



# Étude des photodésintégrations. II. Quelques résultats expérimentaux sur les photodésintégrations et leurs confrontations avec diverses théories

Raymond Chastel

## ► To cite this version:

Raymond Chastel. Étude des photodésintégrations. II. Quelques résultats expérimentaux sur les photodésintégrations et leurs confrontations avec diverses théories. *Journal de Physique et le Radium*, 1953, 14 (1), pp.56-61. 10.1051/jphysrad:0195300140105600 . jpa-00234682

**HAL Id: jpa-00234682**

**<https://hal.science/jpa-00234682>**

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.

## ÉTUDE DES PHOTODÉSINTÉGRATIONS.

### II. QUELQUES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX SUR LES PHOTODÉSINTÉGRATIONS ET LEURS CONFRONTATIONS AVEC DIVERSES THÉORIES

Par RAYMOND CHASTEL.

Laboratoire de Chimie Nucléaire, Collège de France.

**Sommaire.** — Cette étude comprend deux parties : une partie concernant les résultats sur les noyaux moyens et lourds (noyaux pour lesquels le modèle nucléaire statistique peut être utilisé), une autre partie concernant les noyaux légers ( $Z < 20$ ). Les difficultés résultant de l'absence d'un modèle nucléaire pour les noyaux légers sont abordées.

L'étude des photodésintégrations pose un certain nombre de problèmes théoriques qui sont encore loin d'être définitivement résolus; on va rapidement examiner ici l'interprétation théorique des résultats obtenus par différents auteurs <sup>(1)</sup>. Depuis l'utilisation généralisée des accélérateurs d'électrons, l'étude des photodésintégrations s'est considérablement développée au cours des dernières années. Pour donner une idée de l'extension prise par ces études, donnons un nombre approximatif des publications parues chaque année depuis la découverte de l'effet photonucléaire par Chadwick et Goldhaber [1] en 1934. (Il est nécessaire de rectifier ici l'erreur historique concernant cette découverte qui se trouve dans quelques publications [2]).

|         |         |      |      |      |      |      |        |
|---------|---------|------|------|------|------|------|--------|
| 1934-39 | 1940-45 | 1946 | 1947 | 1948 | 1949 | 1950 | 1951   |
| 7       | 10      | 2    | 2    | 17   | 22   | 47   | 85 (*) |

(\*) Nombre certainement incomplet

*Dates importantes de l'étude des photodésintégrations.* — Découverte par Chadwick et Goldhaber 1934; Travaux de Bothe et Gentner, 1937; Photofission, 1941; Utilisation du bétatron pour les photodésintégrations, 1945; Photodésintégration en plusieurs particules, 1945; Photodésintégration du carbone en 3  $\alpha$ , 1948; Phototripartition, 1949; Photodésintégration conduisant à un noyau stable, 1950.

#### A. Noyaux moyens et lourds.

1. **Rapports**  $\frac{\sigma(\gamma, n)}{\sigma(\gamma, p)}$ . — Les déterminations des sections efficaces  $(\gamma, n)$  et  $(\gamma, p)$  effectuées par Hirzel et Waffler [3] avaient montré une divergence importante entre les rapports  $\frac{\sigma(\gamma, n)}{\sigma(\gamma, p)}$  expérimentaux et théoriques (modèle statistique ou de l'évaporation), ces mesures portaient sur des éléments du milieu de la classification de Mendeleev et l'étude concernait les réactions conduisant à des nuclides radioactifs  $\beta$ .

(<sup>1</sup>) Ce texte a été rédigé en liaison avec un travail expérimental de l'auteur, cf. R. CHASTEL, *Thèse*, Paris, 1952.

Ils trouvaient expérimentalement un nombre relativement plus grand de photoprotons par rapport au nombre de photoneutrons qu'il était prévu par les indications théoriques.

J'ai cherché à mettre en évidence l'effet photonucléaire avec émission de protons conduisant à un nuclide stable. Ma publication préliminaire [4] concernant l'émission des photoprotons par le cuivre, mettait en évidence ces réactions et la valeur annoncée pour la section efficace  $\sigma(\gamma, p) = 10^{-27} \text{ cm}^2$  paraissait indiquer encore une discordance avec la prévision théorique, toutefois l'écart observé était inférieur à ceux observés, en général, par Hirzel et Waffler. Toms, Halpern et Stephens [5], [6], utilisant un bétatron, donnaient également une première publication concernant les réactions  $(\gamma, p)$  sur les isotopes du magnésium, dont certaines conduisent à des nuclides stables. Byerly et Stephens [7], [8], utilisant également un bétatron, étudiaient les réactions photonucléaires du cuivre; ils confirment la réaction  $(\gamma, p)$  que j'avais observée et indiquent que la valeur  $\sigma(\gamma, p)$  de ma publication est quelque peu plus faible que la valeur déduite de leurs résultats expérimentaux. En outre, ils obtenaient un rapport des nombres  $\frac{n}{p}$  en accord satisfaisant avec diverses théories du type évaporation. Récemment, plusieurs études sur les réactions  $(\gamma, p)$  ont été publiées, en particulier par Mann et Halpern [9] et Diven et Almy [10].

La section efficace  $\text{Cu}(\gamma, p)\text{Ni}$ ,  $\sigma \approx 6 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2$  que j'ai obtenue calculée après une étude plus soignée des différentes corrections <sup>(2)</sup> est très nettement supérieure et donne un accord satisfaisant avec la théorie statistique de Weisskopf. Cette confrontation théorique confirme donc les vérifications de Byerly et Stephens.

On doit remarquer, comme le souligne Courant [14], que  $^{63}_{29}\text{Cu}$  dont  $Z$  impair et  $N$  pair conduisent à des isotopes stables pair-pair; l'énergie de liaison du proton est alors relativement faible (6 MeV). Alors que Hirzel et Waffler étaient nécessairement

(<sup>2</sup>) Cf. R. CHASTEL, *Thèse*, Paris, 1952, chap. IV, § 5.

restreints par leur méthode d'activation à des noyaux conduisant à des produits radioactifs, les énergies de liaison du proton sont alors dans ces cas considérablement plus grandes, 8-9 MeV. Ainsi, dans l'émission de photoprotons conduisant à des noyaux stables, l'émission des protons est favorisée, ce qui compense au delà la difficulté de traversée de la barrière de potentiel.

Les résultats de l'équipe de Zurich ont été à l'origine de différentes tentatives d'explications théoriques de Schiff, Jensen, Courant, Levinger et Bethe, Goldhaber et Teller.

Schiff et Jensen [11], [12] cherchent à expliquer les rapports  $\frac{\sigma(\gamma, n)}{\sigma(\gamma, p)}$  de Zurich par une réduction de la densité de niveau des noyaux, ce qui a pour conséquence d'accroître le pourcentage des particules de grande énergie dans le spectre émis, lesquelles traversent plus facilement la barrière de potentiel.

Courant [13], [14] met l'accent sur l'intervention de l'effet photonucléaire direct, c'est-à-dire l'action individuelle du photon sur un des nucléons du noyau. Il précise l'importance des interactions dipolaires des radiations. Sa théorie, cherchant primitivement à expliquer la valeur trop faible du rapport  $\frac{n}{p}$ , donne la section efficace  $(\gamma, p)$  sous la forme

$$\sigma = 0,044 \left( \frac{Z}{A^{\frac{1}{3}}} \right)^2 \int_0^{x_1} P dx,$$

où  $P$  est la transparence de la barrière de potentiel;  $x$  est l'énergie des protons émis mesurée en prenant comme unité la hauteur de la barrière de potentiel;  $x_1$  est l'énergie maximum des protons émis.

Cette théorie accroît la section efficace  $(\gamma, p)$  et l'accord avec l'expérience est amélioré si l'on utilise un modèle en particules  $\alpha$ . Et l'auteur indique que la divergence qui subsiste peut être supprimée par la conception du « chauffage local » d'une portion du noyau et évaporation de la région chauffée avant que l'excitation soit répartie dans tout le noyau.

Enfin, la théorie de Courant qu'il considère comme une première tentative grossière prévoit une distribution angulaire des protons de la forme

$$A + B \sin^2 \theta,$$

$\theta$  étant l'angle entre la direction du photon et la direction d'émission du proton.

Ces diverses théories, en particulier celle de Courant, donnent des prévisions théoriques concernant le spectre énergétique et la distribution angulaire des photoparticules émises.

Les dispositifs expérimentaux de Toms et Stephens, Diven et Almy, Byerly et Stephens, Mann et Halpern permettent une étude précise des photoparticules émises.

Pour les noyaux moyens, on trouve que le spectre des photoprotons comprend deux portions : une de faible énergie, sensiblement en accord avec le modèle statistique (quant à la distribution des énergies et l'isotropie de la distribution angulaire) et une correspondant aux photoprotons de l'extrémité de grande énergie du spectre en désaccord avec le modèle sta-

listique. Ce groupe de grande énergie présente, en outre, une asymétrie angulaire avec émission préférentielle à  $90^\circ$  par rapport à la direction des rayons  $\gamma$ , ce qui apporte un argument en faveur de l'hypothèse suivant laquelle ces protons sont émis avant que l'énergie d'excitation soit distribuée statistiquement dans l'ensemble du noyau.

En même temps, de nombreuses études des seuils de réactions [15] et de la variation des sections efficaces  $(\gamma, n)$  et  $(\gamma, p)$  en fonction de l'énergie des rayons  $\gamma$ , étaient publiées. Les courbes de sections efficaces présentent un maximum tout à fait inattendu.

C'est pour rendre compte plus spécialement de ces courbes « de résonance » que Goldhaber et Teller, Levinger et Bethe ont entrepris leurs études théoriques.

Goldhaber et Teller [16] considèrent les vibrations dipolaires de l'ensemble des protons par rapport à l'ensemble des neutrons du noyau.

La largeur de la résonance résulterait de l'amortissement des vibrations.

Ils obtiennent des énergies pour le maximum de la résonance en assez bon accord avec l'expérience (uranium,  $\hbar\omega = 16$  MeV; Cuivre,  $\hbar\omega = 20$  MeV; carbone,  $\hbar\omega = 26,5$  MeV).

Cependant, les sections efficaces intégrées

$$\int \sigma d\omega = \frac{\pi^2 A e^2}{2 mc}$$

donnent un ordre de grandeur correct pour le cuivre, mais pour l'uranium et le thorium les valeurs expérimentales sont respectivement 15 et 30 fois plus petites que les valeurs théoriques.

En outre, leur théorie prévoit une émission importante de photons diffusés par résonance, d'une intensité comparable à l'effet Compton, des vérifications expérimentales difficiles de ce dernier résultat ne semblent pas montrer un effet d'un ordre de grandeur comparable à celui qui est prévu; ces dernières expériences sont analysées dans un article d'ensemble de Kiklov [17].

Levinger et Bethe [18] montrent qu'aux faibles énergies d'excitation (quelques mégaelectronvolts) les transitions dipolaires ne sont que du même ordre de grandeur que les transitions quadrupolaires, la réduction de l'effet des transitions dipolaires est attribuée à des corrélations entre les mouvements des nucléons. A des énergies d'excitation plus élevées (à partir de 20 MeV environ), ces corrélations doivent disparaître.

Ils calculent, pour des transitions dipolaires, la section efficace intégrée d'absorption  $\sigma(w)$  des rayons gamma d'énergie  $w$ .

$$\int \sigma(w) dw = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{Mc} \frac{NZ}{A} = 0,06 \frac{NZ}{A} \quad (\text{MeV} \times 10^{-24} \text{cm}^2)$$

en l'absence de forces d'échange, avec :

$M$ , masse d'un nucléon;

$N$ , nombre de neutrons;

$Z$ , nombre de protons;

$A = N + Z$ .

En tenant compte des forces d'échange, ils obtiennent

$$\int \sigma(w) dw = \frac{\pi e^2 \hbar}{Mc} \frac{NZ}{A} (1 + 0,8x),$$

$x$ , fraction des forces d'échange.

Ils donnent également une expression de l'énergie moyenne d'absorption

$$w = \frac{4}{3} \bar{T},$$

$\bar{T}$ , énergie cinétique moyenne des nucléons évaluée en fonction de  $r_0$ .

Ce qui donne

$$\alpha = 16 \text{ MeV}, \quad \text{avec } r_0 = 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ cm},$$

et

$$w = 19 \text{ MeV}, \quad \text{avec } r_0 = 1,37 \cdot 10^{-13} \text{ cm},$$

Leur calcul de la moyenne harmonique  $w_H$  pour l'absorption des photons exige des hypothèses particulières sur les corrélations entre nucléons dans l'état fondamental. La valeur obtenue pour  $w_H$  en l'absence de toute corrélation est trop faible; par contre, en faisant intervenir des particules  $\alpha$  dans le noyau, ils obtiennent une valeur raisonnable.

Dans le cas de  $^{76}\text{Ge}$ , ils obtiennent

$$\int \sigma_{\text{mes}}(w) \frac{dw}{w} > 0,126 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2,$$

la confrontation avec l'expérience est satisfaisante, pour une *transition quadrupolaire* le calcul donne  $0,006 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ ; les auteurs montrent ainsi que les réactions observées sont presque entièrement d'origine dipolaire.

Dans le cas de  $^{63}\text{Cu}$ , on a

$$\int \sigma dw \geq 1,5 \text{ MeV} \times 10^{-24} \text{ cm}^2$$

qui doit être comparée à la valeur théorique

$$\int \sigma dw = 0,95(1 + 0,8x) \text{ MeV} \times 10^{-24} \text{ cm}^2$$

Ce qui leur permet, malgré le peu d'information que l'on possède sur la section efficace totale d'absorption  $\sigma(w)$ , de faire quelques considérations sur  $x$ .

En conclusion, on peut retenir de leur article que l'on peut grossièrement expliquer les différents phénomènes à l'aide du modèle en particules  $\alpha$ .

Un photon  $\gamma$  est absorbé par un nucléon faisant partie d'une particule  $\alpha$ . Si l'énergie est inférieure au premier niveau de  $\frac{1}{2}\text{He}$ , on a une vibration d'ensemble des particules  $\alpha$  et pas d'intervention des transitions dipolaires. Au-dessus de 20 MeV, le quantum peut agir sur la particule  $\alpha$  et les transitions dipolaires deviennent prépondérantes. Enfin, pour des énergies plus grandes, quand la longueur d'onde  $\lambda$  du photon devient de l'ordre de grandeur des dimensions de la particule  $\alpha$ , les transitions quadrupolaire peuvent à nouveau devenir importantes.

Cameron [19] a cherché à standardiser les courbes expérimentales  $\sigma(w)$ , il étudie la variation de l'énergie

à la résonance  $E_m$  en fonction de  $A$ , il trouve la relation :

$$E_m = 36 A^{+0,18}$$

en assez bon accord avec la théorie de Goldhaber et Teller qui prévoit une variation de la forme

$$E_m \sim A^{\frac{1}{4}}.$$

Toutefois, les points expérimentaux se placent mieux sur une courbe empirique qu'il donne :

$$E_m = 21 \exp(0,00274 A)$$

De plus, il suggère la possibilité de compétition des réactions  $(\gamma, 2n)$  et  $(\gamma, pn)$  pour diminuer les rendements en photoparticules aux grandes énergies; cet argument est également émis par Haslam et Skarsgard [20], ces derniers notent toutefois que les courbes  $\sigma(w)$   $(\gamma, n)$  ont la même forme; il en résulterait qu'une explication par les réactions en compétition ne semble pas satisfaisante, il leur semble que l'on doive songer à d'autres explications.

Se basant sur leurs résultats expérimentaux concernant la réaction  $^{32}\text{S}(\gamma, d)^{30}\text{P}$  et les résultats d'autres auteurs, Katz et Penfold [21] calculent la section efficace intégrée d'absorption des photons par  $^{32}\text{S}$ , ils trouvent  $66 \cdot 10^{-3} (\text{MeV} \times 10^{-24} \text{ cm}^2)$ , alors que l'expression donnée par Levinger et Bethe fournit la valeur minima  $480 \cdot 10^{-3} (\text{MeV} \times 10^{-24} \text{ cm}^2)$ .

Ils concluent que la forme de la courbe de section efficace (en forme de courbe de résonance) n'est pas expliquée par des réactions en compétition, elle devra l'être par une théorie de résonance de l'absorption  $\gamma$ , mais différente des théories actuelles.

**2. Réactions  $(\gamma, d)$  et  $(\gamma, \alpha)$ .** — Byerly et Stephens [7], [8] ont observé les réactions  $(\gamma, d)$  et  $(\gamma, \alpha)$  sur le cuivre et la réaction  $(\gamma, \alpha)$  a été confirmée sur le cuivre [22] et sur  $^{87}\text{Rb}$  [20] par mesure de l'activité du noyau résiduel.

Le rendement en photodeutons par rapport au rendement en photoprotons est trouvé égal à 0,31 par Byerly et Stephens avec un béta-tron de 24 MeV; il est certainement beaucoup plus faible avec les rayons  $\gamma$  de la cible de lithium, ce qui explique que je n'ai pas observé la réaction  $(\gamma, d)$  avec mon dispositif expérimental. Bien que le spectre de photodeutons soit en accord avec le modèle de Weisskopf-Ewing [23],

ce rendement ainsi que celui  $\frac{\alpha}{p} = 0,03$  étant grandement supérieurs aux rendements calculés avec divers modèles (Schiff, Courant, Le Couteur); Byerly et Stephens sont conduits à faire appel à de nouveaux processus en particulier, la capture en vol de nucléons à travers le nuclide subissant la photodésintégration (processus d'accrochage ou « pick up process ») [24], ou à supposer une grande erreur pour l'énergie de liaison calculée pour les deutons d'après des formules semi-empiriques.

Une réaction  $^{32}\text{S}(\gamma, d)^{30}\text{P}$  a été également observée par Katz et Penfold [21]. Ils proposent le mécanisme suivant pour expliquer la grande probabilité d'émission des photodeutons.

Près du seuil, le processus  $(\gamma, d)$  peut être interprété comme étant un effet inverse du processus Oppen-

heimer Phillips. L'énergie du photon est supposée principalement absorbée par le proton d'un « deuton » dans un noyau. Le proton ainsi excité peut traverser la barrière de potentiel relativement plus facilement et plus radialement. Une redistribution de l'énergie peut alors avoir lieu au cours de laquelle le neutron resté à l'intérieur du noyau peut lui-même s'échapper. Le deuton sortirait ainsi en deux étapes et le produit des probabilités séparées de chaque étape pourrait être beaucoup plus grand que la probabilité de pénétration de la barrière de potentiel par le deuton considéré comme un tout.

Haslam, Cameron, Cooke, Crosby [25] ont étudié les particules  $\alpha$  résultant de la photodésintégration de l'argent et du brome des émulsions photographiques; leurs premiers résultats de ce travail très long et difficile montrent également un rendement anormalement élevé en photoparticules  $\alpha$  par rapport aux prévisions de la théorie statistique. Ils donnent de ce phénomène l'explication théorique suivante : un noyau composé excité peut se désintégrer initialement par émission de photons ou de divers types de particules. De tels modes de désintégration sont dits être en compétition « parallèle ». Le noyau résiduel est généralement laissé dans un état excité. Alors a lieu une compétition « en cascade » entre l'émission de photons ou d'autres particules par ce noyau. Dans le cas particulier où ce noyau est laissé dans un état d'excitation suffisant pour émettre des particules chargées, mais pas de neutrons (en raison des différences des énergies de liaison), l'émission de ces particules chargées est dite « en cascade favorisée par les seuils ». Elle est en compétition avec l'émission  $\gamma$  [26].

Comme argument en faveur de ces mécanismes ils donnent le fait qu'une grande largeur de niveau pour l'émission de radiations, correspondant probablement à une émission dipolaire électrique, a récemment été observée [27] dans la désexcitation photonucléaire de l'or pour des énergies des photons incidents de 15 MeV.

On aurait donc pour ces énergies d'excitation des réactions en cascade des types suivants :  $(\gamma, \gamma' n)$ ,  $(\gamma, \gamma' p)$ ,  $(\gamma, \gamma' \alpha)$  les  $\gamma'$  étant de faible énergie et étant émis avant la 2<sup>e</sup> particule ( $n$ ,  $p$  ou  $\alpha$ ). Ainsi les particules  $\alpha$  de faible énergie qu'ils ont observées peuvent être supposées émises principalement lors de réactions « en cascade favorisée par leur seuil » des types suivants :  $(\gamma, \gamma' \alpha)$ ,  $(\gamma, n\alpha)$ ,  $(\gamma, p\alpha)$  et  $(\gamma, \alpha\alpha)$ . En accord avec ce point de vue, ils ont observé dans leurs émulsions quelques phénomènes d'émissions  $(\gamma, p\alpha)$ , où l'on voit un proton et une particule  $\alpha$  issus d'un point commun; ils ont également observé des fourches  $(\gamma, \alpha\alpha)$ .

### B. Noyaux légers.

L'interprétation des particularités des réactions photonucléaires produites sur des noyaux légers, présente des difficultés encore plus grandes que pour les noyaux moyens et lourds. En raison de l'impossibilité d'application de la théorie statistique des noyaux, résultant du grand espacement des niveaux et du nombre faible de nucléons, on ne peut plus appliquer les lois statistiques pour la répartition de l'énergie d'excitation entre les différents nucléons.

Toms, Halpern et Stephens [28] et Toms et Stephens [29] ont étudié les photoprotons du magnésium et Diven et Almy [10], les photoprotons de l'aluminium; ils utilisaient les uns et les autres un bétatron et la technique des émulsions nucléaires. Ils comparent les spectres énergétiques obtenus avec les spectres calculés suivant le modèle d'évaporation en utilisant diverses densités de niveaux, en soulignant toutefois les difficultés d'application de ce modèle. Toms et Stephens, en particulier, utilisant les niveaux connus de  $^{24}\text{Na}$ , obtiennent un accord satisfaisant avec la théorie et dans un cas comme dans l'autre, l'uniformité de la distribution angulaire des protons confirme encore cet accord.

Ainsi, contrairement à ce que l'on aurait pu penser, la théorie de l'évaporation dont la validité d'application est contestable pour les noyaux légers, semble assez bien vérifiée; au contraire, des difficultés nombreuses se présentent comme on vient de le voir pour les noyaux moyens et lourds où elle semblait être dans son domaine de pleine validité. Toms et Stephens expliquent ce fait en supposant un accroissement du libre parcours dans le noyau pour le proton en raison des plus grandes énergies dont il dispose (en effet, les énergies de liaison des protons sont ici beaucoup plus faibles). Pour les noyaux plus lourds encore, la barrière de potentiel vient encore restreindre le nombre des photoprotons de faible énergie résultant du processus d'évaporation, ce qui accroît en conséquence l'importance des photoprotons de grande énergie résultant en partie de l'effet photonucléaire direct.

Hirzel et Waffler [3] ayant étudié les sections efficaces  $(\gamma, n)$  et  $(\gamma, p)$  pour le magnésium, l'aluminium et le silicium trouvent des sections efficaces du même ordre de grandeur pour l'effet  $(\gamma, p)$  et l'effet  $(\gamma, n)$ ; ce résultat leur paraît inattendu. Diven et Almy ont montré que ce résultat s'explique en admettant une densité constante des niveaux et en tenant compte de la différence d'énergie de liaison d'un neutron et d'un proton, ce qui compense largement l'effet de la barrière de potentiel pour le proton.

Une particularité ayant rapidement attiré l'attention se présente pour la photodésintégration des noyaux ayant des nombres atomiques  $Z$  allant jusqu'à 20 : les sections efficaces  $(\gamma, n)$  ont des fluctuations importantes dépassant, semble-t-il, les erreurs expérimentales. Autrement dit, la courbe des sections efficaces (pour un rayonnement  $\gamma$  déterminé) des différents éléments en fonction de  $Z$  n'est pas une courbe continue, elle présente des minima qui paraissent se renouveler avec une certaine périodicité. Jensen [30] avait fait un rapprochement entre l'existence de ces minima et les fluctuations de ce qu'il appelle le « nombre isotopique »  $N - Z$  qui représente l'excès de neutrons par rapport au nombre de protons.

J'avais moi-même attiré l'attention [31] sur le fait que ces minima des valeurs de la section efficace  $(\gamma, n)$  avaient lieu pour des nuclides correspondant à un nombre entier de particules  $\alpha$  de la forme  $\frac{1}{2}X$  ( $k$  = nombre entier;  $X$  représentant un symbole chimique arbitraire). D'autre part, la section efficace  $\sigma(\gamma, n)$  présente une augmentation importante au-dessus de  $Z = 20$ ; or, au delà de  $Z = 20$ , on ne

rencontre pas de nuclides stables du type  $\frac{1}{2}X$ , ceci en raison de l'influence des forces électrostatiques entre protons. Plus tard, Vendryès [32] a également noté le comportement particulier des nuclides « saturés » du type  $\frac{1}{2}X$ .

Ces variations de la section efficace  $(\gamma, n)$  peuvent

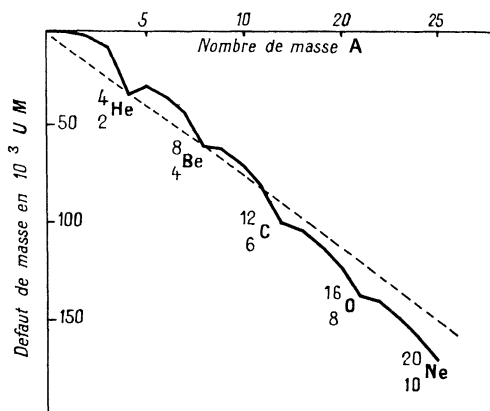


Fig. 1.

s'expliquer grossièrement de la façon suivante : la courbe des défauts de masse (fig. 1) [33] présente des maxima en valeur absolue à chaque fois que l'on passe par un noyau du type  $\frac{1}{2}X$ , ces fluctuations diminuent d'intensité dans la zone  $A = 20$ ,  $A = 40$ , les seuils des réactions  $(\gamma, n)$  passent par des maxima pour les nuclides correspondants, donc pour une énergie de rayonnement  $\gamma$  déterminée (ici les rayonnement de 17,6 et 14,8 MeV de la cible du lithium), on se trouve pour ces nuclides plus près du seuil. Or, si la courbe de section efficace est uniformément croissante en fonction de l'énergie d'excitation, les variations d'énergie de liaison expliquent les minima des sections efficaces mesurées avec ce rayonnement.

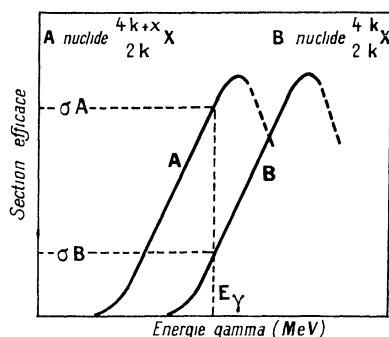


Fig. 2.

En réalité, les sections efficaces ne sont pas uniformément croissantes, elles présentent une « forme de courbe de résonance », mais les énergies des maxima de ces courbes sont toutes situées au-dessus de 17,6 MeV et ces courbes présentent une grande analogie de forme. Pour les rayons  $\gamma$  de la cible de lithium, il n'y a donc pas lieu de tenir compte de la partie

decroissante des courbes  $\sigma(h\nu)$  située au-dessus du maximum. Cette allure des variations de  $\sigma(\gamma, n)$  reliée empiriquement à la constitution des nuclides du type  $\frac{1}{2}X$  se trouve donc expliquée par les variations d'énergies de liaison (fig. 2).

**Mécanisme des réactions photonucléaires sur les nuclides légers.** — Actuellement, il subsiste encore des difficultés d'interprétation expérimentale du mécanisme des réactions photonucléaires sur les éléments légers.

Il semble parfaitement établi que pour les photodésintégrations  $^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$  et  $^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$ , on ait passage avec une faible probabilité par le nuclide  $^8\text{Be}$  à l'état fondamental, ce qui détermine dans les émulsions des fourches de particules  $\alpha$  en forme de V, les deux branches du V étant très rapprochées.

Mais, par contre, le passage par  $^8\text{Be}$  à des états excités de 3, 4, 5 et 8 MeV semble beaucoup moins certain.

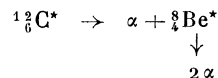
J'ai montré que pour la réaction  $^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$  produite par la raie de 17,6 MeV de la cible de lithium, l'hypothèse du passage par  $^8\text{Be}$  à l'état excité conduisait à admettre indifféremment pour chaque étoile un niveau de 3, 5 et 8 MeV, ce qui m'a conduit à envisager l'hypothèse de la phototripartition du nuclide excité  $^{12}\text{C}^*$ .

Par contre, une étude théorique [34] utilisant un modèle en particules  $\alpha$  semble montrer que la tripartition aurait une probabilité notable seulement aux grandes énergies. Or, une étude expérimentale de Wilkins et Goward [35] récente, faite avec le rayonnement de freinage de 70 MeV, semble indiquer l'intervention de  $^8\text{Be}$ , à un niveau de  $(16,9 \pm 0,3)$  MeV; cette même étude montre encore le passage avec faible probabilité par  $^8\text{Be}$  à l'état fondamental, d'autres étoiles semblent montrer des passages par d'autres niveaux excités.

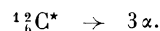
De toute façon, l'hypothèse de réactions à trois particules dans la photodésintégration des éléments légers semble avoir été éliminée sans arguments expérimentaux suffisants. En outre, des difficultés d'interprétation se présentent concernant la désintégration  $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  pour le niveau de 3 MeV, ainsi que pour d'autres réactions nucléaires, en particulier [36], [37].

$$^8\text{Li}(\beta, \alpha) 2\alpha, \quad ^{11}\text{B}(p, \alpha) 2\alpha \quad \text{et} \quad ^9\text{Be}(\alpha, n) 3\alpha.$$

On peut conclure en disant que d'autres études expérimentales et théoriques sont nécessaires pour éclaircir définitivement le mécanisme d'un certain nombre de réactions nucléaires pouvant éventuellement faire intervenir un processus :



ou un processus de tripartition



La grande difficulté des études théoriques concernant ces noyaux légers réside dans le fait que l'on ne dispose pas d'un modèle nucléaire pleinement valable pour les noyaux légers. Un modèle en particules  $\alpha$  moins

grossier que celui qui a été utilisé jusqu'ici correspondant à attribuer aux noyaux en particules  $\alpha$  une structure du type moléculaire est peut-être susceptible de donner des résultats dans lesquels on pourrait avoir une plus grande confiance.

Notons toutefois que l'hypothèse de la tripartition de  $^{12}\text{C}$  si elle se trouve confirmée pourrait être comprise par un mécanisme du type « chauffage local » proposé par Courant [14]. Le noyau comportant ici peu de

particules, on pourrait comprendre une certaine répartition sensiblement égale de l'énergie d'excitation entre les trois particules  $\alpha$  émises. A de plus grandes énergies, l'effet photonucléaire direct pourrait alors tendre à donner une plus grande énergie à une seule des particules  $\alpha$ , ce phénomène prenant une importance croissante, expliquerait peut-être la croissance anormale de la section efficace  $^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$  après le maximum situé vers 18 MeV.

Manuscrit reçu le 23 septembre 1952.

#### BIBLIOGRAPHIE.

- [1] CHADWICK, GOLDHABER. — *Nature*, 1934, **134**, 237.
- [2] LATASTE. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 39.
- [3] HIRZEL et WÄFFLER. — *Helv. Phys. Acta*, 1947, **20**, 373.  
(Voir bibliographie plus complète, article I)
- [4] CHASTEL. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 2020.
- [5] TOMS, HALPERN et STEPHENS. — *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1949, **7**, 22.
- [6] TOMS et STEPHENS. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 709.
- [7] BYERLY et STEPHENS. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 473.
- [8] BYERLY et STEPHENS. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 54.
- [9] MANN et HALPERN. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 733.
- [10] DIVEN et ALMY. — *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 407.
- [11] SCHIFF. — *Phys. Rev.*, 1948, **73**, 1311.
- [12] JENSEN. — *Nat. Wiss*, 1948, **35**, 190.
- [13] COURANT. — *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1948, **23**, 30.
- [14] COURANT. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 703.
- [15] SHERR, HALPERN et MANN. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 387.
- [16] GOLDHABER et TELLER. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1046.
- [17] KOKLOV. — *Ousp. Phys. Naouk*, 1950, **42**, 316.
- [18] LEVINGER et BETHE. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 115.
- [19] CAMERON. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 272.
- [20] HASLAM et SKATSGARD. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 479.
- [21] KATZ et PENFOLD. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 815.
- [22] HASLAM, SMITH et TAYLOR. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 840.
- [23] WEISSKOPF et EWING. — *Phys. Rev.*, 1940, **57**, 472.
- [24] CHEW et GOLDHABER. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 470.
- [25] HASLAM, CAMERON, COOKE et CROSBY. — Communication privée, à paraître
- [26] LE COUTEUR. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, A **63**, 259.
- [27] CAMERON et KATZ. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 608.
- [28] TOMS, HALPERN et STEPHENS. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 753.
- [29] TOMS et STEPHENS. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 709.
- [30] JENSEN. — *Proc. Phys. Soc.*, 1948, **61**, 579.
- [31] CHASTEL. — *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **228**, 1803.
- [32] VENDRYES. — *Thèse*, Paris, 1951.
- [33] BERTHELOT. — Cours Physique nucléaire, Sorbonne, Paris.
- [34] TELEGDI et VERDE. — *Helv. Phys. Acta*, 1949, **22**, 380.
- [35] WILKINS et GOWARD. — *Proc. Phys. Soc.*, 1951, **64**, 1056.
- [36] LI et WARD WHALING. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 661.
- [37] CHASTEL. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 522.