



**HAL**  
open science

# Réactions nucléaires provoquées par ions “ lourds ”. Intérêt et divers aspects

M. Lefort

► **To cite this version:**

M. Lefort. Réactions nucléaires provoquées par ions “ lourds ”. Intérêt et divers aspects. Journal de Physique et le Radium, 1960, 21 (8-9), pp.665-673. 10.1051/jphysrad:01960002108-9066500 . jpa-00236349

**HAL Id: jpa-00236349**

**<https://hal.science/jpa-00236349>**

Submitted on 4 Feb 2008

**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.

## EXPOSÉ ET MISE AU POINT BIBLIOGRAPHIQUE

### RÉACTIONS NUCLÉAIRES PROVOQUÉES PAR IONS « LOURDS » INTÉRÊT ET DIVERS ASPECTS

Par M. LEFORT,

Laboratoire de Physique Nucléaire, Faculté des Sciences de Paris, Centre d'Orsay.

**Résumé.** — Les phénomènes nucléaires provoqués par les ions multichargés d'énergie élevée sont examinés sous leurs différents aspects : réactions passant par un noyau de fusion, réactions de multi-stripping aux cours desquelles l'ion lourd se sépare en plusieurs projectiles aux abords du noyau cible, étoiles de désintégration et réactions de transfert d'un nucléon entre le noyau projectile et le noyau cible. On indique aussi comment les ions lourds sont utilisés pour mesurer les probabilités de fission, les rapports  $\Gamma_n/\Gamma_f$  de noyaux lourds très excités. Enfin, la production de noyaux déficients en neutrons et d'éléments transuraniens est envisagée.

**Abstract.** — A survey is given of nuclear phenomena induced by multicharged heavy ions. Several features are discussed : reactions involving a fusion nucleus, " buckshot " reactions in which heavy ions are broken into several fragments in the vicinity of target nuclides, disintegration stars and transfer reactions. The usefulness of heavy ion reactions for measuring fission width and  $\Gamma_n/\Gamma_f$  ratios, is emphasized. Also the production of neutron deficient nuclides and of transuranium elements is discussed.

Depuis quelques années, les techniques permettant l'accélération de corpuscules chargés de masse plus élevée que les hélions se sont perfectionnées. La mise au point de sources d'ions permettant l'épluchage préalable d'une partie des électrons orbitaux des atomes de carbone, azote, oxygène et néon, a conduit à la possibilité d'accélérer dans un cyclotron des ions multichargés et d'obtenir des faisceaux homogènes et monoénergétiques en ions lourds. On a atteint des énergies de plus de 10 MeV par nucléon (120 MeV pour  $^{12}\text{C}$ , 160 MeV pour  $^{16}\text{O}$ , etc...). Le moment cinétique  $p$  d'un ion de charge  $Ze$  sur un orbite d'accélération de rayon  $r$  est lié à l'induction  $B$  du cyclotron par la relation :

$$p = BZe r.$$

L'énergie à laquelle on peut accélérer un ion de masse donnée est donc proportionnelle au carré de la charge ionique. On conçoit qu'il soit nécessaire de disposer d'ions multichargés pour pouvoir les porter à des énergies assez élevées et vaincre les barrières de potentiel. Si  $Z_1e$  est la charge du noyau cible et  $Z_2e$  celle du noyau projectile,  $A_1$  et  $A_2$  sont les masses atomiques de ces deux noyaux, l'expression de la barrière de potentiel :

$$V = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} \cdot \frac{A_1 + A_2}{A_1}$$

montre que pour pénétrer dans les noyaux les plus lourds ( $Z_1$  voisin de 100 et  $A_1$  voisin de 250), un noyau de carbone devra posséder une énergie d'environ

70 MeV et un noyau de néon un peu moins de 100 MeV. On trouvera des détails sur la production d'ions multichargés et sur leur accélération dans les cyclotrons ou les accélérateurs linéaires dans diverses publications de caractère plus ou moins technique [1]. Nous nous bornons à décrire les divers types de réactions qui ont été étudiées jusqu'ici et à examiner les renseignements qu'elles apportent et les perspectives qu'elles permettent d'entrevoir.

Il est délicat de tenter d'établir une classification de ces réactions nucléaires. Il n'est pas possible de le faire en fonction de l'énergie parce que l'énergie cinétique des projectiles maximum qui ait été obtenue est très supérieure à la barrière de potentiel aux faibles  $Z$ , alors qu'elle ne la dépasse guère pour les noyaux lourds. Nous avons essayé de préciser les différents types de réactions et les divers objets des études entreprises jusqu'ici.

Il ne sera fait mention ni de l'excitation coulombienne ni de la diffusion élastique et inélastique.

La première réaction a probablement été observée par Miller et al. [2] qui bombardaient de l'aluminium et de l'or avec des noyaux de carbone 12 et obtinrent du chlore 34 et de l'astate. Breit et al. [3] encouragèrent ensuite en 1952 les études de réactions nucléaires provoquées par projectiles lourds, en montrant que certains aspects des phénomènes de désexcitation des noyaux composés seraient probablement mieux compris à la suite de ce type d'expériences.

Une des revues les plus récentes a été faite sur le sujet par Fremlin [4] dans l'ouvrage de Endt et Demeur sur les réactions nucléaires.

On examinera successivement :

1. Les réactions passant par un noyau intermédiaire obtenu par fusion des noyaux initiaux et la comparaison avec un noyau composé analogue obtenu par proton.
2. Les réactions de stripping et multi-stripping au cours desquelles l'ion lourd éclaterait avant le choc en plusieurs projectiles. (Théorie de la « chevrotine ».)
3. Les réactions dites de transfert d'un nucléon du noyau projectile au noyau cible.
4. Les étoiles de désintégration dues à l'impact de l'ion lourd dans le champ coulombien du noyau cible.
5. La probabilité de fission après la fusion de l'ion lourd avec un noyau lourd.
6. La production de noyaux déficitaires en neutrons et subissant une transformation spontanée par captures électroniques. La production de nouveaux isomères à spin élevé en raison du grand moment angulaire apporté par le projectile.
7. La production et l'étude des isotopes d'éléments transuraniens.

### 1. Fusion et évaporation du noyau composé. —

Lorsque l'énergie du projectile n'est pas très supérieure à la barrière de potentiel du noyau cible, il y a, en général, formation d'un noyau composé. La désexcitation de ce noyau par évaporation conduit ensuite à divers nucléides. Pour les  $Z$  moyens, elle a lieu surtout par émission de neutrons, mais il semble bien que la théorie statistique de la désexcitation ait quelques difficultés à rendre compte quantitativement des résultats expérimentaux. Toute une série de résultats ont été obtenus, de ce point de vue, par Faraggi et al. à Saclay [5]. Ces auteurs ont bombardé du cuivre, tantôt avec des ions azote, tantôt avec des ions carbone, oxygène ou néon, et mesuré les sections efficaces relatives des isotopes formés. Pour la réaction ( $^{63}\text{Cu} + ^{14}\text{N}$ ), les isotopes formés avec la plus grande probabilité sont les brome de masses 75 et 74. Cela correspondrait à l'évaporation à partir du noyau composé  $^{77}\text{Kr}$  d'un proton et d'un ou deux neutrons. L'hypothèse de noyau composé correspondant à la fusion a été vérifiée par une expérience intéressante : Atterling et al. [6] ont comparé les produits de bombardement de cuivre par  $^{16}\text{O}$  et du cobalt par  $^{20}\text{Ne}$ . Dans les deux cas, le noyau composé serait  $^{79}\text{Rb}$  et il était intéressant d'examiner si les produits étaient les mêmes.

TABLEAU I (D'APRÈS FARAGGI ET AL.)

NOYAU OBSERVÉ	RAPPORT DES RENDEMENTS RELATIFS $^{63,65}\text{Cu} + ^{16}\text{O}$ et $^{59}\text{Co} + ^{20}\text{Ne}$	
	$\frac{^{63}\text{Cu} + ^{16}\text{O}}{^{59}\text{Co} + ^{20}\text{Ne}}$	$\frac{^{65}\text{Cu} + ^{16}\text{O}}{^{59}\text{Co} + ^{20}\text{Ne}}$
$^{77}\text{Br} + ^{77}\text{Kr}$	1,08	1,3
$^{76}\text{Br}$	1,2	0,2
$^{75}\text{Br}$	1,0	1,0
$^{73}\text{Se}$	1,2	0,17
$^{72}\text{Se}$	0,6	0,06
$^{72}\text{As}$	0,6	1,5
$^{71}\text{As}$	0,8	0,8
$^{67}\text{Ga}$	4,0	6

On voit sur le tableau I que les rapports entre les valeurs obtenues pour  $^{63}\text{Cu} + ^{16}\text{O}$  et  $^{59}\text{Co} + ^{20}\text{Ne}$

sont très voisins de 1 pour les isotopes 75, 76 et 77 du brome, et pour les isotopes 72 et 73 du sélénium. On peut donc penser que les chaînes d'évaporation partent d'un même noyau composé. Par contre, on trouve quatre fois plus de  $^{67}\text{Ga}$  pour le cuivre que pour le cobalt et l'on devra donc envisager dans ce cas un processus différent. Les auteurs précédents ont calculé, en partant d'une énergie d'excitation de 30 à 50 MeV pour les noyaux composés issus de  $^{63}\text{Cu} + ^{14}\text{N}$  et  $^{65}\text{Cu} + ^{16}\text{O}$ , la distribution en énergie de la première particule émise par évaporation puis des suivantes selon la méthode de Blatt et Weisskopf. Ils ont trouvé un bon accord avec l'expérience pour l'évaporation de quatre et plus de quatre nucléons, mais, par contre, un excès important des valeurs expérimentales pour la formation de noyaux correspondant à la perte d'un à 3 nucléons. Tout se passe comme si, ou bien l'énergie des premiers nucléons émis était bien supérieure à celle calculée par la théorie de Blatt et Weisskopf, ou bien comme si d'autres processus que l'émission de nucléons permettaient la désexcitation du noyau composé, par exemple, émission gamma, formation de paires, etc...

Ces auteurs font également remarquer que le faisceau contient des ions d'énergie plus faible en quantité importante et que si la barrière de potentiel se trouvait plus basse que prévue, ces ions pourraient conduire à des noyaux d'énergie d'excitation plus faible et, par suite, à un nombre plus faible de nucléons évaporés. On met le doigt ici sur l'intérêt qu'il y aura à travailler avec des faisceaux monoénergétiques.

K. F. Chackett et G. A. Chackett [7] ont bombardé du tungstène avec des ions azote de 60 MeV, c'est-à-dire à une énergie très voisine de la barrière de potentiel. Le noyau composé de thallium aurait une excitation telle que le nombre de neutrons émis le plus probable calculé d'après la théorie de Weisskopf serait de 5. Les résultats seraient en accord avec cette conclusion, mais l'existence de quatre isotopes stables principaux du tungstène ne rend pas très aisé le dépouillement.

De même Greenlees et Souch [8] ont trouvé que le bombardement de chlore sous forme de  $\text{LiCl}$  par  $^{14}\text{N}$  conduisait surtout à  $^{49}\text{Cr}$  qui correspondrait à  $^{37}\text{Cl}(\text{N}, 2\text{n})^{49}\text{Cr}$ .

La comparaison de réactions nucléaires induites par ion lourd et de réactions provoquées par des protons qui conduisent au même noyau composé est évidemment intéressante. Cohen et al. [9] ont inauguré, en 1954, ce genre d'étude en bombardant, d'une part du carbone par l'azote, de l'autre, du magnésium par des protons. Le noyau composé était  $^{26}\text{Al}$  dans les deux cas, et son énergie d'excitation était sensiblement la même.

Si les fonctions d'excitations ( $^{14}\text{N}, 2\text{p}$ ) et ( $\text{p}, 2\text{p}$ ) sont très semblables, les réactions conduisant à l'émission d'une particule  $\alpha$  et surtout de deux  $\alpha$  sont deux et quatre fois plus probables respectivement pour l'excitation par noyaux lourds que par protons, comme on peut le voir sur la figure 1, extraite de l'article de Cohen et al. [9].

Nous retrouvons cette prédisposition à l'émission  $\alpha$  pour d'autres réactions sur noyaux légers.

Il faut remarquer, dans ce type d'expérience de comparaison, que les noyaux composés ont certainement des moments angulaires très différents, selon qu'ils sont produits par proton ou par ion lourd.

Cohen et al. pensent cependant que la prédominance de l'émission  $\alpha$  pourrait plutôt provenir de ce que l'équilibre thermodynamique du noyau composé de Bohr n'est pas atteint complètement et la structure en particules  $\alpha$  du noyau de carbone favoriserait l'émission de ces particules.

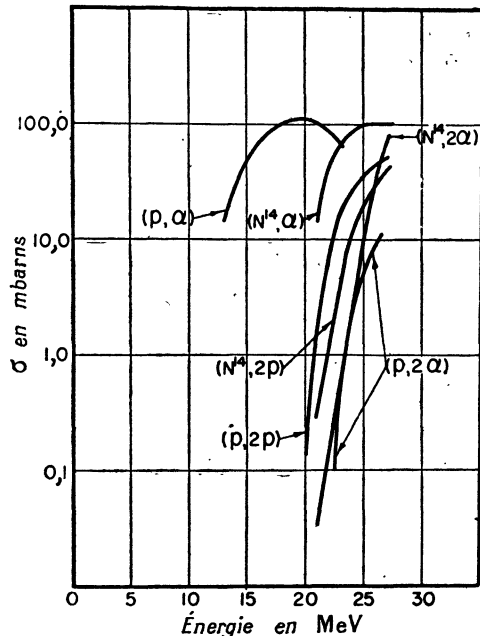


FIG. 1. — Sections efficaces en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé pour les réactions induites par des protons et par de l'azote.

On peut dire cependant pour conclure ce paragraphe que l'on a obtenu des informations suffisantes pour envisager la formation, par bombardement par ion

lourd d'un noyau de fusion hautement excité auquel on peut tenter d'appliquer la méthode de la théorie statistique pour prévoir la désexcitation. L'accord n'est pas entièrement satisfaisant et l'on trouve généralement un excès de particules  $\alpha$ . De nouvelles études demandent à être entreprises, en particulier sur les noyaux de Z moyens. Un travail de ce type sur l'argent est projeté au Laboratoire de Physique Nucléaire à Orsay.

**2. Réactions de stripping et multi-stripping. Éclatement du noyau projectile.** — C'est au cours de l'étude de l'interaction des ions lourds  $^{14}\text{N}$  de plus de 50 MeV sur l'aluminium que Chackett et al. [10] constatèrent que le rendement maximum ne correspondait pas à celui d'un noyau de fusion après évaporation, mais à un noyau de Z beaucoup plus bas, le phosphore 32 qui correspondrait à l'évaporation d'un proton et de deux particules  $\alpha$ .

Par ailleurs, des expériences faites par Webb, Reynolds et Zucker [11] à Oak Ridge, avec des azote de seulement 25,5 MeV, conduisent à des résultats très différents, avec essentiellement une prédominance de  $^{38}\text{K}$  qui n'est pas en désaccord avec la fusion en un noyau composé  $^{41}\text{Ca}^*$ . Les différences entre les deux séries d'expériences sont illustrées dans le tableau suivant. L'énergie des azote d'Oak Ridge est très voisine de la barrière de potentiel de  $^{27}\text{Al}$  alors que celle des azote de Birmingham est beaucoup plus grande.

Les valeurs pour être comparées ont été normalisées sur l'isotope  $^{38}\text{K}$  par Fremlin [4]. Celui-ci indique également, pour chaque noyau, le nombre de particules qui seraient évaporées à partir du noyau composé, l'énergie nécessaire pour que ces particules chargées franchissent la barrière de potentiel, et les énergies des réactions d'évaporation.

Un autre aspect intéressant est fourni par l'examen de la variation de ces rendements en fonction de l'énergie des ions lourds. Chackett et al. ont fait des mesures pour plusieurs épaisseurs de cible (fig. 2)

TABLEAU II

Rendements relatifs du bombardement de Al pa  $^{14}\text{N}$  (noyau composé :  $^{41}\text{Ca}^*$ )

NOYAU FORMÉ	ÉVAPORATION SUPPOSÉE	Q ÉVAP. (MeV)	BARRIÈRE (MeV)	Rt BIRMINGHAM	OAK RIDGE
$^{11}\text{C}$	2n 7 $\alpha$	— 58,1	—	5	0,03
$^{13}\text{N}$	3np 6 $\alpha$	— 65,7	—	20	2,8
$^{15}\text{O}$	2n 6 $\alpha$	— 47,8	—	30	—
$^{18}\text{F}$	2np 5 $\alpha$	— 50,8	—	20	3,7
$^{24}\text{Na}$	p 4 $\alpha$	— 22,9	— 55	11	3,4
$^{27}\text{Mg}$	2p 3 $\alpha$	— 21,6	— 51	0,5	0,14
$^{28}\text{Al}$	p 3 $\alpha$	— 12,0	— 38	140	—
$^{31}\text{Si}$	2np 2 $\alpha$	— 10,7	— 34	14	0,07
$^{30}\text{P}$	2np 2 $\alpha$	— 22,5	— 48	60	—
$^{32}\text{P}$	p 2 $\alpha$	— 2,2	— 22	500	2,8
$^{35}\text{S}$	2p $\alpha$	— 2,6	— 19	150	—
$^{34}\text{Cl}$	2np $\alpha$	— 16,4	— 35	100	0,21
$^{38}\text{Cl}$	3p	— 6,4	— 20	5-10	1,1
$^{38}\text{K}$	2np	— 9,0	— 20	75	75
$^{38}\text{K}$	t	— 0,5	— 5	75	75

grâce à des empilements. La première feuille mince a des rendements très bas que l'on explique par le moment vers l'avant des produits qui quittent la feuille. Ensuite, on peut distinguer deux comportements très différents en fonction de l'énergie selon que les noyaux formés sont légers ou lourds. Les premiers,  $^{11}\text{C}$ ,  $^{13}\text{N}$ ,  $^{18}\text{F}$ , ont un rendement qui a plutôt tendance à augmenter au fur et à mesure que le faisceau s'enfonce dans la cible, c'est-à-dire que l'énergie diminue. On peut supposer que ces produits sont dus à la perte par  $^{14}\text{N}$  de particules en traversant l'aluminium ( $^{13}\text{N}$  et  $^{11}\text{C}$ ) et pour  $^{15}\text{O}$  et  $^{18}\text{F}$  au pick-up d'un proton et d'une particule  $\alpha$ .

Pour les noyaux lourds, au contraire, passée l'augmentation initiale correspondant au recul de plusieurs microns, le rendement décroît aussi bien pour  $^{32}\text{P}$  que pour  $^{28}\text{Al}$ ,  $^{35}\text{S}$  et  $^{27}\text{Mg}$ . Cette décroissance s'explique par la baisse du nombre et de l'énergie des ions  $^{14}\text{N}$  au fur et à mesure de l'enfoncement. (Il faut se rappeler que le faisceau n'est pas monoénergétique.)

L'explication suggérée pour tous ces aspects par Chackett, Walker et Fremlin est qu'aux hautes énergies, un mécanisme nouveau apparaît qui correspond à l'éclatement du projectile dans le champ du noyau cible. Ce dernier est frappé alors non plus par un seul projectile, mais par l'ensemble des morceaux d'une façon analogue à un tir de « chevrotines ».

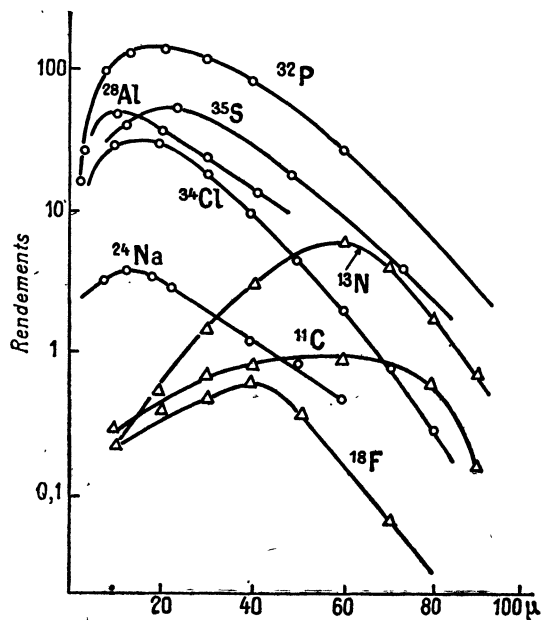
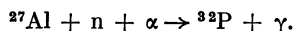


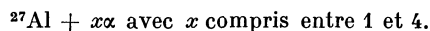
FIG. 2. — Rendements relatifs des produits de réaction ( $\text{Al} + ^{14}\text{N}$ ) en fonction de l'énergie des ions lourds.

L'énergie nécessaire pour dissocier  $^{14}\text{N}$  en  $3\alpha$ , un proton et un neutron est de 19,8 MeV alors que par exemple la barrière pour  $^{32}\text{P}$  est de 22 MeV et pour  $^{30}\text{P}$  de 48 MeV. La production de  $^{32}\text{P}$  avec un grand rendement serait due à :



Une confirmation de cette hypothèse a été trouvée en bombardant l'aluminium par  $^{16}\text{O}$  au lieu de  $^{14}\text{N}$ . On est amené, dans ce dernier cas, à envisager l'écla-

tement en 4 particules  $\alpha$  et les seules réactions seraient



Ceci correspondrait à des maxima pour  $^{38}\text{K}$ ,  $^{34}\text{Cl}$  et  $^{30}\text{P}$  (1, 2 et  $3\alpha$  et évaporation d'un neutron) beaucoup plus que  $^{32}\text{P}$  et  $^{28}\text{Al}$ . Chackett, Fremlin et Walker ont effectivement trouvé que le rendement relatif de  $^{32}\text{P}$  n'était plus que de 5 (en prenant 100 pour  $^{34}\text{Cl}$ ) alors que celui de  $^{30}\text{P}$  était de 35.

**3. Réactions de transfert d'un nucléon.** — Au cours d'une série de travaux sur les réactions induites par des ions azote de 22,5 MeV sur des noyaux légers, Zucker et ses collaborateurs [12] ont découvert un phénomène particulier intéressant, celui du transfert d'un nucléon. Par exemple, le bombardement de  $^{10}\text{B}$  conduit à la formation de  $^{11}\text{C}$  avec une section efficace importante. On pourrait envisager que le noyau composé  $^{10}\text{B} + ^{14}\text{N}$  soit formé et que l'évaporation de  $3\alpha$  et d'un neutron conduise à  $^{11}\text{C}$ . Ceci demanderait 11,07 MeV alors que le transfert d'un proton entre le noyau cible et le noyau projectile libère au contraire 1,15 MeV. La réaction s'écrit alors  $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{11}\text{C})^{13}\text{C}$ .

De même, la formation de  $^{13}\text{N}$ , dans la réaction  $^{14}\text{N}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{N})^{15}\text{N}$ , s'expliquerait ainsi. Reynolds et Zucker [12] ont étudié la distribution angulaire et l'énergie des azote 13 dans une chambre à gaz de 4,8 mm de diamètre. La distribution est nettement marquée vers l'avant et ceci d'autant plus que l'énergie des azote 14 est plus grande (entre 16 et 23,3 MeV). Cette observation indique bien qu'il s'agit d'un processus de stripping et non d'évaporation.

Hubbard et Merkel [13] ont fait une série d'études analogues, mais à une énergie de 145 MeV avec l'accélérateur linéaire de Berkeley. Ces cibles étaient en aluminium, cuivre et argent et les auteurs ont trouvé sur des collecteurs spécialement disposés les activités de  $^{15}\text{O}$ ,  $^{13}\text{N}$ ,  $^{11}\text{C}$  et  $^{18}\text{F}$ , correspondant à l'addition d'un proton, la perte d'un neutron, la perte d'un triton de  $^{14}\text{N}$ . L'énergie est comprise entre 20 et 30 MeV et la direction vers l'avant est très privilégiée pour les  $^{13}\text{N}$  formés.

La distribution angulaire des ions lourds ayant perdu un nucléon par transfert est d'ailleurs un sujet de recherche actuellement très étudié. McIntyre et al. [14] ont fait une étude de distribution pour la réaction  $^{197}\text{Au}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{N})^{198}\text{Au}$  à différentes énergies. Cela a permis de trouver que le transfert était le plus important pour une distance d'approche minimum de  $12,7 \pm 0,6 \cdot 10^{-13}$  cm. Lorsque l'énergie devient importante le neutron transféré a une probabilité croissante d'être placé dans le continuum du noyau  $^{197}\text{Au}$ , plutôt que dans un état lié. Toth [14 bis] a également précisé la distribution angulaire des  $^{13}\text{N}$  dans la réaction  $^{14}\text{N}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{N})^{15}\text{N}$  à 26,5 MeV. La distance minimum d'approche est déterminée par la formule de diffusion classique,

$$\delta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E} \left( 1 + \csc \frac{\theta}{2} \right).$$

La valeur trouvée est de  $10,56 \pm 0,50 \cdot 10^{-13}$  cm. Ceci correspond à un paramètre  $r_0$  de  $2,19 \cdot 10^{-13}$  cm, puisque  $\delta = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ . Cette valeur est élevée et montre que les phénomènes de transfert ont lieu lorsque les noyaux sont encore largement séparés.

Le phénomène de transfert d'un nucléon est un pro-

blème intéressant du point de vue théorique car il est possible qu'on en tire des renseignements sur la densité des neutrons ou des protons à la surface nucléaire. Il a été abordé par Breit [15].

Avant de quitter les réactions d'ions lourds sur des noyaux de même  $Z$  et de même  $A$ , il nous faut signaler un type de phénomène tout récemment découvert : l'association des deux noyaux en états « moléculaires ». Almqvist et al. [16], en étudiant les courbes d'excitation des différents produits de la réaction ( $^{12}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}$ ) observèrent des résonances inattendues de largeur importante (300 keV) qui ne peuvent s'expliquer par le modèle du noyau composé. Ces résonances commencent à apparaître à une énergie incidente légèrement inférieure à celle de la barrière de potentiel (6 MeV dans le système du centre de masse, 20 MeV d'excitation dans  $^{24}\text{Mg}$ ) ; on les a attribuées à des états quasi-moléculaires de faible durée de vie ( $10^{-20}$  s) entre les deux noyaux de carbone. Ces états conduiraient ensuite soit au noyau composé, soit à l'émission d'une particule légère, soit à la réémission d'un noyau de carbone.

Un tel phénomène n'est pas observé pour l'oxygène et la raison invoquée serait la plus grande rigidité de la structure en couche fermée dans ce dernier nuclide. Vogt et McManus [16 bis] ont discuté les fondements de ce nouveau type d'état de deux noyaux en faisant intervenir les potentiels nucléaires et coulombiens et la déformation des deux noyaux lorsque leurs surfaces se touchent. Ils envisagent des oscillations le long d'un axe reliant les deux noyaux.

**4. Étoiles de désintégration provoquées par les ions lourds.** — Lorsqu'on examine les réactions induites par ion lourd aux émulsions nucléaires, on distingue, outre les diverses caractéristiques données jusqu'ici, un phénomène assez rare, mais présentant un caractère très nouveau. L'un des noyaux réagissant se brise en fragments tandis que l'autre ne semble présenter aucun autre dommage que celui d'un recul élastique. Miller [17] a observé ainsi la rupture de  $^{12}\text{C}$  en 3 particules  $\alpha$ . Parfanovich [18] a constaté la rupture de  $^{14}\text{N}$  en une particule  $\alpha$  et probablement en  $^{10}\text{B}$ . Les sections efficaces de tels événements sont de l'ordre de dizaines de millibarns. Miller a tenté de les expliquer à partir du modèle à particules  $\alpha$  du noyau de  $^{12}\text{C}$ . Une des particules serait diffusée par le noyau rencontré. Le champ coulombien aiderait à cette désintégration.

Un autre phénomène, lié d'ailleurs au précédent, a été observé dans les émulsions nucléaires. Il correspond probablement à ce qu'après la rupture en plusieurs fragments de l'un des noyaux, l'autre capture un des fragments. La section efficace de production de ces étoiles augmente avec l'énergie du projectile. Elle est plus importante sur les cibles légères (C, N, O) que lourdes (Ag, Br).

Miller a également étudié la distribution angulaire des particules  $\alpha$  issues de ces étoiles et a trouvé qu'elle était vers l'avant, surtout pour les noyaux cibles lourds. Le spectre d'énergie de ces particules  $\alpha$  marque un fort maximum aux basses énergies (quelques MeV) au moins, pour C, N et O.

Des expériences toutes récentes ont été faites à Yale [19] avec des ions lourds  $^6\text{Li}$  bombardant des cibles d'or. Les lithium se désintègrent en particules alpha, deutons et protons. La section efficace de for-

mation des  $\alpha$  est élevée et croît de 40 à 500 millibarns lorsque l'énergie des ions passe de 25 à 60 MeV. Gluckstern et Breit [20] ont examiné comment le champ électrique du noyau lourd cible pouvait rompre le lithium en particule  $\alpha$  et deuton.

Tous ces résultats sont à rapprocher de la constatation déjà faite à plusieurs reprises que l'émission  $\alpha$  était favorisée par rapport à celle qu'on devrait observer par évaporation d'un noyau composé et que ces particules  $\alpha$  sont au moins partiellement produites par un mécanisme d'interaction directe étranger à celui de la désexcitation. Le mécanisme de la production d'étoiles et celui des réactions du type chevrotine est sans doute le même.

### 5. Noyaux lourds. Détermination des rapports $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}$ .

— On sait qu'à partir d'une certaine valeur de  $Z^2/A$  un nouveau modèle de désintégration apparaît en plus de la désexcitation gamma et de l'émission de nucléons ; la plupart des informations concernant l'importance relative de la fission par rapport à l'évaporation de neutrons ont été recueillies, soit par photofission, soit par bombardement d'éléments lourds par hélions. Les travaux menés à Berkeley [21] ont permis d'apporter des renseignements sur le rapport  $\Gamma_n/\Gamma_f$  de la largeur d'émission de neutron sur la largeur de fission pour divers noyaux compris entre le thorium et la californium en mesurant les sections efficaces des réactions ( $\alpha$ , 4n) ( $\alpha$ , 3n) ( $\alpha$ , 2n) et ( $\alpha$ , n) et en comparant aux sections efficaces théoriques déduites de la théorie de l'évaporation à partir du noyau composé. De la différence entre cette valeur théorique et la valeur expérimentale, on peut déduire une estimation de la probabilité de fission pour un noyau de  $A$  moyen et de  $Z$  moyen compris entre ceux du noyau cible et ceux du noyau composé. La compétition  $\Gamma_n/\Gamma_f$  intervient en effet à chaque stade de l'évaporation d'un neutron et l'on est amené à définir un rapport moyen  $\bar{\Gamma}_n/(\bar{\Gamma}_n + \bar{\Gamma}_f)$  tel que la section efficace pour une énergie d'excitation  $E$  et pour  $x$  neutrons émis s'écrit :

$$\sigma(A, xn) = \left( \frac{\bar{\Gamma}_n}{\bar{\Gamma}_n + \bar{\Gamma}_f} \right) P(E, x) \sigma_c$$

où  $\sigma_c$  est la section efficace inélastique de formation du noyau composé et  $P(E, x)$  la probabilité d'émission de  $x$  neutrons par évaporation. On obtient ainsi des résultats intéressants pour des énergies d'excitation inférieures à 40 MeV.

Pour des énergies plus élevées, on est conduit, en utilisant seulement des projectiles « légers » comme les protons ou les hélions, aux phénomènes d'interaction directe décrits par Serber [22]. Ces projectiles peuvent provoquer une cascade de chocs individuels dans le noyau cible et la répartition de ces chocs suit les lois du hasard. Certains nucléons peuvent être éjectés des noyaux et on obtient toute une distribution d'énergies d'excitation. Comme on ne dispose plus d'une seule valeur  $E$  d'énergie d'excitation, la comparaison précédente devient beaucoup plus difficile. Il faut au contraire bénéficier des données apportées par les expériences précédentes pour essayer d'interpréter les résultats, comme cela a été fait récemment pour le thorium par Lefort, Simonoff et Tarrago [23].

Le bombardement d'un noyau lourd par un ion

lourd de grande énergie permet de pallier à ces difficultés et d'obtenir un noyau très hautement excité sans risque d'éjection directe de nucléons. Toute une série de travaux se développent sur ces problèmes aussi bien à Berkeley qu'à Moscou.

L'importance de la fission apparaît encore peu au cours du bombardement d'or et de tantale et le noyau composé issu de la fusion semble évaporer des neutrons selon la théorie statistique [24]. Il en est de même très approximativement pour le platine bombardé par  $^{13}\text{N}$  et par  $^{12}\text{C}$  [25] et pour le tungstène soumis au néon [26]. Le maximum d'évaporation semble se trouver aux alentours de 5 à 6 neutrons pour des énergies d'environ 60 MeV. Le travail plus complet de Baroboschkine et al. [27] donne les fonctions d'excitation des réactions  $(\text{N}, 4\text{n})$ ,  $(\text{N}, 5\text{n})$  et  $(\text{N}, 6\text{n})$  dans l'or entre 70 et 130 MeV. Ce sont Sikkeland et al. [28], d'une part, et Tarantin et al. [29] qui ont abordé la compétition-fission spallation sur des noyaux fissionnant facilement.

En bombardant le thorium 232 par les ions  $^{12}\text{C}$  et  $^{13}\text{C}$ , Gousseva et al. [30] ont obtenu ainsi le curium 240. De même Volkov et al. [31] ont produit le californium et le fermium par ions lourds sur l'uranium ou le plutonium. Nous reviendrons sur ce mode de production des transuraniens, mais nous examinons ici les conclusions qu'en a tiré principalement Tarantin [32] sur le rapport moyen  $\bar{G}_n = \frac{\bar{\Gamma}_n}{\bar{\Gamma}_n + \bar{\Gamma}_f}$  pour divers isotopes et qui sont reproduites dans le tableau suivant III.

TABLEAU III

CIBLE	RÉACTION	ISOTOPE MESURÉ	NOYAU MOYEN	$\Gamma_n/\Gamma_f$
$^{232}\text{Th}$	$(^{12}\text{C}, 4\text{n})$	$^{240}\text{Cm}$	$^{242,5}\text{Cm}$	0,22
id.	$(^{13}\text{C}, 5\text{n})$	"	$^{243}\text{Cm}$	0,27
$^{238}\text{U}$	$(^{12}\text{C}, 4\text{n})$	$^{246}\text{Cf}$	$^{248,5}\text{Cf}$	0,24
id.	$(^{12}\text{C}, 5\text{n})$	$^{245}\text{Cf}$	$^{248}\text{Cf}$	0,24
id.	$(^{13}\text{C}, 5\text{n})$	$^{246}\text{Cf}$	$^{249}\text{Cf}$	0,29
id.	$(^{13}\text{C}, 6\text{n})$	$^{245}\text{Cf}$	$^{248,5}\text{Cf}$	0,29
$^{241}\text{Pu}$	$(^{13}\text{C}, 4\text{n})$	$^{250}\text{Fm}$	$^{252,5}\text{Fm}$	0,12
$^{238}\text{U}$	$(^{16}\text{O}, 4\text{n})$	$^{250}\text{Fm}$	$^{252,5}\text{Fm}$	0,09

Le même type de recherches a été poursuivi aux U. S. A. par Sikkeland, Thomson et Ghiorso [28] en faisant réagir les ions carbone sur  $^{238}\text{U}$ . Les sections efficaces de  $^{244}\text{Cf}$ ,  $^{246}\text{Cf}$  et  $^{242}\text{Cm}$  ont été mesurées à diverses énergies des ions comprises entre 50 et 100 MeV. L'accord est satisfaisant entre les résultats expérimentaux  $(\text{C}, 4\text{n})$  et  $(\text{C}, 6\text{n})$  et le calcul en tenant

compte de  $\frac{\bar{\Gamma}_n}{\bar{\Gamma}_n + \bar{\Gamma}_f}$  déterminé par ailleurs grâce aux bombardements par  $\alpha$ , et en supposant l'évaporation à partir du noyau composé  $^{248}\text{Cf}$ . Le calcul est conduit selon la méthode classique de Jackson [39] en choisissant une température nucléaire  $\tau$  de 0,90 MeV, et un paramètre  $r_0$  de  $1,55 \cdot 10^{-13}$  cm.

Sikkeland et al. [28] ont également mesuré les sections efficaces de la réaction  $(\text{C}, \alpha 4\text{n})$ . La courbe de la fonction d'excitation (voir fig. 3) présente un pic très élargi qui ne peut s'expliquer par un processus d'évaporation et il est possible qu'un mécanisme de

stripping et de pénétration de  $^8\text{Be}$  dans le noyau d'uranium se produise. Ceci modifie bien entendu considérablement le calcul de  $\Gamma_n/\Gamma_f$  rapport d'évaporation  $\alpha$  et de fission.

L'utilisation des ions lourds permet donc d'espérer que les rapports  $\Gamma_n/\Gamma_f$  pourront être établis pour un grand nombre de noyaux et que l'on pourra avoir la réponse définitive à la question de savoir si ces rapports dépendent de l'énergie d'excitation. Il semble jusqu'ici qu'ils en soient indépendants, mais les données sont encore insuffisantes.

Ce paragraphe ne peut pas omettre l'examen proprement dit des caractéristiques de la fission induite par ions lourds. Presque tous les travaux sur ce sujet sont dus à Tarantin, Flerov et leurs collaborateurs [34], qui ont mesuré les sections de fission à diverses énergies et la distribution des masses des fragments pour l'or et l'uranium. Brown, Price et Willis [35] ont fait un travail analogue sur l'uranium. On retrouve la courbe symétrique caractéristique de la fission à haute énergie.

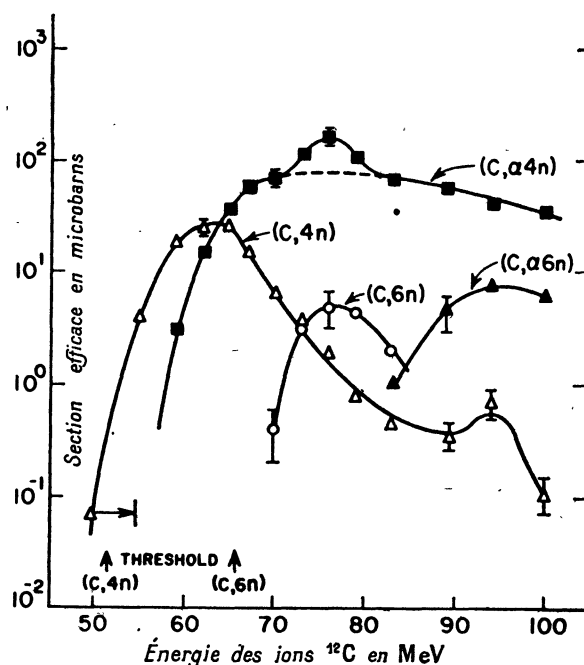


FIG. 3. — Réactions induites par  $^{12}\text{C}$  sur  $^{238}\text{U}$  d'après Sikkeland et al. [28].

Larsh et al. [36] ont récemment étudié la distribution en angle et en énergie des fragments de fission de l'or par les ions carbone, au moyen de détecteurs à scintillation gazeux et de jonctions p-n au silicium. Ils ont obtenu des renseignements fort intéressants sur l'énergie d'excitation moyenne à laquelle la fission peut avoir lieu. Elle est d'environ 20 MeV, que l'énergie des ions  $^{12}\text{C}$  soit de 72 ou de 123 MeV. Cette valeur est relativement basse. Une deuxième série d'expériences ont été faites sur le même sujet par Viala et al. [37]. Elles confirment que l'énergie cinétique des fragments ne dépend pas de l'énergie de bombardement (entre 92 et 125 MeV). Par ailleurs la fission a lieu, semble-t-il, par le processus au cours duquel le rapport neutron à proton n'est pas modifié. Il y aurait de 6 à 8 neutrons émis avant la fission et le noyau



moyen fissionnant serait équivalent à  $^{196}\text{Bi}$ . Pour la première fois, ces auteurs ont calculé l'effet du moment angulaire sur la compétition entre fission et évaporation de neutrons.

Il semble par ailleurs que la fission induite par ion lourd ait une section efficace plus élevée que par protons ou autre projectile léger. L'exemple le plus net est celui du bombardement du rhenium par l'azote de 80 MeV par Druin et al. [38]. Le noyau composé formé est  $^{199}\text{Pb}$ , très déficient en neutrons, et son énergie d'excitation est d'environ 63 MeV. On obtient une section efficace 30 fois supérieure à celle du plomb provoquée par neutron ou du thallium provoquée par protons de 84 MeV.

Cet effet provient-il du grand moment angulaire apporté par l'ion lourd dans le noyau ? Il ne semble pas que celui-ci ait une influence notable sur  $\Gamma_f/\Gamma_n$ . Est-il dû à la formation d'un noyau composé déjà pauvre en neutrons ? Cette déficience en neutrons joue, semble-t-il, assez peu sur la fission au niveau du plomb. La question reste ouverte et d'autres travaux sont nécessaires.

**6. Réactions par ions lourds en tant que mode de production de noyaux déficients en neutrons.** — En fusionnant avec un isotope stable du milieu ou de la fin du tableau périodique, un ion lourd conduit à un nouveau noyau déficient en neutrons par rapport à la stabilité. Il se trouve que le phénomène de fission spontanée a permis de découvrir un très grand nombre d'isotopes à excès de neutrons émetteurs  $\beta^-$ , tandis que les noyaux se désintégrant par émission  $\beta^+$  ou par capture sont en plus petit nombre. L'utilisation des ions lourds comme moyen d'exploration de cette région est toute indiquée. Hollander [39] produit un nouvel isotope du brome  $^{74}\text{Br}$ , et Hollander et Kalkstein [40] ont obtenu  $^{126}\text{Ba}$  et  $^{126}\text{Cd}$  à partir de l'indium. Farragi et al. [5] ont aussi trouvé un rubidium de masse 79 et un sélénium de masse 71. De même Chackett et Chackett [7] ont indiqué la formation par bombardement de thallium des isotopes 191 et 193 du thallium, et ils ont précisé la période de  $^{188}\text{Au}$ .

Faler et Rasmussen [39 bis] ont obtenu les isotopes 173 et 174 du tantale par bombardement d'oxyde d'holmium par  $^{14}\text{N}$ .

Un des domaines les plus intéressants est celui des isotopes de faibles  $A$  de l'astate, du polonium, des émanations et du francium. En effet, on connaît l'influence de la couche à 126 neutrons sur la stabilité des noyaux dans ce domaine et les isotopes ayant moins de 126 neutrons ont des périodes de désintégration beaucoup plus longues et les énergies des rayons  $\alpha$  sont plus faibles. Par ailleurs, bon nombre de ces noyaux présentent des embranchements de désintégration par capture électronique et les rapports  $\lambda_\alpha/\lambda_{\text{EC}}$  ne sont pas tous bien déterminés.

Stoner et Hyde [41] ont inauguré l'utilisation des ions azote pour produire plusieurs isotopes de l'émanation par bombardement de l'or. Ils ont pu ainsi déterminer les modes de désintégration des isotopes 204, 206, 207 et 208 de l'émanation, ainsi que les rapports d'embranchement alpha sur capture du polonium 202 et des émanations 206 à 208. Il est clair que ces recherches sont plus aisées à mener avec une cible d'or que, par exemple, en examinant les produits de spallation du thorium en raison du nombre beaucoup plus grand

d'émetteurs  $\alpha$  produits dans ces dernières réactions.

Burcham [20] a également étudié ces isotopes légers de la région polonium-émanation. Récemment, Atterling et Forsling [42] ont produit, en bombardant le tungstène avec des ions néon 20, puis le platine avec les ions carbone, les isotopes 196, 197, 198, 199, 200, 201, 202, 203, 204 du polonium dont les périodes de désintégration ou même l'existence n'étaient pas très bien connues.

Ce même genre de travaux risque d'apporter de nombreuses informations pour les transuraniens. Il n'est pas exclu que l'on puisse produire ainsi des isotopes de masse voisine de 220 pour le curium ou l'americiu, et disposer entre le curium 250 et le curium 220 de trente isotopes !

Un autre aspect de l'utilité des ions lourds est relatif à la production d'isomères de spin élevé. Fremlin [5] pense que le grand moment angulaire apporté par un ion lourd de 100 ou 150 MeV peut conduire à la formation d'un noyau composé de spin 50 ou plus. L'effet du moment angulaire sur les réactions nucléaires n'est pas très bien compris, mais il ne semble pas que l'on ait pu jusqu'ici observer une influence très particulière de sa grande valeur dans le cas des bombardements par ion lourd.

Polikhanov et Chubukov [43] ont obtenu le cadmium 115 de 43 jours de période parmi les produits de fission du bombardement d'or aux ions lourds.

**7. Production d'éléments transuraniens.** — On a fondé beaucoup d'espoir sur la production d'éléments transuraniens par ions lourds.

Les transuraniens ont été obtenus jusqu'ici principalement par bombardement de neutron, jusqu'à ce que le rapport  $\frac{\text{neutron}}{\text{proton}}$  entraîne l'émission  $\beta^-$  et l'apparition d'un noyau de  $Z$  plus élevé. La figure 4 empruntée à Seaborg [44] illustre comment un flux très élevé de neutrons peut conduire à  $^{254}\text{Fm}$  à partir d'une cible de  $^{239}\text{Pu}$ . Mais, au fur et à mesure que l'on accroît  $Z$ , la fission spontanée prend une importance telle qu'on ne peut espérer dépasser  $Z = 102$ .

L'utilisation des ions lourds paraît pallier à la difficulté puisqu'on forme directement par fusion du noyau cible et du projectile lourd un noyau composé de  $Z$  beaucoup plus élevé que le  $Z$  de départ. Malheureusement, la plus grande part de la réaction conduit à la fission en raison de la grande énergie d'excitation apportée au noyau composé, énergie initialement indispensable à l'ion lourd pour vaincre la barrière de potentiel. La désexcitation provoque l'évaporation de neutrons et, à chaque stade de cette évaporation, intervient, comme on l'a vu au paragraphe 5, la compétition avec la fission. Plus l'énergie est élevée, plus le nombre d'étapes d'évaporation est grand et plus la fission intervient. Il y a donc intérêt à prendre le projectile le plus léger possible disposant d'une énergie au voisinage de la barrière de potentiel et à bombarder la cible la plus lourde possible. On est limité alors par l'existence d'éléments en quantité suffisante et c'est déjà un tour de force que de disposer de cibles de curium, en laissant dans des flux de  $10^{14}$  neutrons par  $\text{cm}^2$  et par seconde du plutonium pendant plusieurs années. On sait que l'élément 102 (isotope 254) a été découvert par Ghiorso et Seaborg [45] par bombardement de  $^{246}\text{Cm}$  par  $^{12}\text{C}$  accéléré à 100 MeV à l'accélé-



rateur linéaire de Berkeley, après une identification erronée faite à Stockholm.

Il reste cependant un espoir, d'ailleurs confirmé par

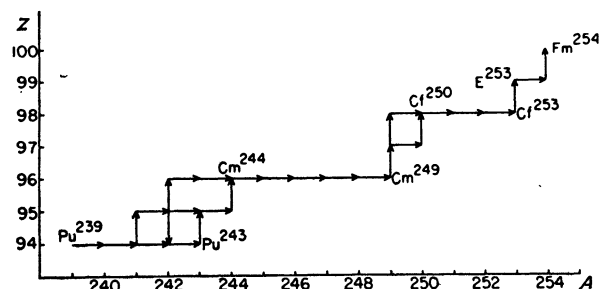


FIG. 4. — Production de transuraniens par réactions successives des neutrons sur le plutonium, le curium, etc... (d'après G. T. Seaborg).

des expériences de Ghiorso et al. [46]. Le phénomène de réaction en « chevrotine » décrit pour les éléments légers se produit aussi sur les éléments lourds lorsque l'ion lourd est assez énergétique. En bombardant  $^{242}\text{Pu}$  par des ions oxygène, on obtient des rendements importants en curium, californium et fermium.

On peut donc penser que les éléments au delà de 102 pourraient être formés par ions très lourds sur des cibles de plutonium ou de curium.

Quoi qu'il en soit, les périodes seront très courtes et l'identification extrêmement délicate. G. T. Seaborg [44] a montré quelles perspectives étaient possibles et quelles méthodes révolutionnaires devraient être utilisées.

**Perspectives d'études.** — On se rend compte, d'après les questions soulevées précédemment, que l'étude des réactions par ions lourds doit bénéficier dans l'avenir de perfectionnements techniques indispensables.

En premier lieu, il n'est plus possible d'utiliser des faisceaux d'énergie mal définie et les progrès des

sources d'ions dans ce sens ont déjà permis de commencer des travaux avec des faisceaux monoénergétiques. De même, l'utilisation de faisceaux externes est très souhaitable car elle rend possible la mesure des sections efficaces *absolues* et la comparaison avec des réactions nucléaires induites par protons ou hélions.

Les méthodes de détection des noyaux formés s'adaptent également au fait que l'énergie de recul est assez importante. De plus en plus, on place derrière la cible une feuille mince qui collecte les noyaux de recul et la séparation est immédiate. Le principe d'une telle technique permet des développements importants, par exemple, par collection continue. Parmi les problèmes à aborder, sans insister sur les tentatives de produire de nouveaux transuraniens et des isotopes déficients en neutrons, il semble que celui des réactions du noyau projectile éclatant au voisinage du noyau cible est un des plus intéressants.

Il serait souhaitable, d'une part, de pouvoir utiliser des ions plus lourds et différents de  $^{12}\text{C}$  ou  $^{16}\text{O}$  pour lesquels la sous-structure  $\alpha$  est très probable, d'autre part, de les accélérer suffisamment pour que l'étude ne soit plus limitée aux éléments légers.

Le problème d'examiner comment se produit la désexcitation d'un noyau composé par fusion d'ion lourd et du noyau cible est également plein d'intérêt.

Des travaux simultanés de spallation par protons et de fusion par ion lourd sur des noyaux très voisins et judicieusement choisis permettraient d'obtenir quelques renseignements sur les noyaux excités. La conjonction d'un synchrocyclotron et d'un cyclotron à ions lourds est donc très favorable. Enfin, la fission par ion lourd a été très peu étudiée. Elle risque de présenter des caractères assez particuliers.

Un cyclotron à énergie variable pour l'accélération des ions lourds (CEVIL) est actuellement en construction à la Faculté des Sciences de Paris, Centre d'Orsay, Laboratoire de Physique Nucléaire. Il disposera en principe des caractéristiques nécessaires pour aborder la plupart des problèmes exposés succinctement ici dans des conditions très favorables.

Manuscrit reçu le 4 juin 1960.

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] Voir WALKER, FREMLIN, LINK et STEPHENS, *Brit. J. appl. Physics*, 1954, **5**, 157.
- [2] MILLER, HAMILTON, PURNAM, HAYMOND et ROSSI, *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 486.
- [3] BREIT, HULL et GLUCKSTERN, *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 74.
- [4] FREMLIN, Heavy ion reactions. Nuclear reactions. Endt et Demeur Ed., North Holland, 1959.
- [5] BEYDON, CHAMINADE, CRUT, FARAGGI, OLKOWSKI et PAPINEAU, *Nuclear Physics*, 1956, **2**, 593.
- [5 bis] CHAMINADE, CROS, GRATOT et LE PAPE, *Nuclear Physics*, 1956, **2**, 634.
- [6] ATTERLING, BEYDON, CRUT et OLKOWSKI, *Nuclear Physics*, 1956, **2**, 619.
- [7] CHACKETT et CHACKETT, *J. Inorg. Nucl. Chem.*, 1957, **4**, 225. 1<sup>re</sup> Conf. Gatlinbourg, *O. R. N. L.*, 1958, **2606** 237.
- [8] GREENLESS et SOUCH, *Phil. Mag.*, 1955, **46**, 682.
- [9] COHEN, REYNOLDS et ZUCKER, *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 1617.
- [10] CHACKETT, FREMLIN et WALKER, *Phil. Mag.*, 1954, **45**, 173.
- [11] WEBB, REYNOLDS et ZUCKER, *Phys. Rev.*, 1956, **102**, 749.
- [12] REYNOLDS (H. L.) et ZUCKER (A.), *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 226.
- [13] HUBBARD et MERKEL, *O. R. N. L.*, 1958, **2606**, 301.
- [14] MCINTYRE, JOBES et WATTS, 2<sup>e</sup> Conf. Gatlinbourg, 2-4 mai 1960.
- [14 bis] TOTH.
- [15] BREIT (G.) et EBEL (M.), *Phys. Rev.*, 1956, **103**, 679 ; 1956, **104**, 1030.
- [16] ALMQVIST, BROMLEY et KUEHNER, *Phys. Rev., Lett.* **4**, 1960, 10, 515.
- [16 bis] VOGT et MCMANUS, *Phys. Rev., Lett.* **4**, 1960, 10, 518.
- [17] MILLER (J. F.), *U. C. R. L.*, 1902 (1952).
- [18] PARFANOVICH, RABIN et SEMCHINOVA, *J. Exp. teor. phys.*, 1956, **31**, 188.
- [19] ANDERSON (C. E.), 2<sup>e</sup> Conf. Gatlinbourg, 2-4 mai 1960.
- [20] GLUCKSTERN et BREIT, 2<sup>e</sup> Conf. Gatlinbourg, 2-4 mai 1960.
- [21] Voir en particulier : VANDENBOSCH (R.) et SEABORG.

- (G. T.), *Phys. Rev.*, 1958, **110**, 507. GLASS, CARR, COBBLE et SEABORG, *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 434. FOREMAN, GIBSON, GLASS et SEABORG, *Phys. Rev.*, 1959, **116**, 382.
- [22] SERBER (R.), *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 1114.
- [23] LEFORT, SIMONOFF et TARRAGO, *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 338.
- [24] BURCHAM (W. E.), *Proc. Phys. Soc.*, 1954, A **67**, 555 ; 1954, A **67**, 733.
- [25] ATTERLING (H.), FORSLING (W.) et ASTROM (B.), *O. R. N. L.*, 1958, **2606**, 248.
- [26] ATTERLING (H.), FORSLING (W.) et ASTROM (B.), Proc. Intern. Conf. sur les réactions nucléaires. *Physica*, 1956, **22**, 1193.
- [27] BARABOSCHKINE, KARAMIAN et FLEROV, *J. Exp. Theor. Phys.*, 1956, **32**, 1294.
- [28] SIKKELAND (T.), THOMSON (S. G.) et GHIORSO (A.), *Phys. Rev.*, 1958, **112**, 543.
- [29] GUERLIT, GOUSSEVA, MIASSOYEDOV, TARANTIN, FILIPPOVA et FLEROV, *J. Exp. Theor. Phys.*, 1957, **33**, 339.
- [29 bis] TARANTIN, GUERLIT et GOUSSEVA, *J. Exp. Theor. Phys.*, 1958, **34**, 220.
- [30] GOUSSEVA, MIASSOYEDOV et TARANTIN, *J. Exp. Theor. Phys.*, 1959, **37**, 977.
- [31] VOLKOV, GOUSSEVA, MIASSOYEDOV, TARANTIN et FILIPPOVA, *J. Exp. Theor. Phys.*, 1959, **37**, 1207.
- [32] TARANTIN (N. I.), *J. Exp. Theor. Phys.*, 1960, **38**, 250.
- [33] JACKSON, *Can. J. Physique Rad.*, 1956, **34**, 767.
- [34] FLEROV, *O. R. N. L.*, 1958, **2606**, 384.
- [35] BROWN, PRICE et WILLES, *J. Inorg. Nucl. Chem.*, 1956, **3**, 9.
- [36] LARSH, GORDON, SIKKELAND et WALTON, 2<sup>e</sup> Conf. Gatlinbourg, 2-4 mai 1960.
- [37] VIOLA, BLANN et THOMAS, 2<sup>e</sup> Conf. Gatlinbourg, 2-4 mai 1960.
- [38] DRUIN, POLIKANOV et FLEROV, *J. Eksp. Theor. Phys.*, 1957, **32**, 1289.
- [39] HOLLANDER (J. M.), *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 518.
- [39 bis] FALER et RASMUSSEN, *Phys. Rev.*, 1960, **118**, 265.
- [40] KALKSTEIN et HOLLANDER, *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 730.
- [41] STONER et HYDE, *J. Inorg. Nucl. Chem.*, 1957, **4**, 77.
- [42] ATTERLING et FORSLING, *Arkiv. Fys.*, 1959, **15**, 81.
- [43] POLIKANOV et CHUBUKOV, *J. Exp. Theor. Phys.*, 1960, **38**, 295.
- [44] SEABORG (G. T.), The transuranium elements. Yale University Press, 1958.
- [45] GHIORSO, *O. R. N. L.*, 1958, **2606**, 34.
- [46] GHIORSO, ROSSI, HARVEY et THOMPSON, *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 257.