

A photograph of a nuclear power plant with several large cooling towers emitting steam, set against a sunset sky. The image is overlaid with a blue gradient.

FRÉDÉRIC MAYET

Physique nucléaire appliquée

3^e
édition

MASTER
ET ÉCOLES
D'INGÉNIEURS

- Cours
- Exercices corrigés
- Nombreux exemples

Physique nucléaire appliquée

Chimie

- BLETRY M., PRESSET M., *Chimie des solutions. De l'élémentaire aux calculs numériques*
- CACHAU-HERREILLAT D., *Des expériences de la famille Acide-Base. 3^e éd.*
- CHAQUIN P., VOLATRON F., *Chimie organique : une approche orbitale*
- CHAQUIN P., VOLATRON F., *La théorie des groupes en chimie*
- DEPOVERE P., *Chimie générale. 3^e éd.*
- DEPOVERE P., *Chimie organique. 2^e éd.*
- GIRARD F., GIRARD J., *Chimie inorganique et générale*
- KIEL M., *L'oxydoréduction*
- MARTINAND-LURIN É., GRÜBER R., *40 expériences illustrées de chimie générale et organique*
- MOUSSARD C., *Biochimie structurale et métabolique. 3^e éd.*
- MOUSSARD C., *Biologie moléculaire. Biochimie des communications cellulaires*
- PIARD J., *Chimie générale expérimentale. Tout pour réussir les TP aux concours*
- RABASSO N., *Chimie organique. Généralités, études des grandes fonctions et méthodes spectroscopiques. 3^e éd.*
- RABASSO N., *Chimie organique. Hétéroéléments, stratégies de synthèse et chimie organométallique. 2^e éd.*

Physique

- ASLANGUL C., *La théorie quantique. Initiation et premières applications*
- ASLANGUL C., *Mécanique quantique 1. Fondements et premières applications. 3^e éd.*
- ASLANGUL C., *Mécanique quantique 2. Développements et applications à basse énergie. 4^e éd.*
- ASLANGUL C., *Mécanique quantique 3. Corrigés détaillés et commentés des exercices et problèmes. 2^e éd.*
- BECHERRAWY T., *Optique géométrique*
- BIÉMONT É., *Spectroscopie atomique. Instrumentation et structures atomiques*
- BIÉMONT É., *Spectroscopie moléculaire. Structures moléculaires et analyse spectrale*
- CHAMPEAU R.-J., CARPENTIER R., LORGERÉ I., *Ondes lumineuses. Propagation, optique de Fourier, cohérence*
- MAYET F., *Physique nucléaire appliquée. 3^e éd.*
- RIEUTORD M., *Une introduction à la dynamique des fluides*
- TAILLET R., *Optique physique. Propagation de la lumière. 2^e éd.*
- WATZKY A., *Thermodynamique macroscopique*

Frédéric Mayet

Physique nucléaire appliquée

3^e édition

**COURS ET
EXERCICES CORRIGÉS**



Pour toute information sur notre fonds et les nouveautés dans votre domaine de spécialisation, consultez notre site web : www.deboecksuperieur.com

© De Boeck Supérieur s.a., 2022
Rue du Bosquet, 7 – B-1348 Louvain-la-Neuve

3^e édition

Tous droits réservés pour tous pays.

Il est interdit, sauf accord préalable et écrit de l'éditeur, de reproduire (notamment par photocopie) partiellement ou totalement le présent ouvrage, de le stocker dans une banque de données ou de le communiquer au public, sous quelque forme et de quelque manière que ce soit.

Imprimé en Belgique

Dépôt légal :

Bibliothèque nationale, Paris : août 2022

Bibliothèque royale de Belgique, Bruxelles : 2022/13647/117 ISBN 978-2-8073-4758-8

Introduction

La thématique de l'énergie nucléaire s'inscrit dans le cadre plus large du débat actuel sur la transition électrique visant à la définition du bouquet électrique pour les prochaines décennies. Le bouquet électrique est défini comme les contributions des différentes sources d'énergie (nucléaire, éolien, solaire, ...) à la production totale d'électricité. L'énergie nucléaire fait naturellement partie des options pour les bouquets électriques du futur, mais les réacteurs nucléaires, actuels ou de nouvelle génération, doivent respecter des contraintes importantes de fiabilité et de sûreté, imposées par le retour d'expérience du fonctionnement, des incidents et des accidents de la filière électronucléaire mondiale. La gestion de l'énergie nucléaire constitue un enjeu sociétal majeur, de par les défis industriels que sont la gestion des déchets nucléaires, le démantèlement des installations nucléaires ou la sûreté nucléaire. En effet, toute production d'énergie doit être abordée dans une perspective de développement durable. Il ne s'agit pas seulement de générer la puissance électrique nécessaire à la société mais également d'en gérer les conséquences jusqu'aux déchets et la déconstruction des installations en fin de vie.

La compréhension de ces thématiques nécessite de solides bases en physique nucléaire appliquée. Elles s'inscrivent dans le cadre de la formation générale des physicien(ne)s ou des ingénieur(e)s et constituent les bases indispensables pour les étudiant(e)s se destinant à une carrière dans l'industrie nucléaire. Cet ouvrage s'adresse aux étudiant(e)s de niveau master intéressé(e)s par les aspects industriels, appliqués ou fondamentaux de la physique nucléaire.

L'ouvrage proposé est issu d'enseignements dispensés dans le cadre du master Ingénierie Nucléaire de l'Université Grenoble Alpes. Ce master existe depuis 2001 et a diplômé près de 1000 étudiant(e)s. Il est dédié à l'industrie nucléaire et prépare les étudiant(e)s à une carrière dans le domaine de la gestion de l'énergie nucléaire, plus précisément dans les secteurs des déchets nucléaires, du démantèlement des installations nucléaires et de la sûreté nucléaire.

La philosophie de l'ouvrage est à la fois de proposer une approche formelle du sujet traité mais aussi de présenter systématiquement des exemples tirés de l'industrie nucléaire ou de la recherche en physique nucléaire. Le parti pris est de couvrir tous les aspects scientifiques depuis les modèles nucléaires et les désintégrations jusqu'à l'application à l'énergie nucléaire. Cinquante-trois exercices et problèmes corrigés sont également proposés et permettent d'illustrer les notions abordées dans chaque chapitre. Finalement, des annexes présentent les prérequis nécessaires (de niveau licence) à la compréhension détaillée des phénomènes.

Les aspects historiques jouent un rôle important en physique nucléaire. En effet, cette dernière est d'une part au centre de la révolution scientifique du début du XX^e siècle que constitue l'émergence des théories quantique et relativiste en physique. D'autre part, le développement de la physique nucléaire industrielle, visant à la production d'énergie, est intimement lié à celui des applications militaires. Des références historiques sont donc indiquées dans l'ouvrage au cours des chapitres.

Pour des informations historiques plus détaillées, le lecteur est renvoyé à l'excellent livre de B. Fernandez, *De l'atome au noyau* [1], dont sont tirés les éléments historiques du présent ouvrage.

L'ouvrage comporte huit chapitres couvrant les bases de la physique nucléaire appliquée.

Le premier chapitre présente les propriétés du noyau (masse, rayon, états excités, ...). Il ne vise cependant pas à l'exhaustivité et met l'accent sur les propriétés utiles pour la physique nucléaire appliquée.

Le deuxième chapitre présente deux modèles nucléaires : le modèle semi-empirique de la goutte liquide qui permet de comprendre les notions de base du noyau et le modèle en couches nucléoniques, inspiré du modèle en couches électroniques de l'atome, qui constitue une étape décisive dans la compréhension et l'interprétation des phénomènes nucléaires.

Le troisième chapitre traite les désintégrations et les réactions nucléaires en termes de lois de conservation et aborde les aspects cinématiques pour ces deux processus. On insiste en particulier sur les réactions nucléaires impliquant un neutron.

Les désintégrations α et β sont présentées dans les chapitres 4 et 5. La compréhension de ces deux processus est abordée via les théories de Gamow et de Fermi respectivement.

Le sixième chapitre traite de la désexcitation nucléaire et atomique, ces deux phénomènes étant observés en physique nucléaire comme conséquence de la désintégration et de la réaction nucléaire.

Le septième chapitre aborde la fission nucléaire à travers les phénomènes observés et dans l'optique de son application à la production et la gestion de l'énergie nucléaire. On souligne en particulier la différence de fissibilité entre l'uranium 235 et l'uranium 238, qui trouve son origine dans la structure nucléaire de ces noyaux et qui a des conséquences importantes dans les choix techniques et scientifiques pour la production d'énergie nucléaire.

Finalement, le huitième chapitre présente la thématique de la production d'énergie par les réacteurs de fission. On s'intéresse en particulier aux choix technologiques menant à la distinction entre les différentes filières de réacteurs, et en particulier les Réacteurs à Eau Pressurisée (REP) qui constituent actuellement la majorité du parc électronucléaire mondial et la totalité en France et en Belgique. Ce chapitre se termine par une présentation du cycle du combustible des réacteurs REP, c'est-à-dire l'ensemble des processus industriels depuis la mine jusqu'à la gestion des déchets nucléaires.

Propriétés générales du noyau

Ce chapitre décrit les principales propriétés du noyau atomique, sans viser à l'exhaustivité mais en se concentrant sur les concepts utiles pour la physique nucléaire appliquée. Des connaissances de base en physique quantique sont utiles et rappelées dans l'annexe C (page 281).

1.1 Introduction

Une représentation classique de l'atome consiste à envisager une structure de type planétaire, telle que présentée sur la figure 1.1 : un noyau de charge électrique positive autour duquel orbitent des électrons de charge négative. Cette structure, inspirée par le système Terre-Soleil, a été proposée en 1901 par J. Perrin, puis vérifiée expérimentalement par H. Rutherford en 1911, en bombardant une cible d'or avec des particules α (noyaux d'hélium) [1]. La diffusion observée est en très bon accord avec le modèle atomique présenté sur la figure 1.1 (gauche). En particulier, on définit le rayon de l'atome de Bohr ($a_0 = 0,529 \times 10^{-10}$ m) comme le rayon de l'orbite électronique de l'atome d'hydrogène. En termes d'ordre de grandeur, précisons que la taille typique de l'atome est de quelques Angström (10^{-10} m) alors que celle du noyau est de quelques Fermi (10^{-15} m). Il s'agit donc d'une charge centrale très petite et d'orbites très lointaines.

Cependant, le concept classique d'orbite électronique révèle rapidement ses limites et doit être abandonné, dans le cadre de la mécanique quantique, au profit de celui d'orbitale¹ et de maximum de probabilité de présence. Ainsi, la figure 1.1 (droite) présente la densité radiale de probabilité de présence de l'électron dans l'atome d'hydrogène. Celle-ci est maximale pour un rayon égal au rayon de l'atome de Bohr, ce qui correspond au modèle planétaire. On constate cependant que la probabilité de trouver l'électron ailleurs que sur cette orbite est non nulle. En particulier, la probabilité que l'électron passe au cœur du noyau est certes faible mais non nulle, ce qui a d'importantes conséquences en physique nucléaire (cf. page 12).

¹On trouvera dans l'annexe D (page 293) les éléments de physique atomique nécessaires à la compréhension de la physique nucléaire.

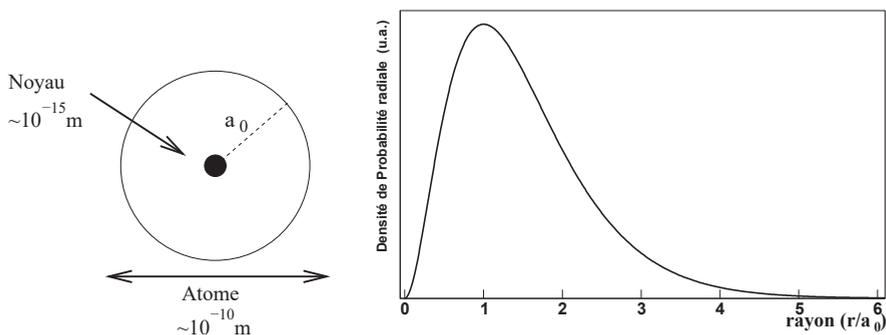


Figure 1.1: *Gauche* : l'atome d'hydrogène dans un modèle planétaire. Le rayon de l'orbite électronique est égal à a_0 (le rayon de l'atome de Bohr). *Droite* : l'atome d'hydrogène dans un modèle quantique. Densité radiale de probabilité de présence de l'électron (unités arbitraires) en fonction de la distance au centre.

Dès les débuts de la physique nucléaire, le noyau est envisagé comme une structure composite, *i.e.* possédant une structure interne². Celle-ci demeure néanmoins inconnue jusqu'en 1932 et la découverte du neutron par J. Chadwick, suivie de la proposition par W. Heisenberg d'un noyau composé de protons p (de charge positive) et de neutrons n (neutres de charge). Ces particules sont génériquement appelées des nucléons et sont à bien des égards assez semblables. Le tableau 1.1 résume les propriétés des particules jouant un rôle en physique nucléaire, notamment les différents constituants de l'atome. En ce qui concerne les masses, on remarque que celle du neutron et du proton sont sensiblement de la même valeur, mais que la masse de l'électron est près de 2000 fois plus faible. Contrairement à l'atome qui est neutre, le noyau possède une charge électrique non nulle. Cette dernière est positive et égale³ au nombre de protons.

Le noyau est noté de la manière symbolique suivante

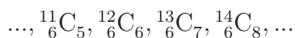


où X est l'espèce chimique, Z le nombre de protons, N le nombre de neutrons et A le nombre de nucléons.

Les nucléons étant soit des protons soit des neutrons, on a de manière évidente :

$$A = Z + N \tag{1.1}$$

Pour une valeur de Z donnée, il existe plusieurs possibilités pour la valeur de A . Par exemple pour le carbone ($Z = 6$), on peut avoir



Toutes les combinaisons ne sont cependant pas possibles. En effet, certaines ne permettent pas de former un état lié et le noyau correspondant n'existe pas. Tous ces noyaux ont $Z = 6$, ce sont des

²Le noyau tel qu'envisagé par H. Rutherford en 1920 était composé de A protons et Z électrons afin de reproduire les masses et charges des noyaux légers.

³en unité de la charge électrique de l'électron : $e = 1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$.

Particule	Symbole	Masse $m(\text{uma})$	Charge $q (e)$	Interaction
Proton	p	1,0072765	+1	forte, faible, électromagnétique
Neutron	n	1,0086649	0	forte, faible
Electron	e^-	0,0005486	-1	faible, électromagnétique
Positron	e^+	0,0005486	+1	faible, électromagnétique
Neutrino	ν	~ 0	0	faible
Antineutrino	$\bar{\nu}$	~ 0	0	faible
Photon	γ	0	0	électromagnétique

Table 1.1: *Propriétés des particules jouant un rôle en physique nucléaire. On a précisé leur masse et charge électrique ainsi que les interactions auxquelles elles sont sujettes. La définition de l'unité de masse atomique (uma) est donnée page 28. La charge électrique est indiquée en unité de la valeur absolue de la charge électrique de l'électron ($e = 1,6 \times 10^{-19}$ C).*

isotopes du carbone, la différence résidant dans le nombre de neutrons. Le nombre Z détermine donc l'espèce chimique.

De manière générale, on définit :

- isotopes : noyaux de même Z et de N différents, par exemple ${}^{12}_6\text{C}_6$ et ${}^{13}_6\text{C}_7$
- isotones : noyaux de même N et de Z différents, par exemple ${}^{15}_7\text{N}_8$ et ${}^{16}_8\text{O}_8$
- isobares : noyaux de même A , de Z et N différents, par exemple ${}^{40}_{18}\text{Ar}_{22}$ et ${}^{40}_{20}\text{Ca}_{20}$

Ainsi, deux isotopes présentent des propriétés chimiques très proches⁴ alors que deux isobares présentent par exemple des rayons nucléaires très proches⁵.

1.2 Particules et interactions

Cette section traite des particules jouant un rôle en physique nucléaire, ainsi que leurs interactions. Il s'agit d'une brève introduction à la physique des particules, un domaine d'étude qui n'est pas traité dans cet ouvrage mais dont certains éléments sont utiles à la compréhension de la physique du noyau.

1.2.1 Particules de la physique nucléaire

Les nucléons et l'électron appartiennent à deux classes de particules très différentes.

L'électron (e^-) fait partie de la famille des leptons. Il s'agit d'une particule élémentaire, au sens où elle ne possède pas de structure interne : elle n'est pas *a priori* composée d'autres particules plus petites. Il existe deux autres leptons chargés (μ^- et τ^-) qui ne jouent aucun rôle dans la physique du noyau. Parmi les leptons, on peut également citer les trois neutrinos (ν_e, ν_μ, ν_τ). Seul le ν_e joue un

⁴car celles-ci sont principalement déterminées par le nombre d'électrons.

⁵car ils sont déterminés principalement par le nombre de nucléons, cf. page 25.

rôle en physique nucléaire et dans la suite, il est noté simplement ν . Il s'agit d'une particule de masse extrêmement faible⁶ et de charge électrique nulle. Il n'interagit quasiment pas avec la matière. Nous reviendrons page 75 sur les raisons qui ont mené W. Pauli à postuler l'existence de cette particule en 1930.

Au contraire, les nucléons sont des particules composites, *i.e.* composées de particules plus petites (les quarks). Il existe six quarks (u, d, c, s, b, t) mais seulement deux sont impliqués dans la composition des nucléons. Les nucléons sont en effet des assemblages de trois quarks, selon :

$$p = uud \text{ et } n = udd$$

On peut noter que le quark u est caractérisé par une charge $q(u) = +2/3$ alors que le quark d a une charge $q(d) = -1/3$. On constate que la charge électrique des nucléons est bien obtenue en additionnant les charges électriques des quarks les constituant :

$$q(p) = 2 \times 2/3 - 1/3 = 1 \text{ et } q(n) = 2/3 - 2 \times 1/3 = 0$$

Il existe d'autres particules composées de quarks, combinaisons à 2 quarks (mésons) ou 3 quarks (baryons), mais celles-ci ne jouent aucun rôle en physique nucléaire.

1.2.2 Antiparticules

La notion d'antiparticule a été proposée par P. A. M. Dirac en 1931 et la première antiparticule⁷ a été découverte en 1932 par C. D. Anderson⁸.

Une antiparticule possède les mêmes propriétés que la particule associée (masse, spin, ...) mais une charge électrique opposée⁹. Ainsi, il existe une antiparticule de l'électron (le positon e^+) de charge $q(e^+) = +1$. On peut noter que l'on ne peut pas confondre le positon avec le proton (lui aussi positif), car sa masse est ~ 2000 fois plus faible. En particulier, le positon joue un rôle très important en physique nucléaire car il est créé lors de la désintégration β^+ . Malgré sa charge électrique nulle, le neutrino également possède une antiparticule appelée l'antineutrino et notée $\bar{\nu}$.

Notons qu'il existe également des antinucléons : l'antiproton \bar{p} , de charge -1 et composé d'antiquarks ($\bar{u}\bar{u}\bar{d}$) ou l'antineutron \bar{n} , de charge nulle et composé de ($\bar{u}\bar{d}\bar{d}$).

Toutes ces particules ont été observées expérimentalement mais seules celles listées dans le tableau 1.1 jouent un rôle en physique nucléaire.

1.2.3 Les quatre interactions fondamentales

On distingue quatre interactions fondamentales qui sont à l'origine des différentes structures de l'Univers, des plus grandes aux plus petites. Dans la suite, elles sont présentées dans le contexte du noyau atomique pour lequel on bâtit un premier modèle qualitatif. On considère le noyau composé de particules subissant une puis plusieurs interactions et l'on évalue les conséquences sur la stabilité du noyau.

⁶On a longtemps cru que leur masse était nulle. Elle est aujourd'hui encore très mal connue. Le résultat le plus récent est : $m(\nu) < 1,1 \text{ eV}$ [2].

⁷en l'occurrence le positon.

⁸Le prix Nobel de Physique leur a été attribué conjointement en 1936.

⁹En fait d'autres nombres quantiques, tel que le nombre leptonique, ont également une valeur opposée dans le cas de l'antiparticule.

1) L'interaction gravitationnelle

Il s'agit de la première interaction découverte¹⁰. Elle s'exerce entre deux corps massifs (de masse m non nulle), avec une intensité inversement proportionnelle au carré de la distance entre ces deux corps.

$$F_{grav} = G_N \frac{m_1 m_2}{r^2} \quad (1.2)$$

où m_1 et m_2 sont les masses des deux corps en interaction gravitationnelle et $G_N = 6,674 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ est la constante de gravitation.

2) L'interaction électromagnétique

Cette interaction concerne les particules chargées (de charge électrique q non nulle). Il s'agit, tout comme la gravitation, d'une force à grande portée, donnée par

$$F_{em} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (1.3)$$

où q_1 et q_2 sont les charges électriques des deux corps en interaction électromagnétique et ϵ_0 est la permittivité du vide. On retient sa valeur en notant l'égalité suivante

$$1/(4\pi\epsilon_0) = 9 \times 10^9 \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-4} \cdot \text{A}^{-2}$$

Pour comparer l'intensité de ces deux forces pour le domaine de la physique nucléaire¹¹, on considère le cas de deux protons en interaction. Le rapport des intensités des deux interactions est donné par

$$F_{grav}/F_{em} = 4\pi\epsilon_0 G_N \frac{m_p^2}{e^2} \simeq 8 \times 10^{-37} \quad (1.4)$$

L'interaction gravitationnelle est donc totalement négligeable lorsque l'on s'intéresse à des noyaux ou des particules.

À ce stade, le noyau peut être vu comme une assemblée de nucléons, *i.e.* un objet à peu près sphérique contenant des particules chargées positivement (les protons) et des particules neutres (les neutrons). Il existe donc une très forte répulsion électromagnétique (coulombienne) qui devrait détruire le noyau. Si l'interaction électromagnétique était la seule mise en jeu dans le noyau, ce dernier ne devrait pas former un état lié. Il existe donc nécessairement une force attractive qui assure la cohésion du noyau et qui joue un rôle opposé à celui de l'interaction électromagnétique.

3) L'interaction forte

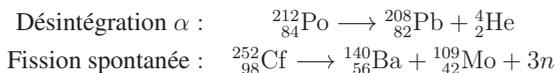
L'interaction forte agit sur les particules composées de quarks, et donc en particulier sur les nucléons. Ses caractéristiques sont les suivantes :

- interaction attractive et indépendante de la charge électrique. Il y a attraction entre deux nucléons dans tous les cas (proton-proton, neutron-neutron ou proton-neutron),

¹⁰Isaac Newton, *Philosophiæ Naturalis Principia Mathematica*, 1687.

¹¹L'application numérique pour un proton et un électron donne 4×10^{-40} . La conclusion est donc la même à l'échelle atomique.

- de très courte portée. Son effet est nul à l'extérieur du noyau. De fait, l'interaction forte est confinée sur des échelles de longueur de l'ordre de la taille du noyau.
 - très intense. L'interaction forte est beaucoup plus intense que l'interaction électromagnétique.
- Dans le noyau, il y a donc compétition entre une force attractive qui assure la cohésion du noyau et une force répulsive qui tend à le casser. Cela explique en particulier la désintégration α et la fission spontanée, dont on donne deux exemples ci-après.



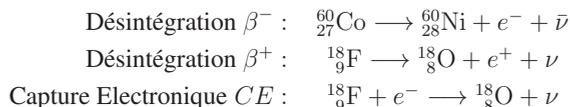
La désintégration α consiste en l'émission spontanée d'un noyau d' ${}^4_2\text{He}$ alors que la fission spontanée conduit à l'émission de produits de fission (${}_{56}^{140}\text{Ba}$ et ${}_{42}^{109}\text{Mo}$ sur cet exemple) et de quelques neutrons (3,86 en moyenne pour le ${}_{98}^{252}\text{Cf}$).

Ces deux types de désintégration résultent de la compétition entre l'interaction électromagnétique et l'interaction forte. Le noyau se casse en deux noyaux plus petits. Il y a réarrangement du noyau et les nombres de protons (Z) et de neutrons (N) sont donc deux grandeurs conservées.

Si la physique à l'échelle nucléaire se résumait aux interactions forte et électromagnétique, on se retrouverait devant un paradoxe : un noyau composé uniquement de neutrons devrait être particulièrement stable car seule l'interaction forte, attractive, entre en jeu dans ce cas. Or, ce n'est pas ce qui est observé car même le dineutron ne forme pas un état lié. On peut également noter que la stabilité des noyaux n'augmente pas de manière systématique avec le nombre de neutrons. Tout ceci indique que l'équilibre à l'intérieur du noyau ne dépend pas que des interactions électromagnétique et forte.

4) L'interaction faible

Il existe une quatrième interaction, dont la description est nettement plus complexe. Tout comme l'interaction forte, l'interaction faible est à très courte portée. Son effet est nul à l'extérieur du noyau. Par contre, elle ne s'exprime pas en terme d'attraction/répulsion. Son action se traduit par la transformation d'un proton en neutron (et vice-versa), *i.e.* le changement de nature de l'un des nucléons du noyau. À l'échelle des noyaux¹², elle garantit un "certain" équilibre¹³ entre le nombre de protons et le nombre de neutrons. Elle est en particulier responsable de la désintégration β , lorsque cet équilibre n'est pas énergétiquement favorable. Ce phénomène se manifeste pour trois types de désintégration : β^- , β^+ et capture électronique. Qualitativement, on peut dire qu'il s'agit du mode de désintégration des noyaux trop riches en protons (β^+ ou capture électronique) ou des noyaux trop riches en neutrons (β^-). On donne un exemple de chacune des désintégrations dues à l'interaction faible :



¹²À une échelle plus petite, elle préside à la désintégration de nombreuses particules.

¹³ce qui ne signifie pas nécessairement l'égalité.

Dans le cas de la capture électronique, le noyau capture un électron de son propre cortège électronique. L'interaction faible étant de très courte portée, cela suppose que l'électron soit passé à l'intérieur du noyau et cela souligne la limite du modèle atomique planétaire. En effet, comme nous l'avons vu (fig. 1.1), la probabilité de présence de l'électron¹⁴ à l'intérieur du noyau est faible mais non nulle.

À l'échelle des nucléons, le phénomène qui se produit dans le cas de la désintégration β^- est la transformation d'un neutron en proton, selon :



et dans le cas de la désintégration β^+ , celle d'un proton en neutron, selon :



Notons que l'on ne parle pas ici de désintégration du proton ou du neutron, mais de transformation d'un proton en un neutron (et vice-versa) sous l'action de l'interaction faible imposée par tous les nucléons présents dans le noyau. À l'échelle des nucléons, il ne s'agit en effet pas d'un phénomène spontané¹⁵.

Contrairement au cas de la désintégration α , les particules émises ne sont pas préexistantes dans le noyau mais créées au moment de la désintégration β . Il y a transformation et apparition de nouvelles particules. En particulier, un nucléon change de nature (un neutron devient proton par exemple). Dans le cas des désintégrations dues à l'interaction faible, les nombres de protons (Z) et de neutrons (N) ne sont donc pas des quantités conservées. Notons par contre que le nombre de nucléons (A) et la charge électrique (q) sont bien conservés.

1.3 Stabilité et désintégrations

On définit un noyau **instable** comme un noyau susceptible de se désintégrer, *i.e.* de se transformer spontanément en donnant naissance à un autre noyau. Le noyau instable est également dit **radioactif** et la transformation spontanée qualifiée de **désintégration**. Ce phénomène peut-être dû soit à la compétition entre l'interaction forte et l'interaction électromagnétique (désintégration α et fission spontanée) soit à l'interaction faible (désintégration β^+ , β^- et capture électronique). Par opposition, un noyau qui ne se désintègre pas est qualifié de **stable**.

La figure 1.2 présente les ~ 3135 noyaux connus dans un diagramme (N, Z) appelé la charte des noyaux. Parmi ceux-ci, on trouve les 266 noyaux stables (sur la ligne de stabilité, en noire), les autres étant instables. On remarque également qu'un grand nombre de combinaisons de nucléons ne correspondent pas à un noyau car elles ne forment pas un état lié, même pendant un instant bref. La figure 1.3 présente la charte des noyaux en vue éclatée en plusieurs cas pour comprendre les modes de désintégration. On remarque sur la figure 1.3.a que les noyaux stables légers ($Z \lesssim 20$) possèdent un nombre égal de protons et de neutrons ($N = Z$), alors que pour les noyaux lourds, la stabilité

¹⁴de la couche K .

¹⁵Le neutron libre se désintègre selon (1.5) avec une durée de vie $\tau = 885,7$ s, mais ce phénomène n'est pas à confondre avec la transformation du neutron en proton sous l'effet de l'interaction faible imposée par les nucléons du noyau.

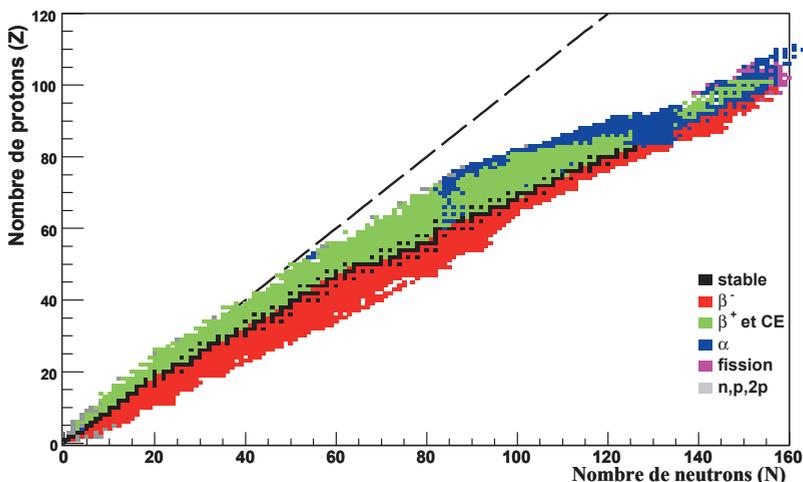


Figure 1.2: *Charte des noyaux connus : diagramme (N, Z). Le code de couleur indique le mode de désintégration dominant de chaque noyau. Les données proviennent de [3].*

correspond à $N > Z$. En effet, quand le nombre de protons devient trop important, il faut ajouter un grand nombre de neutrons pour contrebalancer la répulsion électromagnétique. Ainsi le $^{208}_{82}\text{Pb}_{126}$ est stable avec un nombre de neutrons $\sim 50\%$ supérieur à celui du nombre de protons.

Les noyaux émetteurs β^+ (fig. 1.3.b) sont des noyaux trop pauvres en neutrons par rapport à la stabilité. Ils ont donc tendance à retourner vers la stabilité, en gagnant un neutron et en perdant un proton, soit par désintégration β^+ soit par capture électronique. À l'inverse, les émetteurs β^- (fig. 1.3.c) sont des noyaux trop riches en neutrons par rapport à la stabilité. Ils sont également instables et vont devoir transformer un neutron en proton pour retourner vers la stabilité.

Les noyaux émetteurs α (fig. 1.3.d) sont des noyaux lourds situés typiquement au-delà du plomb, à quelques exceptions près. Pour des noyaux très lourds (fig. 1.3.e), on observe que le mode de désintégration principale est la fission spontanée (par exemple le $^{254}_{98}\text{Cf}$).

La figure 1.3.f présente les noyaux dont le mode de désintégration principal est une désintégration rare consistant à émettre directement un nucléon. Il s'agit par exemple de la désintégration proton (resp. neutron) qui consiste à émettre directement un proton (resp. neutron). La désintégration 2 protons a également été observée pour les noyaux très riches en protons, par exemple le $^{45}_{26}\text{Fe}_{19}$. Elle correspond à l'émission simultanée de 2 protons par un noyau. Ces types de désintégration s'observent pour des noyaux très loin de la stabilité, en limite de la zone d'existence des noyaux.

En conclusion, un noyau instable va avoir tendance à se rapprocher de la ligne de stabilité. Il dispose pour cela de trois modes de désintégration principaux (α , β^+ ou β^-). La figure 1.4 présente l'évolution de ce noyau dans la charte des noyaux suite à l'une de ces désintégrations.

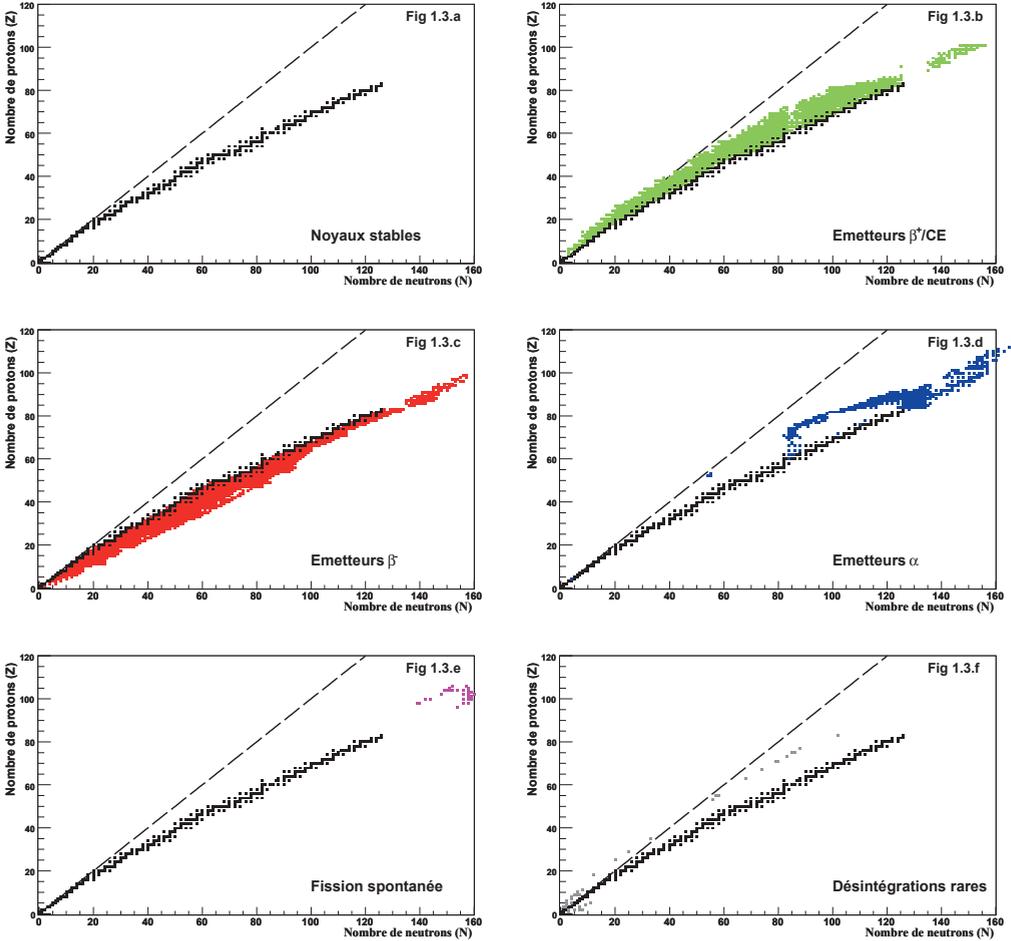


Figure 1.3: Charte des noyaux en vue éclatée pour les différents types de désintégration : β^+ et capture électronique (b), β^- (c), α (d), fission spontanée (e) et désintégrations rares (f) telles que l'émission de nucléon (n, p, 2p). Les 266 noyaux stables sont présentés sur la figure (a) et rappelés sur chaque figure pour comparaison. Les données proviennent de [3].

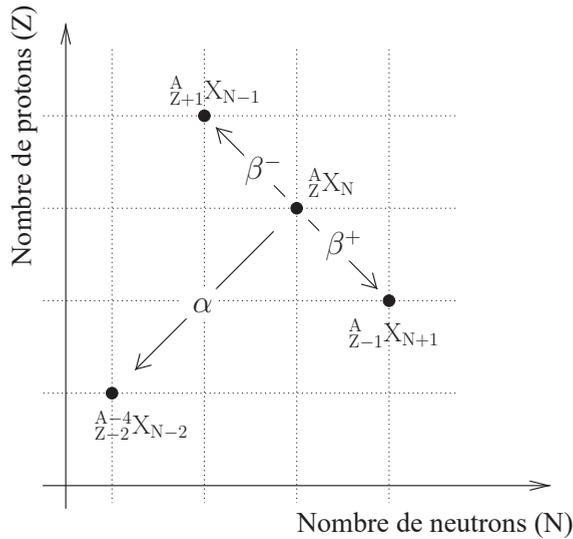


Figure 1.4: Transformation du noyau suite à une désintégration α , β^+ ou β^- dans la charte des noyaux.

1.4 Période et probabilité de désintégration

La désintégration est un phénomène aléatoire et spontané se produisant avec une probabilité pouvant varier sur des ordres de grandeur suivant le noyau considéré.

1.4.1 Définitions

La probabilité de désintégration par unité de temps s'appelle la **constante radioactive** et est notée λ . Il s'agit d'une caractéristique propre du noyau considéré. Elle ne dépend pas des conditions extérieures et est indépendante de l'âge du noyau¹⁶.

Si un noyau présente plusieurs modes de désintégration, chacun est caractérisé par une constante radioactive partielle (λ_i), la probabilité de désintégration totale λ étant donnée par

$$\lambda = \sum_i \lambda_i \quad (1.7)$$

On définit également le rapport d'embranchement¹⁷ (BR) comme la proportion des désintégrations se faisant par un mode de désintégration i . On a donc

$$BR_i = \lambda_i / \lambda \quad (1.8)$$

¹⁶Le fait que λ soit constant signifie de fait que le noyau ne vieillit pas.

¹⁷ BR pour *Branching Ratio* en anglais.

1.4.2 Loi de désintégration simple

On considère un échantillon de matière contenant $N_X(t)$ noyaux radioactifs ${}^A\text{X}$ à l'instant t . On se place dans le cas simple où le seul phénomène physique à prendre en compte est la désintégration de ce noyau avec une probabilité par unité de temps λ . Le nombre de désintégrations (noté δN^{des}) pendant dt est proportionnel à λ , à $N_X(t)$ et à l'intervalle dt . On a donc

$$\delta N^{\text{des}} = \lambda N_X(t) dt \quad (1.9)$$

Le nombre de noyaux X varie donc pendant dt à cause de la désintégration. À l'instant $t + dt$, il est égal au nombre de noyaux à l'instant t diminué du nombre de désintégrations (δN^{des}). On a donc

$$N_X(t + dt) = N_X(t) - \lambda N_X(t) dt \quad (1.10)$$

On en déduit la variation infinitésimale dN_X pendant dt :

$$dN_X = -\lambda N_X dt \quad (1.11)$$

Après intégration, on trouve la loi de désintégration simple :

$$N_X(t) = N_X^0 e^{-\lambda t} \quad (1.12)$$

avec $N_X(t = 0) = N_X^0$.

Cette loi nous donne l'évolution en fonction du temps du nombre de noyaux radioactifs ${}^A\text{X}$ contenus dans un échantillon dans le cas de la désintégration simple. Le cas de désintégrations en chaîne est présenté page 19.

1.4.3 Période radioactive

La **période radioactive** T est définie¹⁸ comme le temps au bout duquel la moitié des noyaux initialement présents se sont désintégrés.

$$N_X(T) = N_X^0 / 2 \quad (1.13)$$

Le nombre de noyaux présents à un temps $t = pT$ est donc :

$$N_X(pT) = N_X^0 / 2^p \quad (1.14)$$

La diminution du nombre de noyaux radioactifs est donc très lente et pour avoir une diminution significative, disons 1000 fois moins, il faut environ 10 périodes¹⁹.

On peut relier facilement la période radioactive (T) à la constante radioactive (λ), en utilisant (1.12) et (1.13). On trouve :

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (1.15)$$

Dans le cas où le noyau présente plusieurs modes de désintégration, on définit la période partielle T_i du mode i , telle que $T_i = \ln 2 / \lambda_i$. La période totale est alors donnée par :

$$\frac{1}{T} = \sum_i \frac{1}{T_i} \quad (1.16)$$

¹⁸aussi appelée demi-vie et notée $T_{1/2}$.

¹⁹car $2^{10} = 1024$.

Notons qu'il existe également la notion de *durée de vie* τ , définie par le temps nécessaire pour diviser par e le nombre de noyaux initialement présents. On a alors

$$N_X(t) = N_X^0 e^{-t/\tau}$$

La notion de durée de vie n'est pas ou peu utilisée en physique nucléaire. Le terme l'est parfois, ce qui peut porter à confusion.

1.4.4 Activité d'un échantillon de noyaux radioactifs

L'**activité** d'un échantillon de noyaux radioactifs ${}^A X$, notée $a_X(t)$, est définie comme le nombre de désintégrations par unité de temps. En notant que le nombre de désintégrations pendant dt est δN^{des} , on a par définition :

$$a_X(t) = \frac{\delta N^{\text{des}}}{dt} \quad (1.17)$$

En utilisant (1.9), on en déduit une relation entre l'activité et le nombre de noyaux :

$$a_X(t) = \lambda N_X(t) \quad (1.18)$$

Cette relation s'interprète de manière assez intuitive : le nombre de désintégrations par unité de temps est égal au produit du nombre de noyaux par leur probabilité de désintégration par unité de temps.

Les relations (1.17) et (1.18) sont valables dans tous les cas. Si on se restreint au cas de la filiation simple et en utilisant (1.12), on montre facilement que la loi suivie par l'activité est :

$$a_X(t) = a_X^0 e^{-\lambda t} \quad (1.19)$$

où $a_X(t=0) = a_X^0$.

Notons que si le noyau produit lors de la désintégration est lui-même radioactif, l'activité de l'échantillon a_{ech} est égale à la somme²⁰ des activités des noyaux radioactifs produits a_i :

$$a_{\text{ech}} = \sum_i a_i \quad (1.20)$$

L'unité du système international (SI) de l'activité est le Becquerel (Bq), définie par :

Définition

1 Bq correspond à 1 désintégration par seconde

À titre d'illustration, considérons un déchet nucléaire composé de noyaux radioactifs de période T . Au temps $t = T$, l'activité est divisée seulement par 2. Au bout de 10 périodes, l'activité est divisée par environ 1000. Ainsi, la classification française des déchets radioactifs distingue les déchets à vie courte²¹ (VC) et les déchets à vie longue (VL), car leur stockage est requis sur des échelles de temps très différentes. La limite entre les deux a été choisie égale à 31 ans, soit un peu plus que la période du ${}^{137}_{55}\text{Cs}$ ($T = 30,1$ ans).

²⁰à condition qu'ils demeurent dans l'échantillon, i.e. qu'ils ne soient pas gazeux.

²¹Il serait plus précis de parler de période courte.

	Limite inférieure	Limite supérieure
Haute Activité (HA)	1 GBq/g	
Moyenne Activité (MA)	1 MBq/g	1 GBq/g
Faible Activité (FA)	100 Bq/g	1 MBq/g
Très Faible Activité (TFA)		100 Bq/g

Table 1.2: Classification des déchets radioactifs en France. On trouvera plus de détails sur cette thématique page 206.

1.4.5 Activité massique d'un échantillon de matière

On définit l'activité massique a_m d'un échantillon de masse m , comme le rapport de l'activité totale de l'échantillon à sa masse :

$$a_m = \frac{a}{m} \quad (1.21)$$

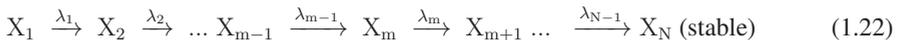
L'unité SI de l'activité massique est le Bq/g.

En France, la classification des déchets radioactifs repose sur deux grandeurs : la période, avec la distinction vie courte/vie longue et l'activité massique. On distingue ainsi 4 niveaux d'activité massique depuis la très faible activité (TFA) à la haute activité (HA), cf. tab. 1.2.

Ces activités massiques induites peuvent être comparées à celle de la radioactivité naturelle. Le corps humain présente par exemple une activité massique moyenne de l'ordre de 100 Bq/kg, provenant principalement du potassium 40 et du carbone 14. L'activité volumique est également utilisée. On mesure ainsi une activité volumique moyenne dans les habitations variant entre ~ 0 et ~ 100 Bq/m³, en fonction des matériaux utilisés et de la roche environnante. Elle provient du radon 222 qui fait partie de la descendance de l'uranium 238 (cf. page 22).

1.4.6 Séries radioactives

Lorsqu'un noyau se désintègre, il se transforme souvent en un noyau lui-même radioactif qui se désintègre à son tour. Cela donne lieu à une chaîne de désintégrations (aussi appelée **série radioactive** ou filiation). De manière générique, celle-ci s'écrit :



1) Équations de Bateman de la filiation simple

On cherche à calculer l'évolution du nombre de noyaux $N_m(t)$ d'une espèce m dans une série radioactive donnée par (1.22). On se place dans le cas où l'échantillon ne contient initialement que des noyaux X_1 , i.e. $N_m(t=0) = 0$, sauf $N_1(t=0) = N_1^0$.

La solution pour le noyau père $m = 1$ est celle vue précédemment (1.12).

Pour le noyau $m = 2$, la variation infinitésimale est donnée par

$$dN_2 = -\lambda_2 N_2 dt + \lambda_1 N_1 dt \quad (1.23)$$

Après intégration, on trouve²²

$$N_2(t) = N_1^0 \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (1.24)$$

La variation infinitésimale pour le noyau $m < N$ est donnée par

$$dN_m = -\lambda_m N_m dt + \lambda_{m-1} N_{m-1} dt \quad (1.25)$$

Il s'agit d'un système d'équations différentielles couplées qui portent le nom d'**équations de Bateman de la filiation simple**. Harry Bateman a montré [4] que la solution s'écrit²³

$$N_m(t) = \frac{N_1^0}{\lambda_m} \sum_{i=1}^m C_i^m e^{-\lambda_i t} \quad \text{avec } m < N \quad (1.26)$$

où les coefficients C_i^m sont donnés par :

$$C_i^m = \frac{\prod_{j=1}^m \lambda_j}{\prod_{j=1, j \neq i}^m (\lambda_j - \lambda_i)} \quad \text{avec } m < N \quad (1.27)$$

Si nécessaire, le nombre de noyaux de X_N peut être trouvé facilement, en notant que

$$dN_N = +\lambda_{N-1} N_{N-1} dt$$

Les équations (1.26) et (1.27) constituent les solutions des équations de Bateman de la filiation simple. Elles permettent par exemple de calculer l'évolution en fonction du temps de l'activité d'un fût de déchets radioactifs.

2) Equilibre séculaire

Une série radioactive est dite en équilibre séculaire jusqu'au rang p si à un temps t elle vérifie les deux conditions suivantes :

- la période du noyau père (T_1) est grande devant les périodes de tous les noyaux fils : $T_1 \gg T_m, m \geq 2$
- le temps t est grand devant les périodes des noyaux fils jusqu'au rang p : $t \gg T_m, 2 \leq m \leq p$.

À cet instant t , on dit que la série radioactive est en équilibre séculaire jusqu'au noyau X_p .

On peut alors simplifier l'équation (1.26) car tous les termes exponentiels sont petits²⁴ sauf le premier ($m = 1$). On a alors

$$N_m(t) = \frac{N_1^0}{\lambda_m} C_1^m e^{-\lambda_1 t} \quad \text{pour } 2 \leq m \leq p \quad (1.28)$$

²²cf. exercice 1.3.

²³La démonstration est faite par récurrence et en profitant astucieusement des propriétés de la transformée de Laplace.

²⁴On a $\lambda_m t \gg 1$ pour $2 \leq m \leq p$.

avec

$$C_1^m = \frac{\prod_{j=1}^m \lambda_j}{\prod_{j=2}^m (\lambda_j - \lambda_1)} \simeq \frac{\prod_{j=1}^m \lambda_j}{\prod_{j=2}^m \lambda_j} \simeq \lambda_1 \quad \text{car } \lambda_j \gg \lambda_1 \quad (1.29)$$

On en déduit donc pour $2 \leq m \leq p$:

$$N_m(t) = \frac{\lambda_1 N_1^0}{\lambda_m} e^{-\lambda_1 t} = \frac{a_1(t)}{\lambda_m} \quad (1.30)$$

On constate que les activités de tous les noyaux jusqu'à X_p sont égales à celle du noyau père :

$$a_1(t) = \dots = a_m(t) = \dots = a_p(t) \quad (1.31)$$

Ce résultat est assez intuitif car dans les conditions $t \gg T_m$, $2 \leq m \leq p$, on peut considérer que les désintégrations de tous les noyaux jusqu'à X_p , sauf le noyau père, sont instantanées. Ainsi, le taux de désintégration est imposé par le noyau père.

En conséquence, l'activité a_{tot} d'un échantillon en équilibre séculaire jusqu'au rang p est égale à l'activité du noyau père multipliée par le nombre de noyaux en équilibre (p), soit

$$a_{\text{tot}}(t) = p \times a_1(t) \quad (1.32)$$

1.4.7 Séries radioactives naturelles

Formellement, il n'existe que quatre séries radioactives. En effet, la désintégration α ne modifie le nombre de nucléons que de 4 unités alors que la désintégration β ne le modifie pas. Ainsi, tous les noyaux dont le A diffère de 4 unités peuvent *a priori* être obtenus par une succession de désintégrations β et α . Cependant une série radioactive se termine lorsque l'un des noyaux fils est stable. Pour être encore présente à l'état naturel, une série doit comporter un noyau dont la période est comparable à l'âge de la Terre ($\sim 4,5 \times 10^9$ ans). Il constitue la tête de la série, les autres noyaux ayant disparu. À l'état naturel, on observe cependant les noyaux créés à la suite de la désintégration de ce dernier, éventuellement en équilibre séculaire si l'on considère des temps géologiques. Le plomb présentant quatre isotopes stables (^{204}Pb , ^{206}Pb , ^{207}Pb et ^{208}Pb), on s'attend à ce que les séries radioactives les contenant s'arrêtent à cet élément. De fait, au-delà du plomb, il n'existe que quatre séries radioactives naturelles, dont une absente sur Terre.

Une série radioactive peut également être alimentée de manière artificielle, par exemple en réacteur par capture neutronique sur les noyaux constituant le combustible. De ce fait, les séries radioactives ont un impact sur le fonctionnement du réacteur et la radiotoxicité du combustible usé.

1) Série de l'uranium 238, dite $4n+2$

La figure 1.5 présente la série radioactive naturelle de l'uranium 238. Il s'agit d'un noyau émetteur α avec une période très longue $T = 4,5 \times 10^9$ ans, quasiment égale à l'âge estimé de la Terre. Cela explique en particulier son abondance relativement importante sur Terre. L'uranium est en effet beaucoup plus abondant que l'or [5] et les gisements exploités se trouvent au Kazakhstan (41 %),

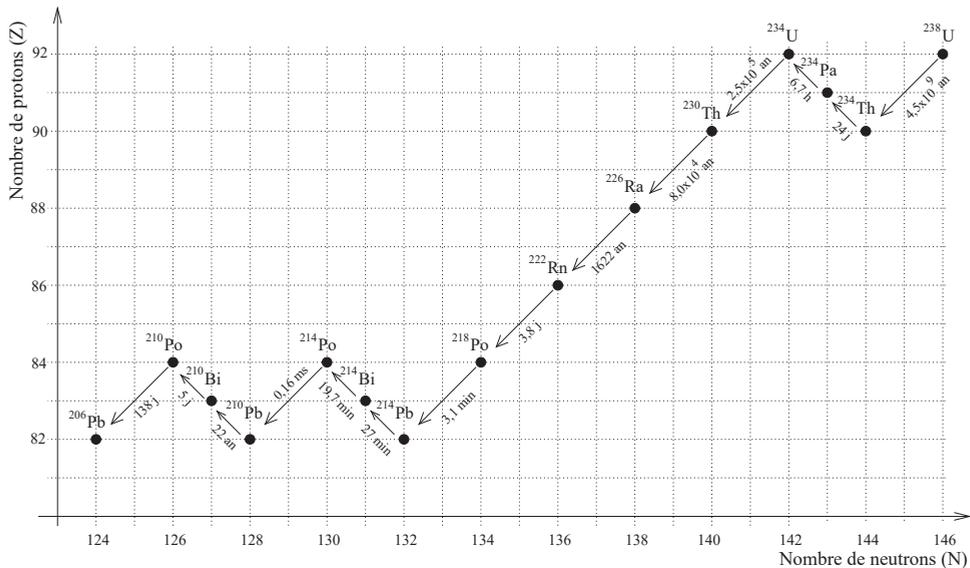


Figure 1.5: La série radioactive naturelle de l'uranium 238.

Canada (13 %), Australie (12 %), Namibie (10 %) et Niger (5 %). La production mondiale annuelle des mines d'uranium s'élève à 54224 tonnes en 2019 [6].

Parmi les descendants de l'uranium 238, on peut noter la présence d'uranium 234 de période beaucoup plus courte ($T = 2,5 \times 10^5$ ans). Si l'uranium 234 initialement présent sur Terre a disparu depuis longtemps, ce noyau est néanmoins présent à l'état de traces dans l'uranium naturel car il est en équilibre séculaire, pour des temps de l'ordre du million d'années, dans la série radioactive de l'uranium 238. L'abondance relative de l'uranium 234 peut être calculée facilement en utilisant (1.31) :

$$\frac{N(^{234}\text{U})}{N(^{238}\text{U})} = \frac{T(^{234}\text{U})}{T(^{238}\text{U})} = 5,5 \times 10^{-5} \quad (1.33)$$

On constate sur la figure 1.5 que pour des temps géologiques (supérieurs au million d'années), la série radioactive de l'uranium 238 est complètement en équilibre séculaire. L'activité d'un échantillon d'uranium naturel extrait d'une mine est donc *a priori* 14 fois l'activité de l'uranium 238 pur. Cependant, le radon est gazeux et la série est coupée à ce niveau. On attend donc une activité 6 fois supérieure à celle de l'uranium 238 pur (cf. exercice 1.2).

Notons finalement que l'uranium 238 n'est pas un noyau fissile. Il ne peut fissionner qu'avec des neutrons ayant une énergie de l'ordre du MeV (neutrons dits rapides). Nous reviendrons sur ce point au chapitre 7.

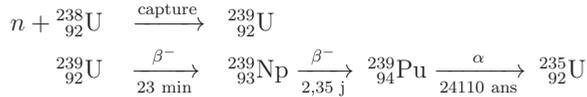
2) Série de l'uranium 235, dite 4n+3

La figure 1.7 présente la série radioactive naturelle de l'uranium 235, de période $T = 7 \times 10^8$ ans, qui se termine sur le plomb 207 qui est stable. De période 6 fois inférieure à celle de l'uranium 238,

l'uranium 235 est beaucoup moins présent sur Terre. En effet, l'uranium naturel est composé de 99,3 % d'uranium 238 et de 0,7 % d'uranium 235.

Contrairement à l'uranium 238, l'uranium 235 est **fissile**, c'est-à-dire qu'il peut fissionner quelle que soit l'énergie du neutron incident. Cela en fait le combustible²⁵ nucléaire des réacteurs à spectre thermique, par exemple la filière des Réacteurs à Eau Pressurisée (REP). Nous reviendrons sur ce point au chapitre 7.

On peut noter que cette série peut-être alimentée de manière artificielle car il s'agit également de celle du plutonium 239 produit en réacteur nucléaire par capture neutronique sur l'uranium 238, selon



Le plutonium 239 est un noyau émetteur α ayant une période $T \simeq 24000$ ans. Il est considéré comme un déchet par certains pays et comme une matière valorisable par d'autres (dont la France) qui l'utilisent, mélangé à de l'uranium appauvri pour former du combustible MOX (Mixed OXide), comportant du PuO_2 et de l' UO_2 . Son statut juridique est particulièrement encadré car il peut être utilisé pour fabriquer des bombes nucléaires²⁶. Il est donc au cœur du risque de prolifération des armes nucléaires.

À titre d'exemple, après trois ans de fonctionnement d'un réacteur à eau pressurisée (REP) de 900 MWe, l'inventaire du combustible irradié comporte 123 kg de ${}^{239}\text{Pu}$ par année de fonctionnement [7].

3) Série du thorium 232, dite 4n

La figure 1.6 présente la série du thorium 232, dont la période est $T = 14,05 \times 10^9$ ans, et qui aboutit au plomb 208, l'un des isotopes stables du plomb. On peut constater que les périodes des 9 noyaux fils sont très courtes devant celle du noyau père. Pour des temps de l'ordre de quelques dizaines d'années, on se trouve exactement dans les conditions de l'équilibre séculaire et les activités des noyaux fils sont égales à celles du père. Ainsi, si l'on considère un échantillon de thorium pur, après une extraction minière par exemple, l'activité massique initiale est égale à 4 kBq/g. L'activité de l'échantillon est ensuite croissante avec le temps, à mesure que les noyaux fils atteignent l'équilibre séculaire. Quelques années après l'extraction, l'activité atteint 10 fois l'activité initiale car le thorium 232 a 10 descendants dans la série.

Le thorium étant trois fois plus abondant que l'uranium dans la croûte terrestre, on a envisagé depuis les débuts de l'énergie nucléaire d'exploiter les possibilités d'un combustible à base de cet élément. Le thorium naturel est composé à 100 % de ${}_{90}^{232}\text{Th}$ et le problème est que celui-ci n'est pas fissile. Lors de la capture d'un neutron, il ne fissionne pas mais se transforme en un noyau plus lourd (${}_{90}^{233}\text{Th}$) qui après deux désintégrations β successives donne le ${}_{92}^{233}\text{U}$ qui lui peut fissionner avec des neutrons thermiques. Les processus nucléaires suivants sont donc nécessaires pour la production d'un noyau

²⁵Le terme peut prêter à confusion car il n'y a pas de combustion chimique dans ce cas. Il serait mieux d'utiliser le terme consommable mais l'expression *combustible nucléaire* est très utilisée, y compris dans l'industrie nucléaire.

²⁶par exemple Fatman à Nagasaki.

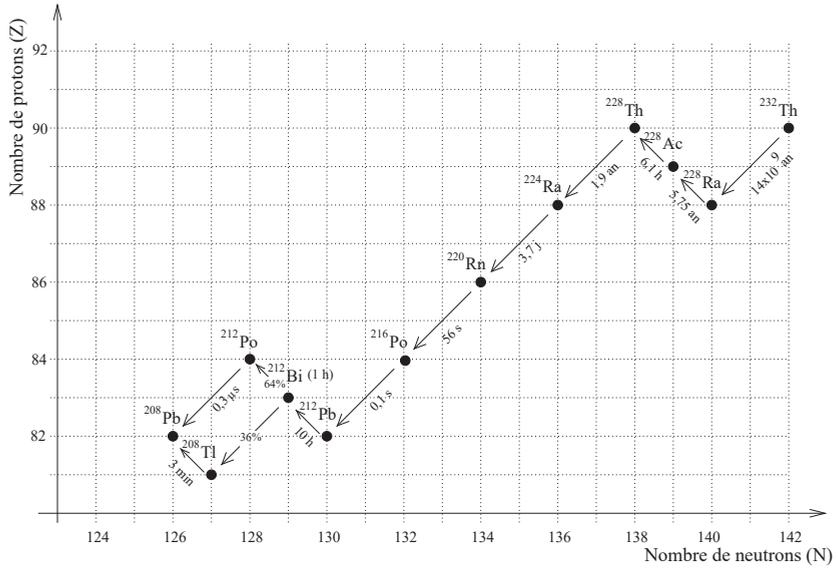


Figure 1.6: La série radioactive naturelle du thorium 232.

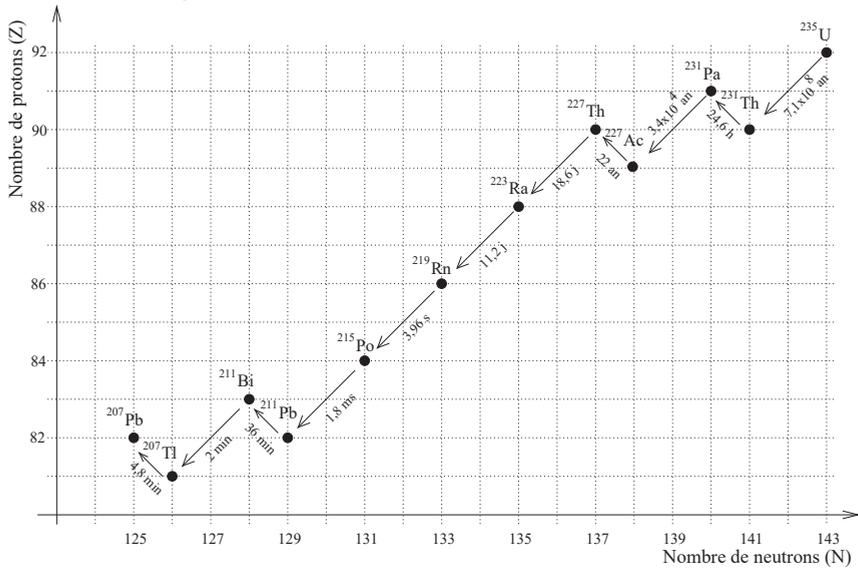
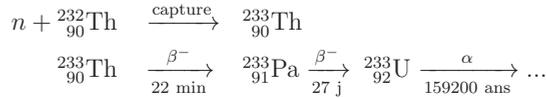


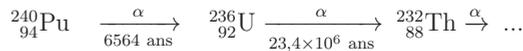
Figure 1.7: La série radioactive naturelle de l'uranium 235.

fissile ($^{233}_{92}\text{U}$) à partir de $^{232}_{90}\text{Th}$.



Le thorium 232 est dit **fertile** car il peut être transformé en combustible nucléaire après irradiation neutronique. Les réacteurs au thorium font partie des projets envisagés pour le futur de l'énergie nucléaire.

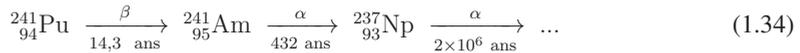
On peut noter qu'il s'agit également de la série radioactive du ^{240}Pu produit artificiellement en réacteur par capture neutronique à partir du ^{239}Pu . Après deux désintégrations α , il redonne le ^{232}Th .



4) Série du neptunium 237, dite 4n+1

Cette série n'est plus présente sur Terre car aucun élément n'a une période assez longue, le maximum étant le $^{237}_{93}\text{Np}$ dont la période est $T = 2 \times 10^6$ ans, soit environ 2000 fois moins que l'âge de la Terre. Son abondance est donc divisée par 2^{2000} depuis la création de la Terre.

Elle peut néanmoins être produite de manière artificielle car le ^{241}Pu , produit en réacteur nucléaire, redonne le $^{237}_{93}\text{Np}$ après deux désintégrations successives, selon



1.5 Rayon du noyau

1.5.1 Introduction

Dans la plupart des cas, le noyau dans son état fondamental peut être considéré comme sphérique en première approximation. Un modèle très simple de noyau consiste à considérer le volume du noyau comme étant égal à la somme des volumes des nucléons le constituant²⁷. On attend donc un rayon du noyau $R(A, X)$ proportionnel à $A^{1/3}$, selon

$$R(A, X) = R_0 A^{1/3} \quad (1.35)$$

Dans ce cadre, R_0 s'interprète comme l'ordre de grandeur du rayon du nucléon.

La figure 1.8 (gauche) présente des valeurs expérimentales de rayon nucléaire en fonction de $A^{1/3}$. La droite présente le meilleur ajustement sur les données expérimentales, qui conduit à une valeur $R_0 \simeq 1,25$ fm. On constate que le rayon des noyaux varie bien linéairement²⁸ avec $A^{1/3}$ mais la valeur de R_0 peut varier légèrement si l'on s'intéresse à une région de masse donnée. En particulier, pour les noyaux légers on a $R_0 \simeq 1,3$ fm, voire 1,4 pour les noyaux très légers. Cette dépendance en $A^{1/3}$ souligne le caractère incompressible de la matière nucléaire, dû au phénomène de saturation

²⁷ce qui est vrai pour une boîte de cubes mais pas pour une sphère contenant des sphères.

²⁸Notons que les noyaux exotiques, non traités dans cet ouvrage, s'éloignent nettement de cette tendance.

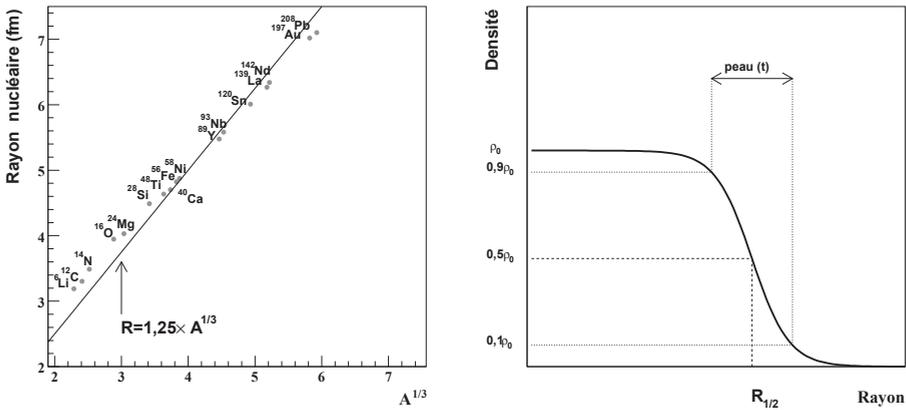


Figure 1.8: Gauche : Rayon nucléaire (fm) en fonction de $A^{1/3}$. La droite présente le meilleur ajustement sur les données expérimentales, tirées de [8], qui conduit à une valeur $R_0 \simeq 1,25$ fm. Droite : Densité nucléaire (ρ) en fonction de la distance au centre du noyau. On précise la définition de $R_{1/2}$ et de l'épaisseur de peau (t).

de l'interaction entre nucléons.

Le rayon du noyau varie donc lentement avec le nombre de nucléons, de $R({}_2^4\text{He}) \simeq 1,9$ fm à $R({}_{92}^{235}\text{U}) \simeq 7,4$ fm. L'ordre de grandeur à retenir pour la taille du noyau est donc le Fermi ²⁹ (10^{-15} m), soit 5 ordres de grandeur plus petit que la taille typique de l'atome (de l'ordre de 10^{-10} m). Cette comparaison souligne l'inexactitude de la représentation classique de l'atome (cf. fig. 1.1).

1.5.2 Distribution de densité à l'intérieur du noyau

Les expériences de diffusion permettent d'étudier la taille et la forme du noyau. Il faut pour cela disposer de particules dont la longueur d'onde est du même ordre de grandeur que la taille de ce dernier, soit de l'ordre du Fermi. La dualité onde-corpuscule permet l'utilisation *a priori* de différentes sondes : photon, électron, neutron, α , ...

Le résultat de ces expériences de diffusion permet d'estimer $\rho(r)$, la distribution de matière à l'intérieur du noyau. Notons que l'utilisation d'électrons pour sonder la matière nucléaire permet d'avoir accès uniquement à la distribution des protons dans le noyau, *i.e.* la distribution des charges. Si l'on suppose que les protons et les neutrons ont la même distribution, on peut ensuite identifier la densité de charges avec la densité de masses.

Cette distribution présente un caractère commun à tous les noyaux, des plus légers aux plus lourds. Elle est bien décrite par une distribution de Fermi donnée par :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R_{1/2}}{a}\right)} \quad (1.36)$$

²⁹aussi appelé le femtomètre.

où ρ_0 est la densité au centre du noyau ($\rho_0 \simeq 0,13$ nucléon/fm³), $R_{1/2}$ est le rayon défini par $\rho(R_{1/2}) = \rho_0/2$ et a le paramètre de diffusivité.

La conclusion la plus importante à en tirer est le fait que le noyau n'est pas une sphère à bord franc (une boule). La densité est certes constante à l'intérieur du noyau (ρ_0), mais elle ne tombe pas brutalement à zéro pour une valeur de r égale au rayon de la boule (R). Il existe en fait une zone diffuse d'environ 2,2 fm, de valeur quasiment constante pour tous les noyaux, dans laquelle la densité décroît progressivement. On définit l'**épaisseur de peau** t comme la longueur pour passer de $0,9\rho_0$ à $0,1\rho_0$ (cf. fig. 1.8 droite). On démontre facilement (cf. exercice 1.6) la relation liant l'épaisseur de peau t au paramètre de diffusivité a :

$$t = 4a \ln 3 \quad (1.37)$$

Cette notion prend une importance toute particulière dans le contexte des réactions nucléaires (Chap. 3) ou de la désintégration α (Chap. 4), car la distance pour laquelle deux noyaux sont considérés comme tangents est entachée d'une incertitude de l'ordre de t .

La figure 1.8 (droite) suggère l'idée que le rayon du noyau n'est pas une notion bien définie, du fait du caractère diffus de la surface du noyau. On peut choisir la grandeur $R_{1/2}$ définie par :

$$\rho(R_{1/2}) = \rho_0/2 \quad (1.38)$$

On peut également choisir le rayon carré moyen $\langle r^2 \rangle$ défini par

$$\langle r^2 \rangle = \frac{\int_V r^2 \rho(r) dv}{\int_V \rho(r) dv} \quad (1.39)$$

Il s'agit en fait du paramètre donné directement par les mesures expérimentales de diffusion. Pour un noyau sphérique, on a

$$\langle r^2 \rangle = \frac{\int_V r^4 \rho(r) dr}{\int_V r^2 \rho(r) dr} \quad (1.40)$$

Dans le cas d'un noyau à bord franc de rayon R_{franc} et de masse volumique constante, on trouve

$$\langle r^2 \rangle = \frac{\int_0^{R_{\text{franc}}} r^4 dr}{\int_0^{R_{\text{franc}}} r^2 dr} = \frac{3}{5} R_{\text{franc}}^2$$

Cela nous amène à définir un rayon équivalent :

$$R_{eq} = \sqrt{\frac{5}{3} \langle r^2 \rangle} \quad (1.41)$$

Cette définition du rayon du noyau est celle retenue pour la figure 1.8 (gauche).

En conclusion, on retiendra que le rayon du noyau peut être estimé de manière satisfaisante pour la plupart des applications avec la formule (1.35) et que le bord du noyau n'est pas franc mais comporte une peau dont l'épaisseur est d'environ 2 fm.

1.6 Masse et énergie de liaison

1.6.1 Masse nucléaire et atomique

Il convient de différencier la masse du noyau et la masse de l'atome correspondant. On note donc M la masse d'un atome et m la masse du noyau. Ces deux grandeurs sont reliées, en première approximation, par la formule suivante

$$M({}_Z^AX) = m({}_Z^AX) + Zm_e \quad (1.42)$$

La masse d'un atome, composé d'un noyau et de Z électrons, est donc égale à la somme des masses de ses constituants. Cela peut sembler intuitif mais il s'agit en fait d'une approximation consistant à négliger l'énergie de liaison des électrons dans l'atome. Ce type d'approximation ne sera plus possible dans le cas du noyau.

1.6.2 Unités de masse et d'énergie

Les ordres de grandeur mis en jeu en physique nucléaire sont très différents de ceux de la physique macroscopique. Cette constatation justifie l'emploi d'unités spécifiques qui dérivent de celles du système international.

1) Unité de masse atomique

En physique nucléaire, on utilise l'unité de masse atomique (notée uma), définie comme le douzième de la masse atomique du carbone 12.

$$1 \text{ uma} = \frac{1}{12} M({}^{12}\text{C}) \quad (1.43)$$

Par définition, la masse atomique du ${}^{12}\text{C}$ est donc 12 uma. Cette définition est également liée au nombre d'Avogadro ($N_A = 6,022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$) qui correspond au nombre d'atomes contenus dans 12 g de ${}^{12}\text{C}$ pur. On peut en déduire la valeur d'1 uma.

Soit m_u la valeur en kg d'une unité de masse atomique, on a :

$$\begin{aligned} 12 \times 10^{-3} \text{ kg} &= N_A \times 12 \text{ uma} \times m_u \\ \text{soit } m_u &= \frac{10^{-3}}{N_A} = 1,66056 \times 10^{-27} \text{ kg} \end{aligned}$$

On retiendra donc dans la suite la conversion suivante :

$$1 \text{ uma} = 1,66056 \times 10^{-27} \text{ kg} \quad (1.44)$$

On peut noter au passage qu'une bonne approximation de la masse molaire d'un élément AX est donnée par :

$$M_{\text{mol}}({}^AX) \simeq A \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1} \quad (1.45)$$

En effet, 1 mole d'un corps pur en AX contient N_A noyaux (atomes) chacun ayant une masse $\sim A$ uma. La masse d'une mole en gramme est donc

$$A \times N_A \times 1/N_A \simeq A \text{ g}$$

2) Énergie de masse correspondant à 1 uma

On peut maintenant évaluer l'énergie de masse correspondant à 1 uma :

$$E = m_u c^2 = 1,4924 \times 10^{-10} \text{ J} \quad (1.46)$$

On introduit finalement l'unité d'énergie utilisée en physique atomique et subatomique. Par définition un électron-Volt correspond à l'énergie acquise par un électron dans un champ électrique de $1 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$. On montre facilement que la valeur d'un électron-Volt (eV) est :

$$1 \text{ eV} = 1,602 \times 10^{-19} \text{ J}$$

L'énergie de masse associée à 1 uma est donc

$$E = m_u c^2 = 931,5 \text{ MeV}/c^2$$

La conversion entre uma et MeV/c^2 est donc :

$$1 \text{ uma} = 931,5 \text{ MeV}/c^2 \quad (1.47)$$

1.6.3 Énergie de liaison

De manière générale, on peut définir l'énergie de liaison comme l'énergie d'interaction entre les constituants d'un système lié. Dans le cas qui nous intéresse, l'énergie de liaison d'un noyau est l'énergie à fournir pour passer du noyau, en tant que système lié, à un système de nucléons libres.

1) Masse nucléaire et énergie de liaison du noyau

Les données expérimentales indiquent que la masse du noyau est toujours inférieure à la somme des masses des nucléons le constituant. On a :

$$m({}_Z^A X) < Zm_p + Nm_n$$

où m_p (m_n) est la masse du proton (neutron).

En notant Δm le défaut de masse (quantité positive par définition), on peut réécrire

$$m({}_Z^A X) = Zm_p + Nm_n - \Delta m$$

Cette différence (ce défaut de masse) peut sembler difficile à interpréter en termes de masse. Par contre, en termes d'énergie, on peut écrire :

$$\Delta mc^2 = (Zm_p + Nm_n)c^2 - m({}_Z^A X)c^2$$

Il y a donc une différence d'énergie entre le système *nucléons séparés* et le système *noyau*. Cette différence d'énergie est précisément l'énergie nécessaire pour casser le noyau. Il s'agit donc de l'énergie de liaison³⁰ B définie par :

$$B({}_Z^A X_N) = Zm_p c^2 + Nm_n c^2 - m({}_Z^A X_N) c^2 \quad (1.48)$$

³⁰Binding en anglais.



Physique nucléaire appliquée

Avec ce livre les étudiants de niveau master vont acquérir les bases scientifiques indispensables à la compréhension de la gestion de l'énergie nucléaire. L'approche et la compréhension détaillée des phénomènes physiques ont pour objectif l'application à l'industrie nucléaire.

La gestion de l'énergie nucléaire constitue un enjeu sociétal majeur avec de nombreux défis industriels :

- gestion des déchets nucléaires,
- démantèlement des installations nucléaires,
- sûreté des centrales,
- différentes filières de réacteurs nucléaires pour l'avenir.

Ce livre traite les aspects industriels, appliqués et fondamentaux de la physique nucléaire : la physique du noyau, les modèles aux désintégrations, et les applications à la production et la gestion de l'énergie nucléaire.

Le nucléaire industriel est en constante évolution, en témoigne les changements opérés ces dernières années (fermeture de Fessenheim, relance du nucléaire en France).

La 3^e édition mise à jour :

- améliore la clarté et la pédagogie ;
- ajoute de nouveaux exercices, les visuels ont été améliorés et le texte retouché ;
- met à jour les données et informations relatives aux changements récents dans le nucléaire industriel.

LES PLUS

- Exemples tirés de l'industrie nucléaire et de la recherche
- Aborde scientifiquement des thématiques à forts enjeux sociétaux
- Plus de 50 exercices et problèmes corrigés

Frédéric Mayet est professeur des universités à l'Université Grenoble Alpes. Il enseigne la physique nucléaire, la thermodynamique et l'ingénierie nucléaire. Il est responsable de la mention de master Ingénierie Nucléaire de l'Université Grenoble Alpes. Ce master, basé à Valence, prépare des étudiant(e)s à une carrière dans l'industrie nucléaire en tant qu'ingénieur(e)s sûreté nucléaire, déchets radioactifs et démantèlement.

ISBN : 978-2-8073-4758-8



deboeck
SUPÉRIEUR

www.deboecksuperieur.com