

Zeitschrift: Bulletin technique de la Suisse romande
Band: 82 (1956)
Heft: 21: Énergie nucléaire, fascicule no 1

Artikel: Constitution des noyaux réactions nucléaires-fissions-radioactivité
Autor: Haenny, Ch.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-62087>

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: 04.05.2025

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

classique de la réflexion totale. Cette physique offre alors au proton une possibilité d'en sortir et la probabilité de cette sortie ne dépend que de l'épaisseur du mur et non plus de sa hauteur. C'est là une des clefs de la radioactivité et de tous les effets dits « de tunnel ».

Peut-être cet exposé a-t-il trop fortement souligné l'aspect insolite de cette physique relativiste et quantique et va-t-il propager l'idée que la suite de ce cours aura une forme ésotérique que seuls quelques initiés seront à même de percer. Rassurez-vous, car les choses sont beaucoup plus favorables qu'il ne paraît à première vue. Ce n'est que dans l'analyse intime des phénomènes, dans le jeu des éléments microscopiques que les choses apparaissent si déconcertantes. Beaucoup s'arrangent, par contre, lorsqu'on reste au niveau humain. En effet, des simplifications importantes résultent de la loi des grands nombres quand on envisage un ensemble qui

compte un très grand nombre d'individus atomiques. De plus un principe magnifique semble régir le monde physique, celui de *correspondance*. Selon ce principe, les lois du microcosme revêtent une forme telle que l'on doit retrouver celles de la physique classique quand on fait une statistique à grande échelle ou lorsque les systèmes envisagés comportent un grand nombre de quanta.

Or l'exploitation de l'énergie nucléaire dans un réacteur, c'est de la physique à grande échelle ; aussi retrouverez-vous, avec plaisir je pense, dès qu'il s'agira des applications, les bonnes vieilles lois du XIX^e siècle, celles de la conduction de la chaleur, des fluides continus, du rayonnement, et l'on comptera en kilowatt-heures et en mégajoules.

A ce niveau-là, la physique classique gardera la valeur d'une première approximation.

CONSTITUTION DES NOYAUX

RÉACTIONS NUCLÉAIRES-FISSIONS-RADIOACTIVITÉ

par CH. HAENNY

professeur à l'Ecole polytechnique de l'Université de Lausanne

Pendant le temps restreint dont je dispose, je voudrais vous exposer quelques notions de physique nucléaire simples, choisies de manière qu'elles permettent de comprendre le principe du fonctionnement des réacteurs nucléaires et quelques-unes des possibilités offertes par ces nouveaux générateurs d'énergie. Pour cela, il est avant tout nécessaire de considérer deux espèces d'objets : le neutron et les noyaux des atomes.

Les neutrons sont des particules neutres qui disparaissent rapidement dans la matière. Il s'agit de corpuscules qui ne peuvent être ni conservés, ni stockés d'une manière ou d'une autre.

Ils existent dans la nature, produits sans cesse par la radiation cosmique, rapidement capturés par les noyaux des atomes dont ils sont l'un des constituants, l'autre étant les protons.

Ces deux particules nucléaires neutron et proton sont à peu près de même masse, elles diffèrent essentiellement du point de vue électrique. Tandis que le neutron est électriquement neutre, le proton est, lui, chargé d'électricité positive. A l'intérieur des noyaux cette différence ne joue pas un rôle aussi important qu'on pourrait s'y attendre. Si bien que l'on désigne chacune de ces particules du nom générique de nucléons.

Le noyau atomique doit être considéré comme un ensemble dense, compact de ces nucléons en agitation perpétuelle. De même qu'à une échelle différente, les molécules dans la goutte d'un liquide sont sans cesse soumises à une agitation thermique et à des collisions réciproques.

Si l'on met à part le noyau de l'hydrogène qui est un proton, dans les noyaux, le nombre des neutrons

égale, ou peut dépasser celui des protons. L'excès de neutrons grandit à mesure que les noyaux considérés sont plus lourds.

Un noyau quelconque est défini par le nombre de chacun de ses constituants :

- Z , le nombre des protons, exprime aussi le nombre de charges positives du noyau (en prenant pour unité la charge élémentaire d'un proton qui égale en valeur absolue celle de l'électron). Il correspond aussi au nombre d'électrons périphériques qui, avec le noyau, constitue l'atome complet. C'est la raison pour laquelle Z est aussi appelé nombre atomique ou numéro atomique. Il définit de nombreuses propriétés physiques et les propriétés chimiques, il est donc caractéristique de l'élément chimique auquel appartient l'atome et son noyau.
- N , le nombre de neutrons d'un noyau, ne modifie pas, par sa variation, la nature chimique de l'atome. Des noyaux qui ont même valeur de Z et des valeurs différentes de N , bien qu'appartenant au même élément chimique, n'en constituent pas moins, du point de vue nucléaire, des espèces différentes. Chacune de ces espèces porte le nom d'isotopes. Les éléments chimiques naturels stables sont généralement constitués de plusieurs isotopes. On parle alors du mélange isotopique naturel ou commun.

Il est avantageux de désigner un isotope en précisant sa nature par les deux grandeurs : Z et $(Z + N) = A$, nombre de nucléons ou nombre de masses ou, ce qui

est équivalent, par le symbole chimique affecté de la valeur de A . Ces deux grandeurs définissent essentiellement une espèce nucléaire ou nucléide.

L'origine de l'énergie nucléaire disponible

Z , N et A n'étant pas des grandeurs indépendantes, ne comptent que pour deux et nous dirons que la troisième grandeur importante est la *masse atomique physique*, masse atomique relative, rapportée à celle de l'atome de l'isotope 16 de l'oxygène. La masse exacte de cet atome est donc la masse de référence. On lui attribue une valeur arbitraire de 16. Du fait de la relation d'Einstein entre masse et énergie, les variations de masse produite par les transformations nucléaires permettent de calculer les énergies libérées, ou absorbées, d'où l'intérêt de connaître les masses atomiques physiques avec une précision aussi grande que possible.

Le tableau suivant donne quelques masses exactes importantes dans l'échelle des masses atomiques physiques ainsi que la composition isotopique naturelle de l'uranium.

	Nombre de masse A	Masse atomique physique	Composition isotopique de l'uranium naturel	
Oxygène isotope	16	16,000000 (base)		
Proton	1	1,007593		
Neutron	1	1,008982		
Electron	0	0,00054878		
Uranium	U 234	234,11	0,006 %	
	U 235	235,124	0,712	
	U 238	238,12	99,282	

L'unité de masse atomique physique = $1,660 \times 10^{-24}$ g.

Les masses atomiques exactes des nucléons étant très voisines de l'unité, il en résulte que le nombre de masse A est égal à la valeur arrondie de la masse atomique.

Si, en vertu de la relation d'équivalence d'Einstein entre la masse et l'énergie ($E = mc^2$), l'énergie mise en jeu dans les phénomènes nucléaires peut s'exprimer et se donner couramment en unité de masse atomique, on utilise plus fréquemment encore une unité dérivée de l'électron-volt, qui est elle-même employée pour décrire les phénomènes atomiques et moléculaires.

L'électron-volt (ev) est égal à l'énergie qu'acquiert un électron en traversant, sans résistance, une différence de potentiel de 1 volt.

1 ev = unité qui convient aux phénomènes moléculaires.

L'énergie moyenne d'agitation thermique vaut 0,026 ev à 25° C.

1 Mev = 10^6 ev, unité qui convient aux phénomènes nucléaires. Un million d'électrons-volts ou mégaélectrons-volts (Mev) = $3,84 \times 10^{-14}$ calories-grammes.

Il en est des noyaux comme des molécules. Leur formation, à partir des éléments, c'est-à-dire des nucléons, correspond généralement à une libération d'énergie que l'on désigne du nom d'énergie de liaison.

Il est utile de rapporter cette énergie, pour chaque espèce de noyau, à un nucléon, c'est-à-dire qu'en divisant cette énergie par le nombre de masse on aura une énergie moyenne de liaison par nucléon dans le noyau considéré.

On constate dans le graphique de la figure 1 que cette grandeur croît rapidement pour les noyaux légers, passe par un maximum assez aplati et diminue. Autrement dit, la liaison des nucléons est la plus forte dans les noyaux de masse moyenne.

Cela veut dire également que si l'on porte à une température suffisamment élevée (celle de la bombe atomique classique) des noyaux légers, la répulsion coulombienne qui s'exerce entre eux étant vaincue, ils réagiront pour s'associer par fusion en libérant de grandes énergies.

C'est là le principe des réactions thermonucléaires qui ne nous retiendront pas, ces réactions ne pouvant être maîtrisées, pour le moment tout au moins, elles ne peuvent pas encore servir à des fins pacifiques.

Mais si cette fusion nucléaire de noyaux légers n'a pas pour nous d'intérêt actuel, l'opération inverse, c'est-à-dire la scission d'un noyau lourd en morceaux plus légers correspond aussi, d'après la figure 1, à une libération d'énergie assez grande. Cette décomposition nucléaire porte le nom, devenu si familier, de fission, qui est la traduction anglaise de scission.

L'énergie globale qui peut être libérée par la fission est aisément calculable si l'on connaît les masses atomiques du noyau lourd soumis à la fission et celles des noyaux formés par fission; à ceux-ci il faudra

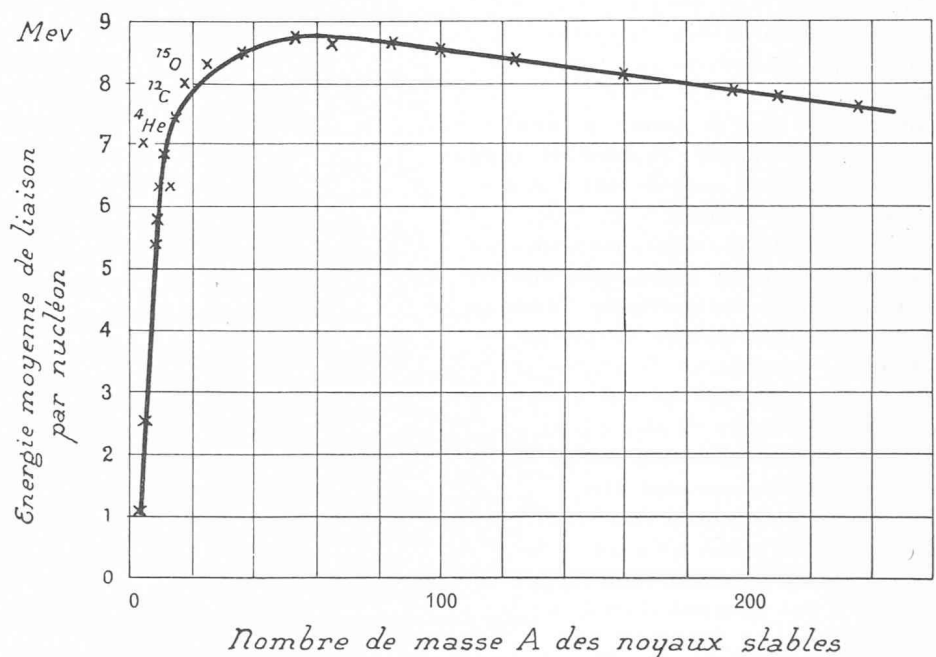


Fig. 1. — Variation de l'énergie moyenne de liaison par nucléon dans les noyaux.

ajouter la masse de 2 neutrons qui s'échappent lors de la fission, comme nous le verrons.

La masse disparue par fission peut être convertie en unité d'énergie par l'équation d'équivalence d'Einstein. Le facteur de transformation (le carré de la vitesse de la lumière dans le vide), qui est si grand pour les unités CGS, devient 931 si l'on exprime l'énergie en méga-électrons-volts et la masse en unité de masse atomique. Autrement dit, la disparition d'une masse approximativement égale à celle du proton ou du neutron correspond à une énergie disponible de 931 Mev.

Masse avant fission		Masse après fission	
U 235	235,124	Noyau A = 95	94,945
1 neutron	1,009	Noyau A = 139	138,955
	236,133	2 neutrons	2,018
	— 235,918		235,918
	0,215 = masse transformée en énergie.		

$$E = c^2 \times m$$

$$\text{ergs} = (9 \times 10^{20} \text{ cm/sec}) \times g.$$

$$E \text{ (Mev)} = 931 \times m \text{ (unité masse atom.)}$$

$$E = 931 \times 0,215 = 198 \text{ Mev.}$$

$$C + O_2 = CO_2$$

énergie libérée = 4 ev.

$$\frac{\text{Energie par fission 1 kg U}}{\text{Energie de combustion 1 kg C}} = 2 \text{ millions (limite sup).}$$

On trouve ainsi, dans cet exemple de fission, que l'énergie libérée est de 198 Mev par noyau fissionné. Celle-ci, comparée à la chaleur que dégage la combustion d'un atome de C permet de calculer que la fission d'un kg d'uranium équivaut à la combustion de 2 millions de kg de C, mais c'est là une limite supérieure.

La fission est sans doute beaucoup plus facile à produire que la fusion nucléaire, on le comprend à première vue. Elle se produit même spontanément pour certains des noyaux les plus lourds, mais à un rythme extrêmement lent. Pour l'accélérer, il est nécessaire de fournir aux noyaux lourds une énergie (dite d'activation) d'autant plus grande que l'assemblée des nucléons est moins agitée et mieux agglomérée.

Fissions provoquées par neutrons

De tous les moyens dont on peut se servir pour provoquer cette fission, celui qui a ici le plus d'importance est fourni par l'action des neutrons. Dans certains types de réacteurs, ce sont les neutrons rapides, tels qu'ils sont émis dans la fission, qui propagent les fissions. Pour d'autres réacteurs, les neutrons rapides doivent être ralentis plus ou moins par collisions avec les noyaux atomiques du modérateur (eau ordinaire, eau lourde, béryllium, carbone) avant de servir d'agent de propagation. Ce ralentissement atteint sa limite lorsque l'énergie cinétique moyenne des neutrons est égale à l'énergie moyenne d'agitation thermique (0,026 ev à 25° C). Ces neutrons sont alors dits thermiques. L'énergie apportée par un neutron qui pénètre dans un noyau lourd (uranium ou thorium) est formée de l'énergie cinétique (importante pour les neutrons rapides) et de l'énergie libérée dans l'enceinte du noyau à la suite de l'aggrégation du neutron au noyau.

Le noyau dit composé qui est formé peut évoluer de trois manières :

- 1° réémission du neutron avec une vitesse différente de celle à l'arrivée (chocs inélastiques) ;
- 2° capture radiative, l'énergie libérée dans l'enceinte nucléaire est émise sous la forme de radiation gamma ;
- 3° fission.

Ces trois transformations sont en compétition. La première n'a pas grande importance ici, puisque le neutron réémis n'est pas perdu ; la deuxième et la troisième doivent retenir notre attention. Disons tout de suite que ces deux phénomènes sont utiles du point de vue du réacteur nucléaire.

Il importe toutefois de connaître, dans des conditions données, les chances de l'une par rapport à l'autre, et ceci peut être décrit en introduisant une notion qui est celle de la section efficace. Il s'agit d'une grandeur qui est une mesure de la probabilité pour qu'un phénomène se produise. Cette grandeur varie avec l'espèce nucléaire, la nature de la particule, la vitesse de celle-ci et la nature du phénomène considéré. Son usage est général en physique nucléaire, que ce soit pour caractériser la vitesse d'une réaction nucléaire ou pour mesurer l'interaction d'une radiation quelconque avec la matière.

La définition de cette grandeur ressort du schéma suivant

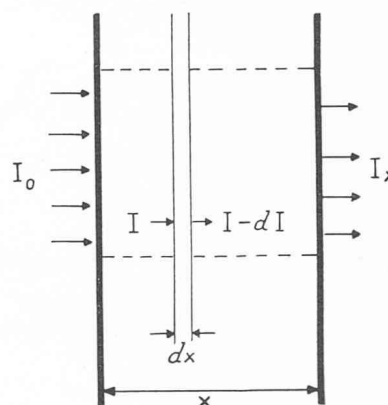


Fig. 2. — Section efficace.

où I représente l'intensité du faisceau de particules incidentes, c'est-à-dire le nombre de particules pénétrant dans la couche d'épaisseur dx de l'écran, par unité de temps. $-dI$ est le nombre de phénomènes considérés produits dans la couche d'épaisseur dx pendant cette même unité de temps.

$$\frac{-dI}{I} = N\sigma dx$$

$$I_x = I_0 e^{-N\sigma x}$$

N = nombre de noyaux par cm^3 .

σ = section efficace microscopique ; unité : barn (b) = $10^{-24} cm^2$.

$N\sigma = \Sigma$ = section efficace macroscopique ; correspond à un coefficient d'absorption, elle a la dimension de l'inverse d'une longueur.

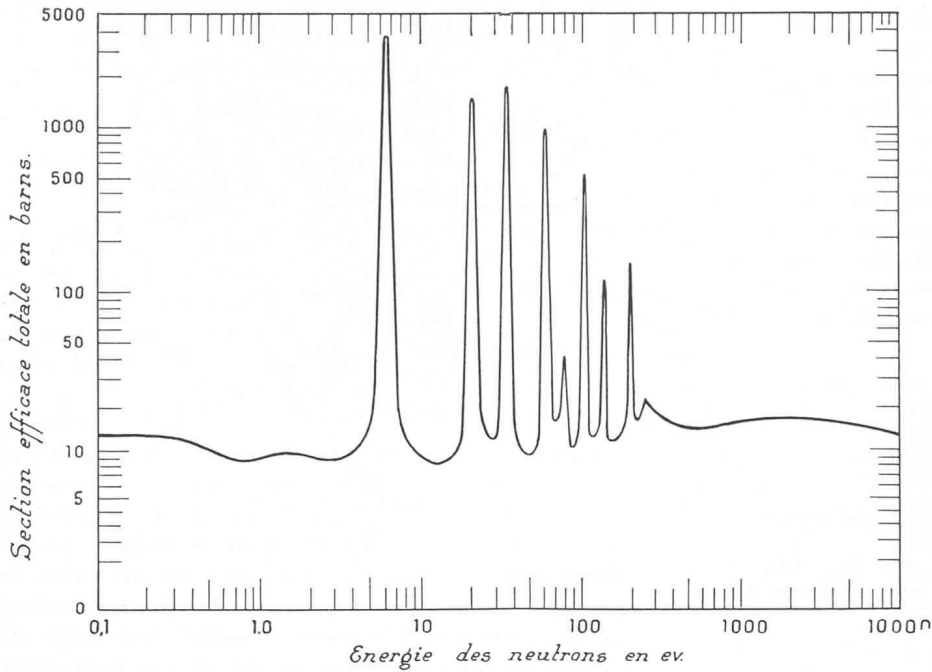


Fig. 3. — Section efficace (capture radiative + fission) de l'uranium naturel pour les neutrons.

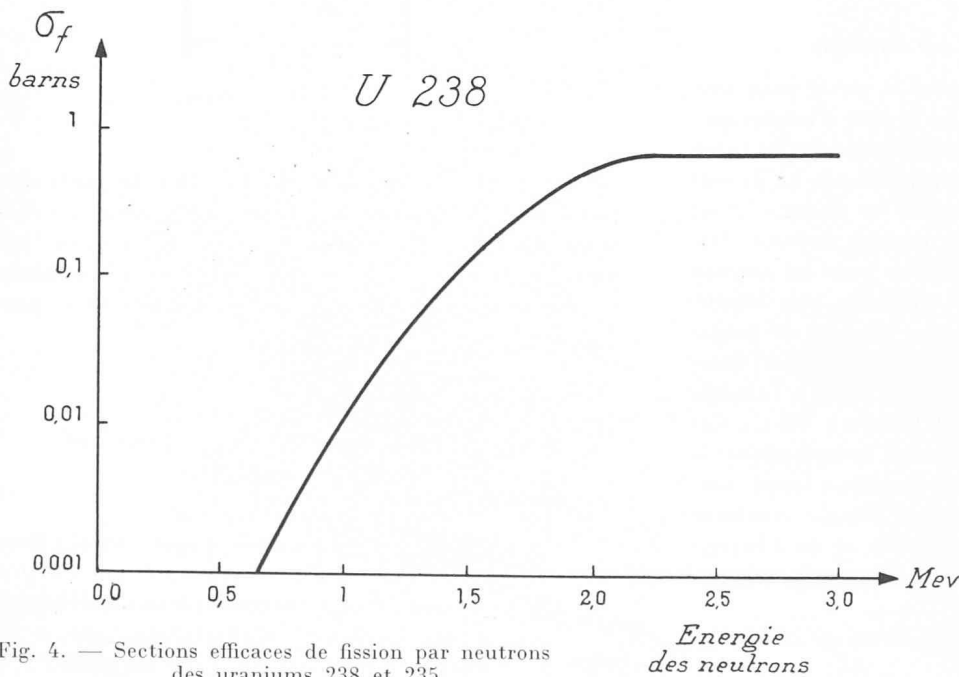
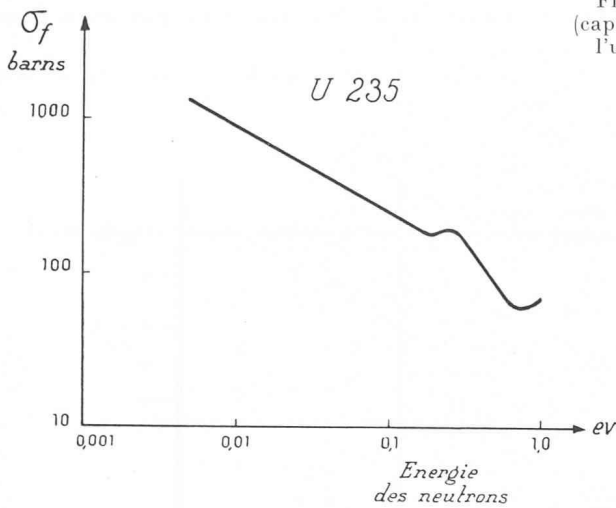


Fig. 4. — Sections efficaces de fission par neutrons des uraniums 238 et 235.

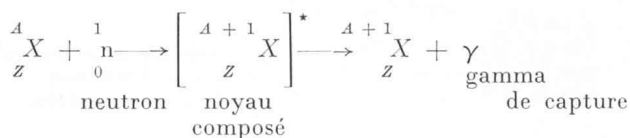
La connaissance de la variation de la section efficace en fonction de l'énergie (vitesse) des neutrons est essentielle pour décrire les phénomènes et pour baser les calculs.

Le graphique ci-contre donne la variation de la section efficace totale (capture radiative + fission) pour le mélange isotopique naturel de l'uranium. La particularité la plus frappante apparaît de suite dans ces maxima très aigus analogues à des bandes ou raies d'absorption dans les spectres optiques. Cela signifie que le neutron qui a l'énergie correspondante à ces raies maxima donne pour ainsi dire, à coup sûr, la capture ou la fission. Cet accroissement si extraordinaire résulte d'un effet dit de résonance lié à la structure du noyau composé.

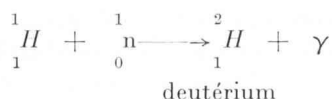
On peut mesurer les sections efficaces partielles, rapportées à la seule fission.

Dans la figure 4 : on voit que la fission n'intervient dans le cas de l'uranium 238 que pour des neutrons rapides dont l'énergie cinétique est supérieure à 1,1 Mev. Même au-delà de ce seuil, la section efficace de fission est petite, tandis que la section efficace de fission de l'uranium 235 est beaucoup plus grande dans le domaine des neutrons lents et thermiques ; de plus, elle croît rapidement si l'énergie (c'est-à-dire la vitesse) des neutrons diminue.

Les captures radiatives (réactions très fréquentes entre les noyaux de très nombreuses espèces et les neutrons) sont accompagnées d'émissions de radiations de nature électromagnétique (analogue aux rayons X mais de longueur d'onde plus courte, grains d'énergie ou photons, de plus grande énergie), dit rayonnement gamma de capture.



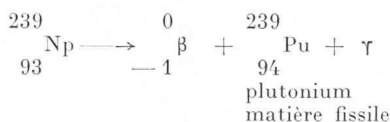
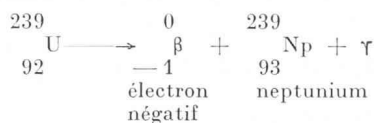
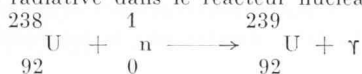
Cette capture ne transmute pas l'atome qui appartient toujours au même élément chimique ; elle peut donner un atome stable, c'est ce qui a lieu avec l'hydrogène, par exemple (la section efficace de cette réaction est petite) :



La capture peut produire de nouveaux atomes radioactifs, tels l'uranium 239 à partir de l'uranium 238, ou le thorium 233 à partir du thorium 232, qui vont par des désintégrations radioactives (spontanées) et successives donner naissance, pour le premier, au plutonium 239, et pour le second à l'uranium 233, deux matières fissiles (donnant la fission) très importantes.

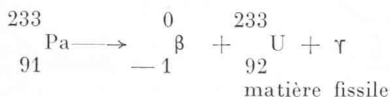
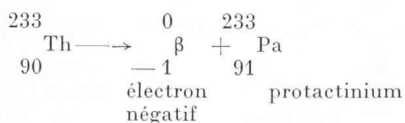
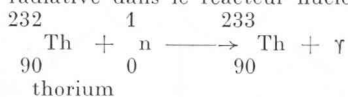
Formation du plutonium

Capture radiative dans le réacteur nucléaire :



Formation de l'uranium 233

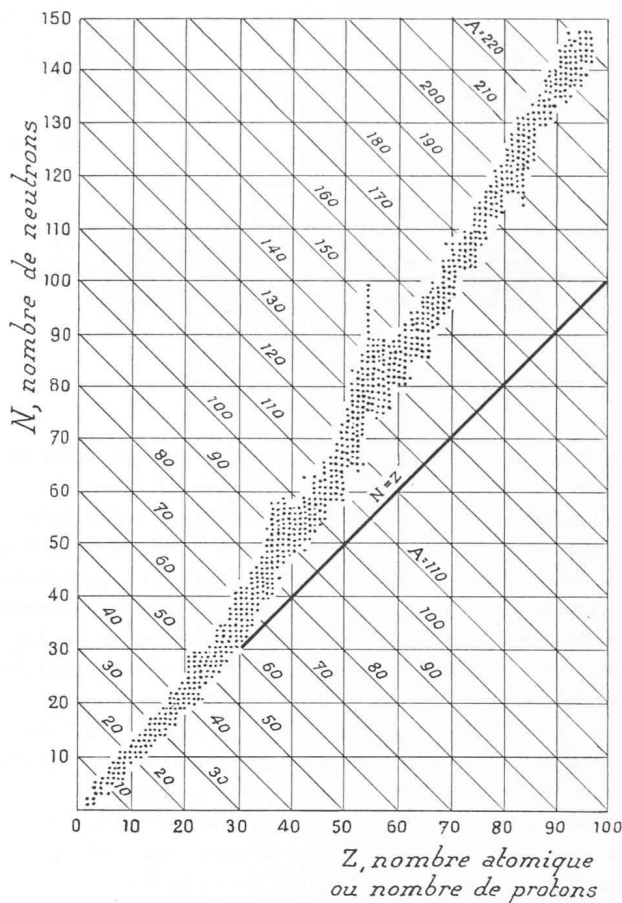
Capture radiative dans le réacteur nucléaire :



Les conséquences de la fission

Nous porterons maintenant notre attention plus particulièrement sur la fission. Celle-ci peut être définie comme étant la formation de noyaux de masse moyenne à partir de noyaux lourds.

Dans la représentation graphique de la figure 5, il est aisé de constater que pour les noyaux atomiques stables, le rapport $\frac{N}{Z}$ grandit avec le nombre de protons (Z), ainsi que nous l'avons dit précédemment.



$$A = N + Z = \text{nombre de masse}$$

Fig. 5. — Nombre des neutrons et des protons dans les noyaux stables.

Par fission, le noyau d'uranium, en se fractionnant en deux, donne des noyaux du nombre atomique voisin de $\frac{Z}{2}$ qui sont beaucoup trop riches en neutrons, d'où les trois conséquences fondamentales suivantes :

1. Emission instantanée de 2 ou 3 neutrons par fission.
2. Emission retardée de neutrons.
3. Formation de noyaux radioactifs (radio-isotopes de fission).

La figure 6 montre l'idée que peut se faire un artiste du phénomène de fission.

De ces trois conséquences, c'est sans doute la première qui est primordiale pour le réacteur nucléaire puisque la fission provoquée par un neutron, par exemple, engendre des neutrons qui pourront produire à leur tour d'autres fissions dans la matière voisine si celle-ci s'y prête. Les neutrons jouent bien le rôle fondamental puisqu'ils sont l'agent de propagation d'une réaction nucléaire, la fission, qui peut dès lors se développer en chaîne, comme cela a lieu dans la combustion du type classique.

La seconde conséquence joue un rôle important dans la marche et la conduite des réacteurs, comme vous aurez sans doute l'occasion de le voir, bien que cette émission retardée de neutrons soit numériquement faible. L'intensité de cette émission, après l'arrêt des

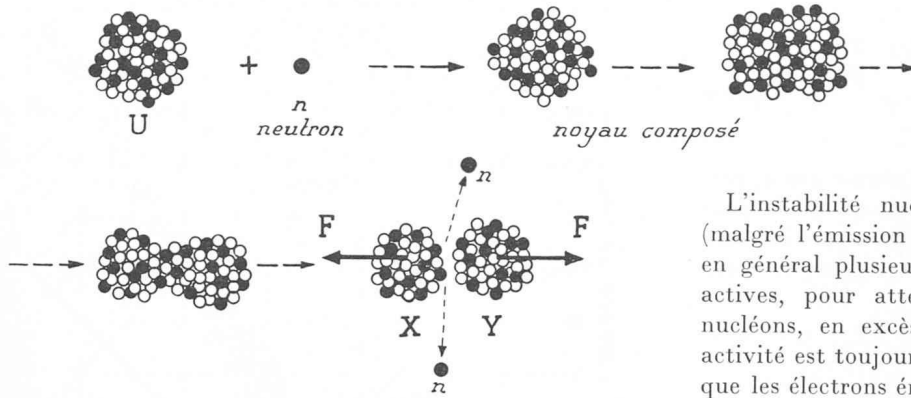


Fig. 6. — Schéma de la fission d'un noyau d'uranium par l'action d'un neutron.

fissions, diminue rapidement avec le temps, mais ne cesse complètement qu'après plusieurs heures.

Les neutrons qui ne sont pas employés pour la fission pourront, par capture, produire du plutonium 239 à partir de l'uranium 238, de l'uranium 233 à partir du thorium. Il y a là une autorégénération de matière fissile. On dit qu'il y a surrégénération si cette production de matière fissile dépasse la consommation (breeding ou couvage).

Si la fission se produisait dans le noyau lourd, toujours au même endroit, c'est-à-dire en formant toujours deux mêmes morceaux, le nombre des radio-isotopes de fission serait très restreint. En réalité, l'endroit de la coupure fluctue entre des limites assez éloignées, puisque le nombre de masse de ces radio-isotopes varie de 72 à 160. C'est dire qu'il se forme à l'origine, tout de suite après la fission, plus de 80 radio-isotopes.

La fréquence de formation des divers radio-isotopes par fission est représentée par la figure 7.

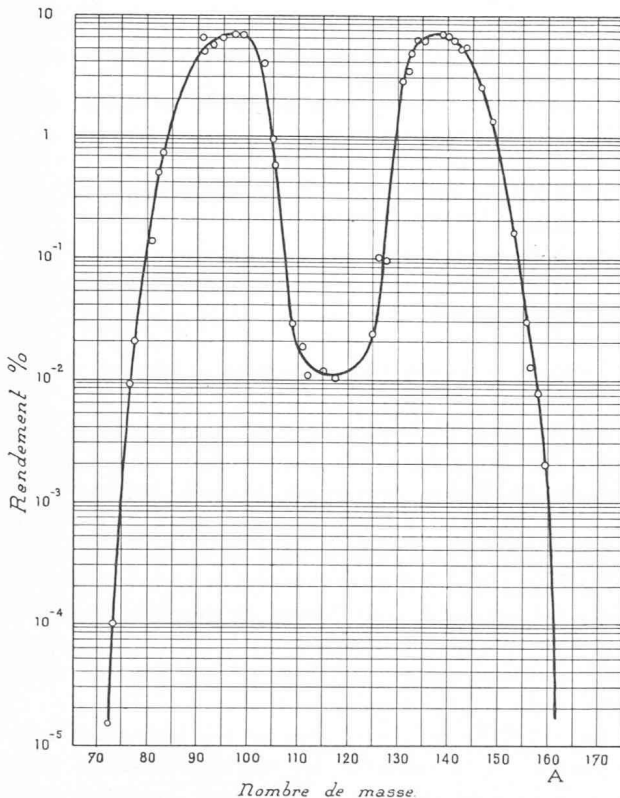
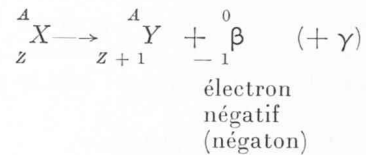


Fig. 7. — Rendement en produits de fission (radio-isotopes ou radio-éléments).

L'instabilité nucléaire de ces noyaux est encore (malgré l'émission de neutrons) si profonde qu'il faut en général plusieurs désintégrations spontanées, radioactives, pour atteindre finalement la stabilité. Les nucléons, en excès, étant des neutrons, cette radioactivité est toujours du type bêta négative, c'est-à-dire que les électrons émis sont ici toujours négatifs *. Cette émission, comme la fission elle-même, est souvent accompagnée d'une radiation gamma, qui est beaucoup plus pénétrante que la radiation bêta.

La désintégration radioactive des produits de fission peut s'écrire d'une manière générale :



Par fissions prennent naissance des séries ou familles radioactives du type illustré par la figure 8.

* Par cette émission, un neutron nucléaire se transforme en un proton. Z grandit et N diminue.

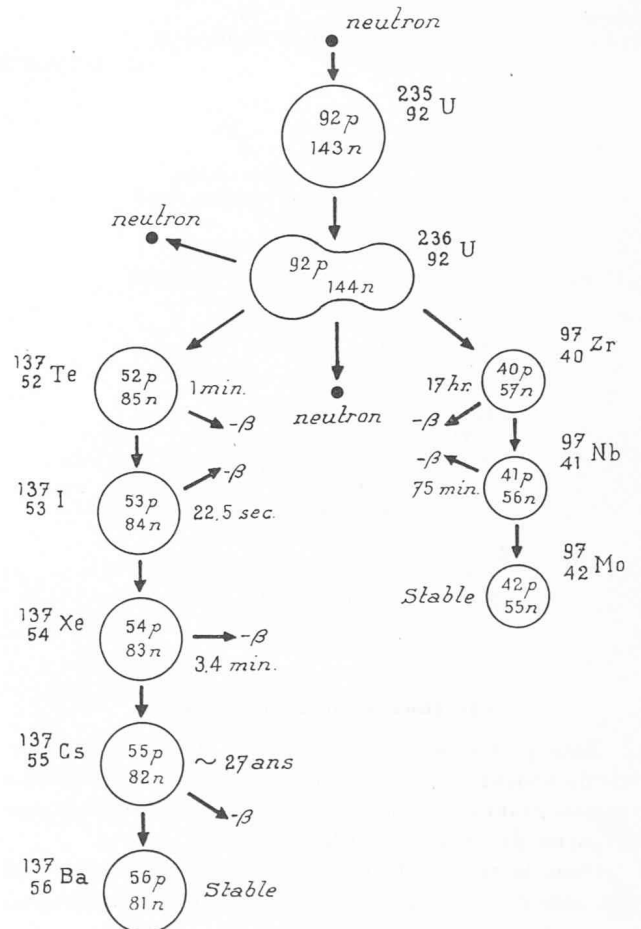


Fig. 8. — Type de séries radioactives produites à la suite de la fission de l'uranium 235.

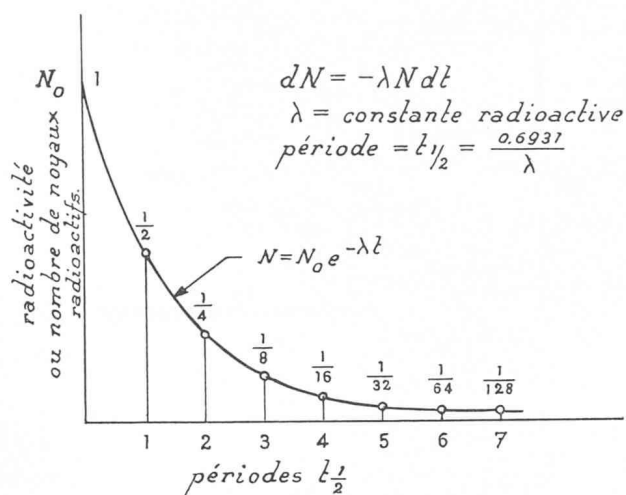


Fig. 9. — Décroissance radioactive.

Tandis que la radiation bêta est facilement absorbée, la radiation électromagnétique γ ne peut être arrêtée que par des écrans épais de plomb ou de matière aussi lourde que possible. Chacun sait que, comme les rayons X, elle constitue un danger pour les personnes qui s'y trouvent exposées.

La radioactivité est un phénomène qui évolue à un rythme que l'on ne peut modifier. La décroissance de la radioactivité suit une loi exponentielle, c'est-à-dire que l'intensité varie suivant une courbe tracée dans la figure 9.

Le temps nécessaire pour que l'intensité de la radiation émise diminue de moitié porte le nom de période (T, P ou $t_{1/2}$). Elle caractérise la décroissance d'un radio-isotope. Si la radioactivité des produits de fission diminue rapidement avec le temps, elle n'en subsiste pas moins très longtemps, puisqu'il y a des radio-isotopes de très longues périodes qui se mesurent par années et par siècles.

Nous avons vu, dans un exemple au début de cet exposé, comment la diminution de la masse produite par la fission pouvait permettre de calculer l'énergie globale disponible à la suite de la fission d'un noyau lourd. Après la description de la fission, il est utile d'examiner sous quelle forme cette énergie est libérée. La plus grande partie apparaît sous la forme d'énergie cinétique des morceaux nucléaires, tous deux fortement chargés d'électricité positive, qui, sitôt après la fission, se repoussent avec violence. Ils sont rapidement freinés par la matière solide dans laquelle ils ne parcourent qu'une fraction de millimètre. Quelle que soit la forme de l'énergie initialement libérée, elle se transforme en chaleur, dans un espace restreint (la matière fissile elle-même) pour les fragments de fission et la radiation bêta, tandis que la radiation gamma, difficile à absorber, et les neutrons rapides ne livrent leur énergie que dans des masses de matériaux beaucoup plus considérables, y compris le modérateur et tout ce qui entoure le milieu fissile. Quant aux neutrinos (particules neutres de masse nulle ou voisine de zéro), leur énergie ne peut être captée.

Cette chaleur, par la nature même des phénomènes dont nous venons de parler, est dégagée pour la plus

grande part (92 %) immédiatement après la fission. Le 8 % n'est libéré que peu à peu, au rythme des désintégrations radioactives successives des produits de fission.

Répartition de l'énergie dégagée par la fission d'un noyau d'U.

Instantanée	Mev.
Energie cinétique de fission	168
Energie cinétique des neutrons	5
Rayonnement gamma instantané	5
Rayonnement gamma de fission	7
	<hr/>
	185
Retardée	
Rayonnement bêta des produits de fission	7
Rayonnement gamma des produits de fission	6
Rayonnement des produits de capture	2
	<hr/>
	15

Les mesures

La mesure de la radioactivité, ainsi que la plupart des mesures en physique nucléaire se font grâce à l'ionisation directe ou indirecte produite par les diverses radiations α, β, γ . Pour définir l'ionisation, il faut se souvenir que la matière dans laquelle se propagent ces radiations est faite de molécules. Etant donné les très petites dimensions des noyaux, le volume de la matière, même la plus dense, n'est essentiellement occupé que par des électrons. Les particules rapides rencontrent donc et presque exclusivement des électrons qu'ils arrachent aux atomes et aux molécules, laissant le reste de la molécule ou de l'atome chargé d'électricité positive.

Ce sont ces paires d'ions (ions lourds et électrons) qui sont à l'origine des mesures.

Ces ions peuvent être collectés dans un condensateur électrique qui porte le nom de chambre d'ionisation.

Le dispositif de la figure 10 permet de mesurer le courant qui traverse la chambre. Celui-ci, dans les conditions de la mesure, est directement proportionnel au nombre des ions produits par la radiation qui pénètre dans la chambre d'ionisation. Cet appareil mesure donc l'effet ionisant d'où l'on peut calculer l'intensité moyenne de la radiation. De très petites chambres d'ionisation (de la dimension d'un stylo),

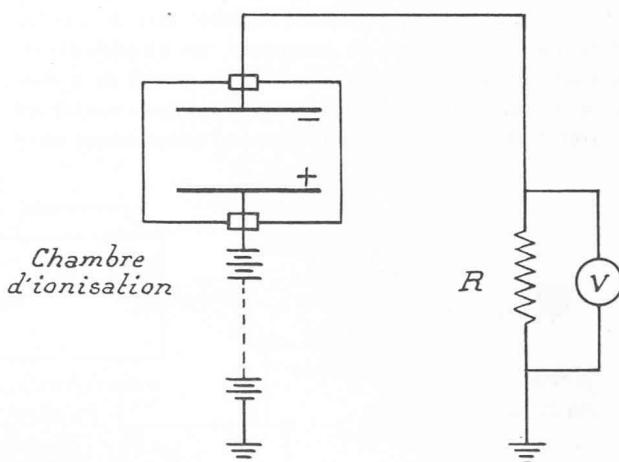


Fig. 10. — Chambre d'ionisation intégrante.
R = résistance V = voltmètre

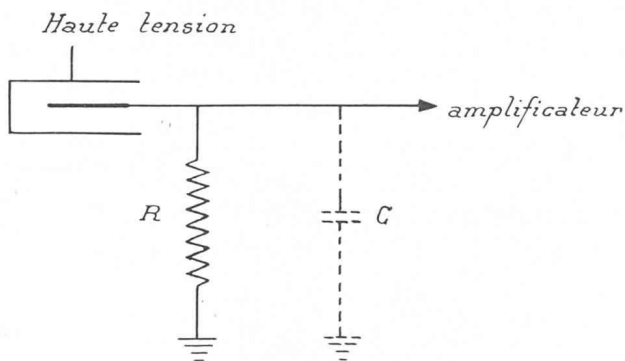


Fig. 11. — Chambre d'ionisation pour le comptage d'impulsions.
R = résistance *C* = condensateur

formées d'un condensateur adjoint ou non à un électroscope, permettent la mesure de l'effet ionisant total produit pendant plusieurs heures. Elles servent au contrôle des mesures de protection prises pour et par le personnel.

On peut utiliser le fait que les électrons produits par l'ionisation sont rapidement attirés à l'anode, pôle positif, y provoquent une diminution de la tension. Les impulsions électriques ainsi produites, convenablement amplifiées, peuvent être enregistrées, ce qui permet de compter les particules rapides ionisantes qui passent dans le condensateur (fig. 11).

Les phénomènes qui suivent l'ionisation produite dans une chambre d'ionisation varient suivant la tension appliquée aux électrodes. Si celle-ci est basse ou moyenne, on pourra compter des flux très grands de particules ionisantes et de plus distinguer la nature de celles-ci. Lorsque la tension est plus élevée, on réalisera les conditions de travail du compteur de Geiger-Müller, qui compte, sans distinction possible, toutes les particules ionisantes, appareil relativement lent, plus simple, plus robuste que d'autres appareils.

Le compteur à scintillations, fig. 12, est plus fragile, plus difficile à mettre en œuvre et très rapide, donc utilisable pour des flux de grandes intensités. Il est plus sensible à la radiation gamma que le compteur Geiger-Müller.

D'une manière générale, l'ensemble des appareils de mesure se dispose de la manière suivante, figure 13 :

Une haute tension stabilisée réglable crée le champ électrique à l'intérieur du compteur, un amplificateur, un discriminateur d'amplitude et un dispositif de numération électronique qui délivre une impulsion toutes les 10, 100, 1000 reçues pour actionner un numérateur élec-

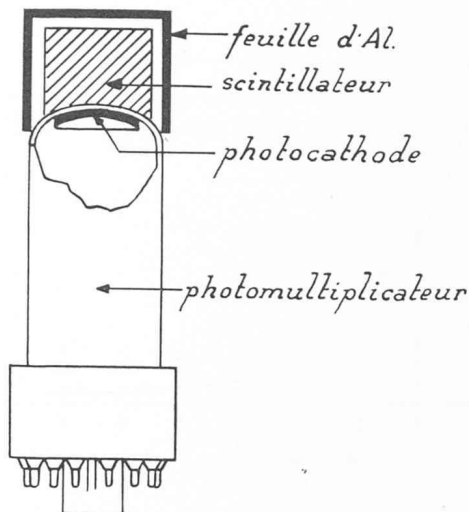


Fig. 12. — Schéma d'un compteur à scintillations.

tronic totalisateur forment l'ensemble des appareils utilisés pour la mesure de la radioactivité. Un dispositif d'interpolation permet de tenir compte des impulsions qui n'ont pas encore été comptées par le numérateur totalisateur.

Si le comptage est fait pendant une durée connue et dans des conditions géométriques définies, on pourra, à partir du nombre des radiations émises, calculer le nombre des noyaux qui se désintègrent par seconde. C'est cette grandeur qui mesure la radioactivité.

Les unités utilisées sont les suivantes :

Unités de radioactivité

1 curie	(c)	=	$3,7 \times 10^{10}$	désintégrations par sec.
1 millicurie	(mc)	=	$3,7 \times 10^7$	»
1 microcurie	(μ c)	=	$3,7 \times 10^4$	»
1 kilocurie		=	10^3 c	
1 mégacurie		=	10^6 c	

$$\text{Nombre de curies par g de radio-isotope} = \frac{1,13 \cdot 10^{13}}{M \cdot \frac{t_1}{2}}$$

M = masse atomique du radio-isotope.
 $\frac{t_1}{2}$ = période du radio-isotope en secondes.

Connaissant la période $\frac{t_1}{2}$ et la masse atomique du radio-isotope, il est facile de calculer le nombre de curies d'un gramme de radio-isotope pur, ou l'inverse, c'est-à-dire la masse d'un curie de radio-isotope.

Les mêmes appareils de mesure servent à la mesure de la décroissance, à la détermination des périodes ou à suivre la marche des réacteurs, à conduire les opérations industrielles avec les matières fissiles et les produits de fission.

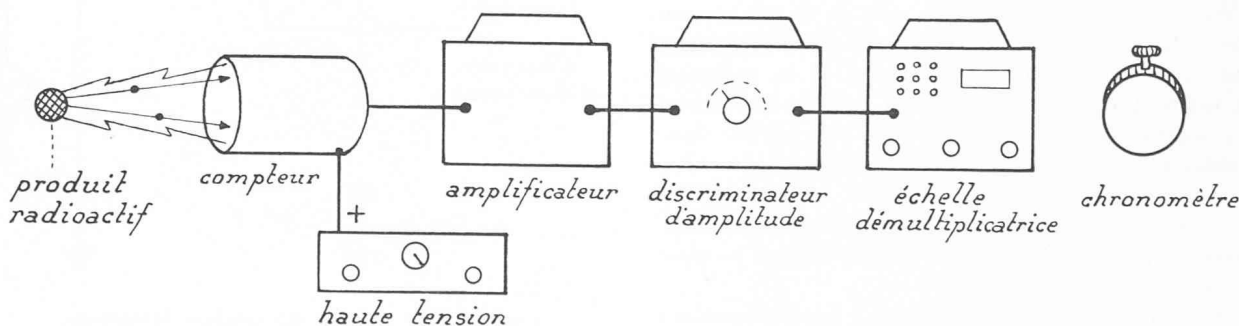


Fig. 13. — Appareils disposés pour la mesure de la radioactivité.