UNIVERSITE YAHIA FARES DE MEDEA
FACULTE DES SCIENCES
DEPARTEMENT DES SCIENCES DE LA MATIERE



Mémoire

Présenté pour obtenir le diplôme du **:**

Master En Physique

Spécialité : Physique Théorique

Par:

MOHAMMED Imene

Thème :

Contribution à la mesure et l'analyse de spectres bêta

Soutenu publiquement le : 26/06/2023, devant le jury composé de :

BOUCHACHIA Karim	Grade :MCB	Université de Médéa	Président
AHMED AMMAR Mohamed	Grade :MCA	Université de Médéa	Examinateur
MEKHTICHE Abdelhalim	Grade :MCB	Université de Médéa	Encadreur

Année universitaire : 2022/2023

Résumé

Le présent travail s'intéresse à l'étude de la désintégration bêta. Une étude expérimentale a été réalisée afin de visualiser les spectres bêta moins des éléments de césium 137 et de strontium-yttrium 90. Une modélisation numérique a été également effectuée pour obtenir ces spectres en utilisant le code de simulation BetaShape. Ce code est basé sur la théorie de Fermi et utilise des différentes approximations.

Les spectres obtenus expérimentalement ont été interprétés et comparés avec les résultats de simulation.

Abstract

The present work focuses on the study of beta decay. An experimental study was carried out to visualize the beta-minus spectra of cesium-137 and strontium-yttrium 90 elements. Numerical modeling was also performed to obtain these spectra using the BetaShape simulation code, which is based on Fermi theory and employs various approximations. The Spectra obtained experimentally were interpreted and compared with the simulation results.

ملخص

يهدف هذا العمل الى دراسة ظاهرة تفكك بيتا. لهذا الغرض أجريت دراسة تجريبية من أجل الحصول على أطياف بيتا ناقص للسيزيوم 137 والسترونتيو الإيتريوم 90. تم إجراء كذالك نمذجة عددية باستخدام برنامج المحاكاة BetaShape. يعتمد هذا برنامج على نظرية فيرمي ويستخدم تقريبيات مختلفة. تم تفسير الأطياف التي تم الحصول عليها تجريبياً ومقارنتها بنتائج المحاكاة.

Remerciement

Je tiens à exprimer mes sincères remerciements à monsieur le Doctor MEKHTICHE Abdelhalim, pour l'encadrement, la compétence avec ses efforts fournis, les conseils donnés, sa patience et sa persévérance dans le suivi de ce travail et pour m'a orienté vers le CRNA.

Je tiens également à exprimer ma gratitude envers Madame SALAH Houria, Directrice de recherche au Centre de Recherche Nucléaire d'Alger (CRNA), pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire. Je souhaite la remercier pour ses remarques admirables et ses précieux conseils.

Je remercie également les membres du jury, messieurs le Doctor BOUCHACHIA Karim et le Doctor AHMED AMMAR Mohammed, pour l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant d'évaluer ce travail.

Mes chers remerciements à tous les enseignants du département de physique à l'université de Médéa pour leur professionnalisme et leur humanité.

Dédicace

Je dédie ce travail à
A ma très chère mère et à mon très cher père pour leurs affections, leur amour et leur soutient

Que dieu les garde et les protègent
A mon frère et ma sœur
A mes amis et collègues et à toute ma famille et à ceux qui me sont chers…

Table des matières

Introduction Générale ……...……9

Chapitre 1 : Généralités sur la radioactivité……..……...11

1. Structure de l'atome ……..….12
2. Le noyau atomique ……...13
2.1. Classification des noyaux…….13
2.2. Energie de liaison nucléaire ……13
2.3. La vallée de stabilité ……14
3. La radioactivité…….16
3.1. Loi de décroissance radioactive……16
3.2. Les différents types de radioactivité…….17
3.2.1. La Radioactivité alpha……...17
3.2.2. La radioactivité bêta…….18
3.2.2.1. La radioactivité bêta moins…….18
3.2.2.2. La radioactivité beta plus……19
3.2.2.3. La capture électronique…….……..20
3.2.3. La radioactivité gamma……20
3.3. Conversion interne……..……20

Chapitre 2 : La théorie de la désintégration beta……...…...22

1. Propriétés générales de désintégration béta……...……23
1.1. L'hypothèse du neutrino……...23
2. Théorie de Fermi……24
2.1. La forme du spectre beta ……..……27
2.1.1. Fonctions de Fermi……...29
2.1.2. Facteurs de formes théoriques des spectres β……...31

2.1.3. Les corrections de la théorie de Fermi…….……33
2.1.3.1. Correction d'écrantage . ……..……33
2.1.3.2. Correction radiative ….. ……..……33
2.1.4. Forme final des spectres beta ……..…….33
3. Règles de sélection des transitions béta permises ……..…35
4. Le programme BetaShape…….……36

Chapitre 3 : Dispositif expérimental ……...38

1. La spectrométrie bêta……39
1.1. Principe…….. ……..39
1.2. Appareillage ……40
1.2.1. La chambre de détection……..……41
1.2.2. La source……..42
1.3. Détection……..……43
2. Chaine de détection……44
2.1. Haute tension……44
2.2. Préamplificateur……...…44
2.2.1. Bruit électronique au niveau du préamplificateur de charge……45
2.3. L'amplificateur…….45
2.4. Codeur ou analyseur multicanal (MCA pour Multi Channel Analyser)
2.5. Logiciel de spectrométrie……...……..46

Chapitre 4 : résultats et discussion ……....47

1. La source du ^{137}Cs ……..…….48
2. La source du Sr-90/Y-90……49
3. La calibration…….51

3.1. Cas du ^{137}Cs ……51

3.2. Cas du $^{90}Sr/^{90}Y$ ……52

4. La comparaison avec le code de simulation BetaShape.....52

Conclusion générale …….……..55

La liste de figures …….57

Liste des tableaux ……..…….…….59

Références……..…….60

Introduction générale

L’étude de la radioactivité des éléments joue un rôle aussi bien pratique que fondamental dans les différents domaines de la science. Sur le plan pratique, on trouve ces applications en médecine, en industrie et en agriculture. Sur le plan fondamental, la radioactivité est l’acteur principal au cours de la formation des éléments dans l’univers. Elle constitue la base de plusieurs techniques d’analyse des matériaux. Ainsi que, elle est impliquée dans plusieurs techniques d’analyse des matériaux et également dans les méthodes de datation des artefacts archéologique, d’objets d’art et de patrimoine.

La désintégration bêta qui est un cas particulier de la radioactivité est un processus de transformation nucléaire impliquant des changements dans le nombre de protons et de neutrons. Ce processus a d’importance crucial en physique nucléaire, en interaction rayonnement matière et en physique des particules.

Les spectres bêta sont des distributions d'énergie des électrons ou des positrons émis lors de la désintégration bêta. L'étude des spectres de la désintégration bêta permet aux physiciens d'obtenir des informations précieuses sur les demi-vies des éléments émetteurs bêta. Elle permet également d’avoir les propriétés des particules impliquées dans ce processus, notamment les neutrinos. La précision dans la détermination de ces spectres est donc essentielle pour tester expérimentalement les prédictions du modèle standard à basse énergie.

Dans ce mémoire, nous allons présenter une étude théorique et expérimentale sur la désintégration bêta.

Dans le premier chapitre, nous allons résumer les fondements généraux de la radioactivité, en mettant l'accent sur la structure de l'atome, le noyau atomique, la classification des noyaux, l'énergie de liaison nucléaire, ainsi que la vallée de stabilité.

Le deuxième chapitre sera dédié spécifiquement à la théorie de la désintégration bêta. Une description détaillée de cette théorie notamment l'hypothèse du neutrino et la théorie de Fermi sera fournie.

Dans le troisième chapitre, le dispositif expérimental utilisé pour la mesure les spectres bêta sera présenté.

Dans le quatrième chapitre, les résultats obtenus expérimentalement seront synthétisé et discutés.

En fin, nous terminons par une conclusion générale dans laquelle nous présentons l’essentiel de notre travail.

Chapitre 1 : Généralités sur la radioactivité

Introduction

Pendant les dernières décennies, la physique nucléaire a connu un développement significatif grâce à des avancées technologiques telles que les accélérateurs de particules et les détecteurs sophistiqués. Cette évolution a permis aux physiciens nucléaires d'étudier les propriétés des noyaux atomiques avec une précision accrue et de découvrir de nouveaux phénomènes nucléaires. Les noyaux riches en neutrons et en protons, ainsi que leurs modes de désintégration, ont suscité un intérêt particulier car ils ne sont pas couramment observés dans la nature. En étudiant la structure nucléaire, les physiciens nucléaires cherchent à comprendre comment ces noyaux instables peuvent exister et comment ils se comportent par leurs spectres.

1. Structure de l'atome

L'atome est constitué d'un noyau très dense, chargé positivement, entouré par un cortège électronique, se compose de différentes particules élémentaires, y compris trois principaux : proton, neutron et électron.

	Nuage électronique	**Noyau**	
Constituant	Electron	Proton	Neutron
Charge (C)	$-1{,}6.10^{-19}$	$1{,}6.10^{-19}$	$q_n=0$
Masse (g)	$9{,}1091.10^{-27}$	$1{,}6726.10^{-24}$	$1{,}6748.10^{-24}$
Masse (u)	$5{,}5.10^{-4}$	1,007	1,008

Tableau 1 : Propriétés des constituants de la matière

Avec (u) est l'unité de masse atomique

La représentation de l'atome est : ${}^{A}_{Z}X$

Avec :

X : symbole de l'élément chimique.

A : nombre de masse du noyau, c'est le nombre total des nucléons (protons ou neutrons) dans le noyau.

Z : nombre de charge du noyau (ou nombre de protons du noyau).

N= A - Z : nombre de neutrons du noyau.

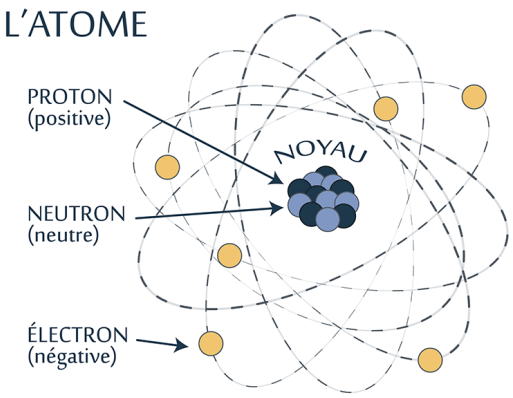


Figure 1 : Structure de l'atome

2. Le noyau atomique :

L'atome est composé d'un noyau occupant son centre par un volume très petit et ayant la quasi-totalité de sa masse. Le noyau possède un nombre de protons et un nombre de neutrons.

2.1. Classification des noyaux

- Nucléide, un ensemble de noyaux identiques (même A, même Z donc même N) : ${}^{12}_{6}C$
- Les noyaux ayant le même nombre Z de protons s'appellent des isotopes : ${}^{16}_{8}O$, ${}^{17}_{8}O$
- Les noyaux ayant le même nombre N de neutrons s'appellent des isotones : ${}^{15}_{7}N$, ${}^{16}_{8}O$
- Les noyaux ayant le même nombre A de nucléons s'appellent des isobares : ${}^{40}_{18}Ar$, ${}^{40}_{20}Ca$

2.2. Energie de liaison nucléaire :

La masse M_{noyau} d'un noyau ${}^{A}_{Z}X$ est légèrement inférieures à ses constituants séparés, cette différence est appelée défaut de masse Δm [1] :

$$\Delta m = Z\, m_p + N\, m_n - M_{\text{noyau}} \qquad (1.1)$$

L'énergie de liaison nucléaire E_L est définie alors par l'équivalence énergétique de ce défaut de masse :

$$E_L = \Delta m\, C^2 = \left(Z\, m_p + N\, m_n - M_{\text{noyau}} \right) C^2 \qquad (1.2)$$

Cette quantité représente l'énergie qu'on doit fournir pour dissocier complétement un noyau de ses constituants.

2.3. La vallée de stabilité :

Un noyau est dit stable, si ses nombres A et Z ne changent pas au cours du temps. Si le noyau se transforme avec le temps, il est classifié en tant que radioactif. Les noyaux instables vont, par une suite de désintégrations radioactives, se transformer jusqu'à devenir stables.

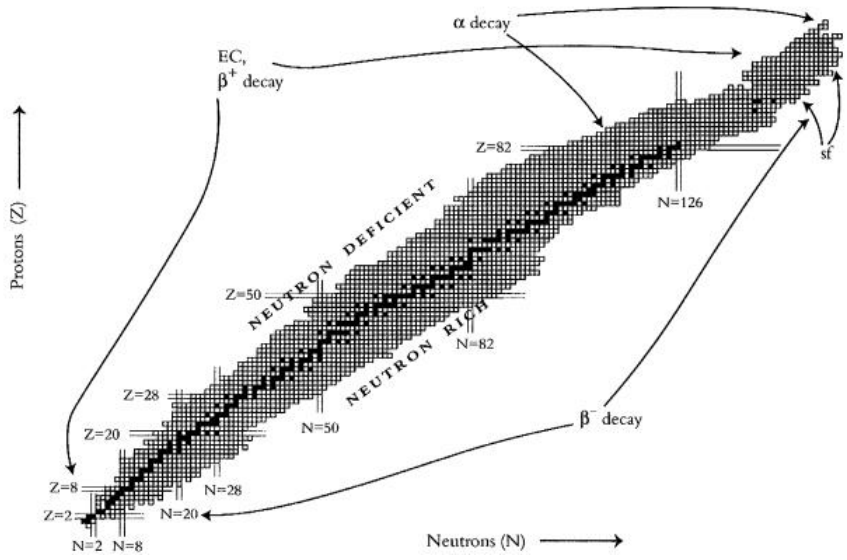


Figure 2 : Stabilité des noyaux, les carrés noirs représentent les nucléides stables [2].

La figure 2 montre que :

- Pour les noyaux légers (Z <20), il y a une tendance à l'égalité du nombre de neutrons et du nombre de protons
- A partir de (Z>20) : la répulsion électrostatique des protons est contrecarrée par une « dilution » des protons dans des neutrons en nombre de plus en plus élevé.
- Sous les noyaux stables, les noyaux se rapprochent de la ligne de stabilité par le biais de la désintégration β^-, qui convertit un neutron en proton à l'intérieur du noyau.

- Au-dessus des noyaux stables, les noyaux reviennent vers la ligne de stabilité par désintégration β+ ou par capture électronique, ce qui transforme le proton en neutron dans le noyau.
- Des noyaux riches en protons sont retournés à la ligne de stabilité par désintégration alpha.
- Les noyaux très lourds se fissionnent en donnant naissance à des produits de désintégration légers.

Pour comparer la stabilité des différents noyaux on doit comparer l'énergie de liaison par nucléon $\frac{E_l}{A}$. Sur la figure 3 on présente une courbe de la variation de l'énergie de liaison par nucléon en fonction de A.

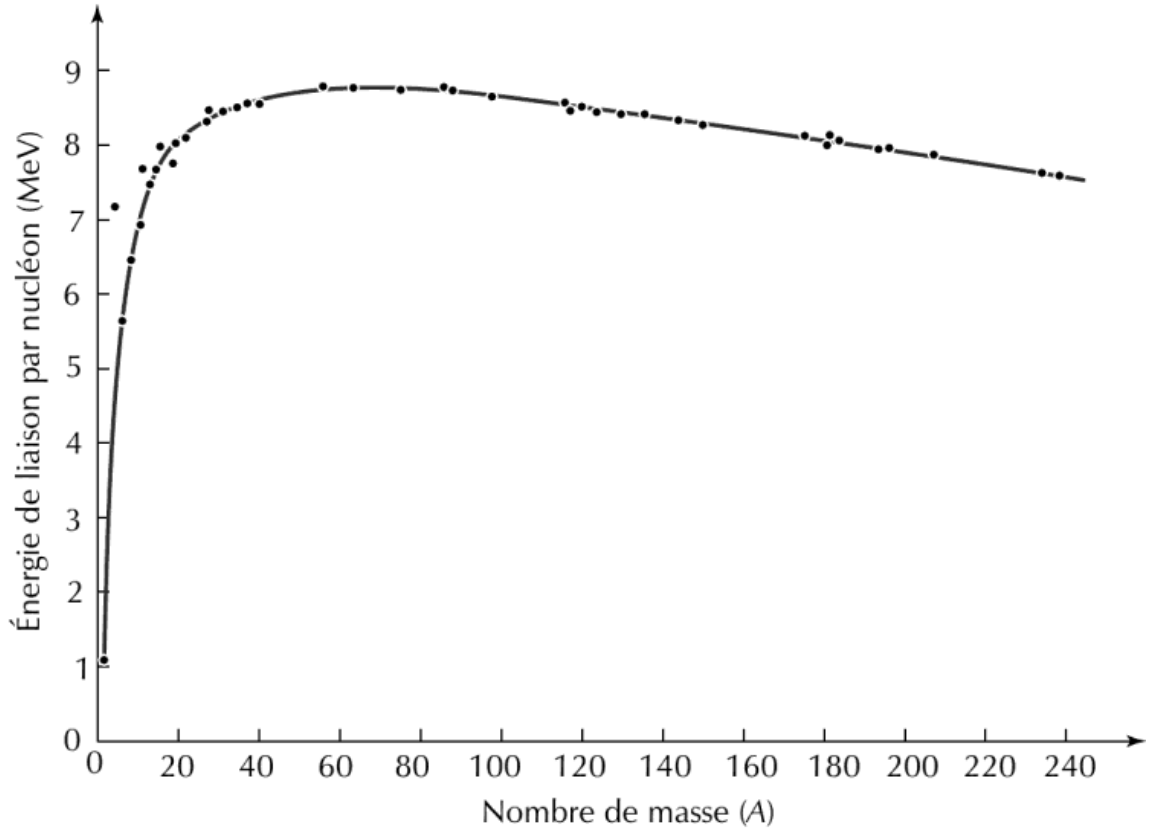


Figure 3 : Energie moyenne de liaison par nucléon dans les noyaux stables en fonction du nombre de particule dans le noyau [3]

Cette figure montre un maximum très plat dans la région 50<A<75 correspondants aux nuclides les plus stables, le maximum correspond à l'élément le fer $^{56}_{26}Fe$.

3. La radioactivité :

La radioactivité d'un élément se manifeste par une désintégration spontanée d'un noyau instable vers un noyau plus stable, libérant de l'énergie sous forme de particules ou de rayonnement électromagnétique et atteignant ainsi un état d'équilibre.

3.1. Loi de décroissance radioactive :

Le nombre de désintégrations nucléaires spontanées $|dN(t)|$ qui se produisent pendant un temps infiniment petit dt est proportionnel au nombre de noyaux $N(t)$ et à dt. Il dépend également de la nature du noyau considéré par la constante radioactive (ou constante de désintégration), notée λ [4].

$$-\frac{dN(t)}{dt} = \lambda \, . N(t) \qquad (1.3)$$

En intégrant l'expression de la relation (2), on obtient loi de décroissance radioactive :

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \qquad (1.4)$$

L'allure de cette loi est représentée qualitativement par la figure 4.

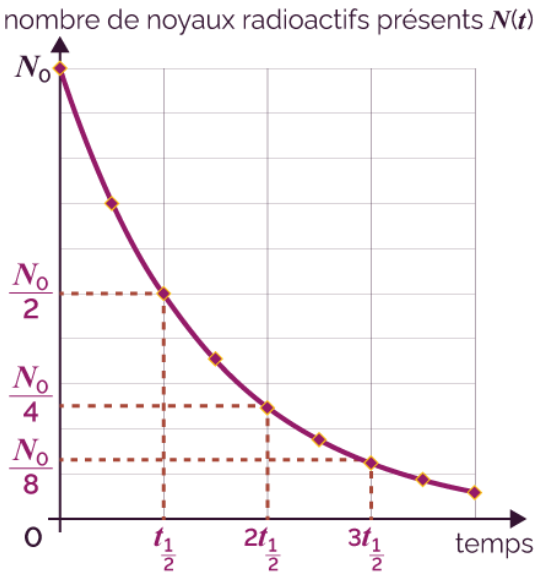


Figure 4 : Courbe de décroissance radioactive

La durée $t_{1/2}$ nécessaire pour que la moitié des noyaux radioactifs initialement présents se désintègre et appelée temps de demi-vie. Cette grandeur qui est une caractéristique du noyau radioactif dépend de la constante radioactive par la relation :

$$t_{\frac{1}{2}} = \frac{Ln(2)}{\lambda} \tag{1.5}$$

4.2. Les différents types de radioactivité :

Il existe trois types de radioactivité naturelles : radioactivité alpha, beta et gamma.

4.2.1. La Radioactivité alpha :

Les atomes ayant trop de protons et de neutrons dans les noyaux radioactifs, de tels noyaux, instables, émettent un noyau léger d'hélium comportant deux protons et deux neutrons afin de se rapprocher vers la stabilité.

Au cours de cette désintégration le noyau père se devise en deux noyaux fils dont l'un est un noyau d'hélium 4 [1] :

$$^{A}_{Z}X \longrightarrow ^{A-4}_{Z-2}X' + ^{4}_{2}He \tag{1.6}$$

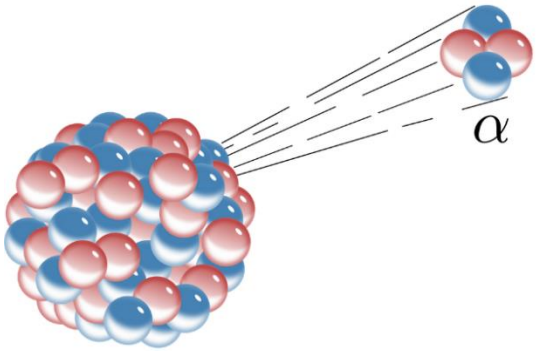


Figure 5 : Désintégration alpha

Les particules alpha sont émises avec des énergies très élevées (entre 4 et 8 MeV), spécifiques au radionucléide qui les émet. Elles possèdent toutes la même énergie et le spectre énergétique des particules alpha est un spectre de raies.

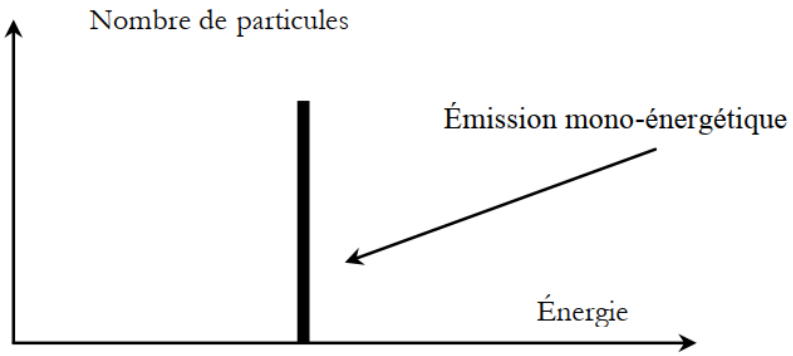


Figure 6 : Spectre d'énergie de la particule alpha

4.2.2. La radioactivité bêta :

La désintégration β qui est liée à l'interaction faible aura lieu pour des noyaux ayant un excès ou un déficit de neutrons. Il s'agit d'une transformation isobarique (le nombre de mase est conservé).

4.2.2.1. La radioactivité β^- :

Il s'agit d'une radioactivité caractérisée par l'expulsion d'un électron à partir d'un noyau ayant un excès de neutrons par rapport au nombre de protons. Cette désintégration est notée par la réaction :

$$ {}^{A}_{Z}X \longrightarrow {}_{Z+1}{}^{A}Y + {}^{0}_{-1}e + {}^{0}_{0}\bar{\nu} \qquad (1.7) $$

Les émissions bêta ne sont pas mono-énergétiques comme les émissions alpha. Il y a deux particules, la particule bêta et l'antineutrino ${}^{0}_{0}\bar{\nu}$ qui partagent de manière aléatoire l'énergie émise au cours de la réaction. On observe ainsi toujours un spectre continu allant de la valeur 0, quand l'antineutrino prend toute l'énergie de la réaction, jusqu'à la valeur E_{max} maximum lorsque l'antineutrino ne transporte aucune énergie

.

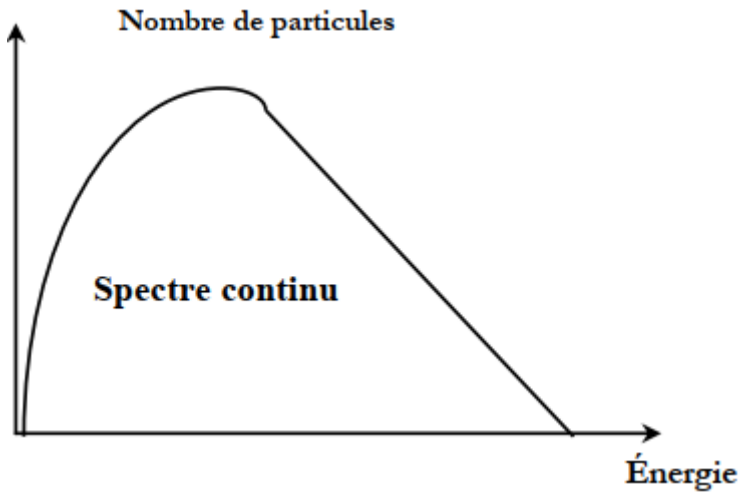


Figure 7 : Spectre d'énergie de la particule bêta

4.2.2.2. La radioactivité β^+ :

Il s'agit également d'une réaction isobarique ave l'émission d'un positron ${}^{0}_{1}e$ et un neutrino ν. En effet, cette désintégration est formulée d'une façon générale par la réaction :

$$ {}^{A}_{Z}X \longrightarrow {}_{Z-1}{}^{A}Y + {}^{0}_{1}e + {}^{0}_{0}\nu \qquad (1.8) $$

En ce qui concerne l'énergie des positons, on observe également un spectre continu.

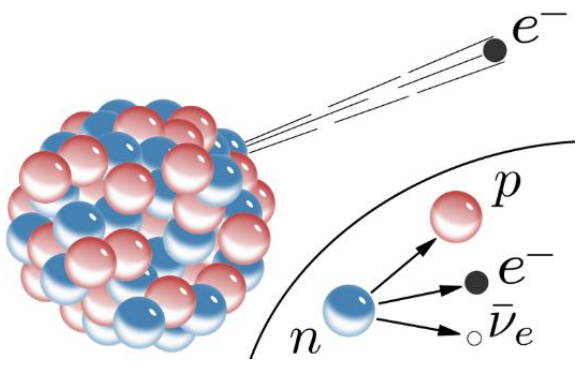


Figure 8 : Désintégration bêta

On signale ici que soit dans la radioactivité β^- ou β^+ on a toujours une particule et une antiparticule.

4.2.2.3. La capture électronique :

La capture électronique c'est un type de radioactivité β dans laquelle un noyau ${}^{A}_{Z}X$ capture un électron qui appartient au cortège électronique de l'atome. Cet électron transforme un proton en un neutron. L'équation de la capture électronique est donnée par :

$$e^{-} + {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z-1}X + \nu_e \qquad (1.9)$$

4.2.3. La radioactivité gamma :

La radioactivité γ est l'émission d'un rayonnement électromagnétique d'origine nucléaire. Dans cette désintégration le noyau père et le noyau fils sont les mêmes mais ils se trouvent dans des états énergétiques différents. Très souvent, le noyau père est dans un état excité résultant d'un autre type de désintégration. Son retour vers l'état fondamental s'accompagne par l'émission d'un photon γ. La réaction de cette désintégration s'écrit :

$${}^{A}_{Z}X^{*} \longrightarrow {}^{A}_{Z}X + \gamma \qquad (1.10)$$

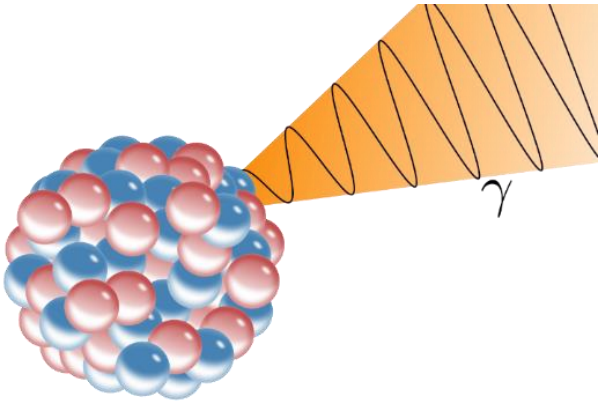


Figure 9 : Emission gamma

4.3. Conversion interne :

Comme nous avons cité précédemment, les spectre beta ne sont mono-énergétique mais ils possèdent une distribution en énergie. Cependant, sur ces spectres on observe des pics mono énergétiques qui correspondent à des électrons qui n'ont aucun lien avec les électrons beta. Il s'agit d'un effet connu sous le nom de la conversion interne.

La conversion interne est un processus dans lequel un noyau atomique excité transfère son énergie à un électron de la couche interne de l'atome. L'électron est alors éjecté de l'atome, créant un trou dans la couche interne. L'énergie reçue par l'électron sous forme d'énergie cinétique E_c dépend de son énergie de liaison B_e [5]. Cette dernière dépend de l'orbitale atomique occupée par l'électron (couche K, L, M, N, etc).

Lorsque l'électron est émis, un vide est créé dans l'orbitale atomique, entraînant un réarrangement du cortège électronique et l'émission de rayons X. Ces derniers fournissent une signature unique pour chaque élément, permettant ainsi d'identifier le nombre de protons Z dans le noyau.

Chapitre 2 : La théorie de la désintégration bêta

Introduction :

La désintégration bêta est un phénomène fondamental de la physique des particules, c'est un processus régi par l'interaction faible, l'une des forces fondamentales du modèle standard de la physique des particules. La désintégration bêta joue un rôle crucial dans la stabilité des noyaux atomiques en permettant le changement du nombre de protons ou de neutrons. L'étude des spectres de la désintégration bêta, qui représentent la distribution des énergies des particules émises, fournit des informations précieuses sur les propriétés des particules et permet de tester expérimentalement les prédictions du modèle standard.

Dans ce chapitre nous allons approfondie sur la théorie de Fermi pour nous permettre de calculer le spectre bêta.

1. Propriétés générales de désintégration béta :

La désintégration bêta est un phénomène important en physique nucléaire et en physique des particules, car elle permet de comprendre la stabilité des noyaux atomiques et la production d'éléments chimiques dans l'univers. D'un autre côté, la désintégration bêta est due à l'interaction faible, l'une des quatre forces fondamentales de la nature. Cette interaction permet aux fermions d'échanger de l'énergie, la masse et la charge électrique à travers les bosons vectoriels W^+, W^- et Z^0. Cette force est très faible par rapport aux autres forces fondamentales, ce qui explique la rareté de la désintégration bêta par rapport à d'autres processus de désintégration.

1.1. L'hypothèse du neutrino :

Dans les années 1920, les physiciens ont observé que les électrons émis lors d'une désintégration bêta étaient émis avec une distribution continue d'énergie. En revanche, la désintégration bêta devrait avoir une énergie cinétique constante selon les calculs théoriques. Une partie de l'énergie est manquante, Il n'y avait aucune autre explication. En fait, le célèbre physicien Niels Bohr, a suggéré que peut-être la désintégration bêta violait la loi de conservation de l'énergie. De même, la conservation de la quantité de mouvement et du moment angulaire ont été probablement violées lors ce processus [6].

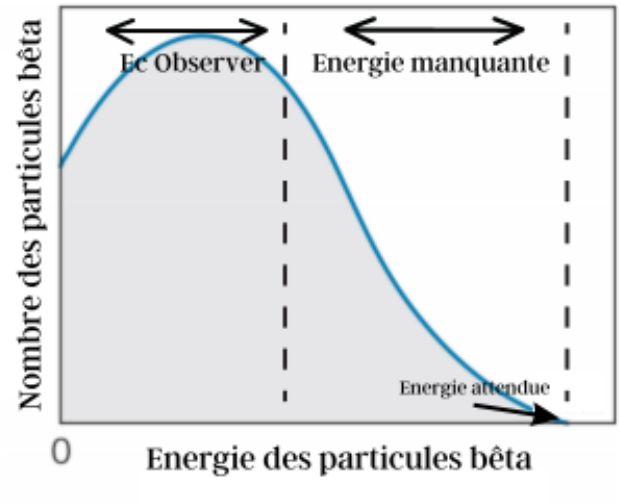


Figure 10 : l'hypothèse du neutrino

En 1930, le physicien Wolfgang Pauli a proposé que la conservation de l'énergie pouvait être expliquée si une autre particule inconnue neutre et très légère était également émise lors de la désintégration bêta.

En 1934, Enrico Fermi a établi la première formulation théorique de la désintégration β dans un article envoyé au journal *Zeitschrift für Physik* [7]. Il a postulé l'existence d'une nouvelle particule suggérée par Pauli, affirmant que cette particule émise lors de la désintégration bêta devrait être neutre, de petite masse, et de spin demi-entier (fermion). Il l'a nommée neutrino.

En utilisant une approche similaire à la théorie des émissions de photons des atomes, Fermi a abordé l'éjection des électrons et des neutrinos d'un noyau. En supposant que cette particule ait mis fin à la violation de la conservation, il a expliqué les résultats obtenus.

Cette désintégration implique une énergie continue spectre des électrons. La forme de ce spectre est influencée par la nature de la transition qui peut être « permise » ou « interdite » selon la structure des noyaux concernés, et par certains effets atomiques. Les électrons ont donc des spectres d'énergie continue de formes variées.

2. Théorie de Fermi :

Fermi a développé son formalisme en analogie aux interactions électromagnétiques. Il a postulé que l'interaction pourrait s'exprimer comme le produit de deux courants « faibles » : le courant leptonique (e,ν) et le courant baryonique (p, n). Le courant baryonique, associé à la

transformation d'un neutron en proton, est analogique au quadri-courant électromagnétique et le courant leptonique correspond au quadri-potentiel. L'hamiltonien de l'interaction s'écrit alors [8] :

$$H = \sum_n G J_\mu^+ (r_n).\, L_\mu(r_n) \qquad (2.1)$$

Ou J_μ est le courant associé à la transformation du neutron en proton.

L_μ est le "potentiel vecteur" du champ leptonique émis.

r_n est la position de la nième particule.

G est la constante de couplage qui mesure la force de l'interaction bêta analogue à (charge électrique) dans le cas électromagnétique.

Les courants prennent la forme de covariants bilinéaires, des combinaisons linéaires des composants spineurs de Dirac affectés à chaque particule ($\psi_n, \psi_p, \psi_e, \psi_\nu$) et de produits issus des matrices Dirac (γ_μ).

$$J_\mu = \bar{\psi}_p \gamma_\mu \psi_n \qquad L_\mu = \bar{\psi}_e \gamma_\mu \psi_\nu \qquad (2.2)$$

Ces courants sont transformés en quadrivecteurs au cours d'une transformation de Lorentz, selon l'hypothèse de Fermi d'une interaction vectorielle ponctuelle comme dans électromagnétisme.

La matrice représentant la décroissance d'un neutron en un proton avec l'émission d'un électron et d'un antineutrino, qui correspond à la transition d'un état initial i du noyau à un état final f, est exprimée de la manière suivante :

$$H_{fi} = G \int \left[\bar{\psi}_p(r)\gamma_\mu \psi_n(r)\right] \left[\bar{\psi}_e(r)\gamma_\mu \psi_\nu(r)\right]\, dr \qquad (2.3)$$

Où les leptons peuvent être décrits par des fonctions d'ondes planaires, solution de l'équation de Dirac, normalisée au volume (V) :

$$\int \bar{\psi}\, \psi\, dr = 1, \;\; \bar{\psi}_e(r) = \frac{e^{i P_e . r}}{\sqrt{V}}\;\; \bar{\mu}_e \;\; , \psi_\nu(r) = \frac{e^{i P_\nu . r}}{\sqrt{V}}\;\; \mu_\nu \qquad (2.4)$$

Où $\bar{\mu}_e$ et μ_ν sont les bi-spineurs de Dirac décrivant les leptons, et P_e, P_ν leurs quantités de mouvement.

Pour calculer l'élément matriciel de la transition, il est nécessaire d'intégrer sur le volume du noyau car à l'extérieur les fonctions d'onde nucléaire sont nulles.

Si l'on suppose que la vitesse des protons et des neutrons dans le noyau est faible devant c (approximation non-relativiste), l'interaction est simplifiée et l'élément matriciel est écrit alors :

$$H_{fi} = \frac{G}{V}\int(\bar{\psi}_p\,\psi_n)(\bar{\psi}_e\psi_\nu)\,dr \qquad (2.5)$$

Seule la partie temps des quadrivecteurs est concernée par l'interaction.

L'utilisation de l'approximation d'onde plane, le champ leptonique est décrit par le produit des deux exponentiels. Pour les électrons et les neutrinos d'environ $1\,\text{MeV}\ \frac{1}{\hbar}(P_e + P_\nu) \approx 10^{11}\text{Cm}^{-1}$ et pour $R \approx 1\,fm$, $\frac{1}{\hbar}(P_e + P_\nu)R$ sera de l'ordre 10^{-2} l'exponentielle peut être développée en fonction de :

$$exp\left[-\frac{i}{\hbar}(P_e + P_\nu).r\right] \simeq 1 - \frac{i}{\hbar}(P_e + P_\nu).r + \frac{1}{2}\left[-\frac{i}{\hbar}(P_e + P_\nu).r\right]^2 + \cdots$$

Les termes successifs du développement décroissent donc très rapidement. Dans l'approximation non-relativiste et pour des particules sans spin, l'ordre du développement est associé au moment angulaire orbital (l) emporté par le champ radiatif. L'ordre $l = 0$ est associé à des transitions dites "permises" parce qu'il est très probable comparé à des transitions dites "interdites"($l \geq 1$).

Enfin, ne considérant que le premier terme, on résume l'élément de matrice, pour une transition autorisée à [9] :

$$H_{fi} = \frac{GM_{fi}}{V} \qquad (2.6)$$

Où $M_{fi} = \int(\bar{\psi}_p\,\psi_n)\,dr$ est l'élément matriciel nucléaire, ce terme dépend de la structure nucléaire du noyau et peut être difficile à définir.

Cette théorie marque une avancée majeure en introduisant pour la première fois le concept de création et d'annihilation de particules matérielles. La désintégration β^- peut être représentée par des diagrammes de Feynman simples (voir figure 11), avec un neutron et un neutrino en tant qu'état initial et un proton et un électron en tant qu'état final.



Figure 11 : à gauche, schémas représentant la désintégration du neutron,

Tandis qu'à droite, la désintégration du proton.

Il est important de signaler ici que, au moment de la proposition de la théorie, seuls les émissions β^- étaient connus. Plus tard, lorsque la désintégration des positrons a été découvert, le processus a été facilement incorporé dans le cadre original de Fermi.

2.1. La forme du spectre beta :

La théorie des perturbations de la mécanique quantique permet de calculer la probabilité de transition en fonction du temps, d'un état i à un état f, donnant lieu en l'occurrence à l'émission d'un électron d'énergie E_e, La probabilité provient de la règle d'or de Fermi [10] :

$$P(E_e)dE_e = \frac{2\pi}{\hbar}\left|H_{fi}\right|^2 \frac{dn}{dE_0} \qquad (2.7)$$

Ou $\frac{dn}{dE_0}$ représente la densité des états finaux par unité d'énergie.

H_{fi} : l'élément de la matrice défini par l'équation (2.6).

La probabilité pour un électron peut avoir une impulsion p est proportionnelle à $4\pi\, p_e^2 dp$, qui correspond au volume élémentaire d'une couche sphérique dans l'espace des impulsions

d'épaisseur dp, de même pour les neutrinos, la proportion de paires électron-neutrinos présentant les impulsions p_e et p_ν est donc, avec un facteur de normalisation :

$$dn \propto 16\,\pi^2\, p_e^2\, dp_e p_\nu^2 dp_\nu \tag{2.8}$$

Si la masse du neutrino est nul puis pour une énergie constante de l'électron, nous avons

$$E_\nu = cp_\nu,\ dE_\nu = \frac{c^2 p_\nu}{E_\nu} dp_\nu\ \ et\ \ dE_0 = dE_\nu \tag{2.9}$$

$E_0 = E_e + E_\nu$ qui correspond à l'énergie maximale de l'électron dans la désintégration β

La densité d'état est égale à :

$$\frac{dn}{dE_0} = \frac{V^2}{4\,\pi^4 \hbar^5 c^5} p_e E_e (E_0 - E_e)^2 dE_e \tag{2.10}$$

En utilisant les unités naturelles $\hbar = c = m = 1$ et en introduisant les quantités $E = \frac{E_e}{m.c^2}$, $p = \frac{p_e}{m.c}$ et $E_0 = \frac{E_0}{m.c^2}$, on obtient ainsi la probabilité d'émission d'un électron d'énergie E :

$$P(E)dE = \frac{m.c^2}{\hbar} \frac{G^2}{2\,\pi^3} \left|M_{fi}\right|^2 p\, E (E_0 - E)^2 dE \tag{2.11}$$

Cette équation dont le spectre est représenté sur la figure14, reproduit bien le spectre continu caractéristique d'une transition β.

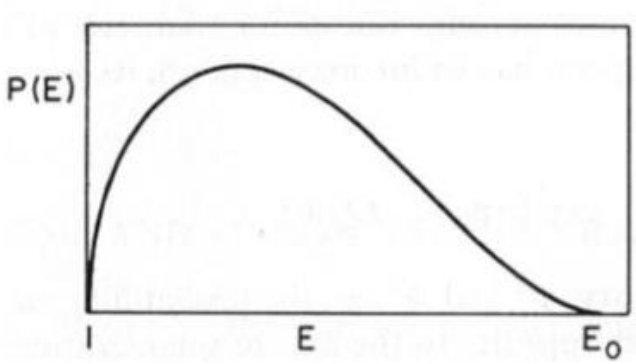


Figure 12 : Spectre statistique correspondant à la distribution de l'impulsion entre l'électron et l'antineutrino.

Cependant, la comparaison du spectre obtenu par l'équation (2.11) avec des spectres expérimentaux montre un léger désaccord. Ce désaccord peut être amélioré en tenant compte d'un côté l'influence de la charge électrique nucléaire ainsi que celle du cortège électronique sur la particule bêta. Pour cela, l'expression du spectre équation (2.11) doit être multiplié par une fonction appelée la fonction de Fermi F (Z, W).

D'un autre côté, l'influence du potentiel nucléaire affecte également sur la forme des spectres bêta. Ceci est résolu en multipliant également l'équation (2.11) par une fonction appelé facteur de forme que nous allons l'expliquer dans la section 2.1.2.

2.1.1. Fonctions de Fermi :

Étant donné que la masse au repos de l'électron (511 keV) est bien inférieure aux énergies maximales possibles dans les désintégrations β (allant jusqu'à 30 MeV), il n'est pas approprié d'utiliser un formalisme non relativiste. Ainsi, les particules bêta se trouvant dans le champ coulombien central du noyau sont décrites par l'équation de Dirac :

$$[-(\vec{\alpha}.\vec{p}) - \beta - \mathbb{I}\{W - V(r)\}]\psi(r) = 0 \qquad (2.12)$$

Dans cette équation, V(r) représente le potentiel coulombien du noyau sphériquement symétrique et $\psi(r)$ est la fonction d'onde relativiste de l'électron. Si l'on adopte une approche non relativiste, on utiliserait plutôt l'équation de Schrödinger :

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t}\psi(r,t) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(r,t)\right]\psi(r,t) \qquad (2.13)$$

Toutefois, l'équation de Schrödinger ne permet pas d'expliquer certains effets tels que l'effet Zeeman, qui se manifeste par la division d'une ligne spectrale en deux ou plusieurs composantes en présence d'un champ magnétique. L'étude de cet effet, conjointement avec l'expérience de Stern et Gerlach, a conduit à la découverte du spin de l'électron en 1925. En 1927, Pauli a développé une théorie permettant d'introduire le spin dans la mécanique quantique non relativiste. Les différentes composantes du spin de l'électron sont définies par trois matrices, connues sous le nom de matrices de Pauli :

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \qquad (2.14)$$

Grâce à cette formulation, il était possible d'obtenir des prédictions théoriques qui concordaient parfaitement avec les résultats expérimentaux des spectres atomiques. Cependant, pour être complet, il est nécessaire de l'exprimer sous une forme relativiste.

Dans l'équation de Dirac, les matrices de Pauli sont utilisées pour définir les composantes matricielles de $\vec{\alpha}$ et $\vec{\sigma}$, ainsi que la matrice β, qui sont des matrices 4 × 4 définies par :

$$\alpha_k = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_k \\ \sigma_k & 0 \end{pmatrix} \qquad \beta = \begin{pmatrix} \mathbb{I} & 0 \\ 0 & -\mathbb{I} \end{pmatrix} \tag{2.15}$$

Ici, $\mathbb{I}$ représente la matrice unitaire 2 × 2 et σ_k désigne les matrices de Pauli (2.14). De plus, il est pratique d'introduire les matrices γ_κ pour chaque k = 1, 2, 3, telles que $\gamma_\kappa = -i\beta\alpha_k$ et $\gamma_\kappa = -\beta$.

La fonction d'onde de l'électron est définie dans une symétrie sphérique en utilisant les fonctions d'onde radiales $f_k(r)$ (composante petite) et $g_k(r)$ (composante grande), ainsi que les fonctions orbitales de spin χ_κ^μ :

$$\psi(r) = \psi_\kappa^\mu = \begin{pmatrix} S_\kappa f_\kappa \chi_{-\kappa}^\mu \\ g_\kappa(r)\chi_\kappa^\mu \end{pmatrix} \tag{2.16}$$

Là où $S_\kappa = \kappa/|\kappa|$ est le signe de κ. Il convient de noter que si nous définissons L = r × p comme l'opérateur du moment angulaire orbital, L^2 n'est pas en commutation avec l'hamiltonien.

Au lieu de cela, l'opérateur approprié à prendre en compte est $K = \beta\{(\sigma \cdot l) + 1\}$, avec une valeur propre non nulle κ = ±1, ±2. La quantité k = |κ| est généralement introduite.

En utilisant l'équation (2.12) comme point de départ, on peut déduire les équations différentielles couplées suivantes pour les fonctions d'onde radiales [11] :

$$\begin{cases} \frac{df_k}{dr} = \frac{(k-1)}{r} f_k - [W - 1 - V(r)]g_\kappa \\ \frac{dg}{dr} = [W + 1 - V(r)]f_\kappa - \frac{(k+1)}{r} g_k \end{cases} \tag{2.17}$$

Dans le cas des particules libres ($V(r) \equiv 0$) et d'un potentiel coulombien créé par une charge ponctuelle, c'est-à-dire lorsque les unités relativistes sont utilisées ($\hbar = m_e = c = 1$), il existe des solutions analytiques :

$$V(r) = -\frac{\alpha Z}{r} \tag{2.18}$$

La constante α est la constante de structure fine et Z représente le numéro atomique. Les solutions analytiques correspondantes sont disponibles dans [12] et fournissent la fonction de Fermi conventionnelle et analytique :

$$F_0 = 4(2pR)2(\gamma_1 - 1)\exp(\pi y)\frac{|\Gamma(\gamma_1 + iy)^2|}{\Gamma(2\gamma_1 + 1)^2} \tag{2.19}$$

Ayant R comme le rayon du noyau, Γ (. . .) étant la fonction gamma et :

$$y = \alpha Z\frac{W}{p} \qquad \gamma_1 = \sqrt{1 - (\alpha Z)^2} \tag{2.20}$$

Dans le cadre du formalisme de Behrens et Bühring, la fonction de Fermi $F(Z, W)$ est définie d'une manière différente en tant que produit de la fonction de Fermi analytique F_0 par la quantité L_0, qui corrige la distorsion des fonctions d'onde électroniques causée par une charge nucléaire non ponctuelle. Le potentiel coulombien est généré par une sphère chargée uniformément de rayon R :

$$V(r) = \begin{cases} -\frac{\alpha Z}{2R}\left[3 - \left(\frac{r}{R}\right)^2\right] & \text{for } 0 \le r \le R \\ -\frac{\alpha Z}{r} & \text{for } R \le r \le \infty \end{cases} \tag{2.21}$$

La fonction de Fermi est ensuite définie par rapport aux amplitudes de Coulomb α_k du relativiste l'onde électronique fonctionne comme [11] :

$$F(Z, W) = F_0 L_0 = \frac{\alpha_{-1}^2 + \alpha_{+1}^2}{2p^2} \tag{2.22}$$

Avec cette définition, l'effet d'une taille de noyau finie est intrinsèquement envisagé dans la modélisation. Par contre, les équations (2.16) doivent être résolues numériquement même pour un potentiel aussi simple qu'en équation (2.21).

2.1.2. Facteurs de formes théoriques des spectres β :

La forme exacte du courant nucléaire impliqué dans les transitions β est très difficile à déterminer. En conséquence, les mesures expérimentales des spectres β sont souvent basées sur des observables indépendantes de la structure nucléaire, telles que les transitions permises.

Dans d'autres cas, les éléments de matrice nucléaire pour les transitions β sont connus à partir de modèles théoriques. Ces éléments de matrice nucléaire peuvent être utilisés pour calculer les facteurs de forme théoriques des spectres β. Qui représentent la dépendance de l'élément de matrice nucléaire sur l'impulsion de recul du noyau, qui est lié à l'énergie de la particule β. Malgré les difficultés à déterminer la forme exacte du courant nucléaire, les mesures de spectres β et les calculs de facteurs de forme théoriques ont permis de vérifier la validité de la théorie de la désintégration β et d'obtenir des informations sur les propriétés des particules impliquées dans l'interaction faible.

Dans les années 1960, Stech et al. ainsi que Bühring ont proposé une formulation de la théorie de la désintégration visant à séparer les effets cinématiques, les effets des interactions électromagnétiques entre l'électron et le noyau, et les effets liés au modèle nucléaire. Behrens et Bühring ont décrit cette formulation de manière exhaustive dans [13].

La méthode consiste à effectuer une expansion multipolaire à la fois des courants hadroniques et des courants leptons utilisés pour définir l'hamiltonien. En fin de compte, le facteur de forme C(W) peut être déterminé en tant que somme de coefficients liés aux différents ordres multipolaires impliqués dans la transition. En première approximation, mais avec une grande précision, la contribution du courant hadronique peut être isolée dans le cas des transitions uniques autorisées et interdites. Ainsi, la forme du spectre β dépend uniquement des paramètres leptons et le facteur de forme est donné par :

$$C(W) = (2L-1)! \sum_{k=1}^{L} \lambda_k \frac{p^{2(k-1)} q^{2(L-k)}}{(2k-1)![(2k-1)+1]!} \qquad (2.23)$$

Avec $\lambda_k = (\alpha_{-k}^2 + \alpha_k^2)/\,(\alpha_{-1}^2 + \alpha_1^2)$. Il est nécessaire de calculer les paramètres λ_k de manière numérique, et la méthode n'est pas directe.

Lorsqu'il s'agit de transitions interdites non-uniques, une telle approximation n'est pas possible, et le facteur de forme dépend des éléments de matrice de transition qui requièrent les fonctions d'onde nucléaires des états initial et final impliqués dans la désintégration, ce qui rend le calcul beaucoup plus complexe. Pour certaines transitions interdites non-uniques de premier ordre, il est possible de démontrer qu'elles se comportent comme des transitions autorisées si l'approximation appelée approximation ξ est satisfaite :

$$2\xi = \frac{\alpha Z}{R} \gg E_{max} \qquad (2.24)$$

Le rayon du noyau est noté R, ce qui signifie que l'énergie coulombienne à la distance R est supposée être plus élevée que l'énergie totale de la désintégration β. Dans la plupart des cas, cette approximation est valable, et la forme du spectre est alors identique à celle des transitions autorisées.

Cependant, dans les cas où l'approximation ξ n'est pas valable ou pour les transitions d'ordre supérieur, les coefficients des facteurs de forme peuvent être déterminés expérimentalement.

2.1.3. Les corrections de la théorie de Fermi :

Pour encore améliorer l'accord entre les spectres expérimentaux et les spectres théoriques deux corrections peuvent être ajoutées : les corrections d'écrantage et les corrections radiatives.

2.1.3.1. Correction d'écrantage :

Les électrons du cortège électronique affectent le potentiel électrique nucléaire définie par l'équation (2.18) Cette correction est connue sous le nom de correction décantage. Pour tenir compte de cet effet, il existe plusieurs approches. On peut citer l'approche de Böhring [11] et l'approche de M. Rose [14].

2.1.3.2. Correction radiative :

Les corrections radiatives, qui sont des corrections coulombiennes dynamiques, peuvent avoir un impact significatif sur les spectres bêta à des niveaux d'énergie maximale élevés. Habituellement, ces corrections doivent être évaluées numériquement en utilisant la théorie de l'électrodynamique quantique. Cependant, les théories de la désintégration bêta sont généralement des modèles simplifiés adaptés aux basses énergies et ne peuvent pas être renormalisées.

2.1.4. Forme final des spectres beta :

En se basant sur la théorie de Fermi et en tenant compte les fonctions de Fermi, les facteurs de forme les corrections d'écrantage et les corrections radiatives, les spectres β correspondent à la probabilité d'émission de N électrons pour une énergie située entre W et W + dW proportionnellement à [15] :

$$N(W)dW \sim pW\ (W_0 - W)^2 F(Z,W)C(W)S(Z,W)R(Z,W)dW \qquad (2.25)$$

Où : $W = \frac{E}{m_0 c^2} + 1$ l'énergie totale de l'électron.

E l'énergie cinétique de l'électron.

$m_0 c^2$ la masse de l'électron.

P l'impulsion de l'électron .

W_0, E_0 les valeurs maximales de W, E.

Z le numéro atomique du noyau fils.

A le nombre de masse.

$pW\ (W_0 - W)^2$ le facteur statistique. Il représente la distribution de l'impulsion entre l'électron et le neutrino.

$F(Z,W)$ la fonction de Fermi, qui corrige le champ coulombien statique généré par le noyau.

$C(W)$ le facteur de forme, qui tient compte du couplage de la structure nucléaire avec la dynamique des leptons.

$S(Z,W)$ correction dû à l'effet d'écrantage.

$R(Z,W)$ corrections radiatives

3. Règles de sélection des transitions béta permises :

Durant le processus de désintégration β, il y a émission d'une paire électron-antineutrino qui transporte un moment angulaire orbital relatif $\vec{l}$ et un moment angulaire de spin $\vec{s}$. La conservation du moment cinétique et de la parité impose les règles de sélection suivantes :

$$\vec{J_i} = \vec{J_f} + \vec{l} + \vec{s} \qquad \text{et} \qquad \pi_i = \pi_f . (-1)^l \qquad (2.26)$$

Ou $\vec{J_i}$, $\vec{J_f}$ $et\ \pi_i$, π_f sont respectivement les moments angulaires et les parités des états initial et final.

Nous devons distinguer deux cas : Gamov et Teller [16] modifièrent la forme de l'interaction pour tenir compte des spins des particules. Lorsque le neutrino et l'électron émis ont des spins parallèles, la décroissance observée est alors de type Gamow-Teller (GT). S'ils sont émis avec des spins antiparallèles, la transition β correspondante est de type Fermi (F). Le premier type de transition fournit des informations sur la structure nucléaire, tandis que le second fournit des informations sur l'interaction faible.

Les leptons sont des particules de spin 1/2. Les deux spins d'une paire électron-neutrino peuvent être combinés pour donner un spin total égal à 0 (forme singulet) ou 1 (forme triplet) [17].

Type de transition	Règle de sélection
Fermi	$\Delta J = 0 \;\; \pi_i = \pi_f$
Gamow-Teller	$\Delta J = 0, \pm 1 \;\; \pi_i = \pi_f$

Tableau 2 : Règles de sélection pour les transitions possibles entre le type de Fermi et Gamow-Teller.

Au cours des transitions de Fermi, la paire $(e^- - \bar{\nu})$ est émise dans un état singulet. le seul moment cinétique emporté par la paire de leptons est du moment cinétique orbital qui est nul pour une transition permise. En accord avec le principe de la conservation du moment cinétique, le spin du noyau père doit donc être égal à celui du noyau fils. De plus la parité des fonctions des ondes nucléaires ne peut pas être changer.

Dans le cas d'une émission singulet, les règles de sélection de Fermi pour une transition permise sont donc : $\Delta J = 0 \;\; \pi_i = \pi_f$, et pour des transitions interdites à l'ordre l $\Delta J = l - 1, l \; et$ $\pi_i \pi_f = (-1)^l$

Pendant les transitions Gamow-Teller, la paire $(e^- - \bar{\nu})$ est émise en triplet, une règle de sélection différente est obtenue. Puisqu'il s'agit d'une transition permise, le moment cinétique orbital reste nul et le moment cinétique total correspond à la somme des deux particules est égal à un.

Comme la parité n'est pas impliquée dans les spins, la règle reste la même qu'auparavant. Nous obtenons ainsi dans le cas d'une émission triplet les règles de sélection de Gamov-Teller pour les transitions permises : $\Delta J = 0, \pm 1 \ \ \pi_i = \pi_f$, et pour des transitions interdites à l'ordre l $\Delta J = l, l+1, l \ et \ \ \pi_i \pi_f = \ (-1)^l$

La théorie de Fermi, enrichie des contributions de Gamov-Teller, se révèle efficace pour décrire la forme globale des spectres β un spectre statistique déformé par les effets coulombiens. Elle permet en outre d'introduire les notions de transitions permises et interdites et les règles de sélection de Gamov et Teller. Les énergies typiquement impliquées dans les transitions β sont de l'ordre de quelques MeV. Les électrons et les neutrinos étant des particules légères, ils sont relativistes dans ce champ énergétique.

4. Le programme BetaShape

BetaShape est un programme de calcul [18] basé sur la théorie de Fermi. Il est conçu pour prédire les spectres énergétiques des désintégrations bêta des noyaux atomiques. Son objectif principal est de fournir des résultats théoriques pour les spectres énergétiques des particules émises lors des désintégrations bêta en utilisant les équations de conservation de l'énergie, du moment et du nombre quantique.

Le code permet également de calculer les probabilités de transition pour différents types de transitions bêta, ainsi que les coefficients de forme correspondants. Il est capable de traiter les transitions permises et interdites, en prenant en compte les effets de la structure nucléaire des noyaux impliqués dans la désintégration. Il a été mis en place avec ces corrections radiatives.

Le programme BetaShape est écrit en C++ et se compose de six classes, de quatre programmes interfacés, de 155 fonctions et d'une base de données de 130 facteurs de forme expérimentaux. Les informations sont transférées entre les différents programmes via des fichiers temporaires, ce qui entraîne une légère augmentation du temps d'exécution, mais permet une amélioration aisée des différentes parties du code pour les versions futures. La classe "Tools" a été spécialement créée pour la lecture, l'écriture et la manipulation de chaînes de caractères, de nombres et d'incertitudes tout au long du processus.

Les calculs essentiels sont effectués dans quatre classes :

- La classe "ContWF" calcule les fonctions d'onde relativistes des électrons et la fonction de Fermi.

- La classe "Behrens" effectue les corrections, calcule le facteur de forme théorique, les spectres et les quantités intégrées, et réalise les normalisations des spectres.

- La classe "ExpSF" vérifie la présence de la transition dans la base de données, et si c'est le cas, calcule les spectres normalisés et les quantités intégrées à partir du facteur de forme expérimental.

- La classe "Residuals" calcule les paramètres d'analyse.

Le programme "bsan" gère le calcul d'une seule transition en utilisant les paramètres d'entrée et enregistre les résultats dans un fichier texte.

Une interface a été mise en place pour traiter les fichiers ENSDF. Le programme "readENSDF" constitue le point d'entrée principal de BetaShape. Le fichier ENSDF d'entrée, qui peut contenir plusieurs désintégrations de radionucléides, est transmis à la classe "Ensdf" où les informations sont lues. Les transitions à calculer sont déterminées et triées par radionucléide, tandis que des fichiers journaux sont créés pour une inspection ultérieure par l'utilisateur. Ensuite, le programme "bsan mult" est appelé pour chaque désintégration de radionucléide, en appelant récursivement "bsan" pour chaque transition. Il calcule les spectres totaux et leurs énergies moyennes, puis enregistre les résultats dans un fichier texte. Enfin, le programme "writeENSDF" est exécuté pour générer les fichiers de rapport et mettre à jour le fichier ENSDF.

Chapitre 3 : Dispositif expérimental

Introduction :

La mesure d'un spectre bêta nécessite un dispositif expérimental capable de détecter et caractériser des électrons issus d'une source radioactive appelé spectroscopie bêta. Ce système doit posséder un système de détection adéquat avec son électronique associée et un système du vide.

Dans ce chapitre, nous présentons une description de la technique expérimentale utilisée pour visualiser un spectre beta. Nous donnons les différents appareillages utilisés pour réaliser cette tâche.

1. La spectrométrie bêta :

1.1. Principe :

La spectrométrie bêta est une technique utilisée pour étudier les propriétés des particules bêta émises lors de la désintégration radioactive. Son but est de comprendre et d'analyser les caractéristiques des particules bêta [19].

Plus spécifiquement, la spectrométrie bêta vise à atteindre les objectifs suivants :

- **Mesure de l'énergie cinétique :** La spectrométrie bêta permet de déterminer l'énergie des particules bêta émises lors de la désintégration radioactive. Cela permet d'étudier les caractéristiques énergétiques des particules et de comprendre les processus de transformation nucléaire impliqués.
- **Analyse des distributions angulaires :** En mesurant les angles de dispersion des particules bêta, la spectrométrie bêta permet d'étudier la répartition spatiale des particules émises. Cela peut fournir des informations sur les interactions fondamentales impliquées dans la désintégration bêta et sur la structure interne des noyaux atomiques.
- **Caractérisation des propriétés des particules bêta :** La spectrométrie bêta permet de déterminer le moment angulaire, la masse et d'autres propriétés des particules bêta émises. Ces informations sont essentielles pour comprendre les mécanismes de désintégration radioactive et les processus nucléaires associés.

1.2. Appareillage :

Ce travail expérimental a été élaboré au sein de laboratoire de physique nucléaire au centre de Recherche Nucléaire d'Alger (CRNA). La chaine de spectrométrie bêta (figure 13) comporte une chambre de détection dans laquelle il y a une source radioactive et un détecteur. Cette chambre est associée à une chaine électronique (préamplificateur, amplificateur, alimentation de haute tension, analyseur multicanaux, logiciel de spectrométrie bêta). L'ensemble de l'appareillage utilisé dans cette étude est illustré sur le schéma de la figure 14.



Figure 13 : La chaine de détection

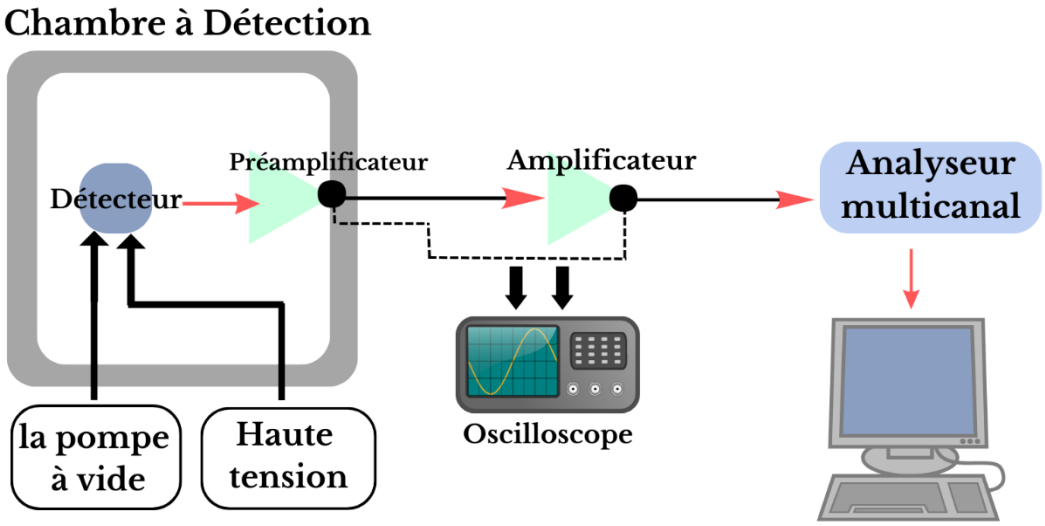


Figure 14 : Schéma résumant les principaux appareillages d'un spectromètre bêta

1.2.1. La chambre de détection :

La chambre de détection est une enceinte hermétiquement scellée fabriquée à partir d'un bloc en alliage d'aluminium (figure 15). Elle est conçue pour avoir un spectre bêta proportionnelle aux énergies des électrons cèdes au détecteur. Elle contient une source radioactive et un détecteur.

Pour avoir un bon spectre, les électrons issus de la source doivent se déplacer quasiment dans le vide avant d'arriver au détecteur. Pour cela, la chambre est reliée à un système de deux pompes, une est primaire et l'autre est secondaire, pour avoir une pression dans l'ordre d'entre 10^{-7} mbar.



Figure 15 : La chambre de détection

Deux fils de cuivre connectés au détecteur central assurent l'alimentation du détecteur et le transport de l'information de détection. Une jauge à vide est connectée à l'arrière de la chambre pour mesurer la pression à l'intérieur et garantir son étanchéité.

Il est important de signaler ici qu'il est important de réduire au maximum les vibrations engendrées par le fonctionnement continu de ces pompes à vide, car elles peuvent altérer le rapport signal-bruit du détecteur. C'est pour cette raison la chambre a été fixée sur un châssis solide pour assurer une stabilité globale et pour réduire tout type de vibrations à l'aide de pieds anti-vibrations.

1.2.2. La source :

Pour la source radioactive nous utilisé celle du césium -137 sous forme solide et une autre source de strontium 90-Yttrium-90 sous forme liquide déposée sur un substrat de silicium. La source peut se déplacer horizontalement dans un porte-source fixé à une barre de translation graduée. La graduation permet de régler précisément la distance entre la source et le détecteur.

1.3. Détection :

Pour la détection, nous avons utilisé un détecteur semi-conducteur en silicium de jonction PN. Ce type de détecteurs est le plus utilisé en spectrométrie β car il possède de bonne sensibilité et aussi une bonne résolution vis-à-vis de ce type de rayonnement.

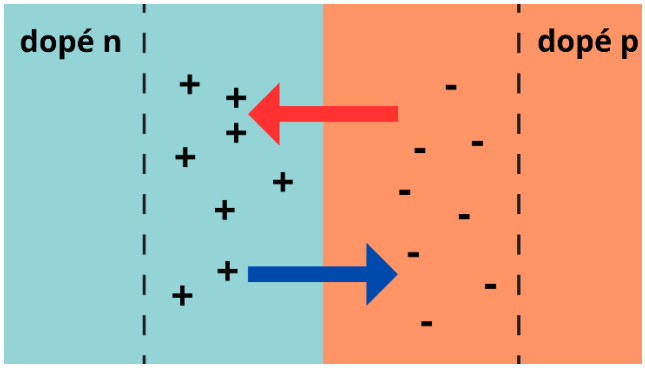


Figure 16 : La jonction p-n

La figure 16 montre un schéma d'un semi-conducteur de type PN. Le déplacement des trous vers la région N et des électrons libres vers la région P provoque un déséquilibre électrique. On trouve, dans la région P, des atomes accepteurs et des électrons, soit une charge locale négative, et dans la région N, des atomes donneurs et des trous, soit une charge locale positive. Il a ainsi créé un dipôle près de la jonction et conjointement un champ électrique. Une fois l'équilibre atteint, ce champ électrique qu'il s'oppose à tout déplacement global de charges libres un rôle crucial dans le processus de détection.

La région où la neutralité n'est pas satisfaite est appelée zone de déplétion, tandis que les autres régions sont appelées les régions neutres.

Lorsque des particules bêta pénètrent dans le semi-conducteur d'un détecteur à jonction PN, elles peuvent arracher des électrons de la bande de valence, créant ainsi des trous dans cette bande. Cela génère des paires électrons-trous. Sous l'influence du champ électrique interne de la jonction, les électrons sont attirés vers la région de type N, tandis que les trous sont attirés vers la région de type P. La séparation des charges conduit à la création d'un courant qui est proportionnel à l'énergie déposée par les particules bêta dans le matériau. Le courant généré par la séparation des charges est mesuré à l'aide d'un système de lecture approprié. Le signal de courant peut être amplifié, converti en signal numérique et analysé pour obtenir des informations sur l'énergie et l'intensité des particules ionisantes détectées [20].

2. Chaine de détection :

Pour que le détecteur fonctionne, il doit être alimenté à l'aide d'une alimentation haute tension.

Le signal issu d'un détecteur est très faible en amplitude, il doit être relié à une chaine électronique qui contient un préamplificateur, un amplificateur et un analyseur multicanal afin qu'il soit exploitable.

2.1. Haute tension :

Afin de collecter les charges à partir des bornes du détecteur, il est nécessaire d'appliquer un champ électrique. Ainsi, le détecteur doit être polarisé de manière à maintenir une tension moyenne aux électrodes qui est nécessaire pour le son fonctionnement.

Pour alimenter les détecteurs, l'alimentation haute tension doit remplir les conditions suivantes :

- Être réglable en fonction des tensions exercées par les détecteurs.
- Avoir un faible niveau de bruit.
- Être stabilisée pour éviter toute dérive au fil du temps.

2.2. Préamplificateur :

Le préamplificateur, en tant que première étape de la chaîne d'acquisition, agit comme une interface entre le détecteur et le reste du circuit. Pour réduire au minimum le bruit électrique, il est essentiel de positionner le préamplificateur aussi près que possible du détecteur. Son rôle principal est d'effectuer une amplification initiale du signal généré par l'interaction entre le détecteur et les particules bêta. Ainsi, le préamplificateur doit présenter deux caractéristiques principales :

- Adapter la haute impédance du détecteur au reste du circuit pour préserver le niveau de signal maximal tout au long de la chaîne.
- Maximiser le rapport signal-bruit.

2.2.1. Bruit électronique au niveau du préamplificateur de charge :

Le bruit électronique est une perturbation indésirable qui s'ajoute au signal et peut dégrader la résolution du détecteur. Il a comme origine l'électronique associé à la chaine de détection et de la radioactivité ambiante.

Étant donné que le signal généré par un semi-conducteur est extrêmement faible, il est essentiel de prendre des précautions spécifiques pour réduire au maximum les sources de bruit en amont et dans le préamplificateur.

2.3. L'amplificateur :

L'amplificateur comme il est présenté sur la figure 17 a pour but d'effectuer deux tâches importantes : la mise en forme et l'amplification du signal. Il utilise les impulsions provenant du préamplificateur pour accomplir ces fonctions. Tout d'abord, il ajuste l'amplitude du signal d'entrée afin de le rendre compatible avec la plage de tensions utilisée par l'étape suivante. Ensuite, il réalise une mise en forme généralement de forme gaussienne, ce qui permet de filtrer les parasites à haute fréquence indésirables. L'amplification est effectuée dès que possible afin de minimiser le bruit engendré par le module de mise en forme.

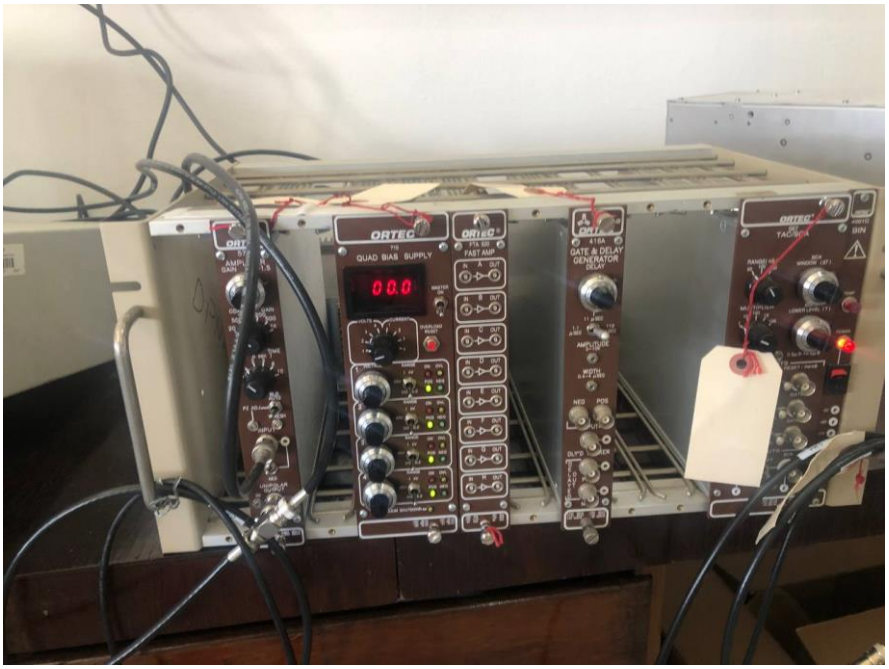


Figure 17 : Amplificateur

2.4. Analyseur multicanal (MCA pour Multi Channel Analyser) :

Le MCA (Analyseur Multicanal) est un équipement électronique associé au système de détection afin de convertir les signaux électriques analogiques en informations numériques exploitables. Le fonctionnement du MCA repose sur la transformation de l'amplitude des signaux électriques analogiques provenant du détecteur en données numériques, qui sont ensuite classées en segments de mémoire appelés canaux. Chaque canal correspond à une plage d'énergie détectée par le détecteur, permettant ainsi l'enregistrement de chaque événement de détection dans un canal spécifique. Cette approche permet de générer un histogramme des événements en fonction de leur énergie.

2.5. Logiciel de spectrométrie :

Le logiciel Maestro, développé par Ortec, est utilisé pour acquérir des spectres. Son interface utilisateur permet de suivre en temps réel le processus d'acquisition en cours. Une fois l'acquisition terminée, deux temps sont affichés : le temps réel écoulé et le temps d'acquisition effectif. Le temps d'acquisition est calculé en soustrayant le temps mort du temps réel. Une estimation précise du temps mort est surveillée attentivement au début de chaque acquisition. Maestro est largement utilisé dans les domaines de la détection de rayonnements, y compris la spectroscopie bêta. Il offre une interface utilisateur conviviale et des fonctionnalités avancées pour l'analyse et la visualisation des données spectroscopiques. À la fin de chaque acquisition, chaque spectre est enregistré à la fois au format texte (.Spe) et au format de fichier Maestro (.chn) [21].

Chapitre 4 : Résultats et Discussion

Introduction :

Dans le chapitre précédent, nous avons fait une description détaillée du dispositif expérimental utilisée pour obtenir des spectres bêta. Dans ce chapitre, nous allons d'abord résumer les informations relatives aux sources radioactives utilisées au cours de ce travail avant de présenter les résultats expérimentaux obtenus des différents spectres. Une comparaison de ces résultats avec les valeurs déduites à partir du code de simulation BetaShape sera également présentée.

1. La source du ^{137}Cs :

Le ^{137}Cs est un isotope radioactif émetteur β^- de demi-vie de 30,17 ± 0,03 ans [22]. Comme il est schématisé sur la figure 15, cet isotope possède deux modes de désintégrations :

- 94,6% des désintégrations β^- se produisent lors de passage du ^{137}Cs à l'état excité du ^{137m}Ba avec une énergie électronique maximale de 514 KeV. Le ^{137m}Ba est un état métastable qui se désintègre avec une demi-vie de 2,552 min jusqu'à l'état fondamental du ^{137m}Ba avec une émission d'un photon gamma de 662 KeV.
- 5,4% de désintégration β^- se produisent lors de son passage directement du ^{137}Cs vers l'état fondamental du ^{137m}Ba avec une énergie électronique maximale de 1176 keV.

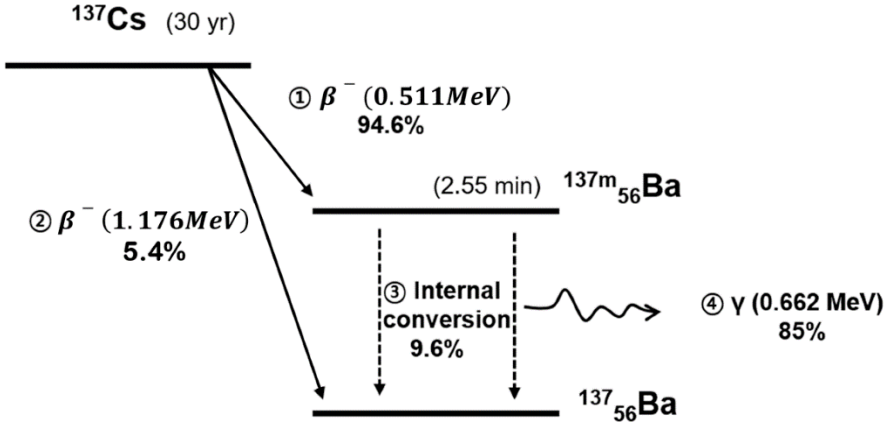


Figure 18 : Diagramme de désintégration du ^{137}Cs

Lors de la désintégration du ^{137}Cs en ^{137m}Ba, le ^{137}Cs a un spin nucléaire de $7/2^+$, le ^{137m}Ba a un spin nucléaire de $11/2^-$ tandis que le ^{137}Ba a un spin nucléaire de $3/2^+$.

Après avoir effectué l'expérience de détection du ^{137}Cs, spectre obtenu expérimentalement est représenté sur la figure 19 :

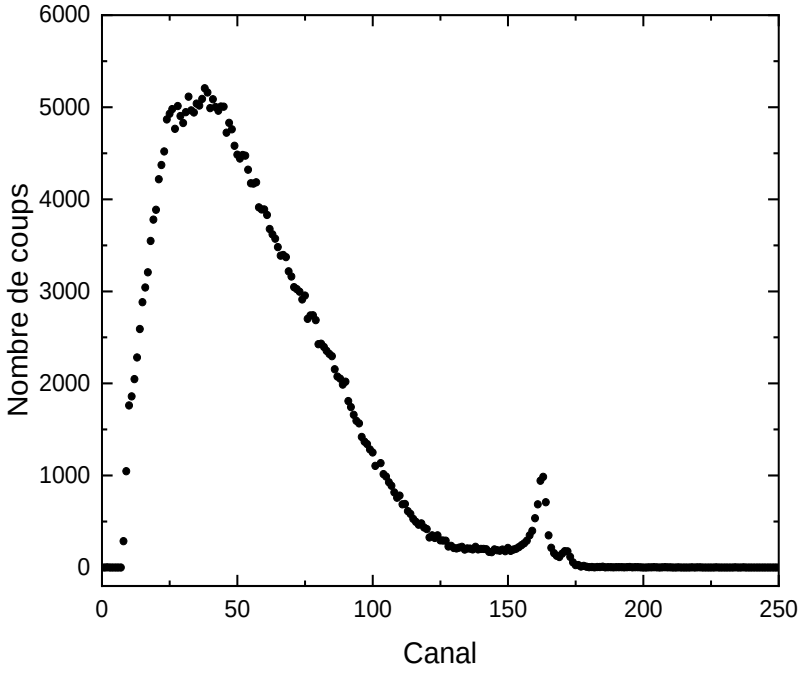


Figure 19 : Spectre expérimental de ^{137}Cs

2. La source du Sr-90/Y-90 :

Le strontium 90 (^{90}Sr) est un isotope radioactif émetteur β^- de demi-vie de 28,8 années. Il se désintègre en l'yttrium 90 (^{90}Y) qui est également émetteur β^-avec une demi-vie beaucoup plus courte de 2,7 jours. Il se désintègre vers un élément stable qui est le zirconium 90 (^{90}Zr). L'ensemble de désintégrations de ^{90}Sr vers le ^{90}Zr est schématisé sur la figure 20.

L'énergie cinétique maximale de la particule bêta émise lors de la désintégration du couple ^{90}Sr/Y-90 est 546 KeV et 2280 KeV respectivement.

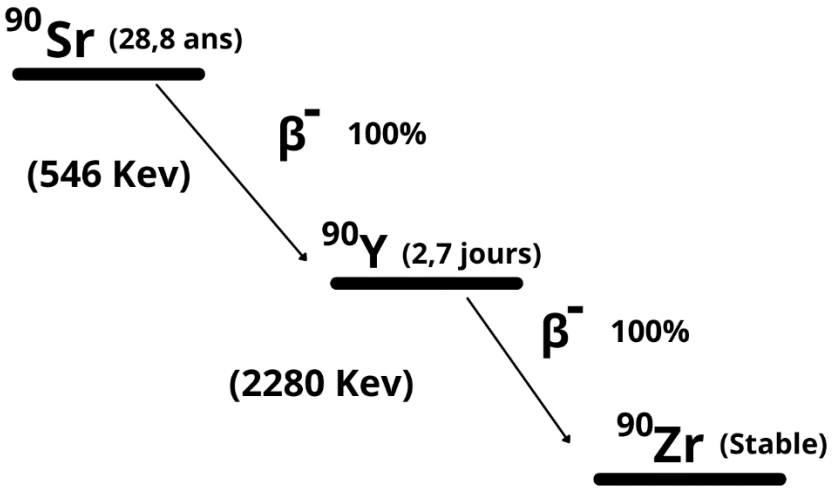


Figure 20 : Diagramme de désintégration du $^{90}Sr/^{90}Y$

Le spectre bêta du couple $^{90}Sr/^{90}Y$ est représenté sur la figure 21.

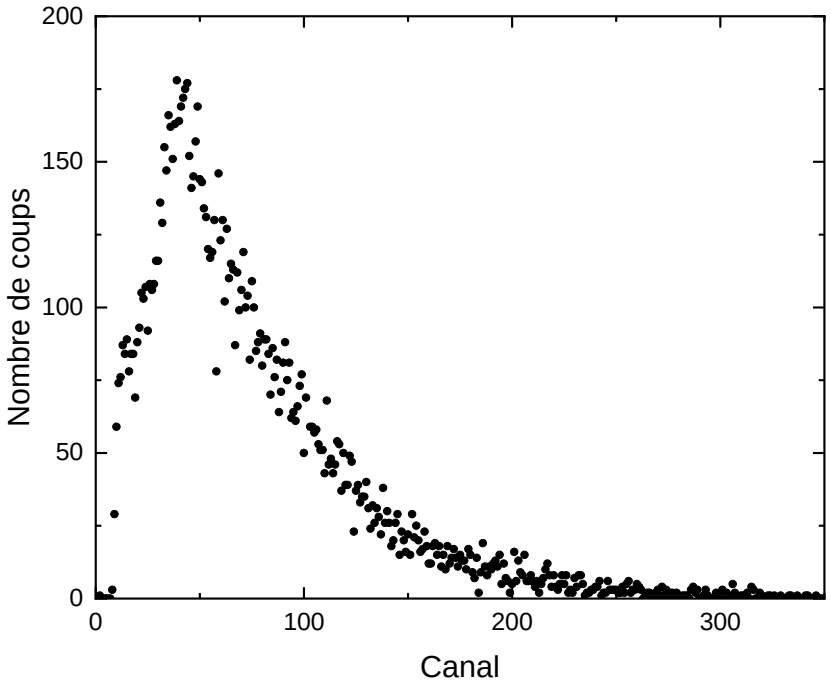


Figure 21 : Spectre expérimental du couple $^{90}Sr/^{90}Y$

3. La Calibration :

La calibration du spectre est un processus qui consiste à attribuer des valeurs d'énergie aux signaux détectés dans un spectre. Cela permet de convertir les canaux ou les compteurs du spectromètre en énergies réelles correspondantes.

En comparant les positions des pics de référence dans le spectre avec les canaux correspondants, une relation mathématique est établie pour convertir les canaux en énergies. Cette relation est de forme d'une équation linéaire. La calibration du spectre est essentielle pour obtenir des mesures précises des énergies des signaux détectés, permettant ainsi l'identification et l'analyse des particules ou des rayonnements présents dans le spectre. Cela facilite également la comparaison des données expérimentales avec des données théoriques.

La relation entre les numéros de canaux canal et l'énergie E est établie par l'expression :

$$E = a * canal + b \qquad (4.1)$$

Avec : a et b sont deux constantes à déterminer.

3.1 Cas du ^{137}Cs :

Lors de la désintégration β^- du ^{137}Cs, des électrons qui ont d'origine d'un processus différent ont été observés. Ces électrons qui sont situés entre les canaux 150 et 200 ont des pics mono-énergétiques et ils ne peuvent pas attribuer au processus de désintégration β^-.

Ces électrons sont d'origine du processus de la conversion interne.

En fait, les électrons de conversion interne du ^{137}Cs les plus intenses sont émis depuis la couche K et ont une énergie de 624 keV. Tandis que les électrons de conversion interne moins intenses proviennent de la couche L avec une énergie de 656 keV. Ces électrons de conversion interne sont expulsés du noyau en portant une partie de l'énergie libérée lors de la désintégration.

Cependant, il est important de noter que la probabilité d'émission des électrons par conversion interne dans la désintégration du césium-137 est relativement faible par rapport à l'émission d'électrons par β^-. Par conséquence, la majeure partie de l'énergie est transportée par l'électron par le processus de la désintégration bêta moins [23].

Ces deux pics ont par conséquence des énergies de 624 keV et 656 keV. Ils vont être utiliser pour la calibration de notre spectre.

En utilisant la relation (4.1), la calibration a été effectuée en prenant les valeurs des pics comme référence. Le spectre en énergie est représenté sur la figure 22.

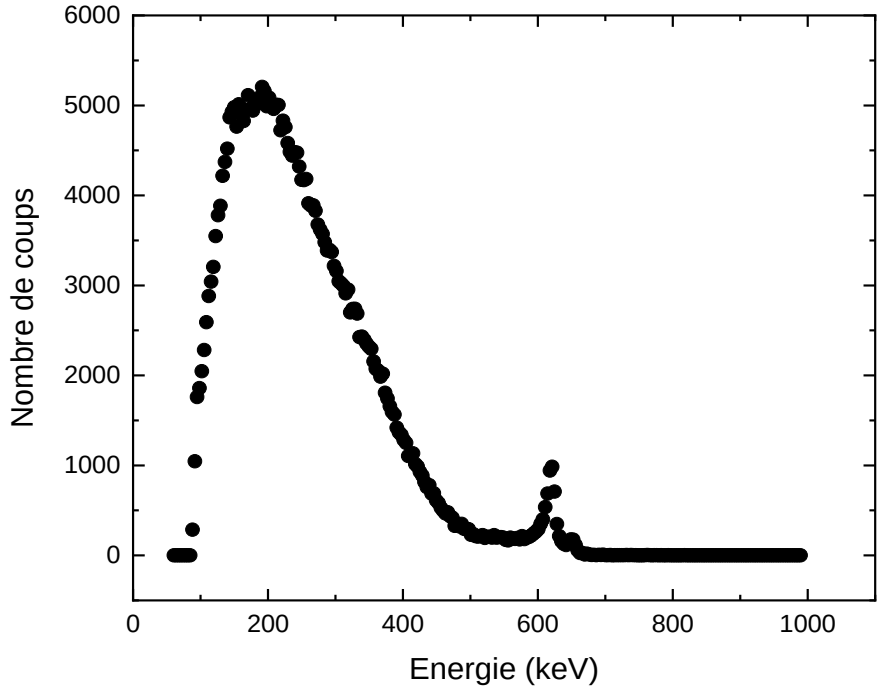


Figure 22 : Spectre expérimental du ^{137}Cs après la calibration

3.2 Cas du $^{90}Sr/^{90}Y$:

Concernant le couple ^{90}Sr/^{90}Y nous n'avons pas pu effectuer une calibration en énergie car le spectre correspond ne présente pas de pics de conversion caractéristiques. Par conséquent, nous ne comparerons pas ces résultats avec la simulation de BetaShape par la suite.

4. La comparaison avec le code de simulation BetaShape :

Pour utiliser le code BetaShape, nous devons lui fournir un fichier impute de format ENSDF. Ce type de fichiers comporte toutes les informations concernant les différents types de

transitions de tous les radio-élements. Ces fichiers sont téléchargeables sur le site web du NNDC [24-26].

Au cours de notre simulation, nous avons la possibilité d'inclure les correction décrantage soit en utilisant la correction de Bühring [11] ou bien la correction de Rose [14]. La simulation peut être également effectuée en négligeant complètement ce type de correction.

Les corrections radiatives peuvent être également incorporées dans la simulation.

Pour les valeurs du bilan de la réaction Q des désintégrations nous avons utilisé celles de AME2020 [27].

En variant les différents paramètres liés au code de simulation nous avons trouvé le meilleur spectre qui donne le meilleur ajustement du spectre expérimental.

La figure 23 donne le résultat de notre ajustement dans le cas du ^{137}Cs comparé avec les valeurs du spectre expérimental.

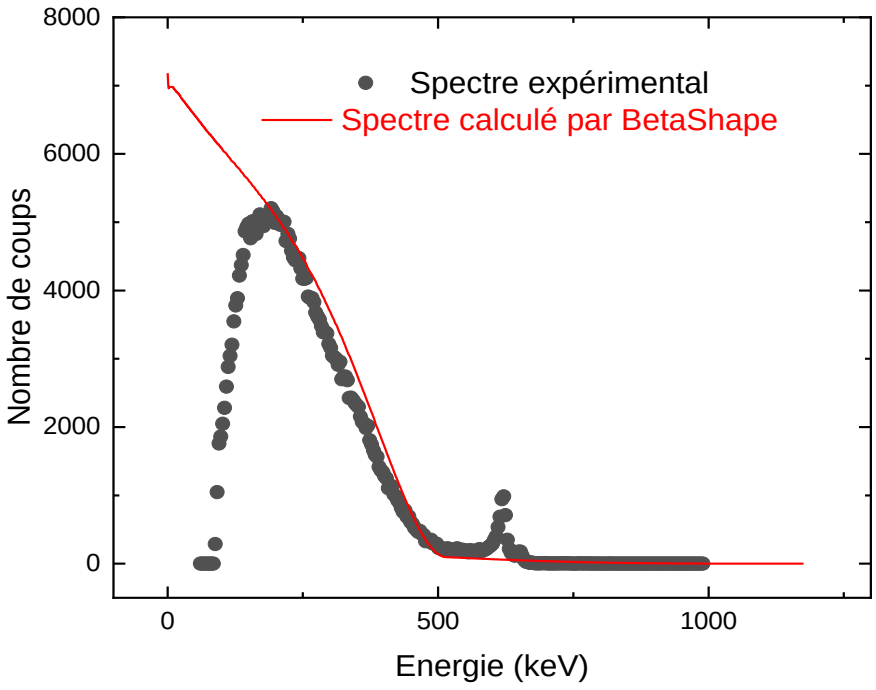


Figure 23 : Comparaison du spectre beta expérimental avec le spectre beta simulé dans le cas du ^{137}Cs.

Globalement, nous avons obtenu un bon accord lors de cette comparaison. Cependant, pour les faibles valeurs d'énergie, un désaccord est observé. Ce désaccord est probablement lié à plusieurs paramètres.

Cependant, un désaccord en-dessous de 200 keV a été observé qui peut être lié à la rétrodiffusion des électrons sur la face d'entrée du détecteur. La géométrie du dispositif expérimental peut également influencer sur la forme du spectre bêta. Le détecteur et la chaine électronique associé peuvent être agir sur le spectre bêta et notamment le bruit de fond.

Ce désaccord est probablement lié également au code de simulation BetaShape qui ne tient pas compte les conditions de l'expérience comme la géométrie de la cible, la valeur du vide et de la distance source-détecteur.

Il est important de souligner ici que BetaShape ne prend pas en compte la simulation de la conversion interne. C'est pourquoi nous n'avons pas pu observer les pics de cet effet sur le spectre simulé.

Concernant le couple $^{90}Sr/^{90}Y$ nous n'avons pas pu établir une comparaison de notre spectre expérimental avec celui de BetaShape car la calibration n'a pas été effectué.

Conclusion Générale

Le travail présenté dans le cadre de ce mémoire porte sur l'étude des spectres bêta de césium 137 et de strontium-yttrium 90. Cette étude offre une contribution significative à la compréhension et à l'exploration de la désintégration bêta.

Grâce à une étude théorique sur les différentes formes de désintégration bêta, nous avons pu s'interroger sur les mécanismes et les caractéristiques de ce phénomène complexe.

D'un autre côté, la visualisation expérimentale d'un spectre bêta nécessite un procédure expérimental adéquat pour soulever les différentes contraintes notamment la forte interaction des électrons avec le milieu de l'expérience. Ceci a été résolu en utilisant un dispositif expérimental spécialement conçu en choisissant le système de détection le mieux adapté. Nous avons pu collecter des données relatives sur les spectres bêta émis par deux sources radiatives, le césium 137 et le strontium /yttrium 90. Ces résultats ont été analysés et comparés aux prédictions théoriques d'un code de simulation nommé BetaShape.

La comparaison montre un accord satisfaisant entre l'expérience et la simulation. Cependant, un désaccord a été observé pour des faibles valeurs de l'énergie. Cette désaccord a été attribué à plusieurs effets physiques qui accompagnent les électrons au cours de leurs déplacements depuis la source jusqu'à l'arrivé au détecteur. Le bruit de fond associé au système de détection peut influencer négativement sur la forme de spectre. Le code de simulation BetaShape qui ne tient pas les différentes contraintes expérimentales peut contribuer également à ce désaccord.

Il est intéressant de compléter le présent travail dans le futur par une simulation en utilisant le code Géant4 [28] qui tient compte toutes les conditions expérimentales comme forme de la source et distance source-détecteur.

Liste des figures :

Figure 1 : Propriétés des constituants de la matière

Figure 2 : Stabilité des noyaux, les carrés noirs représentent les nucléides stables

Figure 3 : Energie moyenne de liaison par nucléon dans les noyaux stables en fonction du nombre de particule dans le noyau

Figure 4 : Courbe de décroissance radioactive

Figure 5 : Désintégration alpha

Figure 6 : Spectre d'énergie de la particule alpha

Figure 7 : Spectre d'énergie de la particule bêta

Figure 8 : Désintégration bêta

Figure 9 : Emission gamma

Figure 10 : l'hypothèse du neutrino

Figure 11 : à gauche, schémas représentant la désintégration du neutron, Tandis qu'à droite, la désintégration du proton.

Figure 12 : Spectre statistique correspondant à la distribution de l'impulsion entre l'électron et l'antineutrino.

Figure 13 : La chaine de détection

Figure 14 : Schéma résumant les principaux appareillages d'un spectromètre bêta

Figure 15 : La chambre de détection

Figure 16 : La jonction p-n

Figure 17 : Amplificateur

Figure 18 : Diagramme de désintégration du $^{137}\mathrm{Cs}$

Figure 19 : Spectre expérimental de $^{137}\mathrm{Cs}$

Figure 20 : Diagramme de désintégration du $^{90}Sr/^{90}Y$

Figure 21 : Spectre expérimental du couple $^{90}Sr/^{90}Y$

Figure 22 : Spectre expérimental du $^{137}\mathrm{Cs}$ après la calibration

Figure 23 : Comparaison du spectre beta expérimental avec le spectre beta simulé dans le cas du ^{137}Cs.

Liste des tableaux :

Tableau 1 : Structure de l'atome

Tableau 2 : Règles de sélection pour les transitions possibles entre le type de Fermi et Gamow-Teller.

Références :

[1] STÖCKER, Horst, JUNDT, Francis, GUILLAUME, Georges, *et al. Toute la physique*. Paris : Dunod, 1999.

[2] WANG, M., AUDI, G., KONDEV, F. G., *et al.* NUBASE2012, *evaluation of nuclear properties*. *Nuclear Data Sheets*, 2014, vol. 120, p. 6-7.

[3] CASSIDY, David, HOLTON, Gerald, et RUTHERFORD, James. *Comprendre la physique*. PPUR Presses polytechniques, 2015.

[4] LIESER, Karl Heinrich. *Nuclear and radiochemistry: fundamentals and applications*. John Wiley & Sons, 2008.

[5] LILLEY, John. *Nuclear physics: principles and applications*. John Wiley & Sons, 2013.

[6] LOVELAND, Walter D., MORRISSEY, David J., et SEABORG, Glenn T. *Modern nuclear chemistry*. John Wiley & Sons, 2017.

[7] FERMI, Enrico. Versuch einer Theorie der β-Strahlen. I. *Zeitschrift für Physik*, 1934, vol. 88, no 3-4, p. 161-177.

[8] THOMSON, Mark. *Modern particle physics*. Cambridge University Press, 2013.

[9] MARTIN, Brian R. et SHAW, Graham. *Nuclear and particle physics: an introduction*. John Wiley & Sons, 2019.

[10] FERMI, Enrico. *Nuclear physics: a course given by Enrico Fermi at the University of Chicago*. University of Chicago Press, 1950.

[11] BÜHRING, Wolfgang. The screening correction to the Fermi function of nuclear β-decay and its model dependence. *Nuclear Physics A*, 1984, vol. 430, no 1, p. 1-20.

[12] LEE, Tsung-Dao et YANG, Chen Ning. *Elementary particles and weak interactions*. Brookhaven National Laboratory, Associated Universities, Incorporated, under contract with the US Atomic Energy Commission, 1957.

[13] SCHÜLKE, Lothar. Nuclear β-decay. II. *Zeitschrift für Physik*, 1964, vol. 179, no 3, p. 331-342.

[14] ROSE, Morris E. *A note on the possible effect of screening in the theory of beta-disintegration*. *Physical Review*, 1936, vol. 49, no 10, p. 727.

[15] MOUGEOT, Xavier. BetaShape: A new code for improved analytical calculations of beta spectra. In: *EPJ Web of Conferences*. EDP Sciences, 2017. p. 12015.

[16] GAMOW, George et TELLER, Edward. Selection Rules for the β-Disintegration. *Physical Review*, 1936, vol. 49, no 12, p. 895.

[17] KRANE, Kenneth S. *Introductory nuclear physics*. John Wiley & Sons, 1991.

[18] http://www.lnhb.fr/activites-recherche-developpement/logiciels-traitement-spectres/

[19] KRANE, Kenneth S. *Introductory nuclear physics*. John Wiley & Sons, 1991.

[20] SCOTT, M. C. Radiation detection and measurement: Glenn F. Knoll. John Wiley & Sons (1979). 1980.

[21] https://www.htds.fr/nucleaire-radioprotection/logiciels-de-spectrometrie/emulateur-mca-maestro/

[22] MIN, Sujung, KANG, Hara, SEO, Bumkyung, *et al*. Integrated and portable probe based on Functional plastic scintillator for detection of radioactive cesium. Applied Sciences, 2021, vol. 11, no 11, p. 5210.

[23] https://laradioactivite.com/

[24] https://www.nndc.bnl.gov/

[25] https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html

[26] http://www.lnhb.fr/nuclear-data/nuclear-data-table/

[27]: WANG, Meng, HUANG, W. J., KONDEV, Filip G., et al. The AME 2020 *atomic mass evaluation* (II). Tables, graphs and references. Chinese Physics C, 2021, vol. 45, no 3, p. 030003.

[28]: https://geant4.web.cern.ch/