

FRÉDÉRIC MAYET

Physique nucléaire appliquée



MASTER ET ÉCOLES D'INGÉNIEURS

Cours complet

- Exercices corrigés
- Nombreux exemples



Physique nucléaire appliquée

Licence Maîtrise Doctorat

Physique

ASLANGUL C., Mécanique quantique. 1. Fondements et premières applications. 2° éd.
ASLANGUL C., Mécanique quantique. 2. Développements et applications à basse énergie. 3° éd.
ASLANGUL C., Mécanique quantique. 3. Corrigés détaillés et commentés des exercices et problèmes. 2° éd.
BÉCHERRAWY T., Optique géométrique
BIEMONT É., Spectroscopie atomique. Instrumentation et structures atomiques
BIEMONT É., Spectroscopie atomique. Instrumentation et structures atomiques
BIEMONT É., Spectroscopie moléculaire. Structures moléculaires et analyse spectrale
CHAMPEAU R.-J., CARPENTIER R., LORGERÉ I., Ondes lumineuses. Propagation, optique de Fourier, cohérence
FRUCHART M., LIDON P., THIBIERGE E., CHAMPION M., LE DIFFON A., Physique expérimentale. Optique, mécanique des fluides, ondes et thermodynamique
MAYET F., Physique nucléaire appliquée. 2° éd.
RIEUTORD M., Une introduction à la dynamique des fluides
TAILLET R., Optique physique. Propagation de la lumière. 2° éd.

WATZKY A., Thermodynamique macroscopique

Chimie

CACHAU-HERREILLAT D., Des expériences de la famille Acide-Base. 3º éd.

CACHAU-HERREILLAT D., Des expériences de la famille Réd-Ox. 2º éd.

CHAQUIN P., VOLATRON F., Chimie organique: une approche orbitalaire

DEPOVERE P., Chimie générale. 3° éd.

DEPOVERE P., Chimie organique. 2° éd.

GIRARD F., GIRARD J., Chimie inorganique et générale : des expériences pour mieux comprendre !

KIEL M., L'oxydoréduction. Du nombre d'oxydation aux diagrammes de Pourbaix

MARTINAND-LURIN E. et GRÜBER R., 40 expériences illustrées de chimie générale et organique. La chimie, une science expérimentale

MOUSSARD C., Biochimie structurale et métabolique. 3° éd.

MOUSSARD C., Biologie moléculaire et Biochimie des communications cellulaires

RABASSO N., Chimie organique. Généralités, études des grandes fonctions et méthodes spectroscopiques. 2° éd.

RABASSO N., Chimie organique. Hétéroéléments, stratégies de synthèse et chimie organométallique. 2° éd.

Fréderic Mayet

Physique nucléaire appliquée

2^e édition







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., 2017 Rue du Bosquet, 7 – B-1348 Louvain-la-Neuve 2^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: mai 2017 Bibliothèque royale de Belgique, Bruxelles: 2017/13647/066 ISBN 978-2-8073-1351-4

Introduction

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. Cette problématique s'inscrit également dans le cadre plus large du débat actuel sur la transition énergétique visant à la définition du bouquet électrique pour les prochaines décennies, c'est-à-dire la contribution des différentes sources d'énergie (nucléaire, éolien, solaire, ...) à la production totale d'électricité. L'énergie nucléaire fait naturellement partie des options 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 mondial.

La compréhension de ces thématiques nécessite de solides bases en physique nucléaire appliquée. Elles s'inscrivent à la fois dans le cadre de la formation générale des physiciens ou des ingénieurs et constituent les bases indispensables pour les étudiants se destinant à une carrière dans l'industrie nucléaire. Cet ouvrage s'adresse aux étudiants de niveau master intéressés 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 (ITDD) de l'Université Grenoble Alpes à Valence. Ce master est dédié à l'industrie nucléaire et prépare les étudiants à une carrière dans le domaine de la gestion de l'énergie nucléaire (déchets nucléaires, démantèlement des installations nucléaires et 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 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^{ème} 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

physique

au 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 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.

Chapitre 1

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 277).

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,

¹On trouvera dans l'annexe D (page 289) les éléments de physique atomique nécessaires à la compréhension de la physique nucléaire.

Chapitre 1 Propriétés générales du noyau



FIG. 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.

ce qui a d'importantes conséquences en physique nucléaire (cf. page 12).

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 incomprise 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. Schématiquement, on note le noyau de la manière suivante :

 $^{A}_{Z}\mathbf{X}_{N}$

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

$$\dots, {}^{11}_{6}C_5, {}^{12}_{6}C_6, {}^{13}_{6}C_7, {}^{14}_{6}C_8, \dots$$

 $^{^{2}}$ Le 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 : $e = 1, 6 \times 10^{-19} C$

Particule	Symbole	Masse $m(uma)$	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	
Positon	e^+	0,0005486	+1	faible, électromagnétique	
Neutrino	ν	~ 0	0	faible	
Antineutrino	$\bar{\nu}$	~ 0	0	faible	
Photon	γ	0	0	électromagnétique	

TAB. 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).

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 **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 ${}^{12}_{6}C_{6}$ et ${}^{13}_{6}C_{7}$
- isotones : noyaux de même N et de Z différents, par exemple ${}^{15}_{7}$ N $_8$ et ${}^{16}_{8}$ O $_8$
- isobares : noyaux de même A, de Z et N différents, par exemple $^{40}_{18}$ Ar $_{22}$ et $^{40}_{20}$ Ca $_{20}$

Ainsi, deux isotopes présentent des propriétés chimiques très proches (car celles-ci sont principalement déterminées par le nombre d'électrons) alors que deux isobares présentent par exemple des rayons nucléaires très proches (car ils sont déterminés principalement par le nombre de nucléons, cf. page 25).

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 particules élémentaire, au sens où elle ne possède pas de structure interne : elle n'est pas *a priori* composée d'autres partiChapitre 1 Propriétés générales du noyau

cules 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 rôle en physique nucléaire et dans la suite, il est noté simplement ν . Il s'agit d'une particule de masse extrêmement faible⁴ et de charge électrique nulle. Il n'interagit quasiment pas avec la matière. Nous reviendrons page 74 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 6 quarks (u, d, c, s, b, t) mais seulement 2 sont impliqués dans la composition des nucléons. Les nucléons sont en effet des assemblages de trois quarks, selon :

$$p = uud$$
 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 :

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

Il existe d'autre 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 antiparticule⁵ a été découverte en 1932 par C. D. Anderson⁶.

Une antiparticule possède les mêmes propriétés que la particule associée (masse, spin, ...) mais une charge électrique opposée⁷. 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

⁴On a longtemps cru que leur masse était nulle. Elle est aujourd'hui encore très mal connue. Le résultat le plus récent est : $m(\nu) < 3 \text{ eV}$ [2].

⁵en l'occurence le positon

⁶Le prix Nobel de Physique leur a été attribué conjointement en 1936.

⁷En fait d'autres nombres quantiques, tel que le nombre leptonique, ont également une valeur opposée dans le cas de l'antiparticule.

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.

a) L'interaction gravitationnelle

Il s'agit de la première interaction découverte⁸. 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.

$$F_{grav} = G_N \frac{m_1 m_1}{r^2} \tag{1.2}$$

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

b) 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

$$F_{em} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2}$$
(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 : $1/(4\pi\epsilon_0) = 9 \times 10^9 \text{ m}^3 \text{kg}^1 \text{s}^{-4} \text{A}^{-2}$.

Pour comparer l'intensité de ces deux forces pour le domaine de la physique nucléaire⁹, on considère le cas de deux protons en interaction. Le rapport des intensités des deux interactions est donné par

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

c) 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 :

⁸Isaac Newton, *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica*, 1687

 $^{^9\}text{L'application}$ numérique pour un proton et un électron donne $4\times10^{-40}.$ La conclusion est donc la même à l'échelle atomique.

Chapitre 1 Propriétés générales du noyau

- 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),
- 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'₂⁴He alors que la fission spontanée conduit à l'émission de produits de fission (¹⁴⁰₅₆Ba et ¹⁰⁹₄₂Mo sur cet exemple) et de quelques neutrons (3, 86 en moyenne pour le ²⁵²₉₈Cf).

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 di-neutron 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.

d) 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 noyaux¹⁰, elle garantit un "certain" équilibre¹¹ 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 :

$$\begin{array}{rll} & {\rm D}\acute{e}{\rm sint}\acute{e}{\rm gration}\;\beta^-: & {}^{60}_{27}{\rm Co} \longrightarrow {}^{60}_{28}{\rm Ni} + e^- + \bar{\nu} \\ & {\rm D}\acute{e}{\rm sint}\acute{e}{\rm gration}\;\beta^+: & {}^{18}_{9}{\rm F} \longrightarrow {}^{18}_{8}{\rm O} + e^+ + \nu \\ & {\rm Capture\; Electronique\;} CE: & {}^{18}_{9}{\rm F} + e^- \longrightarrow {}^{18}_{8}{\rm O} + \nu \end{array}$$

¹⁰À une échelle plus petite, elle préside à la désintégration de nombreuses particules.

¹¹ce 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'électron¹² 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 :

$$n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}$$
 (1.5)

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

$$p \longrightarrow n + e^+ + \nu$$
 (1.6)

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 spontané¹³.

Contrairement au cas de la désintégration α , les particules émises ne sont pas pré-existantes 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 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 noyaux connus¹⁴ (~ 3135) 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

¹²de la couche K

¹³Le 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.

¹⁴d'après http://ie.lbl.gov/toi2003/MassSearch.asp, les données provenant de [3].



FIG. 1.2 – Charte des noyaux connus : diagramme (N, Z). Le code de couleur indique le mode de désintégration dominant de chaque noyau.

légers ($Z \leq 20$) possèdent un nombre égal de protons et de neutrons (N = Z), alors que pour les noyaux lourds, la stabilité 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 ${}^{208}_{82}$ 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 protron 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 $\frac{254}{98}$ 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 ${}^{45}_{26}$ Fe₁₉. 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.



FIG. 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.



FIG. 1.4 – Transformation du noyau suite à une désintégration α , β^+ ou β^- dans la charte 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.

1.4 Période et probabilité de désintégration

La désintégration est un phénomène aléatoire 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 . La constante radioactive est une caractéristique propre du noyau considéré. Elle ne dépend pas des conditions extérieures et est indépendante de l'âge du noyau¹⁵.

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

$$\lambda = \sum_{i} \lambda_i \tag{1.7}$$

On définit également le rapport d'embranchement¹⁶ (BR) comme la proportion des désintégrations se faisant par un mode de désintégration *i*. On a donc

$$BR_i = \lambda_i / \lambda \tag{1.8}$$

¹⁵Le fait que λ soit constant signifie de fait que le noyau ne vieillit pas.

¹⁶BR pour Branching Ratio en anglais.

Exercices du chapitre 1

Exercice 1.1 : Activité massique de l'uranium naturel

L'uranium naturel est composé de trois isotopes dont les fractions isotopiques, *i.e.* le nombre de noyaux pour 100 noyaux de cette espèce chimique, sont présentées dans le tableau 1.4.

	$^{234}_{92}\text{U}$	$^{235}_{92}\text{U}$	$^{238}_{92}{ m U}$
f	$5,5 \times 10^{-3}$ %	0,72~%	99,2745~%

TAB.	1.4 –	Fractions	isotop	iques	de l	'uranium	naturel.
------	-------	-----------	--------	-------	------	----------	----------

a) En utilisant les données numériques du tableau 1.5, calculer l'activité massique (Bq/g) de l'uranium naturel et chimiquement pur.

b) Peut-on négliger la très faible proportion d'uranium 234?

c) Retrouver la valeur numérique de la fraction isotopique d'uranium 234.

d) En utilisant la figure 1.5, calculer l'activité massique d'un minerai d'uranium non-purifié chimiquement. Le radon étant gazeux, on supposera qu'il s'échappe du minerai.

Exercice 1.2 : Filiation radioactive

On considère la filière radioactive suivante :

$$X_1 \xrightarrow{\lambda_1} X_2 \xrightarrow{\lambda_2} X_3 \text{ (stable)}$$
 (1.56)

En se place dans le cas où l'échantillon ne contient initialement que des noyaux X_1 :

$$N_1(t=0) = N_0, N_3(t=0) = 0$$
 et $N_3(t=0) = 0$

1) Donner la variation infinitésimale du nombre de noyaux de X_1 (dN_1), X_2 (dN_2) et de X_3 (dN_3).

2) Résoudre ces équations différentielles.

Exercice 1.3 : Activité massique de l'uranium appauvri

L'uranium appauvri est un sous-produit du processus d'enrichissement de l'uranium. En première approximation, on peut le considérer comme pur en uranium 238 à l'instant de la sortie de l'usine. On s'intéresse à un échantillon de 1 gramme d'uranium appauvri. On utilisera la figure 1.5 qui présente la série radioactive de l'uranium 238.

a) À l'instant initial, calculer le nombre de noyaux d'uranium 238 (N_0) et l'activité a_0 de l'échantillon d'uranium appauvri. Pour des échelles de temps de l'ordre de l'année, montrer que le nombre de noyaux d'uranium 238 ne varie pas de manière significative.

b) Donner la variation infinitésimale du nombre de noyaux de $^{234}_{90}$ Th (dN_T) et de $^{234}_{91}$ Pa (dN_P)

Chapitre 1 Propriétés générales du noyau

pendant un intervalle de temps dt.

c) En déduire les expressions littérales $N_T(t)$ et $N_P(t)$.

d) Donner l'activité massique de l'échantillon 2 ans après la sortie de l'usine d'enrichissement.
e) Expliquer ce résultat *a priori* surprenant et retrouver le sans calcul.

f) Pour un temps inférieur au millier d'années, tracer l'activité totale de l'échantillon (a_{tot}) en fonction du temps.

	$^{238}_{92}\text{U}$	$^{234}_{90}{ m Th}$	$^{234}_{91}$ Pa	$^{234}_{92}\text{U}$	$^{235}_{92}\text{U}$
T	$4,468 \times 10^{9}$ an	24, 1 jour	$6,7\mathrm{h}$	$2,455 \times 10^5$ an	$703,8\times10^6$ an

TAB. 1.5 – Période de quelques noyaux lourds d'intérêt pour l'exercice 1.1 et 1.3.

Exercice 1.4 : Emissions γ

Le fer 59 est un noyau émetteur β^- . Il se désintègre vers l'un des états excités du magnésium 59, comme indiqué sur la figure 1.13. Donner les énergies et les intensités (nombre pour 100 désintégrations) des principaux γ observés lors de cette désintégration.



FIG. 1.13 – Désintégration β^- du fer 59 vers l'un des états excités du magnésium 59.

Exercice 1.5 : Déchets nucléaires

Le zirconium 93 entre dans la catégorie des produits de fission. Sa production annuelle dans un REP 900 MWe est de l'ordre de 15 kg. Il est produit lors de la chaîne radioactive formée d'émetteurs β^- :

$$\stackrel{93}{\xrightarrow{37}}\text{Rb} \xrightarrow{T=5,8 \text{ s}} \stackrel{93}{\xrightarrow{38}}\text{Sr} \xrightarrow{T=7,4 \text{ min}} \stackrel{93}{\xrightarrow{39}}\text{Y} \xrightarrow{T=10,2 \text{ h}} \stackrel{93}{\xrightarrow{40}}\text{Zr} \xrightarrow{T=1,53\times10^6 \text{ ans}} \stackrel{93}{\xrightarrow{41}}\text{Nb} \text{ (stable)}$$

À t = 0, on considère un fût fictif de déchets de 10 kg contenant des matériaux contaminés dont 100 mg de rubidium 93. Les énergies cinétiques moyennes des électrons émis sont respectivement : 1, 2 MeV pour l'yttrium 93 et 19, 2 keV pour le zirconium 93.

1) Pour des temps t dans l'intervalle 1 jour $\le t \le 3$ ans, donner l'expression de la composition du colis de déchets $f_i(t) = N_i/N_0$, *i.e.* la proportion de chaque élément composant le fût.

2) Calculer aux instants t = 1 jour et t = 3 ans

- **a**) les proportions f_i ,
- **b**) l'activité totale,
- c) la puissance dégagée.

3) Commenter l'évolution de l'activité et de la puissance dégagée, dans une perspective de stockage de ce fût de déchets.

Exercice 1.6 : Définition de l'épaisseur de peau

L'épaisseur de peau t est définie comme la longueur pour passer de $0, 9\rho_0 \ge 0, 1\rho_0$. Démontrer la relation (1.37) liant l'épaisseur de peau t \ge la diffusivité a.

Table des matières

1	Prop	priétés générales du noyau	7							
	1.1	Introduction	7							
	1.2	Particules et interactions	9							
	1.3	Stabilité et désintégrations	13							
	1.4	Période et probabilité de désintégration	16							
	1.5	Rayon du noyau	25							
	1.6	Masse et énergie de liaison	28							
	1.7	Les états excités du noyau	32							
	1.8	Moment angulaire total et parité	34							
	Exer	rcices	37							
2	Les	modèles nucléaires	41							
	2.1	Le modèle de la goutte liquide	41							
	2.2	Le modèle en couches nucléoniques	45							
	2.3	Applications du modèle en couches	57							
	2.4	Modèles plus avancés	52							
	Exer	rcices	55							
3	Dési	sintégrations et réactions nucléaires 69								
	3.1	Lois de conservation	59							
	3.2	Désintégrations	72							
	3.3	Réactions nucléaires induites	76							
	3.4	Section efficace	31							
	3.5	Réactions nucléaires impliquant un neutron	34							
	Exer	rcices	92							
4	La d	lésintégration α	99							
	4.1	Propriétés générales de l'émission α	99							
	4.2	Modèle quantique de l'émission α)1							
	4.3	Conclusion)9							
	Exer	rcices	10							
5	La d	lésintégration β 1	17							
	5.1	Introduction	17							
	5.2	Bilans énergétiques	19							
	5.3	Séries isobariques	20							
	5.4	Théorie de Fermi de la désintégration β	22							
	5 5	Conservation du moment angulaire et de la parité	28							
	5.6	Transitions permises et interdites	30							
	57	Théorie de Fermi pour la capture électronique	32							
	Exe		37							
			~ •							

6	Désexcitation nucléaire et atomique	143
	6.1 Désexcitation du noyau	143
	6.2 Désexcitation de l'atome	150
	Exercices	155
7	Fission induite	163
	7.1 Introduction	163
	7.2 Fission induite	165
	7.3 Caractéristiques de la fission induite	171
	Exercices	179
8	Énergie nucléaire	183
	8.1 Choix technologiques	183
	8.2 Filières de réacteurs	187
	8.3 Cycle du combustible des REP	192
	Exercices	206
Co	orrection des exercices	213
	Corrections du chapitre 1	213
	Corrections du chapitre 2	221
	Corrections du chapitre 3	227
	Corrections du chapitre 4	237
	Corrections du chapitre 5	243
	Corrections du chapitre 6	249
	Corrections du chapitre 7	259
	Corrections du chapitre 8	263
A	Données numériques	269
B	Rappels de mécanique classique et relativiste	271
	B.1 Equivalence énergie-masse	271
	B.2 Rappels de mécanique du point	272
С	Éléments de physique quantique	277
	C.1 Fonction d'onde	277
	C.2 Effet tunnel	279
	C.3 Principe d'exclusion de Pauli	283
	C.4 Moment angulaire orbital, spin et parité	283
р	Éléments de physique atomique	280
υ	D 1 Couches électroniques	289
	D 2 Fonctions d'onde électroniques	201
	D.3 Énergie de liaison électronique	293
	o. ae mason electromque	
Inc	dex	297

NIVEAUX M1-M2

Physique nucléaire appliquée

'auteur propose un ouvrage permettant à des étudiants de niveau master d'acquérir les bases scientifiques indispensables à la compréhension de la gestion de l'énergie nucléaire. L'approche est celle d'un livre de physique appliquée, dans lequel la compréhension détaillée des phénomènes physiques a pour objectif l'application à une thématique liée à l'industrie nucléaire.

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 leur sûreté. La formation d'ingénieurs spécialisés dans ce domaine est donc indispensable à la prise en compte de ces thématiques scientifiques dans un contexte industriel. Suivant cette finalité, cet ouvrage permet l'acquisition de solides bases en physique nucléaire appliquée. Elles s'inscrivent dans le cadre de la formation générale des physiciens ou des ingénieurs et constituent des éléments indispensables pour les étudiants se destinant à une carrière dans l'industrie nucléaire.

Cet ouvrage traite les aspects industriels, appliqués ou fondamentaux de la physique nucléaire. Il couvre tous les aspects scientifiques de la physique du noyau, des modèles aux désintégrations, et de ses applications à la production et la gestion de l'énergie nucléaire. Il permet d'acquérir les bases scientifiques nécessaires à la compréhension des thématiques à forts enjeux sociétaux que sont les déchets nucléaires ou les différentes filières de réacteurs nucléaires envisagées pour l'avenir.

La philosophie de l'ouvrage est à la fois de proposer une approche formelle de la thématique, mais aussi de présenter systématiquement des exemples tirés de l'industrie nucléaire ou de la recherche en physique nucléaire. Cinquante exercices et problèmes corrigés sont également proposés.

LES PLUS

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

Frédéric Mayet est enseignantchercheur à l'Université Grenoble Alpes depuis 2002. Il est responsable du master 1 Ingénierie Nucléaire (ITDD) à Valence depuis sa création en 2008.





www.deboecksuperieur.com