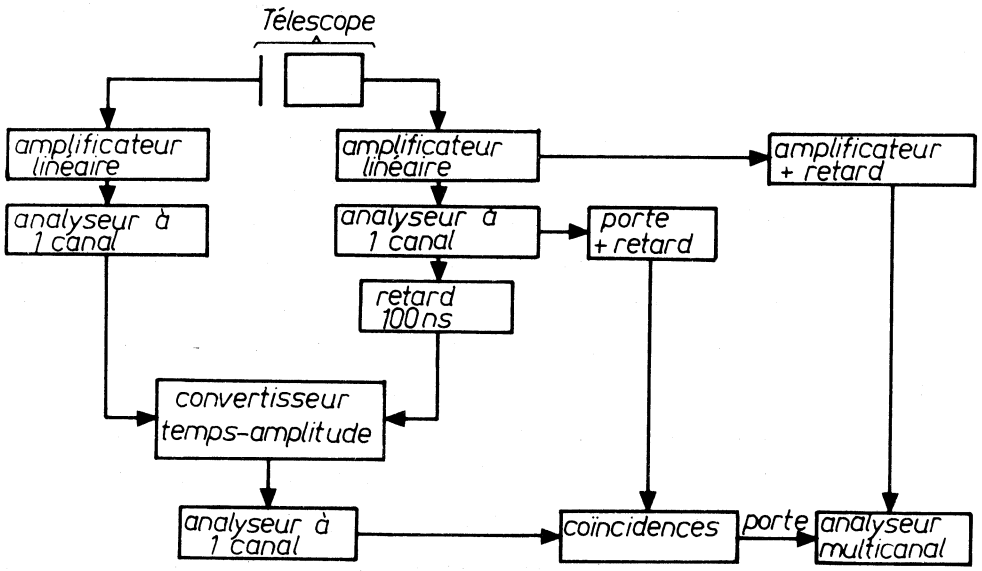


Fig. 14 - Schéma électronique du spectromètre β.

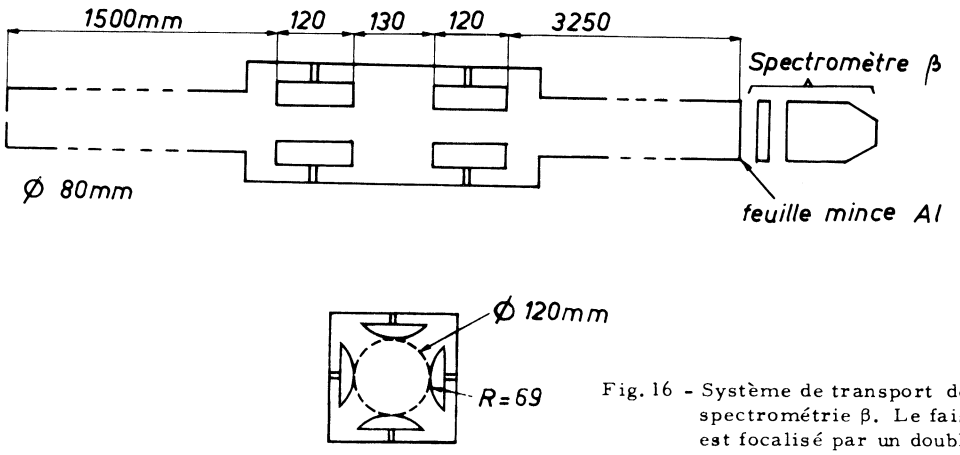


Fig. 16 - Système de transport des ions pour la spectrométrie β. Le faisceau ionique est focalisé par un doublet de quadrupôles électrostatiques.

5) Système électronique utilisé avec le spectromètre de masse en ligne.

Le schéma de l'électronique est montré sur la figure 17. Ce système a été conçu pour donner la possibilité de balayer les masses en modulant la haute tension d'accélération et de compter les ions arrivant sur le multiplicateur d'électrons à l'aide d'un multiéchelle ; ces deux actions sont synchronisées entre elles et avec le fonctionnement de l'accélérateur de particules (P.S. du CERN).

Nous allons indiquer brièvement le principe de fonctionnement. Quelques millisecondes avant l'éjection des protons, le P.S. fournit une impulsion qui, après avoir été retardée, commande le départ d'un générateur de fonctions. Ce générateur fournit alors une tension triangulaire qui est amplifiée et ajoutée à la haute tension d'accélération. La fréquence et l'amplitude de la modulation sont réglables et le générateur fournit aussi une impulsion synchrone du minimum de la tension triangulaire. A chaque balayage, cette impulsion commande le début de stockage du multiéchelle qui compte alors pendant le temps t = nombre de canaux x temps/canal puis s'arrête et envoie une impulsion vers le précompte. Après n balayages, le système de précompte bloque le générateur et peut commander un changement de sous-groupe. Ceci permet d'enregistrer alternativement sur deux sections distinctes de la mémoire du multiéchelle ; on peut ainsi enregistrer une première série de n balayages juste après le passage du faisceau de protons sur un des sous-groupes et une deuxième plusieurs secondes plus tard sur l'autre sous-groupe, juste avant l'impulsion suivante (fig. 18). Nous verrons dans le chapitre 2, l'utilité de ce système pour la mesure des sections efficaces.

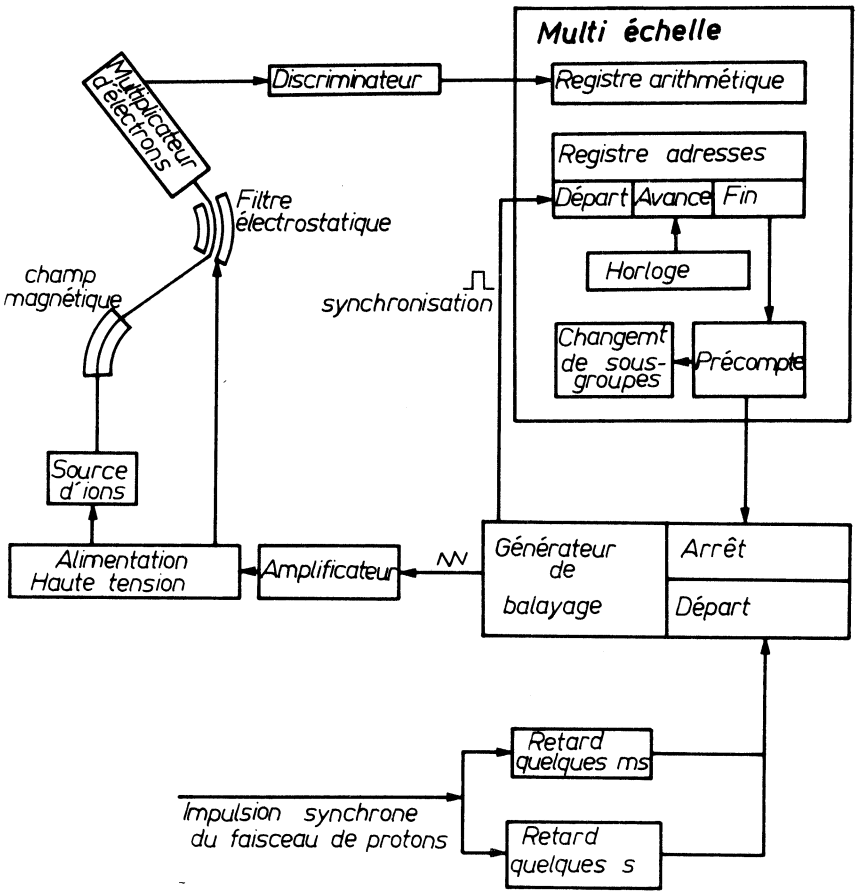


Fig. 17 - Diagramme de fonctionnement de l'ensemble électronique associé au spectromètre de masse.

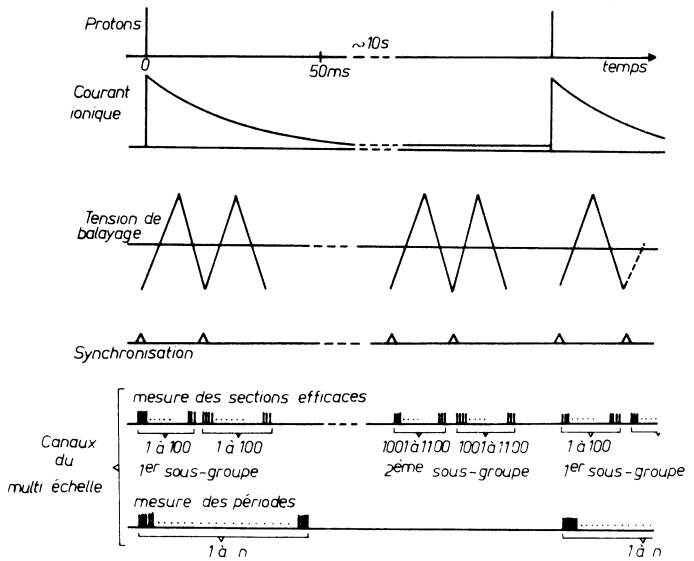


Fig. 18 - Principe de l'enregistrement sur multiéchelle dans le cas de mesure des sections efficaces et dans le cas de mesure des périodes.

CHAPITRE II

METHODES DE MESURES ET RESULTATS EXPERIMENTAUX

La méthode de spectrométrie de masse en ligne, telle que nous venons de la décrire, permet de mesurer de façon spécifique et sensible les isotopes des éléments alcalins. Nous nous proposons de montrer maintenant comment nous avons procédé pour mesurer les sections efficaces relatives, les périodes et les spectres β. A chaque type de résultat, correspond une méthode de mesure différente mais un couplage existe entre elles : pour déterminer les corrections à apporter aux sections efficaces d'isotopes radioactifs, il faut connaître leur période et, inversement, on ne peut conclure qu'un noyau n'est pas lié (^{19}Na) que grâce à la systématique des sections efficaces.

Nous discuterons à propos de chaque méthode, des biais possibles et des corrections nécessaires, et nous donnerons les résultats expérimentaux obtenus.

1) Mesure des sections efficaces

a) Méthode expérimentale.

La spectrométrie de masse permet de mesurer des rapports isotopiques, ce qui conduit directement aux distributions isotopiques ou aux sections efficaces relatives.

Pour obtenir les valeurs absolues des sections efficaces, il faut, pour chaque cible, que l'une d'elles ait été mesurée par une autre méthode ; ce dernier point sera examiné en détail quand nous donnerons les résultats expérimentaux et nous allons d'abord montrer comment obtenir les valeurs des rapports isotopiques.

Comme nous l'avons expliqué dans le précédent chapitre (§ 5), nous avons fait deux séries de balayages de masse : l'une juste avant l'impulsion de protons, l'autre juste après.

C'est l'existence d'un bruit de fond important dépendant à la fois du temps, de l'intensité du faisceau de protons et du nombre de noyaux radioactifs recueillis sur la 1ère dynode (Chap. 1) qui oblige à faire un balayage de masse ; pour permettre une interpolation valable du bruit de fond et du courant ionique, ce balayage doit être rapide par rapport à leurs dépendances en temps ; nous avons ainsi été amenés à adopter une période de balayage de 20 ms/cycle, ce qui n'est facilement réalisable qu'en modulant la haute tension de la source à champ magnétique constant. Quant à la deuxième série de balayages, elle sert à déterminer les contributions éventuelles, constantes dans le temps, des noyaux parents de périodes longues, et des isotopes naturels présents dans la source. Nous verrons plus loin que les noyaux parents $^{23,24}Ne$ (§ 2) ne donnent qu'une faible contribution. Les isotopes naturels ^{23}Na et ^{27}Al par contre sont très abondants ; mais, grâce à un dégazage du four à 2000°C pendant 48 heures, nous avons pu rendre leur contribution équivalente à celle des noyaux produits par les réactions nucléaires (fig. 19).

Le dernier point à examiner à propos de la méthode expérimentale est de savoir s'il est préférable de balayer une ou plusieurs masses. En ne balayant qu'une masse, les rapports isotopiques ne peuvent être calculés que si on a mesuré le nombre de protons incidents ; dans ce but, nous avons utilisé des moniteurs à induction ; les précisions obtenues sont de quelques % dans les meilleurs cas. De plus, la section de nos cibles étant à peine plus grande que celle du faisceau de protons, il y a toujours un risque que 10 ou 20 % des protons n'aient pas traversé notre cible. Ces problèmes disparaissent si on balaye deux masses mais, on introduit alors une discrimination isotopique due à la différence d'énergie entre les deux isotopes mesurés, et nous verrons qu'il faut appliquer une correction de quelques % à chaque rapport isotopique.

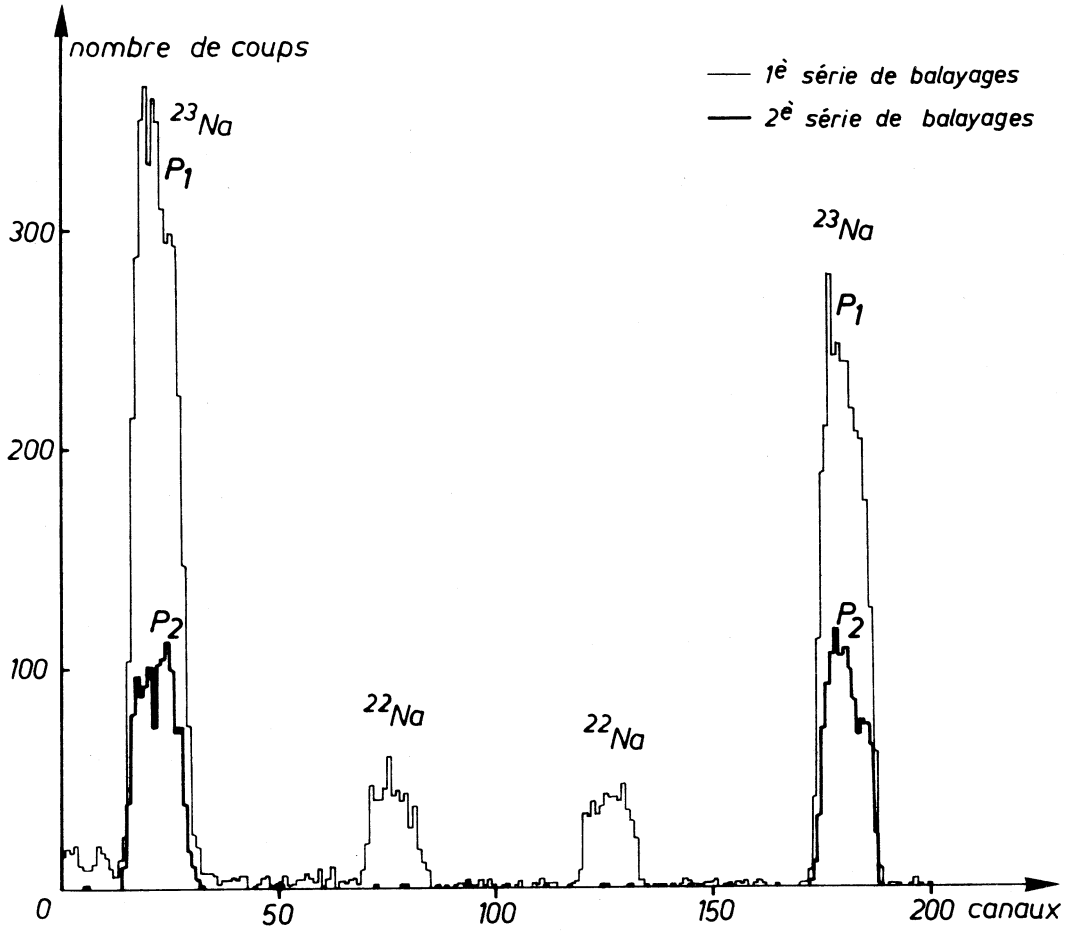


Fig. 19 - Exemple d'enregistrement des deux séries de balayages dans le cas où il existe un isotope naturel (^{23}Na).

b) Traitement des résultats.

A partir des deux séries de balayages enregistrées, nous pouvons calculer le rapport des intensités mesurées à la masse M et à la masse M' (fig. 19). Pour cela, dans chaque spectre, nous additionnons les pics correspondants (P_1, P_2) et nous soustrayons les bruits de fond (B_1, B_2). Faisant ensuite la différence entre les 2 spectres, nous obtenons finalement I et I', soit

$I = (P_1 - B_1) - (P_2 - B_2) \pm \sqrt{P_1 + B_1 + P_2 + B_2}$ ce qui nous permet de calculer un "rapport isotopique brut" $R = I/I'$ dont l'écart relatif standard est $\frac{\Delta R}{R} = \sqrt{\left(\frac{\Delta I}{I}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I'}{I'}\right)^2}$.

Le choix du nombre de balayages n influe sur la valeur de $\Delta R/R$ et doit être fait en tenant compte de la remarque suivante : quand le nombre de balayages n augmente, I augmente mais le rapport signal/bruit diminue car tandis que le bruit de fond et le résiduel naturel croissent proportionnellement à n, I, du fait de la diffusion thermique, croît moins vite et tend vers un maximum. Les valeurs de n qui en résultent sont comprises entre 1 et 5 dans le cas d'isotopes à faible section efficace ($^{21,28-29}$Na) ou à résiduel abondant (^{23}Na) et entre 3 et 10 dans les autres cas.

Nous allons maintenant examiner les raisons pour lesquelles le rapport brut R n'est pas égal au rapport isotopique tel qu'il est produit par les réactions nucléaires dans l'élément cible et montrer comment faire les corrections nécessaires.

c) Discrimination isotopique due au balayage électrique.

Comme nous l'avons déjà signalé, le balayage électrique de 2 masses a pour inconvénient de donner aux ions de masses M et M' des énergies différentes. Il peut en résulter des variations du rendement d'extraction dans la source et du gain de la 1ère dynode du multiplicateur d'électrons. Pour mesurer cette discrimination, nous avons comparé des rapports isotopiques obtenus par balayage électrique et par balayage magnétique [9] et avons trouvé que la variation relative du rapport isotopique est proportionnelle à la variation relative de la masse selon la loi :

$$\frac{dR}{R} = (0,43 \pm 0,06)\ \frac{dM}{M}$$

Le rapport isotopique devient donc

$$Rc = R\ (1 + 0{,}43\ \frac{M-M'}{M}\ )$$

La correction de 1,7 % environ pour chaque rapport isotopique peut paraître peu importante mais la négliger entraînerait une erreur de 14 % sur les rapports extrêmes $\sigma\ (^{21}Na)/\sigma\ (^{29}Na)$ par exemple. L'incertitude sur la valeur de la correction, par contre, est négligeable par rapport aux autres causes d'erreurs.

d) Diffusion et décroissance radioactive.

Les deux causes d'erreurs dont nous allons parler maintenant, bien que très différentes a priori, sont cependant toutes deux liées à la dépendance en temps du courant ionique et c'est pourquoi nous les avons groupées.

La première est systématique : nous avons calculé le rapport de sommes de pics mesurés à des temps $t_1\ t_2\ t_3\ t_4$ ..., et $t'_1\ ,\ t'_2,\ t'_3,\ t'_4$ ... (fig. 20) ; ce rapport n'est égal au rapport des ions de masses M et M' sortant de la cible que si le courant ionique dépend linéairement du temps, ce qui n'est pas le cas.

La deuxième cause d'erreur ne concerne que les isotopes radioactifs de période courte : une partie de ces derniers se désintègre avant d'avoir pu quitter la cible et, à l'instant t, tout se passe comme s'il avait été créé $N \exp(-\lambda_\beta t)$ noyaux au lieu de N (λ_β = constante radioactive).

Ces deux corrections ne peuvent être calculées que si on connaît la dépendance en temps $i_o(t)$ du courant ionique et il est alors commode de pouvoir disposer d'une expression mathématique de cette dépendance ; nous avons obtenu une très bonne approximation par décomposition en une somme d'exponentielles(fig. 21) : $i_o(t) = N \sum_{j=1}^{m} \alpha_j \lambda_j \exp(-\lambda_j t)$ pour un isotope stable et $i(t) = i_o(t) \exp(-\lambda_\beta t)$ pour un isotope radioactif. Les coefficients α_j, λ_j et le nombre m de modes sont calculés à l'Univac 1108 par un programme de moindres carrés [11] que j'ai adapté. Les coefficients sont valables pour tous les isotopes d'un même élément (ce point sera discuté à propos de la mesure des périodes) et les valeurs de α_j sont normalisées par $\sum_j \alpha_j = 1$. On trouve généralement 3 modes pour le sodium.

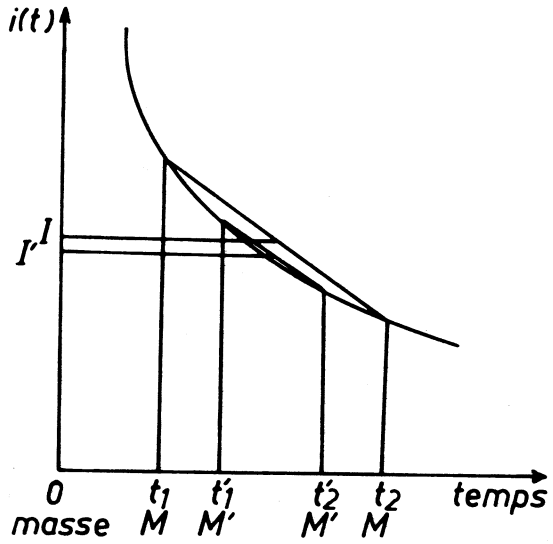


Fig. 20 - Effet de la non-linéarité de la variation du courant ionique pour deux isotopes de masse M et M' produits en quantités égales : le rapport mesuré I/I' n'est pas égal à 1.

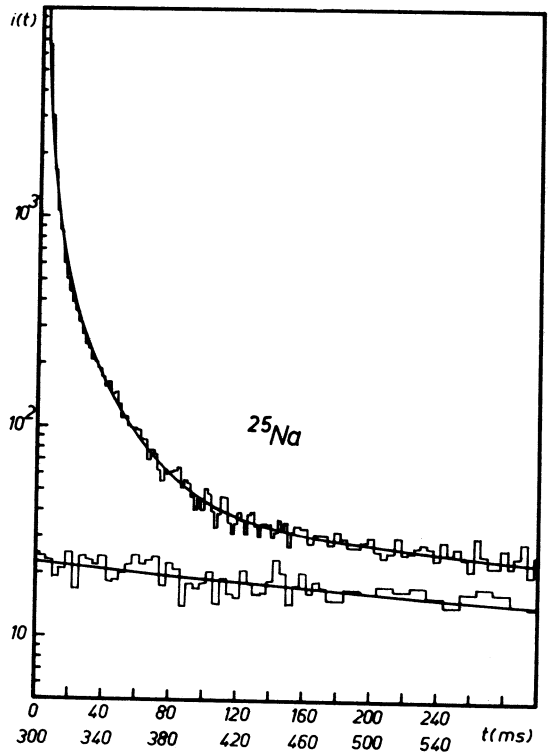


Fig. 21 - Diffusion de ^{25}Na dans la cible de thorium (t ~ 1600°C). L'histogramme est expérimental. La courbe est calculée : il y a 3 modes, dont les périodes sont

T = 236 ms pour 34,5% des noyaux
T = 17 ms pour 42%
T = 7 ms pour 23,5%

Le bruit de fond constant a été déterminé égal à 8,5 coups. L'écart quadratique calcul-expérience est égal à 1,1 fois l'écart standard statistique, ce qui montre que l'accord est tout à fait satisfaisant.

A partir de cette expression mathématique, on peut écrire :

$$R_c = \frac{\Sigma_k\, i(t_k)}{\Sigma_k\, i'(t'k)} = \frac{N}{N'}\,\frac{\Sigma_{j\,k}\,\alpha_j\,\lambda_j\,\exp(-(\lambda_\beta+\lambda_j)\,t_k)}{\Sigma_{j\,k}\,\alpha_j\,\lambda_j\,\exp(-(\lambda'_\beta+\lambda_j)\,t'_k)}$$

d'où l'on peut facilement tirer la valeur de N/N' qui est alors calculée sur ordinateur. La première correction est de l'ordre de 2 % pour chaque rapport isotopique et agit en sens inverse de celle de discrimination. La deuxième correction est d'environ 10 % pour ^{27}Na (T = 288 ms) et 40 % pour $^{28\text{-}29}$Na (T$\sim$ 40 ms).

e) Contribution de l'enveloppe du four.

Un dernier point que l'on ne peut négliger à haute énergie est que les protons provoquent aussi des réactions nucléaires dans l'enveloppe de rhénium. Dans les cibles de tantale ou d'iridium qui sont des éléments très voisins du rhénium, les rapports isotopiques ne sont pas affectés mais, dans les autres cibles, les corrections seront d'autant plus importantes que les distributions isotopiques diffèrent plus de celle dans le rhénium.

Pour évaluer ces corrections, il nous faut calculer en quelles proportions les noyaux produits dans l'élément cible ou dans le rhénium sont arrêtés dans le graphite et pourront ensuite sortir de la cible. Les grandeurs utilisées dans le calcul sont notées X_c, X_e selon qu'elles concernent l'élément cible ou l'enveloppe et X ou X' selon qu'elle concernent l'isotope de masse M ou M'.

En tenant compte des différentes contributions, le nombre N de noyaux arrêtés dans le carbone s'écrit donc $N = N_c + N_e$, N_c ou N_e étant calculés par

$$N = \sigma\, E\, S\, I_p$$

avec σ section efficace de formation

E nombre de noyaux/cm^2

S fraction des noyaux produits arrêtée dans le graphite

I_p nombre de protons incidents

Le rapport isotopique que nous avons mesuré étant égal à N/N', nous obtenons

$$\sigma_c = \sigma'_c\, N/N' + (\sigma'_e\, N/N' - \sigma_e)\, E_e\, S_e\, /\, E_c\, S_c$$

Le 1er terme σ'_c N/N' est la section efficace calculée sans la correction de contribution de l'enveloppe. Le 2ème terme représente la correction.

Les différents paramètres sont les suivants :

- σ'_c, σ'_e sections efficaces absolues de la masse de référence M' (^{24}Na) obtenues par radiochimie (voir les résultats expérimentaux).

- σ_e, sections efficaces absolues dans le rhénium, obtenues par nos mesures dans le tantale et l'iridium.

- E_e, E_c épaisseurs connues d'après la construction des cibles (Chap. 1)

- S_c, S_e fractions arrêtées dans le graphite, calculées par le programme déjà utilisé pour l'optimisation des cibles (Chap. 1).

Le calcul de S_c est exactement le même que celui de S dans le chapitre 1 ; pour le calcul de S_e, par contre (fig.22), il faut d'abord remarquer que les faces avant et arrière (1 et 3) apportent une contribution qui est 0,83 fois celle d'une feuille plane perpendiculaire au faisceau ($s_\perp$) et que les faces latérales (2 et 4) sont équivalentes à 0,83 fois une feuille plane parallèle au faisceau ($s_{//}$). De plus, comme il y a une incertitude sur la position et la largeur du faisceau de protons, nous devons considérer que 0, 1 ou 2 faces latérales sont irradiées ce qui conduit à adopter :

$$S_e = (0{,}83\ s_\perp + 0{,}415\ s_{//}) \pm 0{,}415\ s_{//}$$

Les corrections effectuées sont généralement inférieures à 15 %. Cependant, si les distributions isotopiques sont vraiment très différentes de celle du rhénium, les corrections sont plus grandes : c'est le cas des cibles de vanadium et silicium (20 à 100%) et des isotopes déficients en neutrons ^{21,22}Na dans les cibles de thorium ($\sim$ 20 %) et uranium ($\sim$ 50 %).

f) Résultats expérimentaux

- Rapports isotopiques

Nous avons fait une première série de mesures en 1967 dans les cibles de Si, ^{100}Mo, Ta, Ir, U. Les résultats publiés [2] n'avaient pas été corrigés pour la contribution de l'enveloppe ; les corrections de diffusion n'avaient pas non plus

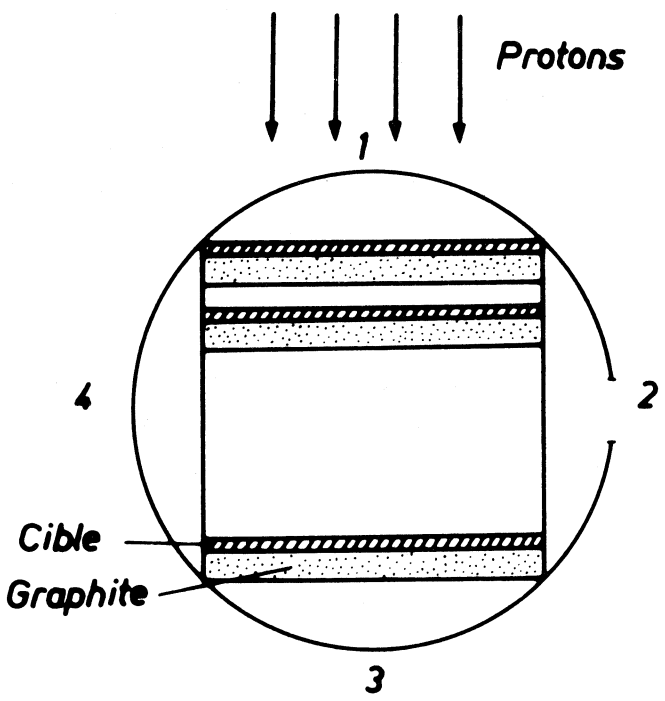


Fig. 22 - Vue en coupe du four contenant la cible.

été calculées complètement puisque les périodes radioactives de $^{27,28,29}Na$ étaient encore inconnues. Nous avons maintenant appliqué toutes les corrections nécessaires et les résultats sont tout à fait compatibles avec ceux que nous avons obtenus par la suite avec des protons de 25 GeV dans les cibles de V, ^{92}Mo, ^{100}Mo, Th, U. Les valeurs des rapports isotopiques sont données dans le tableau 6.

Notons que dans la cible de tantale les mesures ont été faites en balayant masse par masse. Pour l'uranium, certaines mesures ($^{21-29}Na$) ont été effectuées avec une cible mince et des protons de 10 GeV et d'autres ($^{26-31}Na$) avec une cible épaisse et des protons de 25 GeV. D'autre part, les sections efficaces de ^{30}Na et ^{31}Na ont été obtenues à partir des enregistrements destinés aux mesures de périodes ; les rapports entre les nombres de noyaux de $^{30,31}Na$ et ^{25}Na produits par une impulsion de protons sont calculés d'après l'analyse de $i(t)/i_o(t)$ et la mesure de l'intensité du faisceau de protons. La même méthode utilisée pour $^{27,28,29}Na$ a donné des résultats en accord avec ceux obtenus par la méthode décrite dans ce chapitre.

- Existence de ^{19}Na

Au moment de l'expérience de Février 1969, le problème de savoir si ^{19}Na était lié ou non était encore ouvert ; nous avons alors cherché à le mettre en évidence en faisant un enregistrement simultané des masses 19 et 20 dans une cible de silicium. Nous n'avons pas observé de pic à la masse 19, ce qui correspondait à $I(^{20}Na)/I(^{19}Na) > 130$, tandis qu'une extrapolation des rapports isotopiques mesurés dans la cible de silicium nous conduisait à estimer $\sigma(^{20}Na)/\sigma(^{19}Na) \lesssim 20$ si ^{19}Na est lié. Ces deux valeurs ne sont compatibles que si $T(^{19}Na) \lesssim 5$ ms ; comme d'autre part, Q_β doit être inférieur à 10,6 MeV si ^{19}Na est lié, il en résulte log ft $\lesssim$ 2,9 ; cette valeur est tout à fait invraisemblable étant donné que dans le noyau miroir ^{19}O, les valeurs de log ft connues sont 4,5 et 5,4. On doit donc conclure que ^{19}Na n'est pas lié. Presque simultanément J. Cerny arrivait à la même conclusion par l'étude de la réaction $^{24}Mg(P, ^{6}He)^{19}Na$ (12).

- Sections efficaces absolues

Pour déduire de nos mesures de rapports isotopiques les valeurs absolues des sections efficaces, nous avons interpolé des valeurs de $\sigma(^{24}Na) = \sigma(^{24}Na)cum - \sigma(^{24}Ne)$ cum. Les valeurs expérimentales sont celles obtenues par

Cible	Si	V	^{92}Mo	^{100}Mo	Ta	Ir	Th	U
Ep (GeV)	10	25	25	10 et 25	10	10	25	10 et 25
20/21	0,124 ± 0,025 •	0,104 ± 0,013						
21/22	0,165 ± 0,026 •	0,099 ± 0,010	0,099 ± 0,013	0,074 ± 0,009	0,0855 ± 0,0130	0,072 ± 0,009	0,066 ± 0,018	0,0224 ± 0,0065
22/23	0,27 ± 0,06	0,248 ± 0,020	0,260 ± 0,024	0,230 ± 0,021	0,133 ± 0,018	0,222 ± 0,033	0,153 ± 0,033	0,326 ± 0,150
23/24	4,8 ± 1,0 •	2,84 ± 0,14	1,265 ± 0,042	1,33 ± 0,08	1,53 ± 0,18	1,21 ± 0,16	0,845 ± 0,110	0,700 ± 0,310
24/25	1,7 ± 0,4 •	2,37 ± 0,14	1,83 ± 0,05	1,51 ± 0,03	1,39 ± 0,10	1,43 ± 0,07	1,18 ± 0,06	0,82 ± 0,04
25/26		6,3 ± 1,3	4,33 ± 0,31	3,62 ± 0,11	3,72 ± 0,43	3,53 ± 0,25	2,61 ± 0,18	2,05 ± 0,22
26/27		6,4 ± 4,8	3,06 ± 0,40 •	2,84 ± 0,37 •	2,23 ± 0,39	3,22 ± 0,54 •	2,13 ± 0,19	3,51 ± 0,49
27/28			5,65 ± 1,20 •	2,7 ± 0,8 •	6,25 ± 2,00	6,05 ± 1,40 •	4,05 ± 0,90 •	5,85 ± 1,00
28/29			5,14 ± 3,80 •	2,5 ± 1,5 •		3,31 ± 1,00 •		3,27 ± 0,60
29/30								4,8 ± 0,8
30/31								4,5 ± 0,9 •

Tableau 6 : Rapports isotopiques mesurés pour la production du sodium dans diverses cibles par des protons de 10 ou 25 GeV.

Pour la cible de silicium, la contribution de l'enveloppe a été déterminée en normalisant la distribution sur $\sigma(^{22}Na)$ calculée par spallation (tableau 16).

• Valeurs mesurées une fois seulement.

J. Hudis et al. par radiochimie pour $\sigma(^{24}Ne)cum/\sigma(^{24}Na)cum$ et $\sigma(^{24}Na)cum$ [13] (fig. 23). Les résultats sont donnés dans le tableau 7 .

- Section efficace de production de ^{11}Li dans l'iridium.

Nous n'avons donné jusqu'ici aucune valeur de sections efficaces de lithium car les courants ioniques mesurés pour $^{6,7,8,9}Li$ proviennent à la fois de noyaux créés dans l'élément cible, dans le graphite et dans l'enveloppe du four. Cependant, les calculs et formules utilisés pour évaluer la contribution de l'enveloppe du four (§ e) permettent aussi de calculer les contributions respectives du graphite et de l'élément cible. Comme ^{11}Li ne peut être produit dans le carbone qui n'est pas assez riche en neutrons, nous pouvons déduire sa section efficace de production dans l'iridium de notre mesure du rapport isotopique $^{11}Li/^{9}Li$.

Les paramètres nécessaires autres que ceux dépendant de la construction de notre cible sont $\sigma(Ir \text{ ou } Re \rightarrow {}^{9}Li) = 3,9$ mb [14]

et $\sigma(C \rightarrow {}^{9}Li) = 0,236$ mb [14]

Nous avons mesuré $^{11}Li/^{9}Li = (8,2 \pm 0,5)\ 10^{-3}$, ce qui donne finalement

$$\sigma(Ir \text{ ou } Re \rightarrow {}^{11}Li) = 50 \pm 10\ \mu b.$$

2) Influence des noyaux "parents" de néon ou magnésium - Indépendance des sections efficaces.

Dans le cas des isotopes de sodium, les noyaux parents qui se désintègrent par β^-(Ne) ou par β^+(Mg) en donnant du sodium sont probablement presque tous liés ; si leur temps de diffusion est long, comparé à leurs périodes radioactives, la plupart de ces noyaux créés par réactions nucléaires se désintègreront à l'intérieur de la cible et seront ensuite analysés avec les noyaux de sodium de même masse. Les sections efficaces mesurées peuvent alors être cumulatives ou partiellement cumulatives. La mesure des périodes peut également être faussée.

Il est donc très important d'évaluer l'ordre de grandeur maximal de ces contributions. Pour cela calculons le courant ionique de sodium dû au parent

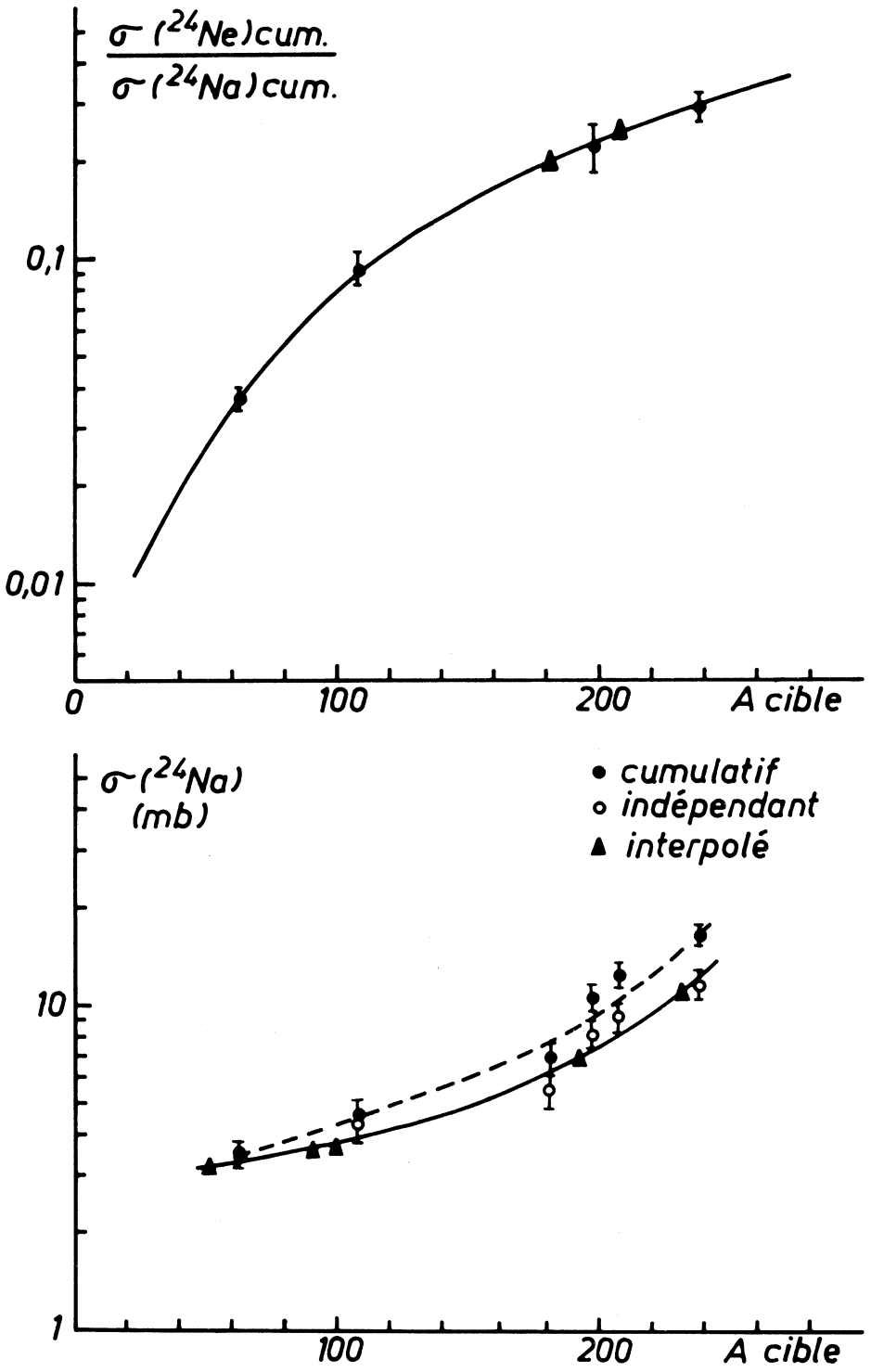


Fig. 23 - Interpolation des valeurs expérimentales des sections efficaces cumulatives de ^{24}Na et ^{24}Ne [13]. Les valeurs de la section efficace indépendante de ^{24}Na qui en ont été déduites ont permis de normaliser nos distributions isotopiques.

Cible	Si	V	^{92}Mo	^{100}Mo	Ta	Ir	Th	U
Ep (GeV)	10	25	25	10 et 25	10	10	25	10 et 25
^{20}Na	0,18 ± 0,02 •	0,0233 ± 0,0025						
^{21}Na	1,45 ± 0,15 •	0,223 ± 0,017	0,117 ± 0,012	0,086 ± 0,008	0,096 ± 0,013	0,134 ± 0,012	0,094 ± 0,020	0,059 ± 0,016
^{22}Na	8,7 ± 1,0	2,25 ± 0,15	1,18 ± 0,10	1,16 ± 0,08	1,12 ± 0,13	1,87 ± 0,14	1,42 ± 0,24	2,64 ± 0,25
^{23}Na	32 ± 6	9,10 ± 0,45	4,55 ± 0,15	5,03 ± 0,30	8,4 ± 1,0	8,25 ± 1,1	9,3 ± 1,2	8,1 ± 3,6
^{24}Na	6,6 ± 0,5 •	3,2	3,6	3,8	5,5	6,8	11	11,6
^{25}Na	3,8 ± 0,4 •	1,35 ± 0,08	1,97 ± 0,055	2,51 ± 0,05	3,96 ± 0,29	4,76 ± 0,23	9,32 ± 0,42	14,2 ± 0,7
^{26}Na		0,216 ± 0,040	0,456 ± 0,030	0,694 ± 0,016	1,06 ± 0,02	1,35 ± 0,07	3,57 ± 0,19	6,91 ± 0,66
^{27}Na		0,034 ± 0,022	0,149 ± 0,017 •	0,244 ± 0,031 •	0,476 ± 0,071	0,42 ± 0,07 •	1,67 ± 0,12	1,97 ± 0,20
^{28}Na			0,0263 ± 0,0048 •	0,090 ± 0,024 •	0,076 ± 0,022	0,0695 ± 0,0120 •	0,413 ± 0,085 •	0,337 ± 0,047
^{29}Na			0,0059 ± 0,0042 •	0,036 ± 0,020 •		0,021 ± 0,005 •		0,103 ± 0,012
^{30}Na								0,0215 ± 0,0024
^{31}Na								0,0048 ± 0,0007 •

Tableau 7 : Sections efficaces de production des isotopes de sodium par des protons de 10 et 25 GeV. Les sections efficaces ont été normalisées sur $\sigma(^{24}Na)$, excepté pour la cible de silicium où la nnormalisation a été faite d'après $\sigma(^{22}Na)$ calculée par spallation (tableau 16).

• Valeurs déterminées d'après une seule mesure.

en supposant que tous les noyaux de ce dernier se désintègrent à l'intérieur de la cible. C'est le cas le plus pessimiste.

Nous utiliserons les notations suivantes :

N, Np : nombre de noyaux de sodium et du parent créés par le passage d'une impulsion de protons à t = 0

σ, σ_p : sections efficaces de production du sodium et du parent

λ_β, λ_p : constantes radioactives du sodium et du parent

$\Sigma_j \alpha_j = 1$

- Comme nous l'avons vu (§ 1,d) le courant ionique dû au sodium produit directement par les protons peut s'écrire :

$$(1) \qquad i(t) = N \sum_j \alpha_j \lambda_j \exp\left[-(\lambda_\beta + \lambda_j)\, t\right]$$

- Le nombre de noyaux du parent qui se transforment en sodium entre t' et t' + dt' est :

$$dn = N_p \lambda_p \exp(-\lambda_p t')\, dt'$$

Ces noyaux produiront à l'instant t un courant ionique d i_p de sodium calculé d'après (1)

$$d\, i_p = dn \sum_j \alpha_j \lambda_j \exp\left[-(\lambda_\beta + \lambda_j)\,(t - t')\right]$$

et le courant ionique total dû au nuclide parent à l'instant t est :

$$(2) \quad i_p = \int_{t'=0}^{t'=t} d\, i_p = N_p \lambda_p \sum_j \alpha_j \frac{\lambda_j}{\lambda_j + \lambda_\beta - \lambda_p}\left[\exp(-\lambda_p t) - \exp(-(\lambda_j+\lambda_\beta)t)\right]$$

Dans l'équation (2), tous les paramètres concernant le sodium sont connus (α_j, λ_j, σ, λ_β) ; par contre, en ce qui concerne les parents, il nous a fallu faire des estimations pour σ_p et λ_p.

a) Estimations des périodes radioactives des parents

Pour les masses 20-24, les périodes radioactives sont connues.

Pour les masses 25-31, nous avons évalué leur ordre de grandeur à partir des énergies calculées par G.T. Garvey et al (Chap.4,A1) et supposé que les valeurs de log ft étaient comprises entre 3,7 et 4,7 (Chap. 4).

Tous les résultats sont résumés dans le tableau 8.

Noyau	Eβ MeV	T_p	log ft	Remarques sur la transition vers le fondamental.
20 Mg		62 ms		
21 Mg		121 ms		
22 Mg	4,02	3,99 s	3,8	
23 Mg 23 Ne	3,04 4,38	12 s 38 s	3,8 5,0	noyau - miroir de ^{23}Na
24 Ne	2,47	3,38 mn	4,6	Interdite (0+ ⟶ 4+)
25 Ne	8,10	100 ms - 1 s		
26 Ne	7,34	200 ms - 2 s		Interdite (0+ ⟶ 2,3+)
27 Ne	11,08	25 ms - 250 ms		
28 Ne	9,84	40 ms - 400 ms		
29 Ne	14,81	6 ms - 60 ms		
30 Ne	13,48	10 ms - 100 ms		Interdite?(Chap. 4)
31 Ne	non lié			

Tableau 8 : Estimations des périodes radioactives des noyaux parents des isotopes de sodium.

b) Estimations des sections efficaces de production des parents

Pour évaluer les rapports $N_p/N = \sigma_p/\sigma$, nous ne disposons pas, en général, de valeurs expérimentales. Nous avons donc tenté de comparer les isotopes de néon ou magnésium à ceux de sodium situés à égale distance de la stabilité, soit :

$$\sigma(^{A-2}Ne) \sim \sigma(^{A}Na) \sim \sigma(^{A+2}Mg).$$

Nous avons pu vérifier la validité de cette évaluation pour $\sigma(^{24}Ne) \sim \sigma(^{26}Na)$ et, comme le montre le tableau 9, les résultats concordent à un facteur 2 près, ce qui est suffisant :

Cible	Cu	Ag	Au	U
$\sigma(^{24}Ne)$ (13)	0,13 mb	0,43 mb	2,3 mb	4,7 mb
$\sigma(^{26}Na)$	$\sim$ 0,25 mb	$\sim$ 0,7 mb	$\sim$ 1,3 mb	$\sim$ 6,9 mb

Tableau 9 : Comparaison des sections efficaces de production de ^{24}Ne et ^{26}Na par des protons de 25 GeV.

c) Conclusions : indépendance des sections efficaces

Tous les paramètres nécessaires étant maintenant connus, nous pouvons calculer la contribution des noyaux parents. Nous nous limiterons, dans ce paragraphe, à la discussion de l'indépendance des sections efficaces et ne discuterons des biais possibles pour les mesures de périodes qu'au § 3,d.

Le calcul est fait pour chaque série de balayages et les résultats dépendent de la masse mesurée, de la cible, de la température et du nombre de balayages.

Avant de donner les conclusions essentielles, nous pouvons encore remarquer que si $\lambda\beta$, λp, λj sont très différents, la formule (2) peut être simplifiée.

C'est le cas de ^{24}Na et de ^{23}Na-^{23}Ne pour lesquels $\lambda\beta << \lambda p << \lambda j$, ce qui permet d'écrire pour (2), dans la 2ème série de balayages

$$ip(t) \sim Np \quad \lambda p \exp(-\lambda pt)$$

et, en sommant la contribution de toutes les impulsions de protons, on obtient, Tr étant le temps qui sépare 2 impulsions :

$$Ip(t) \sim \frac{Np}{Tr}$$

Le résultat obtenu, évident a priori, signifie que, à l'équilibre, le nombre de noyaux qui quittent la cible pendant le temps Tr est égal au nombre de noyaux produits par une impulsion de protons. Dans le cas de ^{23}Na-^{23}Ne, par exemple, pour Tr = 10 s, en comptant pendant 5 balayages (0,1 s), on collecte environ 50 % du sodium et 1 % du néon, si bien que la contribution du parent n'est alors que de 2%.

Dans les autres cas, les calculs ont été effectués à l'Univac 1108 et les conclusions sont les suivantes :

1. Les contributions de $^{23,24}Ne$ sont les mêmes dans les 2 séries de balayages (1 à 5 %). Elles sont donc éliminées quand on soustrait la 2ème série de la 1ère.

2. Les contributions de $^{20-23}Mg$ et de $^{25,26}Ne$ sont inférieures à 1 % et sont donc négligeables.

3. Les contributions de $^{27-30}Ne$ ($\leq$ 5 %) peuvent ne pas être négligeables car les périodes radioactives des isotopes de néon peuvent être courtes. Nous en avons donc tenu compte dans le calcul d'erreurs.

Terminons par une dernière remarque : en comparant les résultats expérimentaux obtenus avec 3 balayages dans la cible d'iridium et 30 balayages dans la cible de tantale, nous avons observé une différence expérimentale d'environ 3 % qui n'est compatible avec les calculs précédents que si les périodes radioactives de ^{25}Ne et ^{26}Ne sont supérieures à 0,5 s.

3) Mesure des périodes

a) Méthode expérimentale.

Pour la mesure des périodes, l'idée la plus naturelle est de compter les particules β émises en fonction du temps. Malheureusement, avec les systèmes classiques de détection β, le bruit de fond intense (Chap. 1) rend les mesures à peu près impossibles. On peut alors penser utiliser notre multiplicateur d'électrons pour compter les β émis par les ions recueillis sur la 1ère dynode puisque le rendement est d'environ 25 %. La méthode est alors très simple [9,15] et permet aussi de mesurer les périodes des descendants [16], mais elle ne s'applique dans de bonnes conditions qu'aux isotopes de période supérieure à 200 ou 300 ms.

Nous avons donc mis au point une méthode tout à fait différente ; l'idée vient de l'étude de la diffusion que nous avons faite précédemment ; en effet, nous avons vu que si le courant ionique après le passage du faisceau de protons est une fonction $i_o(t)$ du temps pour un isotope stable, il devient $i(t) = i_o(t) \exp(-\lambda\beta t)$ pour un isotope de constante radioactive $\lambda\beta$. Pour déterminer la valeur de $\lambda\beta$, il suffit donc d'enregistrer $i(t)$ et $i_o(t)$ dans les mêmes conditions de température et de calculer directement la pente de la droite $\mathrm{Log}[i(t)/i_o(t)] = -\lambda\beta t$ sans chercher à exprimer mathématiquement $i(t)$ ou $i_o(t)$. Pour obtenir une bonne précision, il faut que $i(t)$ et $i_o(t)$ soient assez différentes, c'est-à-dire que la période radioactive doit être courte par rapport à la diffusion ; en ajustant la température du four, on a pu faire des mesures pour $T \lesssim 1$ s.

D'autre part, comme nous l'avons décrit dans le chapitre 1 (§ 5), nous avons modulé la haute tension d'accélération des ions pour faire un balayage autour de la masse étudiée (fig. 24). Nous pouvons ainsi mesurer le courant ionique et le bruit de fond dans les mêmes conditions ; de plus, les particules β émises par l'isotope étudié se trouvent ainsi incluses dans le bruit de fond.

La fréquence et l'amplitude de la modulation sont ajustées de manière à obtenir une dizaine de pics par période radioactive et à partager à peu près également le temps entre la mesure du pic et celle du bruit de fond. Les fréquences utilisées ont varié de 2 cycles/s (^{26}Na, T_β= 1s) à 250 cycles/s (^{11}Li, T_β = 9 ms).

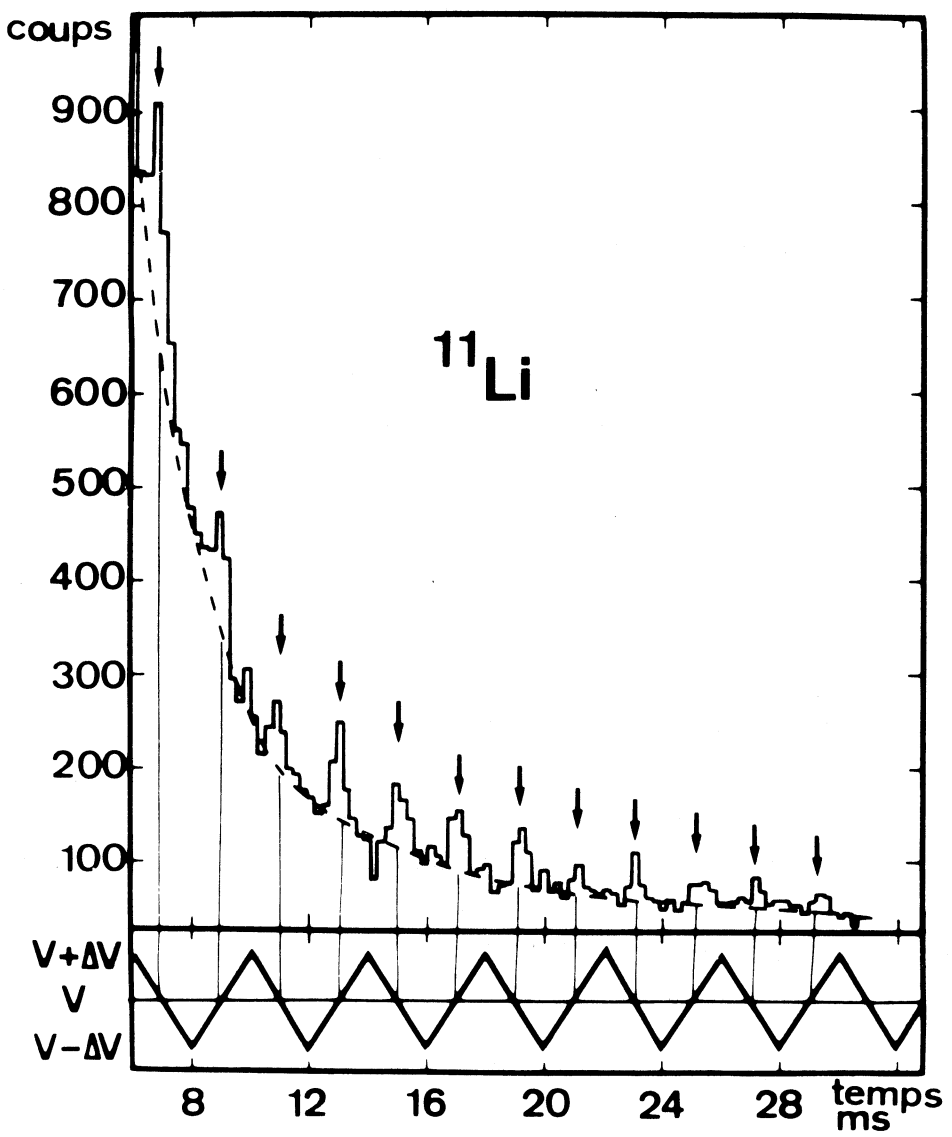


Fig. 24 - Enregistrement de ^{11}Li. La tension d'accélération est modulée à la fréquence de 250 cycles/s, ce qui permet de mesurer un pic de ^{11}Li toutes les 2 ms. Entre les pics de ^{11}Li, on peut mesurer le bruit de fond dû au rayonnement γ.

La fréquencede 250 cycles/s est la fréquence maximale utilisable car au-delà, les divers potentiels de la source ne varient plus exactement de façon synchrone ; il en résulte une défocalisation du faisceau d'ions qui n'est pas le même selon que la tension augmente ou diminue et on observe une modulation de la hauteur des pics correspondants.

Enfin, le choix de l'isotope de référence pour la mesure de $i_o(t)$ est fait en fonction de plusieurs critères :

- la section efficace doit être voisine du maximum de la distribution isotopique, ce qui limite le choix à ^{6-7}Li et $^{23-26}Na$;

- si on choisit un isotope stable, le résiduel naturel à déduire doit être faible, ce qui fait préférer ^{6}Li à ^{7}Li et exclut ^{23}Na ;

- si l'isotope est radioactif, sa période doit être à la fois grande par rapport aux périodes à mesurer et assez petite pour qu'on puisse attendre sa désintégration complète avant de mesurer i(t). Nous avons donc choisi ^{25}Na dont la période de 1 mn convient très bien.

b) Traitement des résultats.

Le nombre d'ions in mesuré au temps tn est égal à la hauteur du pic Pn auquel on soustrait le bruit de fond interpolé Bn :

$$in = Pn - Bn \pm \sqrt{Pn + Bn}$$

Les rapports in/i_on sont calculés avec leurs écarts standard puis analysés à l'Univac 1108 par le programme de moindres carrés [11] déjà utilisé pour l'étude des courbes de diffusion. On obtient alors $\lambda\beta$ et son écart standard (fig. 25).

c) Discussion : discrimination isotopique due à la diffusion

Nous avons supposé jusqu'ici que tous les isotopes d'un même élément diffusent selon la même loi $i_o(t)$. Pour vérifier cette hypothèse ou déterminer les éventuelles corrections, deux études ont été faites :

- Nous avons d'abord comparé les paramètres résultant des analyses de $i_o(t)$ pour deux isotopes stables : $^{6,7}Li$ ($\Delta M/M$ = 15 %) et $^{42,44}K$ ($\Delta M/M$ = 4,6 %). Dans les

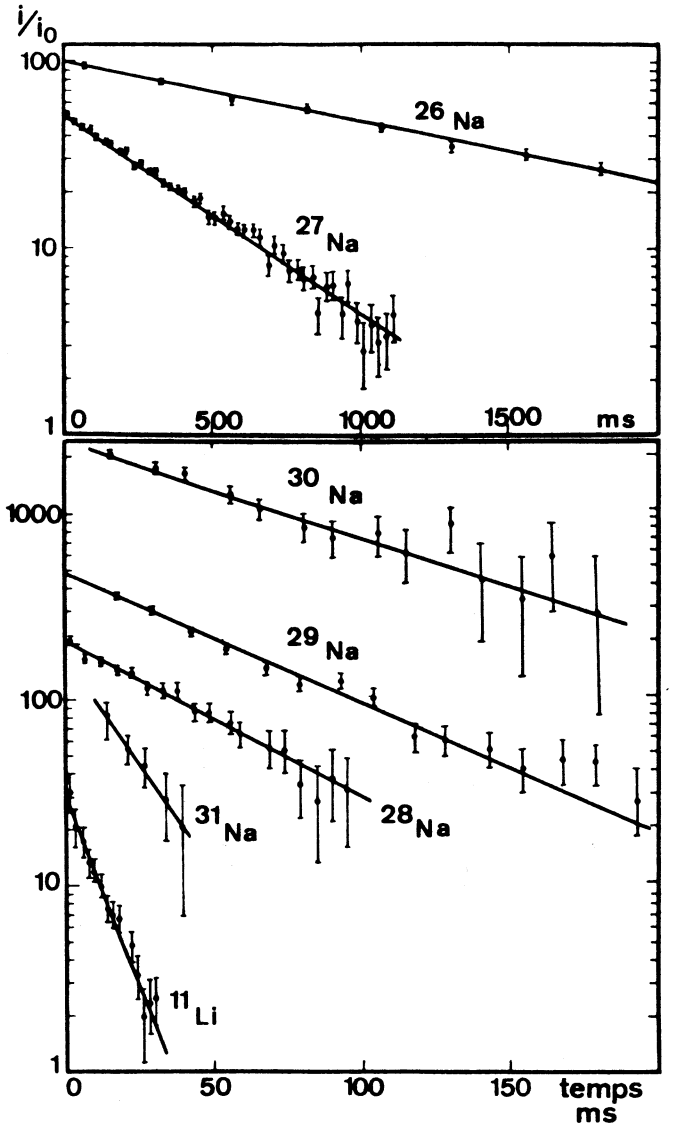


Fig. 25 - Quelques exemples de mesures des périodes. Les points expérimentaux sont les valeurs de $i_n / i_{on} = \exp(-\lambda_\beta t_n)$; les droites sont le résultat des analyses de moindres carrés.

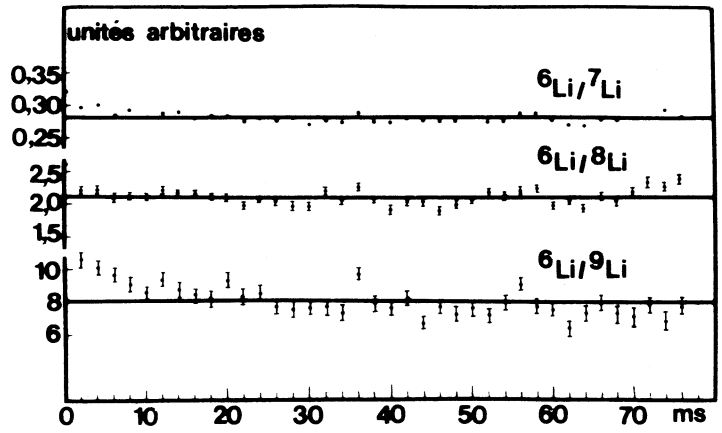


Fig. 26 - Valeurs des rapports $i_{on} \exp(-\lambda_\beta t_n) / i_n$ en fonction du temps (points expérimentaux, droites calculées). Bien que les écarts soient plus grands que ne le laisse prévoir la statistique, on n'observe pas de tendance pour une pente différente de zéro.

deux cas, aucune différence significative n'a pu être observée.

- Pour avoir une plus grande précision, nous avons alors étudié les valeurs des rapports $i_{on} \exp(-\lambda\beta tn)/i_n$ qui doivent être constants en fonction du temps, en mesurant i(t) pour des isotopes stables ou de période connue (fig. 26). Les mesures ont porté sur $^{6,7,8,9}Li$. Là encore, on voit qu'il n'y a probablement pas de discrimination isotopique ou que, s'il en existe une, elle est inférieure à 0,03 ΔM/M.

Pour $^{11}Li/^{6}Li$ dans lequel ΔM/M = 60 %, nous obtenons donc $\Delta\lambda\beta/\lambda\beta < 2$ %, et nous en avons tenu compte dans notre calcul d'erreurs.

Dans le cas des isotopes de sodium l'étude n'a pu être faite que sur $^{24,25}Na$ (ΔM/M = 4 %) pour lesquels la variation relative de masse était trop faible pour qu'il soit possible d'observer une éventuelle discrimination. Nous ne pouvons donc que faire l'hypothèse que les résultats obtenus pour le lithium sont encore valables. Nous obtenons alors dans le cas le plus extrême $^{31}Na/^{25}Na$: $\Delta M/M \sim 20$ % et $\Delta\lambda_\beta/\lambda_\beta < 0{,}6$ %, ce qui est négligeable.

d) Influence des noyaux parents

Nous avons vu (§ 2) que si l'isotope étudié a un parent radioactif, le courant mesuré n'est plus i(t) mais i(t) + ip(t). La fonction

$$\text{Log (i mesuré}/i_o(t)) = \text{Log}\left[(i_o(t)\exp(-\lambda\beta t) + ip(t))/i_o(t)\right]$$

n'est donc plus simplement une droite de pente λβ.

Nous avons alors calculé l'erreur qui en résulte dans chaque cas en utilisant les expressions mathématiques et les paramètres évalués dans le paragraphe 2.

Les résultats ont été portés sur le tableau 10, en mentionnant les valeurs attribuées à Tp.

Nous verrons (§ e) que, pour ^{26}Na, nos mesures diffèrent de celles des autres auteurs de - 6 % et - 5 %, donc en sens inverse de celle prévue ici. De plus, dans certains cas où $Tp > T_\beta$, on devrait pouvoir décomposer $[i(t) + ip(t)]/(i_o(t)$ en une somme de deux exponentielles de période T_β et T_p. Ceci n'a jamais été observé expérimentalement.

De ces deux remarques, on peut conclure que les résultats indiqués sur le tableau 10 sont probablement pessimistes ; mais nous ne pouvons totalement exclure la possibilité d'un biais inférieur à 10 % pour les périodes des isotopes de sodium.

isotope	T_β	T_p	$\frac{T_\beta \text{ mesurée} - T_\beta \text{ vraie}}{T_\beta}$
^{26}Na	1 s	10 s	+ 3 %
		1 s	+ 15 %
		100 ms	-
^{27}Na	288 s	500 ms	+ 19 %
		100 ms	- 5 %
		20 ms	- 11 %
$^{28,29,30}Na$	34,47,55 ms	500 ms	+ 4 %
		100 ms	+ 10 %
		20 ms	+ 6 %

Tableau 10 : Influence des noyaux parents sur les valeurs mesurées pour les périodes des isotopes du sodium.

e) Résultats expérimentaux

Nous avons mesuré les périodes de $^{26,27,28,29,30,31}Na$ et ^{11}Li. Les différentes valeurs obtenues ainsi que les valeurs finalement adoptées sont portées sur le tableau 11.

isotope	T 1/2 (ms)		
	Ce travail		Travaux antérieurs (17,18)
	Valeurs mesurées	Valeur adoptée	
^{11}Li ●	8,7 ± 1,0 8,4 ± 2,4 9,15 ± 0,9	9,0 ± 0,5	
^{26}Na	978 ± 22	978 ± 22	1040 ± 30 1030 ± 60
^{27}Na	289 ± 6 287 ± 4	288 ± 2	
^{28}Na	34 ± 2,5 35 ± 1,6 34 ± 3,4 32 ± 2,3	34 ± 1	
^{29}Na	50,5 ± 6,1 58,5 ± 3,7 45,1 ± 3 44,8 ± 2,5 41,6 ± 3,2	47 ± 3	
^{30}Na	59,6 ± 3,6 57,7 ± 11,4 56,7 ± 3,9 40 ± 11	55 ± 3	
^{31}Na	19 ± 2 24 ± 8 13,7 ± 2	16,5 ± 4	

Tableau 11 : Valeurs expérimentales des périodes radioactives des isotopes de sodium.

● La valeur publiée [19] pour la période de ^{11}Li était 8,5 ± 1 ms. Nous avons modifié cette valeur pour tenir compte d'une correction d'empilement dans la mesure de $i_o(t)$ sur ^{6}Li.

4) Mesure des spectres β

Malgré les précautions prises pour protéger le spectromètre β (Chap. 1, § 4), le bruit de fond dû au faisceau de protons était encore très intense. Pour ne pas détériorer les P.M., nous devions donc attendre 20 ms avant de les mettre sous tension ; puis comme l'électronique était encore saturée, il nous fallait attendre 10 ms supplémentaires. Même à ce moment le bruit de fond était encore trop important pour que nous ayons pu envisager des mesures sur des isotopes de période inférieure à 100 ms.

Pour obtenir le rapport signal/bruit optimal, nous n'avons commencé les enregistrements qu'une centaine de millisecondes après le passage du faisceau, et les avons poursuivis pendant 2 ou 3 périodes radioactives.

Résultats expérimentaux.

Nous avons enregistré les spectres β de ^{8}Li, ^{9}Li, ^{26}Na et ^{27}Na (fig. 27). Les énergies maximales de ces spectres ont été déterminées par un programme d'analyse mis au point par E. Beck [10] ; leurs valeurs sont données dans le tableau 12.

Isotope	E_β (MeV)	
	Ce travail	Travaux antérieurs
^{8}Li	12,5 ± 0,5	13 [20]
^{9}Li	12,8 ± 0,6	13,5 ± 0,3 [21] 13,1 ± 0,5 [22] • 13,61 [23]
^{26}Na	7,2 ± 0,5	6,7 ± 0,3 [18] • 7,55 [24]
^{27}Na	7,6 ± 0,5	

Tableau 12 : Valeurs expérimentales des énergies maximales E_β des spectres β.

• valeurs déduites des mesures de masses.

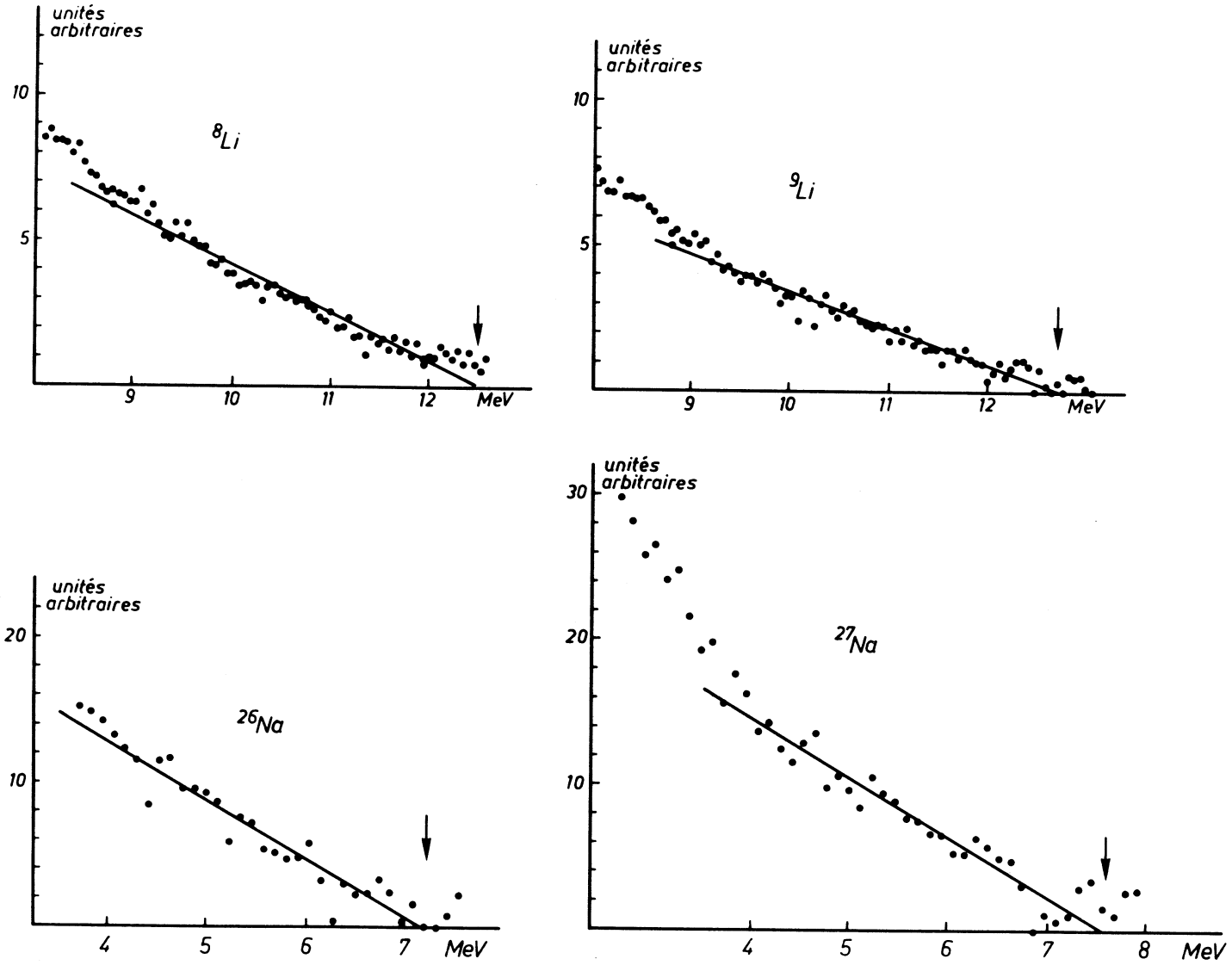


Fig. 27 - Représentantations de Curie des spectres β. Les points sont expérimentaux ; les droites sont calculées. Les flèches indiquent la valeur maximale calculée.

CHAPITRE III

ETUDE DE LA "FRAGMENTATION"

Dans les réactions nucléaires produites par des protons de grande énergie (supérieure à 1 GeV), il est possible de former à peu près tous les noyaux liés avec des sections efficaces de l'ordre du microbarn ou du millibarn. Il faut donc pouvoir disposer d'un très grand nombre de données concernant les sections efficaces, les spectres d'énergie et les distributions angulaires de tous les produits dans toutes les cibles avant d'espèrer résoudre le problème de leur mécanisme.

Dans ce but, des méthodes expérimentales nombreuses et variées ont déjà été utilisées : radiochimie, émulsions nucléaires, chambres à bulles, spectrométrie de masse des gaz rares, comptage des neutrons différés ... [25,26] ; mais les renseignements obtenus ne portent que sur certains noyaux de période convenable. De plus, lorsque des sections efficaces sont mesurées, elles sont généralement au moins partiellement cumulatives. L'originalité de notre contribution est d'avoir mesuré pour la première fois des distributions isotopiques de sections efficaces indépendantes dans plusieurs cibles (Chap. 2, [2]). Dans une première partie, nous étudierons donc la forme de ces distributions et l'influence des caractéristiques de la cible et de l'énergie des protons. Dans la deuxième partie, nous verrons comment nos distributions et celles mesurées depuis par A.M. Poskanzer, G.W. Butler et E.K. Hyde [27] pour les noyaux de $Z \leqslant 6$ dans l'uranium, constituent une étude systématique des sections efficaces permettant de faire des prévisions pour la production des noyaux légers exotiques. Enfin, dans la troisième partie, nous

donnerons un bref aperçu des divers processus invoqués pour rendre compte de la production des noyaux de Z = 5 - 30 et montrerons quels éléments nouveaux apportent nos mesures.

1) Caractéristiques des distributions isotopiques expérimentales

Nous étudierons d'abord les caractéristiques communes à toutes les distributions puis nous les comparerons entre elles. Il est alors préférable de normaliser à 100 les sections efficaces élémentaires du sodium et d'examiner séparément les variations de ces dernières en fonction de la cible ou de l'énergie des protons incidents.

a) Caractéristiques communes.

Les distributions isotopiques de sodium que nous avons obtenues ont toutes la même allure générale (fig. 28). Elles ont un maximum situé au voisinage de la stabilité, ou du côté excédentaire en neutrons et sont dissymétriques ; log σ décroît à peu près linéairement (décroissance exponentielle de σ) en fonction de A du côté excédentaire en neutrons tandis que du côté déficient en neutrons, log σ décroît paraboliquement (distribution gaussienne des sections efficaces) comme c'est généralement le cas pour les produits de spallation (§ 3).

Cette décroissance dissymétrique de part et d'autre d'un maximum voisin de la stabilité, semble être valable aussi pour les distributions isobariques ; en effet, se basant sur leurs mesures et les nôtres pour A = 22 et 24, J. Hudis et al.[28] ont pu montrer que les sections efficaces décroissent quand on s'éloigne de la stabilité (^{22}Ne, ^{24}Mg) (fig. 35) car $\sigma(^{22}Ne) > 10 \times \sigma(^{22}Na) >> 100 \times \sigma(^{22}Mg)$ du côté déficient en neutrons et $\sigma(^{24}Na) > 2,5\ \sigma(^{24}Ne)$ du côté riche en neutrons.

Toutes nos distributions isotopiques ont une autre caractéristique très remarquable : elles ne sont pas lisses et présentent un effet pair-impair ; les sections efficaces de production des noyaux à nombre pair de neutrons sont F fois plus grandes que ne le seraient celles des noyaux à nombre impair de neutrons pour la même valeur de A. Pour rendre cet effet plus évident et évaluer F, considérons les rapports $\sigma(^{A}Na) / \sigma(^{A+1}Na)$ qui sont alternativement multipliés ou divisés par F (fig. 29). En assimilant la courbe joignant deux rapports de même type à un segment de droite, nous avons trouvé $F \sim 1,3$ en moyenne ; l'approximation faite

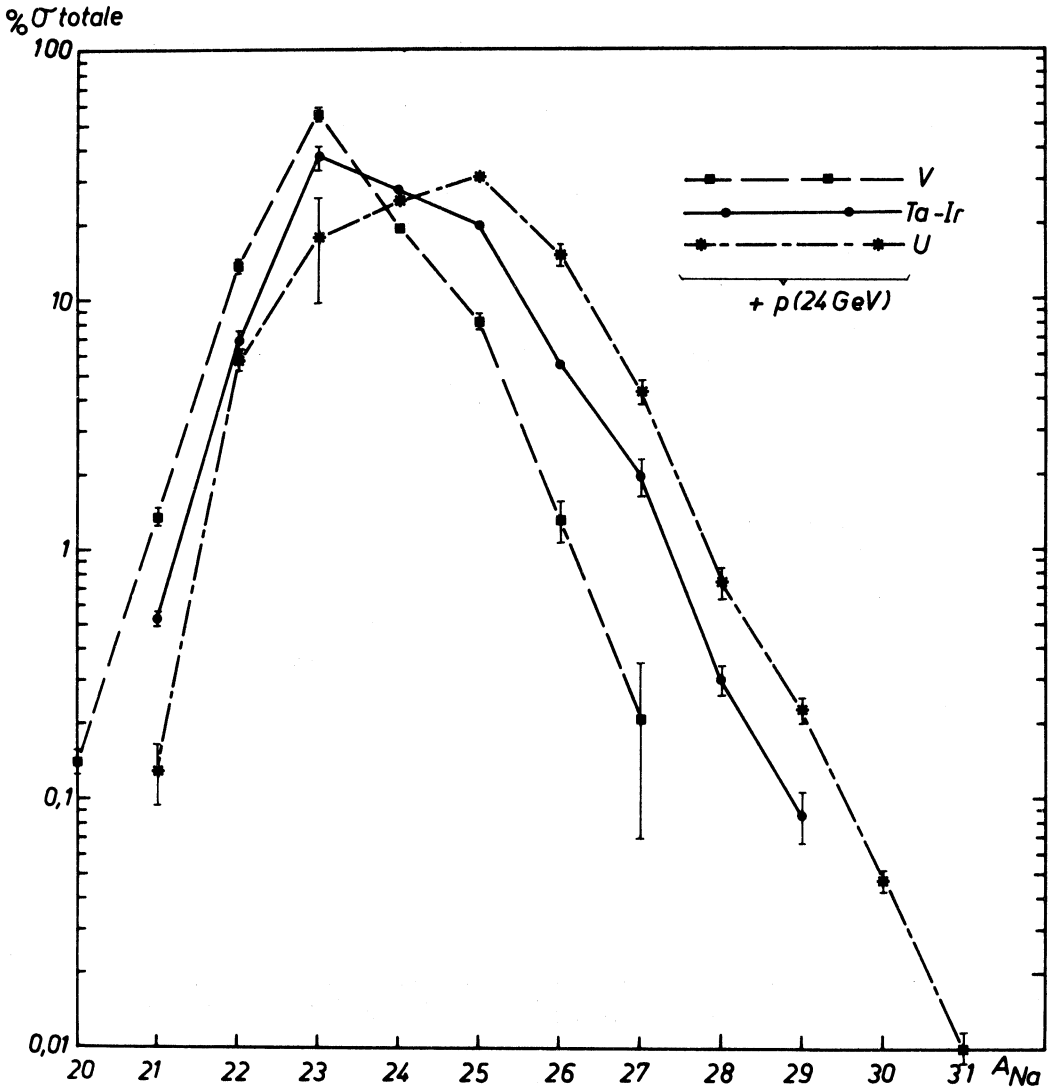


Fig. 28 - Sections efficaces relatives de production des isotopes de sodium formés dans les cibles de vanadium, tantale, iridium, uranium bombardées par des protons de 25 GeV.

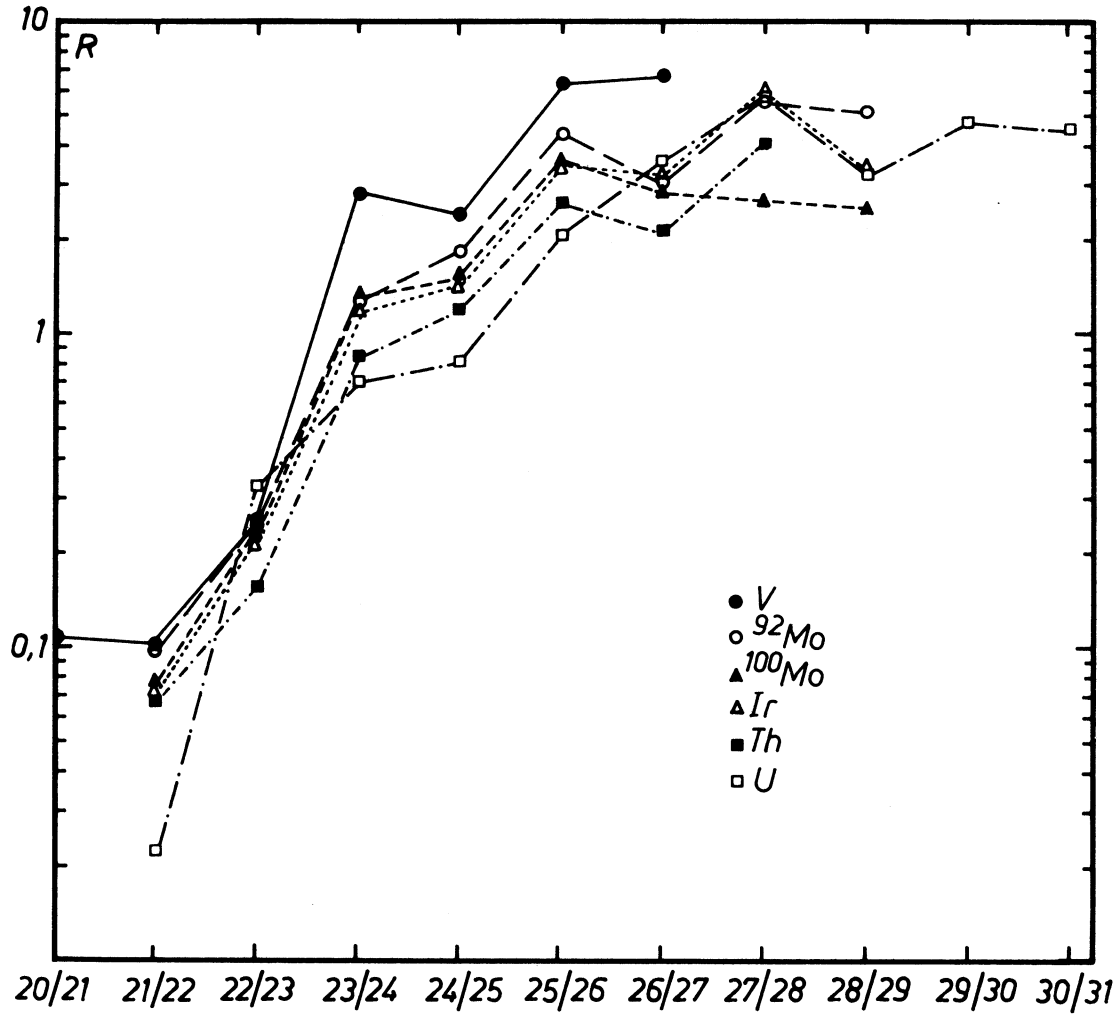


Fig. 29 - Valeurs des rapports isotopiques $\sigma\ (^{A}Na) / \sigma\ (^{A+1}Na)$ mesurés dans diverses cibles bombardées par des protons de 25 GeV. On remarquera que ces rapports sont beaucoup plus grands lorsque A est impair que lorsque A est pair.

revient à supposer que la distribution des sections efficaces est exponentielle ou gaussienne. C'est parce que nous avons étudié un grand nombre d'isotopes du même élément et mesuré les sections efficaces avec une précision généralement supérieure à 10 % que nous avons pu découvrir ce phénomène, alors qu'il était tout à fait inattendu [2] (§ 3) ; depuis, Thomas et al. [29] et Poskanzer et al. [27] ont aussi observé un effet important de la parité de N et de Z pour les noyaux de $Z \leqslant 6$ produits dans l'uranium. Il semble d'ailleurs que ce phénomène soit assez général dans les réactions à haute énergie car il peut aussi être mis en évidence pour des noyaux moyens (K ,Rb et Cs), mais l'effet observé est alors beaucoup plus faible [9,30].

b) Influence de la nature de la cible.

La figure 28 montre que les distributions s'articulent autour de $\sigma(^{24}Na)$ au fur et à mesure que A (cible) croît.

La masse la plus probable A_p croît avec A(cible) ; nous pouvons facilement la calculer en prenant le centre de gravité des distributions et les résultats sont identiques que l'on ait considéré séparément ou non les isotopes de A pair ou impair ; nous en avons déduit les valeurs de N_p/Z correspondantes afin de les comparer aux valeurs de N/Z des cibles (tableau 13, figure 30).

Cible	Si	V	^{92}Mo	^{100}Mo	Ta	Ir	Th	U
A_p	23	23,2	23,7	23,8	23,85	23,85	24,2	24,5
N_p/Z	1,10	1,11	1,155	1,165	1,17	1,17	1,20	1,23
(N/Z)cible	1	1,22	1,19	1,38	1,48	1,50	1,58	1,59
N cible	14	28	50	58	108	115	142	146

Tableau 13

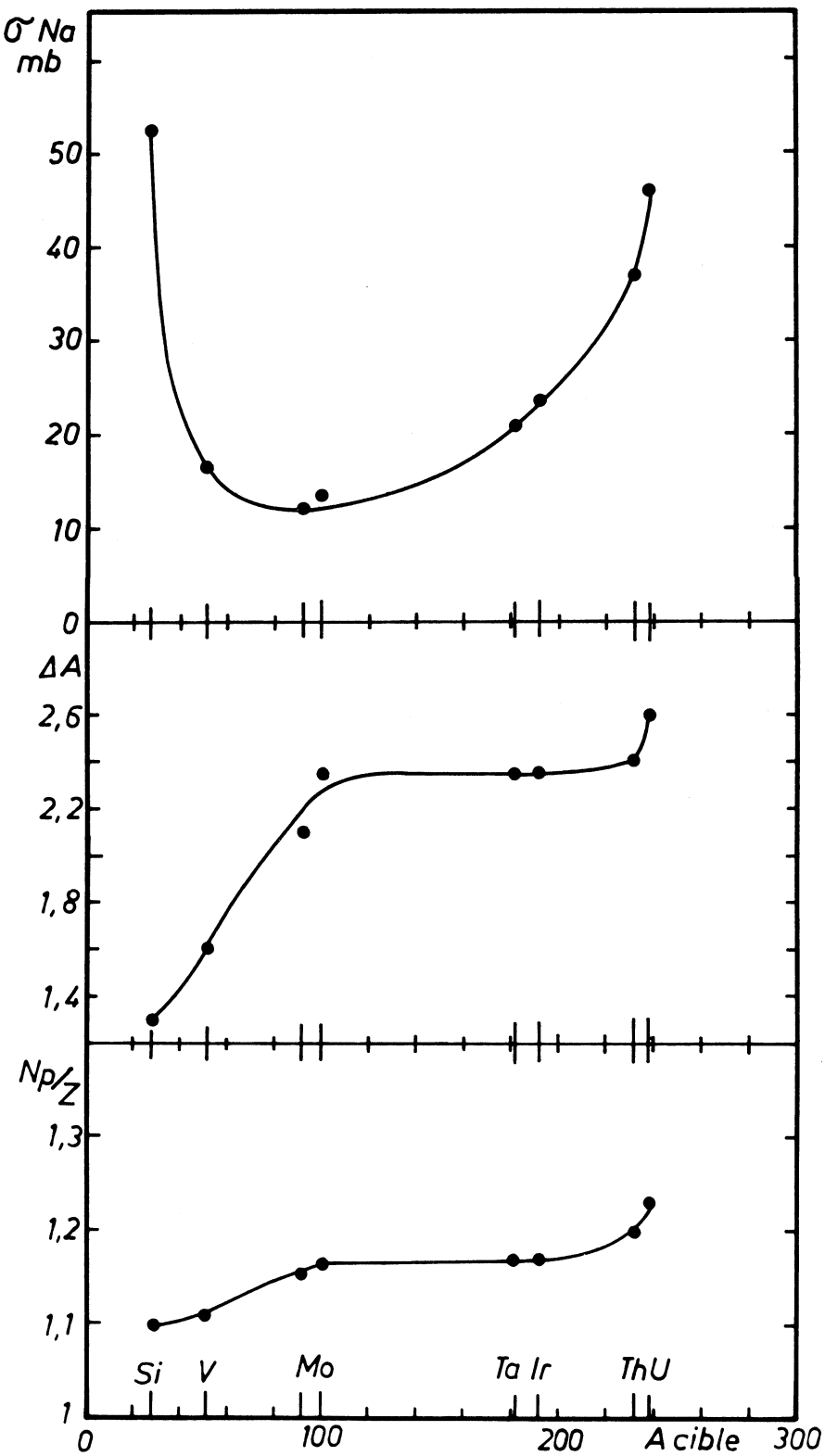


Fig. 30 - Variations de la section efficace élémentaire de sodium, de la largeur Δ A et du rapport N_p/Z du centre de gravité des distributions isotopiques de sodium en fonction de la masse A de la cible.

L'effet observé est bien celui qu'on pouvait attendre : en général N_p/Z croît quand (N/Z) cible croît. Cependant, en comparant les résultats obtenus dans les cibles de vanadium et de molybdène, nous voyons que le nombre de neutrons de la cible importe plus que la valeur du rapport N/Z. D'autre part, l'influence de la composition de la cible est relativement faible car N_p/Z croît beaucoup plus lentement que (N/Z) cible.

Puisque les distributions pivotent autour de ^{24}Na, on voit aussi que les sections efficaces des isotopes de sodium plus riches en neutrons croissent avec A(cible) tandis que l'ordre inverse est observé pour les isotopes déficients en neutrons. Les rapports $\sigma(^{A}Na) / \sigma(^{A+1}Na)$ décroissent donc quand A(cible) croît. Cependant, ils décroissent à peu près tous avec la même pente si bien que lorsque A(Na) croît, les courbes $\sigma(^{A}Na) = f(A \text{ cible})$ d'abord décroissantes deviennent ensuite de plus en plus rapidement croissantes (fig. 31).

Enfin la figure 28 montre aussi que les distributions s'élargissent quand A(cible) croît. L'importance de ce phénomène n'est pas facile à évaluer quantitativement car on ne peut mesurer les largeurs à mi-hauteur à cause de l'effet pair-impair. Cependant, à partir de l'intégrale des sections efficaces on peut déterminer l'écart ΔA à l'intérieur duquel se trouve 66 % de la section efficace et qui est à peu près analogue à une largeur à mi-hauteur (tableau 14, fig. 30).

cible	Si	V	^{92}Mo	^{100}Mo	Ta-Ir	Th	U
ΔA	1,3	1,6	2,1	2,35	2,35	2,4	2,6

Tableau 14 : Largeur des distributions isotopiques de sodium.

On voit que ΔA est beaucoup plus faible pour les cibles de silicium et vanadium et qu'il croît ensuite lentement avec A(cible).

Dans les cibles isotopiques de ^{92}Mo et ^{100}Mo, nous avons vu que les centres de gravité des distributions étaient presque identiques (A_p = 23,6 et 23,7), mais que la largeur de la distribution dans ^{100}Mo était nettement plus grande (fig. 32, tableau 14). Pour mieux mettre en évidence l'influence du nombre de neutrons de

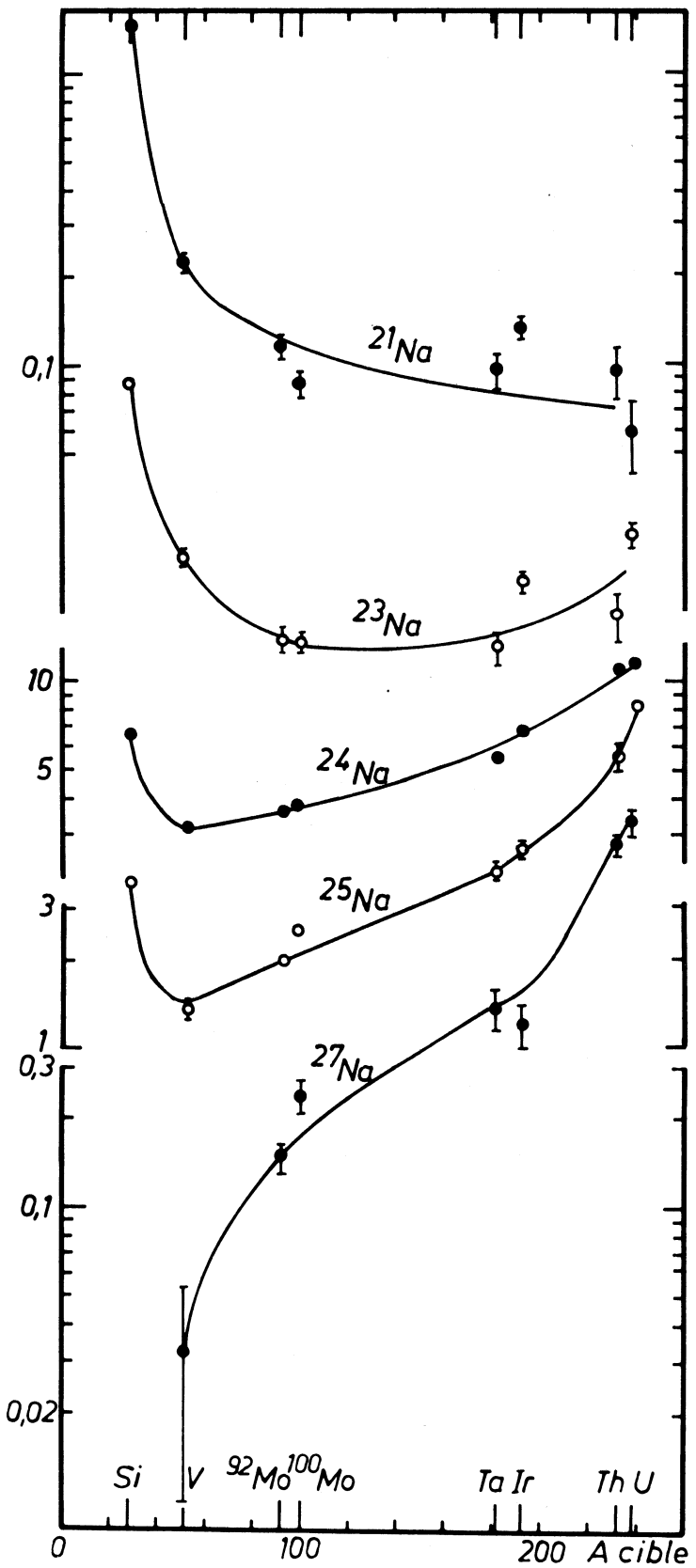


Fig. 31 - Variations des sections efficaces de formation de $^{21,23,24,25,27}Na$ en fonction de la masse A de la cible.

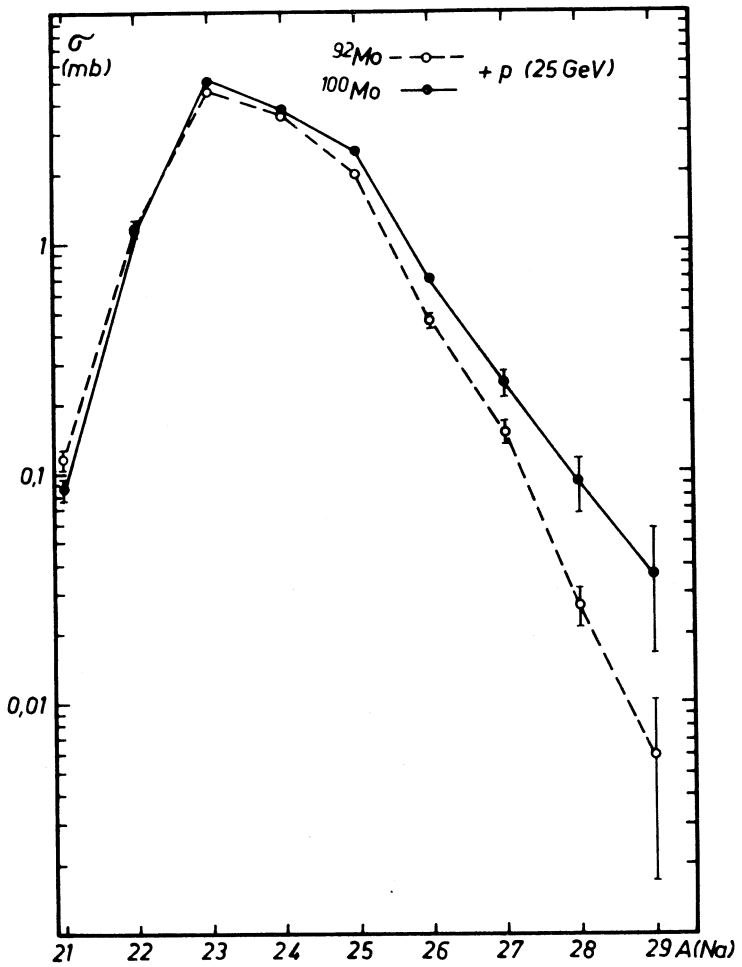


Fig. 32 - Sections efficaces de production des isotopes de sodium formés dans les cibles ^{92}Mo et ^{100}Mo bombardées par des protons de 25 GeV.

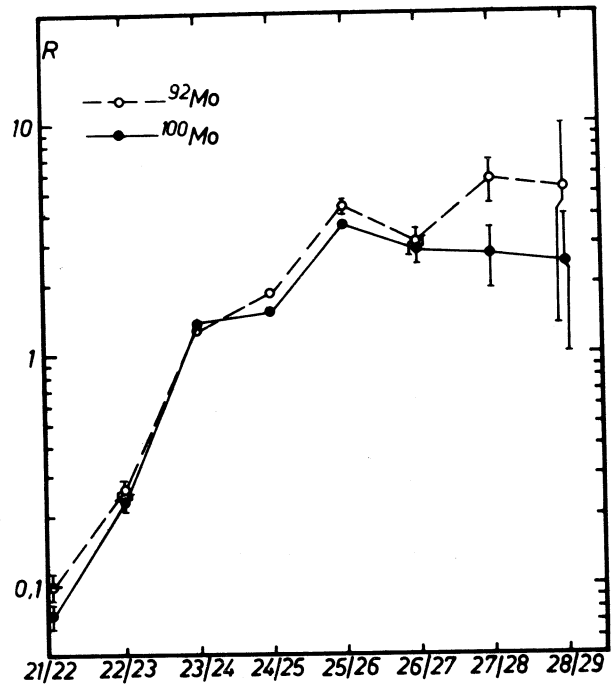


Fig. 33 - Rapports isotopiques $\sigma(^{A}Na)/\sigma(^{A+1}Na)$ mesurés dans les cibles de ^{92}Mo et ^{100}Mo bombardées par des protons de 25 GeV.

la cible, nous avons comparé les rapports R = $\sigma(^{A}Na)$ / $\sigma(^{A+1}Na)$ obtenus dans les deux cibles (fig. 33). Nous constatons alors, comme on pouvait s'y attendre, que R(^{92}Mo) est toujours plus grand que R(^{100}Mo), ce qui montre que les distributions s'écartent de plus en plus au fur et à mesure qu'on s'éloigne de A = 24. Il est même possible que les écarts entre les courbes augmentent aussi de plus en plus vite car les rapports $R^{92}Mo/R^{100}Mo$ semblent croître quand on s'éloigne de ^{24}Na mais la précision de nos mesures est insuffisante pour dire si cette tendance est réelle ou non.

Nous avons jusqu'à présent étudié les variations de forme des distributions mais la nature de la cible influe aussi sur la valeur de la section efficace élémentaire du sodium ; quand A(cible) croît, σ décroît d'abord un peu jusqu'à A$\sim$ 120 puis croît ensuite rapidement (tableau 15, fig. 30).

cible	Si	V	^{92}Mo	^{100}Mo	Ta	Ir	Th	U
σ(Na) mb	52,4	16,4	12,0	13,65	20,7	23,7	36,8	46

Tableau 15 : Section efficace élémentaire du sodium produit par des protons de 25 GeV dans diverses cibles.

c) Influence de l'énergie des protons incidents.

Dans le domaine d'énergie étudié, nous avons trouvé que la forme des distributions est peu sensible à l'énergie des protons incidents : nous n'avons en effet observé aucune différence entre les mesures que nous avons faites avec des protons de 3 GeV à Saturne à Saclay (cibles de vanadium, niobium, tantale) et de 10 et 25 GeV au P.S. du CERN. Cependant, ces mesures n'ont porté que sur les isotopes peu éloignés de la stabilité ($^{22-26}Na$) et on ne peut préjuger des résultats qui auraient pu être obtenus pour des isotopes plus exotiques tels que $^{30,31....}Na$.

Par contre, les très nombreuses mesures de la section efficace de production de ^{24}Na montrent que, dans les cibles moyennes ou lourdes, elle croît avec

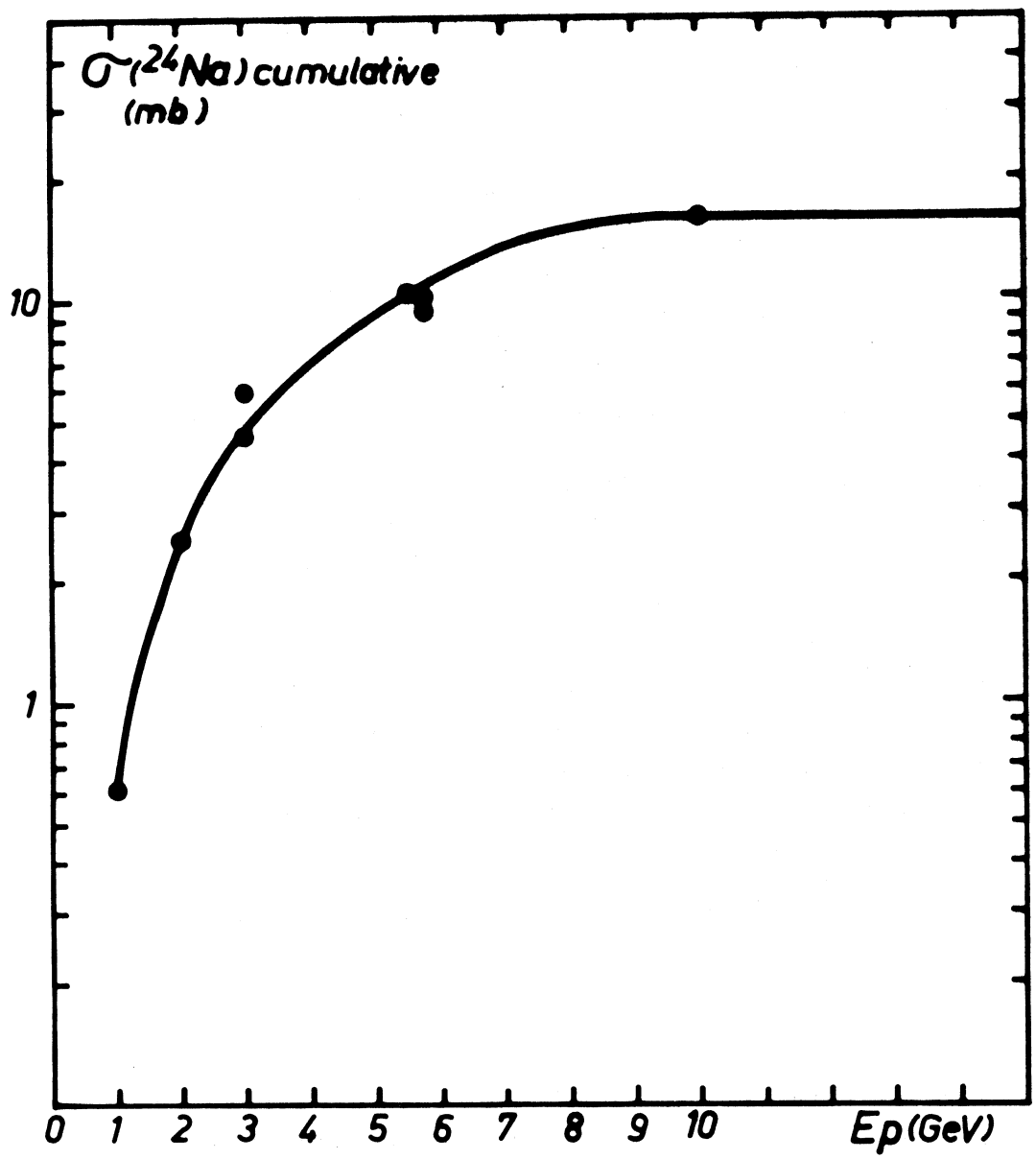


Fig. 34 - Variations de la section efficace cumulative de production du sodium formé dans une cible d'uranium en fonction de l'énergie des protons incidents.

l'énergie jusqu'à E ∿ 10 GeV et reste ensuite constante, approximativement jusqu'à 30 GeV. Puisque les distributions restent inchangées, au moins au voisinage de leur maximum, quand l'énergie varie, la section efficace élémentaire du sodium doit varier comme $\sigma(^{24}Na)$. Nous avons voulu vérifier cette hypothèse pour la cible d'uranium ; nous avons tracé la courbe $\sigma(^{24}Na)$ cumulative en fonction de l'énergie pour E_p = 1 à 30 GeV (fig. 34) (voir les références contenues dans 27) ; d'autre part, expérimentalement, nous avons σ totale (Na) = 46 mb à 25 GeV et A.M. Poskanzer et al. [27] ont mesuré σ totale (Na) = 31 mb à 5,5 GeV. Le rapport est $\sigma_{25}/\sigma_{5,5} \simeq 1,5$ et, par interpolation de $\sigma(^{24}Na)$, nous trouvons $\sigma_{25}/\sigma_{5,5} \sim 15,5/11 \simeq 1,5$ qui est en accord avec la valeur précédente.

2) Systématique des sections efficaces de production des noyaux légers

D'après les résultats de l'analyse précédente, nous pouvons extrapoler nos distributions isotopiques en fonction de A(Na), A(cible) ou E_p. De telles extrapolations sont particulièrement utiles pour prévoir l'ordre de grandeur des sections efficaces de production des noyaux exotiques et c'est ainsi que nous avons pu conclure à la non stabilité de ^{19}Na (Chap. 2). De même, avant de chercher à identifier $^{32,33,34,35\ldots}Na$, nous pouvons estimer leurs sections efficaces de production dans l'uranium ; nous avons vu en effet (fig. 29) que le rapport $\sigma(^{A}Na) / \sigma(^{A+1}Na)$ oscille entre 4 et 5 pour A ⩾ 27 ; les sections efficaces décroissent donc d'un facteur 100 environ chaque fois que A augmente de 3 unités. Nous obtenons ainsi, par exemple :

$\sigma(^{32}Na) \sim 1$ µb , $\sigma(^{33}Na) \sim 0,25$ µb , $\sigma(^{34}Na) \sim 0,05$ µb

$\sigma(^{35}Na) \sim 0,01$ µb

$\sigma(^{38}Na) \sim 0,1$ nb

Ces valeurs sont nécessaires pour préparer les expériences ayant pour but l'identification de ces noyaux et peuvent éventuellement permettre de conclure à la non stabilité de l'un ou l'autre. Actuellement, nous pouvons espérer mesurer quelques centièmes de microbarn mais le nanobarn est encore au-delà de nos possibilités.

Une systématique plus générale peut être obtenue en joignant nos sections efficaces de production de sodium et celles de potassium obtenues par J. Chaumont [9] à celles des noyaux de $Z \leq 6$ mesurées par A.M. Poskanzer et al. [27]. Toutes les mesures ont été faites pour une cible d'uranium mais l'énergie des protons est 25 GeV pour sodium et potassium et 5,5 GeV pour les noyaux plus légers. Nous avons donc renormalisé notre distribution isotopique d'après la section efficace élémentaire mesurée par A.M. Poskanzer et al. Pour la distribution isotopique du potassium, nous avons conservé les valeurs mesurées par J. Chaumont qui sont en accord avec les valeurs

$$\sigma(^{42}K) = 7,3 \pm 1,5 \text{ mb}$$

$$\sigma(^{43}K) = 4,5 \pm 0,9 \text{ mb}$$

$$\sigma(^{44}K) + \sigma(^{45}K) = 2,9 \pm 0,6 \text{ mb}$$

mesurées à 5,7 GeV par R.H. Shudde [31].

Les résultats sont montrés sur la figure 35. Nous voyons que les lignes d'égale section efficace se disposent de part et d'autre d'un axe parallèle à la ligne de stabilité et situé du côté excédentaire en neutrons. Du côté déficient en neutrons, elles se rapprochent de cet axe et se resserrent quand A croît tandis qu'elles restent plus écartées du côté riche en neutrons ; enfin, les ondulations que présentent ces lignes reflètent l'influence de la parité de N ou Z. Nous retrouvons donc, énoncées de façon plus générale, toutes les caractéristiques observées pour les distributions de sodium. Les configurations des lignes d'égale section efficace pourront donc être extrapolées pour d'autres cibles à partir de nos distributions isotopiques expérimentales.

Nous disposons ainsi d'estimations de toutes les sections efficaces de production des noyaux légers par des protons de 3 à 30 GeV. Ces données ne suffiront évidemment pas à résoudre le problème du mécanisme des réactions nucléaires à haute énergie, mais elles sont indispensables et il faudrait pouvoir étendre cette systématique à tous les produits possibles.

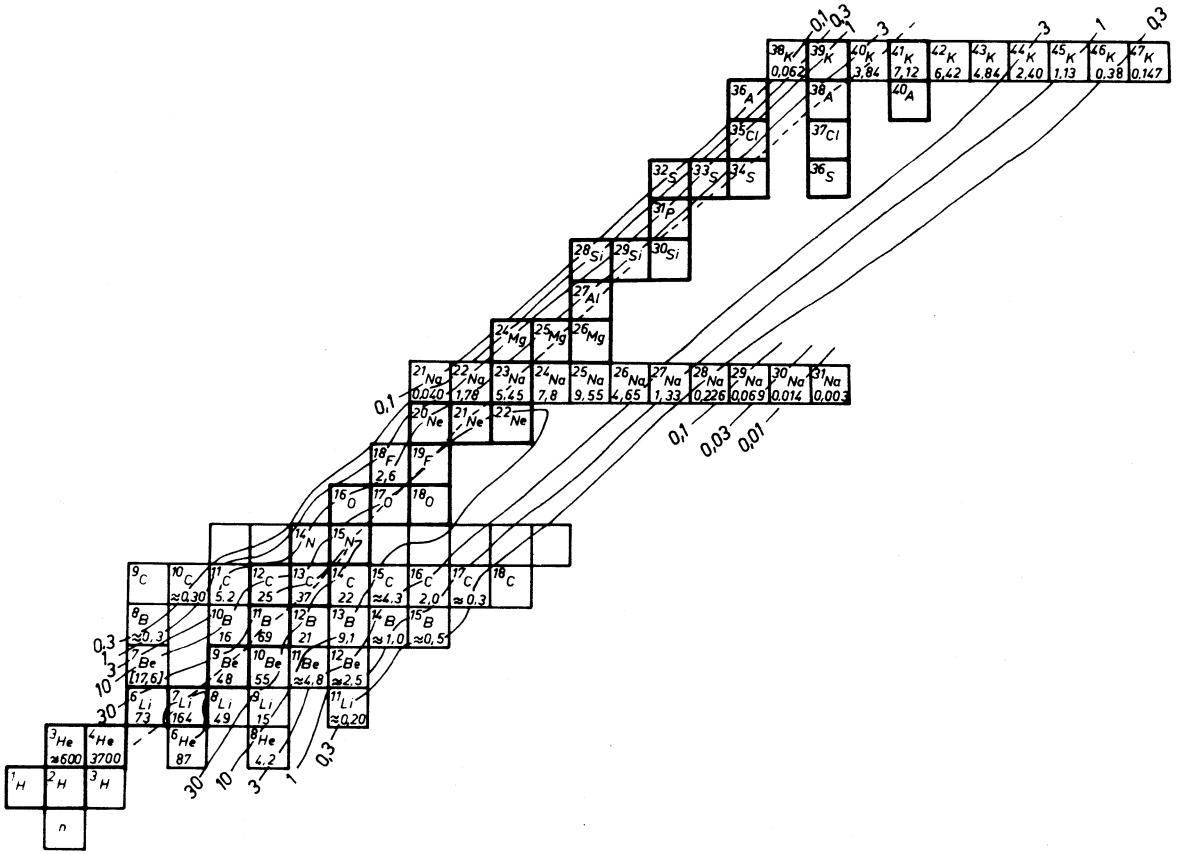


Fig. 35 - Systématique des sections efficaces des noyaux légers produits dans une cible d'uranium bombardée par des protons de 5,5 GeV. Pour chaque isotope la valeur de la section efficace est indiquée; les lignes d'égale section efficace ont été tracées pour 100, 30, 10, 3, 1, 0,3, 0,1, et 0,03 mb. La ligne interrompue suit le fond de la vallée de stabilité.

3) Discussion

Les mécanismes des réactions nucléaires produites par des protons d'énergie inférieure à 500 MeV sont bien compris ; ce sont la spallation et la fission qui sont deux aspects d'un même modèle de mécanisme en deux étapes. Pour des énergies supérieures à 1 GeV, ce modèle continue à reproduire avec succès un certain nombre de résultats mais, comme nous le verrons, il est insuffisant et d'autres mécanismes nouveaux ont été proposés. Nous donnerons ici l'essentiel de ces modèles et ferons une brève analyse de leur compatibilité avec nos mesures.

a) Modèle classique en deux étapes - Spallation - Fission.

Le modèle en deux étapes a été imaginé d'abord par R. Serber en 1947 [32] et a connu un grand succès et de nombreux développements ; une revue de ses possibilités d'applications à haute énergie a été faite par J. Hudis en 1968 [25] ; on considère deux étapes séparées dans le temps et indépendantes. Dans la 1ère étape (10^{-22} s), le proton incident choque un nucléon à l'intérieur du noyau ; tous deux peuvent alors provoquer de nouveaux chocs créant finalement une "cascade" de collisions. A la fin de cette première étape, on se trouve en présence de toute une gamme de noyaux résiduels excités de A,Z,E^* variés. Au cours de la deuxième étape qui est 10 à 1000 fois plus lente, les noyaux résiduels se désexcitent en évaporant un certain nombre de neutrons, protons ou noyaux légers (α,d,t,Li ...) ; on parle alors de spallation et les produits finaux peuvent avoir jusqu'à une trentaine de nucléons de moins que le noyau cible si l'énergie des protons est supérieure à 1 GeV. De plus, à tout moment de la 2ème étape, il existe une possibilité de fission du noyau excité en 2 morceaux à peu près égaux.

Ces deux mécanismes sont suffisants pour expliquer les réactions nucléaires à énergie moyenne (< 500 MeV) ; examinons donc ce qu'ils permettent de prévoir pour la production de sodium. De nombreux calculs ont été faits sur ordinateur, d'après ce modèle, par des méthodes de Monte-Carlo. Cependant, pour prévoir les sections efficaces de spallation à un facteur 2 près et examiner lesquelles sont compatibles avec nos mesures, il est suffisant d'appliquer une formule semi-empirique proposée par Rudstam [33]. Les caractéristiques principales de cette formule consistent en une variation exponentielle de la section efficace en fonction de l'écart de masse entre la cible et le produit, et une distribution de charge non gaussienne ($\sim \exp(-Z_p^{3/2})$ au lieu de $\exp(-Z_p^{2})$).

A priori, nos distributions ne peuvent pas être reproduites de façon précise puisque ces formules supposent des distributions sans effet pair-impair. Cependant, il y a un accord à un facteur 2 ou 3 près pour les cibles de silicium et vanadium (tableau 16) tandis que dans les autres cibles, nos sections efficaces peuvent être supérieures de plusieurs ordres de grandeur à celles calculées. Les résultats qui montrent que le sodium est essentiellement produit par spallation dans le silicium et le vanadium ne sont pas surprenants puisque la différence de masse n'est que de quelques unités pour le silicium et de 25 environ pour le vanadium.

	^{20}Na	^{21}Na	^{22}Na	^{23}Na	^{24}Na	^{25}Na	^{26}Na	^{27}Na
σ_{exp}(Si)	0,18	1,45	(8,7)	32	6,6	3,8		
σ_{calc}(Si)	0,11	1,33	8,7	25,7	12,3	2,7		
σ_{exp}(V)	0,023	0,22	2,25	9,1	3,2	1,35	0,22	0,034
σ_{calc}(V)	0,039	0,46	3,04	9,0	4,3	0,96	0,14	0,015

Tableau 16 : Valeurs expérimentales et calculées (spallation) en mb des sections efficaces de production des isotopes de sodium produits dans le silicium et le vanadium par des protons de 25 GeV. La section efficace calculée pour ^{22}Na dans le silicium a servi à normaliser notre distribution expérimentale.

b) Nouveaux mécanismes

Pour les autres sections efficaces il faut faire appel à de nouveaux mécanismes. Actuellement quatre idées ont été lancées dont deux restent dans le cadre du modèle précédent.

1. dans la deuxième étape du modèle classique, le noyau qui se désexcite peut évaporer toutes sortes de noyaux légers. Les calculs faits sur cette base par Dostrovsky et al.[14] ont permis de reproduire de façon assez satisfaisante les sections efficaces de production de ^{9}Li, ^{16}C, ^{17}N. On pourrait donc envisager de calculer ainsi les distributions isotopiques de sodium mais c'est un travail considérable dans lequel il ne faut pas s'engager à la légère.

2. toujours dans la deuxième étape du modèle classique on peut envisager la possibilité de fissions très dissymétriques dans lesquelles Na serait le partenaire léger, ou de fissions triples[27].

3. un mécanisme tout à fait différent a été proposé dès 1956 par Wolfgang et al.[34]. Ils supposent que le proton incident crée localement une zone très excitée dont l'effet est de "fragmenter" le noyau en deux morceaux de taille quelconque, qui se désexcitent ensuite en évaporant quelques nucléons ou noyaux très légers.

4. la dernière idée, très récente[35-37] consiste à supposer que l'évaporation commence avant que le noyau n'ait atteint son état d'équilibre après la cascade. Mais, pour les sections efficaces, les résultats ne seront pas différents de ceux obtenus dans le cadre du modèle en 2 étapes.

c) Conclusions

Ces divers mécanismes, testés sur des points particuliers, ont eu chacun des succès et des insuccès. Il serait évidemment souhaitable de comparer de façon plus systématique leurs prévisions aux valeurs expérimentales ; mais, les calculs étant très complexes, beaucoup d'approximations sont faites qui peuvent fausser les résultats ; d'autre part, ils nécessitent beaucoup de temps d'ordinateur et il est préférable d'examiner d'abord si les tendances générales observées expérimentalement ont une chance d'être retrouvées par tel ou tel mécanisme.

Certaines des caractéristiques que nous avons notées dans le paragraphe 1 pour nos distributions expérimentales, peuvent vraisemblablement être reproduites par n'importe lequel des quatre mécanismes précédents : ce sont l'existence d'un maximum voisin de la stabilité ou du côté excédentaire en neutrons, l'influence de la nature de la cible sur A_p et sur la largeur des distributions, et l'influence de l'énergie des protons incidents.

Par contre, l'effet pair-impair et la dissymétrie des distributions posent des problèmes. En effet, dans les calculs d'évaporation, la parité a deux influences qui se compensent : les isotopes pairs sont favorisés par le supplément d'énergie de liaison dû à l'énergie d'appariement ($\sim$ 2 MeV), et défavorisés par leur densité de niveaux plus faible que celle des isotopes impairs. Expérimentalement, l'influence de l'énergie de liaison est donc nettement prédominante. Puisque les énergies de liaison décroissent beaucoup plus vite du côté déficient en neutrons, il est alors normal que nous ayons observé une dissymétrie dans les disbributions : celles-ci sont finalement le reflet de la vallée de stabilité et l'influence de la composition de la cible n'est que de déformer un peu cette image. Nous pouvons en conclure qu'il est nécessaire que les considérations d'espace de phase jouent un rôle important dans les mécanismes envisagés.

Nous avons dit que les variations de composition de la cible ne sont perçues que de façon assez atténuée ; ceci est particulièrement frappant si l'on analyse les distributions obtenues à partir de ^{92}Mo et ^{100}Mo. D'après les calculs d'évaporation faits par Dostrovsky et al.[14] on pouvait penser que l'écart serait de 70 % environ pour ^{22}Na et 200 % pour ^{25}Na alors qu'il est inférieur à 2 % pour ^{22}Na et $\sim$ 25 % pour ^{25}Na.

D'autre part, on peut évaluer la valeur de Q de la réaction pour l'une ou l'autre des cibles, en supposant que 5 protons et 5 neutrons sont émis au cours de la cascade ; les noyaux résiduels sont alors ^{82}Rb et ^{90}Rb, pour le début de l'évaporation. Les valeurs de Q obtenues diffèrent d'environ

21 MeV pour ^{21}Na
13 MeV pour ^{24}Na
4 MeV pour ^{27}Na.

Par comparaison avec la variation de 30 % obtenue pour des écarts de 2 MeV dus à l'énergie d'appariement, la différence entre les sections efficaces de production des isotopes $^{21-25}$Na devrait être considérablement plus grande que celle observée expérimentalement. L'atténuation de l'influence de la cible, observée pour les isotopes riches en neutrons voisins de la stabilité ($^{23-25}$Na) pourrait s'expliquer en invoquant l'existence d'une évaporation secondaire de quelques neutrons à partir des isotopes exotiques évaporés primairement avec une grande énergie d'excitation. Mais, pour ^{21,22}Na aucune explication ne peut être donnée.

Nous avons donc pu montrer l'importance primordiale de l'énergie de liaison des isotopes produits mais l'influence de la composition isotopique de la cible reste inexpliquée et il serait intéressant de pouvoir faire d'autres mesures de rapports de sections efficaces d'isotopes déficients en neutrons produits dans des cibles isotopiques.

C H A P I T R E IV

LES NOYAUX LEGERS EXOTIQUES

Toute la physique nucléaire actuelle repose sur une connaissance approfondie des noyaux voisins de la ligne de stabilité. Il est très généralement admis que de nombreux autres noyaux existent plus loin de la stabilité ; cependant, on ne sait que peu de choses sur leurs propriétés. Il est même paradoxal de constater que malgré le raffinement des modèles nucléaires, on ne peut encore dire avec certitude quels sont les noyaux qui sont liés.

Ce n'est que très récemment qu'on a commencé à étudier expérimentalement les noyaux situés loin de la stabilité et ce domaine frontière de la physique nucléaire est caractérisé par un développement très rapide : des noyaux tels que ^{8}He, ^{12}Be ou même ^{22}F n'ont été découverts qu'en 1965 et la figure 36 montre le très grand nombre de noyaux légers exotiques ($T \geqslant 2$) identifiés depuis 1966. Néanmoins, il est clair qu'au stade actuel, on ne peut répondre qu'aux questions les plus simples : existence des noyaux et limite de stabilité, caractéristiques de l'état fondamental (masses, périodes, spins) et que les caractéristiques plus détaillées telles que la spectroscopie des états excités ne pourront être abordées que dans une étape ultérieure.

Nous avons vu au cours des chapitres précédents que pratiquement tous les noyaux stables par émission de nucléons sont produits dans les réactions à haute énergie et que la spectrométrie de masse en ligne est un outil très bien

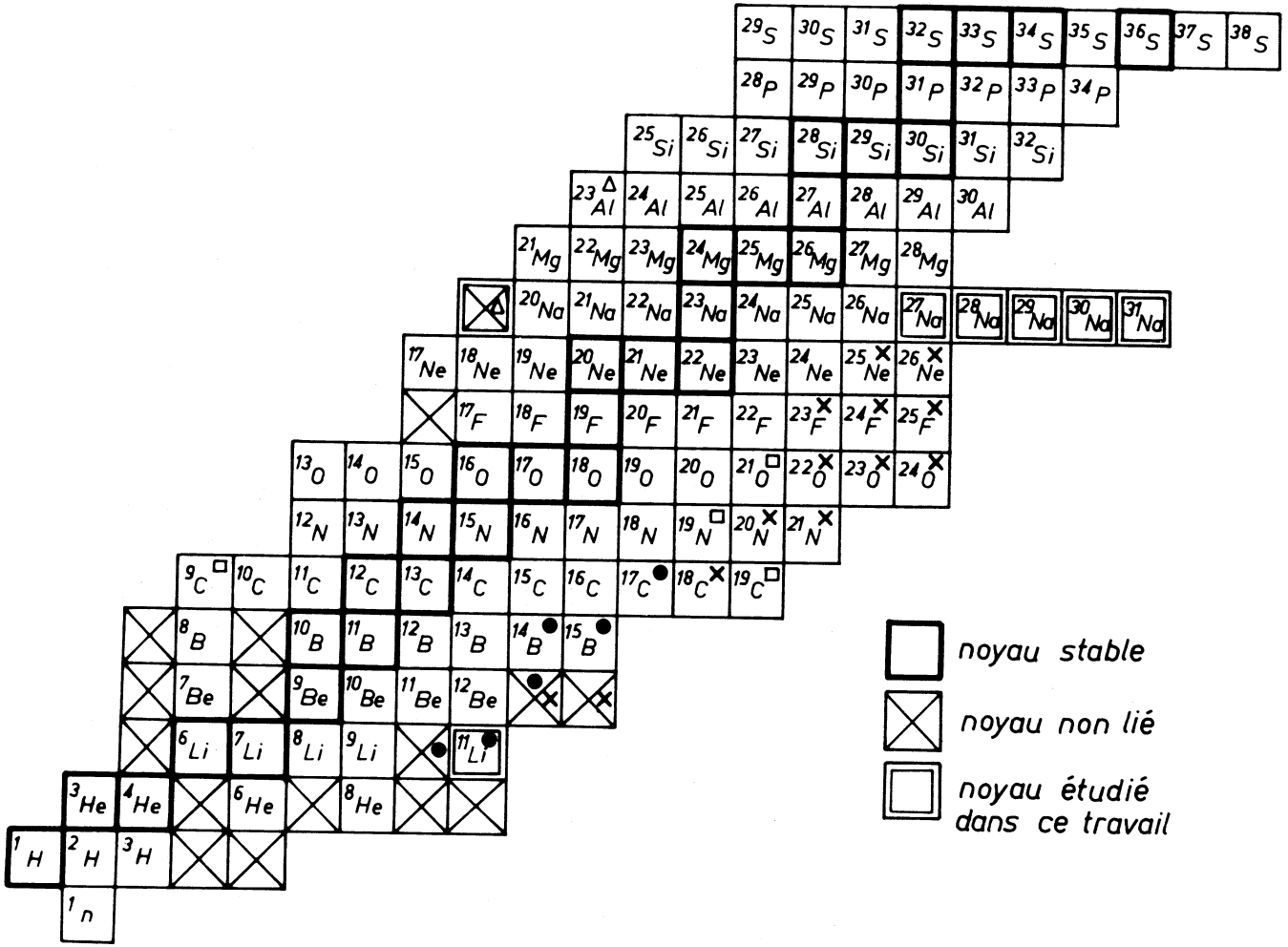


Fig. 36 - Fragment de la table des isotopes montrant les noyaux légers exotiques identifiés depuis 1965 par :

- ● A.M. Poskanzer et al. (38,39)
- □ T.D. Thomas et al. (29, 40)
- x A.G. Artukh et al. (41, 44)
- Δ J. Cerny et al. (12)

adapté à l'étude de ces noyaux dont les périodes radioactives sont supérieures à la milliseconde. En effet, ils se désintègrent seulement par émission β et les énergies disponibles ne peuvent dépasser 20 à 25 MeV ; on calcule alors que les périodes sont supérieures à une milliseconde même pour des transitions permises, tandis que par émission de nucléons, il s'agit d'interaction forte et l'on sait que les durées de vie sont toujours inférieures à 10^{-16} s.

Notre contribution a porté sur ^{11}Li et sur 5 nouveaux isotopes de sodium. En montrant qu'ils sont liés, nous avons été amenés à nous interroger sur la validité des diverses tentatives faites pour prédire les masses nucléaires ou les relier entre elles et quelques mesures de spectres β nous ont permis une approche un peu différente de ce même problème. La mesure des périodes de tous ces noyaux nous a permis de commencer à aborder la question des spins des états fondamentaux mais les problèmes relatifs à la structure, à la forme, à la force β ne peuvent être qu'effleurés actuellement. Nous montrerons aussi dans quelles directions ce travail pourrait être utilement prolongé.

A/ EXISTENCE DE ^{11}Li - MASSES NUCLEAIRES DES NOYAUX TRES LEGERS.

Le cas de ^{11}Li est particulièrement intéressant car, lorsqu'il a été identifié en 1966 par A.M. Poskanzer et al [38], toutes les prévisions concluaient à sa non stabilité par rapport à l'émission de deux neutrons. Depuis, des études plus spécifiques des noyaux très légers ont montré qu'il peut être juste lié. Cependant, la valeur que nous avons mesurée pour sa période correspondrait à une énergie de liaison des deux derniers neutrons de 2 MeV environ, si bien que la question est de nouveau ouverte.

La prédiction de la stabilité des noyaux par rapport à l'émission de nucléons est directement reliée au calcul des masses nucléaires : en effet, un noyau de N neutrons et Z protons est lié si sa masse est inférieure à celle des autres systèmes composés des mêmes nucléons. Pratiquement, pour savoir si un noyau léger excédentaire en neutrons est lié, il suffit de comparer sa masse M(Z,N) à $M(Z,N-1) + m_n$ ou éventuellement à $M(Z,N-2) + 2\ m_n$ si le noyau (Z,N-1) n'est pas lié par rapport à l'émission d'un neutron ; ce dernier cas ne se rencontre que si N est pair.

Comme ^{10}Li n'est pas lié, ^{11}Li sera lié ou non selon que sa masse est inférieure ou supérieure à celle de (^{9}Li + 2 n). Le problème est alors de calculer la masse de ^{11}Li et ce n'est pas chose facile ; en effet, les formules de masse valables pour les noyaux moyens ou lourds, ne le sont plus toujours pour des noyaux plus légers tels que ceux de sodium et plus jamais pour le lithium car les propriétés des noyaux très légers varient trop rapidement de l'un à l'autre. Cependant, les méthodes d'extrapolation des masses et les relations locales restent applicables ; nous verrons aussi que le petit nombre de nucléons de noyaux tels que ^{11}Li permet d'envisager des calculs basés sur le modèle en couches.

Nous allons maintenant expliquer ces différentes méthodes de calcul tout en critiquant leur principe ou leur mode d'application puis nous discuterons de leurs mérites respectifs à partir de la comparaison des résultats.

1) Relations locales et extrapolations

Pour l'extrapolation des valeurs des masses à partir des données expérimentales, 3 méthodes très différentes peuvent être utilisées :

a) Méthode semi-empirique de Jänecke

Une première méthode, semi-empirique, proposée par J. Jänecke et al [45-47] repose sur le principe d'indépendance de la charge des forces nucléaires. Elle permet de calculer les différences d'énergie $\Delta TT'$ entre les premiers niveaux excités d'isospin T et T' quelconques à partir de ces mêmes différences connues pour $|T-T'| = 1$ ou 2.

Jänecke se base sur le modèle de la goutte liquide [48-50] pour obtenir une expression de $\Delta TT'$:

$$\Delta TT' = - \frac{a(A)}{A} \left[T(T+1) - T'(T'+1)\right] \begin{cases} + 0 \\ \pm\ 2\delta(A) \text{ si A est pair et } (T-T') \text{ impair.} \end{cases}$$

La dépendance en T(T+1) choisie est alors en bon accord avec l'expérience et avec le modèle en couches et Jänecke fait remarquer que cette expression en fonction de T est analogue à celle obtenue en fonction de I pour les spectres de rotation. L'énergie coulombienne est calculée par une fonction quadratique de Z dont les paramètres sont déterminés empiriquement pour chaque couche.

b) Relations de Garvey-Kelson

Une approche très différente a été faite par G.T. Garvey et I. Kelson puis par G.T. Garvey et al. [51-53] ; ils ont cherché des relations locales entre masses, de la forme $\sum_{i=1}^{\alpha} C_i M(N_i,Z_i) = 0$ avec $|C_i| = 1$, telles qu'il y ait compensation des interactions coulombiennes et des interactions nucléaires p-p, n-n et p-n. Les deux relations les plus simples sont obtenues pour $\alpha=6$:

(t) $M(N+2,Z-2) - M(N,Z) + M(N,Z-1) - M(N+1,Z-2) + M(N+1,Z) - M(N+2,Z-1) = 0$

(ℓ) $M(N+2,Z) - M(N,Z-2) + M(N,Z-1) - M(N+1,Z) + M(N+1,Z-2) - M(N+2,Z-1) = 0$

La figure 37 montre comment la relation (t) qu'on peut appeler transverse, permet de progresser vers les grandes valeurs de T_z le long de lignes A = constante, tandis que la relation (ℓ), longitudinale, inverse les rôles de A et T et permet de progresser vers les faibles valeurs de A le long de lignes T_z = constante. Quelques exemples de relations avec $\alpha > 6$ sont également montrés.

Les hypothèses physiques nécessaires à l'établissement de telles relations sont très réduites : il leur suffit en effet de supposer un modèle à particules indépendantes avec des niveaux 4 fois dégénérés, dans lequel les interactions résiduelles et la position des niveaux à une particule varient lentement avec A. Prenant la relation (t) comme exemple, la figure 38 montre alors symboliquement comment les interactions se compensent dans les cas N > Z et N = Z pair mais pas dans le cas N = Z impair. Il est évidemment possible d'appliquer aussi ces relations si tous les noyaux intervenant ont N < Z ou N = Z pair ; nous en reparlerons à propos de la limite de stabilité par émission de protons (§ B,3). La règle générale d'application est donc de ne pas chevaucher la ligne N = Z et de ne pas faire intervenir les noyaux de N = Z impair. Avec cette limitation, les relations sont très bien vérifiées puisque les déviations standard obtenues sont 198 keV pour la relation transverse (621 cas) et 189 keV pour la relation longitudinale (755 cas).

Garvey et Kelson ont alors publié en 1966 [51] une première table de masses limitée aux noyaux de $Z \leqslant 8$ et basée sur la relation (t) alors seule connue. Dans cette table ^{11}Li est non lié par rapport à l'émission de 2 neutrons par 2,5 MeV. Cette valeur s'est révélée très erronée puisque ^{11}Li a été identifié expérimentalement [38] ; l'erreur vient d'une mauvaise estimation de la masse de ^{10}Li qui

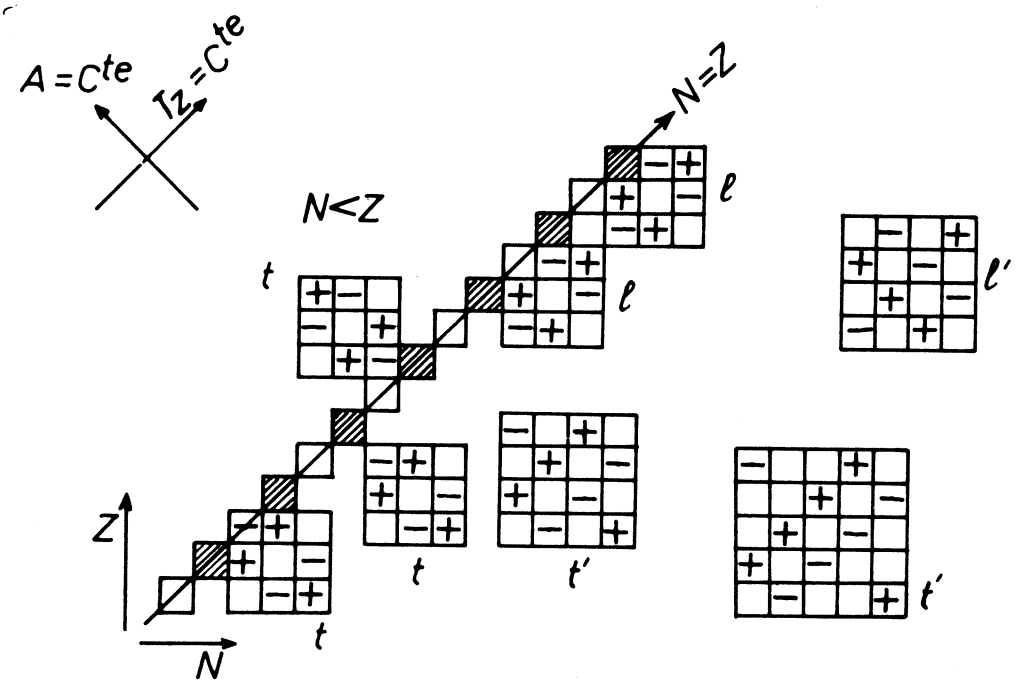


Fig. 37 - Représentation des relations $\sum_{i=1}^{\alpha} C_i M(N_i, Z_i) = 0$ de Garvey et al. Les signes + et - correspondent aux valeurs +1 et -1 de Ci. La ligne N = Z ne peut être traversée et les noyaux ▨ de N = Z impair ne doivent jamais intervenir. Les relations t' et l' sont des exemples de relations avec $\alpha > 6$.

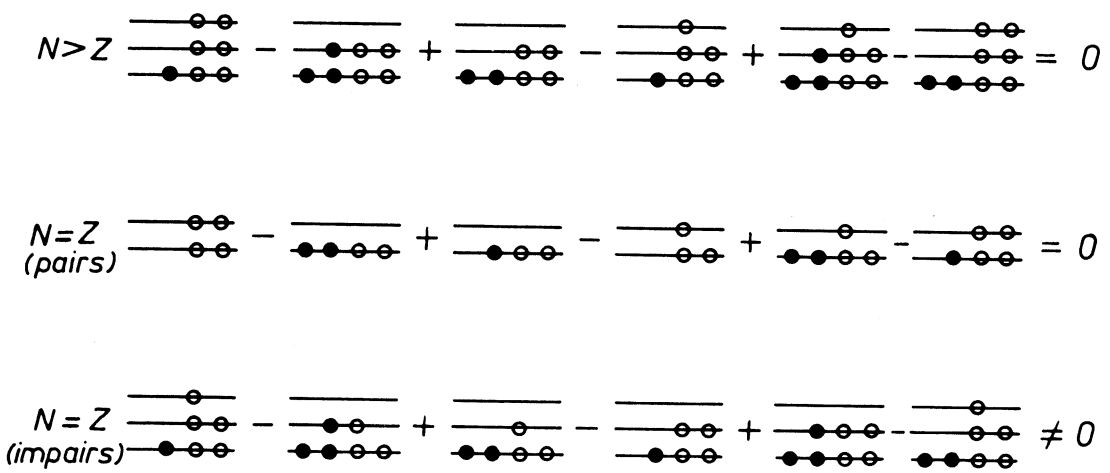


Fig. 38 - Représentation symbolique de quelques exemples de relations (t) de Garvey et al. montrant comment il y a compensation des interactions dans chaque niveau 4 fois dégénéré pour N > Z et N = Z pair tandis qu'il n'y a pas compensation pour N = Z impair. (0 neutron, ● proton).

n'est pas connue expérimentalement et qui ne pouvait être calculée par la relation (t) puisqu'il aurait fallu prendre pour base la masse de ^{10}B (N=Z=5). Garvey et al ont pu tourner la difficulté en 1969 [52,53] en calculant la masse de ^{10}Li par les relations longitudinales. Puis, comme la relation (t) permet une extrapolation plus directe pour le calcul des masses des noyaux exotiques, ils l'ont utilisée pour calculer ^{11}Li :

$$M(^{11}Li) = M(^{11}B) + M(^{10}Li) - M(^{10}Be) + M(^{12}Be) - M(^{12}B)$$

et ont alors trouvé que ^{11}Li n'est pas lié par rapport à $^{9}Li + 2n$ par 0,9 ± 0,6 MeV seulement.

Le même problème existait pour ^{14}B mais sa valeur n'a jamais été rectifiée ; nous l'avons donc calculée en utilisant les relations (ℓ) et nous obtenons :

$$M(^{10}Li) = 34,055 \pm 0,130 \text{ MeV ou } 34,116 \pm 0,300 \text{ MeV}$$

$$M(^{14}B) = 24,997 \pm 0,001 \text{ MeV ou } 25,047 \pm 0,001 \text{ MeV.}$$

Nous avons alors analysé les relations (ℓ) entre les masses expérimentales des noyaux du domaine considéré (7 relations) et nous avons trouvé une déviation standard de 800 keV, ce qui nous a conduit à adopter :

$$M(^{10}Li) = 34,1 \pm 0,5 \text{ MeV}$$

$$M(^{14}B) = 25,0 \pm 0,5 \text{ MeV} \quad \text{et} \quad E_n(^{14}B) = -0,4 \pm 0,5 \text{ MeV}$$

alors que Garvey-Kelson avaient estimé $E_n(^{14}B) \simeq +0,4$ MeV (lié)

Nous disposons ainsi d'au moins 2 valeurs de masses pour chaque $A \geqslant 7$ (fig. 39), ce qui nous donne la possibilité de calculer toutes les masses de $N > Z \geqslant 2$.

Cependant, lorsqu'il existe plus de 2 valeurs expérimentales pour le même A, on obtient plusieurs estimations de la même masse. Pour résoudre ce problème, Garvey et al.[53] ont décidé de construire une table dans laquelle toutes les masses vérifient exactement la relation (t) ; ils ont montré qu'il est alors nécessaire et suffisant que

$$M(N,Z) = g_1(N) + g_2(Z) + g_3(A)$$

et ils ont ajusté les paramètres g par une méthode de moindres carrés chaque fois que nécessaire. La même méthode peut être utilisée pour les relations (ℓ) ;

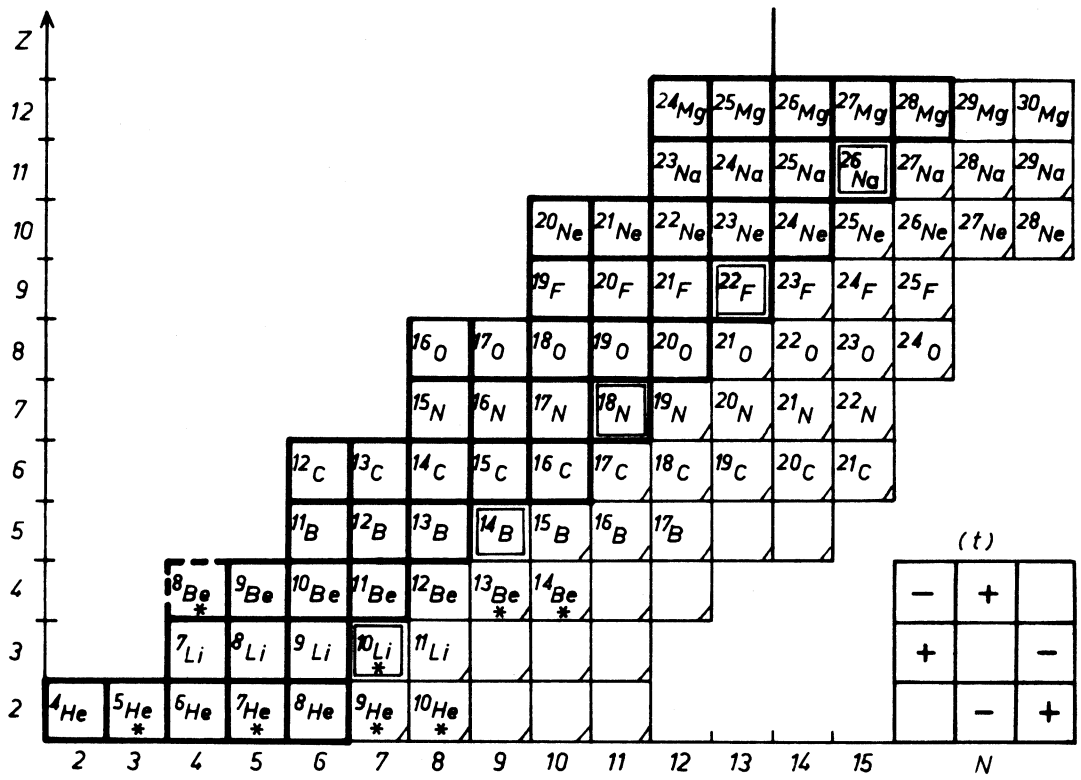


Fig. 39 - Fragment de la table des isotopes montrant les possibilités d'application des relations de Garvey et al. aux noyaux de $N > Z$ ou $N = Z$ pair. ^{8}Be doit cependant être exclus à cause de la sous-structure α.

* noyau expérimentalement non lié.

masses expérimentalement erronées utilisées par Garvey et al.

masse dont nous avons recalculé la valeur.

masse expérimentale connue.

il suffit alors de 2 valeurs expérimentales pour chaque T_z et $M(N,Z) = f_1(N) + f_2(Z) + f_3(N-Z)$.

Pour $Z \geqslant 6$, $N \geqslant 10$, il y a 1272 masses expérimentales à partir desquelles Garvey et al. ont déterminé 477 paramètres pour (t) et 299 seulement pour (ℓ) puisqu'il y a beaucoup plus de valeurs possibles de A que de T_z. Les déviations standard qu'ils obtiennent dans les deux cas sont du même ordre : 160 keV pour (t) et 270 keV pour (ℓ).

Nous nous proposons maintenant de commenter plus en détail le calcul des noyaux légers. Dans la construction de la table de masses, le nombre total de valeurs expérimentales est nettement supérieur au nombre de paramètres déterminés mais, en fait, la répartition n'est pas uniforme et, pour les noyaux légers, les valeurs de A pour lesquelles il y a plus de deux masses expérimentales sont rares : A = 16,20,24,28,... (fig. 39) ; il s'ensuit que chaque erreur expérimentale se répercute directement sur les valeurs des paramètres g. Et, malheureusement, les masses de ^{18}N, ^{22}F, ^{26}Na utilisées par Garvey et al.[53] en 1969 se sont avérées fausses de - 1,4 , + 1,8 et - 0,66 MeV lorsqu'elles ont été remesurées [54,24]. Ces erreurs jointes aux mauvaises estimations des masses de ^{10}Li et ^{14}B font que les masses calculées par Garvey et al. pour les noyaux de $Z \leqslant 11$, $N \leqslant 13$, $A \leqslant 25$ et publiées en 1966 ou 1969 [51,53] doivent être corrigées. Pour ce faire, nous avons calculé les paramètres g nécessaires (tableau 17) en utilisant les valeurs déterminées précédemment pour ^{10}Li et ^{14}B et les valeurs expérimentales

$$M(^{18}N) = 13,274 \pm 0,030 \text{ MeV} \quad [54]$$

$$M(^{22}F) = 2,828 \pm 0,030 \text{ MeV} \quad [54]$$

$$M(^{26}Na) = -6,854 \pm 0,030 \text{ MeV} \quad [24]$$

Nous pouvons alors calculer facilement toutes les masses de $N > Z \geqslant 2$. Le tableau 18 donne quelques unes des valeurs que nous obtenons pour $Z \leqslant 6$. Notre table prédit plus de noyaux liés que celle publiée par Garvey-Kelson et est en meilleur accord avec l'expérience. En particulier :

- ^{11}Li, ^{19}C, identifiés expérimentalement, sont prédits presque liés alors que Garvey-Kelson les prédisaient non liés par 2,5 MeV et 1,8 MeV ;
- ^{17}B, ^{22}C sont prédits liés alors que Garvey-Kelson les prédisaient non liés par 4 MeV et 0,9 MeV. Remarquons que ^{17}B n'a jamais été signalé mais qu'il devrait être

N, Z ou A	g_1 (N)	g_2 (Z)	g_3 (A)
25			72,83
24			59,44
23			46,28
22			34,98
21			23,74
20	inchangées		14,80
19			6,19
18			0,28
17			-4,44
16	-31,59	-8,80	-7,00
15	-22,39	3,40	-7,91
14	-12,43	15,61	-7,54
13	-8,03	21,89	-5,59
12	-1,98	29,97	-0,35
11	-1,14	31,38	6,47
10	0,94	34,02	16,15
9	-2,42	29,97	27,41
8	-4,00	27,84	41,42
7	-14,12	16,62	56,96
6	-24,31	6,04	74,98
5	-42,38	-16,74	
4	-59,95	-37,65	
3		-68,55	
2		-96,54	

Tableau 17 : Nouvelles valeurs des paramètres de Garvey et al. permettant de calculer les énergies de liaison des noyaux légers :

$B = 110{,}7824 + g_1(N) + g_2(Z) + g_3(A)$ MeV

Noyau	Mode de désintégration Calcul	Expérience	M - A MeV	En MeV	E 2n MeV	GK 1966
^{9}He	n	*	43,5	-3,8		n
^{10}He	n	*	52,7	-1,1	-4,9	n
^{10}Li	n	*	34,1 ± 0,5	-1,1		n
^{11}Li	2 n ?	lié	41,7 ± 0,6	+0,5	-0,6 ± 0,6	2 n
^{12}Li	n		55,0	-5,3		
^{13}Li	n		65,0	-1,9		
^{12}Be	lié	lié	24,95	+3,3		lié
^{13}Be	n	*	36,7	-3,7		n
^{14}Be	2 n	*	43,4	+1,4	-2,3	2 n
^{14}B	n ?	lié	25,0 ± 0,5	-0,4 ± 0,5		lié ?
^{15}B	lié	lié	30,1	+3,0	+2,6	lié
^{16}B	n		39,3	-1,1		n
^{17}B	lié		45,7	+1,7	+0,6	2 n
^{19}B	lié ?		61,6		+0,2	
^{17}C	lié	lié	21,3	+0,5		n ?
^{18}C	lié	lié	25,5	+3,9		lié
^{19}C	n ?	lié	33,7	-0,15		n
^{20}C	lié		37,5	4,3	4,1	lié
^{21}C	n		46,6	-1		n
^{22}C	lié		52,6	+2	+1	2 n
^{24}C	2 n ?		68,95		-0,1	

* noyaux expérimentalement non liés.

Tableau 18 - Masses des noyaux très légers calculéespar les relations de Garvey et al., en tenant compte des nouvelles valeurs expérimentales. Les noyaux sont liés si E_n et E_{2n} sont positives.

possible de le rechercher expérimentalement car sa section efficace est supérieure à celle de ^{19}C.

Les nouvelles valeurs calculées pour les isotopes de sodium seront données au cours de la discussion concernant cet élément (§ B).

c) Méthode empirique de Vorobiev

Enfin, Vorobiev et al. [55] ont proposé une méthode purement empirique pour extrapoler l'énergie de liaison du dernier neutron $E_n(Z,N = \text{constante})$ en fonction de Z (fig. 40) ; mais la valeur de leur méthode se trouve très affaiblie car ils doivent corriger de 2 MeV environ les valeurs de $E_n(Z,N)$ et $E_n(Z,N+1)$ chaque fois que le noyau (Z,N) a une sous-structure α : ^4He, ^8Be, ^{12}C, ^{16}O, ^{20}Ne ...

Ces mêmes auteurs font aussi une critique des relations (t) de Garvey et al. affirmant qu'elles ne sont vérifiées que si les fonctions $E_n(Z,N = \text{constante})$ sont des droites parallèles. Montrons que cette conclusion est erronée ; en effet, d'après les relations (t) de Garvey et al., nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} E_n(Z,N) &= M(Z,N-1) + m_n - M(Z,N) \\ &= g_1(N) - g_1(N-1) + g_3(A) - g_3(A-1) \\ &= G_1(N) + G_3(A) \end{aligned}$$

$$\text{et} \quad \begin{aligned} E_n(Z-x,N+x) &= g_1(N+x) - g_1(N+x-1) + g_3(A) - g_3(A-1) \\ &= G'_1(N) + G_3(A) \end{aligned}$$

les fonctions $E_n(Z,N = \text{constante})$, sont donc seulement fonction de A et non de Z. La fonction $G_3(A)$ étant quelconque, ce sont des courbes quelconques parallèles, décalées de une unité de Z chaque fois que N varie de une unité (fig. 41).

D'autre part, nous ferons aussi remarquer que pour illustrer leur critique, ils montrent, à titre d'exemple, le calcul des masses de ^9Li, ^7He, ^8He qui ne respecte absolument pas la limitation $N > Z$ ou $N = Z$ pair et conduit évidemment à des résultats faux.

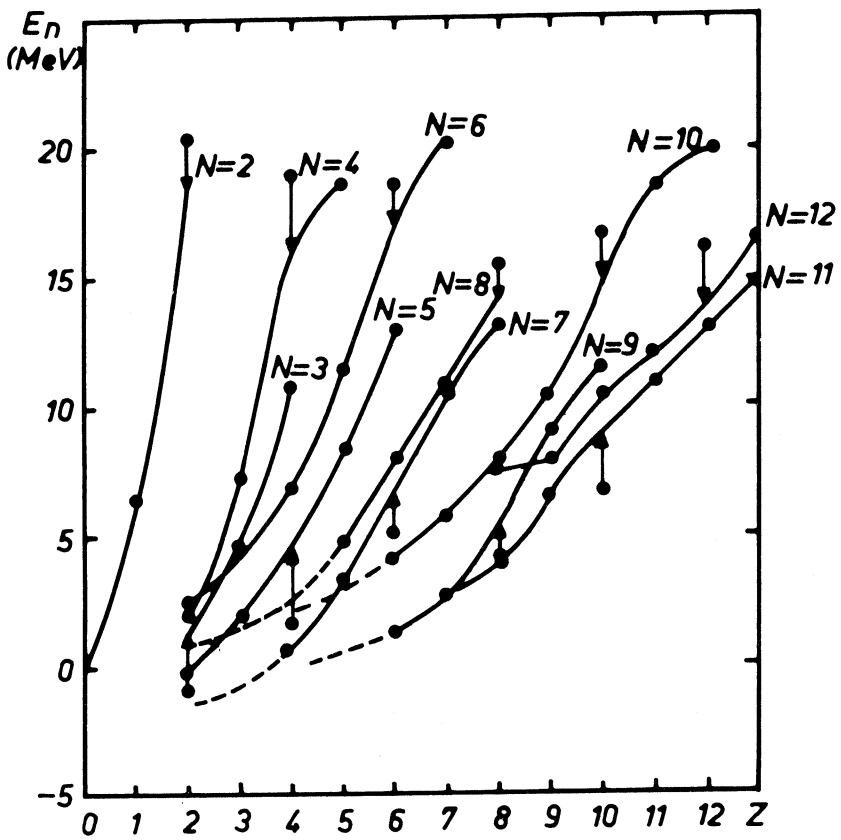


Fig. 40 - Variations de l'énergie de liaison du dernier neutron en fonction du nombre de protons, dans un noyau à nombre constant de neutrons.

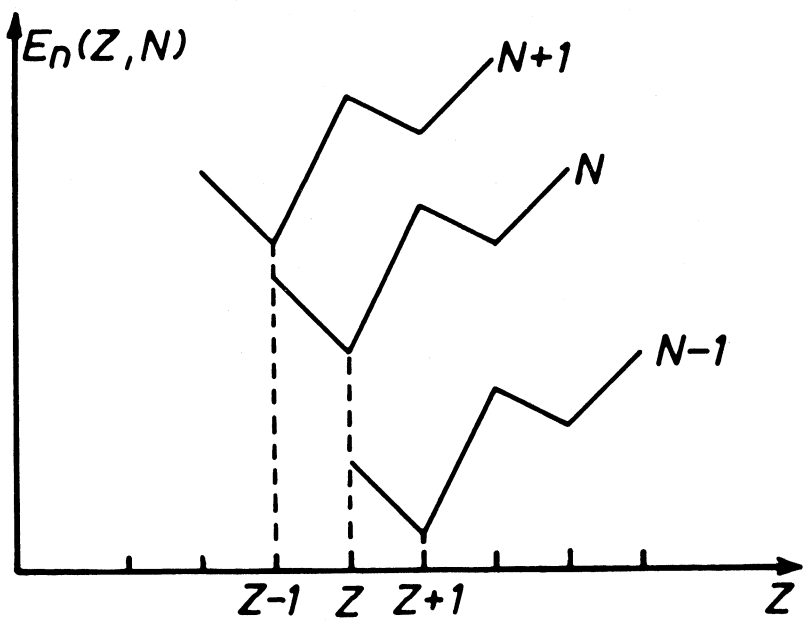


Fig. 41 - Courbe arbitraire E_n (Z, N = constante) = f (Z) montrant quelle parenté entre les courbes impliquent les relations de Garvey et al.

2) Calculs basés sur des modèles nucléaires

Les méthodes d'extrapolation que nous venons de décrire laissent prévoir ^{11}Li non lié ou juste lié. On peut alors se demander quels résultats donneront des calculs reliés à des modèles nucléaires, pour la masse et pour la période de ^{11}Li.

a) Méthode de Vinogradov et Nemirovski

Un premier type de prévisions limitées à l'étude de la stabilité a été mis au point par B.N. Vinogradov et P.E. Nemirovski [56] dans le cadre du modèle en couches. A partir du potentiel central et de l'interaction spin-orbite calculés par Chepurnov [57], ils calculent la masse A_o des noyaux pour lesquels l'énergie de liaison du niveau ℓ,j est nulle en fonction de (N-Z)/A. Le calcul s'applique aux états à 1 particule ou 1 trou, ce qui permet d'étudier la stabilité par rapport à l'émission d'un neutron des noyaux à couche fermée (^{11}Li) ou à couche fermée + un neutron.

b) Interactions effectives dans le modèle en couches.

Toujours dans le cadre du modèle en couches, une autre méthode de calculs a été proposée et utilisée par Amit et Katz [58], Cohen et Kurath [59] et Goldhammer et al.[60,61] pour reproduire les spectres des noyaux de $T_z = 0, \pm 1/2$ de la couche 1p3/2, 1p1/2 ($2 \leqslant Z,N \leqslant 8$). Comme nous l'avait suggéré G.T. Garvey [62], nous avons pu utiliser leur méthode pour le calcul des énergies de liaison des états fondamentaux de tous les noyaux de cette couche. L'hypothèse fondamentale de leurs calculs est que J et T sont de bons nombres quantiques. Les nucléons se déplacent dans un champ central et interagissent les uns avec les autres ; les forces nucléaires sont indépendantes de la charge. Les calculs peuvent être faits en couplage jj ou LS avec des interactions à 2,3 ou 4 corps. De toute manière, les éléments de matrice d'interaction et les énergies à une particule sont considérés comme des paramètres et ajustés sur les valeurs expérimentales (méthode des interactions effectives). La sélection des données expérimentales, c'est-à-dire des énergies d'excitation de niveaux appartenant effectivement à la couche 1p joue un rôle déterminant quant à la valeur des résultats. C'est pourquoi nous n'avons pas conservé les résultats de Amit et Katz [58]. Cohen et Kurath [59] avec une meilleure

sélection des niveaux, ont étudié les interactions à 2 corps en couplage jj ("2BME", 17 paramètres) ou LS ("POT", 13 paramètres),mais les niveaux des noyaux de A = 6 et 7 sont très mal reproduits qu'ils soient inclus (6-16) ou non (8-16) dans l'ajustement des paramètres ; pour améliorer leurs résultats, on pourrait essayer de faire varier les paramètres dans le bas de la couche. On peut aussi, et c'est ce qu'ont fait Goldhammer et al. [60,61], étudier l'influence des interactions à 3 ou 4 corps ; ils ont aussi fait une nouvelle sélection de données incluant plus de niveaux d'isospin élevé, et ont obtenu le meilleur accord pour un calcul comportant des interactions à 4 corps (4NBC). Le principal désaccord restant est pour les niveaux non liés par rapport à l'émission de particules (^{8}Be), et pour A = 9, T_z = 3/2.

Tous ces auteurs ont calculé les énergies de liaison des états fondamentaux des noyaux de $T_z = 0, \pm 1/2$ ainsi que les énergies d'excitation de J et T donnés. Ayant alors remarqué que le plus bas niveau excité de A et T donnés est l'analogue de l'état fondamental du noyau de masse A et de $|T_z| = T$, nous l'avons déterminé pour chaque A et T de la couche 1p en utilisant les paramètres publiés [59,61]. Nous avons ensuite fait la correction d'énergie coulombienne en supposant qu'elle ne dépend que de Z et avons utilisé les valeurs déduites par Cohen et Kurath [59] des valeurs expérimentales dans les noyaux miroirs (tableau 19). Nous avons ainsi obtenu les énergies de liaison de tous les noyaux de la couche 1p (tableau 20). La correction coulombienne peut paraître un peu grossière mais nous avons essayé des méthodes plus raffinées telles que celle de K.T. Hecht [63] sans obtenir d'amélioration des résultats.

Z	3	4	5	6	7	8
$E_c(Z) - E_c(2)$	1,00	2,64	4,61	7,23	10,24	13,83

Tableau 19 : Valeurs des énergies coulombiennes utilisées dans le calcul des valeurs expérimentales du tableau 20.

Noyaux	J	T	Cohen - Kurath 6-16 2 BME	Cohen - Kurath 8-16 2 BME	Cohen - Kurath 8-16 POT	Goldhammer 4 BNC	Expérience	
^{5}He ^{5}Li	3/2	1/2	-1,63	-1,43	-1,13	-1,31	-0,89	-0,97
^{6}Li	1	0	• 5,56 ·	• 5,79	5,44	4,97 ·	4,70	
^{6}He ^{6}Be	0	1	• 3,05 ·	• 3,84	• 3,91	1,81 ·	0,97	1,27
^{7}Li ^{7}Be	3/2	1/2	• 13,69 ·	• 14,38	• 14,60	12,24 ·	11,95	11,95
^{7}He ^{7}B	3/2	3/2	0,55 ·	0,51	0,39	1,02 ·	0,53	0,96
^{8}Be	0	0	30,30 ·	30,95 ·	31,12 ·	• 28,79	30,84	
^{8}Li ^{8}B	2	1	14,50 ·	14,76 ·	• 14,92 ·	14,58	13,98	14,05
^{8}He	0	2	3,39	3,26	3,11	• 4,15	3,06	
^{9}Be ^{9}B	3/2	1/2	32,09 ·	32,43 ·	32,58 ·	32,02 ·	32,51	32,63
^{9}Li ^{9}C	3/2	3/2	• 18,82 ·	• 18,98 ·	• 18,97 ·	• 19,16	18,03	17,97
^{10}B	3	0	41,07 ·	41,44 ·	41,50 ·	41,10 ·	41,06	
^{10}Be ^{10}C	0	1	39,47 ·	39,95 ·	40,08 ·	39,66 ·	39,32	39,25
^{10}Li	1	2	17,04	16,96	17,00	16,9	< 18,03	
^{10}He	0	3	2,29	2,52	3,21	3,8	< 3,1	
^{11}B ^{11}C	3/2	1/2	52,67 ·	52,95 ·	52,81 ·	52,45 ·	52,52	52,38
^{11}Be ^{11}N	1/2	3/2	• 38,65 ·	39,03 ·	39,24 ·	39,43 ·	39,82	39,80
^{11}Li	3/2	5/2	• 17,10	17,48	• 17,12	18,2	> 18,03	
^{12}C	0	0	71,13 ·	71,19 ·	71,03 ·	71,03 ·	71,10	
^{12}B ^{12}N	1	1	55,70 ·	55,97 ·	55,95 ·	55,57 ·	55,89	55,98
^{12}Be	0	2	• 41,25	• 42,29	• 42,35	• 41,3	(43,12)	
^{13}C ^{13}N	1/2	1/2	75,31 ·	75,41 ·	• 75,22 ·	76,25 ·	76,04	76,05
^{13}B ^{13}O	3/2	3/2	60,33 ·	60,74 ·	60,42 ·	61,08 ·	60,77	61,09
^{14}N	1	0	86,25 ·	86,03 ·	85,91 ·	86,64 ·	86,60	
^{14}C ^{14}O	0	1	• 83,42 ·	83,56 ·	83,22 ·	84,76 ·	84,22	84,27
^{15}N ^{15}O	1/2	1/2	97,74 ·	97,52 ·	97,51 ·	97,46 ·	97,44	97,49
^{16}O	0	0	113,87 ·	113,76 ·	113,79 ·	• 115,14	113,15	

Tableau 20 : Energies E (A,J,T) des états fondamentaux des noyaux de la couche 1p. Les calculs 2BME sont en couplage jj. Le calcul POT est en couplage LS.

$E(A,J,T) = BE(A,T,T_z) - BE(^4He) + E_c(Z) - E_c(2)$ avec $BE(A,T,T_z) = Nm_n + Zm_p - M(A,T,T_z)$ MeV

· énergie expérimentale utilisée pour déterminer les paramètres

• écart calcul expérience > 0,8 MeV.

3) Discussion de la validité des diverses méthodes

Le tableau 21 montre les valeurs calculées pour la masse de ^{11}Li : toutes les valeurs concordent à 1 MeV près et prédisent ^{11}Li non lié ou juste lié. Nous allons maintenant faire quelques remarques à propos des diverses méthodes :

a) Vinogradov, dans son calcul, a utilisé l'interaction spin orbite déterminée pour les noyaux moyens. Il fait alors remarquer qu'il pourrait trouver ^{11}Li lié à condition de supposer que l'interaction spin orbite est beaucoup plus faible ou même nulle dans les noyaux légers.

b) Vorobiev est presque le seul à trouver ^{11}Li lié, mais, comme nous l'avons déjà souligné, sa méthode est très particulière et empirique. De plus, elle nous semble conduire à des noyaux plus liés qu'en réalité puisque ^{14}Be qui n'est pas lié [44] est prédit lié par 1,9 MeV

c) Par la méthode de *Garvey et al.*, par contre, nous avons prédit les noyaux un peu moins liés qu'ils ne le sont : en effet, ^{11}Li, ^{14}B, ^{19}C ont été trouvés liés [38,40] alors que nous les calculons non liés par 600 keV, 400 keV et 140 keV. Cette conclusion a aussi été obtenue par R.A. Sorensen dans une publication très récente [64] dans laquelle il propose une correction permettant de concilier les relations de Garvey et al. et le modèle de la goutte liquide.

d) Avec les paramètres de *Cohen et Kurath*, nous avons calculé ^{6,7,8,9}Li trop liés et ^{11}Li pas assez lié. Avec ceux de *Goldhammer*, les écarts sont du même ordre pour toute la couche 1p. Mais, dans tous les cas, nous obtenons de mauvais résultats pour ^{9}Li-^{9}C et pour ^{12}Be (en supposant que la valeur calculée pour Garvey et al. est juste). L'explication de ces deux exceptions n'est pas claire pour le moment.

4) Problème de la période de ^{11}Li

Tous les calculs de la masse de ^{11}Li sont finalement compatibles avec le fait que ^{11}Li est lié à condition que l'énergie de liaison des 2 derniers neutrons soit inférieure à 1 MeV.

Méthode	$M(^{11}Li)$ MeV	$E_n(^{11}Li)$ MeV	$E_{2n}(^{11}Li)$ MeV
Vinogradov (56)	* > 41,1		< 0
Jänecke (47)	40,2 ± 2,2	+ 3,4	+ 0,9 ± 2,2
Garvey et al. (52,53)	* 41,7 ± 0,6	+ 0,5 ± 0,6	- 0,6 ± 0,6
Vorobiev (55)	40,7	+ 1,3	+ 0,4
Cohen-Kurath (59)	* 42,0	+ 0,1	- 0,9
Goldhammer (61)	* 40,9	+ 1,3	+ 0,2

Tableau 21 : Valeurs calculées pour la masse et les énergies de liaison du dernier neutron ou des deux derniers neutrons de ^{11}Li par rapport à ^{10}Li calculé et ^{9}Li expérimental (* ^{11}Li non lié).

$J^{\pi}(^{11}Be)$	Cohen-Kurath (59)		Hock (65)		
	E^*(MeV)	log ft	E^*(MeV)	log ft	
1/2 -	0	4,65	0,32	4,93	
3/2 -	2,3	4,75	3,3	4,21	émission de
5/2 -	4,7	5,37	4,5	4,38	neutrons retardés
3/2 -	4,9	4,05	8,0	5,79	

Tableau 22 : Valeurs de log ft calculées pour les transitions $^{11}Li \xrightarrow{\beta^-} {}^{11}Be^*$

Cependant, les calculs de Cohen et Kurath [59] dont nous avons déjà parlé à propos du calcul des masses, et un autre calcul analogue de Hock [65] fait en couplage LS selon la méthode de A.N. Boĭarkina [66], donnent également les valeurs de log ft pour les différentes transitions $^{11}Li \xrightarrow{\beta^-} {}^{11}Be^*$ (fig. 42 - tableau 22). De ces valeurs, comme l'avait fait Hock, nous avons déduit la variation de la période en fonction de l'énergie de liaison des deux derniers neutrons de ^{11}Li : $E_{2n}(^{11}Li)$ (fig. 43). A une énergie de liaison inférieure à 1 MeV correspondrait une période de 4 à 6 ms alors que nous avons mesuré $t_{1/2} = 9,0 \pm 0,5$ ms ; cette valeur correspond à 2 à 3 MeV d'énergie de liaison et à un rapport d'embranchement pour l'émission de neutrons retardés de 55 % (Cohen et Kurath) ou 75 % (Hock).

Notre mesure de période a donc révélé une incompatibilité profonde entre les résultats concernant la masse ou concernant log ft obtenus par les mêmes calculs. La question de savoir quel type de résultats est le plus valable ne pourra être résolue que par une mesure de la masse de ^{11}Li à mieux qu'un MeV près.

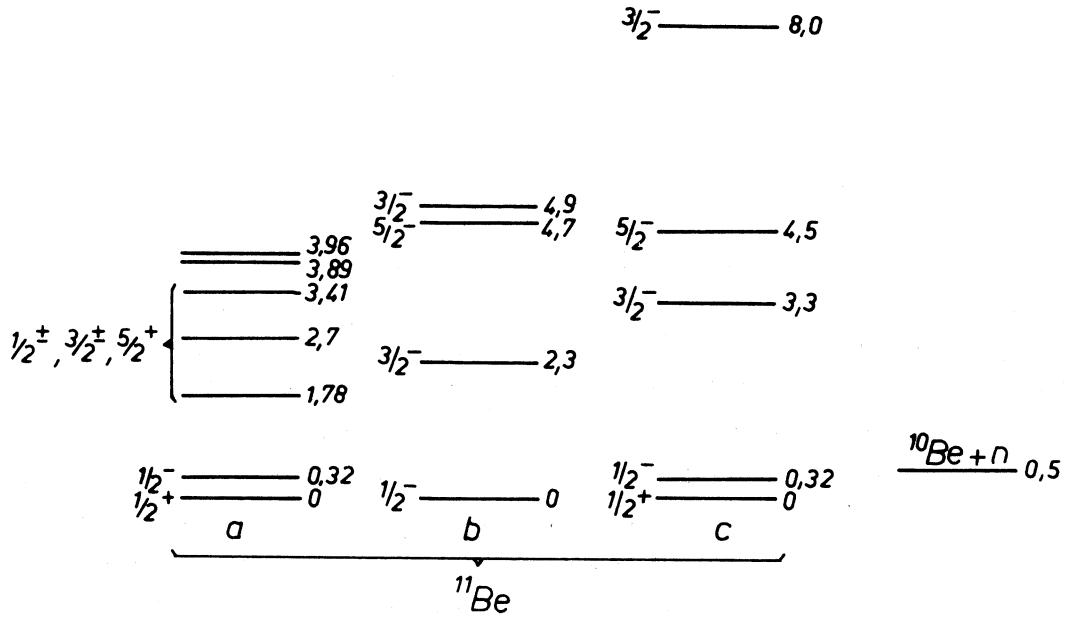


Fig. 42 - Schémas de niveaux de ^{11}Be :
a - expérimental
b - calculé par Cohen et Kurath
c - calculé par Hock.

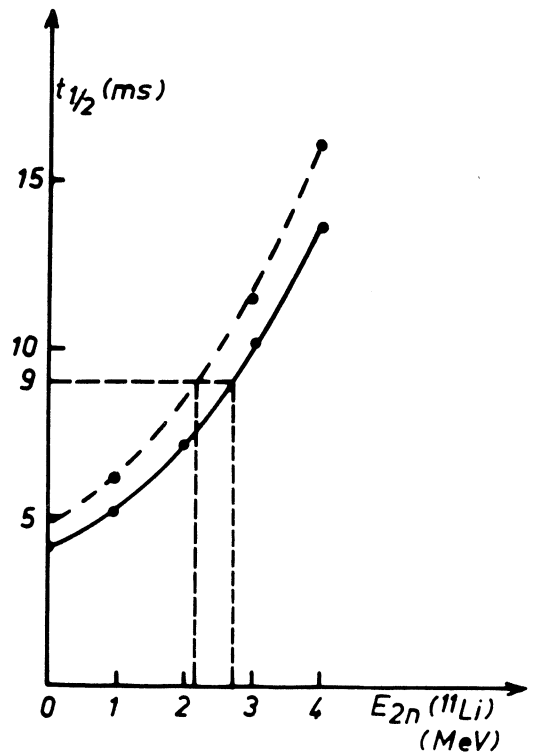


Fig. 43 - Variation de la période de ^{11}Li en fonction de l'énergie de liaison des deux derniers neutrons
------ d'après le calcul de Cohen et Kurath
_____ d'après le calcul de Hock

B/ ISOTOPES EXOTIQUES DE SODIUM - LIMITES DE STABILITE.

Les isotopes de sodium sont intermédiaires entre les noyaux légers et les noyaux moyens. C'est pourquoi, bien que la méthode de Vinogradov [56] donne encore des résultats, il y a déjà trop de nucléons pour appliquer les méthodes basées sur le modèle en couches avec interactions effectives. Par contre, les méthodes de Jänecke [45-47] et de Garvey et al. [53] que nous avons déjà discutées pour ^{11}Li peuvent donner une meilleure précision ; nous allons aussi donner le principe de quelques formules de masse empiriques ou semi-empiriques qui commencent à être applicables pour Z$\sim$ 10. Nous discuterons alors de ces diverses méthodes et nous aborderons ensuite le problème plus particulier de la limite de stabilité par rapport à l'émission de protons. Enfin, nous examinerons quels renseignements nouveaux apportent nos mesures de périodes en ce qui concerne les spins des isotopes exotiques de sodium.

1) Principe des formules de masse.

De très nombreux auteurs ont cherché à établir des formules, basées ou non sur un modèle physique et comportant aussi peu de paramètres que possible pour calculer les masses de tous les noyaux. Nous allons indiquer brièvement le principe de quelques unes d'entre elles.

a) Hillman [67,68] a proposé une formule empirique dans laquelle la masse des isobares est une fonction parabolique de Z. Il y a 3 paramètres à ajuster pour chaque valeur de A.

b) Seeger, Myers-Swiatecki et beaucoup d'autres ont établi des formules semi-empiriques dérivées de la formule de Bethe Weiszäcker [48,69] dans laquelle le noyau est comparé à une goutte liquide. Il y a 4 termes : énergie de volume, énergie de surface, énergie de symétrie, énergie coulombienne. Dans les formules dérivées, le calcul de l'énergie de symétrie et de l'énergie coulombienne a été raffiné, et des termes correctifs ont été ajoutés pour tenir compte de l'existence des couches et de l'énergie d'appariement ; ces derniers termes sont déterminés de façon empirique par Seeger [49] et semi-empirique par Myers et Swiatecki [70,71].

c) Zeldes et al. [72,73], se basant sur le modèle en couches à une particule, ont obtenu une formule semi-empirique dans laquelle ils ont autorisé des variations du potentiel central à l'intérieur des couches et des mélanges de configurations. Les paramètres sont donc ajustés pour chaque couche.

2) Discussion de la validité des diverses méthodes

Le but de toutes les méthodes dont nous avons parlé est de calculer les masses des noyaux. Cependant, d'un point de vue expérimental, il est plus difficile de mesurer les masses que certaines différences de masses ; en effet, à l'étape actuelle, les résultats expérimentaux sur les noyaux exotiques portent seulement sur les énergies maximales des spectres β ou sur la limite de stabilité qui dépend de l'énergie de liaison des derniers neutrons. Ces différences de masse sont évidemment un test moins sensible de la validité des prévisions, mais la possibilité de les comparer directement à l'expérience est essentielle et nous permettra d'orienter convenablement la discussion avant d'aborder le problème des masses elles-mêmes.

a) Limite de stabilité par rapport à l'émission de neutrons

La question de savoir où se trouve la limite de stabilité des noyaux légers exotiques paraît la plus simple à résoudre puisque le temps nécessaire pour identifier les noyaux est de l'ordre de la nanoseconde par les méthodes électroniques, et de l'ordre de la milliseconde par spectrométrie de masse en ligne tandis que la durée de vie des noyaux non liés est inférieure à 10^{-16} s. Dans les expériences récentes autres que les nôtres, concernant les isotopes riches en neutrons (fig.36) la stabilité ou non stabilité est d'ailleurs la seule caractéristique obtenue, mais cette limite devient de plus en plus difficile à atteindre au fur et à mesure que Z croît. La seule information ainsi recueillie est de savoir si l'énergie de liaison E_n du dernier neutron ou E_{2n} des deux derniers neutrons, est positive ou négative. Elle peut paraître un peu rudimentaire ; cependant, comme nous l'avons déjà constaté à propos de ^{11}Li, les prévisions divergent déjà à ce sujet.

Nous avons alors porté les valeurs calculées de E_n pour les isotopes de sodium sur le tableau 23. Nous voyons que tous les isotopes de la couche 2s 1d ($N \leqslant 20$, $A \leqslant 31$) que nous avons identifiés étaient prévus liés par rapport à

A (Na)	En (MeV) * noyaux non liés						
	Hillman 1964	Seeger 1961	Myers Swiatecki 1965	Jänecke 1968	Garvey et al. 1969 (t)	Garvey et al. 1969 (1)	Vinogradov 1969
24	6,92	6,74	8,27		7,10	6,59	lié
25	9,06	10,18	11,48		8,99	9,55	lié
26	5,95	4,91	3,50		5,64	6,17	lié
27	5,52	8,22	7,22	7,71	7,10	7,85	lié
28	0,05	3,06	2,43	2,91	4,80	5,36	lié
29	4,13	6,34	6,09	7,44	6,84	7,02	lié
30	4,01	1,45	1,53	4,24	3,21	4,28	lié
31	1,38	4,76	5,12	7,67	4,09	6,44	lié
32	-0,78 *	1,29	0 76	3,34	-0,28 *	2,58	limite N impair
33	2,07	4,61	4,28	7,35	2,22	5,08	lié
34	-0,82 *		0,10	2,02	-0,24 *	3,14	*
35	-1,47 *		3,55	2,85	1,93	6,08	lié
36	-3,98 *		*	-2,69 *	-0,29 *	3,38	*
37	1,22 *		2,92	-3,02 *	1,42	5,58	lié
38	-4,65 *		*	-5,15 *	-0,37 *	3,13	*
39	-2,65 *		2,36	-0,28 *	1,85	5,56	limite N pair
40	-0,54 *		*	-4,83 *	-1,46 *	1,79	*
41	-2,14 *		*	1,08 *	-0,30 *	3,34	*

Tableau 23 : Energie de liaison du dernier neutron des isotopes de sodium : $E_n = M(Z,N-1) + m_n - M(Z,N)$

l'émission de 1 ou 2 neutrons. Cependant, nous avons atteint la limite à partir de laquelle les prévisions divergent. L'étude de la stabilité de ^{32}Na, ^{34}Na ... serait intéressante et nous reviendrons sur ce point (§ c). Après la fermeture de la couche de 28 neutrons (A = 39), il n'y a plus que les relations (ℓ) de Garvey et al. pour prédire encore les noyaux liés.

b) Energies maximales des spectres β

L'étude expérimentale des spectres β a l'avantage de fournir une valeur numérique de l'énergie maximale E_β. L'inconvénient est que, par cette seule étude, on ne peut être certain que E_β est bien égale à la différence Q_β entre les masses des états fondamentaux du noyau qui se désintègre et de son descendant.

Nous allons d'abord commenter les valeurs expérimentales de Q_β puis nous tirerons quelques conclusions de la comparaison des valeurs calculées ou expérimentales (tableau 24).

- Les valeurs expérimentales des masses de $^{24,25}Na$ sont connues depuis longtemps [74]. Celle de ^{26}Na n'a été mesurée que très récemment [24] et correspond à Q_β = 9,36 MeV. Nos mesures de E_β avaient porté sur ^{26}Na et ^{27}Na (Chap. 2). Comme ^{26}Na décroît sur le niveau excité 2+ de ^{26}Mg (1,805 MeV) [18], la valeur correspondante de Q_β est 7,2 + 1,8 = 9,0 ± 0,5 MeV.

Pour ^{27}Na, nous avons supposé que la décroissance se faisait vers le niveau fondamental de ^{27}Mg (§ 4).

- On voit alors que pour $^{24,25}Na$ dont les masses étaient connues quand les formules ont été élaborées, les écarts sont inférieurs à 700 keV sauf pour la formule de Myers-Swiatecki. Pour $^{26,27}Na$, la comparaison avec les valeurs expérimentales fait apparaître des écarts du même ordre sauf pour la formule de Hillman qui donne une valeur beaucoup trop grande pour ^{27}Na. Pour $^{28,29}Na$, les valeurs calculées par Seeger, Myers-Swiatecki, Zeldes et al., Jänecke, Garvey et al. (t) concordent à 1 MeV près tandis que celles de Hillman croissent beaucoup plus rapidement et sont déjà supérieures aux autres de 5 ou 6 MeV. Celles de Garvey et al. (ℓ) par contre sont inférieures de quelques MeV.

A (Na)	Q_β (MeV)					* : noyaux non liés		
	Hillman 1964	Seeger 1961	Myers Swiatecki 1965	Zeldes	Jänecke 1968	Garvey et al. (t)	Garvey et al. (l)	Expérience
24	5,52	5,42	3,15	5,72		5,42	6,10	5,515
25	3,73	3,11	0,98	4,42		3,78	3,46	3,83
26	9,33	9,48	10,26	9,47	8,52	9,32	8,30	9,36
27	9,86	7,29	7,94	8,57	7,25	8,57	6,95	$7,6 \pm 0,5$
28	18,69	13,54	13,99	12,81	12,85	12,32	10,44	
29	16,25	11,40	11,63	11,55	10,79	11,07	8,96	
30	20,00	17,34	17,34	14,13	15,54	16,04	12,80	
31	19,94	15,17	14,95	12,50	12,90	14,72	10,81	
32	*	19,69	20,37		16,50	*	15,59	
33	23,51	17,30	17,95		14,04	18,86	13,16	
34	*		23,13		18,33	*	15,97	
35	*		20,69		16,77	21,02	13,08	
36	*		*		*	*	16,56	
37	*		23,20		*	23,54	14,51	

Tableau 24 : Valeurs expérimentales et calculées de $Q_\beta = M(Z,N) - M(Z+1,N-1)$ pour les isotopes de sodium ; les valeurs obtenues par les relations (t) de Garvey et al. sont celles que nous avons recalculées.

D'après la tendance déjà observée pour ^{26,27}Na, on peut penser qu'il faut écarter les formules de Hillman et de Garvey et al. (ℓ). Une mesure de Q_β pour ^{28,29}Na pourrait confirmer cette hypothèse tandis que des mesures à 500 keV près sur ^{30,31}Na nous guideraient pour un choix plus précis.

c) Valeurs des masses

Les masses calculées par les diverses méthodes ont été portées dans le tableau 25. Les remarques faites à propos des valeurs de Q_β restent valables ; nous pouvons en conclure que les masses de Hillman et de Garvey et al. (ℓ) sont peu probables et nous pouvons aussi formuler quelques critiques de principe sur la validité de leurs prévisions pour les noyaux exotiques.

En effet, dans la formule de Hillman, les paraboles sont déterminées à partir de valeurs proches du minimum et sont donc particulièrement peu fiables dans les extrapolations lointaines.

D'autre part, les relations (ℓ) de Garvey et al., même si elles sont aussi bien vérifiées que les relations (t), nécessitent une extrapolation beaucoup plus lointaine (fig. 44). Avant d'obtenir la masse d'un isotope donné de sodium, il faut en effet calculer au moins 2 fois plus de masses par les relations (ℓ) que par les relations (t) ; de même, le nombre de noyaux séparant le sodium de la zone des masses connues est très différent selon que l'on suit une ligne A = constante ou T_z = constante : pour ^{29}Na par exemple, il y a 1 masse dans un cas et 7 dans l'autre. C'est pourquoi le calcul de la masse de ^{32}Na par les relations (ℓ) ne doit pas être plus précis que celui de ^{40}Na ou ^{45}Na par les relations (t).

D'après la comparaison des masses (tableau 25, figures 45,46) nous voyons aussi que la formule de Jänecke donne rapidement des valeurs plus faibles que celles obtenues par les autres méthodes. Les résultats pourraient être améliorés en ajoutant un terme correctif en $[T(T+1)]^2$ comme le propose Jänecke par analogie avec les spectres de rotation.

En ce qui concerne les 4 formules restantes, il est difficile de porter un jugement actuellement. Nous ferons seulement quelques remarques.

A (Na)	excès de masse (MeV) $^{12}C = 0$ (* noyaux non liés)							
	Hillman 1964	Seeger 1961	M - S 1965	Zeldes 1967	Jänecke 1968	Garvey et al. 1969 (t)	(1)	expérience
20	8,37		4,85	6,88				6,84 ± 0,04
21	-2,18		-2,88	-1,99				-2,18
22	-5,18	-5,43	-4,61	-5,04				-5,18
23	-9,57	-9,48	-9,98	-9,37		-9,44	-9,60	-9,53
24	-8,42	-8,15	-9,78	-8,34		-8,47	-8,12	-8,42
25	-9,41	-10,26	-13,19	-9,04		-9,39	-9,60	-9,36
26	-7,29	-7,10	-8,62	-6,80	-7,69	-6,96	-7,70	-6,85
27	-4,74	-7,25	-7,77	-6,09	-7,33	-5,99	-7,48	-7,0 ± 0,7
28	3,28	-2,24	-2,13	-2,09	-2,17	-2,72	-4,77	
29	7,22	-0,51	-0,15	0,03	-1,54	-1,48	-3,72	
30	11,28	6,11	6,39	3,77	2,29	3,38	0,07	
31	17,97	9,42	9,34	5,27	2,69	7,36	1,70	
32	26,82 *	16,20	16,65		7,42	15,70 *	7,19	
33	32,82	19,67	20,44		8,14	21,56	10,18	
34	41,71 *		28,41		14,19	24,87 *	15,11	
35	51,25 *		32,92		19,41	36,02	17,10	
36	63,31 *		*		30,17 *	44,36 *	21,80	
37	70,16 *		46,61		41,26 *	51,03	24,29	

Tableau 25 : Valeurs des masses des isotopes de sodium calculées ou expérimentales. Les valeurs indiquées pour Garvey et al. (t) sont celles que nous avons recalculées (§ A.1b).

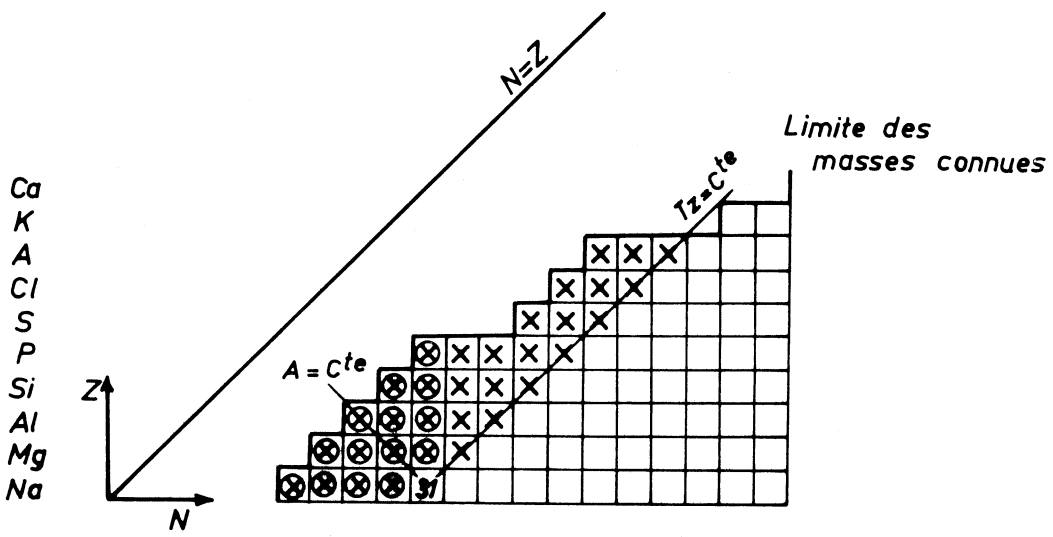


Fig. 44 - Fragment de la table des isotopes montrant les masses à calculer avant d'obtenir la masse de ^{31}Na par les relations de Garvey et al.
o relation (t) x relations (1)

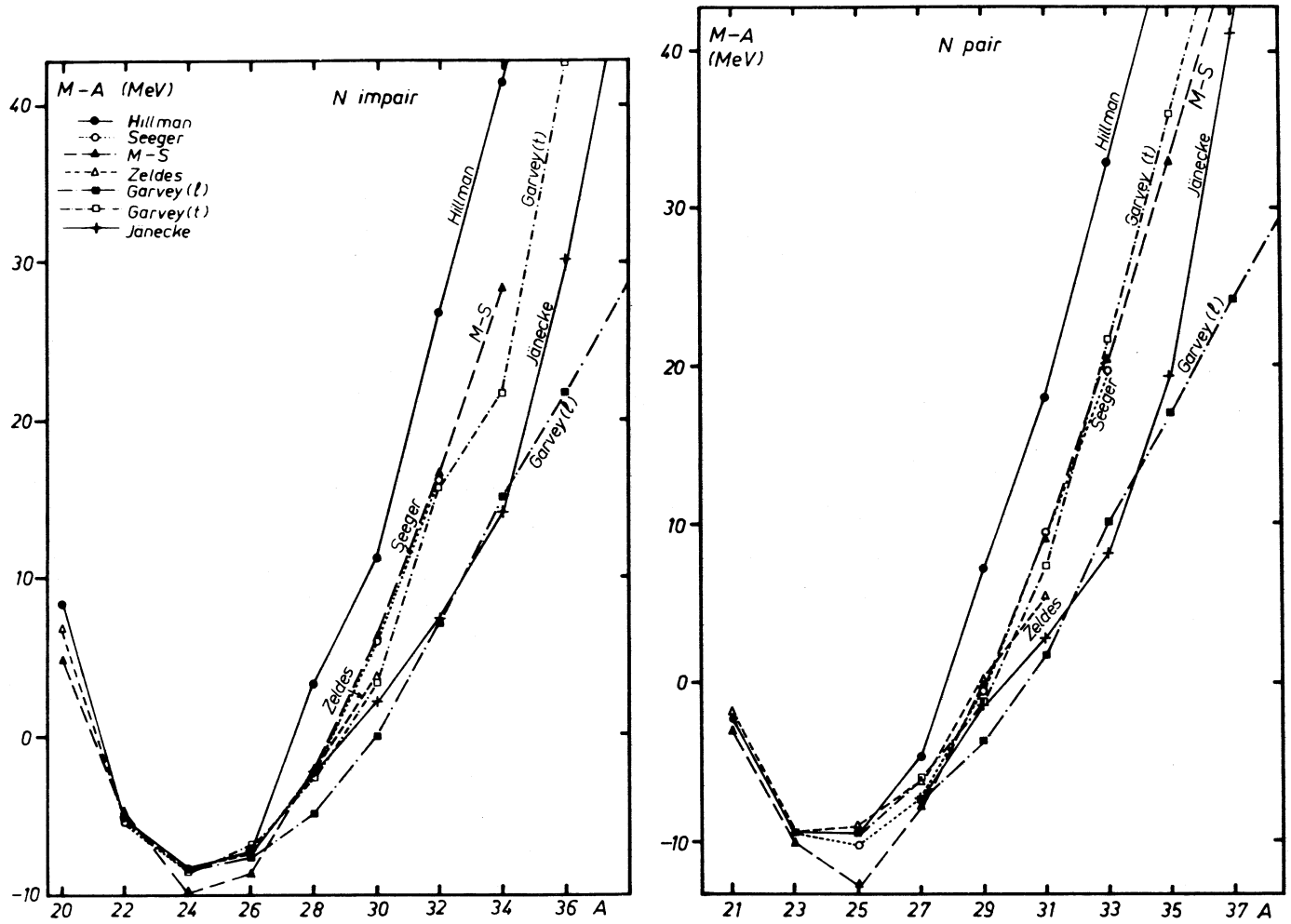


Fig. 45 et 46 - Comparaison des valeurs expérimentales et calculées des excès de masse des isotopes de sodium.

- Dans la formule de Zeldes, les paramètres étant ajustés pour chaque couche, il est impossible de les déterminer pour les noyaux très exotiques ($Z = 11$, $N > 20$).

- La formule de Myers-Swiatecki est la seule à mal reproduire les valeurs expérimentales, mais, comme elle ne comporte que 7 paramètres, il est possible que les masses soient calculées à 1 ou 2 MeV près quel que soit leur éloignement de la stabilité. D'autre part, bien que les formules de Seeger et de Myers-Swiatecki reposent sur le même modèle, l'accord qui existe entre elles reste un argument en leur faveur car les calculs ont été menés de manière très différente. Cependant, dans l'une et l'autre, l'influence des couches, de la parité, de déformations éventuelles est traitée de façon générale et probablement peu précise tandis que dans les relations (t) de Garvey et al. qui permettent une extrapolation directe des valeurs expérimentales, elles se trouvent automatiquement incluses ; la précision peut donc être beaucoup plus grande. Il serait possible de vérifier cette hypothèse en mesurant les masses de ^{29,30,31}Na à 1 MeV près. D'autre part, ^{32,34,36,38}Na sont prévus non liés par Garvey et al. par des énergies de 200 à 300 keV ; la correction proposée par R.A. Sorensen [64] étant à peu près du même ordre de grandeur, tous ces noyaux pourraient être juste liés, et l'étude de leur stabilité tranchera cette question.

3) Limite de stabilité par rapport à l'émission de protons.

Un autre intérêt de l'étude des noyaux excédentaires en neutrons est que, si on connaît leurs masses, on peut calculer avec une assez grande précision celles des noyaux miroirs : l'hypothèse fondamentale de ces calculs est que les forces nucléaires sont indépendantes de la charge et que par conséquent, les énergies des $(2T + 1)$ niveaux du multiplet (A,T) ne diffèrent que par les énergies coulombiennes :

- Un premier mode de calcul de l'énergie coulombienne a été proposé par Baz, Goldanski et Zeldovich [75] qui assimilent le noyau à une sphère uniformément chargée. Ils déduisent alors la masse ou l'énergie de liaison du dernier proton du noyau déficient en neutrons, de la masse ou de l'énergie de liaison du dernier neutron du noyau miroir.

- Dans le cadre du modèle en couches, des formules permettant de calculer l'énergie coulombienne ont été établies par K.T. Hecht [63]. Les expressions obtenues pour les 2 modes de couplage (jj ou LS) sont très similaires et dépendent de A, T, T_z et de paramètres ajustés pour chaque couche [76,46]. On peut alors calculer les énergies de tous les membres du multiplet à partir d'un seul.

- Enfin, on connaît l'équation de masse du multiplet isobarique (IMME) qui suppose que l'interaction coulombienne est à 2 corps et peut être traitée comme une perturbation du 1er ordre [77-79,46]:

$$M(A,T,T_z) = a(A,T) + b(A,T)\ T_z + c(A,T)\ T_z^2.$$

Elle permet, si on connaît 3 membres du multiplet, de calculer avec une très grande précision la masse des autres [80] et, si on en connaît 4 ou plus, de mettre en évidence d'éventuelles impuretés d'isospin ou des dépendances de la charge des forces nucléaires [81,82]. A l'inverse des deux précédentes, elle ne nécessite pas le calcul des énergies coulombiennes.

- Kelson et Garvey [83] ont aussi montré qu'il est possible d'appliquer les relations (t) ou (t') en chevauchant la ligne N = Z à condition de ne faire intervenir que des noyaux miroirs :

$$(tm)\ M(A,-T_z) - M(A,T_z) = \sum_{i=1}^{2T_z} \left[M(A_i,-1/2) - M(A_i,+1/2)\right]$$

avec $A_i = A - 2T_z - 1 + 2i$

Pour que cette relation soit vérifiée, il suffit de supposer que les forces nucléaires sont symétriques par rapport à la charge (interaction n-n = interaction p-p).

Par ces relations, ils calculent avec une grande précision les masses des noyaux de $T_z = -1, -3/2, -2$ à partir des masses expérimentales des noyaux miroirs. Cependant, nous avons déjà fait remarquer (A,1b) que les masses expérimentales de ^{18}N, ^{22}F, ^{26}Na ont été remesurées ; nous avons donc dû rectifier les masses de ^{18}Na, ^{22}Al, ^{26}P :

$M(^{18}Na)$ = 25,58 MeV $\quad E_p$ = - 1,66 MeV

$M(^{22}Al)$ = 17,95 MeV $\quad E_p$ = 0,13 MeV $\quad E_{2p}$ = 3,40 MeV

$M(^{26}P)$ = 11,23 MeV $\quad E_p$ = - 0,17 MeV $\quad E_{2p}$ = 3,25 MeV

^{22}Al et ^{26}P se trouvent alors à la limite de stabilité puisque ^{22}Al serait lié par 130 keV et ^{26}P non lié par 170 keV.

Pour T_z = - 5/2, - 3, Kelson et Garvey font des extrapolations en utilisant les relations (t) avec N < Z ou N = Z pair. Un certain nombre de masses de noyaux de T_z = - 5/2 ou - 3 données dans leur publication doivent donc aussi être corrigées (tableau 26). Les seules modifications de la limite de stabilité qui apparaissent alors sont que ^{23}Si serait lié et que ^{22}Si se désintégrerait par émission de 2 protons et non d'un seul.

T_z = - 2			T_z = - 5/2			T_z =-3		
noyau	M(MeV)	stabilité	noyau	M(MeV)	stabilité	noyau	M(MeV)	stabilité
			^{17}Na	35,79	* (p)	^{18}Mg	44,25	* (p)
^{18}Na	25,58	* (p)	^{19}Mg	32,74	* (2p)	^{20}Al	42,67	* (p)
			^{21}Al	26,82	* (p)	^{22}Si	32,62	* (2p)
^{22}Al	17,95	lié ?	^{23}Si	23,72	lié	^{24}P	33,40	* (p)
			^{25}P	20,26	* (p)	^{26}S	27,42	* (p ou 2p)
^{26}P	11,23	* (p) ?	^{27}S	17,45	lié	^{28}Cl	27,25	* (p)

Tableau 26 : Valeurs des masses des noyaux de T_z = - 2, -5/2, - 3 recalculées par les relations de Garvey-Kelson pour tenir compte des nouvelles mesures de masses de ^{18}N, ^{22}F, ^{26}Na (A,1b)

* noyaux non liés.

Par ces méthodes, ^{19}Na avait été prévu non lié par 300 keV environ, ce qui est en excellent accord avec la masse mesurée par J. Cerny et al [12] (tableau 27). Les mêmes méthodes appliquées à la masse expérimentale de ^{27}Na déduite de nos mesures de E_β montrent que ^{27}S est lié par 1,2 ± 0,5 MeV, ce qui confirme la prévision de Kelson et Garvey obtenue après une extrapolation (tableau 26). La mesure des masses de $^{28-31}Na$ permettrait de faire les premières prévisions précises sur les masses de $T_z < -3$ dans les noyaux légers.

	expérience	Calculs à partir de la masse expérimentale du noyau miroir				Extrapolation
		Baz et al	Kelson-Garvey (tm)	Hecht	IMME	Kelson-Garvey (tm + t)
M(^{19}Na) (MeV)	12,974 ± 0,020 (12)	12,99 13,05	12,88 12,95 12,98	12,87	12,90 ± 0,13	
E_p(^{19}Na) (MeV)	- 0,366 ± 0,020	- 0,38 - 0,44	- 0,27 - 0,34 - 0,37	- 0,26	- 0,29 ± 0,13	
M(^{27}Na) (MeV)	- 7,0 ± 0,7 [19] (ce travail)					
M(^{27}S) (MeV)		17,0	16,5	19,8		17,4
E_p(^{27}S) (MeV)		0,9 à 1,3	1,4	1,2		1,1

Tableau 27 : Masses calculées et expérimentales de ^{19}Na - Prédictions de la masse de ^{27}S.

4) Spins des états fondamentaux des isotopes de sodium.

Parmi les caractéristiques plus détaillées des états fondamentaux, le problème de la valeur des spins n'est pas trivial pour les isotopes du sodium puisqu'il s'agit de noyaux pairs-impairs ou impairs-impairs. Cependant, grâce aux mesures de périodes que nous avons faites, nous pouvons commencer à aborder cette question pour les isotopes excédentaires en neutrons. En supposant que les désintégrations β aboutissent essentiellement aux niveaux fondamentaux des isotopes de magnésium, nous pouvons calculer les valeurs de log ft à partir de nos valeurs de périodes et des masses calculées par Garvey et al. (t)(Tableau 28).

A	J^{π}(Na) (Nilsson)	J^{π}(Mg) (Nilsson)	Q_{β}(MeV) (Garvey et al.)	$t_{1/2}$ (s) (ce travail)	log ft
26	2+	0+	9,32	0,978	4,95
27	3/2+ (5/2+)	1/2+	8,57	0,288	4,25
28	1+	0+	12,32	0,034	4,1
29	3/2+ (5/2+)	1/2+ (3/2+)	11,07	0,047	4,0
30	0+	0+	16,04	0,055	4,8
31	3/2+ (5/2+)	3/2+	14,72	0,0165	4,1

Tableau 28 : Valeurs des spins des états fondamentaux prédits d'après le modèle de Nilsson et les valeurs de log ft calculées d'après Q_{β} et $t_{1/2}$ pour les transitions $^{A}Na \xrightarrow{\beta^-} {}^{A}Mg$

Ces valeurs de log ft sont alors des valeurs minimales. Pour $^{27,28,29,31}Na$ (log ft = 4,0 à 4,25), elles sont compatibles avec des transitions permises. Pour ^{26}Na (log ft = 4,95), on sait que la transition vers l'état fondamental 0+ de ^{26}Mg est interdite [18] et que le rapport d'embranchement vers le niveau 2+ (1,805 MeV) est d'au moins 80 %, ce qui correspond à log ft $\simeq$ 4,4. On peut alors

penser que pour ^{30}Na aussi la transition vers l'état fondamental est interdite puisque log ft = 4,8.

D'autre part, si on essaie de prédire les spins des états fondamentaux des noyaux légers, on obtient un bon accord avec l'expérience en utilisant le modèle de Nilsson : les niveaux des couches $n\ell j$ sont définis par les nombres asymptotiques $\Omega^{\pi}\ [N,n_z,\Lambda]$ [84] avec $\Omega = j, j-1 \ldots$ positif. Pour déterminer le spin et la parité de l'état fondamental, on ne considère que le dernier proton ou neutron non apparié. Nous avons alors appliqué la règle suivante :

$J^{\pi} = 0^{+}$ pour les noyaux pairs-pairs

$J^{\pi} = \Omega^{\pi}$ (ou parfois j^{π}) pour les noyaux pairs-impairs

$J^{\pi} = (\Omega_1 \pm \Omega_2)^{\pi_1\pi_2}$ ou très rarement $(j_1 \pm j_2)^{\pi_1\pi_2}$ (c'est le cas de ^{16}N, ^{32}P-^{32}Cl et du 1er niveau excité à 0,14 MeV de ^{34}Cl).
Le signe est ± selon que $j_1 - \ell_1 = \pm (j_2 - \ell_2)$.

Pour Z,N ⩽ 20, les seules exceptions sont ^{11}Be pour lequel il y a une inversion bien expliquée des niveaux 1/2+ et 1/2- [85,86], ^{34}Cl (N=Z impair) pour lequel le fondamental est 0 +, T = 1, et ^{22}F dont on peut cependant rendre compte par la règle précédente s'il est très déformé [54].

Nous avons porté les résultats obtenus sur le tableau 28. Nous trouvons à nouveau que les transitions vers l'état fondamental du magnésium peuvent être permises pour $^{27,28,29,31}Na$ mais pas pour ^{26}Na ($\Delta J = 2$) ni ^{30}Na ($0+ \rightarrow 0+$ avec $\Delta T = 1$).

Pour ^{30}Na, la transition la plus probable serait vers le 1er niveau 1+ de ^{30}Mg qui doit avoir une énergie d'excitation de 3 ou 4 MeV au moins (fig. 47). La valeur correspondante de log ft serait alors ∿ 4,2.

Evidemment, on a négligé le fait que lorsque Q_β est supérieure à une dizaine de MeV, il peut y avoir une contribution importante des transitions vers les niveaux excités de $E^{*} > 6$ MeV car elles sont peu probables mais très nombreuses. Néanmoins, les deux arguments que nous avons présentés sont très convergents et, si la conclusion est vérifiée, ^{30}Na peut avoir un rapport d'embranchement important pour l'émission de neutrons retardés (fig. 47).

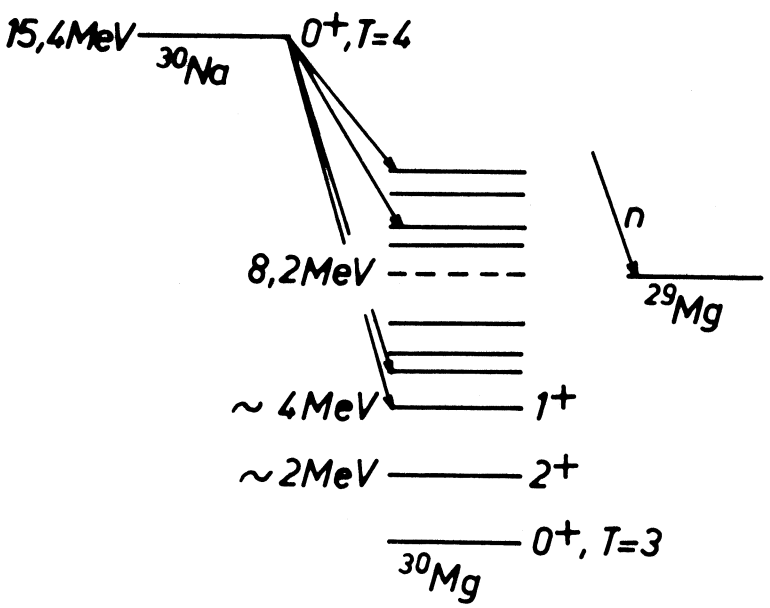


Fig. 47 - Schéma de désintégration de ^{30}Na, établi à partir des prédictions des spins et de $Q\beta$, et de la systématique des niveaux excités des noyaux pairs-pairs.

5) Conclusions.

Comme nous venons de le voir, nos mesures nous ont permis d'aborder différents problèmes relatifs aux noyaux exotiques. L'étude des méthodes élaborées pour calculer les masses des noyaux très légers nous a amenés à conclure que ^{11}Li ne peut pas être lié par plus d'un MeV ; cependant, d'après notre mesure de période radioactive, les mêmes méthodes nous font conclure à une énergie de liaison de 2 ou 3 MeV. Il y a donc une contradiction qui ne peut être levée que par une mesure directe.

D'autre part, l'identification et la mesure des périodes de cinq nouveaux isotopes de sodium nous a permis d'analyser les tendances des diverses méthodes de calcul des masses ; notre conclusion était en faveur des relations transverses de Garvey et al.[53] ; mais nous avons dû faire remarquer à leur propos l'importance des valeurs expérimentales utilisées, et la nécessité de corriger les résultats à la suite de nouvelles mesures des masses de ^{18}N, ^{22}F, ^{26}Na. Une conséquence inattendue et importante de ces corrections et sur laquelle nous attirons l'attention est qu'un noyau aussi riche en neutrons que ^{17}B est probablement lié.

Nos mesures de périodes nous ont permis d'aborder le problème des spins des états fondamentaux et nous avons pu en conclure que la transition $^{30}Na \rightarrow ^{30}Mg$ est probablement interdite, ce qui fait envisager que ^{30}Na pourrait être un bon émetteur de neutrons retardés.

Nous avons vu aussi que la connaissance des isotopes riches en neutrons permettait d'obtenir des renseignements sur les noyaux déficients en neutrons. En particulier, nous avons pu prédire la stabilité de $^{27}S(T_z = -5/2)$ à partir de notre étude du spectre β de ^{27}Na.

La plupart de ces conclusions ne sont pas définitives ; au contraire, elles nous ont amenés à nous poser de nouvelles questions et à envisager de nouvelles expériences. Il serait en effet très intéressant de prolonger ce travail en le développant plus particulièrement dans les directions suivantes :

1) étude de la stabilité des isotopes plus exotiques de sodium ($A \geq 32$) pour atteindre la limite de stabilité et tester l'alternance de noyaux liés et non liés selon la parité de N, prévue par certaines formules de masse ;

2) mesure de la masse de ^{11}Li à quelques centaines de keV près pour savoir s'il est juste lié ou lié par 2 ou 3 MeV ;

3) mesure de la masse des isotopes de sodium de $A \geqslant 25$ pour porter un jugement plus précis sur la validité des diverses méthodes utilisées pour calculer les masses des noyaux exotiques.

C O N C L U S I O N

Lorsque R. Klapisch exposait le principe de la spectrométrie de masse en ligne dans sa thèse en 1966 [92], il pensait que cette nouvelle méthode permettrait, d'une part, d'étudier les réactions nucléaires à haute énergie, en mesurant les sections efficaces de production des isotopes de sodium, et d'autre part, d'identifier quelques nouveaux noyaux exotiques. Nous avons vu que grâce aux nombreux perfectionnements apportés depuis, nous avons déjà très largement atteint ces objectifs puisque nous avons mesuré les distributions isotopiques complètes des sections efficaces dans plusieurs cibles (68 valeurs en tout), identifié 5 nouveaux isotopes, et mesuré 6 périodes radioactives et un spectre β inconnus. Nous pouvons espérer que, dans un proche avenir, il sera possible d'obtenir des renseignements encore plus détaillés sur les noyaux exotiques en mesurant leurs masses et en identifiant des isotopes encore plus lointains ($A \geq 32$, $T_z \geq 5$)

D'ores et déjà, nous avons mis en évidence un effet pair-impair et une dissymétrie importante dans les distributions isotopiques des sections efficaces de production des isotopes de sodium. Nous avons pu en conclure que les mécanismes envisagés doivent donner une place importante aux considérations d'espace de phase. De plus, nos mesures jointes aux autres mesures de sections efficaces concernant les noyaux légers nous ont permis d'établir une systématique générale des sections efficaces de production des noyaux légers dans les réactions nucléaires provoquées par des protons d'énergie comprise entre 3 et 30 GeV.

D'autre part, les informations nouvelles que nous avons pu apporter sur les noyaux légers exotiques nous ont permis non seulement de faire une analyse des méthodes de calcul des masses nucléaires mais aussi de commencer à aborder l'étude de caractéristiques plus détaillées telles que les spins des états fondamentaux.

Ainsi, ce travail a ouvert des perspectives nouvelles. En particulier, nous avons montré que parmi les noyaux très légers encore inconnus, ^{17}B devrait être lié et pourrait être identifié par les méthodes électroniques.

Nous avons aussi montré tout l'intérêt de prolonger nos expériences de spectrométrie de masse en ligne en mesurant des masses et en identifiant de nouveaux isotopes afin d'analyser plus finement les propriétés des noyaux légers très exotiques.

ANNEXE I

HISTOGRAMMES UTILISES DANS LE CALCUL DES EPAISSEURS DE RECULS.

1. Li dans carbone

Distributions expérimentales carbone + p (2,2 GeV) [87]

2. Li dans Ir ou Re

Distributions expérimentales Au + p (2,2 GeV) [87]
Ta + p (9 GeV) [88]

3. Na dans Si

Distributions d'énergie à 90°
Distribution angulaire Al + p [89]

4. Na dans V

Distribution d'énergie à 90° V + p (2,9 GeV) [90]

Distribution angulaire en (a + Cos θ) ajustée sur le rapport avant/arrière dans le cuivre.

5. Na dans Nb et Mo

Distribution d'énergie à 90° interpolée à partir des distributions expérimentales Ag et Cu + p (2,9 GeV) [91,90]

Distribution angulaire en (a + Cos θ) ajustée sur le rapport avant/arrière dans l'argent.

6. Na dans Ta, Ir, Re

Les distributions d'énergie ont été déduites des distributions expérimentales Bi + p (2,9 GeV) [91] en les déplaçant pour que les énergies moyennes coïncident avec les valeurs interpolées à partir de celles de U + p (5,5 GeV) [27], Bi + p (2,9 GeV), Ag + p (2,9 GeV) [91]

Distribution angulaire Bi + p (2,9 GeV) [91]

7. Na dans U et Th

Distribution d'énergie à 90° U + p (5,5 GeV), décalée de 2 MeV dans le cas du thorium.

Distribution angulaire Bi + p (2,9 GeV) [91]

ANNEXE II

TABLES PARCOURS ENERGIE

- Ar Zr, nombre de masse, nombre de protons du noyau qui recule ;
- Ac, Zc, PI, nombre de masse, nombre de protons, potentiel moyen d'excitation des électrons de la cible

Le pouvoir d'arrêt dE/dR en MeV/mg/cm^2 est calculé tous les ΔE MeV. Pour l'énergie $E = n\Delta E$, la valeur calculée pour dE/dR est notée (dE/dR)n ; le parcours R est alors :

$$R = \sum_{i=1}^{n} \frac{E}{(dE/dR)n}$$

1) Théorie de Lindhard, Scharff, Schiøtt à basse énergie

soit $\xi_o = 137\ \beta$ $\quad \beta = v/c$

v : vitesse du noyau

c : vitesse de la lumière

Pour $\xi_o < Zr^{2/3}$, on applique la théorie de Lindhard et al.[3] :

$$\left(\frac{dE}{dR}\right) = \left(\frac{dE}{dR}\right)_{\text{électronique}} + \left(\frac{dE}{dR}\right)_{\text{nucléaire}}$$

$\left(\frac{dE}{dR}\right)_{\text{électronique}} = CE^{1/2}$ - C constante dépendant de Ar, Zr, Ac, Zc et du nombre d'atomes cible/unité de volume.

$\left(\frac{dE}{dR}\right)_{\text{nucléaire}}$ est calculée à partir de la courbe universelle donnée par Lindhard et al.

Le calcul est fait tous les keV ; le terme nucléaire n'est important qu'à très basse énergie.

2) Théorie de Northcliffe

Si $\xi_o > Z_r^{2/3}$, on applique la théorie de Northcliffe (4) ;

le terme nucléaire est toujours négligeable ; le terme électronique est calculé par :

$$\frac{dE}{dR}_{MeV/mg/cm^2} = 3{,}072 \times 10^{-4} \, (\mathcal{Z}^2/\beta^2 \, A_c) \, B$$

Dans cette formule $B = \mathcal{Z}_c \, \text{Log} \, \frac{2m_e v^2}{PI}$; m_e = masse de l'électron

Cette valeur est celle obtenue dans la théorie de Bethe avec approximation de Born pour des ions non relativistes.

$\mathcal{Z}$ est la charge moyenne des ions à l'énergie considérée. On a donc $0 \leqslant \mathcal{Z} \leqslant Zr$ et sa valeur est calculée par :

$$\langle \mathcal{Z}^2 \rangle = \frac{\sum_{i=1}^{4} (Z_i - PI + 1)^2 \, F(i)}{\sum_{i=1}^{4} F(i)} \quad ; \quad F(i) \text{ est une fonction de } \xi$$

Le calcul est fait tous les 100 keV.

3) Dans le cas d'ions légers ($Zr \leqslant 9$) dans des éléments lourds, il peut arriver que les premières valeurs de B soient négatives (cas de Li dans Ir par exemple). Dans ce cas, on maintient $\left(\frac{dE}{dR}\right)$ constant jusqu'à ce que la valeur calculée par la théorie de Northcliffe soit supérieure à cette valeur.

Les valeurs de R ainsi calculées ont été comparées aux valeurs expérimentales existantes et l'accord est satisfaisant.

B I B L I O G R A P H I E

1 - R. Klapisch, J. Chaumont, C. Philippe, I. Amarel, R. Fergeau, M. Salomé, R. Bernas, Nucl. Inst. Meth., 53, 216 (1967).

2 - R. Klapisch, C. Philippe, J. Suchorzewska, C. Détraz, R. Bernas, Phys. Rev. Letters, 20, 740 (1968).

3 - J. Lindhard, M. Scharff, M. E. Schiøtt, Mat. Phys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 33, n° 14 (1963).

4 - L. C. Norhtcliffe, Ann. Rev. of Nucl. Sci., 13, 67 (1963).

5 - N. Schaetti, Bull. Assoc. Suisse Electron., 23, 989 (1954).

6 - M. Kaminsky, " Atomic and ionic impact phenomena on metal surfaces ", Springer-Verlag 1965.

7 - L. A. Dietz, Rev. of Scient. Instr., 36, 1763 (1965).

8 - F. J. M. Farley, B. S. Carter, Nucl. Inst. Meth., 28, 279 (1964).

9 - J. Chaumont, Thèse Orsay 1970.

10 - E. Beck, Nucl. Inst. Meth., 76, 77 (1969).
et Thèse Ruprecht-Karl-Universität Heidelberg (1969).

11 - P. C. Rogers, Massachussetts Institute of Technology, Laboratory for Nuclear Science, Technical Report n° 76, NYO-2303 (1962).

12 - J. Cerny, R. A. Mendelson, G. J. Wozniak, J. E. Esterl, J. C. Hardy, Phys. Rev.Letters, 22, 612 (1969).

13 - J. Hudis, S. Tanaka, Phys. Rev., 171, 1297 (1968).
J. Hudis, Phys. Rev., 171, 1301 (1968).

14 - I. Dostrovsky, R. Davis Jr., A. M. Poskanzer, P. L. Reeder, Phys. Rev., 139, B 1513 (1965).

15 - J. Chaumont, E. Roeckl , Y. Nir-El, C. Thibault-Philippe, R. Klapisch, R. Bernas, Phys. Letters, 29 B, 652 (1969).

16 - B. L. Tracy, J. Chaumont, R. Klapisch, J. M. Nitschke, A. M. Poskanzer, E. Roeckl, C. Thibault, Phys. Letters, 34 B, 277 (1971).

17 - M. J. Nurmia, R. W. Fink, Nucl. Phys., 8, 139 (1958).

18 - E. L. Robinson, B. T. Lucas, E. Johnson, Phys. Rev., 122, 202 (1961).

19 - R. Klapisch, C. Thibault-Philippe, C. Détraz, J. Chaumont, R. Bernas, E. Beck, Phys. Rev. Letters, 23, 652C (1969).

20 - C. M. Lederer, J. M. Hollander, I. Perlman, Table of isotopes (John Wiley and Sons, Inc., New-York, 1967) 6th ed.

21 - D. E. Alburger, Phys. Rev., 132, 328 (1963).

22 - B. M. K. Nefkens, Phys. Rev. Letters, 10, 243 (1963).

23 - P. M. Nettles, D. C. Hensley, T. A. Tombrello, B. A. P. S. 14, 965 (1969).

24 - G. C. Ball, W. G. Davies, J. S. Forster, J. C. Hardy, to be published in B. A. P. S. (April 1971).

25 - J. Hudis, Nuclear Chemistry, vol 1 ed. by L. Yaffe (1968), chap. 3, p. 169 - Academic Press, New-York.

26 - R. Klapisch, Ann. Rev. Nucl. Sci., 19, 33 (1969).

27 - A. M. Poskanzer, G. W. Butler, E. K. Hyde, Phys. Rev. C 3, 882 (1971).

28 - J. Hudis, T. Kirsten, R. W. Stoenner, O. A. Schaeffer, Phys. Rev. C 1, 2019 (1970).

29 - T. D. Thomas, G. M. Raisbeck, P. Boertsling, G. T. Garvey, R. P. Lynch, Phys. Letters, 27 B, 504 (1968).

30 - B. L. Tracy, communication personnelle (1971).

31 - R. H. Shudde, Univ. Calif. Lawrence Radiation Lab., Rapport UCRL 3419.

32 - R. Serber, Phys. Rev. 72, 1114 (1947).

33 - M. Barbier, Induced Radioactivity, North-Holland Pub. Comp. Amsterdam, London 1969, p. 103.

34 - R. Wolfgang, E. W. Baker, A. A. Caretto, J. B. Cumming, G. Friedlander, J. Hudis, Phys. Rev., 103, 394 (1956).

35 - J. J. Griffin, Phys. Rev. Letters, 17, 478 (1966).
Phys. Letters, 24 B, 5 (1967).

36 - G. D. Harp, J. M. Miller, B. J. Berne, Phys. Rev., 165, 1166 (1968).

37 - M. Blann, Phys. Rev. Letters, 21, 1357 (1968).
M. Blann, F. M. Lanzafame, Nucl. Phys., A 142, 559 (1970).
F. C. Williams Jr., Phys. Letters, 31 B, 184 (1970).

38 - A. M. Poskanzer, S. W. Cosper, E. K. Hyde, J. Cerny, Phys. Rev. Letters, 17, 1271 (1966).

39 - A. M. Poskanzer, G. W. Butler, E. K. Hyde, J. Cerny, D. A. Landis, F. S. Goulding, Phys. Letters, 27 B, 414 (1968).

40 - G. M. Raisbeck, P. Boerstling, P. Riesenfeldt, R. Klapisch, T. D. Thomas, G. T. Garvey, High Energy Physics and Nuclear Structure, Samuel Devons ed. Plenum Press 1970, p. 341-345.

41 - A. G. Artukh, G. F. Gridnev, V. L. Mikheev, V. V. Volkov, Nucl. Phys., A 137, 348 (1969).

42 - A. G. Artukh, V. V. Avdeichikov, G. F. Gridnev, V. L. Mikheev, V. V. Volkov, J. Wilczynski, Phys. Letters, 31 B, 129 (1970).

43 - A. G. Artukh, V. V. Avdeichikov, L. P. Chelnokov, G. F. Gridnev, V. L. Mikheev, V. I. Vakatov, V. V. Volkov, J. Wilczynski, Phys. Letters, 32 B, 43 (1970).

44 - A. G. Artukh, V. V. Avdeichikov, J. Erö, G. F. Gridnev, V. L. Mikheev, V. V. Volkov, J. Wilczynski, Phys. Letters, 33 B, 407 (1970).

45 - J. Jänecke, Nucl. Phys., 73, 97 (1965).

46 - J. Jänecke, Isospin in nuclear physics ed. by D. H. Wilkinson (1969), p. 297, North Holland Publ. Co. Amsterdam.

47 - H. Behrens, J. Jänecke, Institut fur Experimental Kernphysik, Rapport KFK 829 (1968).

48 - C. F. Von Weizsäcker, Z. Physik, 96, 431 (1935).

49 - P. A. Seeger, Nucl. Phys., 25, 1 (1961).

50 - P. A. Seeger, Proceedings of the 3rd Int. Conference on Atomic Masses, Winnipeg 1967 , ed. by R. C. Barber, p. 85, Univ. of Manitoba Press, (1967).

51 - G. T. Garvey, I. Kelson, Phys. Rev. Letters, 16, 197 (1966).

52 - G. T. Garvey, Ann. Rev. of Nucl. Sci., 19, 433 (1969).

53 - G. T. Garvey, W. J. Gerace, R. L. Jaffe, I. Talmi, I. Kelson, Rev. Mod. Phys., 41, S 1 (1969).

54 - R. H. Stokes, P. G. Young, Phys. Rev., 178, 1789 (1969).

55 - A. A. Vorobiev, V. T. Grathev, Yu. K. Zalite, I. A. Kondurov, A. M. Nikitin, D. M. Seleverstov, Institut izv. A. F. Ioffe, Rapport FTI-232, Leningrad 1969.

56 - B. N. Vinogradov, P. E. Nemirowski , Yad. Fiz. 10, 505 (1969), Sov. Journal of Nucl. Phys., 10, 290 (1970).

57 - V. A. Chepurnov, Yad. Fiz., 6, 955 (1967).et Sov. J. Nucl. Phys. 6, 696 (1968).

58 - D. Amit, A. Katz, Nucl. Phys., 58, 388 (1964).

59 - S. Cohen, D. Kurath, Nucl. Phys., 73, 1 (1965).
D. Kurath, Communication personnelle à C. Détraz (1967).

60 - P. Goldhammer, J. R. Hill, J. Nachamkin, Nucl. Phys., A 106, 62 (1968).

61 - J. L. Norton, P. Goldhammer, Nucl. Structure Laboratory, University of Kansas, Lawrence, Rapport COO-1120-113 (1971)
et P. Goldhammer, Communication personnelle (1971).

62 - G. T. Garvey, Communication personnelle à R. Klapisch (1969).

63 - K. T. Hecht, Nucl. Phys., A 102, 11 (1967).
Nucl. Phys., A 114, 280 (1968).

64 - R. A. Sorensen, Phys. Letters, 34 B, 21 (1971).

65 - G. Hock, Communication personnelle à R. Klapisch (1970).

66 - A. N. Boiarkina, Izv. Akad. Nauk. SSSR, 28, 337 (1964).

67 - M. Hillman, Proceedings of the 2nd Int. Conference on Nuclidic masses, Vienna 1963, ed. by W. H. Johnson Jr., p. 67, Springer Verlag Wien.

68 - M. Hillman, Brookhaven National Laboratory, Rept BNL 846 (1964).

69 - H. A. Bethe, R. F. Bächer, Rev. Mod. Phys., 8, 82 -(1936).

70 - W. D. Myers, W. J. Swiatecki, Univ. Calif. Lawrence Radiation Laboratory - Rpt UCRL 11980 (1965).

71 - W. D. Myers, W. J. Swiatecki, Nucl. Phys., 81, 1 (1966).

72 - N. Zeldes, M. Gronau, A. Lev, Nucl. Phys., 63, 1 (1965).

73 - N. Zeldes, A. Grill, A. Simievis, Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat. Fys. Skrifter 3 n° 5 (1967).

74 - J. H. E. Mattauch, W. Thiele, A. H. Wapstra, Nucl. Phys., 67, 1 (1965).

75 - A. I. Baz, V. I. Goldanski, Ya. B. Zeldovich, Usp. Fiz. Nauk. 72, 211 (1960) et Sov. Phys. Uspekhi, 3, 729 (1961).

76 - J. C. Hardy, H. Brunnader, J. Cerny, J. Jänecke, Phys. Rev., 183, 854 (1969).

77 - E. P. Wigner, Proc. Robert A. Welch Found. Conf. Chem. Res., Houston, Texas (1957), vol. 1, 88 (1958).

78 - S. Weinberg, S. B. Treiman, Phys. Rev., 116, 465 (1958).

79 - D. H. Wilkinson, Phys. Rev. Letters, 13, 571 (1964).
D. H. Wilkinson, Isobaric Spin in Nuclear Physics, ed. by J. D. Fox and D. Robson, (Acad. Press New-York and London 1966) p. 30.

80 - J. Cerny, Ann. Rev. Nucl. Sci., 18, 27 (1968).

81 - J. Jänecke, Nucl. Phys., A 128, 632 (1969).

82 - J. C. Hardy, J. M. Loiseaux, J. Cerny, G. T. Garvey, Nucl. Phys., 162 A, 552 (1971).

83 - I. Kelson, G. T. Garvey, Phys. Letters, 23, 689 (1966).

84 - S. G. Nilsson, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 29 n°16 (1955).

85 - I. Talmi, I. Unna, Phys. Rev. Letters, 4, 469 (1960).

86 - J. P. Deutsch, L. Grenacs, J. Lehmann, P. Lipnik, P. C. Macq, Phys. Letters, 28 B, 178 (1968).

87 - S. Katcoff, Phys. Rev., 114, 905 (1959).

88 - P. A. Gorichev, O. V. Lozhkin, W. A. Perfilov, Yadernaya Fisika 5, 26 (1967).

89 - A. M. Poskanzer, J. B. Cumming, R. Wolfgang, Phys. Rev., 129, 374 (1963).

90 - N. T. Porile, S. Tanaka, Phys. Rev., 137, B 58 (1965).

91 - J. B. Cumming, R. J. Cross, J. Hudis, A. M. Poskanzer, Phys. Rev., 134, B 167 (1964).

92 - R. Klapisch, Thèse Orsay, 1966.

TABLE DES MATIERES

Pages

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I - *SPECTROMETRIE DE MASSE EN LIGNE* 3

1) Description générale du spectromètre de masse 3

a) Cible 3
b) Système optique 3
c) Secteur magnétique 5

2) Etude et réalisation des cibles 5

a) Ionisation et sélectivité chimique - Choix du rhénium 5
b) Diffusion thermique 7
c) Optimisation de la composition de la cible 9
d) Construction des cibles 14

3) Détection des ions - Discrimination isotopique - Bruit de fond 16

a) Détection des ions 16
b) Discrimination isotopique 18
c) Sources de bruit de fond : 19
- bruit de fond dans le spectromètre de masse
- bruit de fond dû au faisceau de protons
- β sur la 1ère dynode

4) Spectrométrie β 21

5) Système électronique utilisé avec le spectromètre de masse en ligne 24

CHAPITRE II - *METHODES DE MESURE ET RESULTATS EXPERIMENTAUX* 26

1) Mesure des sections efficaces 26

a) Méthode expérimentale 26
b) Traitement des résultats 29
c) Discrimination isotopique due au balayage électrique . 29
d) Diffusion et décroissance radioactive 30
e) Contribution de l'enveloppe du four 32
f) Résultats expérimentaux 33

2) Influence des noyaux parents de néon ou magnésium - Indépendance des sections efficaces 37

a) Estimations des périodes radioactives des parents 41
b) Estimations des sections efficaces de production des parents 42
c) Conclusions - Indépendance des sections efficaces ... 42

3) Mesure des périodes 44

a) Méthode expérimentale 44
b) Traitement des résultats 46
c) Discussion : discrimination isotopique due à la diffusion 46
d) Influence des noyaux parents 48
e) Résultats expérimentaux 50

4) Mesure des spectres β 51

CHAPITRE III - *ETUDE DE LA "FRAGMENTATION"* 53

1) Caractéristiques des distributions isotopiques expérimentales 54

a) Caractéristiques communes 54
b) Influence de la nature de la cible 57
c) Influence de l'énergie des protons incidents 62

2) Systématique des sections efficaces de production des noyaux légers 64

3) Discussion 67

a) Mécanisme classique en deux étapes - Fission, spallation 67
b) Nouveaux mécanismes 68
c) Conclusions 69

CHAPITRE IV - *LES NOYAUX LEGERS EXOTIQUES* 72

Introduction 72

A/ EXISTENCE DE ^{11}Li - MASSES NUCLEAIRES DES NOYAUX TRES LEGERS 74

1) Relations locales et extrapolations 75

a) Méthode semi-empirique de Jänecke 75
b) Relations de Garvey-Kelson 76
c) Méthode empirique de Vorobiev 83

2) Calculs basés sur des modèles nucléaires 85

a) Méthode de Vinogradov et Nemirovski 85
b) Interactions effectives dans le modèle en couches 85

3) Discussion de la validité des diverses méthodes 88

4) Problème de la période de ^{11}Li 88

B/ ISOTOPES EXOTIQUES DE SODIUM - LIMITES DE STABILITE 92

1) Principe des formules de masse 92

2) Discussion de la validité des diverses méthodes 93

a) Limite de stabilité par rapport à l'émission de neutrons 93
b) Energies maximales des spectres β 95
c) Valeurs des masses 97

3) Limite de stabilité par rapport à l'émission de protons 101

4) Spin des états fondamentaux des isotopes de sodium 105

5) Conclusion 108

CONCLUSION 110

ANNEXE I 111

ANNEXE II 113

BIBLIOGRAPHIE 115