

**Zeitschrift:** Bulletin technique de la Suisse romande  
**Band:** 83 (1957)  
**Heft:** 3

**Artikel:** Introduction à la physique nucléaire  
**Autor:** Rossel, J.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-62770>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 16.03.2025

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

# BULLETIN TECHNIQUE DE LA SUISSE ROMANDE

Paraissant tous les quinze jours

Organe de la Société suisse des ingénieurs et des architectes, des Sociétés vaudoise et genevoise des ingénieurs et des architectes, de l'Association des Anciens élèves de l'Ecole polytechnique de l'Université de Lausanne et des Groupes romands des anciens élèves de l'Ecole polytechnique fédérale

Comité de patronage — Président : J. Calame, ingénieur, à Genève ; Vice-président : G. Epitoux, architecte, à Lausanne — Membres : Fribourg : MM. H. Gicot, ingénieur ; M. Waeber, architecte — Vaud : MM. A. Gardel, ingénieur ; A. Chevalley, ingénieur ; E. d'Okolski, architecte ; Ch. Thévenaz, architecte — Genève : MM. Cl. Groscurin, architecte ; E. Martin, architecte — Neuchâtel : MM. J. Béguin, architecte ; R. Guye, ingénieur — Valais : MM. G. de Kalbermatten, ingénieur ; D. Burgener, architecte.

Rédaction : D. Bonnard, ingénieur. Case postale Chauderon 475, Lausanne.

Conseil d'administration  
de la Société anonyme du Bulletin technique : A. Stucky, ingénieur, président ; M. Bridel ; G. Epitoux, architecte ; R. Neeser, ingénieur.

## Tarif des annonces

1/1 page	Fr. 275.—
1/2 »	» 140.—
1/4 »	» 70.—
1/8 »	» 35.—

Annonces Suisses S. A.  
(ASSA)



Place Bel-Air 2. Tél. 22 33 26  
Lausanne et succursales

**Abonnements :**  
Suisse : 1 an, 26 francs  
Etranger : 30 francs  
Pour sociétaires :  
Suisse : 1 an, 22 francs  
Etranger : 27 francs  
Prix du numéro : Fr. 1.60  
Ch. post. « Bulletin technique de la Suisse romande »  
N° II. 57 75, à Lausanne.

Adresser toutes communications concernant abonnements, changements d'adresse, expédition à  
**Imprimerie La Concorde, Terreaux 31, Lausanne**

**Rédaction**  
et éditions de la S. A. du Bulletin technique (tirés à part), Case Chauderon 475  
**Administration de la S.A. du Bulletin Technique**  
Ch. de Roseneck 6 Lausanne

SOMMAIRE : Introduction à la physique nucléaire, par J. ROSSEL, Institut de physique, Université de Neuchâtel. — L'énergie nucléaire dans le bilan énergétique européen futur, par PIERRE SEVETTE, chef de la Section de l'énergie électrique, Commission économique pour l'Europe des Nations Unies. — BIBLIOGRAPHIE. — LES CONGRÈS. — CARNET DES CONCOURS. — SERVICE DE PLACEMENT. — DOCUMENTATION GÉNÉRALE. — DOCUMENTATION DU BATIMENT.

## INTRODUCTION A LA PHYSIQUE NUCLÉAIRE

par J. ROSSEL, Institut de physique, Université de Neuchâtel<sup>1</sup>

### I. Propriétés de la matière nucléaire

Les noyaux atomiques sont constitués de nucléons, protons et neutrons liés les uns aux autres par des forces nucléaires. Si l'on fait abstraction des répulsions électrostatiques, ces forces ne dépendent pas de la nature du nucléon ; elles sont à très court rayon d'action, si bien que chaque nucléon sera sollicité de façon quasi identique en tous points à l'intérieur du noyau. Cela signifie que la densité  $\rho$  de la matière nucléaire est pratiquement constante. Un noyau de symbole  $Z^A$  comportant  $Z$  protons et  $N = A - Z$  neutrons aura, dans ces conditions, un volume proportionnel au nombre  $A$  des nucléons, soit  $V = (4/3)\pi r_0^3 A$ , d'où pour le rayon nucléaire  $R = r_0 A^{1/3}$ . Les valeurs expérimentales de  $r_0$  sont comprises entre  $1,3$  et  $1,5 \cdot 10^{-13}$  cm. Il en résulte pour la densité moyenne une valeur

$$\rho = \frac{m}{(4/3)\pi r_0^3} \simeq 10^{14} \text{ g/cm}^3 \text{ (la masse d'un nucléon}$$

vaut  $m \simeq 1,66 \cdot 10^{-24}$ g). Cette énorme concentration de masse dans des édifices aussi petits explique l'intérêt des noyaux comme source d'énergie en vertu de l'équivalence masse-énergie, exprimée par  $E=mc^2$ . La figure 1 représente, pour les noyaux stables, l'énergie de liaison par nucléon en fonction du nombre de masse  $A$ .

<sup>1</sup> Conférence donnée à l'occasion des Journées suisses d'étude sur l'énergie nucléaire, organisées du 5 au 7 avril 1956, à Neuchâtel, par la Société suisse des ingénieurs et des architectes.

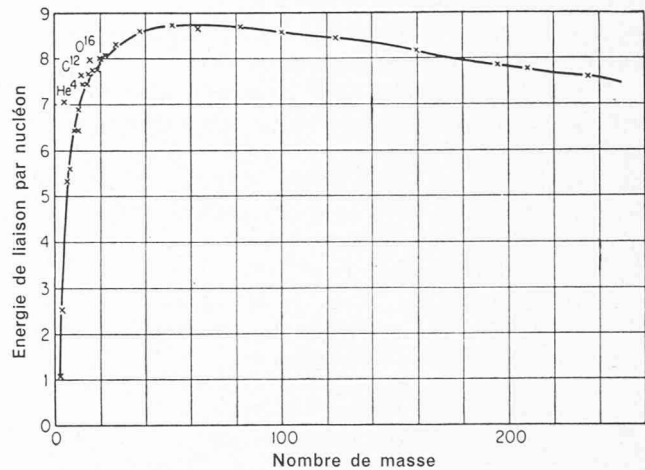


Fig. 1. — Cette courbe montre immédiatement qu'on obtient un gain d'énergie d'environ 1 MeV par nucléon par fission d'un noyau lourd ( $A \simeq 240$ ) en deux fragments voisins de  $A = 110$ .

De même la fusion de 2 noyaux légers ( $A = 2$  ou  $3$ ) conduisant à un noyau plus lourd libère par unité de masse une énergie du même ordre de grandeur.

Par énergie de liaison, on entend l'énergie qui serait libérée dans le processus hypothétique où tous les nucléons, d'abord séparés les uns des autres, seraient réunis pour former le noyau en question. La liaison

entre nucléons sera d'autant plus forte que l'énergie libérée est grande. L'énergie par nucléon est donc une mesure de la stabilité de l'édifice nucléaire. Pour tous les noyaux, à l'exception des noyaux très légers et très lourds, cette valeur reste comprise entre 7 et 9 MeV, ce qui constitue l'indication expérimentale d'une densité approximativement constante pour la matière nucléaire. La moindre stabilité des noyaux lourds est due avant tout à la répulsion de Coulomb et c'est le même effet qui impose pour ces noyaux un excès de neutrons par rapport aux protons ( $N - Z = 54$  pour  $U^{238}$ ). Au-dessus de  $Z = 82$ , on observe une radioactivité naturelle des noyaux, consécutive à cette instabilité et caractérisée par l'émission de particules  $\alpha$  (noyaux  $He^4$ ) ou de particules  $\beta$  (électrons  $-$ ), souvent accompagnées de radiations  $\gamma$  électromagnétiques.

On constate immédiatement à partir de la courbe de la fig. 1 qu'il est possible d'obtenir, par fission d'un noyau lourd (par exemple  $U^{235}$ ) en deux noyaux de masse moyenne  $A \simeq 110$ , un gain d'énergie d'environ 1 MeV par nucléon; ceci correspond à une perte de masse de l'ordre de  $1 \text{ }^0/_{100}$ . Chaque fission libère donc approximativement une énergie de 200 MeV. D'autre part cette courbe montre également qu'on peut gagner de l'énergie par fusion des noyaux légers, autrement dit par synthèse de noyaux plus lourds. Ce phénomène de fusion est mis en jeu dans les processus thermonucléaires et le gain d'énergie correspond ici également à une perte de masse de l'ordre de  $1 \text{ }^0/_{100}$ .

## II. Réactions nucléaires

Les réactions nucléaires qui nous intéressent ici sont celles qui interviennent principalement dans les réacteurs atomiques. Elles sont produites par des neutrons d'énergie comprise entre 0 et 10 MeV environ; c'est là en effet la gamme d'énergie extrême qui intervient pour les neutrons à l'intérieur des piles, la plupart ayant une énergie comprise entre 0 et 1 MeV.

Toute réaction nucléaire de ce type consiste en une collision entre un noyau projectile  $a$  et un noyau cible  $X$  et se déroule suivant le schéma  $a + X \rightarrow Y + b$ ; une particule  $b$  est émise et un noyau résiduel  $Y$  est formé. Un tel phénomène est soumis à un certain nombre de lois de conservation, dont les cinq plus importantes sont les suivantes:

- Conservation de la charge électrique.
- Conservation du nombre de nucléons.
- Conservation de l'énergie-masse.
- Conservation de l'impulsion (moment linéaire).
- Conservation du moment cinétique (moment angulaire).

Ces cinq lois fournissent un certain nombre de renseignements généraux importants sur les caractéristiques dynamiques d'une réaction nucléaire.

En particulier les deux lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion permettent déjà l'étude des collisions élastiques, par exemple celle d'un neutron avec un noyau atomique. Dans ces collisions, l'énergie cinétique totale est conservée; il n'y a donc pas de variation des masses des particules participant à la réaction. La proportion d'énergie cinétique du neutron transmise par collision au noyau se calcule aisément à partir de la conservation de l'impulsion et vaut

$$E_r/E_n = \Delta E_n/E_n = \frac{4A}{(A+1)^2} \cdot \cos^2 \varphi \quad \text{où}$$

$A$  = nombre de masse du noyau et  $\varphi$  = angle de recul. La perte d'énergie maximum correspond à  $\varphi = 0$  (choc central).

Cette simple formule permet déjà l'étude du mécanisme de freinage des neutrons dans la matière par collisions élastiques et donne une première orientation sur les propriétés des modérateurs qu'il est nécessaire d'utiliser dans la technique nucléaire pour freiner les neutrons produits dans la fission. La perte d'énergie moyenne vaut  $1/2 \Delta E_{\text{max}}$  et s'obtient immédiatement pour les quatre modérateurs le plus souvent utilisés: eau ordinaire ( $H_2O$ ), eau lourde ( $D_2O$ ), béryllium (Be) et graphite (C). Comme naturellement il s'agit de modérer les neutrons tout en maintenant leur capture par les noyaux modérateurs à une valeur aussi faible que possible, les qualités respectives des différents modérateurs s'expriment en fait au moyen du « moderating ratio ». Cette grandeur tient compte des probabilités globales relatives de collision élastique et de collision de capture pour le neutron dans la substance freinante et représente un véritable « chiffre de mérite » du modérateur. Les valeurs caractéristiques sont données dans le tableau suivant:

Substance	Noyau modérateur	$\frac{\Delta E_n}{E_n}$	M.R. = $\ln \frac{E_1 \Sigma_s}{E_2 \Sigma_a}$ *
$H_2O$	${}_1H^1$ ( $A = 1$ )	50 %	70
$D_2O$	${}_1D^2$ ( $A = 2$ )	45 %	21 000
Be	${}_4Be^9$ ( $A = 9$ )	18 %	150
Graphite	${}_6C^{12}$ ( $A = 12$ )	14 %	170

\*  $E_1$  et  $E_2$  représentent respectivement l'énergie du neutron avant et après une collision élastique,  $\Sigma_s$  et  $\Sigma_a$  les probabilités globales de diffusion et d'absorption de la substance modératrice.

$\Sigma_s$  est pris pour une énergie du neutron de l'ordre de 1 eV, voisin du domaine de forte capture pour  $U^{238}$ . C'est dans cette région que l'efficacité de la collision élastique est relevante.

On voit immédiatement la supériorité de l'eau lourde par rapport aux autres modérateurs.

Pour les neutrons d'énergie inférieure à 10 MeV environ, les réactions nucléaires sont gouvernées par les caractéristiques suivantes:

a) La faible pénétrabilité de la matière nucléaire pour les neutrons conditionne le processus de diffusion potentielle, collision élastique où le neutron rebondit au contact du noyau, mais sans y pénétrer; le noyau se comporte ici comme un centre répulsif de potentiel qui renvoie simplement le neutron. La faible probabilité de pénétration est due à la nature ondulatoire des particules qui fait apparaître pour le neutron une mauvaise « adaptation d'impédance » entre l'extérieur et l'intérieur du noyau. La majeure partie de l'onde neutronique est réfléchiée à la surface du noyau, comme on le voit immédiatement par l'expression approchée du facteur de pénétration  $P = 4 \frac{\Lambda}{\lambda}$  où  $\lambda$  est l'onde de de Broglie associée aux neutrons à l'extérieur, de l'ordre de

$10^{-9}$  cm pour un neutron de 1 eV et  $\lambda$  sa longueur d'onde à l'intérieur du noyau, de l'ordre du rayon nucléaire, soit environ  $10^{-13}$  cm. Ainsi donc  $P \approx 10^{-4}$ , valeur effectivement très faible.

b) Cependant, pour certaines valeurs particulières de l'énergie du neutron, la formation d'un noyau composé (ou noyau « compound ») résultant de la capture du neutron par le noyau cible peut avoir lieu. Cette capture conditionne le type de réactions nucléaires schématisé plus haut et qu'on peut appeler réactions de transmutation ; le noyau y subit en effet une modification. Parmi les réactions de ce genre, un certain nombre jouent un rôle de premier plan dans la technologie des réacteurs ainsi que pour la détection des neutrons. Ces processus ont des probabilités variables suivant l'énergie de la particule incidente et la formation du compound peut se produire avec une probabilité très grande pour certaines valeurs bien déterminées de l'énergie du projectile. Ces phénomènes de *résonance* sont d'une importance très considérable.

Les réactions que nous avons à considérer sont les suivantes :

— processus  $(n, n)$  ou diffusion élastique de capture (le neutron capturé est réémis avec la même énergie (dans le système du centre de masse) ; ce processus intervient souvent en connexion étroite avec la diffusion potentielle) ;

— processus  $(n, n\gamma)$  ou diffusion inélastique (le neutron capturé est réémis avec une énergie moindre ; la différence correspond à une excitation du noyau et est éliminée sous forme de radiations  $\gamma$ ) ;

— processus  $(n, \gamma)$  ou capture radiative (le neutron est capturé et le noyau composé se désexcite par émission  $\gamma$ ).

Pour les neutrons d'énergie inférieure à quelque 1000 eV agissant sur les noyaux moyens et lourds, ce processus présente de nombreux maxima de résonance.

— processus  $(n, p)$  et  $(n, \alpha)$ , réactions de transmutations où le noyau compound expulse un proton ou une particule  $\alpha$ . Elles ne sont possibles avec les neutrons de faible énergie que pour certains noyaux légers. En effet, la *barrière de potentiel* due à la répulsion de Coulomb doit être traversée (par effet tunnel) par la particule de charge  $ze$  pour sortir du noyau  $Z^A$  de rayon  $R$ .

Elle a une hauteur  $B = \frac{zZe^2}{R}$  qui augmente avec  $Z$  ; il en est naturellement de même de l'épaisseur à traverser. Pour les noyaux moyens et lourds, la barrière est pratiquement impénétrable pour une particule chargée de faible énergie.

La figure 2 illustre schématiquement les conditions énergétiques des réactions nucléaires, dans les deux cas possibles : a) d'une réaction *exoergique*, c'est-à-dire telle que l'énergie de réaction  $Q$ , différence entre les masses totales initiales et finales, est positive, et b) les réactions *endoergiques* où  $Q$  est négatif. L'énergie est représentée suivant une échelle verticale. Le noyau compound se trouve excité après capture à une certaine hauteur au-dessus de son niveau fondamental. Cette excitation correspond à la somme de l'énergie de liaison de la particule capturée (ici supposée chargée) et de son énergie cinétique. Dans la *voie d'entrée* conduisant au compound comme dans la *voie de sortie* correspon-

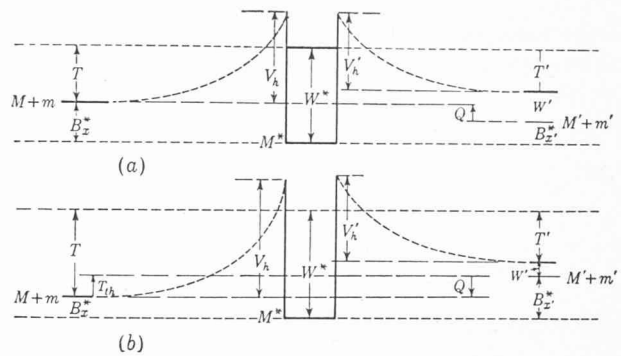


Fig. 2. — Représentation des énergies mises en jeu dans une réaction nucléaire : a) exoergique, c'est-à-dire où  $Q = M + m - (M' + m') > 0$  ; ou b) endoergique, c'est-à-dire telle que  $Q < 0$ .

Le noyau intermédiaire (de masse  $M^*$  à l'état fondamental), formé par la capture de la particule  $x(m)$  d'énergie cinétique  $T$  par le noyau cible  $X(M)$ , prend naissance avec l'énergie d'excitation  $W^* = B_x^* + T = (M + m) - M^* + T$ ,  $B_x^*$  est l'énergie de liaison de la particule projectible dans le noyau compound.

Si la particule incidente est chargée, elle aura, dans la voie d'entrée, à traverser la barrière de potentiel correspondante de hauteur  $V_h$ . Il en est de même pour la particule émise, dans la voie de sortie, avec l'énergie cinétique  $T'$ . Le noyau résiduel de masse  $M'$  est supposé ici prendre naissance avec une énergie d'excitation  $W'$ .

Quant à sa décomposition en noyau résiduel et particule émise, une barrière de potentiel doit être franchie qui ne s'annule que dans le cas des neutrons. Dans le cas des réactions endoergiques, une énergie cinétique initiale minimum est nécessaire pour que la réaction puisse se produire (seuil de réaction  $T_{th}$  de la fig. 2 b).

Dans le modèle du noyau compound, l'hypothèse essentielle est l'indépendance totale entre le processus de formation et le processus de décomposition du noyau composé : une fois la capture effectuée, l'énergie d'excitation se distribue rapidement entre tous les nucléons du noyau intermédiaire ; dès ce moment, le noyau compound perd complètement la mémoire de la façon dont il a été formé. A partir de l'état particulier d'excitation interne produit par la capture, il pourra donc se désintégrer suivant des processus compétitifs dont la probabilité relative ne dépend que de l'état et non pas de la voie d'entrée. Cette notion d'indépendance est fondamentale et constitue un concept qui a permis à la physique nucléaire de faire les très grands progrès de ces vingt dernières années. Cependant, le modèle du noyau compound a dû récemment être complété et élargi pour tenir compte d'effets qu'il ne permettait pas d'expliquer (modèle optique).

#### Réactions de détection des neutrons

A côté de la fission nucléaire que nous étudierons ci-dessous, ce sont des processus exoergiques du type  $(n, \alpha)$  et  $(n, p)$  que l'on utilise pour la détection des neutrons lents, grâce à l'effet d'ionisation de la particule chargée émise dans la réaction. La charge d'ionisation produite dans le gaz de remplissage d'un compteur de Geiger ou d'une chambre d'ionisation (avec ou sans automultiplication dans le gaz) est recueillie, amplifiée électriquement et l'impulsion électrique résultante est utilisée pour l'enregistrement. L'ionisation des grains de AgBr d'une émulsion photographique le long de la

trajectoire de la particule émise dans la réaction permet également la détection par la trace de noircissement visible après développement. Les réactions les plus utilisées sont les suivantes (fig. 3) :

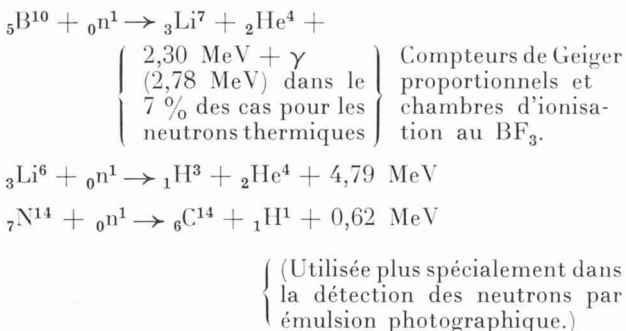


Fig. 3. — Principales réactions de détection des neutrons (pour  $E < 1000 \text{ eV}$ ).

Les neutrons rapides sont détectés en général par l'ionisation du proton de recul des collisions élastiques  $\text{H}^1(n, n)$  dans les substances hydrogénées.

*Section efficace*

La section efficace est une grandeur adéquate introduite pour exprimer la probabilité d'un processus nucléaire. La figure 4 illustre la définition de cette grandeur. On voit que la section efficace  $\sigma$  représente la surface d'un disque d'interception associé formellement à un noyau cible et s'exprimera en barns ( $1\text{b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ , unité du même ordre de grandeur que la surface géométrique  $\pi R^2$  d'un noyau). Elle indique le nombre de processus par noyau cible pour un flux de particules incidentes de 1 par seconde et  $\text{cm}^2$ . Cette grandeur, et plus spécialement sa variation avec l'énergie de la particule-projectile, constitue une des caractéristiques importantes des différents types de réactions nucléaires.

*Niveaux d'énergie du noyau compound et résonance*

Un noyau atomique est un système quantifié qui n'admet que des valeurs bien définies et discontinues de l'énergie. Ces *niveaux d'énergie* correspondent aux états stationnaires du noyau (comme c'est le cas égale-

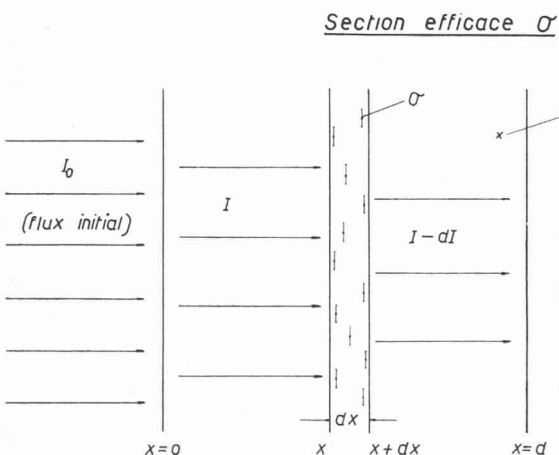
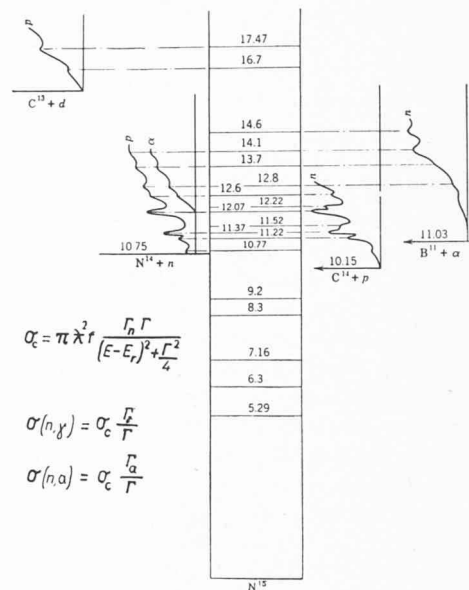


Fig. 4.



$$\begin{aligned}
 \Gamma_T &= \hbar \\
 \Gamma_\gamma &\approx \text{Const.} \\
 \Gamma_n &\sim D\sqrt{E} \\
 \Gamma_\alpha &\sim DG_\alpha\sqrt{E_\alpha} \\
 \sigma_c &= \pi \lambda^2 f \frac{\Gamma_n \Gamma}{(E-E_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \\
 \sigma(n,\gamma) &= \sigma_c \frac{\Gamma}{\Gamma} \\
 \sigma(n,\alpha) &= \sigma_c \frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma}
 \end{aligned}$$

Fig. 5. — Niveau d'énergie du noyau  $\text{N}^{15}$ . Ce nuclide intervient comme noyau compound par exemple pour les réactions  $\text{N}^{14} + n$  et  $\text{C}^{13} + d$  qui représentent deux canaux d'entrée possibles pour la formation de  $\text{N}^{15}$ .

L'énergie 10,75 MeV correspond à l'excitation du noyau  $\text{N}^{15}$  après capture du neutron. Une énergie cinétique additionnelle  $E$  du neutron incident permettra d'atteindre les niveaux de  $\text{N}^{15}$  situés au-dessus de cette limite. S'il y a coïncidence, la probabilité de capture passe par un maximum (résonance). Ces maxima sont visibles sur les courbes qui représentent (avec une abscisse verticale  $E$ ) la mesure expérimentale de la section efficace en fonction de  $E$ .

A droite sont indiqués deux canaux de sortie possibles correspondant à l'émission d'un proton ou d'une particule  $\alpha$ . (Notons que ces canaux sont des voies d'accès à  $\text{N}^{15}$  si l'on bombarde  $\text{C}^{14}$  par  $p$  et  $\text{B}^{11}$  par  $\alpha$ .)

ment pour les atomes). Dans la figure 5, ces niveaux sont représentés pour le noyau  $\text{N}^{15}$  par les traits horizontaux ; leur énergie au-dessus du niveau fondamental pris pour 0 de l'échelle est indiquée en MeV par les chiffres correspondants. Pour qu'un noyau puisse expulser une particule (nucléon ou groupe de nucléons), il faut que son énergie d'excitation soit supérieure à l'énergie de liaison de cette particule dans le noyau. La plus faible de ces énergies de liaison constitue une limite au-dessous de laquelle les niveaux correspondent à des états véritablement stationnaires dont la durée de vie  $\tau$  serait infinie s'il n'y avait pas possibilité de transition vers les niveaux inférieurs par émission de radiations  $\gamma$ . Ces niveaux qui définissent des états liés sont dits réels. Au-dessus de la limite de liaison, des états discrets d'énergie peuvent encore exister, mais leur durée de vie est plus courte puisqu'il y a possibilité de décomposition par émission d'une particule ; on appelle ces niveaux *virtuels*. Par suite de la durée de vie limitée des états possibles



du noyau, leur énergie ne sera pas définie de façon exacte mais affectée d'une certaine imprécision  $\Gamma$  appelée *largeur de niveau*. En vertu de la relation d'incertitude de Heisenberg, il faut en effet que le produit des indéterminations sur l'énergie et sur le temps soit égal à  $h/2\pi = \hbar$ . Il s'ensuit donc que  $\Gamma\tau = \hbar$ . A chaque processus de décomposition du compound à partir du niveau considéré, correspondra une largeur partielle  $\Gamma_i$  telle que  $\Gamma = \sum \Gamma_i$  et par conséquent une vie moyenne  $\tau_i = \frac{\hbar}{\Gamma_i}$  telle que  $\frac{1}{\tau} = \sum \frac{1}{\tau_i}$ .

Le phénomène de résonance correspond à la formation du noyau composé dans un de ses niveaux d'énergie possibles. Pour l'énergie  $E_r$  de la particule incidente satisfaisant exactement à cette condition, la section efficace du processus nucléaire de capture  $\sigma_C$  (formation du compound) présentera un maximum prononcé.

Au voisinage de la résonance, la variation, en fonction de l'énergie du neutron incident, de la section efficace  $\sigma_C$  pour la formation du noyau compound dans

un niveau donné est représentée de façon satisfaisante par la *formule à un niveau* de Breit-Wigner :

$$\sigma_C(E) = \pi \lambda^2 f \frac{\Gamma_n \Gamma}{(E - E_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$$

Cette expression possède un dénominateur à caractère de résonance typique.  $\lambda = \frac{h}{m\nu} = \frac{\hbar}{m\nu}$  est la longueur d'onde de de Broglie du neutron incident ;  $f = \frac{(2J + 1)}{(2I + 1)(2s + 1)}$  est un facteur numérique tenant compte du spin du neutron incident ( $s = 1/2$ ) et des spins  $I$  et  $J$  du noyau cible et du noyau compound.  $\Gamma$  est la largeur totale du niveau considéré et  $\Gamma_n$  la largeur partielle relative à l'émission d'un neutron d'énergie  $E$ .

Le caractère statistique du modèle et plus précisément l'indépendance postulée entre la formation et la décomposition du noyau composé, prédit pour les différents processus, des sections efficaces données par

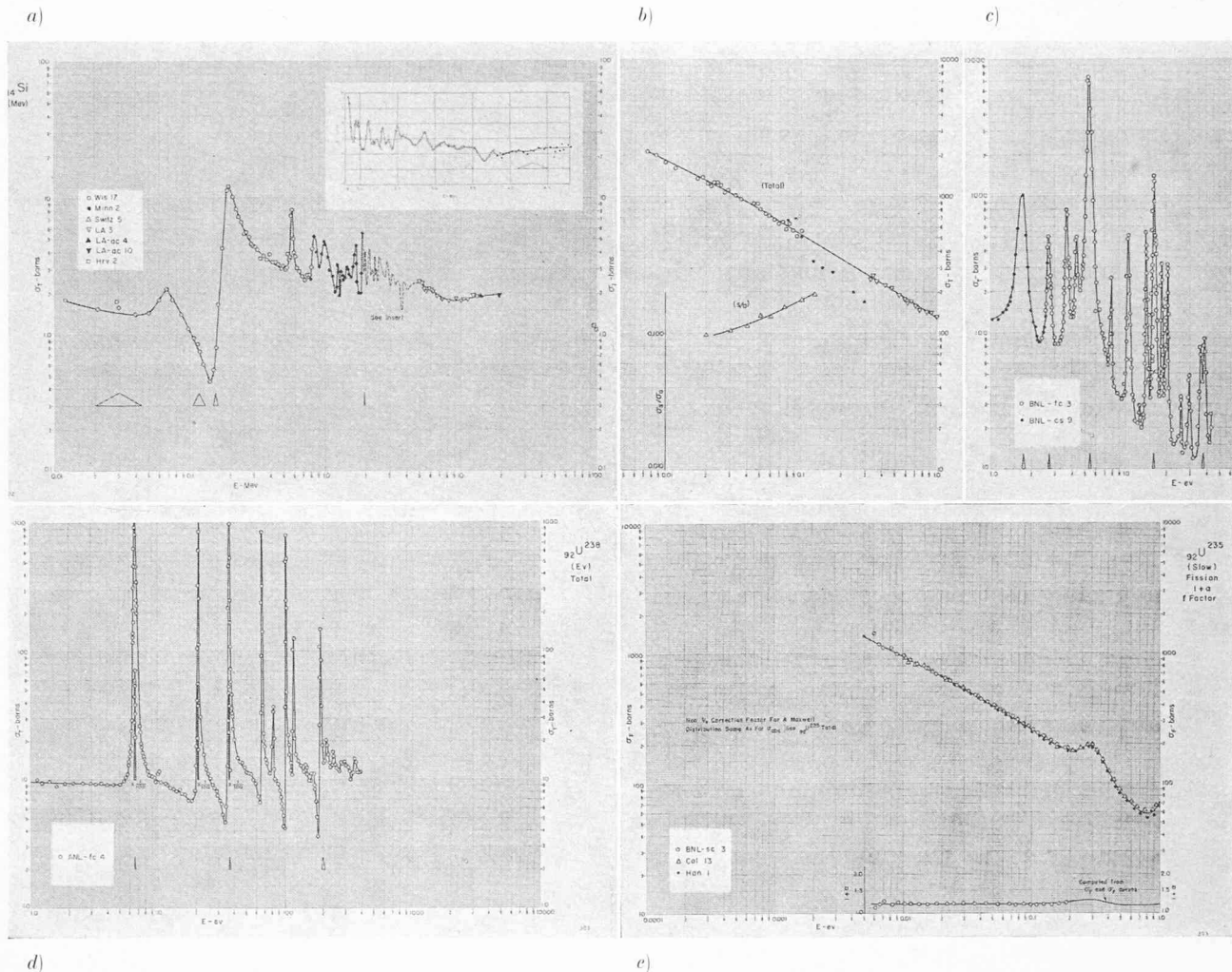


Fig. 6. — a) Le faible maximum de résonance a une forme particulière (rappelant davantage une courbe de dispersion qu'une courbe d'absorption) et correspond à une diffusion  $(n, n)$  de capture modifiée par des interférences dues à la diffusion potentielle. C'est une situation courante pour les noyaux relativement légers.

b) et c) Résonances typiques de capture radiative pour  $^{66}\text{Dy}$ , précédées dans le domaine des neutrons lents par une loi en  $1/v$  (segment de droite à 30° dans la représentation doublement logarithmique).

d) Résonances de capture de  $^{238}\text{U}$  dont l'importance est primordiale pour la physique des réacteurs à Uranium naturel. Ces résonances, en particulier celle de  $E = 6,6$  eV avec un maximum de 7000 barn, exigent l'utilisation d'un modérateur adéquat pour freiner les neutrons de fission et leur permettre de franchir cette zone avec une probabilité suffisante d'échapper à la capture.

le produit de  $\sigma_c$  et de la probabilité relative  $\frac{\Gamma_i}{\Gamma}$  du processus partiel considéré ; ainsi :

$$\sigma(n, \gamma) = \sigma_c \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} ; \quad \sigma(n, a) = \sigma_c \frac{\Gamma_a}{\Gamma} \quad (\text{où } a \equiv p \text{ ou } \alpha) ;$$

$$\sigma(n, n) = \sigma_c \frac{\Gamma_n}{\Gamma}$$

( $\sigma(n, n)$  représente ici la diffusion de capture seule, en l'absence d'interférences avec la diffusion élastique de contact).

Dans le domaine d'énergie auquel nous nous intéressons, la théorie montre que  $\Gamma_\gamma \simeq \text{Const.}$  (de 0,1 à 0,5 eV) ;  $\Gamma_n \sim E^{1/2}$  et  $\Gamma_a \sim G_a E_a^{1/2}$ , où  $G_a$  est un facteur de Gamow mesurant la pénétrabilité de la barrière de potentiel pour la particule chargée émise avec l'énergie  $E_a$ .

Examinons plus particulièrement le cas des neutrons thermiques d'énergie  $E \lesssim 0,05$  eV. Dans la situation très fréquente où un seul niveau intervient avec une énergie de résonance  $E_r$  nettement distante de  $E$ , on pourra écrire : ( $E \ll |E_r|$ )

$$\sigma_c \simeq \pi \lambda^2 f \frac{\Gamma_n \Gamma}{E_r^2 + \Gamma^2/4}$$

Dans ces conditions, on aura les lois de variation suivantes des sections efficaces :

1. Pour  $\sigma(n, \gamma)$  dans les noyaux lourds où  $\Gamma_n \ll \Gamma_\gamma \approx \Gamma \approx \text{Const.}$

$$\sigma(n, \gamma) \sim \lambda^2 \Gamma_n \sim \frac{1}{\sqrt{E}} \sim \frac{1}{v}$$

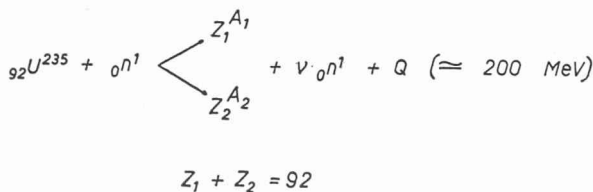
2. Pour  $\sigma(n, \gamma)$  des noyaux intermédiaires et légers où  $\Gamma_\gamma \ll \Gamma_n \approx \Gamma \neq \text{Const.}$  mais où  $|E_r| \gg \Gamma$

$$\sigma(n, \gamma) \sim \lambda^2 \frac{\Gamma_n}{E^2} \sim \frac{1}{v} \text{ également.}$$

On aura dans les mêmes conditions :

$$\sigma(n, n) \simeq \pi \lambda^2 f \frac{\Gamma_n^2}{E_r^2 + \Gamma^2/4} \approx \pi \lambda^2 f \frac{\Gamma_n^2}{E_r^2} \approx \text{Const.}$$

Fission



$$\left. \begin{array}{l} {}_{92}\text{U}^{235} \quad \bar{\nu} = 2,46 \quad \eta = \bar{\nu} \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_{nf}} = 2,08 \\ {}_{92}\text{U}^{239} \quad \bar{\nu} = 2,88 \quad \eta = \quad \quad \quad = 2,03 \end{array} \right\} \text{pour les neutrons thermiques}$$

$$\sigma_f = \sigma_c \frac{\Gamma_f}{\Gamma} \quad (\text{pour les neutrons thermiques } \sigma_f \sim \frac{1}{v} \text{ approximatif})$$

Fig. 7.

3. Pour certaines réactions exoergiques ( $n, p$ ) ou ( $n, \alpha$ ), avec les noyaux légers il se peut que  $\Gamma$  soit très grand et par conséquent  $\approx \Gamma_a \simeq \text{Const.}$  (puisque l'énergie  $E_a$  n'est pratiquement pas influencée par l'énergie  $E$  très faible des neutrons lents et que le facteur de barrière  $G_a \approx 1$ ).

Alors

$$\sigma(n, a) = \sigma_c \frac{\Gamma_a}{\Gamma} \approx \pi \lambda^2 f \frac{\Gamma_n \Gamma_a}{\Gamma^2/4} \quad (\Gamma \gg |E_r|)$$

soit, puisque  $\Gamma \approx \Gamma_a \simeq \text{Const.}$  :

$$\sigma(n, a) \sim \frac{1}{E} \sqrt{E} \sim \frac{1}{v}$$

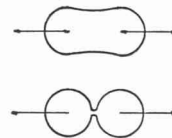
C'est la loi en  $\frac{1}{v}$  bien caractéristique du comportement expérimental des réactions  ${}_5\text{B}^{10}(n, \alpha){}_3\text{Li}^7$  (où elle est vérifiée jusqu'à  $E \simeq 10^4$  eV) et  ${}_3\text{Li}^6(n, \alpha){}_1\text{H}^3$ .

La figure 6 donne un certain nombre d'exemples de variations de la section efficace  $\sigma$  en fonction de l'énergie des neutrons incidents. Ces résultats expérimentaux ont été obtenus au moyen de spectromètres ou sélecteurs de vitesse de neutrons permettant de sélectionner de façon précise leur énergie dans le flux utilisé.

Fission

Le phénomène central du domaine de l'énergie nucléaire est bien entendu la fission des noyaux lourds. Ce processus peut avoir lieu à la suite d'une excitation quelconque du noyau, action des protons, deutons, particules  $\alpha$  et radiations  $\gamma$  de grande énergie ; dans la majorité des cas il est produit le plus efficacement par capture de neutrons.

La fission n'est possible que si l'excitation produite par le projectile dépasse une certaine valeur de seuil nécessaire pour entraîner la fission. Parmi les noyaux existant dans la nature, seul  ${}_{92}\text{U}^{235}$  est fissible par neutrons lents. Cela signifie que l'énergie de liaison du neutron capturé dans le noyau composé  $\text{U}^{236}$  et qui constitue l'énergie d'excitation de ce noyau est plus grande que l'énergie de seuil de fission. Le processus peut se schématiser de la façon indiquée figure 7. La caractéristique essentielle de la fission, à côté de la libération d'une énergie de l'ordre de 200 MeV, consiste dans la production de neutrons secondaires. Ce phénomène permet l'entretien d'une réaction en chaîne et par conséquent la libération en grand d'énergie nucléaire. Les deux fragments de fission produits sont naturellement tels que  $Z_1 + Z_2 = 92$ . Leur masse n'est pas égale, mais est distribuée en deux groupes, l'un au voisinage de  $A = 95$ , l'autre de  $A = 140$  (fission asymétrique). Cette distribution en



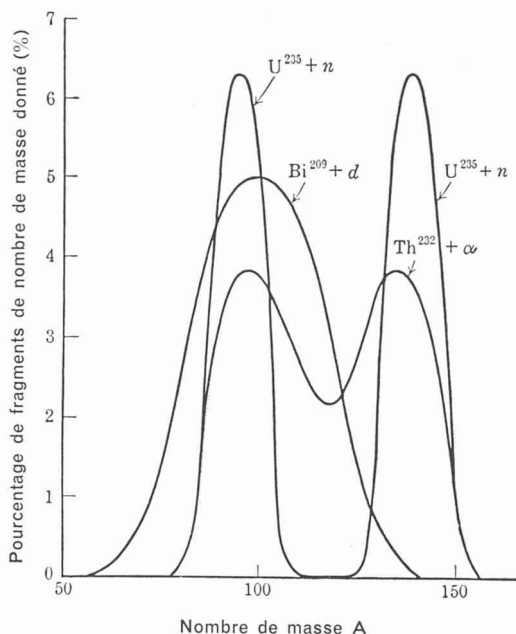


Fig. 8. — On voit que la fission par neutrons lents conduit à une dissymétrie relativement marquée, avec deux groupes centrés sur  $A = 95$  et  $A = 140$ .

Pour la fission produite par des particules  $\alpha$  de 38 MeV et plus nettement encore pour celle induite par des deutons de grande énergie (200 MeV), la rupture devient plus symétrique mais la dispersion des masses reste considérable.

deux groupes est nettement visible dans les courbes de la figure 8.

L'énergie libérée se distribue approximativement de la façon suivante : 168 MeV emportés par les fragments et transformés immédiatement en énergie thermique au sein de l'uranium (les fragments qui sont des noyaux chargés, sont très fortement freinés par ionisation le long de leur trajectoire) ; 12 MeV répartis de façon sensiblement égale entre les particules  $\beta$  et les radiations  $\gamma$ , produits de la désintégration radioactive des fragments de fission ; 10 MeV emportés par les neutrinos accompagnant ces désintégrations (voir plus loin), 10 MeV distribués à parts égales entre les neutrons et les  $\gamma$  émis instantanément dans la fission. Parmi les neutrons produits, environ 0,75 % sont émis après coup ; ces neutrons différés ont une importance considérable, nous y reviendrons ci-dessous.

Le nombre moyen de neutrons instantanés par fission vaut, dans le cas de  $U^{235}$ ,  $\bar{\nu} = 2,46$ , dans le cas de  $Pu^{239}$ , noyau artificiel également fissible par neutrons lents, ce nombre vaut  $\bar{\nu} = 2,88$  et enfin dans le cas de  $U^{233}$ , autre noyau artificiel du même type,  $\bar{\nu} = 2,54$ . Il est clair que, pour l'entretien d'une réaction en chaîne, ces nombres sont de la plus grande importance, mais plus encore la grandeur  $\eta$  qui indique combien de neutrons secondaires rapides sont produits par neutron capturé dans la matière fissible, compte tenu du processus compétitif de capture ( $n, \gamma$ ) toujours présent. Dans le domaine des neutrons thermiques, on a les valeurs suivantes : pour  $U^{235}$   $\eta = \bar{\nu} \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_{n\gamma}} = 2,08$ , pour  $Pu^{239}$   $\eta = 2,03$ , pour  $U^{233}$   $\eta = 2,32$ .

L'opération « breeding », c'est-à-dire la transformation totale, au moyen de la fission de  $U^{235}$  ou d'un autre

élément adéquat, de substances « fertiles »  $U^{238}$  ou  $Th^{232}$  en matières fissibles  $Pu^{239}$  et  $U^{233}$  exige au moins deux neutrons secondaires par neutron capturé. En effet, un neutron secondaire est indispensable au maintien de la réaction en chaîne et un neutron est utilisé pour la transmutation d'un noyau  $U^{238}$  ou  $Th^{232}$ . En l'absence de toute perte de neutrons,  $\eta$  doit donc être au moins égale à 2. On voit que cette condition est pratiquement impossible à remplir dans un réacteur à neutrons thermiques pour  $U^{235}$  et  $Pu^{239}$  et c'est la raison pour laquelle les « réacteurs autogénérateurs » (Breeder Reactors) expérimentaux utilisant ces substances fonctionnent avec des neutrons intermédiaires ou rapides pour lesquels la valeur  $\eta$  tend à croître. Seul  $U^{233}$  pourrait servir à cet usage avec les neutrons thermiques.

Dans ses aspects généraux (à l'exception d'effets quantiques secondaires), le processus de fission s'explique théoriquement de façon satisfaisante dans le cadre du modèle statistique où le noyau lourd est assimilé à une *gouttelette liquide*. L'énergie d'excitation consécutive à la capture d'un neutron conduit à des pulsations du noyau compound qui oscille à volume constant entre la forme sphérique et une forme plus ou moins ellipsoïdale. Si l'énergie d'excitation est suffisante, le noyau peut atteindre une forme critique à partir de laquelle il prend la configuration de deux masses sphéroïdales reliées par un col ; la répulsion des deux parties positives conduit alors à la rupture en deux fragments qui s'écartent violemment l'un de l'autre. Sur la base d'un tel mécanisme, il est possible de calculer les caractéristiques essentielles de la fission nucléaire (Bohr et Wheeler, 1939). La possibilité de fission  $\frac{\Gamma_f}{\Gamma}$  peut également s'estimer et l'on trouve, conformément à l'expérience, que la section efficace pour la fission induite par neutrons lents  $\sigma_f = \sigma_c \frac{\Gamma_f}{\Gamma}$  varie sensiblement comme  $\frac{1}{v}$ , c'est-à-dire comme l'inverse de la vitesse  $v$  du neutron incident (voir fig. 6e). Ce résultat indique bien la nécessité d'un freinage aussi efficace que possible des neutrons rapides de fission pour le maintien d'une réaction en chaîne dans l'uranium naturel (augmentation de la probabilité d'échapper à la capture par résonance dans  $U^{238}$ , entre 6 et 10 eV).

### III. Produits des réactions nucléaires et radioactivité

La plupart des produits de transmutations nucléaires sont des isotopes instables d'éléments naturels. L'instabilité se manifeste par la tendance du noyau à émettre des électrons négatifs ou positifs ( $\beta^-$  ou  $\beta^+$ ) ou à capturer les électrons présents dans les couches extranucléaires de l'atome. Le plus souvent un ou plusieurs quanta de radiation  $\gamma$  accompagnent l'émission  $\beta$ .

Le déclin radioactif du nombre des noyaux instables en fonction du temps suit la loi bien connue  $N = N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$  où  $\tau$  est la vie moyenne du noyau radioactif reliée à la demi-vie  $T_{1/2}$  par la relation  $\tau = T_{1/2}/0,69$ . Pendant la durée  $T_{1/2}$ , le nombre de noyaux diminue de moitié.



La radioactivité  $\beta$  se ramène aux deux processus fondamentaux suivants :



La première correspond à la transformation d'un neutron en proton avec émission d'un électron négatif et d'un *neutrino*  $\nu$ . Cette transformation peut se faire à l'intérieur d'un noyau. Elle est également possible pour un neutron isolé, du fait que sa masse  $m_n$  étant plus grande que la masse  $m_p$  du proton, permet la création de la particule  $\beta^-$ . Cette radioactivité naturelle du neutron est très difficilement observable, puisque les neutrons n'existent pas en nombre important à l'état isolé ; la demi-vie a cependant pu être déterminée comme étant de 11 minutes environ.

Le second processus représente la transformation d'un proton en neutron avec émission  $\beta^+$ . Par suite du défaut de masse ( $m_p < m_n$ ), elle n'est possible qu'à

On voit donc la nécessité de l'intervention d'un neutrino ; pour chaque valeur de l'énergie  $E_\beta$ , il emporte l'énergie complémentaire  $E_\nu$  telle que  $E_\beta + E_\nu = (E_\beta)_{\max}$  (l'énergie de recul du noyau peut être négligée). D'autre part, l'électron possède un moment cinétique propre ou spin valant  $1/2$  (en unité  $\hbar$ ). Il en est de même pour les nucléons dont le spin est aussi  $1/2$ . La conservation du moment cinétique total présenterait donc un bilan déficitaire de  $1/2 \hbar$  si l'on ne postulait pas l'émission d'un neutrino porteur d'un spin demi-entier.

La radiation  $\gamma$  accompagnant le processus  $\beta$  est émise dans la plupart des cas par le noyau résiduel lorsqu'il prend naissance dans un état excité après expulsion de l'électron. Chaque quantum  $\gamma$  correspond ainsi à la différence entre deux niveaux d'énergie de ce noyau, si bien que le spectre  $\gamma$  est un spectre de raies.

Les noyaux radioactifs émetteurs  $\beta$  purs sont relativement peu fréquents.

Le cas des fragments de fission est particulier :

comme ils résultent de la rupture de noyaux lourds où l'excès de neutrons  $N - Z$  est important (environ 50), ils contiennent un surplus considérable de neutrons comparativement à leur isotope stable. Il en résulte la possibilité d'émission, avec un retard sur les *neutrons immédiats* créés pendant la fission, de *neutrons différés* produits à la suite d'un ou de plusieurs processus  $\beta$ . Le rôle de ces neutrons retardés est important dans le fonctionnement des réacteurs nucléaires : le contrôle du système est rendu beaucoup plus aisé et moins critique.

La figure 9 présente différents types caractéristiques de désintégrations  $\beta$  de noyaux radioactifs.

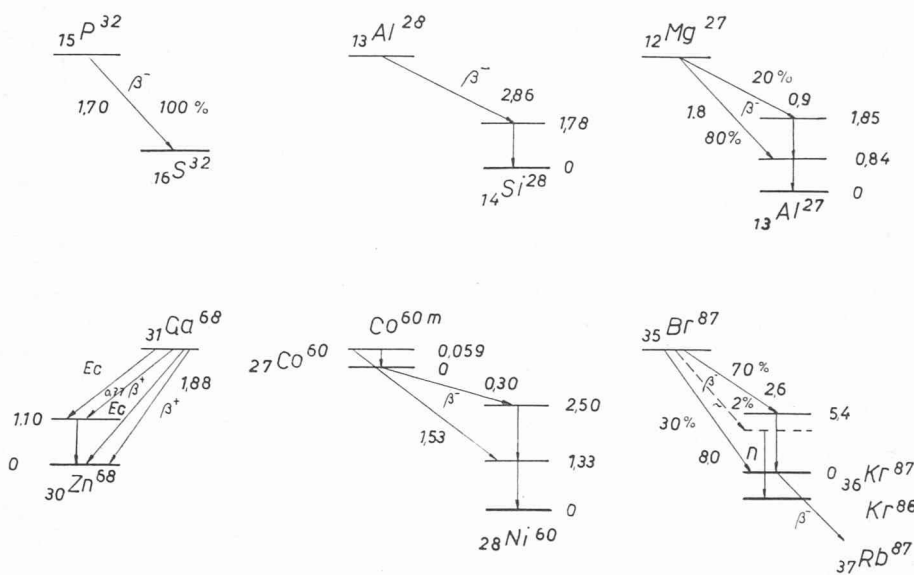


Fig. 9. — Différents exemples de processus  $\beta^-$  et  $\beta^+$ , sans et avec émission de rayons  $\gamma$  par le noyau final.  $\text{Co}^{60}$  présente un cas d'isométrie nucléaire : le niveau métastable de 0,06 MeV peut conduire à Ni par émission  $\beta^-$  ou au niveau fondamental de Co par émission  $\gamma$ .  $\text{B}^{87}$  est un exemple de fragment radioactif de fission conduisant à l'émission de neutrons différés. Pour  $\text{Ga}^{68}$  on voit que la capture d'un électron extranucléaire (processus Ec) entre en compétition avec l'émission d'un  $\beta^+$ .

l'intérieur du noyau qui fournit l'énergie nécessaire.

Le neutrino, dont l'existence expérimentale ne fut longtemps que très probable, mais semble maintenant définitivement certaine, est une particule neutre vraisemblablement sans masse au repos et dont l'émission est nécessaire pour assurer la conservation d'énergie et de moment cinétique dans la réaction :

En effet, si l'émission  $\beta$  était un processus à deux corps, l'énergie disponible et univoquement définie par la différence des masses entre les produits finaux et initiaux devrait être répartie entre eux de façon bien déterminée. La distribution en énergie correspondrait donc à une raie puisque tous les électrons émis auraient la même énergie. Or l'expérience montre que les particules  $\beta$  présentent un spectre continu compris entre l'énergie 0 et une certaine limite supérieure  $(E_\beta)_{\max}$ .

#### IV. Freinage et absorption des radiations nucléaires dans la matière

a) Les fragments de fission, les particules  $\alpha$ , les protons (particules lourdes), de même que les électrons (particules légères) perdent graduellement leur énergie par ionisation sur le trajet qu'ils effectuent dans la matière ; leur parcours  $R$  est limité. Pour les particules lourdes monocinétiques, ce parcours a une valeur bien déterminée. La relation parcours-énergie  $R = R(E)$  est couramment utilisée pour la détermination de l'énergie par la mesure des longueurs de trajectoires dans le gaz des chambres à détente de Wilson et dans les émulsions photographiques. Pour les électrons, la trajectoire en fin de parcours n'est pas rectiligne, mais fréquemment brisée par suite des collisions nucléaires où l'électron de faible masse est fortement dévié. Il est cependant

possible pour un faisceau d'électrons initialement parallèle de définir un parcours limite dans une substance donnée, parcours qui est une fonction univoque de l'énergie.

b) L'absorption de la radiation  $\gamma$  (photons d'énergie  $E_\gamma = hv$ ) dans la matière est due aux trois processus suivants pour lesquels on peut définir une section efficace caractéristique pour chaque atome absorbant de numéro atomique  $Z$ . Ce sont :

1. L'effet photoélectrique où le photon, en disparaissant, transmet son énergie à un électron, qui est expulsé de l'atome.

2. L'effet Compton : collision élastique d'un photon avec un électron atomique ; le photon est dévié et perd une partie de son énergie ( $hv' < hv$ ).

3. Le phénomène de création de paires  $e^-$ ,  $e^+$ , possible aussitôt que l'énergie du photon dépasse celle qui correspond à la masse de deux électrons au repos ( $hv > 2m_0c^2 = 1,02 \text{ MeV}$ ).

Cette matérialisation de la radiation  $\gamma$  s'effectue en présence d'un atome, nécessaire à la conservation de l'impulsion (l'atome emporte l'excès d'impulsion porté par le photon). Ces trois processus sont représentés dans la figure 10.

A partir d'un faisceau parallèle de rayons  $\gamma$ , l'affaiblissement se fait donc par élimination de photons au fur et à mesure de la pénétration dans la matière, la probabilité d'une collision étant sur tout le trajet la même. Il en résulte une loi exponentielle de diminution du flux  $I$  des photons en fonction de l'épaisseur  $x$  traversée.

Au contraire des particules chargées, aucun écran ne permet donc une élimination complète de la radia-

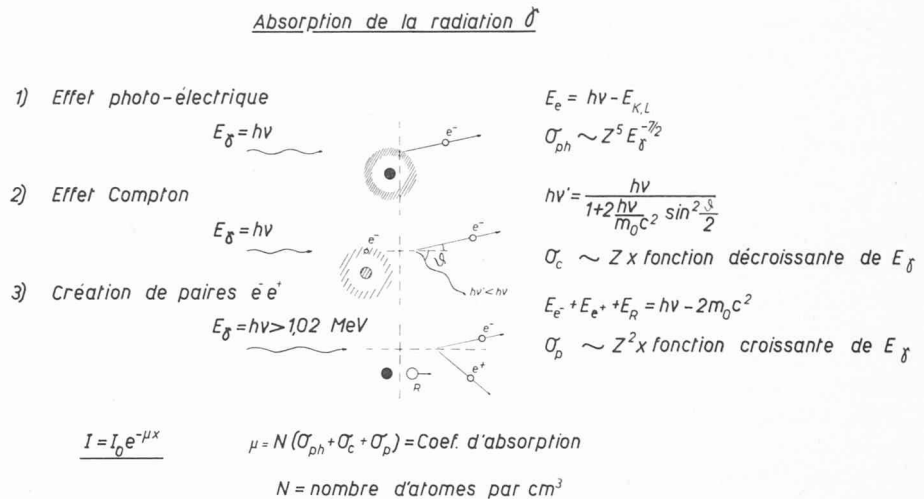


Fig. 10.

tion  $\gamma$ . Il est cependant possible, par un choix approprié de la substance absorbante et de son épaisseur, de diminuer l'intensité  $\gamma$  au-dessous d'un niveau prédéterminé. Il va sans dire que ces lois d'absorption sont de la plus haute importance pour la protection biologique lors de l'utilisation des réacteurs nucléaires.

## BIBLIOGRAPHIE

Pour les lecteurs désireux d'approfondir et de compléter la matière présentée dans cet exposé, nous recommandons les ouvrages suivants :

- T. KAHAN : *Physique nucléaire*. Collection Armand Colin, Paris, 1954.  
 D. HALLIDAY : *Introductory Nuclear Physics*. J. Wiley & Sons, New York, 1955.  
 A. GREEN : *Nuclear Physics*. MacGraw-Hill, New York, 1955.  
 H. A. BETHE et P. MORRISON : *Elementary Nuclear Theory*. J. Wiley & Sons, New York, 1956.

Et plus spécialement pour la physique des réacteurs :  
 S. GLASTONE et M. C. EDLUND : *The Element of Nuclear Reactor Theory*. Van Nostrand, New York, 1952.

## L'ÉNERGIE NUCLÉAIRE DANS LE BILAN ÉNERGÉTIQUE EUROPÉEN FUTUR

par PIERRE SEVETTE, chef de la Section de l'énergie électrique  
Commission économique pour l'Europe des Nations Unies<sup>1</sup>

### Avant-propos

1. La chaleur produite par la fission ou par la fusion nucléaire constitue une source d'énergie à la fois nouvelle et extrêmement importante. Elle peut, en particulier, servir à la propulsion d'engins tels que les navires, être utilisée à basse pression dans certaines industries, mais elle est surtout susceptible de constituer un nouveau moyen de production d'énergie électrique.

<sup>1</sup> Conférence donnée à l'occasion des **Journées suisses d'étude sur l'énergie nucléaire**, organisées du 5 au 7 avril 1956, à Neuchâtel, par la *Société suisse des ingénieurs et des architectes*.

Il n'est donc pas inutile d'examiner dans quelle mesure et comment cette énergie nucléaire va s'intégrer dans le système énergétique actuel et plus précisément comment elle pourra modifier le système traditionnel de production d'énergie électrique.

2. La place que doit tenir l'énergie nucléaire dans le bilan énergétique européen futur dépend tout d'abord du bilan quantitatif et qualitatif de l'estimation des besoins en énergie et de l'importance des ressources connues susceptibles de les satisfaire.

Elle dépend par ailleurs des prix de revient respectifs des différents moyens de production disponibles. J'examinerai brièvement ces deux facteurs.