

Frédéric Mayet

Physique nucléaire appliquée

COURS ET
EXERCICES CORRIGÉS

LMD



de boeck

Frédéric Mayet

Physique nucléaire appliquée

L'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 la sûreté nucléaire. 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 à la fois 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 fort enjeu sociétal que sont les déchets nucléaires ou les différentes filières de réacteurs nucléaires envisagés 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. Quarante exercices et problèmes corrigés sont également proposés.



Les «plus»

▶ Exemples tirés de l'industrie nucléaire et de la recherche

- ▶ Aborde scientifiquement des thématiques à fort enjeu sociétal
- ▶ Quarante exercices et problèmes corrigés

Frédéric Mayet est maître de conférences à l'Université Joseph Fourier (Grenoble) depuis 2002. Il est responsable du master 1 Ingénierie nucléaire (ITDD) à Valence depuis sa création en 2008.

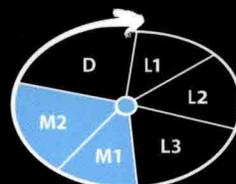
www.debnbeck.com

ISBN 978-2-8041-9073-6



PHYNUCAP

Dans le cadre du nouveau Système Européen de Transfert de Crédits (E.C.T.S.), ce manuel couvre en **France** les niveaux : Master 1 et 2.
En **Belgique** : Master 1 et 2.
En **Suisse** : Master 1 et 2.
Au **Canada** : Master 1 et 2.





Physique nucléaire appliquée

F. Mayet

LMD

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 *mix énergétique* pour les prochaines décennies, c'est-à-dire la contribution des différentes sources d'énergie (nucléaire, éolien, solaire, ...) à la production totale d'énergie. 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 ITDD (Ingénierie Nucléaire) de l'Université Joseph Fourier 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. Quarante 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 liée 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

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.

Propriétés générales du noyau

Ce chapitre décrit les principales propriétés du noyau atomique, sans viser 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 255).

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 267) les éléments de physique atomique nécessaires à la compréhension de la physique nucléaire.

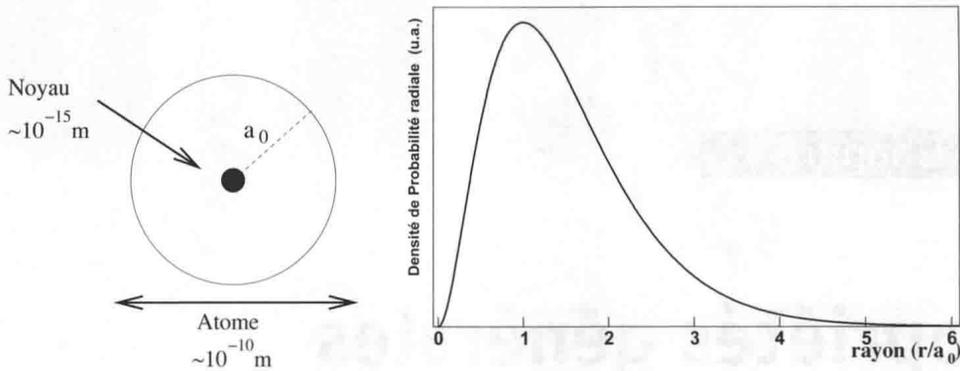


FIG. 1.1 – Gauche : l'atome d'hydrogène dans un modèle planétaire. Le rayon de l'orbite électronique est égal à a_0 (le rayon de l'atome de Bohr). Droite : l'atome d'hydrogène dans un modèle quantique. Densité radiale de probabilité de présence de l'électron (unités arbitraires) en fonction de la distance 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 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. Schématiquement, on note le noyau de la manière suivante :

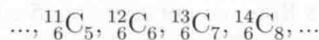


où X est l'espèce chimique, Z le nombre de protons, N le nombre de neutrons et A le nombre de nucléons.

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



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
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 27. La charge électrique est indiquée en unité de la valeur absolue de la charge électrique de l'électron ($e = 1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$).

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 $^{12}_6\text{C}_6$ 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 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 24).

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 parti-

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 70 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 :

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

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 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.

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'occurrence 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.

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.

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

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

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

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

On peut comparer l'intensité de ces deux forces pour le domaine de la physique nucléaire. Par exemple, dans le cas d'un proton et d'un électron en interaction, le rapport des intensités des deux interactions est donné par

$$F_{grav}/F_{em} = 4\pi\epsilon_0 G_N \frac{m_e m_p}{e^2} \simeq 10^{-40} \quad (1.4)$$

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.

c) L'interaction forte

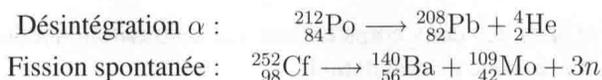
L'interaction forte agit sur les particules composées de quarks, et donc en particulier sur les nucléons. Ses caractéristiques sont les suivantes :

- 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.

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

- 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 casser le noyau. Cela explique en particulier la désintégration α et la fission spontanée, dont on donne deux exemples ci-après.



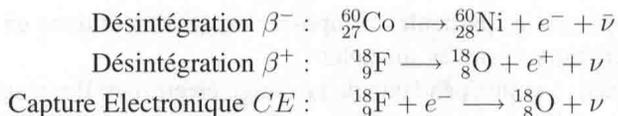
La désintégration α consiste en l'émission spontanée d'un noyau d' ${}^4_2\text{He}$ alors que la fission spontanée conduit à l'émission de fragments de fission (${}^{140}_{56}\text{Ba}$ et ${}^{109}_{42}\text{Mo}$ sur cet exemple) et de quelques neutrons (3, 86 en moyenne pour le ${}^{252}_{98}\text{Cf}$).

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 le monde subatomique 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 noyaux⁹, elle garantit un "certain" équilibre¹⁰ 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 :



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

⁹À une échelle plus petite, elle préside à la désintégration de nombreuses particules.

¹⁰ce qui ne signifie pas nécessairement l'égalité.

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'électron¹¹ 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^+ :



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 pas d'un phénomène spontané¹².

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

Un noyau **instable** (ou radioactif) peut se transformer spontanément, se désintégrer, en donnant naissance à un autre noyau. 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 connus¹³ (~ 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 légers ($Z \lesssim 20$) 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

¹¹de la couche K

¹²Le 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.

¹³d'après <http://ie.lbl.gov/toi2003/MassSearch.asp>, les données provenant de [3].

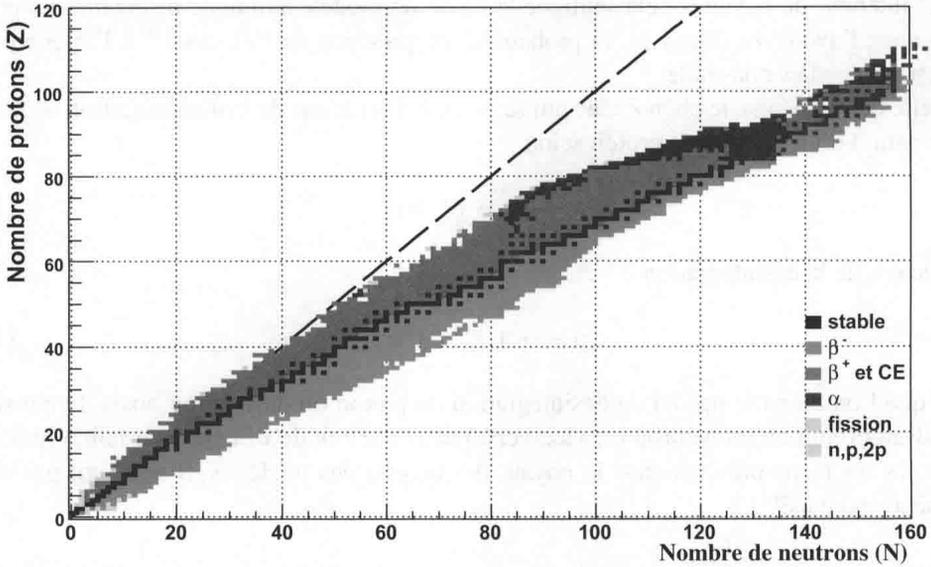


FIG. 1.2 – Charte des noyaux connus : diagramme (N, Z) . Le code de couleur indique le mode de désintégration dominant de chaque noyau.

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 ($Z > N$) 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 ($Z < N$). 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 principale 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.

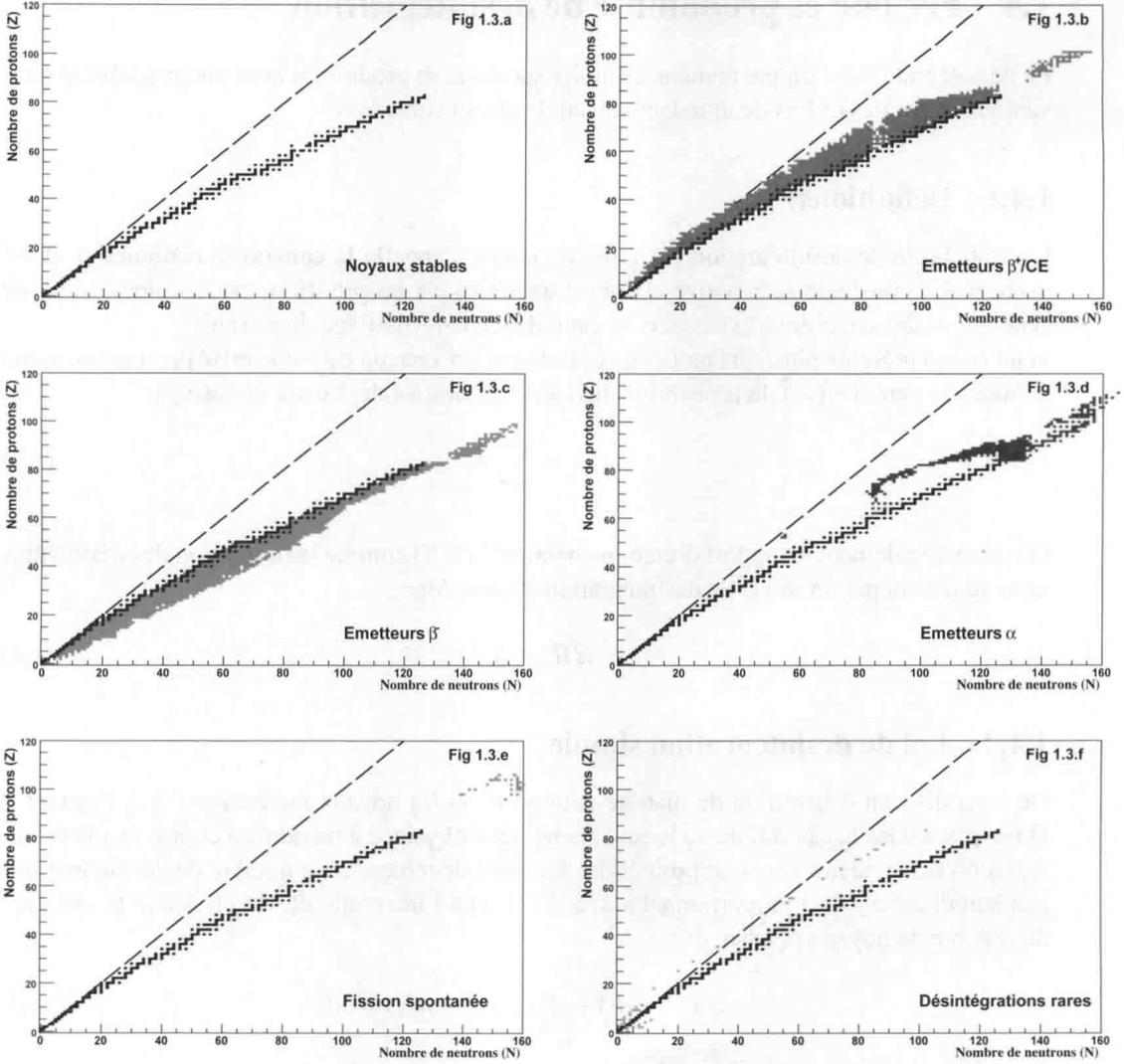


FIG. 1.3 – Charte des noyaux en vue éclatée pour les différents types de désintégration : β^+ et capture électronique (b), β^- (c), α (d), fission spontanée (e) et désintégrations rares (f) telles que l'émission de nucléon (n, p, 2p). Les 266 noyaux stables sont présentés sur la figure (a) et rappelés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

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 noyau¹⁴.

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'embranchement¹⁵ (BR) comme la proportion des désintégrations se faisant par un mode de désintégration i . On a donc

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

1.4.2 Loi de désintégration simple

On considère un échantillon de matière contenant $N_X(t)$ noyaux radioactifs ${}^A X$ 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 pendant dt est *a priori* proportionnel à λ , à $N_X(t)$ et à l'intervalle dt . On en déduit la variation du nombre de noyaux pendant dt :

$$N_X(t + dt) - N_X(t) = -\lambda N_X(t) dt \quad (1.9)$$

On a donc la variation infinitésimale suivante :

$$\boxed{dN_X = -\lambda N_X dt} \quad (1.10)$$

Après intégration, on trouve la loi de désintégration simple :

$$N_X(t) = N_X^0 e^{-\lambda t} \quad (1.11)$$

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

Cette loi nous donne l'évolution en fonction du temps du nombre de noyaux radioactifs ${}^A X$ contenus dans un échantillon dans le cas de la désintégration simple. Nous verrons plus loin le cas de désintégrations en chaîne (sec. 1.4.6).

¹⁴Le fait que λ soit constant signifie de fait que le noyau ne vieillit pas.

¹⁵ BR pour *Branching Ratio* en anglais.

1.4.3 Période radioactive

La **période radioactive** T est définie¹⁶ comme le temps au bout duquel la moitié des noyaux initialement présents se sont désintégrés.

$$N_X(T) = N_X^0/2 \quad (1.12)$$

Le nombre de noyaux présents au bout d'un temps $p \times T$ est donc :

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

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 périodes (car $2^{10} = 1024$).

On peut relier la période radioactive (T) à la constante radioactive (λ), en utilisant (1.11) et (1.12). On trouve :

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (1.14)$$

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 :

$$\frac{1}{T} = \sum_i \frac{1}{T_i} \quad (1.15)$$

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

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau}$$

La notion de durée de vie n'est pas ou peu utilisée en physique nucléaire.

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.

$$a_X(t) = \frac{|dN_X^{des}|}{dt} \quad (1.16)$$

où dN_X^{des} est la variation de N_X due à la désintégration.

En utilisant (1.10), on en déduit une relation entre l'activité et le nombre de noyaux :

$$\boxed{a_X(t) = \lambda N_X(t)} \quad (1.17)$$

Les relations (1.16) et (1.17) sont valables dans tous les cas. Si on se restreint au cas de la filiation simple et en utilisant (1.11), on montre facilement que la loi suivie par l'activité est :

$$a_X(t) = a_X^0 e^{-\lambda t} \quad (1.18)$$

¹⁶aussi appelée demi-vie et notée $T_{1/2}$.

	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

TAB. 1.2 – Classification des déchets radioactifs en France.

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 est égale à la somme des activités des noyaux radioactifs produits.

L'unité SI de l'activité est le Becquerel (Bq), défini 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 bout d'un temps $t = T$, l'activité est divisée seulement par 2. Au bout de 10 périodes, l'activité est divisée par environ 1000 ($2^{10} = 1024$). Ainsi, la classification française des déchets radioactifs distingue les déchets à vie courte (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 $^{137}_{55}\text{Cs}$ ($T = 30$ ans).

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 :

$$a_m = \frac{a}{m} \tag{1.19}$$

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 $\sim 100 \text{ Bq/m}^3$, 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 21).