

X
1

Désintégrations des noyaux légers de l'émulsion nucléaire par des mésons π^- lents.

M. DEMEUR (*), A. HULEUX et G. VANDERHAEGHE (*)
Centre de Physique Nucléaire de l'Université Libre de Bruxelles

(ricevuto l'11 Aprile 1956)

530.81
D 394
no 8

Summary. — Ilford G.5 plates were exposed to slow π^- -mesons produced by the Rochester Cyclotron. About 1500 σ -stars were classified according to the number of prongs and according that they were produced in a light nucleus (C, N, O) or a heavy nucleus (Br, Ag) of the emulsion. The examination of stars produced in the light nuclei has allowed to investigate the modes of desintegration of these nuclei. An extension of the scheme of Clark and Ruddlesden is proposed which gives an account of about $\frac{2}{3}$ of the observed stars. The remaining stars contain at least one fragment ($Z > 2$) and seem better interpreted by a mechanism of local heating.

1. — Introduction.

L'étude des désintégrations induites par des mésons π^- lents dans les noyaux légers de l'émulsion nucléaire (carbone, azote, oxygène) a déjà fait l'objet de plusieurs travaux expérimentaux (1-4) qui ont mis en évidence leurs princi-

(*) Chercheur agrégé de l'Institut Interuniversitaire des Sciences Nucléaires (Belgique).

(1) D. H. PERKINS: *Phil. Mag.*, **40**, 601 (1949).

(2) M. G. K. MENON, H. MUIRHEAD et O. ROCHAT: *Phil. Mag.*, **41**, 583 (1950).

(3) S. ENOMOTO, Y. FUJIMOTO, S. HORIE et Y. TSUZUKI: *Progr. Theor. Phys.*, **7**, 353 (1952).

(4) V. DE SABBATA, E. MANARESI et G. PUPPI: *Nuovo Cimento*, **10**, 1704 (1953).



pales caractéristiques. Les désintégrations de l'hélium, du carbone et de l'azote ont aussi été étudiées au moyen d'une chambre à diffusion par AMMIRAJU *et al.* (5). Toutefois, certains désaccords existent entre les résultats publiés.

Dans la première partie du présent travail, nous cherchons à préciser les critères permettant de discriminer les étoiles produites dans les noyaux légers des étoiles produites dans les noyaux lourds de l'émulsion nucléaire et nous appliquons ces critères à un millier d'étoiles. Nous obtenons en même temps des résultats sur les fréquences relatives des mésons ρ et σ ainsi que sur la distribution de l'ensemble des étoiles σ d'après le nombre de branches. Nous comparons ces résultats à ceux obtenus par d'autres auteurs.

Dans la deuxième partie du travail, nous examinons dans quelle mesure ces désintégrations peuvent être interprétées au moyen du schéma proposé par CLARK et RUDDLESDEN (6). Ces auteurs ont traité le problème de la désintégration des noyaux du type ${}_{2k}^{4k}X$ (comme ${}_{6}^{12}C$ et ${}_{8}^{16}O$) en les supposant constitués de k particules α et en admettant qu'une seule de ces particules est détruite par l'absorption du méson π^- . Nous étendons cette étude aux noyaux du type ${}_{2k+1}^{4k+2}X$ (comme ${}_{7}^{14}N$) en les supposant constitués de k particules α et d'un deuton, et en admettant que le méson peut interagir soit avec une seule des particules α , soit avec le deuton.

La comparaison de nos résultats expérimentaux avec les prévisions que l'on peut faire d'après le schéma de Clark et Ruddlesden nous amène à proposer une extension de ce schéma, permettant de rendre compte des $\frac{2}{3}$ des désintégrations.

2. - Matériel Expérimental.

Des plaques Ilford G5 de 1000 μm d'épaisseur ont été exposées à des mésons π^- de 18 et de 36 MeV, produits par le synchrocyclotron de Rochester. La proportion de méson μ^- était de l'ordre de 1% (*).

Les plaques ont été sous-développées dans le but de faciliter la discrimination entre les traces de différentes particules. Toutefois, des fluctuations locales de densité de grains rendent incertaine la discrimination entre les traces courtes ($< 50 \mu m$). La densité de grains moyenne au minimum d'ionisation est d'environ 25 grains/100 μm .

Pour faciliter le repérage des événements, les plaques ont été recouvertes après développement d'un quadrillage photographique sur film mince ($\sim 90 \mu m$),

(5) P. AMMIRAJU, M. RINEHART, K. C. ROGERS et L. M. LEDERMAN: *Bull. Am. Phys. Soc.*, **30**/1, 49 (1955).

(6) A. C. CLARK et S. N. RUDDLESDEN: *Proc. Phys. Soc.*, A **64**, 1064 (1951).

(*) Valeur communiquée par le Professeur M. F. KAPLON.

composé de cases de $250 \mu\text{m}$ de côté numérotées individuellement suivant les lignes et les colonnes (?).

3. - Classement des évènements.

3.1. *Classification des traces.* - Branches. Pour le classement des branches d'étoiles, nous avons repris la classification généralement adoptée:

a) *protons* (p), comprenant protons, deutons et tritons.

b) *particules alpha* (α),

c) *fragments nucléaires* (F), comprenant des noyaux légers de nombre atomique $3 < Z < 7$.

Pour les traces de longueur supérieure à $100 \mu\text{m}$, la discrimination peut être faite aisément d'après un simple examen visuel de l'ionisation et du scattering en fonction du parcours.

Pour les traces plus courtes que $100 \mu\text{m}$, la discrimination devient difficile ou impossible, tant d'après la diffusion multiple (scattering) que d'après l'ionisation. Toutefois, les indéterminations ont souvent pu être levées entre les protons, d'une part, et les particules α et fragments, d'autre part, en tenant compte de conditions de compatibilité entre le nombre, la nature et l'énergie des branches d'une étoile, selon que celle-ci a été produite dans un noyau léger ou dans un noyau lourd. Ces conditions résultent des critères de classement des étoiles qui seront énoncés à la Sect. 3.4.

Reculs. Les noyaux de recul résultant de l'absorption de mésons π^- par les noyaux lourds de l'émulsion ne sont pas classés comme branches mais comme *reculs*.

Certains auteurs ont adopté pour la longueur des reculs une limite supérieure de $5 \mu\text{m}$ (^{3,4}) ou de $6 \mu\text{m}$ (^{5,6}). Cependant, MENON *et al.* (²) ont montré que l'énergie cinétique maximum pouvant être cédée à un recul provenant d'un noyau initial de nombre de masse $A = 100$ est de 6 MeV, dans le cas limite où 9 nucléons sont émis simultanément en sens opposé à celui du recul. Le parcours correspondant à cette énergie dans l'émulsion nucléaire est de l'ordre de $3 \mu\text{m}$. Si on tient compte du fait que le nombre moyen de nucléons émis par les noyaux lourds après absorption d'un meson π^- est seulement de l'ordre de 3 ou 4 et qu'ils ne sont généralement émis ni simultanément

(³) G. VANDERHAEGHE: CERN, BS/1 (1954).

(⁴) W. CHESTON et L. GOLDFARB: *Phys. Rev.*, **78**, 683 (1950).

(⁵) M. BENEVENTANO, D. CARLSON-LEE, G. STOPPINI, G. BERNARDINI et E. L. GOLDWASSER: *Nuovo Cimento*, **12**, 156 (1954).

ni dans la même direction, on voit que la probabilité d'un recul de plus que 1 à 2 μm doit être très petite. C'est pourquoi nous n'avons considéré comme reculs que les traces noires de longueur inférieure à 2 μm , dans les cas où ces traces n'étaient pas associées à des branches permettant d'identifier les noyaux initiaux comme noyaux légers d'après les critères de la Sect. 3'4.

3'2. *Mésons σ et mésons ρ .* - Une partie des plaques a été explorée en notant tous les mésons s'arrêtant dans l'émulsion. Nous avons classé comme mésons σ ceux dont la fin de la trace est associée à au moins une branche. Nous avons classé comme mésons ρ ceux dont la fin de la trace n'est associée à aucune branche mais est éventuellement associée à une ou plusieurs traces d'électrons lents (électrons Auger) ou à un recul.

Sur 576 mésons observés, nous avons trouvé 375 mésons σ , soit $(65.1 \pm 3.4)\%$, et 201 mésons ρ , soit $(34.9 \pm 2.5)\%$. Nous n'avons observé aucun cas de désintégration π - μ . Pour permettre la comparaison de nos résultats avec ceux d'autres auteurs (voir Tableau I) nous avons aussi déterminé les pourcentages de mésons σ et ρ en adoptant une longueur maximum de 6 μm pour les traces considérées comme reculs (cf. b).

TABLEAU I. - Pourcentages de mésons σ et ρ .

Auteurs	E max des reculs (μm)	Nombre de mésons	Pourcentages (*)	
			σ	ρ
PERKINS ⁽¹⁾	(?)	120	71	29
ADELMAN et JONES ⁽¹⁰⁾	0	512	73	27
CHESTON et GOLDFARB ⁽⁸⁾ {	(a)	429	65	35
	(b)	"	81	19
MENON <i>et al.</i> ⁽²⁾	3	~ 500	72	28
DE SABBATA <i>et al.</i> ⁽⁴⁾	5	~ 300	73	27
BENEVENTANO <i>et al.</i> ⁽⁹⁾	6	~ 500	70	30
Nos résultats {	(a)	576	65	35
	(b)	"	61	39

(*) Arrondis au pourcent.

On voit que le résultat est assez sensible au choix de cette longueur maximum et que nous avons trouvé un pourcentage de mésons ρ plus élevé que les autres auteurs.

3'3. *Classement des étoiles d'après le nombre de branches.* - 1038 étoiles (observées sur 159 mm^2) ont été classées d'après le nombre de branches (Tableau II).

(10) F. L. ADELMAN et S. B. JONES: *Science*, 111, 226 (1950).

TABLEAU II. — *Distribution des étoiles d'après le nombre de branche.*

Nombre de branches	1	2	3	4	5	6	7
Nombre d'étoiles	415	283	210	105	25	8 (*)	0 (*)
Pourcentage	40.0 ± 2.0	27.3 ± 1.7	20.2 ± 1.4	10.1 ± 1.0	2.4 ± 0.5	0.06 ± 0.02 (*)	0 ± 0.01 (*)

(*) Valeur déduite de l'exploration rapide d'une surface de 2200 mm².

Le tableau III permet de comparer nos résultats à ceux publiés par d'autres auteurs. On voit que pour les étoiles à plus de 2 branches tous les résultats sont à peu près en accord. Pour les étoiles à 1 et à 2 branches il y a des désaccords importants avec certains auteurs. Il semble qu'on puisse les attribuer essentiellement aux différentes conventions adoptées pour la longueur maximum des traces considérées comme reculs.

TABLEAU III. — *Distribution des étoiles d'après le nombre de branches.*

Auteurs	R_{\max} des reculs (μm)	Nombre total d'étoiles	Pourcentages (*) d'étoiles à n branches					
			$n = 1$	$n = 2$	$n = 3$	$n = 4$	$n = 5$	$n = 6$
ERKINS ⁽¹⁾	(?)	112	43	27	20	10	0.9	0
DELMAN et JONES ⁽¹⁰⁾	0	375	30	37	21	11	2.5	0
LESTON et	(a)	278	36	26	25	11	2.9	0
GOLDFARB ⁽⁸⁾ (b)								
ENON <i>et al.</i> ⁽²⁾ . .	3	1 802	34	31	22	11	1.9	0.1
DELMAN ⁽¹¹⁾	(?)	1 631	32	33	22	11	2.0	0.1
SOMOTO <i>et al.</i> ⁽³⁾ . .	5	200	40	28	22	10	1.0	0
E SABBATA <i>et al.</i> ⁽⁴⁾	5	500	44	26	20	8.4	1.6	0
ENEVENTANO <i>et al.</i> ⁽⁵⁾	6	1 634	46	26	18	7.9	1.4	0
nos résultats	2	1 038	40	27	20	10	2.4	0.06

(*) Arrondis.

Nous trouvons un nombre moyen de branches par étoile $\bar{N}_b = 2.1$.

3.4. *Etoiles produites dans les noyaux légers et dans les noyaux lourds.* — Nous avons ensuite cherché à classer les 1 038 étoiles observées en deux catégories, suivant qu'elles ont été produites dans un noyau léger (C, N, O) ou dans un noyau lourd (Br, Ag) de l'émulsion.

(11) F. L. ADELMAN: *Phys. Rev.*, **85**, 249 (1952).

Dans ce but, nous avons repris, en les précisant, les critères déjà utilisés par d'autres auteurs (1-4).

3'4.1. Charge totale des étoiles. En ce qui concerne les étoiles produites dans les noyaux légers, il est vraisemblable que dans la plupart des cas toutes les particules chargées résultant de la désintégration reçoivent une énergie cinétique suffisante pour donner lieu à une trace visible, étant donné que l'énergie propre du méson absorbé est dans tous les cas supérieure à l'énergie de liaison du noyau et que l'énergie d'excitation se répartit entre un petit nombre de particules de masse petite. Le tableau suivant indique, pour différentes particules, que l'énergie suffisante pour donner lieu à une trace nettement visible ($\sim 2 \mu\text{m}$) est très petite par rapport à l'énergie d'excitation

Particule	Énergie pour $R = 2 \mu\text{m}$
p	$\sim 0.2 \text{ MeV}$
α	$\sim 0.6 \text{ »}$
Li	$\sim 1.5 \text{ »}$
C	$\sim 2.4 \text{ »}$

On ne peut toutefois pas exclure la possibilité que l'énergie d'excitation se répartisse entre une partie seulement des particules résultant de la désintégration, mais nous supposons que ce cas est rare.

Dans ces conditions, nous faisons l'hypothèse que la charge totale visible des étoiles produites dans le carbone, l'azote ou l'oxygène est respectivement égale à 5, 6 ou 7 e , une charge étant annihilée par la charge négative du méson absorbé.

En ce qui concerne les étoiles produites dans les noyaux lourds, l'énergie propre du méson absorbé étant dans tous les cas de beaucoup inférieure à l'énergie de liaison du noyau, la réaction n'affecte qu'une petite partie du noyau. Si l'on admet que dans un « processus primaire » le méson interagit avec une paire de nucléons ou avec une particule α , il en résulte seulement une seule particule de charge e , et 1, 2 ou 3 neutrons. Le noyau restant peut encore émettre un petit nombre de particules chargées, soit par chocs directs des nucléons résultant du processus primaire, soit par évaporation. Dans cette dernière hypothèse et en admettant que l'énergie d'excitation du noyau est de 140 MeV (ce qui est évidemment un maximum), on peut voir, d'après LE COUTEUR (12), que les nombres moyens de particules chargées émises sont les suivants:

(12) K. J. LE COUTEUR: *Proc. Phys. Soc.*, A **63**, 259 (1950).

Particules	Nombre moyen par étoile
protons	1.75
deutons	0.15
tritons	0.15
particules α	0.70
<i>total</i>	2.75

La charge totale moyenne est par conséquent égale à $3.45 e$ seulement.

Ces chiffres doivent évidemment être pris avec réserve car deux circonstances limitent l'applicabilité de la théorie de l'évaporation: l'interaction forte du méson π^- avec un petit nombre de nucléons seulement, et l'énergie d'excitation peu élevée.

On peut en conclure que la charge totale des étoiles produites dans les noyaux lourds sera généralement inférieure à $5 e$. Il y a donc là un premier critère de discrimination des étoiles.

3.4.2. Barrière de potentiel des noyaux lourds. Alors que les particules chargées émises dans les désintégrations des noyaux légers n'ont en principe aucune limitation inférieure d'énergie, celles qui sont émises dans les désintégrations des noyaux lourds ont à franchir la barrière de potentiel du noyau résiduel, ce qui impose des limites inférieures à leurs énergies d'émission. Il y a donc là un second critère de discrimination des étoiles. Ce critère a été utilisé précédemment par divers auteurs (^{1,2,4,11}) avec les limites inférieures d'énergie suivantes: 4 MeV pour les protons et 9 MeV pour les particules α , ce qui

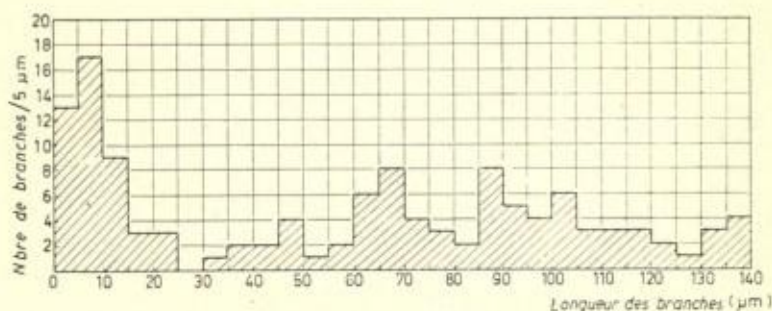


Fig. 1. — Distribution des longueurs des branches des étoiles à 1 branche.

correspond à des parcours respectifs de $120 \mu\text{m}$ et $50 \mu\text{m}$ environ. Nous avons cherché à préciser expérimentalement ces valeurs en examinant la distribution des longueurs des branches de toutes les étoiles à une seule branche. En effet, d'après le critère (a) ci-dessus, les particules provenant des noyaux légers doivent

TABLEAU IV.
Pourcentages d'étoiles produites dans les noyaux légers et dans les noyaux lourds

Auteurs	Nombre d'étoiles	Pourcentages	
		légers	lourds
PERKINS (1)	112	53.5	46.5
MENON <i>et al.</i> (2)	~ 500	46.0	54.0
ENOMOTO <i>et al.</i> (3)	200	46.5	39.0
		indéterminés: 14.5	
DE SABBATA <i>et al.</i> (4)	500	46.2	53.8
Nos résultats	1 038	44.5	55.5

être des fragments de charge 5, 6 ou 7 *e*. On peut voir aisément que les énergies maxima de tels fragments correspondent à des parcours inférieurs à 26 μm , en raison de la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement. Ce parcours est vraisemblablement inférieur au parcours minimum des particules α pouvant être émises par les noyaux lourds, de sorte que l'on peut s'attendre à ce qu'il y ait moyen de distinguer les étoiles dues aux noyaux légers des étoiles dues aux noyaux lourds par la longueur de leur branche.

La Fig 1 montre que nous avons observé une telle séparation puisqu'il n'y a aucune branche de longueur comprise entre 25 μm et 30 μm .

On peut en conclure que les limites inférieures des parcours des particules pouvant être émises par les noyaux lourds doivent être abaissées à environ 30 μm pour les particules α et à environ 80, 55 et 45 μm respectivement, pour les protons, deutons et tritons. Ces parcours correspondent

TABLEAU V. - Distribution d'après le nombre de branches des

Auteurs	Nombre d'étoiles	Pourcentage			
		<i>n</i> = 1		<i>n</i> = 2	
		légers	lourds	légers	lourds
PERKINS (1)	112	3.6	39	22	5.4
MENON <i>et al.</i> (2)	~ 500	11	27	13	18
ENOMOTO <i>et al.</i> (3)	200	9.0	25	15	10
		indéterminés: 6.0		3.0	
DE SABBATA <i>et al.</i> (4)	500	8.8	35	13	13
Nos résultats	1 038	4.3	36	11	16

(*) Arrondis.

à une énergie cinétique d'environ 6.5 MeV pour les particules α et d'environ 3.3 MeV pour les protons, deutons et tritons.

3'4.3. *Electrons Auger.* Des considérations théoriques montrent que les électrons Auger associés aux cascades mésiques sont plus nombreux dans les noyaux légers que dans les noyaux lourds. Mais leurs énergies étant plus basses, le seuil d'énergie (de 10 keV environ) qui sépare les électrons observables dans l'émulsion nucléaire de ceux qui ne le sont pas, réduit fortement la fréquence des électrons Auger visibles associées aux étoiles produites dans les noyaux légers. D'autre part, les électrons Auger de grande énergie, correspondant aux transitions à n petit, sont très rares dans les noyaux lourds car les transitions radiatives sont beaucoup plus probables (loi en Z^4). On peut donc s'attendre à observer des électrons Auger d'aspect semblable associés aux étoiles produites dans les noyaux lourds ou légers; seule la fréquence relative diffère. On peut estimer qu'il y a émission d'électrons Auger observables dans environ 50% des étoiles produites dans les noyaux lourds et dans environ 2% des étoiles produites dans les noyaux légers. Il n'y a donc pas là un critère de discrimination absolu mais seulement des probabilités très différentes.

* * *

Nous avons classé les 1038 étoiles observées en appliquant simultanément les critères 3'4.1, 3'4.2 et 3'4.3 ci-dessus.

Nous n'avons trouvé aucune étoile pour laquelle il y avait contradiction entre ces critères. Les étoiles pour lesquelles ces critères étaient insuffisants

es dans les noyaux légers et dans les noyaux lourds.

s à n branches					
$n = 3$		$n = 4$		$n = 5$	
légers	lourds	légers	lourds	légers	lourds
18	1.8	8.9	0.9	0.9	0
15	4.0	6.0	4.9	1.0	1.0
15	3.0	7.0	1.0	0.5	0
	3.5		1.5		0.5
16	3.2	6.4	2.0	1.4	0.2
17	3.6	9.8	0.3	2.4	0

ont été classées dans les mêmes proportions que les étoiles des mêmes types ayant pu être classées sans ambiguïté; ce cas ne s'est présenté que pour un petit nombre d'étoiles à 3, 4 ou 5 branches.

Nous avons ainsi trouvé 462 étoiles produites dans les noyaux légers, soit $44.5 \pm 2.1\%$, et 576 étoiles produites dans les noyaux lourds, soit $55.5 \pm 2.3\%$.

Le Tableau IV montre que ces résultats globaux sont en accord avec ceux publiés par d'autres auteurs, y compris ceux d'Enomoto *et al.*, à condition d'admettre que les cas qu'ils ont laissés indéterminés peuvent être attribués à des noyaux lourds.

Le Tableau V donne les distributions d'après le nombre de branches des étoiles produites dans les noyaux légers et dans les noyaux lourds. On voit qu'il y a ici plusieurs désaccords importants, de sorte que l'accord constaté dans le Tableau IV apparaît comme fortuit. Ces désaccords semblent dus essentiellement au fait que les critères de discrimination appliqués par les différents auteurs ne sont pas identiques. Par exemple, si nous appliquons aux étoiles à une branche, le critère de la barrière de potentiel avec les conventions de MENON *et al.* (*), nous trouvons $7.2 \pm 0.8\%$ d'étoiles produites dans les noyaux légers et $33 \pm 2\%$ produites dans les noyaux lourds, valeurs qui sont plus proches de celles trouvées par ces auteurs.

4. - Désintégrations des noyaux légers.

4.1. *Distribution des étoiles.* - Le Tableau VI donne la distribution d'après le nombre de branches des 462 étoiles produites dans les noyaux légers.

TABLEAU VI.

Distribution d'après le nombre de branches des étoiles produites dans les noyaux légers.

Nombre de branches	1	2	3	4	5	6	7
Nombre d'étoiles	45	117	173	102	25	8 (*)	0 (*)
Pourcentage	9.7 ± 1.5	25.3 ± 2.3	37.4 ± 2.8	22.1 ± 2.5	3.4 ± 1.1	$0.13 \pm 0.05 (*)$	$0 \pm 0.02 (*)$

(*) Valeurs déduites de l'exploration rapide d'une surface de 2200 mm².

4.2. *Modes de désintégration.* - En adoptant le classement des branches d'étoiles en trois catégories (cfr. Sect. 2.1): protons, particules α et fragments, on voit qu'il y a 22 modes de désintégration possibles, qui sont indiqués dans la 2^{ème} colonne du Tableau VII. Les modes de désintégration réunis par

une accolade sont difficilement discernables entr'eux, à cause de la difficulté de discrimination entre les particules α et les fragments.

La 3^{ème} colonne du Tableau VII donne les pourcentages observés de ces différents modes de désintégration, sans distinction entre les modes réunis par une accolade; la 4^{ème} colonne donne une estimation des pourcentages partiels de ces derniers, basés sur une tentative de discrimination entre particules α et fragments.

L'existence d'étoiles à 2, 3, 4 et 5 branches dont l'une est un fragment

TABLEAU VII. - Pourcentages des modes de désintégration des noyaux légers.

Nombre de branches	Modes de désintégration	Pourcentages	
		sans discrimination α, F	avec discrimination α, F
1	F	9.7	9.7
2	$\left. \begin{array}{l} Fp \\ F\alpha \\ 2F \end{array} \right\}$	$\left. \begin{array}{l} 15 \\ 9.8 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 15 \\ 6.6 \\ 3.2 \end{array} \right.$
3	$\left. \begin{array}{l} F2p \\ 2\alpha p \\ F\alpha p \\ 2Fp \\ 3\alpha \\ F2\alpha \end{array} \right\}$	$\left. \begin{array}{l} 12 \\ 23 \\ 2.5 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 12 \\ 14 \\ 8 \\ 1 \\ 1.9 \\ 0.6 \end{array} \right.$
4	$\left\{ \begin{array}{l} \alpha 3p \\ F3p \\ 2\alpha 2p \\ F\alpha 2p \\ 3\alpha p \end{array} \right\}$	$\left. \begin{array}{l} 8.4 \\ 9.7 \\ 3.8 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 6.9 \\ 1.5 \\ 4.5 \\ 5.2 \\ 3.8 \end{array} \right.$
5	$\left\{ \begin{array}{l} 5p \\ \alpha 4p \\ F4p \\ 2\alpha 3p \end{array} \right\}$	$\left. \begin{array}{l} 0.6 \\ 1.5 \\ 3.2 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0.6 \\ 1.1 \\ 0.4 \\ 3.2 \end{array} \right.$
6	$\left. \begin{array}{l} 6p \\ \alpha 5p \end{array} \right\}$	$\left. \begin{array}{l} 0.03 (*) \\ 0.09 (*) \end{array} \right\}$	$\left. \begin{array}{l} 0.03 (*) \\ 0.09 (*) \end{array} \right\}$
7	7p	0	0

(*) Valeurs déduites de l'exploration rapide d'une surface de 2200 mm².

n'est établie de façon certaine que dans les cas où ce fragment est instable et donne lieu à un « marteau » ou à une désintégration β .

5 étoiles comportant un fragment donnant lieu à un « marteau » ont été trouvées parmi les 462 étoiles observées. 40 autres ont été trouvées au cours de l'exploration rapide d'une surface de 2 200 mm². Le Tableau VIII donne la distribution de ces 45 étoiles suivant leur mode de désintégration. Aucune désintégration β n'a été observée, mais nous ne sommes pas certains de voir toujours les traces d'électrons rapides, à cause du sous-développement des plaques.

TABLEAU VIII. — *Distribution des étoiles comportant un « marteau ».*

Nombre de branches	Modes de désintégration	Nombres d'étoiles
2	F α	8
3	F2p F α p	22 7
4	F3p F α 2p	2 5
5	F4p	1

Le schéma de Clark et Ruddlesden⁽⁵⁾ appliqué aux noyaux de carbone, d'azote et d'oxygène conduit aux modes de désintégration indiqués dans la 2^{ème} colonne du Tableau IX. Les 3^{ème} et 4^{ème} colonnes du tableau don-

TABLEAU IX. — *Pourcentages de désintégration suivant le schéma de Clark et Ruddlesden.*

Noyau	Modes de désintégration	Pourcentages	
		sans discrimination α , F	avec discrimination α , F
¹² ₆ C	2 α p	23	14
¹⁴ ₇ N	3 α 2 α 2p	2.5 } 9.7 } 12.2	1.9 } 4.5 } 6.4
¹⁶ ₈ O	3 α p	3.8	3.8
		Total: 39.0	Total: 24.2

nent les pourcentages observés, sans ou avec discrimination entre particules α et fragments, repris dans les colonnes correspondantes du Tableau VII. (Les pourcentages indiqués dans la 3^{ème} colonne doivent être considérés comme des valeurs maxima).

On remarque tout d'abord que le schéma de Clark et Ruddlesden ne rend compte que d'un pourcentage total assez bas des événements (24.2 ÷ 39.0%). Ensuite, le pourcentage très bas de désintégration de l'oxygène suivant le mode $3\alpha p$ est en contradiction avec ce qu'on pouvait attendre des abondances relatives du carbone, de l'azote et de l'oxygène dans l'émulsion nucléaire (4.66 / 1 / 2.55). De même, il est surprenant que la désintégration de l'azote suivant le mode 3α (résultant de l'interaction du méson π^- avec le deuton) est désavantagé par rapport au mode $2\alpha 2p$. Ces deux faits suggèrent que le noyau intermédiaire de $^{12}_6\text{C}$ apparaissant dans les modes de désintégration $3\alpha p$ et 3α pourrait subsister, étant donné sa stabilité bien connue. Un certain pourcentage des désintégrations suivant les modes F et Fp pourraient correspondre à ces deux cas.

D'autre part, on observe un pourcentage assez élevé (11.8 ÷ 13.7%) d'autres modes de désintégration ne donnant lieu qu'à des particules α et à des protons comme particules chargées (voir Tableau VII).

Nous sommes ainsi amenés à considérer une extension du schéma de Clark et Ruddlesden dans laquelle la structure en particules α est préservée mais où : 1) trois particules α peuvent rester liées pour donner un fragment $^{12}_6\text{C}$; 2) plus d'une particule α peut être brisée. Ce « modèle α » appliqué aux noyaux de carbone, d'azote et d'oxygène, conduit aux modes de désintégration indiqués dans le Tableau X. On voit qu'il rend compte d'environ les $\frac{2}{3}$ des désintégrations observées.

Le pourcentage de désintégrations attribuées à l'azote semble trop élevé, mais il n'est pas improbable que la plupart des désintégrations suivant les modes restants (F α , 2F, F2p, ...) puissent être attribuées au carbone et à l'oxygène. En effet, les valeurs possibles de la charge des fragments émis dans ces modes de désintégration sont 3, 4 et 5 e, correspondant respectivement à un noyau initial de carbone, d'azote et d'oxygène. Or, le lithium et le bore possèdent chacun deux isotopes stables (^6_3L et $^{10}_5\text{B}$) alors que le béryllium n'en possède qu'un (^9_4Be) qui contient un neutron faiblement lié.

4.3. Spectres d'énergie des particules α . - CLARK et RUDDLESDEN (2) ont traité la désintégration des noyaux du type $^{4k}_{2k}\text{X}$ suivant le schéma :

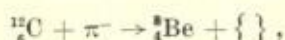
$$(1) \quad ^{4k}_{2k}\text{X} + \pi^- \rightarrow (k-1)\alpha + \left\{ \begin{array}{l} p + 3n \\ d + 2n \\ t + n \end{array} \right\} \begin{array}{l} (a), \\ (b), \\ (c), \end{array}$$

($k = 3$ correspond à $^{12}_6\text{C}$ et $k = 4$ à $^{16}_8\text{O}$).

TABLEAU X. — Pourcentages de désintégrations suivant le « modèle α ».

Noyau	Modes de désintégration	Pourcentages	
		sans discrimination α, F	avec discrimination α, F
$^{12}_6\text{C}$	$2\alpha p$	23	14 } 21.5
	$\alpha 3p$	8.4	
	$\alpha 5p$	0.6	
$^{14}_7\text{N}$	$(^{12}_6\text{C})$	9.7	9.7 } 15.8
	3α	2.5	
	$2\alpha 2p$	9.7	
	$\alpha 4p$	1.5	
	$6p$	0.03	
$^{16}_8\text{O}$	$(^{12}_6\text{C})p$	15	15 } 22.1
	$3\alpha p$	3.8	
	$2\alpha 3p$	3.2	
	$\alpha 5p$	0.09	
	$7p$	0	
		Total: 77.5	Total: 60.8

Ils ont en plus examiné le cas particulier



dans le but d'étudier l'influence du $^8\text{Be}_4$ intermédiaire sur la corrélation angulaire entre les deux particules α .

La fonction d'onde des noyaux $^{4k}_{2k}\text{X}$ est décomposée en un produit de $(k+3)$ fonctions d'onde: $(k-1)$ fonctions d'onde de particules α décrites globalement (coordonnées de leur centre de masse) et les 4 fonctions d'onde des nucléons de la k -ième particule α . (C'est un des deux protons de celle-ci qui est transformé en neutron en interagissant avec le π^-).

Le spectre d'énergie cinétique des particules α , obtenu par Clark et Rudlesden, s'écrit:

$$(2) \quad P(E)dE \div e^{-\gamma t}(1-t)^m t^{\frac{1}{2}} dt \int_0^{\gamma(1-t)} e^{-u} \left[1 - \frac{u}{\gamma(1-t)} \right]^m u^{(3k/2)-4} du,$$

où $t = E/E_{\max}$ (varie de 0 à 1); γ est un paramètre dépendant de la liaison des k particules α ; $m = \frac{7}{2}, 2$ ou $\frac{1}{2}$ suivant qu'il s'agit de la réaction (1,a), (1,b)

ou (1,c). Cette méthode s'étend aisément au cas des noyaux ${}_{2k+1}^{4k+2}X$ en les supposant constitués de k particules α et d'un deuton. On peut alors avoir les trois types de réaction:

$$(3) \quad {}_{2k+1}^{4k+2}X + \pi^- \rightarrow \begin{cases} (k-1)\alpha + d + \{ \}, & (a), \\ (k-1)\alpha + p + n + \{ \}, & (b), \\ k\alpha + 2n, & (c), \end{cases}$$

($k = 3$ correspond à ${}_{7}^{14}N$).

Dans le cas de la réaction (3,c), l'exposant ($\frac{3}{2}k - 4$) de l'expression (2) doit être remplacé par ($\frac{3}{2}k - \frac{5}{2}$). Quant à l'exposant m , il vaut:

$5, \frac{7}{2}$ ou 2 dans le cas (3,a),

$\frac{13}{2}, 5$ ou $\frac{7}{2}$ dans le cas (3,b),

et $\frac{1}{2}$ dans le cas (3,c).

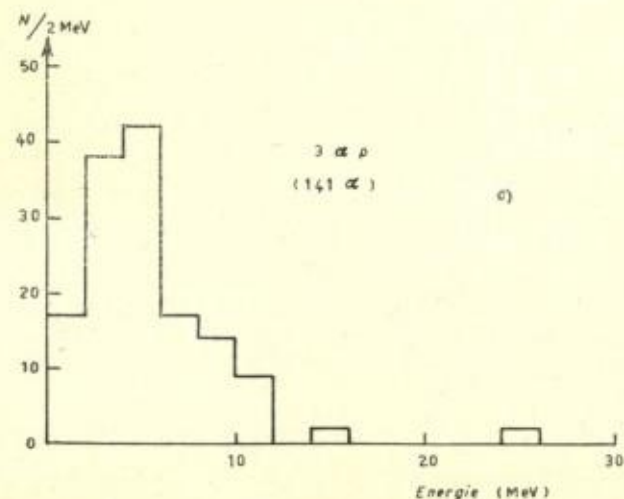
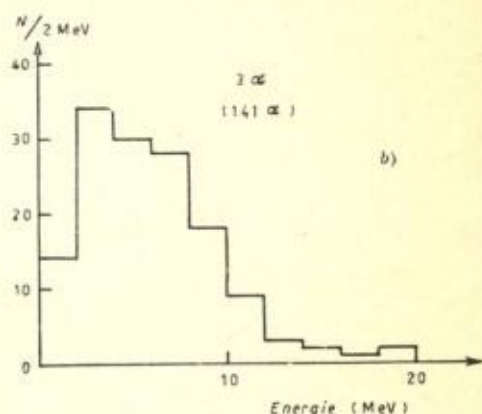
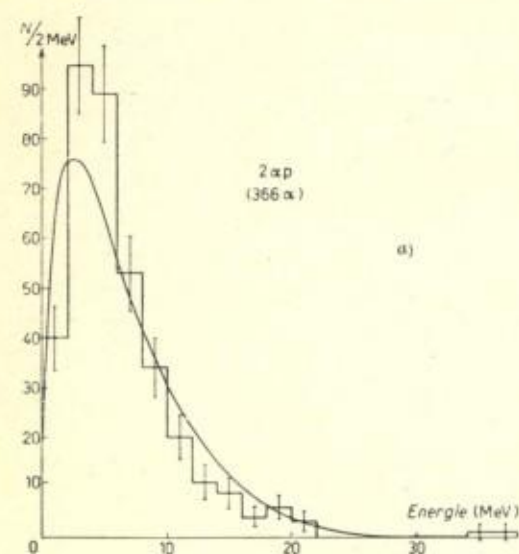


Fig. 2. - a) Spectre d'énergie des particules α de la désintégration $2\alpha p$. La courbe tracée représente le spectre « standard » de Clark et Ruddlesden ($\gamma=12$). b) Spectre d'énergie des particules α de la désintégration 3α . c) Spectre d'énergie des particules α de la désintégration $3\alpha p$.

On se rend compte aisément de ce que tous ces spectres diffèrent peu les uns des autres et que, dans les conditions expérimentales présentes, on ne peut espérer mettre en évidence des différences entre les spectres correspondant aux différentes réactions possibles. Cette difficulté apparaît encore mieux si l'on songe au fait que les différentes valeurs du paramètre γ ne sont pas connues avec précision.

Nous avons établi expérimentalement les spectres d'énergie des particules α dans les étoiles des types $2x_p$, $3x$ et $3x_p$ (Figs. 2, *a*, *b* et *c*). Les énergies ont été déterminées par la mesure du parcours des particules α . On voit que l'allure de ces spectres confirme qualitativement les prévisions théoriques. Ils sont en bon accord avec ceux obtenus précédemment par MENON *et al.* (²) et par LEDERMAN *et al.* (communication privée).

5. — Conclusions.

Les étoiles produites dans les noyaux lourds et légers de l'émulsion nucléaire ont pu être séparées sans difficulté, en appliquant trois critères cohérents.

L'identification des noyaux légers primaires a présenté des difficultés plus grandes, qui n'ont pu toujours être résolues, en particulier lorsque l'étoile comporte une ou plusieurs traces courtes.

Les deux tiers environ des désintégrations produites dans les noyaux légers s'interprètent aisément en supposant que ces noyaux conservent une structure en particules α , même lorsque l'énergie d'excitation est assez élevée. Les autres désintégrations donnent lieu à des fragments nucléaires et proviennent vraisemblablement de la désintégration de noyaux ${}_6\text{B}^*$ et ${}_7\text{N}^*$ excités. Dans ce cas, le méson interagit avec un proton sans que l'énergie apportée se répartisse également entre les autres nucléons. Un tel schéma d'échauffement local a été proposé antérieurement pour les noyaux légers par PERKINS (¹³) et pour les noyaux lourds par HEIDMANN et LEPRINCE-RINGUET (¹⁴) et par PUPPI *et al.* (⁴).

Nos remerciements s'adressent en premier lieu aux Professeurs R. E. MARSHAK et M. F. KAPLON, sans l'aide de qui cette étude n'aurait pas été possible.

Nous remercions vivement les Professeurs P. BAUDOIX et J. GEHENIAU

(¹³) D. H. PERKINS: *Nature*, **161**, 487 (1948).

(¹⁴) J. HEIDMANN et L. LEPRINCE-RINGUET: *Compt. Rend. Ac. Sc. Paris*, **226**, 1716 (1948).

pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail, ainsi que le Professeur G. PUPPI pour d'intéressantes discussions.

Nous remercions le personnel du Laboratoire de Physique Nucléaire, particulièrement Mmes F. JOHNSON et L. MONIQUET et Mlle N. CHARTIER, pour l'exploration des plaques et pour la part qu'elles ont prise à l'élaboration des statistiques.

RIASSUNTO (*)

Lastre Ilford G.5 sono state esposte ai mesoni π^- lenti prodotti dal ciclotrone di Rochester. Circa 1500 stelle σ sono state classificate secondo il numero dei rami e secondo che sono state prodotte in un nucleo leggero (C, N, O) o in un nucleo pesante (Br, Ag) dell'emulsione. L'esame delle stelle prodotte nei nuclei leggeri ha permesso di studiare i modi di disintegrazione di tali nuclei. Si propone un'estensione dello schema di Clark e Ruddlesden che dà ragione di circa $\frac{2}{3}$ delle stelle osservate. Le restanti stelle contengono almeno un frammento ($Z > 2$) e sembra si possa interpretarle meglio con un meccanismo di riscaldamento locale.

(*) Traduzione a cura della Redazione.