



جامعة بجاية
Tasdawit n'Bgayet
Université de Béjaïa

**Faculté
Des Sciences Exactes
Département de Physique**

RAPPELS DE COURS

ET

RECUEIL D'EXERCICES

DE

PHYSIQUE NUCLEAIRE

Destinés aux étudiants de 3^{ème} année LMD Physique

N. OULEBSIR

2015 /2016

Table des matières

AVANT PROPOS	3
Chapitre I : Noyau atomique	5
1. Propriétés générales des noyaux	5
2. Energie de liaison du noyau	6
3. Ligne de stabilité.....	6
4. Rayon nucléaire	7
Chapitre II : Radioactivité	10
1. Introduction	10
2. Loi de désintégration radioactives	10
3. Désintégration α	12
4. Désintégration β	12
5. Emission γ et conversion interne	13
Chapitre III: Notion sur les modèles du noyau atomique	15
1. Modèle de la goutte liquide.....	15
2. Modèle en couches	18
Chapitre IV: Réactions nucléaires	23
1. Définitions et notations	23
2. Lois de conservation- noyau composé	24
Chapitre V: Interaction et détection des particules nucléaires	28
1. Interactions des particules chargées et des rayonnements γ avec la matière	28
2. Détecteurs de particules	31
Chapitre VI: Radioprotection - Radiologie	38
1. Définition de la radioprotection	38
2. Effets biologiques des rayonnements	38
3. Dosimétrie	39
Séries d'exercices avec solutions	43
Bibliographie	58

AVANT-PROPOS

Le présent document s'adresse principalement aux étudiants de troisième année LMD de Physique Générale de la faculté des Sciences Exactes.

Ce polycopié constitue un support d'appoint pour les étudiants qui peuvent le consulter sur le elearning. Mon objectif est de mettre à la disposition de l'étudiant un outil qui va lui permettre d'accéder à certaines notions de base de Physique Nucléaire à travers ces notes de cours et un ensemble d'exercices d'application inspirés du programme de L3 de Physique générale.

Le présent travail contient six chapitres consacrés aux rappels de cours de Physique Nucléaire et quelques exercices d'application avec solutions.

Le chapitre I rappelle les généralités sur le noyau atomique et ses constituants et sur les caractéristiques du noyau. Le deuxième chapitre aborde les questions liées à la stabilité du noyau et donne une brève description de la radioactivité. Le chapitre III traite les différents modèles du noyau atomique, le quatrième chapitre est consacré aux réactions nucléaires et aux lois de conservation. Le chapitre V aborde le sujet de l'interaction des particules chargées et des rayonnements γ avec la matière et leur détection. Enfin le sixième chapitre introduit brièvement des notions de Radioprotection et de Dosimétrie.

Chapitre I :
Noyau atomique

Chapitre I : Noyau atomique

I.1 Propriétés générales des noyaux

– Nombre atomique

La classification des noyaux est premièrement par le **nombre atomique, Z**. Dans un atome neutre il y a Z électrons, donc Z proton. L'interaction des électrons avec l'environnement, qui est fortement liée à ses nombres, détermine les propriétés chimiques des atomes. On parle donc de noyau d'hydrogène, de noyau de carbone, etc.

– Nuclide

Mais les propriétés nucléaires (stabilité avant tout) d'un noyau sont déterminées aussi par le nombre des neutrons qu'il contient. Un **nuclide** est une espèce de noyau avec un nombre fixe de Z proton et N neutrons. Puisque le proton et le neutron ont à peu près la même masse, la masse d'un nuclide est approximativement donnée par le **nombre de masse, A**, où $A = Z + N$. La notation est:

• **Isotopes**: nuclides avec le même nombre de Z

– hydrogène, deutérium, tritium

– uranium ($A=238$), uranium 235

– ^{12}C , ^{13}C , ^{14}C

• **Isotones**: nuclides avec le même nombre de N

• **Isobars**: nuclides avec le même nombre de A

– Les protons et les neutrons ensemble sont appelés les **nucléons**.

I.2 Masses des noyaux et énergie de liaison

– Naïvement on attend :

$m(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_n$, avec

$m_p = 938.27 \text{ MeV}/c^2$, $m_n = 939.56 \text{ MeV}/c^2$

– Mais on observe :

$m(A, Z) < Zm_p + (A - Z)m_n$

Cette différence est en fait l'**énergie de liaison**, l'énergie qu'il faudrait fournir pour libérer tous les nucléons.

$E_L(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_n - m(A, Z)$

$= ZM(^1\text{H}) + (A - Z)m_n - M(A, Z)$

où $M(A, Z)$ est la masse de l'atome neutre :

$M(A, Z) = m(A, Z) + Zm_e - E_L(\text{at})$

$E_L(\text{at})$ est l'énergie de liaison atomique, négligeable en physique nucléaire.

$E_L(\text{at})(\text{H}) = 13.6 \text{ eV}$, $E_L(\text{at})(\text{U}) = 0.7 \text{ MeV}$

– La masse d'un atome neutre peut être mesurée précisément par la spectroscopie de masse. E_L peut être mesurée par réaction nucléaire. Les deux résultats sont en accord expérimentalement.

– **Unités**: kg, MeV/c^2 , MeV, u (unité de masse atomique)

– Exemples: Deutérium (^2D) et Hélium (^4He)

$1u = 1/12M(^{12}\text{C}) = 938.27 \text{ MeV}/c^2 = 1.66054 \times 10^{-27} \text{ kg}$

Energie de liaison par nucléon

• E_L/A est l'énergie de liaison moyenne par nucléon. Elle est assez constante pour $A > 16$, variant entre 7.3-8.7 MeV. Elle donne une certaine mesure sur la stabilité des nuclides. Les isotopes Fe et Ni sont les plus stables, leurs énergies de liaison par nucléon étant les plus grandes. (Fig. I.1)

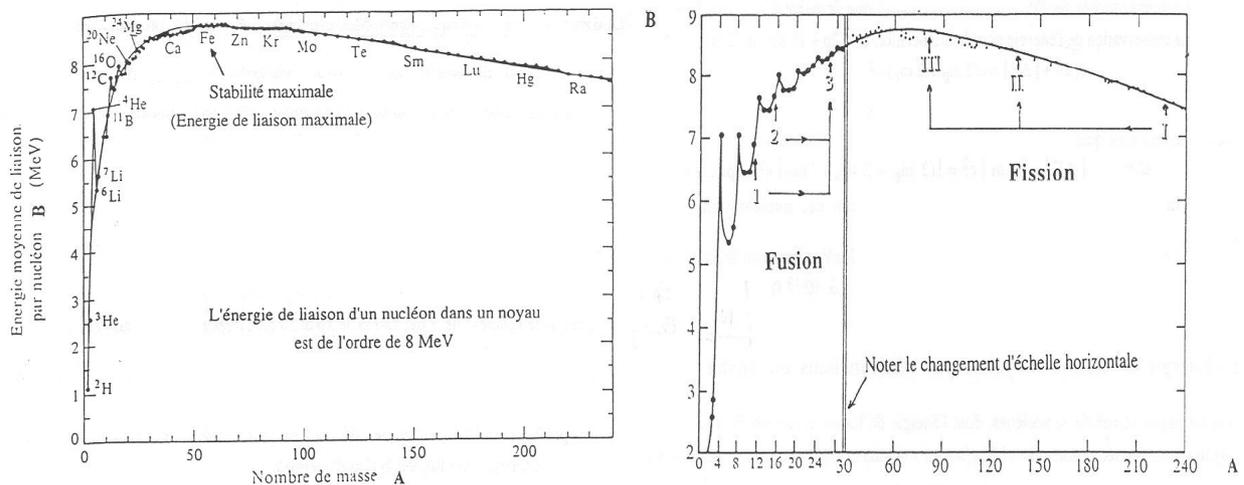


Fig 1.1 : Energie de liaison par nucléon en fonction du nombre total de nucléons A. Le fer est l'élément de plus stable. En deçà, les éléments légers se combinent (1→2+3) par réaction de fusion pour former des éléments plus liés. Au-delà du fer, un élément lourd va fissionner pour donner deux noyaux fils plus liés (I→II+III).

1.3 Ligne de stabilité

Toutes les combinaisons de N et de Z ne donnent pas lieu à des nuclides stables ou radioactifs. On trouve que pour les nuclides stables légers ($A < 40$) le nombre des neutrons est égal au nombre des protons ($N = Z$). Au-delà de $A = 40$, les noyaux stables ont plus de neutrons que de protons, en effet $N \approx 1.7Z$, ce qui est compréhensible car les noyaux lourds ont besoin de plus de neutron pour réduire la grande densité de charge, donc l'effet déstabilisant de la répulsion de Coulomb, due au nombre élevé de protons.

– Les nuclides stables (275 au totale) se trouvent dans une bande étroite dans le plan de Z– N, que l'on appelle la ligne de stabilité (Fig. I.2). Leur temps de vie est considérablement plus grand que l'âge du système solaire.

– Autour de cette bande se trouvent les nuclides instables qui se désintègrent d'une façon ou une autre. Les isobars avec un grand surplus des neutrons se stabilisent en conversant un neutron à un proton. Inversement dans le cas où le surplus est des protons, la conversion inverse peut avoir lieu. Ces transformations sont appelées les désintégrations β .

– Certains nuclides lourds se désintègrent à deux ou plus noyaux légers (fission spontanée). Il arrive très souvent qu'un des noyaux fils soit un noyau d'hélium. Ce mode de désintégration est appelé la désintégration α .

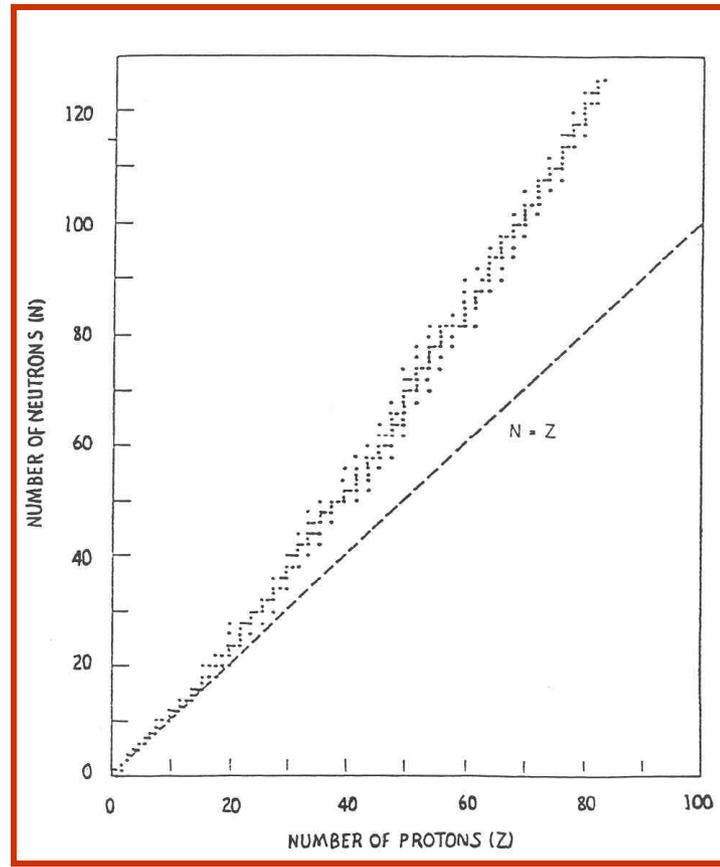


Fig I.2 : Ligne de stabilité dans le plan N-Z

I.4 Rayon nucléaire

- Le rayon d'un noyau ne peut pas être mesuré directement. On doit spécifier le rayon de charge ou le rayon de masse, selon la sonde utilisée.
 - Le noyau est un objet complexe dynamique entretenu par la force forte et la force électromagnétique entre les nucléons.
 - La définition précise du rayon nucléaire, de charge ou de masse, est liée au modèle choisi, qui est en générale un paramètre de la distribution qui caractérise son étendue.
 - Sphérique: densité uniforme (ρ_0) de rayon R
 - Fermi: $\rho(r) = \rho_0 / (1 + \exp((r - R_c)/a))$ R_c : rayon de $1/2$ densité
 - Ces paramètres doivent être mesurés par les expériences des diffusions particule-noyau
 - La diffusion Rutherford montre que les charges positives de l'atome sont concentrées dans un noyau \ll (la dimension de l'atome). Mais elle ne donne qu'une limite approximative, typiquement $\sim 3 \cdot 10^{-12}$ cm = 30 fm (femtomètre ou Fermi), car les particules α utilisées sont des basses énergies.
 - Les diffusions des électrons des hautes énergies mesurent précisément les distributions de charge parce que les électrons sont élémentaires et ne participent pas à l'interaction forte.
 - Les 'patterns' de diffraction par les interactions π -N et p-N donne une mesure sur la taille de la distribution de nucléons dans un noyau (Fig I.3).
- Il existe une relation simple entre le rayon R_c d'un noyau et son nombre de nucléon A: $R_c = 1.07A^{1/3}$ fm
- Si l'on simplifie encore, en représentant le noyau comme une sphère d'une densité de charge homogène de rayon R, on trouve la relation $R = 1.21A^{1/3}$ fm. Le volume de cette sphère est donc proportionnel à A, ce qui signifie que chaque nucléon occupe à peu près le même volume, quelque soit le noyau où il se trouve. On dit que la matière nucléaire est "**incompressible**".

– En effet on observe que la densité de charge au centre (r_0) est plus grande pour les noyaux légers que pour les noyaux lourds (Fig. I.4). Cette observation correspond bien au fait que les noyaux lourds ont un rapport de N/Z plus grand (voir la ligne de stabilité fig1.2). Les neutrons supplémentaires diluent la densité de charge.

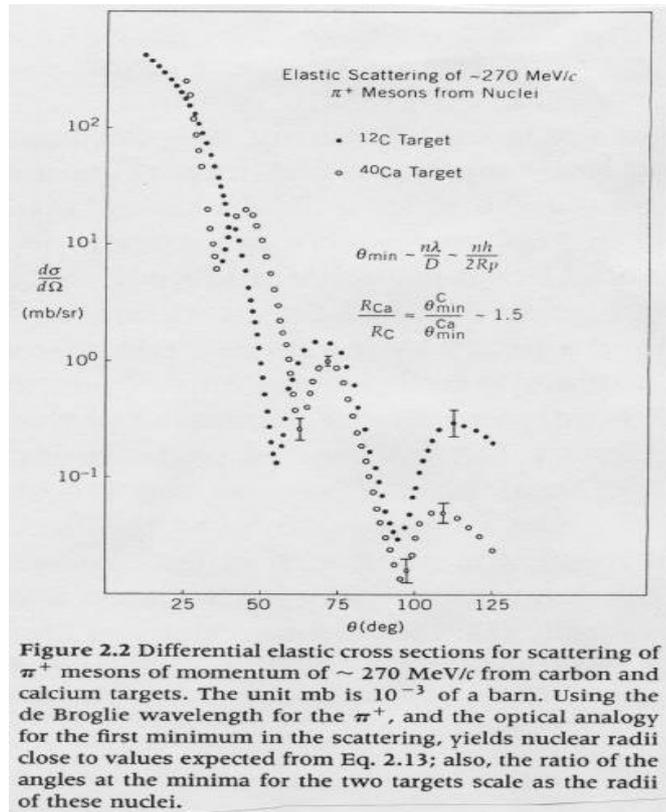


Fig I.3 : section efficace différentielle de diffusion p+-N.

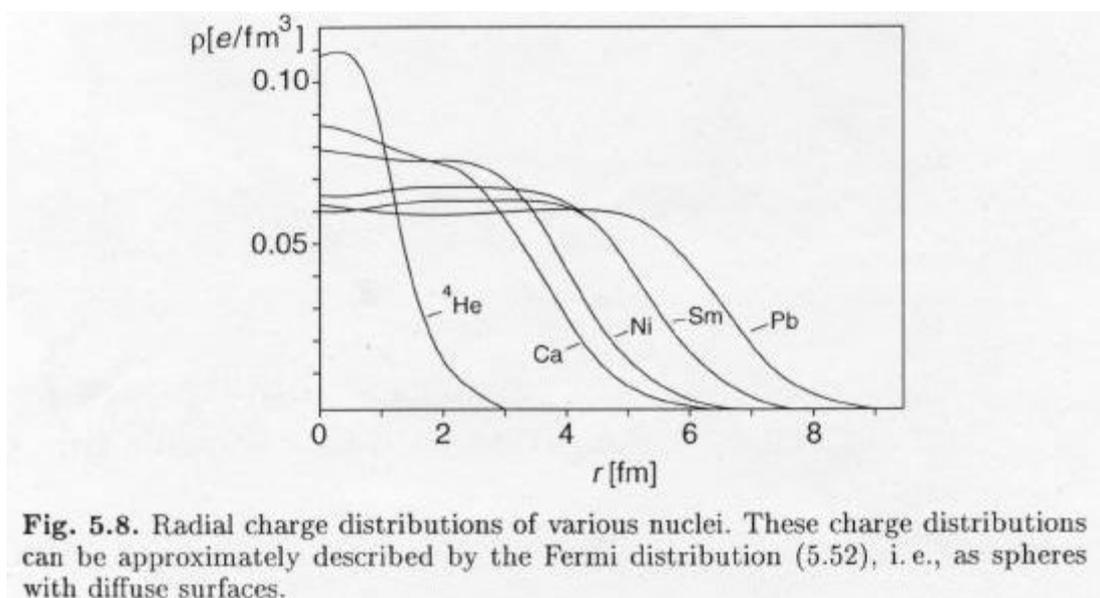


Fig I.4 : distribution radiale de charge de divers nuclides.

CHAPITRE II :
RADIOACTIVITE

CHAPITRE II : RADIOACTIVITE

II.1 Introduction

La radioactivité est le phénomène par lequel un noyau instable dans l'état fondamental ou dans un état légèrement excité, émet spontanément une particule ou un rayon γ .

La radioactivité a été découverte par **Henri BECQUEREL** en 1896 (1852 – 1908). Il découvre la radioactivité de l'uranium au cours de travaux sur la phosphorescence. Les travaux sont poursuivis par **Pierre et Marie CURIE**. En 1898, ils découvrent la radioactivité du polonium **Po** (210) et du radium **Ra** (226). En 1903 : prix Nobel de physique (**Henri BECQUEREL** avec **Pierre et Marie CURIE**).

Certains noyaux existants dans la nature sont instables, leurs nombres A et/ou Z évoluent dans le temps. Ils se transforment par émission de rayonnements. Ces noyaux qualifiés de radioactifs évoluent vers un état énergétique plus stable.

Rutherford a montré à l'aide d'un champ magnétique intense, que les noyaux radioactifs (quels qu'ils soient) ne peuvent évoluer que selon trois types de radioactivité seulement: **α , β et γ** .

Les réactions de désintégration nucléaires obéissent à des lois de conservations appelées **lois de Soddy**. Lors d'une désintégration radioactive il y a **conservation du nombre de charge Z et du nombre de nucléons A**.

II.2 Les lois de la radioactivité

La première détermination d'une demi-vie a été faite en 1900 par Rutherford. Dans une étude des propriétés de l'émanation thorium (radon Rn220), il a trouvé que l'intensité des radiations diminuait en temps dans une progression géométrique. C'est-à-dire si N(t) le nombre d'atomes actifs à temps t, alors la décroissance de N en t est décrite par cette loi de désintégration :

$$dN/dt = -\lambda N \quad (\text{eq 1})$$

Le signe «-» car c'est une disparition.

Par intégration de l'équation (1), on obtient :

$$N(t) = N(0)e^{-\lambda t} \quad (\text{eq 2})$$

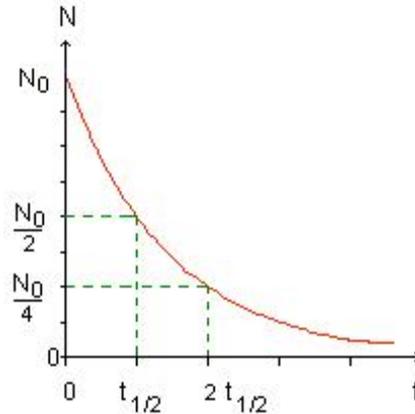
λ : **constante radioactive** ou de désintégration (s^{-1}) (nom donné par Rutherford), est simplement la probabilité de transition de mécanique quantique d'un noyau par unité de temps. Chaque nucléide radioactif est caractérisé par une constante radioactive. Elle est indépendante du temps, des conditions physiques et chimiques.

Temps de demi-vie – Période radioactive (T)

La période T (ou le temps de demi-vie, notée $t_{1/2}$), d'un échantillon de noyaux radioactifs est égale à la durée nécessaire pour que, statistiquement, la moitié des noyaux radioactifs initialement présents dans l'échantillon se désintègrent. (à $t = T$, $N(t) = N_0/2$)

Il suffit de remplacer dans l'équation (2):

$$N_0/2 = N_0 e^{-\lambda T} \quad \mathbf{T = \ln 2 / \lambda}$$



Activité radioactive

L'activité moyenne A d'un échantillon radioactif est le nombre moyen de désintégrations qu'il produit par seconde.

L'unité de l'activité est la désintégration par seconde: d.p.s. qu'on appelle aussi le **Bequerel** : $1 \text{ Bq} = 1 \text{ d.p.s.}$ on trouve aussi le **Curie** : $1 \text{ Ci} = 3,7.10^{10} \text{ Bq}$

Si l'on pose $A_0 = \lambda N_0$ et on remplace dans l'équation (2), on aura :

La décroissance de l'activité suit la même loi que la décroissance du nombre de noyau radioactif d'un échantillon.

$$A(t) = A(0)e^{-\lambda t} \quad (\text{eq 3})$$

$$A(t) = \lambda N(t)$$

La vie moyenne (le temps de vie) τ

$\tau = 1/\lambda$ Dans l'intervalle τ la décroissance de N ou A est d'un facteur e : $N(t) = N(0)/e$.

Embranchement

Souvent un état a plusieurs voies de désintégration possibles. Par exemple ^{226}Ra peut se désintégrer aux états fondamentaux ou aux états excités de Rn . Si les probabilités partielles sont données par λ_i , la probabilité de transition totale (constante radioactive) est $\lambda = 1/\tau = \sum \lambda_i$

Le rapport $R_i = \lambda_i / \lambda$ est appelé le rapport d'embranchement.

Filiation (désintégration en chaîne, théorie de transformation de Rutherford et Soddy, 1902)

Par exemple le bismuth se désintègre au polonium, qui se désintègre ensuite au plomb: $^{210}\text{Bi} \rightarrow ^{210}\text{Po} \rightarrow ^{206}\text{Pb}$. La variation du nombre des noyaux fils de deuxième génération, dans ce cas ^{210}Po , dans l'intervalle t à $t+dt$ est :

$$dN_2 = [\lambda_1 N_1(t) - \lambda_2 N_2(t)]dt = [\lambda_1 N_1(0)e^{-\lambda_1 t} - \lambda_2 N_2(t)]dt$$

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

Les réactions provoquées (Radioactivité artificielle)

La radioactivité artificielle fut mise en évidence en 1934 par **Irène et Frédéric JOLIOT CURIE**. Ils ont créé par réaction nucléaire un isotope radioactif du phosphore.

La radioactivité artificielle est l'ensemble des phénomènes de **transmutation** des radio-isotopes créés artificiellement en bombardant des éléments stables (aluminium, béryllium, iode, etc.) avec divers faisceaux de particules **subatomiques** (neutron, proton, particule α , deuton).

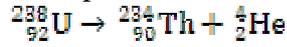
II.3.1. Radioactivité α

Cette forme de radioactivité concerne essentiellement les éléments "lourds" de numéro atomique $Z > 83$. Les particules α sont des noyaux d'Hélium:

Un noyau « père » ${}^A_Z X$ se désintègre pour engendrer le noyau « fils » ${}^{A-4}_{Z-2} Y$ et l'expulsion d'une particule α . L'équation de la réaction est :



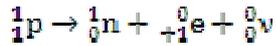
Exemple :



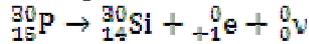
II.3.2. Radioactivité β

Elle se manifeste de deux façons :

a- La radioactivité β^+ : Cette forme de radioactivité concerne les isotopes instables possèdent un **excès de protons**. De tels noyaux chercheront à se stabiliser en augmentant N et en diminuant Z. Le noyau expulse un positron (e^+). Un proton du noyau se transforme en neutron et l'émission du positron s'accompagne de l'émission d'un neutrino (particule de masse nulle (ν)). Les transformations s'écrivent :



Exemple:

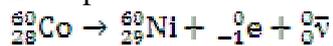


Le processus de désintégration radioactivité β^+ apparait presque toujours en compétition avec le processus de **la capture électronique** dans lequel un électron du cortège entourant le noyau. Cette capture, tout comme le processus de désintégration radioactivité β^+ , conduit à la transformation d'un proton du noyau en un neutron. La capture s'écrit :

b- La radioactivité β^- : Cette forme de radioactivité concerne les isotopes instables qui possèdent un **excès de neutrons**. Le noyau expulse un électron négaton (e^-), c'est-à-dire qu'un neutron se transforme en proton, et l'émission de l'électron s'accompagne de l'émission d'un anti-neutrino ($\bar{\nu}$). **ATTENTION** : en aucun cas cet électron ne vient du cortège électronique. Les réactions s'écrivent :



Exemple :



II.3.3. Désintégration gamma « γ »

C'est un rayonnement électromagnétique (**lumière invisible**) très énergétique et très pénétrant produit par la désexcitation d'un noyau atomique résultant d'une désintégration. Ce rayonnement

accompagne l'émission de rayonnements α , β^+ et β^- . Il peut être considéré comme un jet de particules (de masse nulle) se déplaçant à la vitesse de la lumière (**photons**). Cette désintégration γ laisse le noyau inchangé.

II.3.4. Conversion Interne

La conversion interne accompagne souvent la désintégration β puisque les noyaux pères pourraient se désintégrer à un état excité du noyau fils par une désintégration β , qui ensuite se désexcite par une transition électromagnétique. L'énergie de désexcitation est transférée à un électron d'une des couches atomiques K, L, ... etc, qui sort de l'atome avec une énergie

$$E_e = E_i - E_f - E_{\text{liaison}}$$

La conversion interne accompagne souvent la désintégration puisque les noyaux pères pourraient se désintégrer à un état excité du noyau fils par une désintégration β , qui ensuite se désexcite par une transition électromagnétique.

CHAPITRE III:
Notions sur les modèles du noyau atomique

CHAPITRE III: *Notions sur les modèles du noyau atomique*

III.1 MODELE DE LA GOUTTE LIQUIDE

Introduction:

Le modèle de la goutte liquide a été élaboré par Niels Bohr en 1936 pour expliquer la courbe de l'énergie de liaison par nucléon en fonction du nombre de nucléons. Dans le modèle, les liaisons entre les nucléons d'un noyau sont supposées semblables aux liaisons entre les molécules d'un liquide. Suivant ce modèle, chaque nucléon interagit avec les autres nucléons au moyen d'une force nucléaire intense et de courte portée. Ce qui a pour conséquences que chaque nucléon n'interagit qu'avec ses voisins immédiats et n'exerce donc aucune force significative sur les nucléons plus éloignés. Ainsi ce modèle permet d'expliquer la courbe de l'énergie de liaison par nucléon comme provenant des trois effets suivants :

Un effet de volume, un effet de surface, un effet coulombien.

Hypothèse de base : Ce modèle assimile donc le noyau à une goutte de liquide incompressible. Il repose sur les données suivantes.

1°- La masse volumique de la matière nucléaire est la même quelque soit A ; sa valeur est de $1.45 \cdot 10^{-14} \text{ g.cm}^{-3}$ environ.

2°- Le noyau est une sphère de rayon R_0 , qui est de la forme : $R_0 = r_0 A^{1/3}$

r_0 étant la distance minimale d'approche des nucléons du noyau.

3°- La densité volumique de charge dans le noyau est constante c'est-à-dire que les protons sont distribués de manière uniforme dans le volume du noyau.

4°- La force nucléaire est identique pour chaque nucléon et en particulier ne dépend pas de la nature du nucléon. Cela signifie que si les forces nucléaires existaient seules, l'énergie de liaison serait proportionnelle à A et le nombre de proton serait égal au nombre de neutrons.

5°- Les forces nucléaires sont à court rayon d'action.

Formule semi empirique de Von-Weizsäcker : Weizsäcker a établi en 1935 une formule semi-empirique de l'énergie de liaison, dont les divers termes sont ajoutés, et ajustés à l'expérience au moyen de paramètres qui permettent de rendre compte des déterminations expérimentales les plus précises. Les termes qui s'introduisent dans la formule de l'énergie interne sont les suivants :

1°- **L'énergie de liaison en volume :** Elle est due aux forces de cohésion nucléaire, d'après l'hypothèse 4°, elle est proportionnelle au volume du noyau, donc de la forme :

$$E_v = a_v \cdot A$$

a_v étant une constante qu'on détermine expérimentalement.

2°- **L'énergie superficielle** : Les nucléons qui se trouvent sur la couche superficielle externe du noyau sont nécessairement moins liés que ceux qui se trouvent à l'intérieur, puisqu'ils ont un nombre plus faible de nucléons immédiatement voisins. Le nombre de ces nucléons superficiels est proportionnel à l'aire du noyau, donc proportionnel à R_0^2 c'est-à-dire à $A^{2/3}$. L'énergie correspondante est donc de la forme :

$$E_s = -a_s A^{2/3}$$

Le signe (-) indiquant que ce terme tend à diminuer l'énergie globale de liaison du noyau. a_s est une constante qu'on détermine expérimentalement.

3°- **L'énergie électrostatique** : Elle provient de la répulsion entre les protons du noyau, elle est également négative puisqu'elle tend à diminuer la cohésion nucléaire. Si on suppose que la distribution de la charge Ze est uniforme, cela signifie que la densité de charge est :

$$\rho = Ze / (4/3\pi R_0^3) \text{ et } E_c = -a_c Z^2 / A^{1/3} \text{ avec } a_c = (3/20\pi\epsilon_0) \cdot (e^2/r_0)$$

4°- **L'énergie d'assymétrie** : C'est la différence entre l'énergie de liaison du noyau comportant N neutron et Z protons ($N > Z$) et son isobare pour lequel $N = Z = A/2$. Elle est de la forme :

$$E_a = -a_a (N - Z)^2 / A = -a_a (A - 2Z)^2 / 4A.$$

E_a est bien négative puisque l'assymétrie correspond à une dépense d'énergie.

5°- **Energie liée au nombre pair ou impair de nucléons** : On introduit dans l'énergie de liaison un terme correctif qui est positif dans le cas des noyaux (pair-pair), négatif dans le cas des noyaux (impair-impair), nul dans le cas des noyaux (pair-impair). Des conditions empiriques confirmées par le calcul conduisent à :

$$E_p = a_p A^{-3/4}$$

Au total l'énergie de liaison E_L est :

$$E_L = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c Z^2 / A^{1/3} + a_p A^{-3/4}$$

$$E_p = a_p A^{-3/4} \text{ pour noyaux (pair-pair)}$$

$$E_p = 0 \text{ pour noyaux (pair-impair)}$$

$$E_p = -a_p A^{-3/4} \text{ pour noyaux (impair-impair)}$$

Détermination des coefficients dans la formule de E_L :

Les coefficients a_v , a_s , a_c , a_a et a_p sont évalués en utilisant les mesures de masses au moyen de spectromètre de masse, l'étude des bilans de réactions nucléaires, l'étude de la stabilité des noyaux vis-à-vis de la radioactivité β , etc... On donne le tableau suivant :

a_v (MeV)	a_s (MeV)	a_c (MeV)	a_a (MeV)	a_p (MeV)	r_0 (fm)
15.68	18.56	0.719	28.06	33.22	1.205

En toute rigueur, l'équation de E_L ne s'applique plus dans le cas des noyaux très légers ($A < 20$) et dans le cas des noyaux trop lourds ($A > 240$).

Corrections apportées à la formule :

1°- Pour les valeurs de Z et N voisines des nombres magiques 2, 8, 20, 50, 82, 126, la formule de E_L s'applique très mal. Il faut alors ajouter un terme tenant compte de cet effet et qui est positif.

2°- Les noyaux très lourds ont une forme ellipsoïdale qui s'écarte beaucoup de celle de la sphère et cela modifie totalement E_s et E_c que l'on doit multiplier par un coefficient de correction.

Application de la formule de Weizsäcker :

L'intérêt principal de cette formule est de permettre un certain nombre de prédictions sur la stabilité des noyaux vis-à-vis de divers types de phénomènes.

1°-détermination des rayons nucléaires : le paramètre lié à l'énergie électrostatique est $a_c = (3/20\pi\epsilon_0) \cdot (e^2/r_0)$. La détermination de a_c permet donc de déduire r_0 .

Si on a deux noyaux "miroirs" : deux noyaux "miroirs" ont la même valeur de A, mais des valeurs de Z et de N interchangées, les masses sont $M(Z, A)$ et $M(A-Z, A)$.

Soient M_n la masse du neutron et M_H la masse de l'atome d'hydrogène. La différence des masses est :

$$\Delta M = M(Z, A) - M(A-Z, A) = (A-2Z)[(M_n - M_H) - a_c A^{2/3}]$$

Et la différence des énergies de liaison est:

$$\begin{aligned} \Delta E_L &= E_L(Z, A) - E_L(A-Z, A) \\ &= (A-2Z)(M_n - M_H) - \Delta M \\ &= a_c \cdot A^{2/3} (A-2Z) \end{aligned}$$

A partir de la mesure de ΔE_L , on peut tirer a_c et d'en déduire r_0 .

Le tableau suivant nous donne les résultats obtenus sur un certain nombre de noyaux miroirs pour lesquels $(A-2Z)=1$

Noyau (Z, A)	Noyau (A-Z, A)	$E_L(Z, A)$ MeV	$E_L(A-Z, A)$ MeV	ΔE_L (MeV)	a_c (MeV)	r_0 (fm)
${}_{18}^{37}\text{Ar}$	${}_{19}^{37}\text{K}$	315.510	308.587	6.923	0.6235	1.39
${}_{15}^{31}\text{P}$	${}_{16}^{31}\text{S}$	262.916	256.688	6.228	0.6311	1.37
${}_{11}^{23}\text{Na}$	${}_{12}^{23}\text{Mg}$	186.565	181.726	4.839	0.5983	1.44
${}_{7}^{15}\text{N}$	${}_{8}^{15}\text{O}$	115.494	111.952	3.542	0.5824	1.48

2°-Stabilité du noyau vis-à-vis de la radioactivité β .

3°-Calcul du bilan d'énergie d'une réaction nucléaire : D'une manière générale, le bilan d'énergie d'une réaction nucléaire s'écrit :

$$Q=(Z_a+Z_x-Z_b-Z_y)M_p c^2+(N_a+N_x-N_b-N_y)M_n c^2+(E_L)_a+(E_L)_x-(E_L)_b-(E_L)_y$$

Z : nombre de charge, N nombre de neutrons, E_L : énergie de liaison.

4°-Fission nucléaire spontanée : Le paramètre de fission (Z^2/A) est donné par $(Z^2/A)_{\text{critique}}=2a_s/a_c$

III.2 Modèle en couches

Selon le modèle de gaz de Fermi, un nucléon dans un noyau vit dans un champs moyen produit par les autres nucléons. Avec la plus simple forme de potentiel, celui d'un puits sphérique, ce modèle réussit à décrire le comportement général de l'énergie de liaison, mais demeure insuffisant.

– Nombre magique

En observant de plus près les énergies de liaison des nuclides, on trouve que des nuclides avec un certain nombre de protons et/ou neutrons sont particulièrement stables. Ces nombres (**2, 8, 20, 28, 50, 82, 126**) sont connus comme les **nombre magique**. En fait on observe que si un noyau a un nombre magique de neutrons, il faut beaucoup d'énergie pour lui extraire un neutron, alors que si le noyau a un neutron de plus, cette énergie de séparation est beaucoup plus petite. Le même est aussi vrai pour les protons. Les nuclides doublement magiques sont encore plus stables (${}^2\text{He}_2$, ${}^8\text{O}_8$, ${}^{20}\text{Ca}_{20}$, ${}^{20}\text{Ca}_{28}$, ${}^{82}\text{Pb}_{126}$). Toutes ces observations nous indiquent que les états d'énergie des nucléons sont groupés en couches, très semblables à la situation d'un atome. Nous pouvons donc essayer de construire un modèle similaire, sauf qu'au lieu du potentiel de Coulomb, on a un potentiel inconnu, sinon qu'il est assez central, qui nous oblige à utiliser les formes de potentiel approximatives.

– Potentiels centraux

Dans le cours de mécanique quantique, nous avons appris que pour un potentiel central $V(r)$ (symétrie sphérique), la fonction d'onde d'une particule peut être décomposée en une partie radiale et une partie angulaire

$$\psi = R_{nl}(r)Y_{lm}(\theta,\varphi).$$

Pour trouver les énergies des états, il faut résoudre l'équation de Schrödinger

$$H\psi = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(r) \right] \psi = E_{nl} \psi$$

L'indice l de l'harmonique sphérique $Y_{lm}(\theta,\varphi)$ correspond au moment angulaire l , qui est une constante du mouvement, quelque soit $V(r)$; m correspond aux composantes de l , qui peut prendre la valeur d'un entier entre $\pm l$. Les énergies des états E_{nl} dépendent en général de n et l , mais non pas de m , d'où une dégénérescence $2l+1$. Les nucléons sont des fermions (spin $1/2$), la dégénérescence des états nl est en fait $2(2l+1)$.

La fonction d'onde radiale $R_{nl}(r)$ est une solution de :

Pour aller plus loin, il faut choisir un modèle de potentiel moyen. Commençons par le potentiel du **puits carré infini**:

$$V(r) = \begin{cases} \infty, & r \gg R \\ 0, & 0 \leq r \leq R \end{cases}$$

Les solutions sont des fonctions Bessel sphériques, $R_{nl}(r) = j_l(k_{nl}r)/r$, et les énergies des niveaux sont $E_{nl} = \hbar k_{nl}^2 / 2mR^2$, où k_{nl} correspondent à la n 'ième zéro de la l 'ième fonction de Bessel ($j_l(k_{nl}R) = 0$) exigé par la condition de bord. Les états dégénérés pour une combinaison de n et l forment une couche qui peut contenir $2(2l+1)$ protons ou neutrons. Les niveaux des couches se trouvent en ordre 1s, 1p, 1d, 2s, 1f, 2p, 1g, 2d, ... Les nombres des nucléons dans un noyau avec des couches fermées sont: **2, 8, 18, 20, 34, 40, 58, 68, ...** Il est très encourageant de trouver quelques nombres magiques (2, 8, 20) dans cette liste avec un modèle si simple.

Prenons un autre potentiel simple, celui d'un **oscillateur harmonique**:

$$V(r) = (1/2) * m \omega^2 r^2$$

Dans ce cas les fonctions d'ondes sont des fonctions compliquées contenant des polynômes de Laguerre, et les états discrets sont spécifiés par les nombres quantiques n et l , avec les énergies propres données par $E_{nl} = \hbar \omega (2n + l + 1/2)$, où $n = 1, 2, 3, \dots$ et $l = 0, 1, 2, \dots$. Il est évident que des combinaisons différentes de n et l conduisent au même E_{nl} , résultant des dégénérescences en plus de $2(2l+1)$. En fait si l'on définit $N = 2n + l + 1/2$, on obtient $E_N = \hbar \omega (N + 3/2)$. La dégénérescence de l'état avec le nombre quantique N est calculée comme $(N+1)(N+2)$. Avec cette formule, le nombre de nucléons dans un noyau avec couches remplies est **2, 8, 20, 40, 70, 112, ...** On trouve donc les trois premiers nombres magiques mais pas plus.

Enfin essayons un modèle un peu plus compliqué, celui de Woods-Saxon, qui admet que la forme de potentiel est celle de la distribution Fermi, la même que la densité nucléaire

$$V(r) = V_0 / (1 + e^{(r-R)/a})$$

Les niveaux d'énergies peuvent être trouvés numériquement, à l'aide de calculs d'ordinateur. Mais même avec ce modèle les nombres magiques ne sont pas reproduits, sauf les 3 premiers. Il était assez clair vers les années 40 qu'**un potentiel central n'arrive pas à reproduire tous les nombres magiques**. La percée cruciale vint en 1949 quand Mayer et Jensen ont suggéré d'ajouter un potentiel spin-orbite.

- Interaction spin-orbite

Dans la théorie quantique d'atomes, l'interaction spin-orbite, c'est-à-dire l'interaction entre le spin d'électron et le champs magnétique généré par le mouvement du noyau (vu dans le système au repos d'électron) brise la dégénérescence sur l qui mène à la structure fine des niveaux d'énergie. Ces effets sont très faibles et ne changent pas les structures de couches des atomes. Il est pourtant très différent dans le cas des noyaux, où l'effet de l'interaction spin-orbite est déterminante dans la formation de la structure des couches. Ajoutant l'interaction spin-orbite, le potentiel total devient :

$$V_{TOT}(r) = V_{centr}(r) + f(r) \vec{L} \cdot \vec{S}$$

En analogie à la physique atomique, la combinaison du mouvement angulaire \mathbf{L} et le spin \mathbf{S} résulte en un mouvement total \mathbf{J} , qui peut prendre comme valeurs propres $j = l \pm 1/2$. Sans l'interaction spin-orbite, l'état $j = l + 1/2$ et celui de $j = l - 1/2$ sont dégénérés. L'interaction spin-orbite introduit une séparation ΔE_{ls} de ces deux niveaux. Les déplacements de niveaux peuvent être calculés :

$$\Delta E_{nl} = \hbar^2 l(l+1) \langle f(r) \rangle$$

Expérimentalement il est trouvé que $\langle f(r) \rangle$ est négatif. Ce qui veut dire que le niveau de $j = l - 1/2$ est toujours plus haut que le niveau $j = l + 1/2$, au contraire des atomes où l'inverse est vrai.

La séparation E_{nl} des niveaux augmente avec l . Si elle est suffisamment grande, elle peut déplacer certains niveaux d'une couche à l'autre. C'est ce qui est arrivé avec les noyaux. En fait en fittant E_{nl} avec les données expérimentales séparément pour chaque couche nl , on retrouve tous les nombres magiques (Fig. 3.1). Par exemple l'écartement du niveau 1f est déjà assez grand pour qu'une large séparation entre les états $1f_{7/2}$ et $1f_{5/2}$, ce qui est responsable du nombre magique 28.

Les autres nombres magiques aux plus hauts niveaux peuvent s'expliquer de la même manière. Il est donc clair que **la forte interaction spin-orbite est responsable de la structure des couches dans un noyau.**

Applications du Modèle en couches

Le modèle en couches permet de prédire un certain nombre de propriétés nucléaires, comme le spin et moment magnétique. Les prédictions sont en accord avec les expériences pour un grand nombre de noyaux avec A impair, surtout ceux de doublement magiques plus ou moins un nucléon. Dans ces derniers les couches sont fermées, sauf un nucléon un trou 'célibataire'. Le spin-parité d'un tel noyau est donc défini par ce nucléon ou ce trou. Un bon exemple est les noyaux ${}^7\text{N}_8$, ${}^8\text{O}_7$, ${}^8\text{O}_8$, ${}^8\text{O}_9$ et ${}^9\text{F}_8$ (Fig. 3.2). Par contre ce modèle ne peut pas être utilisé pour prédire la spin-parité des noyaux avec N et Z tous les deux impairs. Il ne donne aucune contrainte sur le couplage des protons et des neutrons 'célibataires'. Même pour certains noyaux de A impair, mais avec plusieurs nucléons hors de couches fermées (nucléons de valence), les prédictions ne correspondent pas aux observations expérimentales. Dans ces cas les interactions entre les nucléons de valence ont influencé l'état fondamental du noyau.

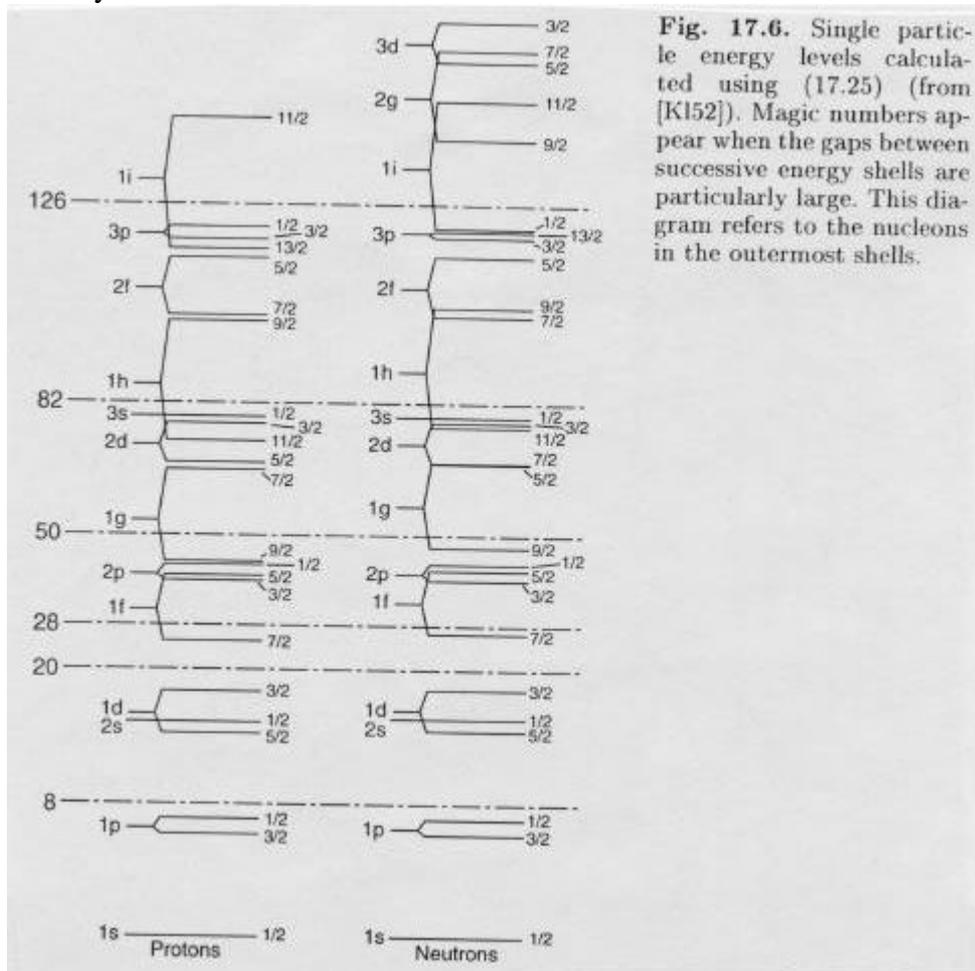


Fig. 17.6. Single particle energy levels calculated using (17.25) (from [K152]). Magic numbers appear when the gaps between successive energy shells are particularly large. This diagram refers to the nucleons in the outermost shells.

Fig 3.1 Les niveaux d'énergie d'un nucléon calculés avec l'effet de spin-orbite (Povh Fig. 17.6)

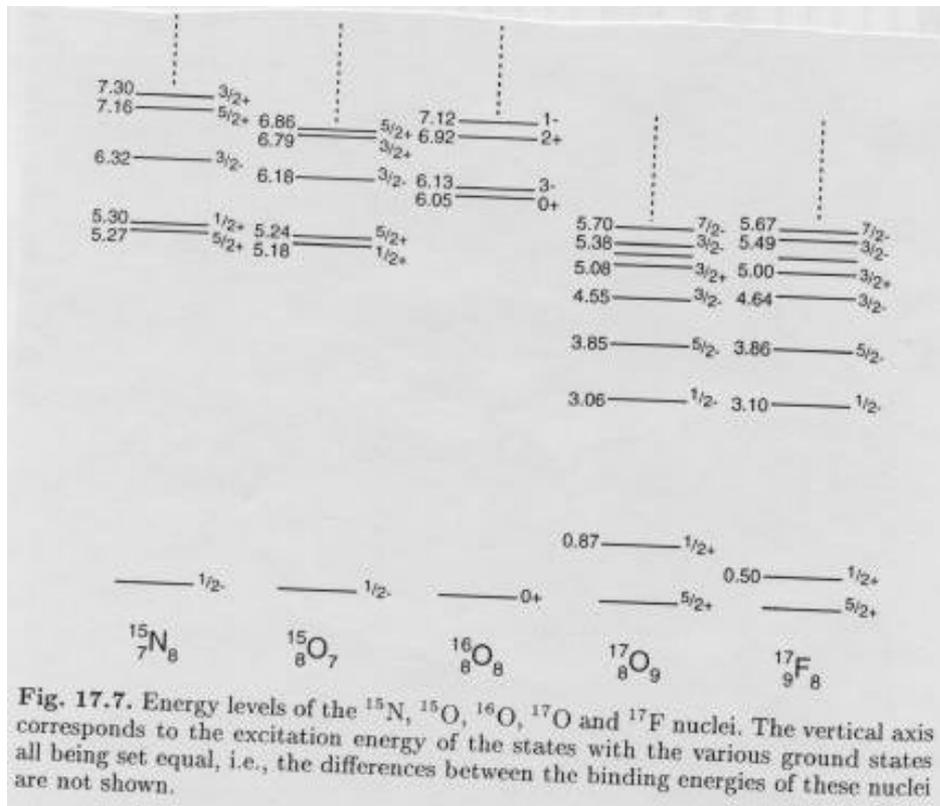


Fig. 17.7. Energy levels of the ^{15}N , ^{15}O , ^{16}O , ^{17}O and ^{17}F nuclei. The vertical axis corresponds to the excitation energy of the states with the various ground states all being set equal, i.e., the differences between the binding energies of these nuclei are not shown.

Fig 3.2 : Les niveaux d'énergie des noyaux ${}^7_7\text{N}_8$, ${}^8_8\text{O}_7$, ${}^8_8\text{O}_8$, ${}^8_8\text{O}_9$ et ${}^9_9\text{F}_8$

Chapitre IV:
Réactions nucléaires

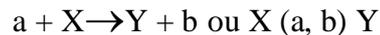
Chapitre IV : Réactions nucléaires

IV.1 Introduction

Une réaction nucléaire survient quand une particule de projectile frappe un noyau de cible. Le but des réactions nucléaires est d'étudier les structures nucléaires, et les propriétés des interactions. Pour arriver à l'interagir directement avec le noyau, la particule de projectile (sauf les particules neutres), doit avoir une énergie suffisamment élevée, de l'ordre de MeV, pour pénétrer l'écran des électrons atomiques.

IV.2. Définitions et notations

Une réaction nucléaire est décrite par l'équation symbolique:



En général on dit une **diffusion** si $b = a$, une **transmutation** si $Y \neq X$. Mais ces définitions ne sont pas strictes. En effet en physique des particules on utilise "diffusion" pour toutes les interactions entre deux particules avec une vitesse relative non nulle.

Diffusion élastique. Les particules, et ses énergies internes, restent les mêmes, après l'interaction: $a + X \rightarrow X + a$. L'énergie cinétique totale est conservée.

Diffusion inélastique. Le noyau de cible est excité par l'énergie transférée de la projectile, qui se désintègre par la suite: $a + X \rightarrow X^* + a$, $X^* \rightarrow c + d$. L'énergie cinétique totale n'est pas conservée.

Production inélastique des particules. Le noyau de cible est 'cassé', et de nouvelles particules sont produites dans l'interaction: $a + X \rightarrow a + c + d$, ou $a + X \rightarrow b + c + d$.

Pour les réactions nucléaires proprement dites (énergie de projectile assez basse, la particule cible est un noyau), on peut les classer selon le mécanisme de réaction.

Réaction potentielle. Le projectile ne pénètre pas dans le noyau mais il est diffusé par le potentiel moyen créé par l'ensemble des nucléons du noyau cible. Une réaction potentielle est une diffusion élastique.

Réaction directe. Le projectile pénètre dans le noyau et interagit immédiatement avec un nucléon (ou un groupe). Une particule sort du noyau rapidement. Ce type de réaction est rapide, dans l'ordre de $t \sim 2R/v \sim 10^{-22}$ sec. La distribution angulaire de la particule sortante est fortement anisotrope.

Les diffusions inélastiques sont des réactions directes puisque pour que l'énergie transférée soit assez grande pour exciter le noyau, le projectile doit pénétrer dans le noyau. On peut encore distinguer les réactions de 'knock-on': (p,n) ou (n, p); les diffusions quasi-élastiques: eg. (p, pp), (n,np); les réactions de 'stripping': eg. (d,p); les réactions de 'pickup': eg. (t,α).

Réaction selon le mécanisme du noyau composé.

Le projectile est absorbé par le noyau et un noyau composé dans un état complexe et excité est formé. Après un certain temps ($\sim 10^{-18}$ sec, beaucoup plus long que le temps $2R/v$), un des nucléons (ou un groupe) obtient assez d'énergie, par fluctuation statistique, pour pouvoir sortir. $a + X \rightarrow Y^*$, $Y^* \rightarrow c + d$ Ce modèle de réaction (Bohr, 1936), implique que la formation et la

désintégration du noyau composé sont indépendants: les propriétés de $Y^* \rightarrow c + d$ dépendent uniquement de Y^* et non pas du mécanisme de formation de Y^* .

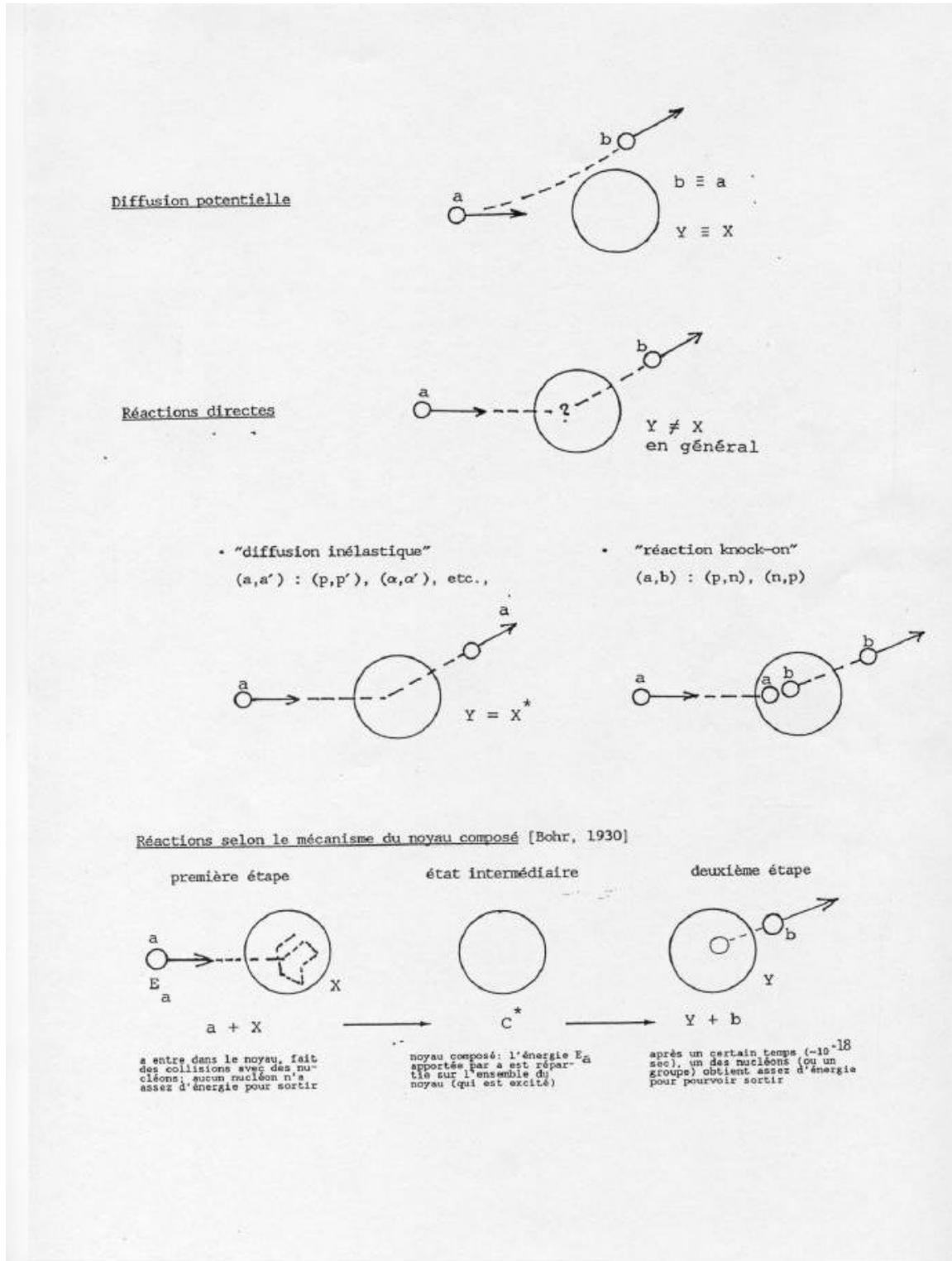


Fig. 4.1 Classification des réactions nucléaires

IV.3. Lois de conservation et cinématiques de réaction

Les réactions nucléaires obéissent aux lois de conservation suivantes.

IV.3.1 Conservation de la charge électrique

La charge se conserve, quelle que soit la nature de l'interaction. Cette loi se traduit par la relation : $\Sigma Z = \text{constante}$.

Lorsqu'un électron (négatif) ou un positron (positif) intervient dans une réaction nucléaire, on doit considérer que son $Z = -1$ ou $+1$ respectivement.

IV.3.2 Conservation du nombre de nucléons

Cette loi se traduit par : $\Sigma A = \text{constante}$.

Pour les électrons, positrons et neutrinos, on considère que $A = 0$.

IV.3.3 Conservation de la masse-énergie

Lors d'une réaction $X(a,b)Y$ la loi relativiste de conservation de la masse-énergie s'écrit :

$$(m_a c^2 + T_a) + m_x c^2 = (m_b c^2 + T_b) + (m_y c^2 + T_y) \quad (4.1)$$

où m_a , m_b , m_x et m_y sont les masses au repos des particules, T_a , T_b et T_y sont les énergies cinétiques des particules (on suppose X au repos ; $T_x = 0$).

IV.3.4 Conservation de l'impulsion (ou quantité de mouvement)

Les lois de conservation de l'énergie totale et de l'impulsion totale s'appliquent à toutes les interactions et sont le point de départ obligé de tout calcul de cinématique.

La loi de conservation s'écrit : $\Sigma \vec{p}_i = \Sigma \vec{p}_f$

IV.3.5 Conservation du moment angulaire total

Le moment angulaire ou moment cinétique total d'un noyau (autrement dit son spin, entier ou demi-entier suivant le noyau et son état) est la résultante des spins propres des différents nucléons de spin intrinsèque $\frac{1}{2}$ et de leur moment cinétique orbital. Lors d'une réaction nucléaire, la particule qui arrive dans le noyau, ou qui le quitte, a un spin ainsi qu'un certain moment cinétique orbital l . Celui-ci est souvent inconnu; cependant on sait que le nombre quantique l qui y correspond est nécessairement entier (quantification du moment angulaire).

La loi de conservation s'écrit : $\Sigma \vec{J}_i = \Sigma \vec{J}_f$

IV.3.5 Conservation du nombre leptonique

En physique des particules, le **nombre leptonique** est un nombre quantique **invariant** (tout comme le nombre baryonique) attribué aux particules et fait l'objet d'une conservation lors d'une réaction nucléaire.

Le nombre leptonique vaut $+1$ pour un **lepton**, -1 pour un **antilepton** et 0 pour toute autre particule. Il s'agit d'une quantité qui s'inverse lors de passage de la matière à l'antimatière. Dans chaque réaction nucléaire il y a conservation du nombre leptonique. Par exemple, le muon (nombre leptonique 1) se désintègre en : $\mu \rightarrow \nu_\mu + e + \bar{\nu}_e$

- neutrino muonique (nombre leptonique 1),
- électron (nombre leptonique 1),
- antineutrino électronique (nombre leptonique -1).

IV.3.7 Bilan d'énergie de réaction ou "Q de réaction" $a + X \rightarrow Y + b$

Soit $T_i = T_a + T_X$ l'énergie cinétique totale avant la réaction et $T_f = T_b + T_Y$ l'énergie cinétique totale après la réaction. Le bilan d'énergie de l'interaction se note Q et vaut:

$$Q = T_f - T_i \quad (4.2.a)$$

Si $T_f = T_i$ (conservation de l'énergie cinétique totale), $Q = 0$; il s'agit d'une diffusion élastique ; le projectile subit une déviation de sa trajectoire.

Si $T_f \neq T_i$, le processus est inélastique, $Q \neq 0$.

D'après (4.1), le bilan revient à calculer :

$$Q = (m_a + m_X - m_Y - m_b) c^2 \quad (4.2.b)$$

On peut passer des **masses nucléaires** aux **masses atomiques** car on peut négliger la différence des énergies de liaison des électrons dans les atomes (a+X) d'une part et (y+B) d'autre part

$$Q = (M_a + M_X - M_Y - M_b) c^2 \quad (4.2.c)$$

♦ Si le bilan est positif ($Q > 0$) : la réaction est **exoénergétique** : elle libère de l'énergie.

Exemple: ${}^{10}_4\text{B} + n \rightarrow {}^7_3\text{Li} + {}^4_2\text{He} + Q$

$M^{10}_B = 10,012\,938\,00\text{ u}$, $M^4_{He} = 4,002\,603\,256\text{ u}$, $M^7_{Li} = 7,016\,004\,50\text{ u}$, $M_n = 1,008\,664\,97\text{ u}$

$Q = 0.00299522\text{ u}$

♦ Si le bilan est négatif ($Q < 0$) : la réaction est **endoénergétique** : elle nécessite de l'énergie.

Exemple:

2/ **réaction de Rutherford** : $\alpha + {}^{14}_7\text{N} \rightarrow {}^{17}_8\text{O} + p$

$m_\alpha = 4,003\,860\text{ u}$, $m_N = 14,007\,525\text{ u}$, $m_p = 1,008\,142\text{ u}$, $m_{17O} = 17,004\,507\,4\text{ u}$,

$Q = -0,001\,264\text{ u} = -1,18\text{ MeV}$. Cette **réaction** est **endoénergétique**.

IV.3.6 Energie d'excitation du noyau composé

Soit la réaction de formation du noyau composé $a+X \rightarrow [C]$, l'énergie d'excitation du noyau composé est la **somme** de l'énergie de liaison de la particule "a" dans [C] et d'une fraction de l'énergie cinétique incidente fT_a . On détermine cette fraction grâce à la conservation d'impulsion.

Pour cela, on suppose que $m_a + m_X = m_C$

Si m_a , m_X , v_a , v_X , sont respectivement les masses au repos et les vitesses de la particule incidente et du noyau initial et si v_C désigne la vitesse du noyau composé, on a, par conservation de l'impulsion

et en supposant $v_X = 0$: $m_a v_a = m_C v_C = (m_a + m_X) v_C$

Avec $T_a = \frac{1}{2} m_a v_a^2$ et $T_C = \frac{1}{2} m_C v_C^2$

La fraction d'énergie cinétique transformée en énergie d'excitation est donnée par :

$$T_a - T_C = T_a \frac{m_X}{m_X + m_a}$$

IV.3.7 Energie seuil d'une réaction à Q négatif

Dans le cas d'une réaction endoénergétique, il faut que la particule "a" ait une énergie cinétique minimum pour que la réaction soit possible. Pour déterminer cette valeur seuil, il suffit de remarquer que la fraction de l'énergie cinétique incidente de "a" convertie en énergie d'excitation du noyau composé doit **au moins** être égale à $|Q|$. L'énergie cinétique seuil T_{as} est donnée par :

$$Q = T_{as} \frac{m_x}{m_x + m_a}$$

Donc

$$T_{as} = Q \frac{m_x + m_a}{m_x}$$

Chapitre V

Interactions et détection des particules nucléaires

Chapitre V : *Interactions et détection des particules nucléaires*

V.1 Interactions des particules chargées et des rayonnements γ avec la matière

On va s'intéresser à l'interaction des particules α , β et γ avec la matière, qui constitue un vaste sujet que nous ne ferons qu'aborder. Pour information, les applications de ces interactions sont à l'origine :

- des détecteurs de particules (les particules ne sont décelables que par leur interaction avec la matière)
- des applications médicales (radiothérapie par exemple)
- de l'élaboration de mesures de radioprotection
- du dégagement de chaleur dans les centrales nucléaires

V.1 .1 Interaction des particules alpha

Perte d'énergie essentiellement par interaction électromagnétique avec les électrons atomiques. Importante création de paires électrons-ions : on dit que **le rayonnement alpha est fortement ionisant**.

A cause de sa grande masse, la particule alpha est peu déviée. La trajectoire des alphas dans la matière est rectiligne.

Particules alpha de 5,3 MeV émis par le polonium 210 :

- parcours : ~ 4 cm dans l'air, ~ 50 μm dans les tissus humains

V.1 .2 Interaction des particules bêta

Perte d'énergie des électrons (et positrons) :

- par interaction avec les électrons atomiques provoquant l'excitation ou l'ionisation de la matière
- par interaction avec les noyaux des atomes du milieu, qui dévient la trajectoire des électrons. Lors du changement de trajectoire, un photon de Bremsstrahlung est émis (conservation de la quantité de mouvement).

Les particules bêta sont plus de 8000 fois plus légères que les particules alpha et elles sont facilement déviées par le champ électromagnétique des noyaux. Leur trajectoire est en forme de ligne brisée. Les particules bêta sont nettement moins ionisantes que les particules alpha.

Particules bêta de 2 MeV :

- Parcours : ~ 6 mètres dans l'air, ~ 1 cm dans H_2O et ~ 3 mm dans l'aluminium

V.1 .3 Interaction du rayonnement gamma

Du point de vue microscopique, l'interaction des photons de haute énergie est pour l'essentiel une interaction avec les électrons atomiques.

En fonction de l'énergie du photon, l'interaction donnera lieu à :

- **Effet photo électrique**

C'est un processus par lequel le photon incident, d'énergie $h\nu$, cède toute son énergie à un électron des couches profondes qui est alors éjecté de l'atome : il y a absorption totale du photon et ionisation de l'atome (fig.5.1)

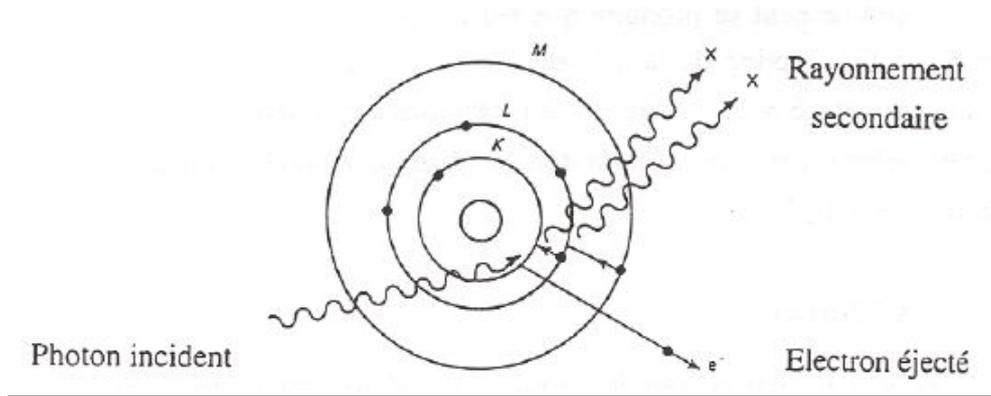


Figure 5.1 : Figure illustrant l'effet photo électrique

L'énergie de l'électron est égale à l'énergie du photon incident moins l'énergie de liaison de l'électron qui a été éjecté $E_e = h\nu - W_e$. L'atome réorganise ensuite son cortège électronique provoquant l'émission d'un rayonnement X secondaire.

- **Diffusion Compton**

Le photon incident cède une partie de son énergie à un électron des couches périphériques de l'atome, qui est éjecté. Il apparaît un nouveau photon diffusé, d'énergie $h\nu' < h\nu$. Il y a donc diffusion du photon incident et ionisation de l'atome (fig.5.2).

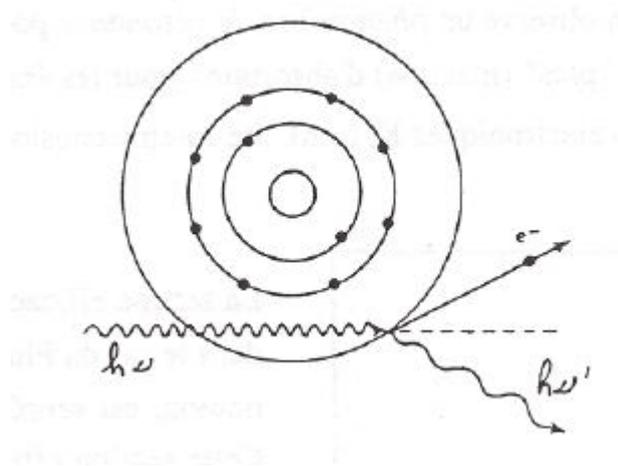


Figure 5.2 : Figure illustrant La diffusion Compton

L'énergie du photon incident est répartie sous la forme d'énergie cinétique apportée à l'électron et d'énergie du photon diffusé : (on néglige ici l'énergie de liaison de l'électron des couches périphériques). $E = E_{\gamma} + hv'$

• **Création de paire e+e-**

C'est un processus par lequel le photon incident disparaît, son énergie se matérialisant pour donner naissance à une paire e+e- (fig.5.3).:

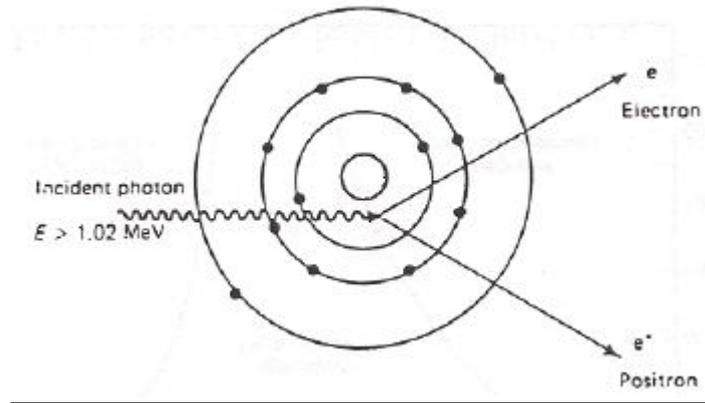


Figure 5.3 : Figure illustrant la création de paire e+e-

Pour que ce processus ait lieu, le photon doit avoir une énergie supérieure au seuil de création e+e-, i.e. $hv > 2 \times 0,511 \text{ MeV}$.

. **Importance relative des trois processus :** En fonction de l'énergie du photon incident, l'interaction photon-matière se fera préférentiellement par effet photoélectrique, diffusion Compton ou encore par création de paires. La figure ci-dessous représente la section efficace d'interaction des photons dans le plomb, en fonction de leur énergie.

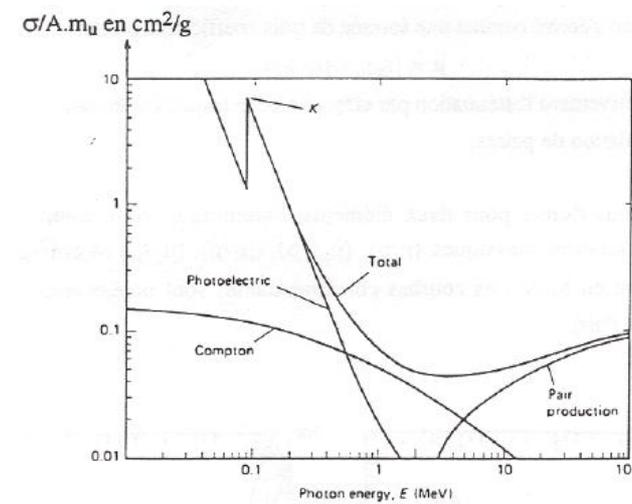


Figure 5.4 : Section efficace d'interaction des photons dans le plomb, en fonction de leur énergie

. Atténuation d'un faisceau de photons par la matière

Du point de vue macroscopique, un faisceau de photons s'atténue lors de son passage dans la matière. Le nombre de photons n'ayant subi aucune interaction suit une loi de décroissance exponentielle, similaire à la loi de décroissance des noyaux. En notant le nombre de photons initial N_0 et le nombre de photons n'ayant subi aucune interaction dans un matériau d'épaisseur x $N(x)$:

$$N(x) = N_0 e^{-\mu x} \quad (5.1)$$

On peut noter que si un photon survit au passage dans la matière, il a une énergie égale à son énergie initiale.

Le coefficient μ s'appelle le coefficient d'atténuation linéique. Il s'exprime comme l'inverse d'une longueur. Ce coefficient est le produit de deux termes : $\mu = \sigma \times n$ où :

n est le nombre de noyaux par unité de volume dans la matière (cm^{-3}).

σ est la probabilité d'interaction des photons dans la matière. Elle a la dimension d'une surface (cm^2). La section efficace varie énormément en fonction de l'énergie des photons et de la nature du matériau.

De façon similaire à la période, on définit l'épaisseur de demi-atténuation $x_{1/2}$:

$$N(x_{1/2}) = N_0/2 \quad (5.2)$$

On peut vérifier facilement que $x_{1/2}$ est relié à μ par la relation :

$$x_{1/2} = \ln 2 / \mu \quad (5.3)$$

V.2. Détecteurs de Particules

Les détecteurs de particules sont basés sur les phénomènes de leurs interactions avec la matière. Dans ce chapitre on va discuter des principes de quelques types des détecteurs .

V.2. 1. Mode de fonctionnement

Quel que soit le mode de fonctionnement d'un détecteur et donc le principe sur lequel s'appuie la détection des rayonnements, il est toujours constitué des mêmes éléments:

- un capteur au niveau duquel le rayonnement interagit avec la matière ;
- un système d'amplification qui met en forme et amplifie le signal produit par la sonde ;
- éventuellement un système de traitement du signal ;
- un système d'affichage qui indique :
 1. un flux de particules : le compteur ;
 2. l'énergie des particules : le spectromètre ;
 3. la dose absorbée ou le débit de dose absorbée : le dosimètre ou le débitmètre.

V.2. 2. Paramètres caractéristiques d'un détecteur

. **L'efficacité de détection** : c'est le rapport du nombre de particules détectées au nombre de particules reçues par le détecteur. L'efficacité dépend donc de la nature et de l'énergie du rayonnement.

. **Le temps mort** : c'est le plus petit intervalle de temps entre deux informations pour que chacune d'entre elles soit prise en compte par le système ;

. **Les caractéristiques géométriques** : elles définissent la forme du détecteur, l'importance de sa surface sensible et sa directivité

V.2.3. Les détecteurs d'ionisation

- Ces détecteurs détectent le passage d'une particule chargée en mesurant la charge totale des électrons et les ions produits dans l'ionisation du milieu par la particule (formule de Bethe-Bloch) .
- Le milieu peut être de gaz, liquide ou solide, chacun a ses avantages et ses applications.
- Pour récupérer les électrons et les ions avant qu'ils ne se recombinent en atomes, il faut la présence d'un champ électrique qui les sépare et les font dériver vers les électrodes respectifs.
- Les charges (électrons et ions) en dérive induisent des courants sur les électrodes (Fig 5.1). Ces courants sont détectés par un amplificateur qui produit un signal électronique.
- Le nombre moyen de paires d'électron-ion produit dans un passage d'une particule chargée est donné par la formule de Bethe-Bloch:

$$N_I = n_I d = \frac{-dE/dx}{W} d$$

Où d est l'épaisseur du détecteur, et W l'énergie moyenne pour créer une paire d'électron-ion. Dans les gaz $W \sim 30$ eV.

- Mais les charges détectées par l'amplificateur dépend de plusieurs facteurs techniques, avant tout de la haute tension du champ électrique.

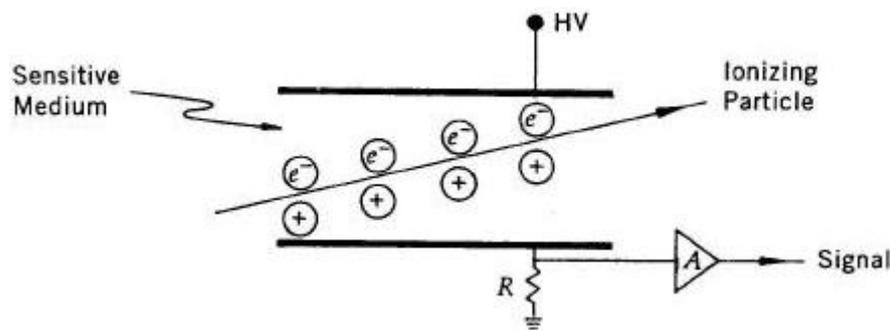


Fig 5.1 Eléments de base d'un détecteur d'ionisation

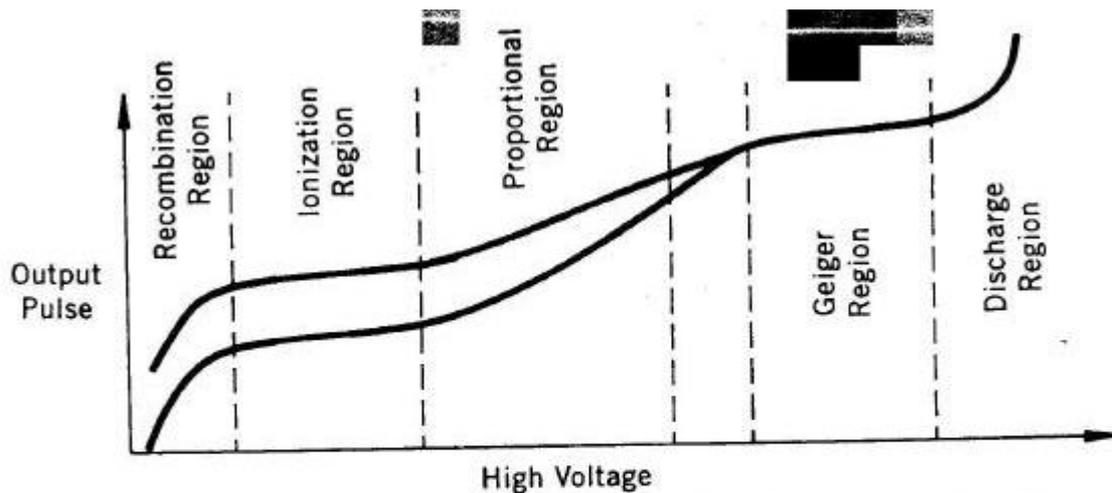


Figure 7.2 Signal response to ionization loss as a function of imposed voltage for heavily ionizing (top curve) and minimum ionizing particles (lower curve). In the Geiger region, the output does not depend on HV, nor on the amount of deposited energy or initially produced ionization.

Fig 5.2 : Régions opérationnelles d'un détecteur d'ionisation

Les régions opérationnelles d'un détecteur d'ionisation (Fig5.2)

- Région de recombinaison

- Quand le champ électrique (ou tension) entre les électrodes est faible, les électrons et les ions peuvent se recombiner en atomes tout de suite après qu'ils soient produits. Seule une petite fraction des charges d'ionisation sont détectée par l'amplificateur.

- Région d'ionisation et les chambres à ionisation.

- Une fois que la tension est assez grande pour empêcher les recombinaisons, les charges d'ionisation dérivent presque intégralement vers les électrodes. On obtient un signal qui reflète la charge totale d'ionisation.

- Les détecteurs opérants dans cette région, par exemple les chambres à Ar liquide à ionisation et les détecteurs de la matière condensé (Si, Ge), ont une excellente résolution d'énergie et une très bonne linéarité. Mais les signaux sont assez faibles puisqu'il n'y pas d'amplification des charges dans le détecteur. Les amplificateurs spéciaux de bas-bruit sont nécessaires.

- Région proportionnelle

- Si la tension est suffisamment haute ($E \sim 10^4$ V/cm), les électrons sont accélérés par le champ électrique et gagnent assez d'énergie pour produire les ionisations secondaires. Puisque la probabilité d'une ionisation secondaire par unité de longueur est constante pour un champ électrique donné, le nombre totale d'ionisations est proportionnel au nombre d'ionisations initiales.

- Les détecteurs opérants dans la région proportionnelle sont à gaz, puisque avec un gaz on peut obtenir un grand facteur d'amplification. L'avantage des chambres proportionnelles est qu'elles n'exigent pas d'électroniques de bas-bruit. Elles peuvent être utilisées pour mesurer l'énergie, mais la précision est moins bonne à cause de la fluctuation dans le processus d'amplification.

- L'application la plus importante des chambres proportionnelles est la mesure de position, comme la chambre proportionnelle aux multi-fils (MWPC) (fig 5.3). Ces détecteurs ont une bonne résolution spatiale

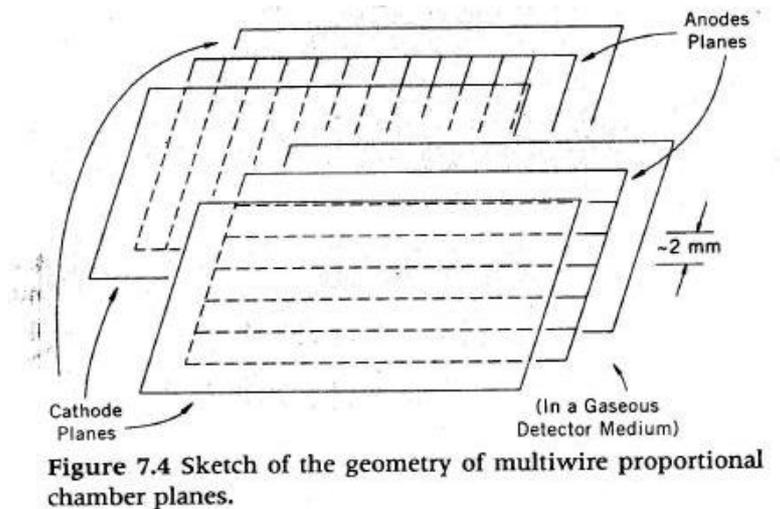


Fig 5.3 : Géométrie d'une chambre proportionnelle aux multi-fils

• Région Geiger

– Si on augmente le champ encore plus fort, les énergies d'ionisations primaires augmentent rapidement et ils excitent ou ionisent tout de suite d'autres atomes. Une avalanche d'électrons libres s'est produite. De plus, un grand nombre de photons sont produits dans le processus par désexcitation d'atomes. Ces photons initient aussi des avalanches d'ionisation par effet photo-électrique, au long du fil d'anode où le champs électrique est le plus fort. Ces avalanches se développent très rapidement et une décharge s'est produite, qui est audible. C'est le principe du compteur Geiger, et cette région d'opération est appelée la région Geiger.

– Le décharge ne s'interrompt que lorsque la charge d'espace formée par la gaine d'ions positifs autour de l'anode diminue suffisamment le champ électrique autour de celle-ci pour que le processus de la multiplication ne puisse plus continuer. Pendant ce temps le détecteur n'est plus sensible à toute ionisation primaire, jusqu'à ce que les ions aient migré suffisamment loin de l'anode. C'est l'origine du temps mort dans le compteur de Geiger.

• Région de décharge

– Augmenter le champ au-delà de la région Geiger entraîne une décharge continue. Un détecteur n'est plus utile s'il se trouve dans cette région.

V.3.2 Détecteurs à scintillation

Certains milieux transparents émettent une petite quantité de lumière en désexcitation après s'être excités par une particule chargée (fluorescence). Ces photons peuvent être détectés par un dispositif photosensible, si le milieu est transparent dans le domaine de longueur d'onde correspondant au moins à certains de ces photons. Il existe divers milieux qui satisfont à cette condition de transparence :

- Les scintillateurs organiques (plastique, liquide, cristal)
- Les scintillateurs inorganiques (cristal): NaI(Tl), CsF2, BGO, ...
- Exemple d'un détecteur à scintillation (Fig 4.4)

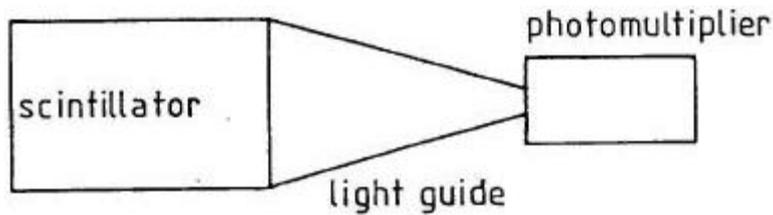


Fig. 5.13. Light readout with a 'fish-tail' light guide

Fig 5.4 : Exemple d'un détecteur à scintillation

Le but d'un photomultiplicateur est de convertir les photons de scintillation en un signal électrique, qui peut être ensuite traité électroniquement (amplificateur etc.).

V.3.3 Détecteurs à semi-conducteur

Les détecteurs à semi-conducteurs sont un type particulier de détecteurs à ionisation. Au lieu d'exciter ou ioniser le milieu, une particule chargée traversant un semi-conducteur crée des paires d'électron-trous quasi-libres dans la bande passante (fig 5.5). Il faut seulement à peu près 3 eV pour en créer une paire (comparé à 30 eV en gaz pour une ionisation)! Les charges ainsi créées peuvent être détectées en appliquant un champs électrique, comme dans d'autres types de détecteurs d'ionisation.

• Avantages:

- Très bonne résolution d'énergie, incomparable à basse énergie
- Compacte puisque c'est solide

Désavantages:

- Cher, fragile, susceptible au dommage de radiation

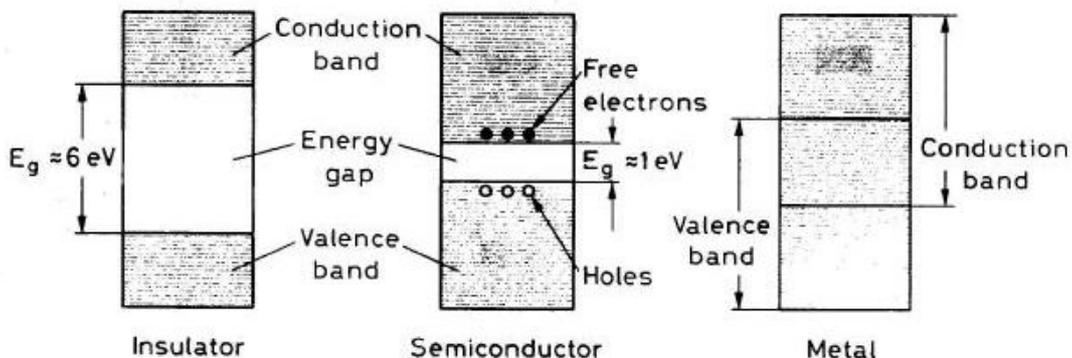


Fig. 10.1. Energy band structure of conductors, insulators and semiconductors

Fig 5.5 : Structure de la bande d'énergie d'un isolant, d'un semi-conducteur et un métal

Ces détecteurs sont 10 fois plus sensibles qu'au gaz, et 100 fois plus sensible qu'au scintillateur. Cela se traduit par une meilleure résolution d'énergie.

V.3.4 Détecteurs Cherenkov

Une particule chargée à vitesse v qui traverse un milieu d'indice de réfraction n polarise les atomes tout au long de son parcours, qui deviennent des dipôles électriques. Ces dipôles émettent un rayonnement électromagnétique (Fig. 5.6) ci dessous.

- Si la vitesse de particule ne dépasse pas celle de la lumière dans ce milieu, c'est-à-dire $v < c/n$, les rayonnements des dipôles de deux côtés du parcours s'annulent.

– Si $v > c/n$, la matière en aval ne peut être polarisée, le champ créé par la particule se propageant moins vite que celle-ci. Un rayonnement net en résulte, qui constitue l'effet Cherenkov.

L'angle de rayonnement Chrenkov par rapport à la vitesse de la particule (θ_c) (Fig. 5.7) est donné par le calcul exact de l'électrodynamique classique.

Le seuil de rayonnement Tcherenkov est $\theta_c=0$. Au seuil, le rayonnement est émis en avant ($\theta_c=0$). L'existence du seuil pour le rayonnement Tcherenkov est exploitée pour distinguer les particules chargées des masses différentes. Ce sont des compteurs Tcherenkov à seuil.

Les particules chargées plus lourdes que m_{seuil} n'émettent pas de rayonnement Tcherenkov. On peut ainsi distinguer les particules chargées plus lourdes ou plus légères que m_{seuil} dans un faisceau. Par exemple, dans un faisceau mélangé d'électrons et de pions chargés, on peut déclencher sur les électrons en mettant $m_{\text{seuil}} > m_p$. On utilise souvent un compteur Cherenkov à gaz, puisque l'indice de réfraction n est facilement réglé avec la pression du gaz.

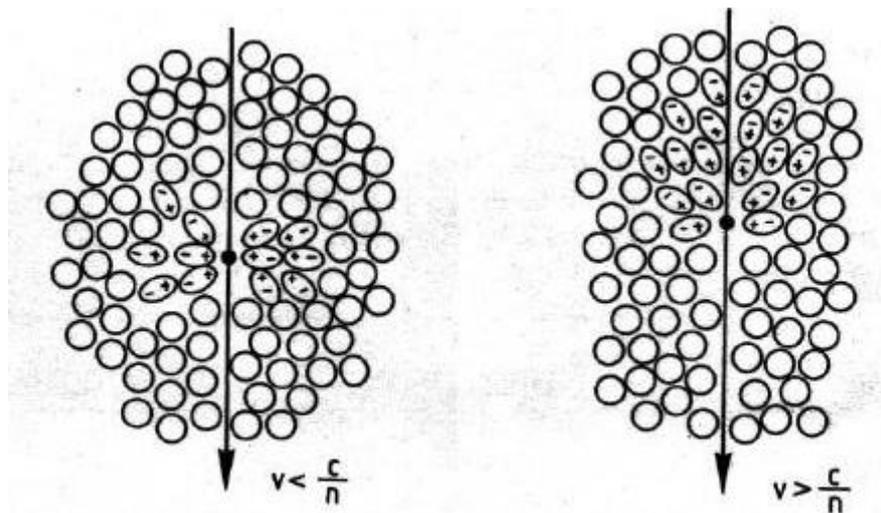


Fig. 6.7. Illustration of the Cherenkov effect [68].

Fig 5.6 : Illustration de l'effet Cherenkov

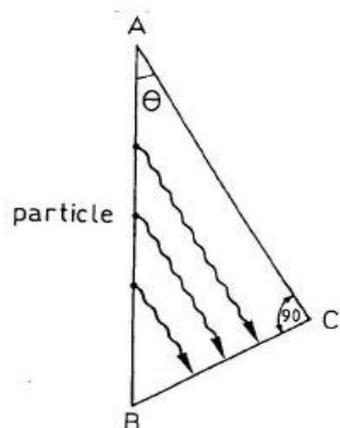


Fig 5.7: Détermination géométrique de l'angle de rayonnement Chrenkov

Chapitre VI :
Radioprotection - Radiologie

Chapitre VI : Radioprotection - Radiologie

VI .1 Définition et principes de la radioprotection

VI .1.1 Définition :

La **radioprotection** est l'ensemble des mesures prises pour assurer la protection de l'homme et de son environnement contre les effets néfastes des **rayonnements ionisants**. Un **rayonnement ionisant** est un rayonnement capable de déposer assez d'énergie dans la matière qu'il traverse pour créer une ionisation.

VI .1.2 principes de la radioprotection

Les trois principes fondamentaux de la radioprotection sont :

a) la justification : Les sources de rayonnements ionisants ne doivent pas être utilisées s'il existe d'autres alternatives. Dans le cas des analyses médicales, c'est au médecin de trancher entre le bénéfique et le risque, le bénéfique que le patient retire de l'examen doit être supérieur au risque radiologique.

b) l'optimisation : C'est la recherche de l'exposition minimum nécessaire, elle correspond au principe « **ALARA** » (**A**s **L**ow **A**s **R**easonably **A**chievable).

c) la limitation : Il existe des limites annuelles d'exposition à ne pas dépasser : elles sont les plus basses possible, afin d'éviter l'apparition d'effets stochastiques. Chaque pays définit des limites réglementaires en fonction des recommandations de la **Commission internationale de protection radiologique** (CIPR).

VI .2 Effets biologiques des rayonnements

Les rayonnements ionisants ont un effet néfaste sur les cellules vivantes et particulièrement sur l'ADN. Les rayonnements peuvent ainsi induire des modifications ou ruptures de la chaîne d'ADN, réparables ou non. Il existe deux sortes d'effets :

-Les effets stochastiques : ceux sont des effets aléatoires qui concernent les faibles doses d'irradiation.

-Les effets déterministes : ils concernent les doses fortes, entraînant la mort de la cellule à plus ou moins court terme.

VI .2.1 Dose et expositions :

Les sources d'expositions aux rayonnements ionisants peuvent être de deux natures :

- l'exposition externe engendrée par une source éloignée.
- l'exposition interne engendrée par l'incorporation de radionucléides dans l'organisme.

VI .2.2 Règles de protection opérationnelle :

Il existe quatre règles fondamentales de protection contre les sources de rayonnements externes : la **D**istance, l'**A**ctivité, le **T**emps et les **É**crans (D.A.T.E).

Distance

S'éloigner de la source de rayonnements.

En effet, quand la distance augmente, la dose reçue diminue ; elle peut-être calculée en utilisant la relation inverse carré de la distance (cette relation est valable dans tous les milieux)

$$D_{d1} = \frac{D_{d0}}{\left(\frac{d1}{d0}\right)^2}$$

Activité

Réduire l'activité de la source comme par exemple :

- diluer les gaz radioactifs. Dans les mines d'uranium souterraines, la ventilation permet de maintenir une faible concentration de radon dans l'air que respirent les mineurs ;
- attendre la décroissance radioactive des éléments.

Temps

Minimiser la durée de l'exposition aux rayonnements.

Écran

Il est possible d'utiliser des écrans de protection entre la source et les personnes. Ces derniers sont choisis en fonction des caractéristiques des rayonnements ionisants émis (par exemple : des murs de béton, des parois en plomb et des verres spéciaux chargés en plomb pour les rayonnements électromagnétiques : gamma et X)

Valeurs limites d'exposition

Les limites de doses de rayonnement établies dans le Règlement sur la radioprotection, sont fondées sur les recommandations de la Commission internationale de protection radiologique (CIPR). Elles sont données dans le tableau ci-dessous.

Personne	Période	Dose efficace (mSv)
Travailleuse, travailleur du secteur nucléaire	a) Période de dosimétrie d'un 1 an	50
	b) Période de dosimétrie d'un 5 an	100
Travailleuse enceinte du secteur nucléaire	Le reste de la grossesse	4
Personne autre qu'un travailleur du secteur nucléaire	Une année civile	1

VI .3 Dosimétrie

Dans cette partie, on rappellera certaines grandeurs utilisées en dosimétrie :

VI .3.1 Définitions des doses

•La dose absorbée (D) :

Elle représente la quantité d'énergie absorbée par unité de masse par une cible

L'unité est le Gray (1 Gy = 1 J/kg=100 Rad)

Débit de dose = énergie absorbée par kilogramme et par unité de temps (Gy/s)

Ne tient pas compte du type de radiation ainsi que la nature des tissus.

$$D = \frac{dE}{dm} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dm}$$

•**La dose équivalente (H_T)**

C'est une grandeur qui représente la dose absorbée par le tissu ou l'organe T pondérée suivant le type et la qualité du rayonnement R.

L'ancienne unité = rem (100 rem = 1 Sv = 1 J/kg)

Le facteur de pondération radiologique W_R est appliqué à la dose moyenne D_{T,R} dans l'organe.

$$H_T = \sum_R W_R D_{T,R}$$

On donne les facteurs de pondération radiologique de certains types de radiations

Types de radiation et énergie	Facteurs de pondération radiologique W _R
Photons toutes énergies	1
Electrons toutes énergies	1
Neutrons	
<10 keV	5
De 10 keV à 100 keV	10
De 100 keV à 2 MeV	20
De 2 MeV à 20 MeV	10
20 MeV	5
Protons >20 MeV, particules α, fragments de fission, ions lourds	20

Tableau1 : Facteurs de pondération radiologique de certains types de radiations en fonction de leurs énergies

•**La dose efficace (E)**

Cette grandeur représente la somme des doses équivalentes pondérées délivrées aux différents tissus et organes du corps par l'irradiation.

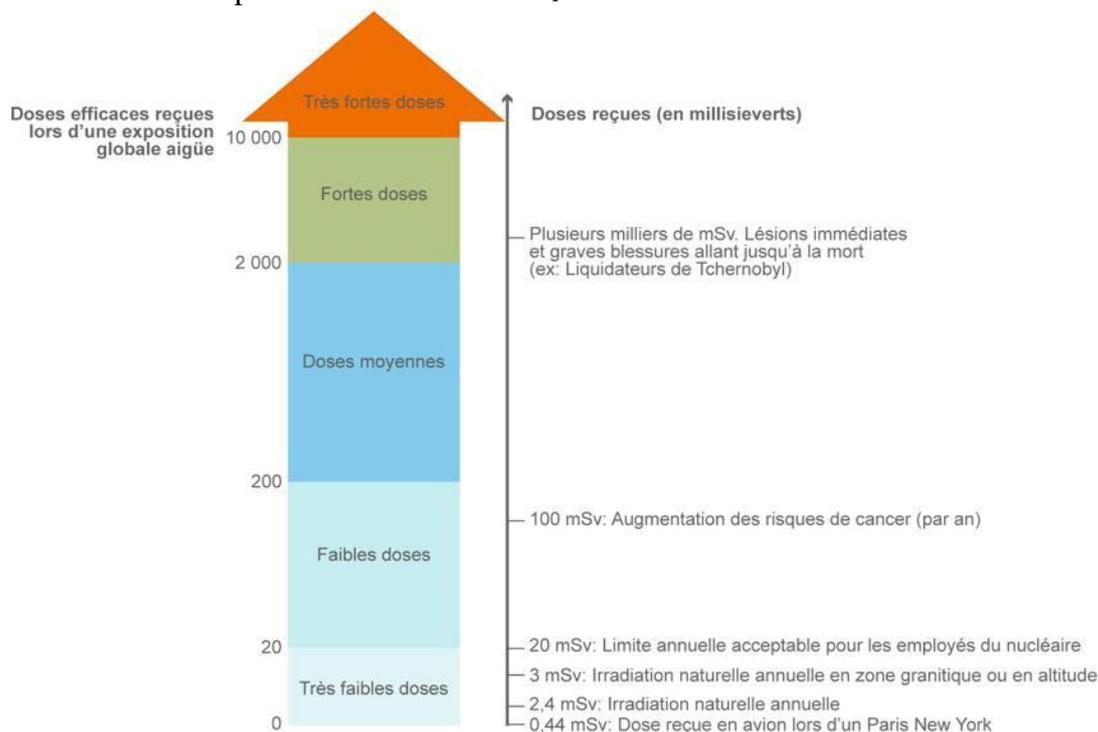
W_T = facteur de pondération tissulaire pour le tissu ou l'organe T

Dose fictive qui, si elle était administrée de façon uniforme au corps entier, entrainerait le même préjudice pour la santé que l'ensemble des doses réellement reçues par les divers organes ou tissus :

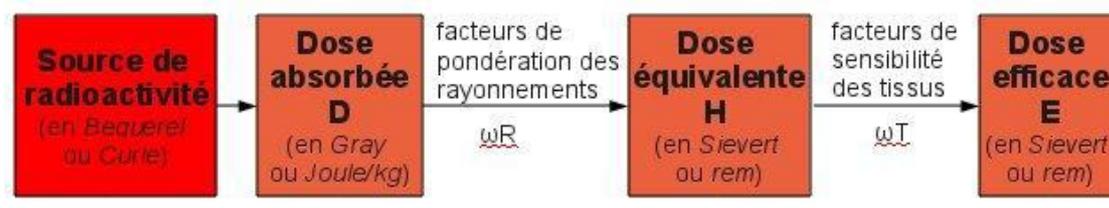
$$E = \sum_T W_T H_T = \sum_T W_T \sum_R W_R D_{T,R}$$

Tissu ou organe	Facteur de pondération tissulaire W_T
Gonades	0.20
Moelle	0.12
Colon	0.12
Paumon	0.12
Estomas	0.12
Vessie	0.05
Sein	0.05
Foie	0.05
Oesophage	0.05
Thyroïde	0.05
Peau	0.01
Os	0.01
Reste du corps	0.05

Tableau2 : Facteur de pondération tissulaire W_T



Relation entre dose absorbée, dose équivalente et dose efficace



Exercices et corrigés

SERIE N°1: GENERALITES

Propriétés générales du noyau

Exercice N°1

Le rayon d'un noyau atomique de nombre de masse A est donné par $R=r_0A^{(1/3)}$. Calculer la masse volumique de matière nucléaire, pour des noyaux sphériques. Prendre $r_0=1.2$ Fm.

Exercice N°2

Une particule de masse M_1 entre en collision au repos dont la masse $M_2= M_1$. Montrer que dans le système du laboratoire, après collision, les trajectoires font entre elles un angle de 90° .

Exercice N°3

Trouver une relation entre V et C pour une particule qui a une énergie cinétique égale à son énergie interne.

Exercice N°4

Quand on bombarde Li^6_3 avec des deutons de 4 MeV une des réactions observée est la formation de deux particules α d'énergie 13.2 MeV. Quel est le bilan Q de la réaction.

Exercice N°5

En utilisant les données suivantes trouvez la valeur du bilan Q de la réaction suivante : $Os^{192}(d,t)Os^{191}$

Noyaux	Os^{192}	Os^{191}	D(deuton)	T(triton)
Excès de masse	-0.038550	-0.039030	0.014102	0.016050

Exercice N°6

Calculer l'angle de diffusion dans le système (L) pour un neutron frappant un proton en fonction de l'angle de diffusion θ dans le système du centre de masse. Quelle est la plus grande valeur possible de l'angle de diffusion dans le système (L).

SOLUTION DE LA SERIE N°1

Exercice N°1

$\rho=M/V$ ρ : densité nucléaire, M masse du noyau ; $M \approx A m_n$, m_n : masse du nucléon

$m_n \approx 1.6 \cdot 10^{-27}$ kg , V : volume du noyau, $V=4/3\pi R^3$; $R=r_0 A^{1/3}$ $\rho=(3m_n/4\pi)(r_0)^3=0.23\text{g/cm}^3$

Exercice N°2

On applique la conservation de l'énergie totale et d'impulsion :

Pour une collision élastique, la conservation de l'énergie totale implique la conservation de l'énergie cinétique :

$$\frac{1}{2}M_1 v_1^2 = \frac{1}{2}M_1 v_1'^2 + \frac{1}{2}M_2 v_2'^2 \quad (1)$$

Or $M_1=M_2$; donc $v_1^2 = v_1'^2 + v_2'^2$ (2)

La conservation d'impulsion :

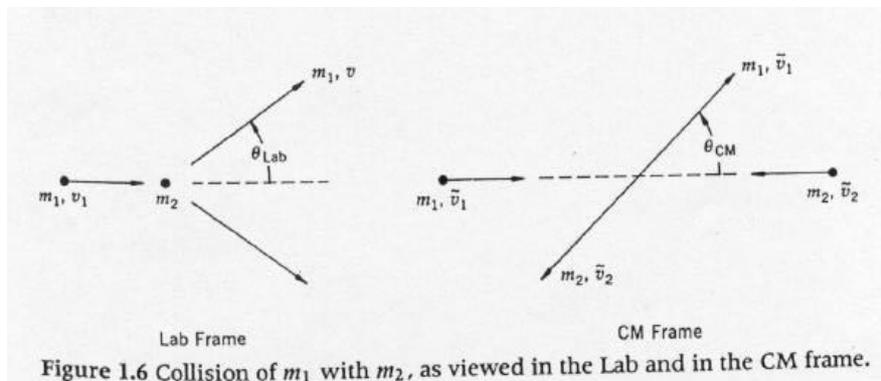
$$M_1 \vec{v}_1 = M_1 \vec{v}_1' + M_2 \vec{v}_2' \quad (3)$$

Or $M_1=M_2$; donc $\vec{v}_1 = \vec{v}_1' + \vec{v}_2'$ (4)

En élevant (4) au carré $v_1^2 = v_1'^2 + v_2'^2 + 2v_1'v_2' \cos(\theta_{lab} + \varphi_{lab})$ (5)

φ_{lab} et l'angle de diffusion de la particule M_2 dans le système laboratoire (figure ci dessous)

eq(2)=eq(5) implique que $\cos(\theta_{lab} + \varphi_{lab}) = 0$, $(\theta_{lab} + \varphi_{lab}) = 90^\circ$



Exercice N°3

L'énergie totale de la particule est $E : E = m_0 c^2 + T = m c^2$, $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$

L'énergie interne de la particule est $m_0 c^2$

L'énergie cinétique de la particule est $T = \frac{1}{2} m v^2$

Quand l'énergie interne de la particule est égale à l'énergie cinétique de la particule est T

$$T = \frac{1}{2} m v^2 = m_0 c^2$$

$E^2 = m^2 c^4 = (T + m_0 c^2)^2$, On aboutit après un calcul facile $\frac{v}{c} = \sqrt{\frac{3}{4}}$

Exercice N°4

Le bilan Q de la réaction :

$$Q = \sum T_f - \sum T_i = 26.4 - 4 = 22.4 \text{ MeV}$$

Exercice N°5

$$Q = \sum M_i c^2 - \sum M_f c^2 = \sum \Delta_i c^2 - \sum \Delta_f c^2$$

$$Q = -0.001468 \text{ MeV}$$

Exercice N°6

Soit θ l'angle entre le vecteur vitesse \vec{v} du neutron et le vecteur \vec{V} (vitesse du centre de masse).

Soit θ' l'angle entre \vec{V} et \vec{v}' (vitesse du neutron dans le centre de masse).

En utilisant la géométrie du triangle formé par \vec{v} , \vec{V} et \vec{v}' , on vérifie que :

$$\tan \theta = \frac{\sin \theta'}{\cos \theta' + \frac{V}{v'}}$$

$$\tan \theta_{\max} = \frac{m_{\text{proton}}}{m_{\text{proton}} + m_{\text{neutron}}}$$

SERIE N°2: Radioactivité

Exercice N°1

Un bol en bois a une activité en ^{14}C égale à $\frac{1}{4}$ de celle observée dans les objets en bois, estimer son âge en supposant que le niveau du ^{14}C dans l'atmosphère n'a pas varié. $T(^{14}\text{C})=5570$ années.

Exercice N°2

Une roche contient 3 noyaux de ^{207}Pb pour un noyau de ^{235}U . Quel est l'âge de la roche en supposant que la totalité du ^{207}Pb provient de ^{235}U .

$$T(^{235}\text{U})=6.8.10^8 \text{ années.}$$

Exercice N°3

Le rubidium naturel est composé de 72.15% de ^{85}Rb qui est un isotope stable et de 27.85% de ^{87}Rb qui est un isotope radioactif. L'activité spécifique est de 675 des/s et par gramme de Rb naturel. Quelle est la période de ^{87}Rb ?

Exercice N°4

Une source radioactive est faite d'un mélange de 2 nuclides radioactifs dont les activités initiales sont identiques. Un nuclide se désintègre à une période de 6 mois et l'autre avec une période de 4 mois. Quelle fraction d'activité initiale reste-t-il après une année ?

Exercice N°5

Un noyau émet plusieurs particules α d'énergie E_1 , E_2 et E_3 , les particules α d'énergie E_1 correspondant à l'état fondamental du noyau descendant ${}^A_Z X_N \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^{A-4}_{Z-2} Y$. Les énergies E_2 , E_3 correspondent aux états excités E_2^* , E_3^* . Calculer les énergies γ émis avec les particules α .

SOLUTION DE LA SERIE N°2

Exercice N°1

$$A = A_0 e^{-\lambda t}$$

$$A = A_0 e^{-\lambda t} = A_0/4, \quad \frac{1}{4} = e^{-\lambda t} \quad \lambda t = \ln 4, \quad \lambda = \frac{\ln 2}{T}, \quad t = 11460 \text{ années}$$

Le ^{14}C est utilisé dans le domaine de la datation.

Exercice N°2

A l'instant t , on a $N_0 e^{-\lambda t}$ noyaux de ^{235}U non désintégrés et $3N_0 e^{-\lambda t}$ noyaux de ^{207}Pb produits

$$N_0 e^{-\lambda t} + 3N_0 e^{-\lambda t} = N_0, \quad 4e^{-\lambda t} = 1, \quad \text{donc } t=2T, \quad t=2*6.8*10^8, \quad t=13.6*10^8 \text{ années}$$

Exercice N°3

La masse atomique du rubidium naturel Rb :

$$M = 85*0.7215 + 87*0.2783 = 85.557 \text{ uma.}$$

Le nombre de noyaux de Rb naturel dans 1 g est N

$$N = \frac{m}{\frac{M(\text{uma})}{N_{\text{avogadro}}}} = \frac{m N_{\text{avogadro}}}{M(\text{uma})} = \frac{1 * 6.023 * 10^{23}}{85.557} = 7.0398 * 10^{21} \text{ noyaux}$$

Le nombre de ^{87}Rb :

$$N_{87} = N * 0.2785 = 7.0398 * 10^{21} * 0.2785 = 1.96 * 10^{21}$$

$$A = N_{87} * \lambda, \quad T = \frac{N_{87} \ln 2}{A} = \frac{1.96 * 10^{21} * 0.69}{675}$$

$$T = 2 * 10^{18} \text{ secondes} = 6.35 * 10^{10} \text{ années}$$

Exercice N°4

$$\text{Initialement } : A_0 = \frac{A_0}{2} + \frac{A_0}{2}$$

$$\text{A l'instant } t : A(t) = \frac{A_0}{2} e^{-\lambda_1 t} + \frac{A_0}{2} e^{-\lambda_2 t}$$

$$\frac{A}{A_0} = \frac{1}{2} (e^{-\lambda_1 t} + e^{-\lambda_2 t}),$$

$$\frac{A}{A_0} = \frac{1}{2} (e^{-\ln 2 \times \frac{12}{4}} + e^{-\ln 2 \times \frac{12}{6}}) = \frac{3}{16}$$

Exercice N°5

En utilisant la conservation d'énergie totale :

$$M_X C^2 = M_Y C^2 + M_\alpha C^2 + E_\alpha + E_Y + E_{exc}$$

En utilisant la conservation d'impulsion totale :

$\vec{0} = \vec{P}_\alpha + \vec{P}_Y$, donc $P_\alpha^2 = P_Y^2$ et $E_Y = \frac{M_\alpha}{M_Y} E_\alpha$; E_Y et E_α sont les énergies cinétiques de Y et α respectivement.

$$E_{exc} = M_X C^2 - M_Y C^2 - M_\alpha C^2 - \left(1 + \frac{M_\alpha}{M_Y}\right) E_\alpha$$

Pour l'état fondamental $E_1^* = 0 = M_X C^2 - M_Y C^2 - M_\alpha C^2 - \left(1 + \frac{M_\alpha}{M_Y}\right) E_1$

$$E_1 = \frac{M_X C^2 - M_Y C^2 - M_\alpha C^2}{\left(1 + \frac{M_\alpha}{M_Y}\right)}$$

Pour le premier état excité $E_2^* = E_{2Y} = M_X C^2 - M_Y C^2 - M_\alpha C^2 - \left(1 + \frac{M_\alpha}{M_Y}\right) E_2$

donc
$$E_2^* = E_{2Y} = \left(1 + \frac{M_\alpha}{M_Y}\right) E_1 - \left(1 + \frac{M_\alpha}{M_Y}\right) E_2 = \left(1 + \frac{M_\alpha}{M_Y}\right) (E_1 - E_2)$$

de même
$$E_3^* = E_{3Y} = \left(1 + \frac{M_\alpha}{M_Y}\right) E_1 - \left(1 + \frac{M_\alpha}{M_Y}\right) E_3 = \left(1 + \frac{M_\alpha}{M_Y}\right) (E_1 - E_3)$$

SERIE N°3: Modèle en couches

Exercice N°1

La fonction d'onde d'un nucléon dans un potentiel à symétrie sphérique peut se mettre sous la forme :

$$\psi(\vec{r}) = R(r)Y_m^l(\theta, \varphi) = \frac{U(r)}{r} Y_m^l(\theta, \varphi)$$

A quelle équation radiale satisfait $U(r)$?

On rappelle l'expression du laplacien en coordonnées sphériques :

$$\Delta(r, \theta, \varphi) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}$$

Exercice N°2

Dans leur état fondamental, les noyaux ${}^{17}_8\text{O}$ et ${}^{15}_8\text{O}$ ont pour caractéristiques J^π respectivement $(5/2)^+$ et $(1/2)^-$

- 1) Interpréter ces caractéristiques dans le cadre du modèle en couches et écrire les configurations associées.
- 2) Même question pour le premier état excité $J^\pi=(1/2)^+$ du noyau ${}^{17}_8\text{O}$.

Exercice N°3

En utilisant une interaction spin-orbite de la forme $V_{ls} = f(r) * (\vec{s} \cdot \vec{l})$, calculer ΔV_{ls} entre les états $l=1/2$ et $j=1/2$. Que constatez-vous ?

Exercice N°4

L'état lié du nucléon dans le noyau peut-être représentée par une particule dans une boîte cubique fermée. Résoudre l'équation de Schrödinger $\psi(x, y, z)$ et donner l'expression de la fonction d'onde en coordonnées cartésiennes. $P=i\hbar\Delta$

SOLUTION DE LA SERIE N°3

Exercice N°1

Après résolution de l'équation de Schrödinger : $H\psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r})$

Avec

$$\psi(\vec{r}) = R(r)Y_m^l(\theta, \varphi) = \frac{U(r)}{r} Y_m^l(\theta, \varphi)$$

$$H=V+T = V+p^2/2m, p = i\hbar \nabla$$

$H=V+\hbar^2\Delta/2m$, l'équation $H\psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r})$ devient $(T + \frac{\hbar^2\Delta}{2m})\psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r})$

$$\Delta(r, \theta, \varphi) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin\theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2\theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}$$

On obtient après développement des calculs

$$\frac{1}{R(r)} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} R(r) \right) + \frac{2mr^2}{\hbar^2} (E - V(r)) = F(\theta, \varphi)$$

Les deux membres de l'équation = constante=A

On aboutit à l'équation radiale suivante :

$$\frac{d^2U(r)}{dr^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left[(E - V(r)) - \frac{A\hbar^2}{2mr^2} \right] U(r) = 0$$

Avec $A=l(l+1)$

Exercice N°2

Le noyau ^{17}O correspond au noyau ^{16}O à couche complète plus un neutron supplémentaire, ce dernier se situe dans la 1^{ère} couche vide de ^{16}O qui est $1d_{5/2}$. la configuration spectroscopique

$$(1d_{5/2})_n^{+1}$$

Le noyau ^{15}O est un état à un trou dans la dernière couche de ^{16}O et donc on écrira

$$(1p_{1/2})_n^{-1}$$

L'état excité de ^{17}O

$$(2s_{1/2})_n^{+1}$$

Exercice N°3

$$V_{sl} = f(r) (\vec{s} \cdot \vec{l})$$

$$\vec{j} = \vec{s} + \vec{l}, \vec{s} = \vec{j} - \vec{l}$$

$$j^2 = l^2 + s^2 + 2\vec{l} \cdot \vec{s}$$

$$\vec{l} \cdot \vec{s} = \frac{j^2 - l^2 - s^2}{2}$$

$$J^2 = j(j+1), l^2 = l(l+1), s^2 = s(s+1) \text{ avec } s=1/2$$

$$\text{Pour } j=l+1/2, \vec{l} \cdot \vec{s} = \frac{1}{2}$$

$$\text{Pour } j=l-1/2, \vec{l} \cdot \vec{s} = \frac{-l-1}{2}$$

$$\Delta V_{sl} = f(r) \left[\frac{1}{2} + \frac{l+1}{2} \right] = f(r) \left(l + \frac{1}{2} \right)$$

Exercice N°4

$$\text{D'après l'exercice 1 on a : } \Delta \Psi = -\frac{2m}{\hbar^2} (E - V) \Psi$$

Le laplacien est en coordonnées cartésiennes, on a alors :

$$\frac{1}{X} \frac{\partial^2 X}{\partial x^2} + \frac{1}{Y} \frac{\partial^2 Y}{\partial y^2} + \frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} = -\frac{2m}{\hbar^2} (E - V) = -k^2$$

X(x), Y(y) et Z(z) sont les fonctions d'ondes en coordonnées cartésiennes

$$\frac{1}{X} \frac{\partial^2 X}{\partial x^2} = -k_x^2$$

$$\frac{1}{Y} \frac{\partial^2 Y}{\partial y^2} = -k_y^2$$

$$\frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} = -k_z^2$$

$$\text{Avec } k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2$$

$$X(x) = a_x e^{ik_x x} + b_x e^{-ik_x x}$$

$$Y(y) = a_y e^{ik_y y} + b_y e^{-ik_y y}$$

$$Z(z) = a_z e^{ik_z z} + b_z e^{-ik_z z}$$

SERIE N°4: Energie de liaison

Exercice N°1

La distance entre les deux protons de ${}^3\text{He}$ est de 1.7 fermi.

- a) Calculer l'énergie de répulsion coulombienne dans ${}^3\text{He}$.
- b) Calculer la différence entre les énergies de liaison totale de ${}^3\text{He}$ et ${}^3\text{H}$. Comparer au résultat obtenu dans a) Conclure.

Données : $K=9.10^9$ MKSA, ${}^3_1\Delta = 14.950 \text{ MeV}/c^2$, ${}^3_2\Delta = 14.931 \text{ MeV}/c^2$,

$${}^1_0\Delta = 8.665.10^{-3} \text{ u}; {}^1_1\Delta = 7.825.10^{-3} \text{ u};$$

Exercice N°2

Dans La réaction (d,p) sur un noyau cible ${}^A_Z X$, Le bilan est $Q_{d,p}$. Montrer que l'énergie de séparation du dernier neutron du noyau résiduel est donné par :

$$S_n = Q_{d,p} + E_l(d), \text{ où } E_l(d) \text{ représente l'énergie de liaison du deuton } {}^2_1\text{H}.$$

$$Q_{d,p} = (m_d + m_x - m_p - m_y) C^2$$

Exercice N°3

Calculer les énergies de liaison totales du ${}^{12}_6\text{C}$ et ${}^{13}_6\text{C}$. Calculer l'énergie de séparation du dernier neutron du ${}^{13}\text{C}$. Comparer cette énergie à l'énergie de liaison moyenne par nucléon du ${}^{12}_6\text{C}$. Conclure.

$${}^1_0\Delta = 8.665.10^{-3} \text{ u}; {}^1_1\Delta = 7.825.10^{-3} \text{ u}; {}^{13}_6\Delta = 3.354.10^{-3}; \text{ u} \cdot c^2 = 931.5 \text{ MeV}$$

Exercice N°4

Soient les noyaux isobariques ${}^{11}_5\text{B}$ et ${}^{11}_6\text{C}$.

- a) Calculer la différence entre les énergies de liaisons totales des deux noyaux.
 b) L'énergie de répulsion coulombienne d'un noyau de nombre de masse A, de rayon $R=r_0A^{(1/3)}$ et comportant Z protons est donnée par :

$$E_c = (A, Z) = (3/5)k(e^2/R)Z(Z-1).$$

Sachant que les forces nucléaires ne dépendent pas de la charge électrique, calculer la valeur du paramètre r_0 en Fermi. Justifier votre réponse.

Données : $e=1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$; $K=9 \cdot 10^9 \text{ MKSA}$.

$${}^1_1\Delta = 9.305 \cdot 10^{-3} \text{ u}; \quad {}^{11}_5\Delta = 11.435 \cdot 10^{-3} \text{ u}$$

SOLUTION DE LA SERIE N°4

Exercice N°1

a) $E = K \frac{e^2}{d} = 0.847 \text{ MeV}$

b) $E_L({}^3_2\text{He}) = (2\frac{1}{2}\Delta + \frac{1}{0}\Delta - \frac{3}{2}\Delta)C^2$, $E_L({}^3_1\text{H}) = (\frac{1}{1}\Delta + 2\frac{1}{0}\Delta - \frac{3}{1}\Delta)C^2$

$$\Delta E_L = E_L({}^3_1\text{H}) - E_L({}^3_2\text{He}) = 0.763 \text{ MeV}$$

La différence entre les énergies de liaison de ${}^3_2\text{He}$ et de ${}^3_1\text{H}$ est voisine de l'énergie de répulsion des 2 protons de ${}^3_2\text{He}$

Exercice N°2

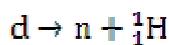


$$Q_{d,p} = (\frac{2}{1}\Delta + \frac{A}{Z}\Delta - \frac{1}{1}\Delta - \frac{A+1}{Z}\Delta)C^2$$



$$S_n = (m_n + m_X - m_Y)C^2 \text{ avec : } m_n = 1 + \frac{1}{0}\Delta, m_X = A + \frac{A}{Z}\Delta, m_Y = A + 1 + \frac{A+1}{Z}\Delta$$

$$S_n = (\frac{1}{0}\Delta + \frac{A}{Z}\Delta - \frac{A+1}{Z}\Delta)C^2$$



$$E_L(d) = (\frac{1}{0}\Delta + \frac{1}{1}\Delta - \frac{2}{1}\Delta)C^2$$

On vérifie aisément que:

$$Q_{d,p} + E_L(d) = S_n$$

Exercice N°3

$$E_L({}^{12}_6\text{C}) = (6^1_1\Delta + 6^1_6\Delta - {}^{12}_6\Delta)C^2 = 92.16 \text{ MeV}$$

$$E_L({}^{12}_6\text{C}) = (6^1_1\Delta + 7^1_6\Delta - {}^{13}_6\Delta)C^2 = 97.10 \text{ MeV}$$

D'après $S_n = ({}^{12}_6M + m_n - {}^{13}_6M)C^2$ où d'après $S_n(A, Z) = E_L(A, Z) - E_L(A-1, Z)$

$$S_n(13, 6) = E_L(13, 6) - E_L(12, 6) = 4.96 \text{ MeV}$$

$$E_{\text{moy}} = \frac{E_L(12, 6)}{12} = \frac{92.16}{12} = 7.68 \text{ MeV}$$

Exercice N°4

$$\text{a) } E_L(11, 5) = (5^1_1\Delta + 6^1_5\Delta - {}^{11}_5\Delta)C^2$$

$$E_L(11, 6) = (6^1_1\Delta + 6^1_6\Delta - {}^{12}_6\Delta)C^2$$

$$\Delta E_L = E_L(11, 5) - E_L(11, 6) = 2.77 \text{ MeV}$$

$$\text{b) } R = r_0 A^{1/3}, \quad E_C(A, Z) = \frac{3}{5} K \frac{e^2}{R} Z(Z-1)$$

Le fait que les forces nucléaires ne dépendent pas de la charge $\Delta E_L = \Delta E_C$

$$Z=6, \quad \Delta E_C = \frac{3}{5} K \frac{e^2}{R} (30 - 20) = \frac{30}{5} K \frac{e^2}{r_0 A^{1/3}}$$

$$r_0 = \frac{30 K e^2}{5 \Delta E_L A^{1/3}} = \frac{30 * 9 * 10^9 * (1.6 * 10^{-19})^2}{5 * 2.77 * 10^6 * 1.6 * 10^{-19}} = 1.4 \text{ fermi}$$

SERIE N°5 : Radioprotection

Exercice N°1

Compléter par vrai ou faux

- a: La radioprotection a pour but de protéger l'homme contre les rayonnements ionisants tout en lui permettant de les utiliser
- b: Tout examen utilisant les rayonnements ionisants se doit d'être optimisé
- c: Personne ne peut recevoir plus de 1 mSv par an
- d: Les principes fondamentaux de la radioprotection sont la justification, l'optimisation et la limitation.
- e: Le domaine des doses $> 10 \text{ Sv}$ a été défini comme celui des très fortes doses.

Exercice N°2

Compléter par vrai ou faux

Un technicien prépare une solution de tellure-127 radioactif émetteur (β^- , γ). Son dosimètre individuel porté à la poitrine affiche un débit de dose de $100 / \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ lorsqu'il se trouve à 60 cm de la solution. Ses mains se situent à 6 cm de la source radioactive.

- a: La dose reçue aux mains due au rayonnement γ est de $1 \text{ mGy}\cdot\text{h}^{-1}$
- b: S'il manipule pendant 15 min, ses mains recevront une dose due au rayonnement γ de 2,5 mGy.
- c: La dose enregistrée en 15 min par le dosimètre porté au doigt est supérieure à 2,5 mGy.

d: Si le technicien s'éloigne et se situe à 2 m de la source, son dosimètre de poitrine affichera $9 \mu\text{Gy}\cdot\text{h}^{-1}$

e: Aucune des propositions ci-dessus.

Exercice N°3

Une source délivre à 2m un débit d'équivalent de dose de 1mSv/h . A quelle distance de la source doit-on placer un balisage de façon que le public ne soit pas exposé à plus de $2,5 \mu\text{Sv/h}$?

Exercice N°4

Lors d'un accident industriel un ouvrier est irradié. Il reçoit comme dose absorbée 8mGy de rayonnement de photons, 3mGy de rayonnement de protons et des rayonnements alpha.

Données : Les W_R (facteur de pondération lié au rayonnement) pour les photons, les protons, et les alphas sont respectivement de 1, 5, et 20 Sv/Gy. Les W_T (facteur de pondération tissulaire) pour les gonades, et le foie sont respectivement de 0,20, et 0,05.

a/ Quelle est la dose absorbée de rayonnement alpha en mGy, sachant qu'il a reçu une dose de 63mSv équivalent totale ?

b/ Sachant que le foie a reçu une dose efficace de photon de $0,4 \text{mSv}$ et que la peau a reçu la même dose efficace mais avec un rayonnement alpha identique au précédent, quel est le W_T de la peau ?

Exercice N°5

Vous recevez une femme de 30ans ayant eu un accident de voiture et se plaignant depuis de douleurs abdominales (au niveau du foie) et de difficultés à respirer. Vous lui prescrivez alors une TDM (tomodensitométrie) au niveau de l'abdomen et un scanner X pour le thorax.

a/ Sachant que pour l'examen abdominal l'exposition a été mesurée à $1,24\cdot 10^{-3}\text{Cb/kg}$ et que la dose absorbée pour l'examen du tronc est de 60mGy et, la dose absorbée pour l'abdomen est de 80mGy .

On donne les constantes suivantes: W_R (photon)= 1Sv/Gy ; W_T (foie)= 0.05 ; W_T (thorax)= 0.12
Déterminer la dose équivalente reçue au cours de ces examens.

b) Est-ce que cette femme risque d'avoir un cancer dans quelques années du fait de cette exposition, justifier.

SOLUTION DE LA SERIE N°5

Exercice N°1

a, b, d et e sont vraies.

Exercice N°2

En utilisant la relation inverse carré de la distance de la page 39 ; b et d sont vraies.

Exercice N°3

En utilisant la relation inverse carré de la distance de la page 39 ; On place le balisage à $d=10$ m.

Exercice N°4

a) Sachant qu'il a reçu une dose équivalente de 63mSv, et qu'il a reçu 8 mGy de photon, 3mGy de protons et que leur W_R sont de 1,5 respectivement et $W_R =20$ pour alpha on peut écrire :

$\sum_R W_R \cdot D_{T,R} = H_T$ soit $8 \times 1 + 3 \times 5 + X \times 20 = 63$ mSv, X représente la dose absorbée de rayonnement alpha en mGy , $20X=40$ mSv (la dose équivalente de « alpha »), alors $X=2$ mGy .

b) W_T de la peau est donnée par la dose efficace :

$E = W_T \cdot H$, $E = 0.4$ mSv , $H = 40$ mSv (H est la dose équivalente de « alpha ») , $W_T = 0.01$

Exercice N°5

a) La dose équivalente reçue au cours de ces examens est : $H = 60.1 + 80.1 = 140 \text{ mSv}$.

b) La dose efficace est le risque d'apparition de cancer (c'est un concept). Il s'agit de ramener un détriment d'exposition partiel à un détriment d'exposition globale. La dose efficace correspond à la dose absorbée pondérée par les facteurs de sensibilité tissulaire et par le coefficient d'efficacité biologique relative du rayonnement.

$E = 80.1 \cdot 0.05 + 60.1 \cdot 0.12 = 11.2 \text{ mSv}$. Le risque d'apparition de pathologies stochastiques et théoriquement possible pour toutes les doses mais en pratique elles apparaissent pour des doses efficaces supérieures à 150 mSv.

Bibliographie

- Saad Ouichaoui Introduction à la Physique Nucléaire, tome1: Constitution de la matière et noyaux, Office des publications universitaires.
- Daniel Blanc, Précis de Physique Nucléaire. Edition: Dunod.
- R.D. Evans, Le Noyau Atomique. Editeur: Dunod
- Luc Valentin, Le monde subatomique, Noyaux et particules. Ed. Hermann
- W.E. Meyerhof, élément de physique nucléaire. Editeur: Dunod
- d-J Gambini et R Granier, Manuel de radioprotection. 1997-ed tec et Doc Lavoisier
- Bogdan Povh · Klaus Rith · Christoph Scholz · Frank Zetsche Particles and Nuclei An Introduction to the Physical Concepts 2008 Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Références de sites Web :
 - <http://www.rpcirkus.org/site-web/rp/cours-radioprotection>
 - <http://www.laradioactivite.com>
 - [http://fr.wikipedia.org/wiki/Radioactivité](http://fr.wikipedia.org/wiki/Radioactivit%C3%A9)
 - <http://www.acro.eu.org/liens.html>