

## NUCLEAIRE - VI

# AU CŒUR DU NOYAU ATOMIQUE

## I. LA DECOUVERTE DU PROTON

Après nous être intéressés au nuage électronique et à l'atome dans son ensemble, nous allons maintenant pénétrer au cœur du noyau et y découvrir ses mystères.

En 1886, le physicien allemand Eugène GOLDSTEIN (1850-1930) qui étudiait les effets des rayons cathodiques dans un tube de Plücker, eut l'idée d'employer comme cathode un disque percé de trous. Il constata l'apparition, dans l'espace situé à l'arrière de sa nouvelle cathode, de faisceaux qu'il nomma **rayons canaux**, car ils se propageaient en ligne droite à travers les trous du disque. Curieusement, ces rayons se dirigeaient dans le sens opposé à celui des rayons cathodiques, c'est-à-dire vers l'anode.

**Tube de Plücker** : tube de verre de forme variée, renfermant un gaz raréfié s'illuminant sous l'action de la décharge électrique. Son inventeur, le physicien allemand Julius PLÜCKER, s'est particulièrement signalé par ses études sur les phénomènes électriques et en tant que géomètre, par ses travaux de géométrie analytique.

En 1901, le physicien allemand Wilhem WIEN (1864-1928), après une étude approfondie du phénomène, montra que ces rayons étaient constitués de corpuscules de charge positive. De plus, la masse de ces particules, contrairement aux rayons cathodiques, variait selon le gaz utilisé.

Nous avons vu que RUTHERFORD fut le premier à mettre en évidence l'existence d'une zone très dense dans l'atome où sont concentrées des particules de charges positives et qu'il identifia celles-ci avec les noyaux des atomes d'hydrogène.

Rappelons que l'expérience de RUTHERFORD consista à bombarder une fine feuille d'aluminium par des rayons  $\alpha$ , en fait des noyaux d'Hélium ( $\text{He}^{2+}$ ). En étudiant les trajectoires de ces noyaux, il constata que dans une large mesure, ils traversaient la feuille mais que dans certaines zones, régulièrement espacées, les noyaux étaient déviés : il venait de mettre en évidence la structure lacunaire de la matière et en déduisit l'existence du noyau atomique où se concentraient

les charges positives. Il leur donnera, en 1914, le nom de **protons**<sup>1</sup>.

En 1919, un grand pas fut accompli dans la compréhension du noyau, grâce à la découverte par RUTHERFORD de la **première transmutation**. Au cours de cette transformation de l'azote en oxygène sous l'action d'un rayonnement  $\alpha$ , des noyaux d'hydrogène ou protons étaient libérés. Ces corpuscules de charge identique à celle des électrons, mais positive, ne pouvaient provenir que des noyaux d'azote qui se brisaient partiellement en laissant échapper un de leurs constituants<sup>2</sup>. Cette expérience cruciale permit de conclure que *les protons sont une partie constituante du noyau atomique*.

En 1920, l'**électron** et le **proton** étaient les **seules particules élémentaires connues**. De nombreuses expériences analogues à celle de RUTHERFORD entreprises un peu partout dans les laboratoires devaient conduire à la découverte d'un nouveau constituant de la matière : le **neutron** ; elles devaient également amener Irène et Frédéric JOLIOT-CURIE à la découverte d'un nouveau type de radioactivité : la **radioactivité artificielle**.

## II. DECOUVERTE DU NEUTRON

A ce stade de notre étude, un nouvel acteur prend le devant de la scène. Il s'agit de James CHADWICK qui découvrit le **neutron** en 1932. Assistant de RUTHERFORD, il est l'un de ses plus brillants disciples. Ce fut le 3 juin 1920 qu'il entendit son maître, dans le cadre des "*Bakerian Lectures de la Royal Society*", formuler l'hypothèse d'une sorte d'atome de masse unitaire et de charge neutre composée d'un proton et d'un électron très intimement liés qui n'était pas l'hydrogène. Ce corpuscule qui n'était pas sujet aux répulsions électriques subies par les deux particules élémentaires connues devait pouvoir s'approcher des noyaux et y pénétrer facilement.

En fait, comme le dira Frédéric JOLIOT :

« *Il est peu de découvertes dont on puisse aussi bien distinguer les étapes successives. La découverte du neutron est bien le résultat de trois séries d'expériences, l'une entraînant l'autre, faites par des chercheurs travaillant dans trois pays différents* »

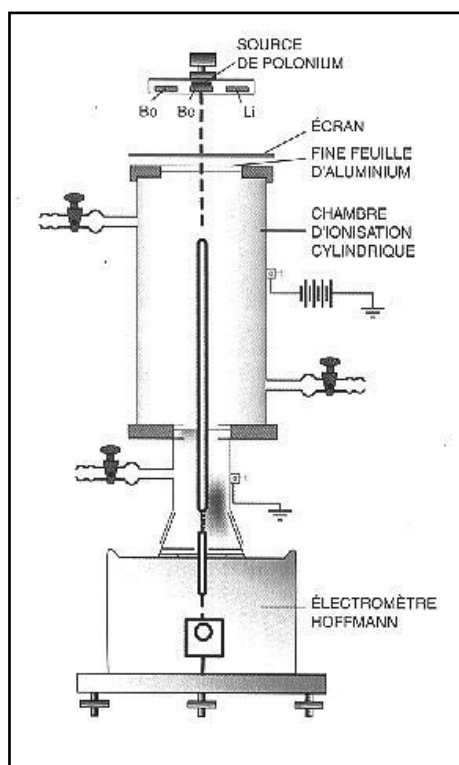
En 1930, le **noyau atomique** était mal connu. On savait qu'il était le siège de la radioactivité et ayant identifié, dans les produits de désintégration, des électrons, on imagina qu'il était composé de protons et d'électrons. Cette représentation rencontrait des difficultés liées d'une part à la taille de l'électron que l'on ne parvenait pas à imaginer libre dans le noyau, d'autre part au moment angulaire ou spin du noyau et de ses constituants, la Mécanique ondulatoire s'accommodant mal de la présence d'électrons dans le noyau.

<sup>1</sup> Voir l'article "*Dessine-moi un atome*".

<sup>2</sup> Je décrirai cette nouvelle expérience de RUTHERFORD dans un article ultérieur relatif aux transmutations artificielles.

La même année, à Berlin-Charlottenburg, **Walter BOTHE** (1891-1957) et **H. BECKER**, spécialistes du rayonnement cosmique, reprirent l'expérience de **RUTHERFORD**. Cette fois, ils bombardèrent des éléments légers comme le bore, le béryllium ou le lithium, avec des rayons  $\alpha$  émis par une source de 7 milli-curies de polonium. En utilisant un compteur à pointe, ils observèrent un **nouveau type de transmutation** avec émission d'un rayonnement très pénétrant, mais de faible intensité. Il ne s'agissait plus de protons mais d'un rayonnement comparable au rayonnement  $\gamma$ , mais beaucoup plus énergétique que ceux émis par des noyaux radioactifs ou accompagnant les transmutations nucléaires déjà connues. Ils en déduisirent sa nature électromagnétique.

A la fin 1931, à Paris, **Irène et Frédéric JOLIOT-CURIE**<sup>3</sup> se lancèrent à leur tour dans ce type d'expériences, après lecture de la publication des deux savants allemands ; ils avaient également écouté un exposé de **W. BOTHE** lors d'un colloque à Zurich en avril 1931. Le couple chercha à pénétrer la nature de ce rayonnement. Pour ce faire, ils utilisèrent une source de polonium quatorze fois plus intense. Une pastille d'un élément léger était directement placée contre la source, le tout étant disposé au-dessus d'une chambre d'ionisation cylindrique montée sur un **électromètre Hoffmann** de grande sensibilité.



La partie supérieure de la chambre était fermée par une feuille très mince d'aluminium d'un centième de millimètre qui laissait passer d'éventuels rayonnements secondaires. L'ensemble était complété par un champ magnétique établi entre la source et la chambre qui balayait les électrons observés au cours de l'expérience. Ensuite, ils interposèrent des écrans de différentes substances entre l'élément léger et la chambre d'ionisation. Ils constatèrent un effet uniquement lorsque la matière de l'écran contenait de l'hydrogène comme la cellophane, l'eau ou la paraffine : le courant d'ionisation augmentait notablement, ainsi pour la paraffine il doublait.

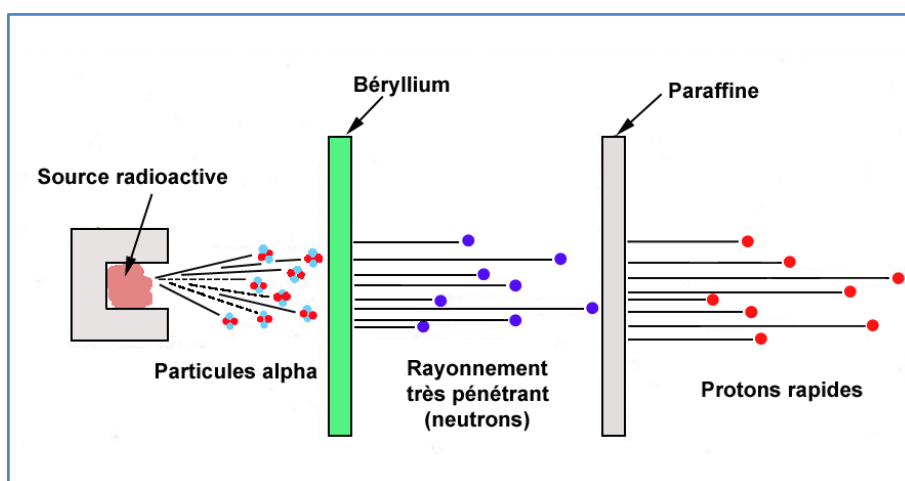
Ils conclurent qu'il s'agissait là d'un **effet Compton** entre des rayons  $\gamma$  d'énergie égale à 50 millions d'électronvolts et de l'hydrogène.

**Fig. 47 – Dispositif expérimental utilisé par les JOLIOT-CURIE pour étudier le rayonnement de BOTHE et BECKER**

Ces résultats furent publiés le **18 janvier 1932** dans une note aux *Comptes rendus de l'Académie des sciences*. Dans une autre note, ils annonceront qu'ils avaient pu observer dans une **chambre de Wilson** la projection de protons hors d'une plaque de paraffine ; le parcours de ceux-ci dans l'air pouvant atteindre **28 cm**.

<sup>3</sup> Nous retrouverons ce couple de chercheurs lorsque j'aborderai la radioactivité artificielle.

**Explication du phénomène** - La paraffine est un hydrocarbure, c'est-à-dire que ses molécules ne contiennent que des atomes de carbone et d'hydrogène. Comme les neutrons n'ont pas de charge électrique, ils ne subissent ni attraction ni répulsion de la part des noyaux de carbone et d'hydrogène contenus dans la paraffine. C'est pourquoi, la plupart des neutrons traversent la paraffine en ligne droite. Une minime partie de ces neutrons entre en collision avec un noyau qui, on le sait, est relativement petit. Si ce noyau est du carbone (masse 12), le neutron rebondit en faisant un angle avec sa trajectoire initiale sans que le noyau en soit fortement affecté. Si, au contraire, c'est un noyau d'hydrogène (un proton) dont la masse est à peu près équivalente à celle du neutron, il pourra être expulsé de sa position initiale et quitter la paraffine.



**Fig. 48 – Schéma succinct de l'expérience menée par les JOLIOT-CURIE**

Retrouvons **James CHADWICK** que j'ai présenté en début de chapitre. Nous sommes en 1932, au laboratoire Cavendish à Cambridge. Le savant anglais prit connaissance de la note des **JOLIOT-CURIE** du 18 janvier et la montra à **RUTHERFORD**. « *Je n'y crois pas !* » s'écria celui-ci, et il chargea son collaborateur de vérifier l'observation des **JOLIOT-CURIE**. **CHADWICK** reproduisit l'expérience en remplaçant le système de détection par une petite chambre d'ionisation suivie d'un amplificateur raccordé à un oscilloscope. Chaque particule chargée pénétrant dans la chambre ionise le gaz, le nombre de paires d'ions formés étant proportionnel à l'énergie de la particule. Il constata que l'énergie mesurée était trop grande pour satisfaire l'interprétation des **JOLIOT-CURIE**. Partant du principe que l'énergie et la quantité de mouvement sont conservés pendant une collision, il conclut que le rayonnement de **BOTHE et BECKER** n'était pas constitué de rayons  $\gamma$ , mais de particules neutres de masse voisine de celle du proton : les **neutrons**. Il envoya ces résultats à la revue *Nature* le 17 février 1932 qui les publiera le 27. Ses recherches lui valurent le prix Nobel de physique en 1935.

**F. JOLIOT** commentera plus tard :

« Si Chadwick a pu montrer si rapidement qu'il s'agissait de neutrons, c'est que sa chambre d'ionisation était reliée à un amplificateur proportionnel à lampes qui lui permettait de mesurer l'énergie emportée par chaque noyau de recul observé. Cette technique, très moderne à l'époque, n'existait pas à l'Institut du Radium. Les expérimentateurs doivent veiller au développement dans leur laboratoire des techniques modernes de détection ».

Et de poursuivre :

« Cette hypothèse [celle de RUTHERFORD émise en juin 1920 dans sa Bakerian Lecture à la Royal Society] avait échappé à la plupart des physiciens, y compris nous-mêmes. Elle rôdait encore dans l'atmosphère du Cavendish Laboratory, où travaillait CHADWICK, et il est naturel et juste que le point final à la découverte du neutron ait été mis dans ce laboratoire. Les vieux laboratoires d'anciennes traditions ont ainsi des richesses cachées. Les idées émises autrefois par nos maîtres, vivants ou disparus, maintes fois reprises puis oubliées, pénètrent consciemment ou inconsciemment dans la pensée de ceux qui fréquentent ces laboratoires anciens et, de temps en temps, elles germent ; c'est la découverte ».

Malgré leur déception, les JOLIOT-CURIE poursuivront leurs recherches sur les neutrons. Sur la base de l'effet photoélectrique et de l'effet Compton, processus émettant des électrons énergiques par absorption de rayons  $\gamma$ , ils en déduisirent que la production de neutrons est accompagnée de l'émission de rayons  $\gamma$ . Ils étudièrent aussi les réactions de production des neutrons et montrèrent que ceux-ci sont également émis lors du bombardement du fluor, de l'aluminium et du sodium. Ils parvinrent à la conclusion, contraire à celle de CHADWICK, que la masse du neutron est supérieure à celle du proton.

Vers la fin de 1932, le neutron pouvait se substituer à l'électron dans l'architecture nucléaire. Il faudra attendre encore deux ans avant que W. HEISENBERG ne propose une nouvelle théorie du noyau dans laquelle le proton et le neutron s'y présentent comme deux états différents d'une même particule, le nucléon, l'isospin étant la propriété qui les différencie.

On peut donc admettre que les noyaux de tous les éléments sont formés de protons et de neutrons, le proton étant un nucléon positif et le neutron un nucléon neutre. L'interaction forte, de portée limitée, est responsable de la cohésion du noyau.

### III. CARACTERISTIQUES DU NOYAU ATOMIQUE

Avant de poursuivre plus avant notre histoire nucléaire, arrêtons-nous quelques instants sur des notions plus théoriques car elles seront nécessaires dans la suite de mon propos.

#### A. Constitution du noyau

Nous avons vu que la presque totalité de la masse de l'atome se concentre dans son noyau et que celui-ci se compose de deux types de particules : l'**état proton** et l'**état neutron**, formes d'une même particule, le **nucléon**.

En effet, tout nucléon est susceptible de passer d'un état quantique interne dans l'autre avec émission ou absorption d'énergie et d'électricité, afin de satisfaire à la loi de conservation de l'électricité.

	Proton	Neutron
<b>Symbole</b>	${}^1_1\text{H} = {}^1_1\text{p}$	${}^1_0\text{n}$
<b>Masse au repos</b> en unité de masse (U.M) en énergie ( $E = mc^2$ ) :	$\approx 1,673 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ $1,007\ 276\ 63 \pm 0,000\ 000\ 08 \text{ u}$ $938,256 \pm 0,005 \text{ MeV}$	$\approx 1,675 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ $1,008\ 665\ 4 \pm 0,000\ 000\ 4 \text{ u}$ $939,550 \pm 0,005 \text{ MeV}$
<b>Charge</b>	$+ 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$	0
<b>Rayon</b>	1,2 femto	1,2 femto
<b>Nombre</b>	Z : n° atomique ou nb de charge : caractérise l'élément	A : nombre de masse $A = N + Z$ A » masse de l'atome en u
<b>Vie moy. dans le vide</b>	stable	17 min.
<b>Moment magnétique</b> en magnétons ( $\mu$ )	+2,79276	- 1,91315

**Remarque :** Nous verrons dans un prochain chapitre que les nucléons se décomposent à leur tour en sous-particules appelées **quarks**.

## B. Nombres caractéristiques du noyau

Les espèces nucléaires, ou **nucléides** (ou **nuclides**), définies par leur noyau sont caractérisés, tout comme les électrons périphériques, par un certain nombre de grandeurs ou **nombres quantiques** : le nombre atomique ou charge **Z**, la masse **A**, le spin **S** et le moment magnétique **M**.

### 1. La charge Z ou nombre atomique

Nous savons déjà que le **nombre atomique Z**, correspond au **nombre de protons**, et détermine la **charge positive totale du noyau**. En même temps, ce nombre atomique définit le nombre d'électrons périphériques nécessaires pour neutraliser la charge nucléaire. Les neutrons servent à compléter la masse du noyau sans affecter pour autant sa charge.

Chaque élément est donc caractérisé par son nombre de protons qui en précise sa nature chimique et sa position dans le tableau de classification périodique établi par **Dimitri Ivanovitch MENDELEÏEV**. Ce tableau débute par l'élément le plus simple, à savoir l'atome d'hydrogène dont le noyau ne contient qu'un seul proton et a comme nombre atomique 1.

Au temps de **LAVOISIER**, seuls une vingtaine d'éléments étaient connus (hydrogène, oxygène, argent...). Lorsque **MENDELEÏEV** entreprit la construction de son fameux tableau de classification, ce nombre fut porté à 65. Ensuite, le rythme des découvertes fut assez régulier : un nouvel élément en moyenne tous les deux ans et demi. Une accélération eut lieu **entre 1940 et 1952**, avec la synthèse de 8 éléments, dits transuraniens, de numéro atomique 93 à 100. On atteignit le nombre de 110 en novembre 1994.

### 2. Masse du noyau

#### a. Unité de masse du noyau : choix d'une référence

Afin de mesurer la masse des noyaux atomiques, les scientifiques voulurent établir une **unité de masse de référence** (U.M.). La réaction première serait de créer cette table des masses à partir de l'élément le plus simple, l'hydrogène ; mais cet élément chimique moléculaire à l'état naturel, n'était pas d'un usage facile.

Ce fut l'**oxygène** qui, grâce à son abondance et son accessibilité, fut rapidement utilisé par les chimistes. Les physiciens lorsqu'ils voulurent l'adopter rencontrèrent quelques difficultés. Cette nouvelle **unité de masse** qui valait environ  $1,650 \cdot 10^{-27}$  kg. fut choisie de manière à ce que l'isotope 16 de l'oxygène ait une masse rigoureusement égale à 16 unités de masse (U.M) en comprenant la masse de ses 8 électrons périphériques. Cette unité nucléonique était différente de celle utilisée par les chimistes. En chimie, le poids atomique de l'oxygène naturel est pris égal à **16**, alors qu'en réalité cet oxygène est un mélange d'un

isotope 16 très abondant avec quelques pour mille d'isotopes 17 et 18. L'oxygène-repère des chimistes est donc un peu plus lourd (3,5‰) que l'oxygène-repère de la nucléonique. De plus, la masse totale des électrons périphériques, quoique très faible, n'est pas nulle et peut être relativement importante dans le cas d'atomes à grand nombre de protons. Lors de mes études, c'est cette unité que nous utilisons. Elle fut abandonnée en 1961.

Les deux partis cherchèrent un accord. En 1957, ORLANDER et NIER proposèrent d'utiliser le carbone-12 comme référence. En effet, la séparation de cet élément était devenue plus facile que celle de l'oxygène-16, le carbone étant en outre un constituant universel d'une famille sans limite de composés. Ce choix fut ratifié en 1960 à Ottawa par l'Union internationale de physique et en 1961 à Montréal par l'Union internationale de chimie pure appliquée (IUPAC).

L'unité de masse atomique actuelle est donc définie comme le 1/12<sup>e</sup> de la masse d'un atome de carbone-12 ; elle est ainsi égale à  $1,6605 \cdot 10^{-24}$  g.

Élément	Echelle des chimistes	Echelle des physiciens	Nouvelle échelle commune (1961)
O <sub>nat</sub>	16,000 00	16,004 4	15,999 4
<sup>16</sup> O	15,995	15,994 91	15,994 91
C <sub>nat</sub>	12,010	12,015 0	12,011 15
<sup>12</sup> C	12,000 52	12,003 82	12,000 00
H <sub>nat</sub>	1,008 0	1,008 28	1,007 97
<sup>1</sup> H	1,008 0	1,008 131	1,007 796

### b. Expression de la masse en unités d'énergie

D'après le principe d'équivalence masse-énergie d'Einstein, il est possible d'exprimer la masse atomique U.M. qui, nous l'avons vu correspond au 1/12 de la masse du noyau du carbone-12, en unité d'énergie.

Définissons d'abord l'unité d'énergie.

L'électronvolt (eV) est l'énergie acquise par un électron accéléré dans le vide par une différence de potentiel d'un volt.



On utilise couramment les multiples de l'électron-volt : le kiloélectronvolt (keV), le mégaélectronvolt (MeV), le gigaélectronvolt (GeV).

Comme un coulomb sous une différence d'un volt développe un joule, un électron développera  $1,602 \cdot 10^{-19}$  joule. C'est la valeur de l'électronvolt.

Rappelons que le **coulomb** est une unité de quantité d'électricité et de charge électrique équivalente à la quantité d'électricité transportée en 1 seconde par un courant de 1 ampère.

L'énergie présente dans une masse de 1 gramme de matière est, selon la formule d'Einstein  $E = mc^2$ , de :

$$E = 10^{-3} (2,9979 \cdot 10^8)^2 \text{ joules} = 8,9874 \cdot 10^{13} \text{ joules}$$

D'autre part, 1eV correspond à  $1,602 \cdot 10^{-19}$  joule. L'énergie équivalente à 1 gramme de matière est donc :

$$E = \frac{8,9874 \cdot 10^{13}}{1,602 \cdot 10^{-19}} eV = 5,61 \cdot 10^{32} eV \quad \text{ou } 5,61 \cdot 10^{26} MeV$$

Enfin, l'énergie libérée par l'unité de masse atomique (ou 1/12 du noyau de carbone) est égale à :

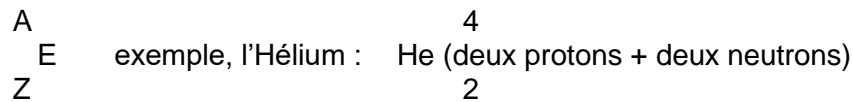
$$E = \frac{5,61 \cdot 10^{26} \cdot 12}{0,602 \cdot 10^{24} \cdot 12} MeV = 931,893 MeV$$

Nous avons vu plus haut que l'unité de masse atomique  $m_u$  équivaut à  $1,6605 \cdot 10^{-24}$  g de matière. Il y a donc équivalence entre  $1,6605 \cdot 10^{-24}$  g et  $931,893 MeV/c^2$ .

### c. Nombre de masse

Quand on choisit l'unité de masse atomique ainsi définie, les masses des noyaux atomiques sont voisines de nombres entiers. On appelle le **nombre de masse** le nombre entier le plus proche de la masse atomique. On constate que le **nombre de masse A** est toujours égal au nombre de nucléons du noyau :  $A = N + Z$ . Quant au nombre de neutrons, il correspond à  $A - Z$ .

Le noyau d'un élément de symbole chimique **E**, de nombre atomique **Z** et de nombre de masse **A** se désigne par :



Cette notation peut être généralisée aux particules qui se représentent de ce fait comme suit :

1	1	0	0	0	0
n : neutron ; neutrino	p : proton ;	e <sup>-</sup> : électron ;	e <sup>+</sup> : positron ;	γ : photon ;	ν :
0	1	-1	1	0	0

Dans toute transformation nucléaire :

- a) la somme des indices inférieurs est conservatrice; cela exprime la conservation de l'électricité ;
- b) la somme des indices supérieurs est conservatrice; cela exprime la conservation du nombre de nucléons

### 3. Le spin

Le **spin nucléaire**, moment angulaire de rotation, ou moment cinétique intrinsèque, est une **caractéristique spécifiquement quantique** qui n'a aucun équivalent en mécanique classique.

Toute particule élémentaire au repos et qui tourne sur elle-même autour d'un axe interne, possède un moment cinétique propre, produit du moment d'inertie par la vitesse angulaire. La grandeur de ce moment cinétique propre est un multiple entier ou demi-entier de la quantité fondamentale  $h$  ( $h$  étant égal à :  $h/2\pi$ ,  $h$  étant la **constante de Planck**). Le **spin** vaut donc  **$sh$** , où  **$s$**  est un nombre entier ou demi-entier, qui autorise l'existence de  $2S+1$  états différents, selon la formule :  **$h/2\pi [s(s+1)]^{1/2}$** ; alors que sans spin, ils seraient identiques. Nous avons rencontré cette grandeur pour la première fois lorsque je vous ai parlé du **principe d'exclusion de Pauli** dans l'article précédent.

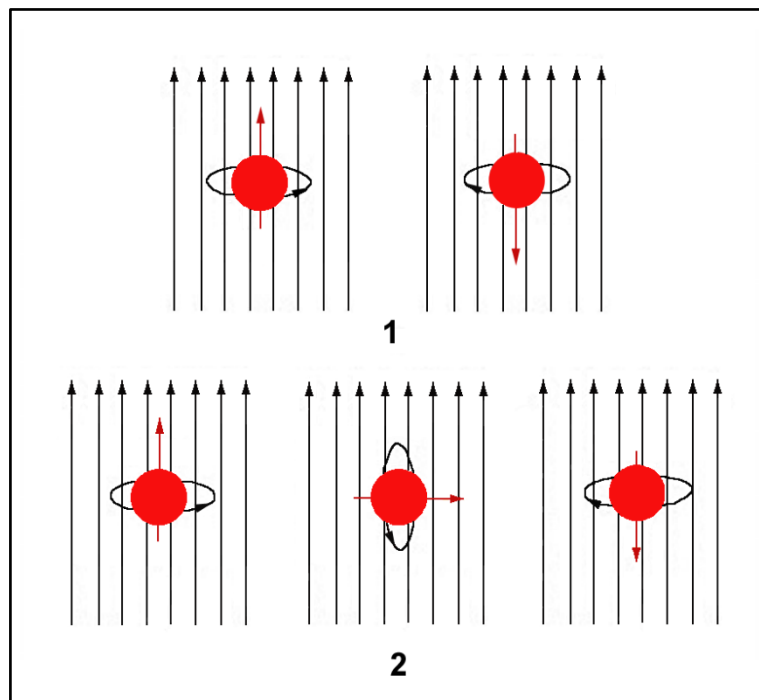
Le noyau possède également un spin qui est égal à la somme algébrique des moments cinétiques propres et des moments cinétiques orbitaux des particules qui le constituent.

Or le moment cinétique orbital d'une particule est toujours un multiple entier du quantum  $h/2\pi$ . Par contre, les spins du proton et du neutron sont égaux à un demi-quantum :  $\pm 1/2$ . La somme algébrique des moments propres et orbitaux d'un nombre *pair* de nucléons donnera toujours un nombre *entier* de quanta ; tandis que si le nombre de nucléons est *impair*,

on trouvera un nombre *entier augmenté d'un demi-quantum*.

Ainsi, à titre d'exemple, le noyau d'hélium qui est constitué de deux neutrons et deux protons possède un spin nul; il doit cette propriété aux faits que :

- a) les nucléons le constituant sont considérés comme immobiles les uns par rapport aux autres et donc leurs moments orbitaux sont nuls ;
- b) les deux protons aussi bien que les deux neutrons tournent sur eux-mêmes en sens inverse l'un de l'autre selon le principe d'exclusion de PAULI.



**Fig. 49 – Le moment cinétique propre (spin) d'une particule ne peut prendre qu'un certain nombre de positions par rapport à une direction donnée, comme par exemple celle d'un champ magnétique extérieur (dont les lignes de force sont représentées par les flèches noires parallèles). La figure du haut (1) montre les deux orientations possibles du spin d'une particule de spin  $\frac{1}{2}$ . La figure du bas (2) montre les trois orientations possibles du spin d'une particule de spin 1.**

#### 4. Le moment magnétique nucléaire

Les noyaux possèdent un moment magnétique qui résulte d'une part du moment magnétique propre aux nucléons et d'autre part de ce que les protons chargés créent des courants électriques identiques à ceux qui règnent dans un solénoïde et donc produisent un moment magnétique.

Chaque nucléon est caractérisé par des nombres quantiques à l'instar des électrons.

Considérons d'abord le **moment cinétique orbital** qui traduit le fait que chaque nucléon décrit des mouvements relatifs au sein du noyau. Celui-ci est quantifié et ne peut prendre que les valeurs définies par :

$$h/2\pi[l(l+1)]$$

où,  $h$  est la constante de Planck;  $l$ , **nombre quantique de moment angulaire orbital**, est un nombre entier  $\geq 0$  :  $l = 0, 1, 2, 3...$

Ensuite, nous avons le **nombre quantique de spin**  $s$  que j'ai traité en c. ci-dessus, et qui correspond à sa rotation sur lui-même.

La combinaison de ces deux nombres donne le **moment angulaire total** du nucléon :  $j = l + s$ , dont la valeur est également quantifiée et vaut :

$$h/2\pi[j(j+1)]^{1/2}$$

Puisqu'il n'y a que deux orientations possibles du spin par rapport à un mouvement orbital donné, dans le même sens ou dans le sens opposé, les deux valeurs possibles de  $j$  sont pour un  $l$  donné :  $j = l + s$  et  $j = l - s$ .

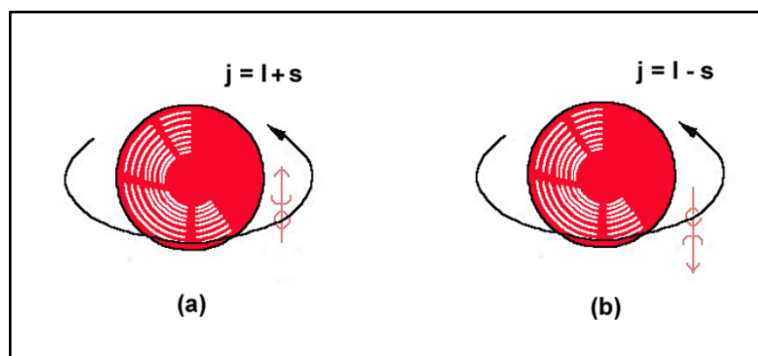


Fig. 50 – Valeurs possibles pour  $j$

Cependant, pour la valeur particulière  $l = 0$ ,  $j = 1/2$ , car on ne peut avoir de  $j$  négatifs, ainsi,  $j$  peut prendre les valeurs demi-entières :  $j = 1/2, 3/2, 5/2, 7/2, 9/2...$

A chacun de ces nombres quantiques de moment angulaire ( $l, s, j$ ) correspond un nombre quantique magnétique qui représente la composante de ce moment selon un axe défini qui peut être par exemple la direction d'un

champ magnétique.

Ainsi, nous avons le **nombre quantique magnétique orbital  $m_l$**  qui peut prendre toutes les valeurs entières entre -1 et +1 soit un total de  $2(l + 1)$ . Par exemple, si  $l = 3$ ,  $m_l$  peut prendre les valeurs -3, -2, -1, 0, 1, 2, 3.

Puis le **nombre quantique magnétique de spin** qui ne peut prendre que deux valeurs **+s** et **-s** ; pour les protons et neutrons cela donne  $m_s = +1/2$  et  $-1/2$ .

Le **nombre quantique magnétique total** des nucléons est défini par la relation :

$$m_j = m_l + m_s$$

Il peut prendre seulement  **$(2j + 1)$**  valeurs :

$$m_j = -j, -(j - 1), \dots -1/2, 1/2, \dots (j - 1), j$$

Ces moments magnétiques s'expriment en **unités de magnétons nucléaires**. Le **magnéton**, défini par **BOHR**, correspond au moment magnétique d'un électron situé sur la première orbite circulaire de l'atome d'hydrogène dans son état fondamental et répond à l'expression :

$$\mu = eh/2m$$

où **e** correspond à la charge de l'électron, **h** à la **constante de PLANCK** et **m** à la masse de l'électron.

Retenons que le moment magnétique nucléaire du proton mesuré expérimentalement est de : **+2,792 76  $\mu$** . Le signe positif rappelle que son moment magnétique a la même orientation que son spin. Le neutron, malgré sa charge électrique nulle, possède également un moment magnétique dont la valeur est :

**-1,913 15  $\mu$** . Cela implique une distribution de charge non uniforme dans le neutron. J'ai déjà abordé ce fait dans l'article "*Dessines-moi un atome*", en montrant que le neutron a grossièrement la forme de deux anneaux concentriques, l'externe étant chargé négativement et l'interne positivement.

Après avoir décrit les valeurs des nombres quantiques orbitaux, de spin et totaux des nucléons, il faut se poser la question de savoir comment ces nombres se couplent lorsque l'on se trouve en présence d'un ensemble de A nucléons constituant le noyau. On obtiendra le moment angulaire total du noyau considéré comme un tout. Cette résultante déterminera ce que l'on appelle le **spin nucléaire du noyau**, soit dans son état fondamental, soit dans un état excité.

Ce spin nucléaire (moment angulaire total) **I** pourra prendre les valeurs définies par la formule :

$$h/2\pi[l(l + 1)]^{1/2}$$

De même qu'en physique atomique, il existe deux manières de coupler les spins des nucléons : le couplage **LS** et le couplage **jj**

Dans le **couplage LS** ou **couplage de Russel-Saunders**, on suppose que le couplage du mouvement orbital du nucléon avec son spin est faible, et que par contre les différents nucléons de moment orbital  $l_1, l_2, l_3 \dots$  interagissent fortement amenant au moment orbital total :  $L = l_1 + l_2 + l_3 + \dots$

D'autre part, les spins individuels des nucléons  $s_1, s_2, s_3, \dots$  interagissent fortement pour se coupler à  $S = s_1 + s_2 + s_3 + \dots$

Le moment angulaire total du noyau est donc donné par :  $I = L \pm S$

A l'opposé du couplage précédent, dans le **couplage jj** ou **couplage spin-orbite**, on peut admettre que dans certains cas les mouvements orbitaux et le spin interagissent fortement. Ce qui donne :

$$j_1 = (l_1 \pm s_1); j_2 = (l_2 \pm s_2); j_3 = (l_3 \pm s_3); \dots ,$$

et que ceux-ci s'ajoutent vectoriellement pour donner le moment angulaire total du noyau :  $I = j_1 + j_2 + j_3 + \dots$ . C'est le cas typique des noyaux lourds.

### C. Forme et volume

Afin de déterminer le rayon du noyau, revenons à l'**expérience de RUTHERFORD** qui consistait à bombarder une plaque d'un matériau au moyen d'un faisceau de rayons  $\alpha$ . Il remarqua qu'une minorité des particules  $\alpha$  étaient déviées. **GEIGER** et **MARSDEN**, reprenant l'expérience, constatèrent que les déviations étaient d'autant plus importantes que la couche traversée était composée d'atomes plus lourds. Les résultats obtenus permirent d'évaluer la plus courte distance à laquelle une particule  $\alpha$  (ou hélion) peut s'approcher de celui-ci.

En fait, ces expériences de diffraction des particules  $\alpha$  sur une cible suivent la **loi de l'interaction coulombienne** pourvu qu'elles passent à une distance supérieure à  $10^{-14}$  m. On peut donc penser que le rayon nucléaire est au plus égal à cette valeur.

**Explicitons notre propos.** Considérons une particule  $\alpha$  se dirigeant vers un noyau fixe de charge  $Ze$ , selon la ligne des centres. La distance  $D$  minimum, équivalente à une limite supérieure pour la somme des rayons de l'atome et de la particule  $\alpha$ , correspond au point où l'énergie potentielle acquise par l'hélion contrebalance son énergie cinétique initiale et peut être considérée comme le rayon du noyau nucléaire (fig. 51).

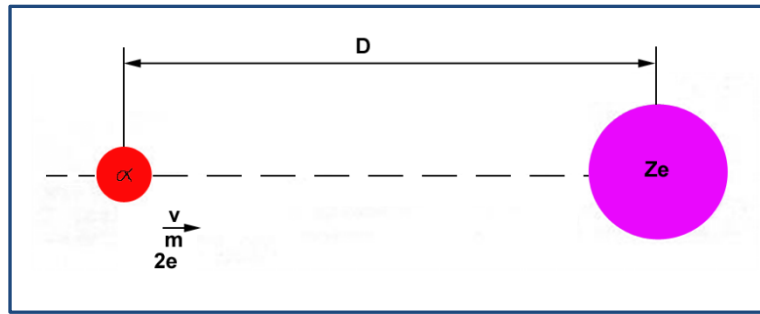


Fig. 51 – Calcul de la distance minimum entre un noyau et une particule  $\alpha$

La **force de répulsion** entre la particule et le noyau, selon la **loi de Coulomb**, s'exprime par la relation suivante :

$$F = \frac{1}{4\pi k_0} \cdot \frac{2e \cdot Ze}{D^2}$$

dans laquelle,  $k_0$  est une constante spécifique du milieu dans lequel on se trouve,  $2e$  représente la charge de la particule  $\alpha$ ,  $Ze$ , celle du noyau,  $D$  la distance entre les deux corps.

**Pour rappel : la loi de Coulomb s'énonce ainsi : deux charges électriques  $q$  et  $q_0$ , placées dans le vide à la distance  $|r|$  l'une de l'autre, exercent une force représentée par le vecteur :**

$$\vec{f} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_0 q}{r^3}$$

*répulsive ou attractive selon que les charges sont de même signe ou non.*

Le **principe de conservation de l'énergie mécanique** permet d'écrire l'égalité suivante :

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} (2e) \left( \frac{Ze}{D_0} \right)$$

dans laquelle, le premier terme correspond à l'énergie cinétique et le deuxième à l'énergie potentiel de la particule  $\alpha$  à la distance  $D_0$ . D'où :

$$D_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{4Ze^2}{m v^2}$$

Le calcul montre que le rayon du noyau est de l'ordre du **femto mètre**, ou **fermi** ( $f = 10^{-15}$ ). Le rayon de l'atome est de l'ordre du **100 pico mètre** ( $\text{pm} =$

$10^{-12}$ ) : il existe donc un rapport de 10.000 à 100.000 sur les rayons.

On en déduit que la matière est, à l'échelle atomique, de structure lacunaire.

On constate également que le rayon nucléaire  $r$  est lié au nombre de masse  $A$  par la relation :

$$r = r_0 \cdot A^{1/3}$$

où  $r_0$  correspond au rayon du noyau d'hydrogène et est égal à 1,2 femto.

Relation que l'on peut utiliser pour prévoir le rayon moyen des noyaux atomiques de nucléides donnés :

$$\begin{aligned} r(^4\text{He}) &= 1,9 \cdot 10^{-15} \text{ (rayon moyen de l'hélium)} \\ r(^{56}\text{Fe}) &= 4,5 \cdot 10^{-15} \text{ (rayon moyen du fer)} \\ r(^{238}\text{U}) &= 7,4 \cdot 10^{-15} \text{ (rayon moyen de l'uranium)} \end{aligned}$$

Si on élève au cube les deux termes de la dernière équation et qu'on les multiplie par  $4\pi/3$ , on obtient :

$$\frac{4\pi r^3}{3} = \frac{4\pi r_0^3}{3} A$$

Le premier membre est le volume du noyau nucléaire et le terme  $(4\pi r_0^3/3)$  mesure le volume d'un nucléon. Plus simplement, le volume du noyau est proportionnel au nombre de nucléons qui composent le noyau

$$V = A \cdot V_0$$

où  $V_0$  correspond au volume de l'hydrogène :

$$V_0 = \frac{4}{3} \pi r_0^3$$

Il est à relever que compte tenu des distances et des masses au sein du noyau, sa densité est de l'ordre de  $2 \times 10^{14}$  tonnes/m<sup>3</sup>. De plus, la densité des nucléons et la densité de charge dans le noyau sont relativement homogènes comme le montre la figure ci-dessous (fig. 52).



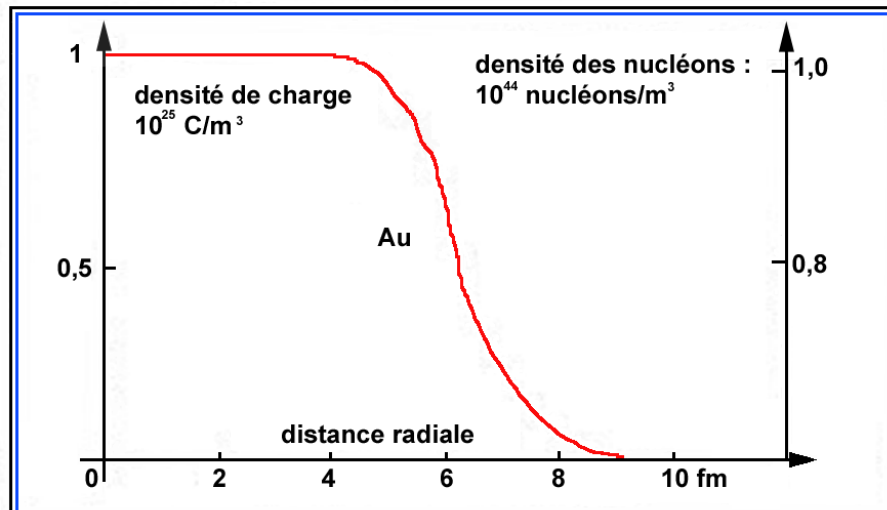


Fig. 52 – Distributions nucléaires et de charge dans un noyau d'or

En première approximation, la plupart des nucléides stables ayant un nombre pair de proton ( $Z$ ) et un nombre pair de neutrons ( $N$ ) peuvent être considérés comme ayant un noyau de forme sphérique, ou quasi-sphérique et de volume incompressible, dans leur état fondamental et ayant un moment quadripolaire nul. Par contre, pour les noyaux *pair-impairs* ( $Z$  pair,  $N$  impair), *impair-pairs* ( $Z$  impair,  $N$  pair) et *impair-impairs* ( $Z$  et  $N$  impairs), dont le moment quadripolaire diffère de zéro, on rencontrera des déviations à cette sphéricité plus ou moins marquées.

#### D. Les forces entre les nucléons

Maintenant qu'il est acquis que le noyau nucléaire est composé de protons et de neutrons, il est important de connaître les forces qui assurent leur cohésion au sein de celui-ci. C'est à nouveau les expériences de diffraction de particules  $\alpha$  sur les noyaux qui permettront de résoudre le problème. Nous avons vu que jusqu'à une certaine distance, c'est la répulsion coulombienne qui l'emporte et qui provoque la déviation de certaines de ces particules.

Passé un certain seuil, à environ  $3 \cdot 10^{-15} \text{ m}$  (3 fermis), la **force coulombienne** ou **interaction électromagnétique** devient négligeable et fait place à une **force inter-proton**. Par d'autres moyens, on a pu montrer qu'il existait également une **interaction neutron-neutron** similaire à celle existant entre neutron-proton et proton-proton, de sorte que :  $f(n,n) = f(p,n) = f(p,p)$ .

Les figures suivantes représentent respectivement l'interaction proton-proton (fig. 53) et proton-neutron (fig. 54).

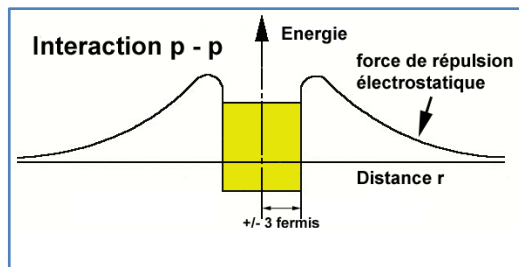


Fig. 53 – Interaction proton-proton

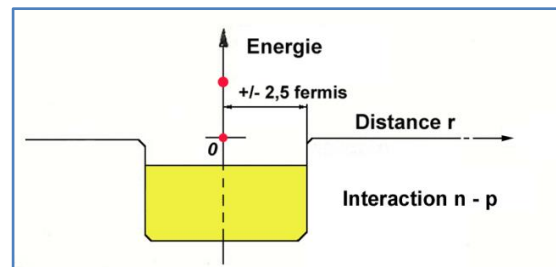


Fig. 54 – Interaction proton-neutron

Ces différentes interactions entre nucléons sont regroupées sous l'appellation d'**interaction forte**, responsable de la cohésion du noyau. Elle ne s'exerce qu'à très faible distance et à distance égale, elle est **100 à 1.000** fois plus intense que l'interaction électromagnétique.

Rappelons les quatre types fondamentaux des forces d'interaction rencontrés dans la nature. Nous venons de voir l'**interaction forte** et l'**interaction électromagnétique**. Cette dernière fait repousser deux charges électriques de même signe (deux protons par exemple), et s'attirent deux charges de signes opposés (un électron et un noyau). Elle porte à l'infini mais est quatre fois plus faible à distance double (loi de *l'inverse carré de la distance*). Elle est responsable des atomes et de leurs propriétés chimiques.

L'**interaction faible**, ou **force nucléaire faible**, est responsable de phénomènes comme la radioactivité. Sa portée est extrêmement faible, de l'ordre de quelques centièmes de la taille d'un nucléon. Elle est environ cent mille fois plus faible que l'interaction forte.

La **gravitation**, responsable de l'attraction des masses, explique la pesanteur et le mouvement des corps célestes. Elle varie avec la distance selon la même loi que celle de l'interaction électromagnétique. C'est la plus faible des quatre.

La **mécanique ondulatoire** ayant établi que toutes les forces qui agissent à distance sont des forces d'échange, il est naturel de bâtir la théorie du noyau à partir de ce concept. Ce que fit, **en 1935**, le physicien japonais **Hideki YUKAWA** voulant traiter les forces nucléaires responsables de la cohésion du noyau, par la même méthode que la **théorie électromagnétique** traite les forces qui s'exercent entre particules chargées, il émit l'hypothèse d'un **échange de particules instables**, les **mésons**, entre les nucléons d'un noyau. L'émission de ces mésons est liée au champ de force nucléaire, le **champ mésique**, comme le photon est associé au champ électromagnétique.

Généralisant cette idée, on peut dire que tout champ est lié à un échange de corpuscules : ainsi, le champ de gravitation est associé à l'émission de gravitons, le champ électrique à l'émission de photons.

J'en reparlerai lorsque j'aborderai la description des particules élémentaires.

Le caractère fondamental de ces forces nucléaires est de décroître très

rapidement avec la distance et de ne pas excéder en portée quelques fermis ( $10^{-15}$  m). Ceci implique que la masse de la particule échangée doit être assez grande pour répondre aux principes de conservation de masse et d'énergie. Le méson de YUKAWA devait posséder une masse d'environ 200 fois celle de l'électron et était susceptible de se décomposer spontanément au bout d'une vie moyenne très brève de l'ordre du millionième de seconde, avec libération d'énergie sous forme d'un électron. La théorie des forces d'échanges conduit à la formule suivante :

$$f = \frac{1}{4\pi k_0} \cdot \frac{q \cdot q'}{r^2} \cdot e^{-\frac{2\pi\mu_0 \cdot e}{h}}$$

$k_0$  : constante spécifique du milieu dans lequel on se trouve;  $q$  et  $q'$  : masses des deux particules en présence;  $\mu_0$  : masse du corpuscule échangé;  $r$  : distance entre les deux particules.

Dans un champ électrique ou de gravitation,  $\mu_0$  est quasiment nul et  $e$  est égal à un. Dans ce cas nous retrouvons la loi de Coulomb.

En mai 1938, l'expérience venait confirmer l'existence de cette particule hypothétique. L'étude des rayons cosmiques, après avoir révélé la réalité de l'électron positif (positon) de DIRAC, révélait celle du méson de YUKAWA. Les savants américains ANDERSON et NEDDERMEYER observèrent à la chambre de Wilson une particule analogue à celle décrite par YUKAWA. En 1947, POWELL, physicien anglais, et OCCHIALINI, physicien italien découvrirent qu'il fallait distinguer deux types de mésons : le méson  $\pi$  ou pion (celui de Yukawa) et le méson  $\mu$  ou muons. Les mésons  $\mu$  proviendraient de la désintégration d'un méson  $\pi$  selon les schémas suivants :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$$

tandis que le méson  $\mu$  se désintègre comme suit :

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu} \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$$

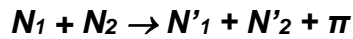
$\nu$  = neutrino;  $\bar{\nu}$  = antineutrino

Le méson  $\pi$  serait responsable des forces de cohésion qui lient dans le noyau neutrons et protons, il existe sous 3 états  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  et  $\pi^0$  (méson neutre), donc :

$$p \rightleftharpoons n + \pi^+ \quad n \rightleftharpoons p + \pi^-$$

$$p \rightleftharpoons p + \pi^0 \quad n \rightleftharpoons n + \pi^0$$

La théorie de YUKAWA prévoyait cependant que les mésons pouvaient naître au cours d'un choc entre deux nucléons de très hautes énergies, selon le schéma suivant :



Nous verrons ultérieurement qu'avec le développement des accélérateurs de particules et l'apparition de techniques de détection plus performantes, de nouvelles sources de mésons seront disponibles et permettront des investigations de plus en plus sophistiquées au sein de la matière. Ceci est une autre histoire qui nous entraînera à découvrir la physique des particules élémentaires à hautes énergies.

## E. Notion d'énergie de liaison

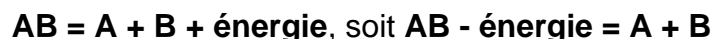
Nous venons de voir que malgré la **répulsion coulombienne** entre les protons, les nucléons sont maintenus ensemble dans le noyau par l'**interaction forte**. Pour extraire l'un des nucléons du noyau, comme dans le cas des électrons périphériques, il faut fournir une certaine énergie, appelée **énergie de liaison**.

Soient deux corps A et B liés par certaines forces. Pour les séparer il faut exercer un certain travail, donc apporter de l'énergie. On a donc, en désignant par AB le complexe initial :



Comme l'énergie possède une masse, par suite de l'**équivalence masse-énergie** trouvée par **EINSTEIN**, on voit immédiatement que la **masse du complexe AB est inférieure à la somme des masses de ses constituants**. La **différence** équivaut à l'**énergie** qu'il faut fournir pour **séparer AB en ses constituants**, c'est-à-dire par définition à leur **énergie de liaison**.

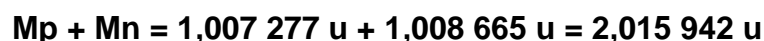
Il peut arriver que le bilan s'équilibre comme suit :



L'**énergie de liaison** est alors, par convention, **négative**.

Un complexe dont l'énergie de liaison est négative est susceptible de se décomposer spontanément en ses constituants, avec libération d'énergie. C'est le phénomène de **radioactivité**.

Considérons maintenant qu'il soit possible de former un noyau de deutérium en réunissant un proton et un neutron initialement à grande distance et n'exerçant pratiquement aucune force l'un sur l'autre. Dans cette position de départ, la valeur de l'énergie du système est 0. La somme des masses de ces deux nucléons est égale à :



La masse du deutéron est de : **2,013 553 u**

La fusion proton-neutron a donc entraîné une perte de masse égale à :

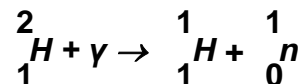
$$\Delta M = 2,015\,942\,u - 2\,013\,553\,u = 0,002\,389\,u$$

Ce défaut de masse représente, d'après la loi d'Einstein  $E = mc^2$ , l'énergie libérée à la suite de la fusion. Cette quantité correspond également à l'énergie de liaison des deux nucléons et de ce fait mesure la stabilité du deutéron.

En se rappelant que  $1\,u = 931,5\,MeV/c^2$ , on peut conclure que ce défaut de masse, encore appelé énergie de liaison du noyau, est tel que :

$$\Delta Mc^2 = 0,002\,389\,u \times 931,5\,MeV/c^2 = 2,225\,MeV$$

En d'autres termes, il faut ajouter une énergie de 2,225 MeV à un deutéron pour séparer à l'infini et au repos le proton et le neutron. La réaction peut s'écrire sous la forme :



On appelle ce type de réaction, une photodésintégration. Si le photon  $\gamma$  a une énergie supérieure à 2,225 MeV, les deux nucléons libérés emportent le trop plein d'énergie sous forme cinétique :

$$E = 1/2\,mv^2$$

La stabilité d'un noyau, ou l'énergie de liaison de ses nucléons, se mesure au défaut de masse que représente le noyau par rapport à la somme des masses de ses constituants et répond à la formule générale suivante :

$$M = Z.M_p + N.M_n - W/c^2$$

dans laquelle  $W/c^2$  représente l'énergie de liaison.

Cette énergie de liaison totale divisée par le nombre de nucléon donne l'énergie moyenne par nucléon,  $E/A$ , dont la variation est fonction de A. On remarque d'après la figure 55 que l'énergie de liaison croît très rapidement pour les nucléides légers jusque vers  $A = 50$  pour se stabiliser entre 8,5 et 8,8 MeV dans le cas des noyaux entre 50 et 150. Le point d'équilibre entre répulsion et attraction correspond au fer,  $A = 56$ . Ensuite cette énergie de liaison décroît lentement vers 7,5 MeV pour les noyaux lourds jusqu'à  $A = 240$  environ.

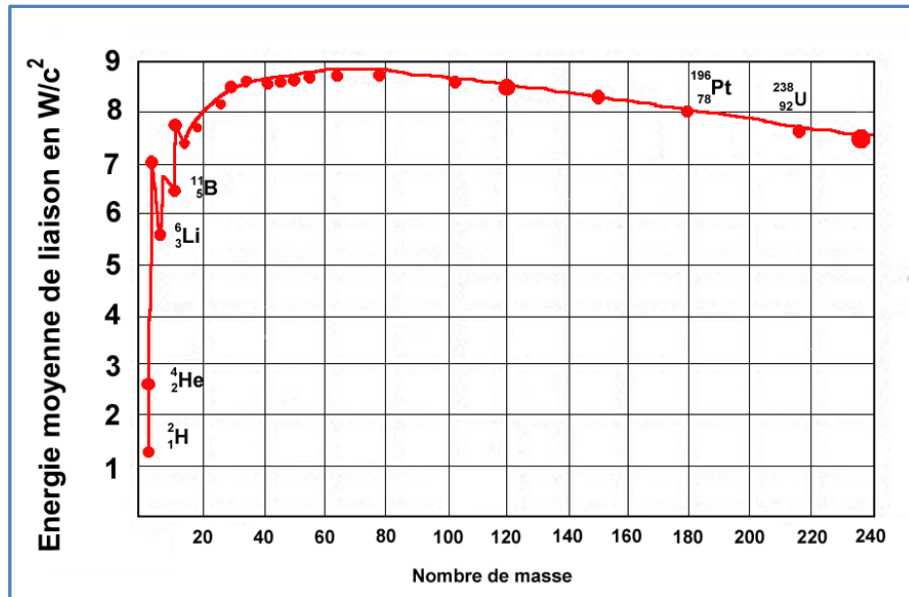


Fig. 55 – Energie moyenne de liaison des nucléons, en fonction du nombre de masse

Les noyaux à nombres pairs de neutrons et de protons ont un  $E/A$  plus élevé que les autres. Les noyaux les plus stables se concentrent autour du Fer, tandis que les noyaux moyens et lourds ont un rapport  $E/A$  autour de 8 MeV.

Ce graphe indique également la tendance à la fusion nucléaire des éléments légers et la tendance à la fission des noyaux lourds.

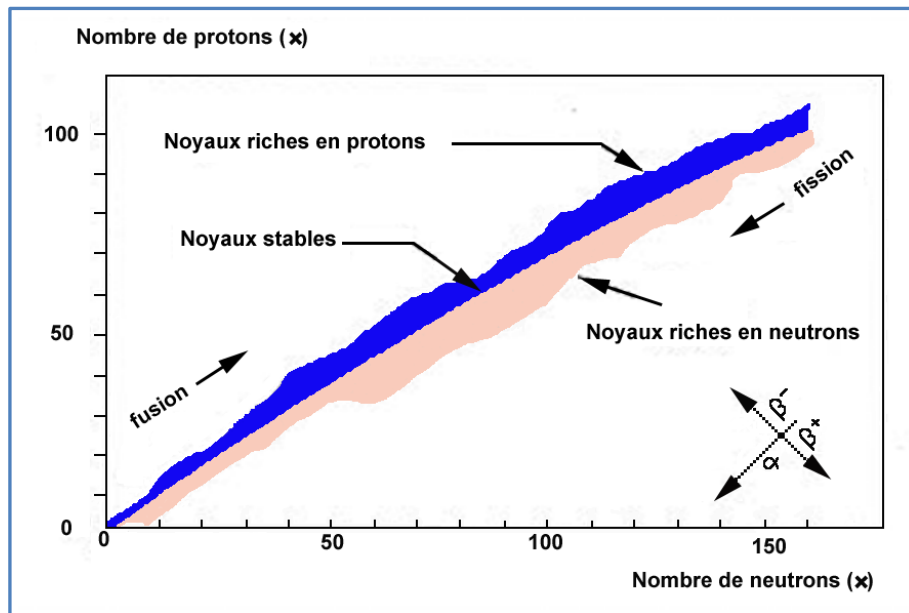


Fig. 56 – La vallée de stabilité

Dans la figure 56, on a porté en abscisse le nombre atomique ou nombre de protons, tandis qu'en ordonnée on reprend  $N = A - Z$ , le nombre de neutrons. La bande centrale reprise sous le vocable de **vallée de stabilité**, regroupe les noyaux stables. Les noyaux en excès de neutrons sont instables et émettent des particules  $\beta^-$ . Les émissions  $\alpha$  correspondent à des déplacements le long

de la vallée de stabilité.

## F. Isotopie

Nous avons vu que **SODDY** et **FAJANS** avaient défini en 1913 deux règles de déplacement lors de la définition des familles radioactives : uranium, thorium, actinium<sup>4</sup>. A la suite de la découverte de cette loi de déplacement, **SODDY** fut amené à introduire la notion d'**isotopie**.

Déjà en 1912, **J.J. THOMSON** annonça que le néon était un mélange de deux isotopes avec des masses atomiques de 20 et 22. En 1918, le savant anglais, **Francis William ASTON** (1817-1949) inventa le **spectromètre de masse**, instrument capital pour la détermination de la masse exacte des atomes. Il put mettre en évidence que **tous les corps simples devaient être considérés comme des mélanges d'isotopes**. **Harold Clayton UREY**, savant américain (1893-1981) découvrit, en 1931, grâce au spectromètre le **deutérium** (isotope de l'hydrogène de masse double) et par voie de conséquence l'**eau lourde** qui aura une grande importance dans la conception des réacteurs nucléaires, et joua un rôle primordial dans l'une des phases de la Seconde Guerre mondiale (La Bataille de l'eau lourde). Cela lui valut le prix Nobel de chimie en 1934.

Plus tard, on découvrit des noyaux d'hydrogène encore plus lourds, possédant deux neutrons pour un proton : le **tritium** dont la masse équivaut à trois fois celle du proton. Il existe donc au moins **trois isotopes de l'hydrogène** qui se différencient uniquement par la masse de leur noyau. Ils occupent la même place dans la classification périodique et se désignent de la manière suivante (fig. 57) :

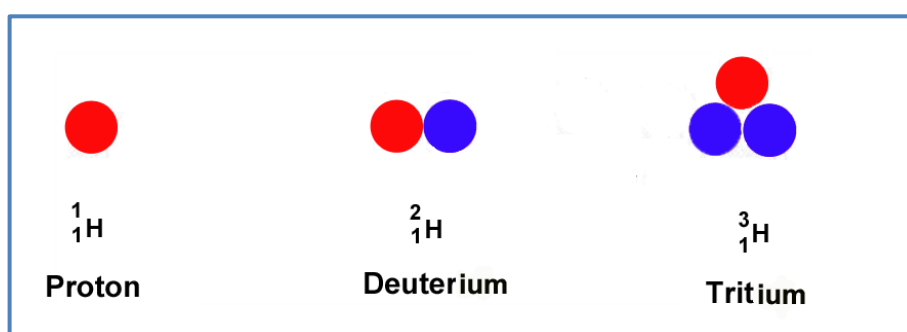


Fig. 57 – Isotopes de l'hydrogène

Des noyaux ayant le **même nombre atomique Z**, mais une **masse A différente**, sont appelés **isotopes**. Dans ce cas, les atomes correspondants sont identiques quant à la composition et à la disposition de leur cortège électronique ; ils sont du même type chimique.

<sup>4</sup> Voir l'article « *Dans les pas des alchimistes !* ».

**Isotopes :**  ${}_{17}^{37}\text{Cl}$  (Chlore)  ${}_{17}^{35}\text{Cl}$  (Chlore)

S'ils ont une masse **A** identique, tout en ayant des nombres atomiques **Z** différents, ils sont **isobares**.

**Isobares :**  ${}_{20}^{40}\text{Ca}$  (Calcium)  ${}_{18}^{40}\text{A}$  (Aluminium)

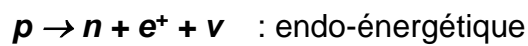
Par contre, lorsque des noyaux différents ont le même nombre de neutrons **N**, ils sont dits **isotones**.

**Isotones :**  ${}_{20}^{40}\text{Ca}$  (Calcium)  ${}_{19}^{39}\text{K}$  (Potassium)

## G. Transformation des nucléons

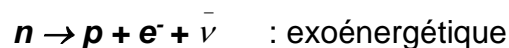
Certains noyaux sont stables, d'autres instables, l'instabilité constituant le phénomène de radioactivité que j'ai déjà traité<sup>5</sup>

Le proton peut se transformer en neutron avec émission d'une charge positive (positon = électron positif). Cette réaction fut mise en évidence par I. et F. JOLIOT-CURIE lors de leurs expériences de transmutations par des particules  $\alpha$ .



$\nu$  représentant une particule de masse très faible, le **neutrino**, et de charge nulle, de spin égal à  $1/2 \cdot h/2$ . L'émission du neutrino est nécessaire pour satisfaire la conservation du moment cinétique. Son existence a été supposée en 1930 par PAULI à la suite des problèmes énergétiques rencontrés dans les désintégrations  $\beta$ . Il fallut attendre 1956 pour qu'il soit détecté et confirmé ainsi sa réalité.

Le neutron se transforme en proton par le processus inverse :



Lors de ces transformations, trois considérations entrent en vigueur :

- l'équivalence masse - énergie ( $W = \Delta m \cdot c^2$ ) ;
- la conservation de la charge ;
- la conservation du moment cinétique.

---

<sup>5</sup> Voir l'article « La découverte de la radioactivité ».



#### IV. RESUME

La succession des découvertes qui ont marqué la fin du XIX<sup>e</sup> siècle (rayon X, radioactivité, électron) ont amené E. RUTHERFORD à mettre en évidence, en 1911, l'existence du noyau, chargé positivement au centre de l'atome. Cette découverte a conduit N. BOHR au premier modèle de l'atome : un noyau entouré d'un nuage d'électrons dans une configuration analogue à celle d'un système solaire en miniature. Elle a permis de jeter les bases du développement de la physique atomique, physique de l'atome, et de la physique nucléaire, physique du noyau, qui conduira dans les années 1930 à la physique des particules. Ces disciplines se sont développées en intégrant les lois nouvelles de la mécanique relativiste (A. EINSTEIN) qui régit le mouvement des corps très rapides, et de la mécanique quantique ou ondulatoire (M. PLANCK, L. de BROGLIE, W. HEISENBERG, N. BOHR, E. SCHRÖDINGER, P. DIRAC...) qui régit le mouvement des très petits objets.

Lorsque le physicien anglais James CHADWICK (1891-1974) reprend les expériences de Frédéric et Irène JOLIOT-CURIE sur le rayonnement de BOTHE et BECKER, avec un appareillage plus moderne que celui de l'Institut du radium, il parvient à démontrer l'existence du neutron. Cette découverte lui vaudra un prix Nobel de physique en 1935.

Le physicien théoricien anglais Paul DIRAC (1902-1984) (fig. 53) prédit, en 1931, l'existence du positon, ce qui explique l'annihilation d'un photon  $\gamma$  et la création de paires électron-positon ainsi que le processus inverse. Il reçoit le prix Nobel de physique en 1933.



Fig. 58 – James CHADWICK (1891-1974)

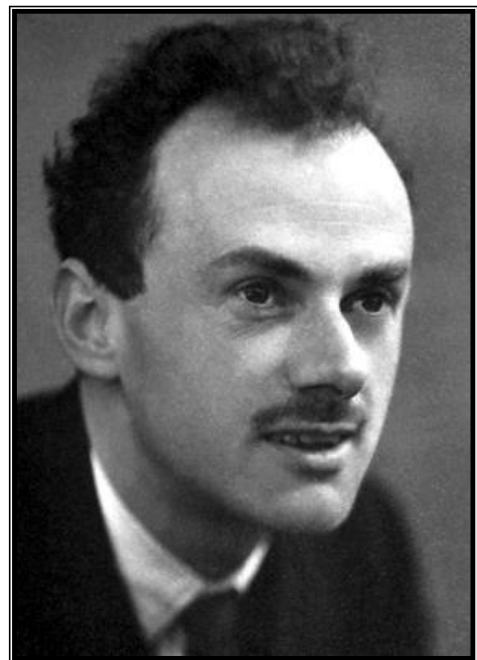


Fig. 59 – Paul DIRAC (1902-1984)

(A suivre : « Représentations du noyau ».)