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

Artikel: Physique du réacteur nucléaire
Autor: Extermann, R.C.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-62088

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. 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. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

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. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

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. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 16.07.2025

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

L21.039.4

PHYSIQUE DU RÉACTEUR NUCLÉAIRE

par R. C. EXTERMANN, professeur à l'Université de Genève

Le fonctionnement d'un réacteur dépend du maintien d'une réaction nucléaire en chaîne. Dans l'état actuel de nos connaissances, les seules réactions susceptibles de s'entretenir elles-mêmes pour donner une réaction en chaîne sont les *fissions* au cours desquelles certains noyaux lourds, atteints par un neutron, se brisent en donnant deux gros fragments et deux ou trois neutrons. (Ce nombre ν varie avec la nature du noyau qui subit la fission, et probablement aussi avec l'énergie du neutron qui la provoque.)

Dès la découverte du phénomène, on a compris que la présence de ces neutrons de fission permettait en principe le maintien d'une réaction en chaîne, pourvu qu'on veille à les diriger sur des atomes lourds dont ils provoquent à leur tour la fission.

La physique du réacteur est la recherche des conditions qu'il faut réaliser pour éviter la perte de ces neutrons et en contrôler l'utilisation ; elle commence par l'étude du phénomène de fission qui assure la création des neutrons, puis elle suit en détail l'histoire de leur vie au cours de leur ralentissement et de leur diffusion jusqu'à la capture qui en marque la fin.

Fission. Matière fissile

La fission affecte les éléments de grands poids atomiques : le thorium ou l'uranium, par exemple ; les noyaux de ces atomes peuvent se briser après capture d'un neutron. Si l'énergie du neutron capturé est supérieure à 1 MeV, on parle d'une *fission rapide* ; tous les atomes susceptibles de fission peuvent donner les fissions rapides.

On parle d'une *fission lente* lorsqu'elle est provoquée par un neutron de faible énergie, par exemple un neutron « thermique » (c'est-à-dire en équilibre thermique avec le milieu ambiant, ce qui correspond à la température de 290° K, à une énergie de quelque 0,025 eV).

Il existe de solides raisons théoriques de penser que la condition à laquelle un noyau relativement stable vis-à-vis d'autres processus peut subir une fission lente est qu'il présente un nombre de masse élevé avec un nombre impair de neutrons.

On ne connaît que trois isotopes qui remplissent ces conditions. Ce sont : ${}_{92}U^{233}$, ${}_{92}U^{235}$, ${}_{94}Pu^{239}$; de ces trois noyaux, seul ${}_{92}U^{235}$ se trouve dans la nature, les deux autres sont produits artificiellement. Leur vulnérabilité aux neutrons lents révèle une propension particulière à la fission : on les désigne pour cette raison sous le nom d'*isotopes fissiles*. Cette tendance accentuée à la fission lente se manifeste par des sections efficaces particulièrement élevées pour ce phénomène.

Les sections efficaces diminuent quand la vitesse des neutrons augmente (table I).

Avant de quitter le sujet de la fission, il faut encore signaler le fait qu'une petite fraction du nombre des neutrons de fission (0,75 % dans le cas de la fission lente de U^{235} par exemple) n'est émise qu'avec certain retard : ces neutrons retardés jouent un rôle important dans le contrôle des réacteurs.

Facteur de multiplication

Pour établir les conditions de maintien d'une réaction en chaîne, il suffit d'étudier le destin d'une « génération » de neutrons, de la naissance par fission de n_1 noyaux du « combustible » jusqu'à l'absorption suivie de fission par n_2 noyaux. Si $n_2 = n_1$, la réaction se maintient ; si $n_2 > n_1$, elle s'accélère ; si $n_2 < n_1$, elle s'arrête d'elle-même.

On exprime cela d'une façon condensée en définissant un *facteur de multiplication* k égal au rapport du nombre de neutrons absorbés dans deux générations successives :

$$k = \frac{n_2}{n_1}$$

si $k > 1$, la réaction en chaîne a lieu ; si $k < 1$, elle est impossible : le cas critique $k = 1$ correspond à l'équilibre stationnaire d'une réaction dont le niveau se maintient au cours du temps.

Facteur de multiplication dans un milieu infini

Pour évaluer le facteur k, nous choisissons un cas typique qui mettra en évidence les différents accidents qui peuvent mettre fin prématurément à la carrière d'un neutron.

Nous supposons que le combustible utilisé est l'uranium naturel (139 atomes d'U^{238} pour 1 atome d'U^{235}). Les neutrons de fission, rapides, ont peu de chance de produire des fissions ; il y a donc avantage à les ralentir pour tirer parti de l'accroissement des sections efficaces vers les basses énergies. L'uranium n'est pas un bon ralentisseur : il faudrait en moyenne à un neutron 2200 collisions avec des atomes d'uranium pour atteindre

TABLE I

Sections efficaces des noyaux fissiles et de l'uranium 238

	Neutrons thermiques (0,025 eV)			Neutrons rapides (2 MeV)
	σ_f (fission)	σ_c (capture)	σ_a (absorption totale)	σ_f (fission)
U^{235}	580 barn	120 barn	700 barn	2 barn
U^{233}	530	70	600	1,3
$P_u{}^{239}$	750	350	1100	2
U^{238}	0	3	3	0,55

l'énergie thermique. On mélange donc à l'uranium une substance contenant des noyaux légers, du graphite par exemple : à chaque choc les neutrons perdent une fraction importante de leur énergie ; ils parviennent à l'énergie thermique après 110 collisions seulement, soit vingt fois moins que dans l'uranium ; ils parcourent donc un chemin vingt fois moins long au cours duquel ils ont moins de chances de tomber dans les pièges qui les menacent. Une fois parvenus à l'énergie thermique, les neutrons diffusent encore quelques instants, au cours desquels ils ont des chances accrues d'être absorbés dans les noyaux fissibles du combustible dont la section efficace de capture suivie de fission est particulièrement grande pour ces neutrons ralentis.

Le mélange de combustible et de modérateur constitue le *milieu* dans lequel doit se développer la réaction en chaîne. En supposant d'abord que le milieu est illimité, nous cherchons à évaluer le facteur de multiplication k_∞ du milieu infini.

Soit donc n_1 le nombre de neutrons thermiques absorbés dans le combustible à un moment donné. Le nombre de fissions provoquées par ces n_1 absorptions est un problème de sections efficaces ; la probabilité d'une absorption suivie de fission dans l'uranium naturel (1 atome U^{235} pour 139 atomes U^{238}), est le rapport de la section efficace pour ce processus à la somme des sections relatives à toutes les absorptions possibles :

$$\varphi = \frac{\sigma_f\, U^{235}}{\sigma_a U^{235} + 139 \sigma_a U^{238}} \qquad (1)$$

avec les valeurs données à la table I, on trouve pour ce rapport la valeur $\varphi = 0{,}52$.

Un neutron thermique absorbé dans le combustible provoque donc en moyenne 0,52 fission. Chaque fission d'un noyau de U^{235} par un neutron lent fournit ν neutrons de fission. Un neutron absorbé donne donc $\varphi\nu$ neutrons de fission. Avec la valeur moyenne $\nu = 2{,}5$ correspondant à U^{235}, le nombre moyen η de neutrons produits lorsqu'un neutron thermique est absorbé dans le combustible devient, pour l'uranium naturel

$$\eta = \varphi\nu = 0{,}52 \,.\, 2{,}5 = 1{,}3.$$

Un calcul analogue donnerait, pour U^{235} pur : $\eta = 2{,}1$ et pour Pu^{239} : $\eta = 2{,}0$.

L'absorption de n_1 neutrons thermiques dans le combustible fournit donc $n_1\,\eta$ neutrons de fission. Quelques-uns de ces neutrons peuvent éventuellement, avant de se ralentir, provoquer des fissions rapides dans le combustible, le nombre de neutrons de fission s'en trouve augmenté, on tient compte de cet effet en multipliant $n_1\,\eta$ par un facteur ε, facteur de fission rapide qui, dans le cas de l'uranium naturel, a la valeur $\varepsilon = 1{,}03$. Ainsi, l'absorption de n_1 neutrons thermiques dans le combustible fournit en définitive $n_1\,\eta\varepsilon$ neutrons de fission à haute énergie.

Ceux-ci commencent à se ralentir en cédant progressivement leur énergie aux noyaux avec lesquels ils entrent en collision. Or les noyaux du combustible présentent une demi-douzaine de zones étroites d'absorption élevée, caractérisées par des sections efficaces atteignant 7000 barns pour des neutrons dont l'énergie est comprise entre 2 et 200 eV. Au cours de leur ralentissement, les neutrons passent nécessairement par ces énergies de résonance et sont donc menacés de capture par les noyaux de combustible ; ces captures n'étant pas suivies de fission, les neutrons ainsi pris au piège sont perdus pour l'entretien de la réaction en chaîne. On connaît la forme et la répartition des courbes d'absorption en fonction de l'énergie ; on peut calculer d'autre part le temps passé par les neutrons dans chaque domaine d'énergie ; ces données permettent d'évaluer la probabilité p qu'ils ont d'échapper aux captures de résonance. Des $n_1\,\eta\varepsilon$ neutrons rapides issus des fissions, il n'en reste que $n_1\,\eta\varepsilon p$ de « vivants » à l'entrée dans le domaine thermique.

Il reste à voir s'ils seront tous absorbés dans le combustible, autrement dit si l'utilisation des neutrons thermiques sera complète. Il s'agit de nouveau d'un problème de sections efficaces de réactions concurrentes : absorption par le modérateur (σ_{am}), absorption par les « poisons », c'est-à-dire les matériaux de charpente, les réfrigérants, les produits de fission qui s'accumulent (σ_{ai}), absorption enfin par le combustible (σ_{au}). On désigne sous le nom d'utilisation thermique le rapport

$$f = \frac{N_u\,\sigma_{au}}{N_m\,\sigma_{am} + N_i \sigma_{ai} + N_u\,\sigma_{au}} \qquad (2)$$

où N_u, N_m et N_i désignent le nombre de noyaux de combustibles, de modérateur et de poisons présents dans l'unité de volume du milieu.

Le nombre des neutrons qui parviennent au bout du cycle est donc :

$$n_2 = n_1\,\eta\varepsilon\, pf.$$

Le rapport n_2/n_1 des neutrons absorbés dans deux générations successives prend donc, dans le milieu illimité, la valeur

$$k_\infty = \eta\varepsilon\, pf\,;$$

c'est le rapport que nous avons défini plus haut comme facteur de multiplication du milieu infini.

Amélioration du facteur k_∞ : milieux inhomogènes et combustible enrichi

Si on calcule k_∞ pour un milieu homogène, on s'aperçoit que les facteurs p et f varient en sens inverse l'un de l'autre quand on modifie la composition du milieu, c'est-à-dire le rapport N_m/N_u. Une dilution croissante du combustible dans le modérateur permet à un nombre accru de neutrons de traverser sans capture les domaines de résonance (p augmente) ; mais du même coup, l'absorption dans le modérateur croît aux dépens de l'absorption dans le combustible (f diminue). Le produit pf présente un maximum peu accusé pour une composition donnée ; ce maximum est par exemple de 0,60 pour un mélange homogène de graphite et d'uranium dans le rapport $N_m/N_u = 400$. Avec cette valeur de pf et la valeur de $\eta\varepsilon = 1{,}34$ précédemment indiquée

$$k_\infty = 1{,}34 \,.\, 0{,}60 = 0{,}80.$$

La réaction en chaîne ne peut pas se maintenir dans le milieu homogène choisi, utilisant de l'uranium naturel comme combustible. Il y a donc un problème

à résoudre : comment améliorer les conditions de l'expérience pour arriver au moins à la valeur $k_\infty = 1$, au-dessous de laquelle le réacteur ne peut pas fonctionner ?

La première solution qui a été proposée consiste à disposer l'uranium en blocs ou en barres séparées au lieu de le mélanger au modérateur de façon homogène.

On parvient ainsi à améliorer d'une façon décisive la probabilité d'échapper aux résonances, c'est-à-dire le facteur p.

Dans un mélange homogène, quand un neutron passe en se ralentissant par l'énergie correspondant à une absorption de résonance des noyaux d'uranium 238, il n'a pas à aller loin pour en trouver un et l'inévitable capture se produit. Mais quand l'uranium est groupé en îlots séparés par du modérateur pur, les neutrons de fission sortant rapidement de l'uranium (où leur vitesse diminue peu) parviennent dans le modérateur où ils se ralentissent sans courir le risque d'être absorbés au moment où ils passent par les vitesses critiques (parce que le modérateur ne contient pas d'uranium).

TABLE II

Facteur η pour des combustibles enrichis

Proportion d'U^{235}	η
0,72 % (1 : 140)	1,30
1,0 % (1 : 100)	1,45
1,25 % (1 : 80)	1,54
1,43 % (1 : 70)	1,59
1,67 % (1 : 60)	1,65
2,00 % (1 : 50)	1,71
100 % (1 : 1)	2,08

Une autre manière de décrire le gain réalisé par la répartition inhomogène du combustible dans le modérateur consiste à remarquer que les noyaux des couches superficielles des blocs d'uranium absorbent si fortement les neutrons de résonance que ceux-ci sont empêchés de pénétrer à l'intérieur : le volume d'uranium absorbant aux niveaux de résonance n'est donc qu'une petite fraction du volume total de combustible : on obtient le même effet qu'en raréfiant à l'extrême l'uranium dans le milieu modérateur.

Le « blindage » qui interdit aux neutrons de résonance l'entrée des blocs d'uranium n'existe plus pour les neutrons thermiques, en sorte que le gain dans le facteur p ne s'achète pas au prix d'une perte dans le facteur f. Pour un réseau de blocs bien dimensionnés, on peut arriver aux valeurs $p = 0{,}9$; $f = 0{,}9$. En reprenant la valeur précédemment indiquée $\eta\varepsilon = 1{,}34$, on trouve cette fois :

$$k_\infty = 1{,}34 \,.\, 0{,}9 \,.\, 0{,}9 = 1{,}09 \;;$$

la réaction en chaîne est donc possible dans un milieu hétérogène où l'uranium est réparti en blocs isolés dans le modérateur.

Un autre moyen d'améliorer les facteurs qui entrent dans l'expression de k_∞ consiste à utiliser, au lieu de l'uranium naturel, de l'uranium « enrichi », c'est-à-dire contenant plus d'isotope fissile U^{235} que l'uranium naturel. (L'enrichissement peut aussi se réaliser avec de l'uranium 233 ou du plutonium 239.)

En procédant ainsi, on diminue la probabilité de captures sans fission de neutrons thermiques par U^{238}, donc on améliore le facteur η : cet effet est déjà obtenu pour un enrichissement relativement faible (table II.)

Si l'enrichissement est plus poussé, un nouveau gain apparaît par la réduction du nombre des captures de résonance par l'U^{238} au cours du ralentissement : c'est ici le facteur p qui s'améliore.

Les facteurs ε et f ne sont pas sensiblement modifiés, mais les gains réalisés sur η et p suffisent pour obtenir une valeur de k_∞ supérieure à l'unité, ceci même pour des milieux homogènes.

Réacteur de volume limité
Facteur effectif de multiplication

La discussion a porté jusqu'ici sur les quatre coefficients η, ε, p et f, dont le produit constitue le facteur de multiplication k_∞ du milieu supposé illimité. Il faut maintenant examiner l'effet des limites imposées aux dimensions du réacteur. Il s'agit principalement des fuites de neutrons par la surface extérieure, qui agissent sur le facteur k_∞ comme une absorption supplémentaire. On peut représenter schématiquement la différence entre l'économie des neutrons dans le milieu illimité et dans un réacteur de volume fini (fig. 1).

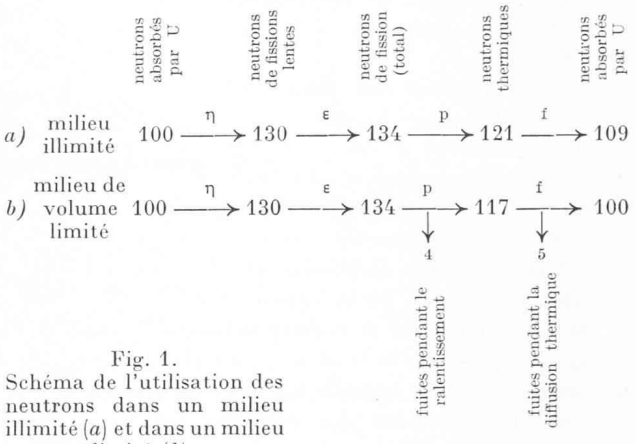

Fig. 1.
Schéma de l'utilisation des neutrons dans un milieu illimité (*a*) et dans un milieu limité (*b*).

On tient compte des fuites inévitables en définissant un *facteur effectif de multiplication* pour le réacteur, rapport des nombres de neutrons absorbés par le combustible dans deux générations successives : la réaction en chaîne pourra se maintenir dans le réacteur si $k_{eff} > 1$. Dans l'exemple de la figure 1, on trouve ainsi

$$k_{eff} = \frac{100}{100} = 1{,}0 \qquad \text{(milieu limité)} \;;$$

$$k = \frac{109}{100} = 1{,}09 \qquad \text{(milieu illimité).}$$

Probabilité d'emprisonnement

Il est facile de vérifier sur le dernier exemple donné que le rapport

$\dfrac{k_{eff}}{k_\infty} = \dfrac{100}{109}$ est égal au rapport du nombre de neutrons utilisés au nombre total de neutrons ralentis (utilisés et perdus par les fuites).

Nous désignerons pour le symbole ce rapport

$$P = \frac{k_{eff}}{k_\infty} = \frac{\text{nombre de neutrons utilisés}}{\text{nombre de neutrons utilisés} + \text{nombre de neutrons perdus par les fuites}}$$

qui mesure pour un neutron la probabilité de rester dans le réacteur durant toute son existence, la probabilité de ne pas s'en échapper ou, plus brièvement, la probabilité d'emprisonnement. Cette probabilité est évidemment toujours inférieure à l'unité : elle n'atteindrait la valeur 1 que pour un système infiniment étendu d'où les neutrons ne pourraient s'échapper (et pour lequel on aurait en effet $k_{eff} = k_\infty$).

L'équation qui définit P peut s'écrire $k_{eff} = k_\infty \,.\, P$. Elle montre qu'aux quatre coefficients dont le produit représente k_∞ s'ajoute pour le calcul de k_{eff} un cinquième coefficient P :

$$k_{eff} = k_\infty \,.\, P = \eta\varepsilon\, pfP. \qquad (4)$$

Les quatre premiers coefficients dépendent uniquement de la nature, de la répartition et des proportions des substances qui constituent le milieu ; le cinquième dépend, en plus, de la forme et des dimensions du système.

Dimension critique d'un réacteur

Pour tout réacteur de volume fini, $k_{eff} < k_\infty$, une condition nécessaire de fonctionnement de la réaction en chaîne est donc $k_\infty > 1$, que nous supposerons réalisée.

Les neutrons sont créés dans tout le volume du réacteur, les fuites se produisent à la surface. La probabilité d'emprisonnement P augmente donc avec le rapport du volume à la surface, c'est-à-dire avec une dimension linéaire D du système ; ainsi P est une fonction croissante de D, nulle pour $D = 0$, et tendant vers l'unité quand D augmente indéfiniment. Au cours de cette variation, k_{eff} passe de la valeur 0 à la valeur k_∞. Il existe une valeur de D correspondant à toute valeur de k_{eff} comprise entre 0 et k_∞ ; on désigne par D_{crit} la valeur de D pour laquelle $k_{eff} = 1$. A cette *dimension critique* la production des neutrons par les fissions couvre exactement les pertes du système (fuites et absorptions). Si le réacteur est plus petit ($D < D_{crit}$), l'importance relative de fuites par la surface augmente et la réaction en chaîne ne peut pas s'entretenir.

Equation de diffusion

Pour mieux préciser la relation entre D et k_{eff} (ou P), il est nécessaire d'évaluer le rapport entre les probabilités d'absorption et de fuite des neutrons, et pour cela d'étudier comment ils se comportent à l'intérieur du réacteur, où leur mouvement est décrit par les mêmes équations que celui des molécules d'un gaz dans la théorie cinétique.

Le parcours des neutrons dans la matière est fait de petits trajets rectilignes dont la longueur moyenne est λ (libre parcours moyen), interrompus par les chocs avec les noyaux. Ces chocs peuvent être élastiques, auquel cas le neutron repart dans une autre direction ; on dit qu'on a *diffusion* des neutrons, le libre parcours moyen correspondant est $\lambda_d = \frac{1}{\Sigma_d}$, où Σ_d est la section efficace macroscopique pour la diffusion. Un autre type de collisions conduit à l'absorption du neutron, le libre parcours moyen correspondant est $\lambda_a = \frac{1}{\Sigma_d}$ où Σ_d est la section efficace macroscopique pour l'absorption.

La grandeur la plus commode pour décrire le mouvement des neutrons est le *flux* Φ, produit du nombre n de neutrons dans l'unité de volume par la vitesse v de leur mouvement. Il résulte de cette définition que Φ est le nombre de neutrons qui traversent l'unité de surface dans l'unité de temps ; de plus, si Σ est la section efficace macroscopique pour une réaction donnée, $\Phi.\Sigma$ est le nombre de réactions qui se produisent par unité de temps dans l'unité de volume. Cette expression permet d'évaluer une partie des pertes : il disparaît par absorption

$$(\delta n)_{\text{absorb.}} = \Sigma_a . \Phi \, \frac{\text{neutrons absorbés}}{\text{m}^3 \text{ s}} \,. \qquad (5)$$

Dans une répartition de neutrons où le flux est partout le même, le mouvement est désordonné ; mais si le flux dans une certaine région est plus élevé qu'ailleurs, on observe une diffusion qui tend à égaliser la répartition.

Le mouvement d'ensemble ainsi constaté peut être décrit simplement en calculant la différence entre le nombre de neutrons qui traversent une surface donnée de gauche à droite et de droite à gauche (fig. 2).

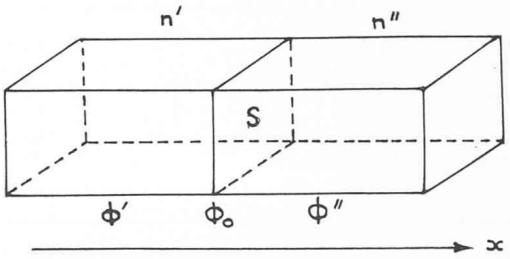

Fig. 2.

Un sixième en moyenne des n' neutrons contenus dans l'unité de volume de l'espace situé à gauche de S ont une vitesse dirigée vers la droite ; le nombre de neutrons qui traversera S de gauche à droite dans l'unité de temps est donc $\frac{1}{6} S\, n' v = \frac{1}{6} S\Phi'$. Le nombre de passages dans le sens inverse est $\frac{1}{6} S\Phi''$. L'excès cherché du passage de gauche à droite est donc $J_x S = \frac{1}{6} S(\Phi' - \Phi'')$. J_x désigne ici le courant de neutrons dans la direction x.

Si le flux est le même à droite et à gauche de S, le courant est nul. S'il varie selon x $\left(\frac{\partial\Phi}{\partial x} \neq 0\right)$ il faut évaluer Φ à la distance moyenne λ_d d'où les neutrons partent pour atteindre S en un bond :

$$\Phi' = \Phi_o - \lambda_d \frac{\partial\Phi}{\partial x}$$

$$\Phi'' = \Phi_o + \lambda_d \frac{\partial\Phi}{\partial x}$$

$$\Phi' - \Phi'' = -2\lambda_d \frac{\partial\Phi}{\partial x} \,.$$

Le courant de neutrons a donc la valeur

$$J_x = -\frac{\lambda_d}{3}\frac{\partial \Phi}{\partial x}\,; \qquad \vec{J} = -\frac{\lambda_d}{3}\,\overrightarrow{\text{grad}}\,\Phi.$$

On calcule à partir de cette expression la diminution par unité de temps du nombre de neutrons contenu dans le volume unité due à l'excès de neutrons sortant, un raisonnement bien connu conduit pour ces *fuites* à l'expression

$$(\delta n)_{\text{fuites}} = -\,\text{div.}\,\vec{J} = \\ = +\frac{\lambda_d}{3}\,\text{div.}\,\overrightarrow{\text{grad}}\,\Phi \qquad \frac{\text{neutrons échappés}}{\text{cm}^3\ \text{s}}\,. \tag{6}$$

On parvient à l'équation de diffusion en écrivant que la somme algébrique des pertes $\left((\delta n)_{\text{absorb}} + (\delta n)_{\text{fuites}}\right.$, éq. (5) et (6)$\left.\right)$ et des gains $\left(S\ \frac{\text{neutrons créés}}{\text{m}^3\ \text{s}}\right)$ est égale à la variation dans le temps du nombre des neutrons contenus dans l'unité de volume :

$$-\,\text{fuites} - \text{absorption} + \text{création} = \text{variation de } n$$

$$\frac{\lambda_d}{3}\,\text{div.}\,\overrightarrow{\text{grad.}}\,\Phi - \Sigma_a\Phi + S = \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{v}\frac{\partial \Phi}{\partial t}$$

ou, après division par Σ_a

$$L^2\,\text{div. grad.}\,\Phi - \Phi + \frac{S}{\Sigma_a} = g\,\frac{\partial \Phi}{\partial t}\,. \tag{7}$$

On appelle l'équation (7) *équation de diffusion* ; on y a posé $L = \sqrt{\frac{\lambda_d}{3\,\Sigma_a}}$; c'est la *longueur de diffusion*, distance moyenne parcourue par les neutrons thermiques entre leur création et leur absorption, et $g = \frac{1}{v\,\Sigma_a}$, c'est la durée moyenne de la vie d'un neutron thermique.

Equation critique

Quand on étudie la répartition du flux dans un réacteur, on trouve qu'il est maximum au centre et tombe à zéro sur les bords $\left(x = \pm\frac{D}{2}\right)$ selon une loi du type $\Phi = A\cos bx$, qui entraîne

$$\text{div. grad.}\,\Phi = -\,B^2\Phi. \tag{8}$$

La grandeur B, qui joue un rôle important dans le calcul des réacteurs, ne dépend que de la forme et des dimensions du système ; on la désigne sous le nom de *flambage*. Pour un cube d'arête D, on trouve par exemple $B = \frac{\pi\sqrt{3}}{D}$; cette dernière valeur nous sera utile par la suite.

Dans le réacteur, les neutrons échappés (éq. 6) sont au nombre de

$$\frac{\lambda_d}{3}\,\text{div. grad.}\,\Phi = -\frac{\lambda_d}{3}\,B^2\,\Phi\,;$$

les neutrons absorbés (éq. 5), de $-\Sigma_a\Phi$; formons le quotient de ces deux expressions :

$$\frac{(\delta n)\ \text{fuites}}{(\delta n)\ \text{absorb}} = \frac{\lambda_d B^2}{3\,\Sigma_a} = L^2 B^2,$$

d'où on tire $\frac{(\delta n)\ \text{absorb} + (\delta n)\ \text{fuites}}{(\delta n)\ \text{absorb}} = 1 + L^2B^2.$

L'inverse de cette dernière quantité :

$$\left(\frac{(\delta n)\ \text{absorb}}{(\delta n)\ \text{absorb} + (\delta n)\ \text{fuites}}\right),$$

rapport du nombre de neutrons absorbés au nombre total de neutrons ralentis, mesure ce que nous avons appelé la probabilité d'emprisonnement :

$$P = \frac{1}{1 + L^2B^2} = \frac{k_{eff}}{k_\infty}\,. \tag{9}$$

La grandeur L ne représente que le chemin parcouru pendant la vie thermique du neutron ; la théorie du ralentissement conduit à remplacer la longueur de diffusion L par la longueur de migration M, distance moyenne parcourue par le neutron depuis son lieu de naissance jusqu'au point où il est finalement absorbé par un noyau. La relation cherchée entre le facteur effectif de multiplication et la dimension du réacteur est donc :

$$k_{eff} = \frac{k_\infty}{1 + M^2\,B^2}\,. \tag{9'}$$

On en tire pour $k_{eff} = 1$ l'*équation critique* du réacteur qui fixe la dimension minimum permettant le fonctionnement de la réaction en chaîne :

$$\frac{1}{B^2} = \frac{M^2}{k_\infty - 1}\,. \tag{10}$$

Cette relation devient, pour un cube d'arête D

$$D_{\text{crit}} = M\,\frac{\pi\sqrt{3}}{\sqrt{k_\infty - 1}}\,.$$

La table III donne pour des milieux de divers types (combustible et modérateurs) l'ordre de grandeur de la longueur de migration M et de la dimension critique D_{crit} ainsi calculée :

TABLE III

Dimensions critiques de différents types de réacteurs

Combustible	Modérateur	M	D_{crit}
Uranium naturel	graphite	0,25 m	6,0 m
	eau lourde	0,25 m	2,7 m
Uranium faiblement enrichi	graphite	0,25 m	2,0 m
	eau (ordinaire)	0,07 m	0,8 m
Uranium fortement enrichi	eau (ordinaire)	0,07 m	0,4 m
	– (réacteur à neutrons rapides)	0,05 m	0,25 m

On voit que l'emploi de l'eau naturelle comme modérateur permet une grande réduction de la dimension critique à cause de la faible longueur de migration

($M = 0{,}07$ m). Malheureusement l'absorption des neutrons thermiques y est si élevée qu'un milieu utilisant l'uranium naturel et l'eau ordinaire ne peut pas devenir critique ($k_\infty < 1$). On ne peut tirer parti des propriétés favorables de l'eau qu'en utilisant un combustible enrichi : le gain sur le coefficient η (voir Table II) peut compenser la déficience sur le coefficient f. C'est la solution adoptée notamment dans les réacteurs du type « Piscine ».

Le dernier exemple de la table III est celui d'un réacteur utilisant les fissions par neutrons rapides : les dimensions d'un tel système sont encore réduites parce que les neutrons sont capturés avant d'avoir pu diffuser. Le noyau d'un réacteur à neutrons rapides est composé d'un des isotopes fissiles à l'état pur ; aucun modérateur n'est nécessaire.

Réflecteurs

Il est possible de diminuer la dimension critique d'un système, sans en changer la forme ni la composition, en l'entourant d'un *réflecteur* dont le rôle est de renvoyer par diffusion dans le noyau du réacteur les neutrons qui s'en échappent. En diminuant les chances d'évasion des neutrons, on augmente la probabilité P de les voir rester dans leur prison.

La matière dont est fait le réflecteur varie avec l'énergie des neutrons dont on veut empêcher la fuite. Pour les neutrons thermiques, on choisit des éléments légers peu absorbants (eau lourde, beryllium, carbone (graphite)). On peut montrer qu'il n'est pas intéressant de donner au réflecteur une épaisseur supérieure à deux fois la longueur de migration : avec un tel réflecteur le diamètre du noyau actif peut être pratiquement réduit de deux fois la longueur de migration.

Niveau de fonctionnement

Dans tout ce qui précède, nous n'avons discuté que la possibilité de maintenir une réaction en chaîne dans le réacteur, sans mentionner le niveau de fonctionnement.

Pour définir ce niveau, la grandeur la plus commode à utiliser est le flux Φ des neutrons, qui détermine le nombre de neutrons capturés ($\Sigma_a\Phi$) et, partant, le nombre de neutrons créés, $k_\infty\Sigma_a\Phi$ par unité de temps dans l'unité de volume. C'est cette dernière expression qui remplace dans l'équation (7) le terme S que nous y avions introduit.

$$L^2 \operatorname{div} \operatorname{grad} \Phi - \Phi + k_\infty \Phi = g \frac{\partial \Phi}{\partial t} \cdot \qquad (11)$$

Il est commode pour la suite d'introduire dans cette équation les grandeurs B^2 et k_{eff} définies par les équations (8) et (9) :

$$-\Phi + k_{\text{eff}}\Phi = g \frac{\partial \Phi}{\partial t} \cdot$$

C'est un fait remarquable que ces équations, qui décrivent le comportement du réacteur, soient *linéaires* ; c'est ce qui nous a permis d'étudier les conditions de maintien de la réaction en chaîne sans préciser le niveau du flux : de fait, dans la solution stationnaire $\left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0\right)$ que nous avons trouvée pour $k_{\text{eff}} = 1$:

$$\Phi = A \cos bx$$

la constante multiplicative arbitraire A, montre que le fonctionnement stable est possible quel que soit le niveau choisi $\Phi_{\max} = A$ au centre du système. C'est là une propriété bien étrange du réacteur : le niveau de fonctionnement n'y est pas fonction de la taille. Nous en verrons certaines conséquences quand nous parlerons de l'énergie libérée.

Régime variable

Le fonctionnement à niveau constant suppose que ce niveau a pu être atteint : le problème du démarrage et du contrôle du réacteur nécessite l'étude de la variation de régime $\left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} \neq 0\right)$.

Dans la durée g d'une génération de neutrons, le flux passe d'une valeur Φ à la valeur $k_{\text{eff}}\Phi$; l'augmentation en est donc $\Phi(k_{\text{eff}} - 1)$, et la vitesse de cette variation

$$\frac{d\Phi}{dt} = \Phi \frac{k_{\text{eff}} - 1}{g} ;$$

la croissance du flux est donc exponentielle :

$$\Phi = \Phi_o e^{\frac{k_{\text{eff}}-1}{g} \cdot t} = \Phi_o e^{\frac{\rho}{g} t} = \Phi_o e^{\frac{t}{T}} .$$

Dans cette expression, $\rho = k_{\text{eff}} - 1$ est la *réactivité* du système et $T = \frac{g}{\rho}$ la *période* du réacteur.

Le contrôle du réacteur s'effectue au moyen de barres ou d'écrans absorbant les neutrons, qu'on introduit plus ou moins dans la région active : on a ainsi la possibilité de faire varier k_{eff} autour de la valeur critique $\rho = 1$.

En construisant un réacteur, on doit prévoir un excès de réactivité pour permettre le démarrage et le contrôle ; suivant le niveau maximum prévu, cet excès peut atteindre 0,15. Le réglage porte sur des variations de l'ordre de quelques centièmes de cette valeur, par exemple $\delta\rho = 0{,}005$.

Pour des neutrons thermiques, g est de l'ordre d'un millième de seconde, une augmentation de réactivité transformerait un système stable en un système de période

$$T = \frac{g}{\delta\rho} = \frac{0{,}001}{0{,}005} = 0{,}20 \text{ sec.}$$

Le réglage serait impossible dans ce cas, à cause de l'allure trop rapide des changements de régime (le flux croîtrait d'un facteur 150 à chaque seconde).

Neutrons retardés

Une circonstance favorable est venue ici en aide aux physiciens : lors de la fission simultanée d'un grand nombre de noyaux, tous les neutrons ne sont pas émis instantanément, une petite fraction de leur nombre (0,75 % dans le cas de l'uranium 235) apparaît avec un retard $\frac{1}{\lambda}$ correspondant à la désintégration suivant une loi exponentielle ($e^{-\lambda t}$) d'un noyau précurseur qui, lui, est formé directement par la fission. Le retard observé est en réalité la moyenne de ce retard pour cinq groupes de neutrons ; le schéma proposé pour rendre compte de l'origine d'un de ces groupes est donné par la figure 3.

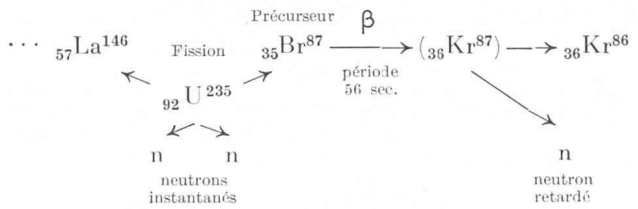

Fig. 3. — Schéma d'émission d'un groupe de neutrons retardés.

Le phénomène de l'émission retardée nous conduit à employer dans les calculs, au lieu de la durée g qui s'écoule entre la naissance et l'absorption d'un neutron, une durée g' qui tient compte du temps qui s'écoule en moyenne entre l'absorption d'un neutron et la naissance de ses descendants : la valeur appropriée pour un combustible contenant l'uranium 235 est par exemple $g' = 0{,}1$ s. La période du réacteur pour une réactivité de 0,005 est dans ce cas $T = 20$ s, et il faut 100 secondes pour que le flux devienne 150 fois plus intense. A cette allure, le contrôle est possible.

Contrôle du réacteur

L'étude de l'équation de diffusion donne sur les variations de régime du système des indications précieuses. Lorsqu'une fraction β des neutrons est retardée, on peut séparer le facteur k_{eff} en deux parties : $k_{\text{eff}} = k_{\text{eff}}(1-\beta) + k_{\text{eff}}\,\beta$, $k_{\text{eff}}(1-\beta)$ concernant la contribution des neutrons émis instantanément et $k_{\text{eff}}\,\beta$ celle des neutrons retardés, et on trouve ainsi

$$-\Phi \quad + k_{\text{eff}}(1-\beta)\Phi + \quad k_{\text{eff}}\,\beta\,\Phi' \quad = g\,\frac{\partial\Phi}{\partial t}$$

— absorption + production instantanée + production retardée = variation de flux.

Si la production instantanée couvre à elle seule l'absorption, c'est-à-dire si $k_{\text{eff}}(1-\beta) = 1$, la condition critique est atteinte déjà pour les neutrons instantanés, et on retrouve pour cette *condition critique instantanée* la période très petite et l'impossibilité de réglage déjà signalée.

Il faut éviter ce régime dangereux et veiller à maintenir $k_{\text{eff}}(1-\beta)$ au-dessous de l'unité, ou encore $\rho = k_{\text{eff}} - 1$ au-dessous de la valeur β. Les dispositifs de sécurité du réacteur doivent être conçus de telle sorte qu'ils rendent impossible la réalisation de réactivités $\rho \geqq \beta$, ils doivent en outre empêcher le flux de croître au-delà de la valeur maximum fixée. Des calculateurs analogiques appelés *simulateurs* sont employés pour résoudre ces problèmes de contrôle et de réglage automatique.

Aspect énergétique du fonctionnement du réacteur

La fission d'un atome d'uranium conduit dans le réacteur à la libération sous forme thermique d'une énergie de 200 MeV qui se répartit comme suit :

Libération immédiate	Energie des fragments ...	168 MeV
	Energie des neutrons	5
	Energie des rayons γ instantanés	5
	Energie des rayons γ de capture	7
		185 MeV
Libération retardée	Particules β	7
	Rayons γ des produits de fission	6
	Rayonnements des produits ayant capturé des neutrons	2
		15 MeV

Au début du fonctionnement, la chaleur dégagée n'est que de 185 MeV/fission puis augmente graduellement à mesure que les produits de fission s'accumulent pour atteindre la valeur de 200 MeV/fission. Cette valeur reste stable en fonctionnement continu (stationnaire). Au moment où on arrête le réacteur, les fissions ne se produisent plus, mais un dégagement de chaleur continue pendant un certain temps.

En gros, on peut dire que la moitié seulement de l'énergie thermique est libérée dans le combustible, le reste est produit dans le modérateur, les charpentes,e tc. Il est important de tenir compte de cette répartition pour prévoir les circuits de refroidissement du réacteur.

Nous avons déjà remarqué que le réacteur présentait une caractéristique surprenante en ce que le niveau de fonctionnement — le flux — y est indépendant des dimensions. La puissance — proportionnelle au nombre de fissions par seconde — est proportionnelle au flux Φ ; elle est donc indépendante de la taille du réacteur et n'est limitée que par la vitesse à laquelle la chaleur produite peut être emmenée par le circuit de refroidissement ; le problème posé par le fonctionnement à haute puissance est avant tout un problème d'échange de chaleur. Le flux le plus intense réalisé jusqu'ici dans un réacteur atteint $2.10^{18}\ \frac{\text{neutrons}}{\text{m}^2}$, correspondant à une puissance de $220\,000\ \frac{\text{kW}}{\text{m}^3}$.

CARNET DES CONCOURS

Aménagement des terrains entre l'Aargauerstalden et la Viktoriastrasse et la construction de bâtiments administratifs, à Berne

Ouverture

Ce concours est organisé sur décision du Conseil communal de la ville de Berne, par la Direction des constructions.

Il est soumis aux principes de la S.I.A. et de la F.A.S.

Peuvent y participer :

a) Tous les architectes et professionnels du bâtiment, de nationalité suisse, peuvent participer au concours.

b) Les personnes exerçant une activité salariée, qui remplissent cette exigence, peuvent participer au concours à condition que leur employeur ne soit point concurrent et que celui-ci leur donne son consentement par écrit. Cette autorisation écrite doit être placée dans l'enveloppe contenant le nom de l'auteur.

c) Les fonctionnaires et employés de la Ville de Berne, des P.T.T., de la Direction des constructions fédérales, ne sont pas autorisés à participer au concours.

d) Les collaborateurs occasionnels doivent aussi satisfaire à la condition exigée sous lettre *a*).

e) Les associations d'architectes sont considérées comme un seul concurrent.