Théorie quantique des champs -1

Théorie de jauge
Groupe de symétrie

Cours donné à la SAF. Janvier 2021: par Jacques Fric, VP commission cosmologie.

Introduction

- Ce cours fait suite à celui sur la mécanique quantique donné en 2019 et disponible sur le lien: http://www-cosmosaf.iap.fr/Cours_et_FAQ.htm
- La mécanique quantique décrit les constituants de la matière avec leurs attributs. Ses constituants sont les fermions qui obéissent à une statistique de Fermi-Dirac, incluant entre autres le principe d'exclusion de Pauli.
- Les quatre interactions fondamentales connues régissent les relations entre les constituants de la matière et décrivent donc la dynamique d'un système. Les interactions sont portées par des bosons, qui obéissent à la statistique de Bose-Einstein qui est très différente. Pas d'exclusion, au contraire, les bosons sont grégaires.
- A noter que sans ces interactions, il ne se passerait rien d'intéressant!

Rappels 2019 : Au commencement !

Sur cette image de lave en fusion on voit différentes couleurs. On sait qu'elles dépendent de sa température.
L'analyse fréquentielle du profil de rayonnement pour une couleur donnée se révèle incompatible avec les lois de la thermodynamique classique.

Il est intéressant de souligner que la nécessité d'une autre mécanique de type microscopique a été motivée par un phénomène naturel totalement macroscopique, son interprétation quantique (génération non continue du spectre de la lumière) interviendra plus tard

Rappel 2019: Fentes de Young (La matière espace-temps- G. Tannoudji- M. Spiro)

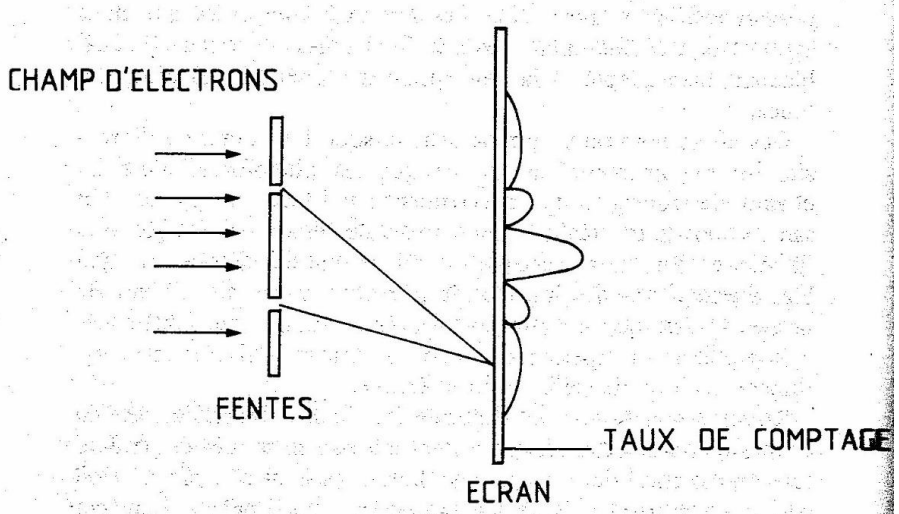


Figure V. 1

Expérience de Young

Des électrons d'impulsion bien déterminée touchent une paroi percée de deux fentes. Les électrons diffractent et interfèrent. Un écran récepteur enregistre tour à tour leurs arrivées. Une figure d'interférences se dessine au niveau de l'écran.

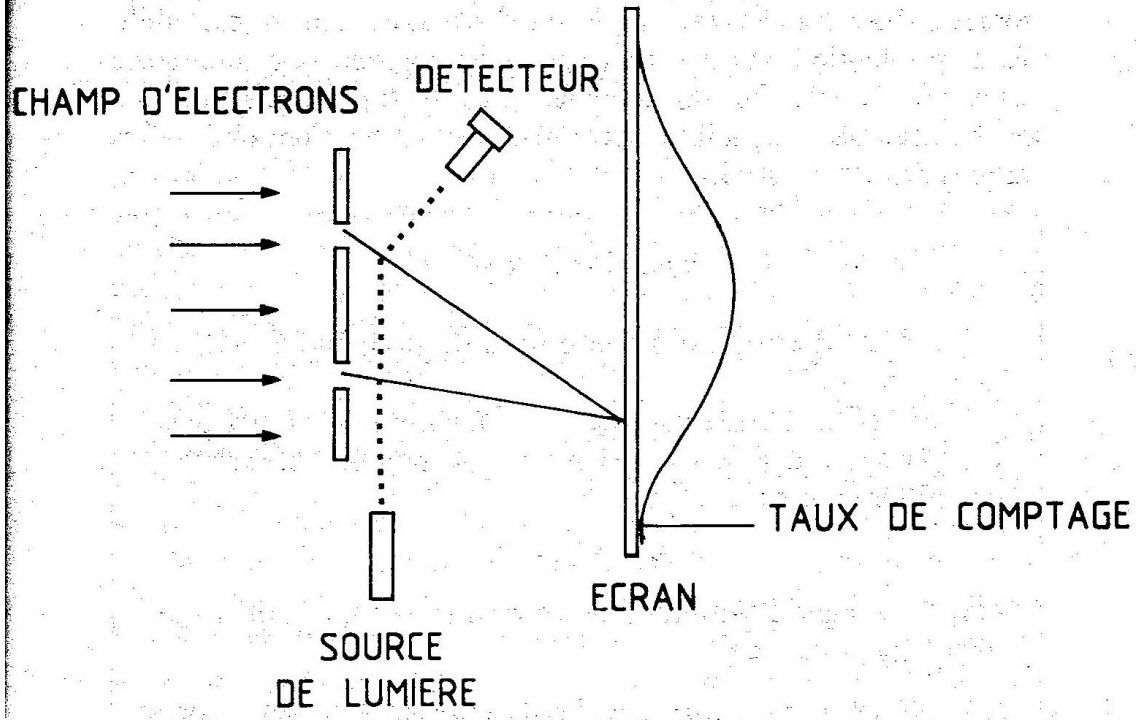


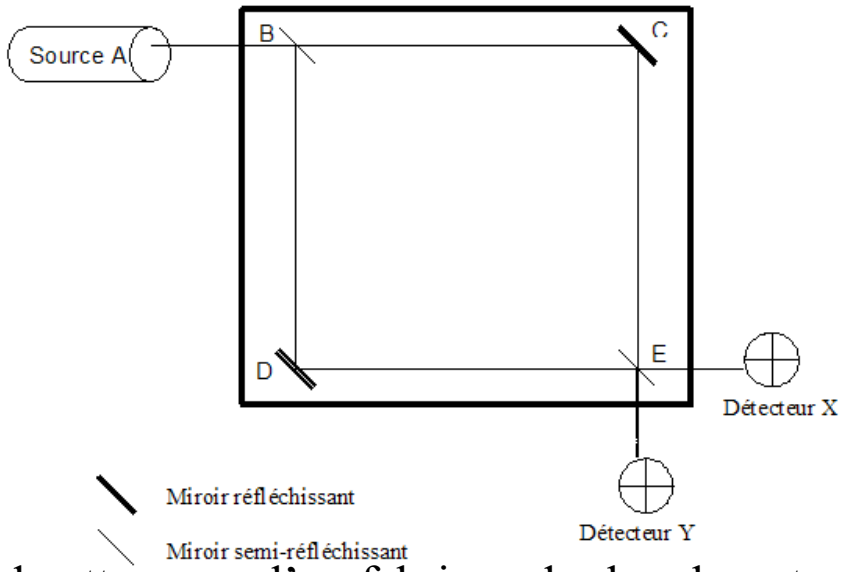
Figure V. 2

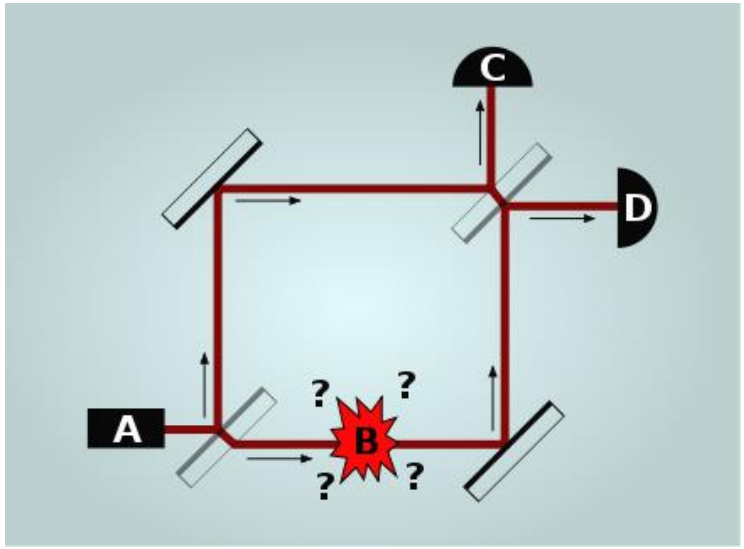
Expérience de Young modifiée

Même expérience que celle montrée sur la figure V.1, mais cette fois-ci on cherche à savoir par quel trou chaque électron passe (au moyen de la diffusion de la lumière sur les électrons). Les interférences disparaissent.

Les phénomènes sont très différents, même si dans la figure V.2, le détecteur ne détecte rien (Contra-factualité). La seule présence de l'instrument de mesure, même s'il ne détecte rien, ce qui permet toutefois d'acquérir une information, change tout. Ceci est illustré par les « bombes d'Elitzur »

Une application: Contra-factualité, Penrose, Elitzur et Vaidman





Admettons que l'on fabrique des bombes atomiques qui soient déclenchées par un détecteur ultrasensible : la bombe explose si un seul photon est détecté par le détonateur. Ce détecteur possède également les propriétés suivantes : il est peu fiable (mais soit il fonctionne toujours, soit il ne fonctionne jamais)

•S'il ne fonctionne pas, il se comporte comme le miroir réfléchissant C. Il n'y a pas d'autre moyen de tester ce détecteur qu'en l'utilisant associé à la bombe. Le gouvernement veut disposer d'un stock de bombes fiables, dont le fonctionnement du détecteur est garanti.

•Comment tester le détecteur sans faire exploser toutes les bombes fiables ? La physique quantique nous en donne le moyen : plaçons une bombe en C, et envoyons un photon en A. Si le photon est détecté en Y c'est que le détecteur de la bombe *aurait pu* détecter le photon, et donc la bombe est certifiée 100 % fiable. Mais elle n'a pas explosé.

Si le photon est détecté par X, on ne peut conclure sur la fiabilité de la bombe. Bien entendu, si la bombe explose c'est qu'elle était fiable. En itérant le processus, en remettant en jeu les bombes n'ayant pas explosé et associées à une détection en X, on peut certifier jusqu'à 1/4 + 1/4.1/4 + 1/4.1/4.1/4 + … = 1/3 des bombes initiales.

Rappel 2019: Une algèbre d'opérateurs, non commutative

Une manière moderne de dériver l'équation de Schrödinger est de partir du hamiltonien $H\ (x_j,p_j\ )$, qui est l'opérateur associé à l'énergie totale de la particule (énergie potentielle + énergie cinétique). Il vaut :

$$H(x_j, p_j) = E = \frac{p^2}{2m} + U(x, y, z, t)$$

L'équation de propagation de l'onde $\psi(x,y,z,t)$ associée s'obtient en associant des **opérateurs** agissant sur la fonction d'onde à savoir :

A-L'opérateur « multiplication » noté x par ψ pour les coordonnées de position x_j.

B-L'opérateur $-i\hbar/\partial_j\psi$ pour les quantités de mouvement p_j.

*C-L'opérateur $i\hbar/\partial_t\psi$ pour l'énergie E**

*Comme en relativité, l'énergie est associée au temps et la quantité de mouvement à l'espace. Ceci, qui a de profondes implications épistémologiques, sera mis en évidence en mécanique quantique relativiste.

Rappel 2019 :Fonction d'onde et opérateurs

Remarquons les deux concepts:

- Une fonction d'onde, qui contient l'information « générale » sur le système,
- Des opérateurs associés aux grandeurs mesurables par l'expérimentateur, qui vont caractériser l'intervention humaine, montrant l'interdépendance entre le monde physique et l'esprit du physicien!

$$H(x_j, p_j) = E = \frac{p^2}{2m} + U(x, y, z, t)$$

En réalisant les opérations A, B, C définies précédemment, on obtient :

$$ih\frac{\partial \psi}{\partial t} = U\psi - \frac{h^2}{2m}\Delta\psi$$

Ce procédé qui a l'avantage de montrer comment les opérateurs vont être associés à la fonction d'onde.

Rappel 2019: L'oscillateur harmonique, par Heisenberg

En reportant la valeur de $x_{01}.x_{10}$ donnée par (9) dans (7) et (8) plus celle de $x_{12}.x_{21}$ donnée par (10) dans (8) on obtient :

$$E_0 = ½\ \omega_0\ \hbar = ½\ h\ \nu_0$$

et

$$E_1 = ½\ \omega_0\ \hbar + \omega_0\ \hbar = 3/2(\ \omega_0\ \hbar\ ) = 3/2\ (h\ \nu_0\ )$$

Et ainsi de suite, par récurrence: $E_n = (n+ ½\ )\ h$

Ceci montre que cette méthode ne nécessite pas de calculer la fonction d'onde pour obtenir les états d'énergie possibles. Elle nous dispense de calculs fastidieux.
Le résultat montre bien que le niveau d'énergie le plus bas n'est nul, ce qui était prévisible compte tenu de la relation d'incertitude de la mécanique quantique;

Rappel 2019: La mécanique quantique relativiste

Solution de Dirac : Linéarisation de l'équation

Cela a conduit Dirac à "linéariser" cette équation en considérant la quantité sous la racine carrée comme un carré parfait :

$$p^2_x + p^2_y + p^2_z + m^2c^2 = (a_1.p_x + a_2.p_y + a_3.p_z + a_4.mc)^2,$$

les coefficients a_i étant à déterminer.

Rappel-2019: Comment le spin résulte de la théorie de Dirac

Le commutateur $[\sigma_z , \boldsymbol{H}]$ n'est pas nul non plus. Mais, en rapprochant (4) et (5), comme l'indique (5'), on déduit:

$$[\ (\boldsymbol{L_z} + \tfrac{1}{2}\hbar\sigma_z\ ),\ \boldsymbol{H}\ ] = [\ \boldsymbol{L_z}, \boldsymbol{H}\ ] + [\ \tfrac{1}{2}\hbar\sigma_z\ , \boldsymbol{H}\ ] = 0$$

Ceci montre que c'est la grandeur associée à l'opérateur

$$\boldsymbol{L_z} + \tfrac{1}{2}\hbar\sigma_z$$

qui est, dans ce cas, une constante du mouvement.

Rappels: Principe de moindre action

- On définit une action en mécanique classique par :

$$S = \int L(q_i, q'_i)\, dt$$

- Où L appelé lagrangien est une fonction des coordonnées q_i, q'_i, qui sont les coordonnées généralisées.
- Les équations du mouvement vont s'obtenir par le principe de moindre action: l'expression de S est un extremum sur la trajectoire.
- Le calcul général de cette condition s'exprime par l'équation de Lagrange.

La théorie des champs: Lagrangien classique

- Le **lagrangien** $L(x^i, x'^i)$, d'un système dynamique est une fonction des variables dynamiques qui permet d'écrire de manière concise les équations du mouvement du système. Le lagrangien classique d'une particule est égal à l'énergie cinétique moins l'énergie potentielle.

$$L = \tfrac{1}{2} mv^2 - U(r)$$

$$L\left(x^{\mu}, \frac{dx^{\mu}}{dt}\right) = \frac{1}{2}\delta_{\mu\mu}\left(\frac{dx^{\mu}}{dt}\right)^2 - [U(x, y, z) + h]$$

- L'équation de Lagrange s'écrit :

$$\left(\frac{d}{dt}\right)\left(\frac{\partial L}{\partial\left(\frac{dx^{\mu}}{dt}\right)}\right) = \frac{\partial L}{\partial x^{\mu}}$$

- On obtient l'équation du mouvement :

$$\frac{d^2 x^{\mu}}{dt^2} + \partial_{\mu} U(x, y, z) = 0$$

Lagrangien relativiste et équation du mouvement

Dans ce cas, le temps est une coordonnée, au même titre que les coordonnées d'espace, λ est le paramètre affine (dynamique)

$$L\left(x^{\mu},\frac{dx^{\mu}}{d\lambda}\right)=\frac{1}{2}g_{\mu\nu}(x,y,z)\left[\frac{dx^{\mu}}{d\lambda}\frac{dx^{\nu}}{d\lambda}\right]=\frac{1}{2}ds^{2}$$

$$\frac{d}{d\lambda}\left(\frac{\partial L}{\partial\left(\frac{dx^{\mu}}{d\lambda}\right)}\right)=\frac{\partial L}{\partial x^{\mu}}$$

Densité de Lagrangien $\mathcal{L}$

En relativité, dans le cas où on traite de grandeurs physiques représentées par des champs Φ^i, on définit une densité de lagrangien $\mathcal{L}$, qui doit être intégrée sur tout l'espace-temps. L'équation du mouvement s'en déduira par le principe de moindre action.

$$S = \int d^4x \; \mathcal{L}\left(\emptyset_i, \partial_\mu \emptyset_i \right)$$

Notations: □ est le symbole qui désigne le d'alembertien, la croix est l'adjoint complexe.

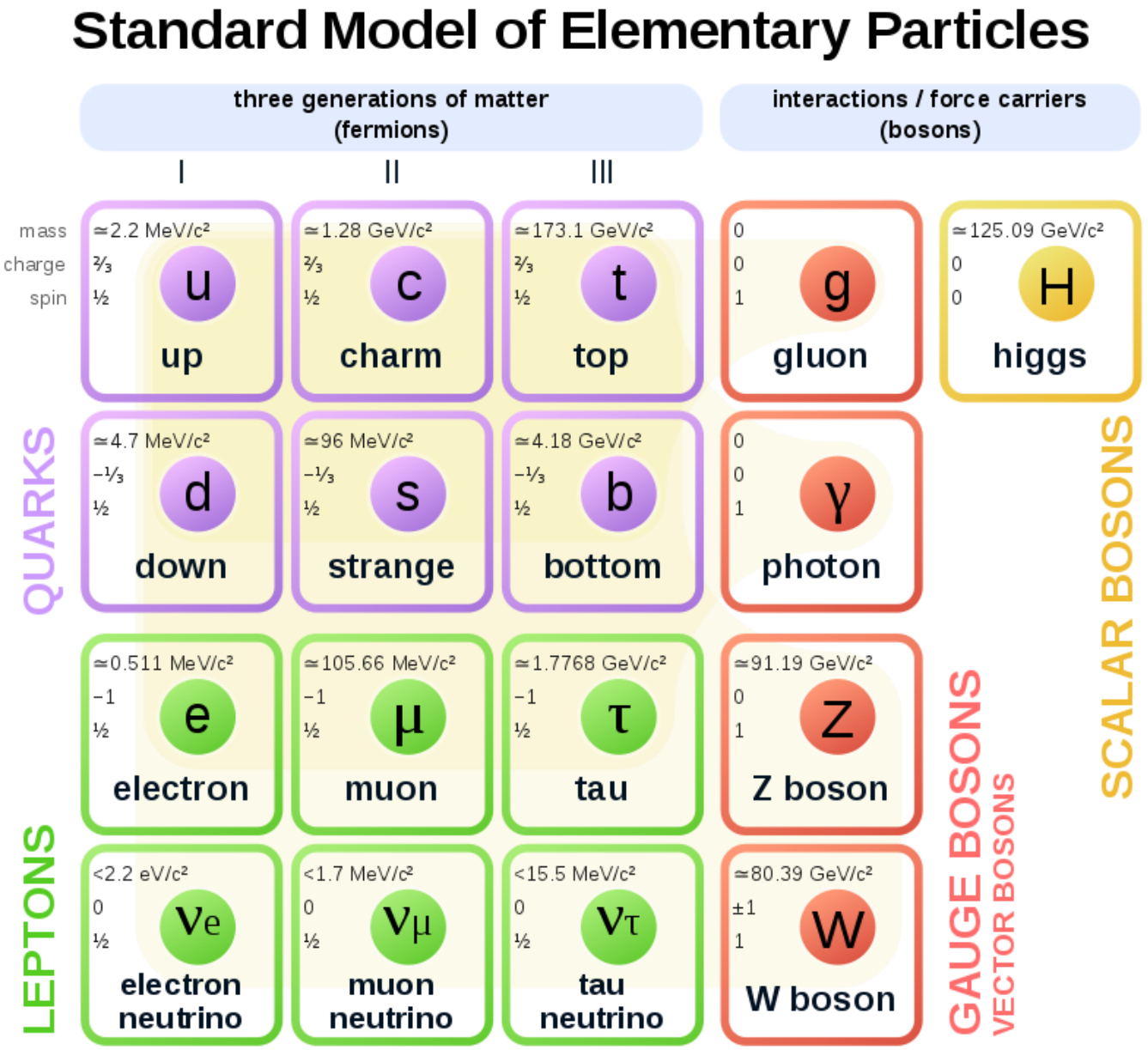
Type de Champ	Equation	Densité de lagrangien
Scalaire Φ, spin =0	$0 = (\Box + m^2)\phi$	$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi^\dagger)(\partial^\mu \phi) - m^2 \phi^\dagger \phi$
Spineur ψ, spin = ½	$0 = (i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi$	$\mathcal{L} = \frac{i}{2}\left(\bar{\psi}\gamma^\mu(\partial_\mu \psi) - (\partial_\mu \bar{\psi})\gamma^\mu \psi\right) - m\bar{\psi}\psi$
Photon A^μ , spin =1	$0 = \partial_\mu F^{\mu\nu} = \Box A^\nu - \partial^\nu(\partial_\mu A^\mu)$	$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} = -\frac{1}{2}(\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu)(\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu)$

Quelques rappels de physique des particules

Avant de traiter de leurs relations, commençons par un état des lieux!

- Une découverte essentielle du 20^{ième} siècle a été l'importance des champs pour la compréhension des interactions fondamentales de la physique.
- Bien sûr la formulation des théories actuelles est compatible avec la relativité et la mécanique quantique.
- Ici, nous ne présentons pas la théorie relativiste quantique des champs dans toute sa splendeur, mais espérons en donner quelques notions dont l'objectif est d'être utile à la compréhension de cette théorie

- Commençons notre introduction de la physique des particules en passant en revue les bases sur les constituants élémentaires de la matière.
- Selon le modèle standard de la physique des particules, bien établi aujourd'hui, les briques de base de la matière sont les quarks et les leptons, et on en connaît six de chaque (voir table ci contre).



Petite revue de la physique des particules

- Comme on peut le voir les quarks et les leptons sont groupés naturellement en 3 familles, chacune comportant un lepton électriquement neutre (comme le neutrino ν_e), un lepton de charge électrique – e (comme l'électron), un quark de charge + 2/3 e (comme le quark u), et un quark de charge – 1/3 e (comme le quark d). Petite curiosité, les quarks ne se manifestent pas à l'état libre.
- Un proton est constitué de 2 quarks u et d'un quark d, un neutron d'un quark u et de 2 quarks d (vous pouvez vérifier que cela donne bien la bonne charge électrique).
- Les forces qui lient ces quarks ensemble sont si fortes qu'un quark ne peut pas être extrait du système lié.

Petite revue de la physique des particules

- On appelle cela le confinement des quarks.
- Cependant il existe des méthodes permettant de « secouer » les quarks dans un proton et démontrer ainsi leur existence en tant que constituants individuels des nucléons.
- Le fait que les quarks, fortement liés dans les nucléons (protons, neutrons), puissent se comporter comme des particules libres pendant des instants très courts comme constaté expérimentalement, est une propriété des théories modernes appelée liberté asymptotique.
- La configuration particulière de charges et autres nombres quantiques dans une famille de 2 leptons et 2 quarks signifie que la théorie va être compatible avec la mécanique quantique.

Petite revue de la physique des particules

- S’il avait manqué une particule, une anomalie aurait été générée et cela aurait eu des conséquences catastrophiques pour la théorie.
- En gros, on n’aurait rien pu calculer, du fait des infinis, qui n’auraient pas pu être renormalisés de façon controlée.
- C’est la raison pour laquelle le quark Top a été prédit , bien avant qu’il n’ait été finalement découvert expérimentalement en 1995.

Petite revue de la physique des particules

- Dans la table, nous avons supprimé quelques nombres quantiques, par exemple chaque quark a 3 degrés de liberté appelés couleurs.
- La théorie de l'interaction forte, la chromodynamique quantique (QCD), décrit comment les quarks colorés interagissent.
- Les leptons et les quarks ont des spins ½ (en unités de ħ, la constante de Planck divisée par 2π).

Ce sont des fermions qui obéissent au principe d'exclusion de Pauli.

Petite revue de la physique des particules

Enfin, à chaque particule connue correspond une antiparticule, de même masse et valeur de spin mais de charge électrique opposée.

Les neutrinos, qui sont neutres, possèdent un autre type de charge, l'hypercharge faible, qui signifie que le neutrino et l'antineutrino sont des particules différentes.

Cependant tous les neutrinos ont un spin « gauche » (ou une hélicité, qui est la projection du spin dans la direction de la quantité de mouvement).

Par symétrie, les antineutrinos sont « droitiers ».

Petite revue de la physique des particules

- C’est ainsi que les neutrinos apparaissent dans le modèle standard.
- Cependant le domaine des neutrinos est très difficile à étudier du fait de leur faible interaction avec la matière.
- Il est possible que les neutrinos soient en fait leurs propres antiparticules alors appelée particules Majorana.

Nombre quantiques

- Le concept de nombre quantique est important en physique des particules.
- Comme nous le dit la mécanique quantique, le moment angulaire interne *s* d'une particule est quantifié par pas de 1 ou ½ de ħ ; ce moment angulaire (spin) est un nombre quantique.
- D'habitude, l'existence de nombres quantiques conservés reflète l'invariance de la théorie par certaines transformations.
- Par exemple la conservation du moment angulaire est une conséquence de l'invariance par des rotations.

Nombres quantiques

- Un système donné de particules peut avoir un moment angulaire total qui est donné par le spin total de toutes les particules qui le constituent couplé au moment orbital total, conformément aux règles de la mécanique quantique.
- Une utilisation pratique de cette conservation est une règle générale qui stipule qu’un système qui a un moment angulaire total demi entier ne peut pas dégénérer en un système avec un spin total entier.

Nombres quantiques

- Il y a d'autres types de transformations, en relation avec les degrés de liberté internes, qui impliquent aussi des conservations de nombres quantiques.
- Un exemple important est la charge électrique, dont la conservation résulte d'une invariance de jauge.
- De plus, il y a d'autres « charges » telles que le nombre baryonique, qui semblent être conservées avec une très grande précision (la durée de vie du proton est au moins de 10^{34} ans, d'après les expériences).

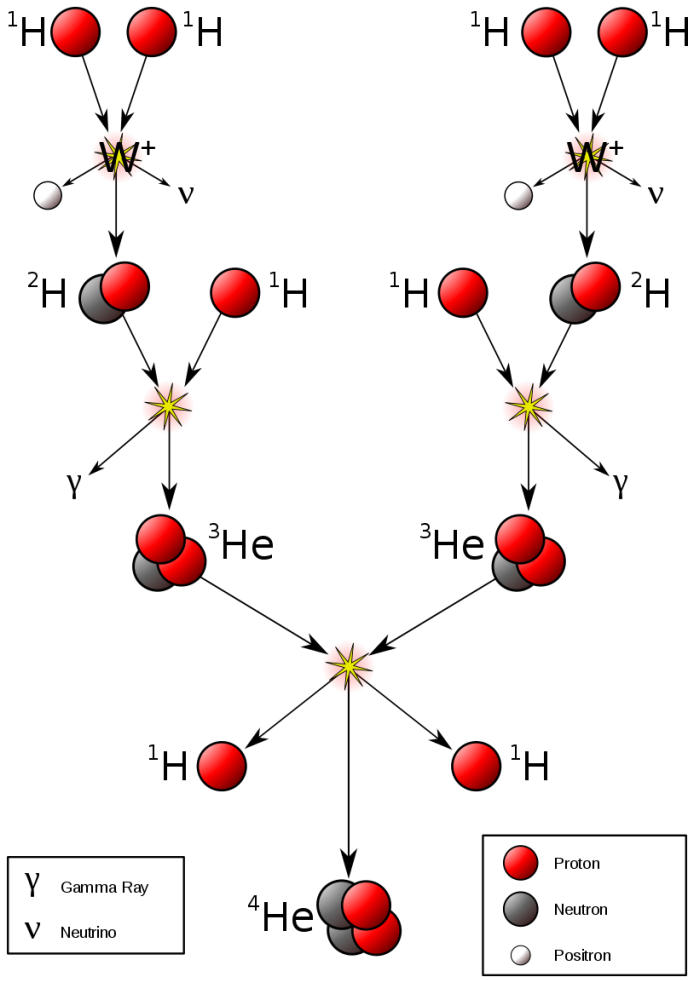
Nombres quantiques

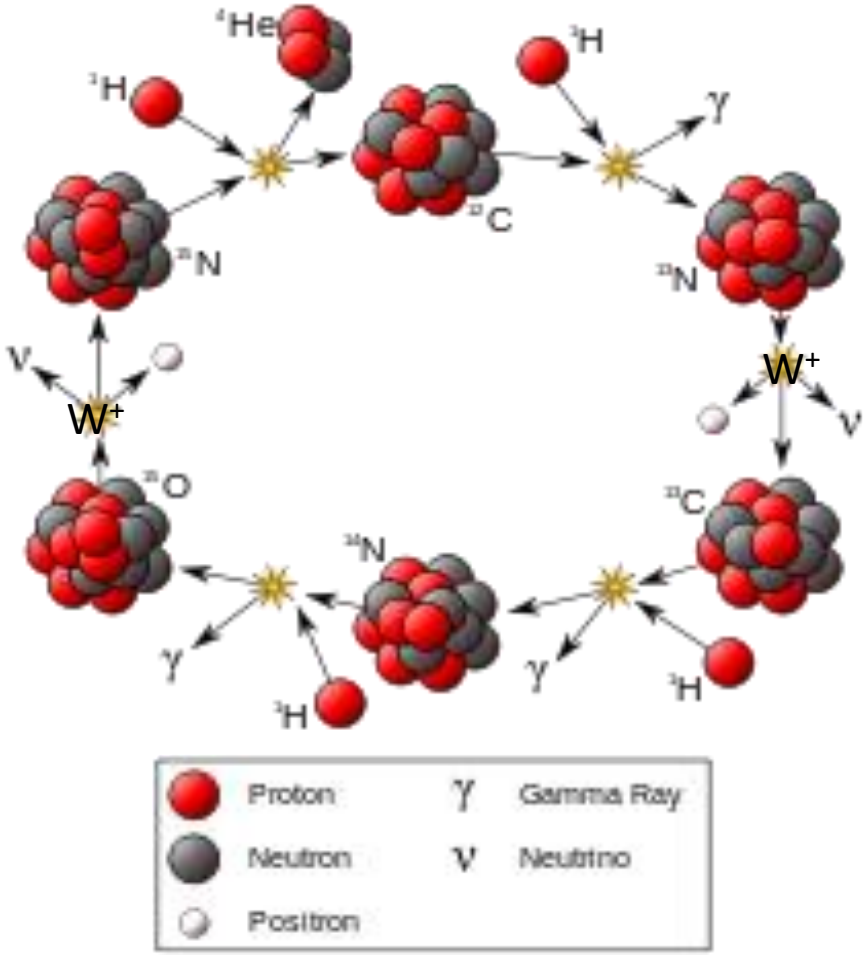
- Là l'invariance, source de la conservation du nombre baryonique, est moins bien comprise (en fait selon certaines théories, il n'y aurait pas une conservation exacte de ce nombre).
- Mais du point de vue phénoménologique, cela peut être considéré comme une loi empirique qui nous indique quelles réactions impliquant des baryons sont permises.
- La normalisation attribue habituellement un nombre baryonique égal à +1 au proton (et donc de -1 pour l'antiproton).
- Alors un quark a un nombre baryonique de +1/3.

Nombres quantiques

- De même pour les leptons, il semble qu'il y a des nombres quantiques qui soient conservés au moins approximativement.
- On attribue à l'électron et au neutrino électronique un nombre leptonique de +1 et de même pour les autres leptons.
- Il semble que ce nombre leptonique soit conservé avec une bonne approximation.
- Leur somme, le nombre leptonique total, semble encore mieux conservé.

Exemple conservation de nombres quantiques





La désintégration du proton, formé de deux quarks u et d'un quark d, où 1 quark u devient un quark d pour former un neutron se fait via un boson W^+ (interaction faible) qui se désintègre rapidement laissant 1 neutron, 1 positron, 1 neutrino et de l'énergie.

Nombres quantiques

- Cependant, répétons qu'il n'y a pas de raison théorique contraignante associée à cette conservation, à la différence de la charge électrique, conséquence d'une invariance de jauge.
- Il est possible que la conservation du nombre leptonique soit violée à un certain niveau, bien que cela n'ait pas été constaté expérimentalement.
- Le nombre leptonique individuel n'est probablement pas conservé

Degrés de libertés dans le modèle standard

- Une manière très utile de considérer les degrés de liberté de spin d'une particule est de considérer qu'un état associé à n'importe laquelle des 2s+1 valeurs de m_s, est une particule différente.
- Ceci est justifié, car chacun de ces états contribue indépendamment, par exemple, à la densité d'énergie. La transformation de Lorentz n'agit pas seulement sur l'espace temps, mais aussi sur les états internes de spin : ils se mélangent.
- Ici m_s est la projection du spin sur un axe arbitraire, mais fixé.
- D'ordinaire c'est l'axe z. Cependant , un choix encore meilleur qui permet de mieux traiter les particules sans masse (comme par exemple peut être les neutrinos) est d'utiliser l'hélicité, c'est à dire de prendre la direction du mouvement comme axe de projection.

Degrés de libertés dans le modèle standard

- Comptons le nombre g_{fam} d'états d'hélicité indépendants d'une famille de quark et de leptons.
- Chaque quark a 3 couleurs et 2 spins, soit 12 états au total pour les deux quarks (u et d).
- Le lepton chargé a 2 états et le neutrino 1.
- Donc une famille a 15 états, soit 45 pour les trois familles.
- Avec les antiparticules cela fait 90 pour les fermions
- Au dessus d'une certaine température, de l'ordre de 100-300 MeV, où on suppose que la transition de phase quark-gluon se produit, on subodore que les quarks et les gluons se comportent comme de particules libres.

Mésons et Baryons

- En dessous de la température de transition de phase QCD, seuls les systèmes non colorés semblent viables.
- Une manière de faire pour un quark est de se lier avec un antiquark, formant un système incolore fortement lié, qu'on appelle un méson ;
- Les plus légers sont les mésons π , ou pions.
- La masse du pion (énergie au repos) est d'environ 140 MeV.
- Une particule π^+ est constituée d'un quark u et d'un antiquark $\bar{d}$.

Mésons et Baryons

- D’ordinaire, une barre sur le nom de la particule désigne l’antiparticule, donc on écrit $\pi^+ = u\bar{d}$.
- Le π^- qui est l’antiparticule du π^+ est évidemment constitué d’un quark d et d’un antiquark $\bar{u}$.
- Il y a aussi un pion neutre , le π^0, qui est un mélange quantique de ($u\bar{u}$) et ($d\bar{d}$).
- Une autre façon d’obtenir une particule incolore est de prendre 3 quarks, chacun d’une couleur différente ce qui donne, par exemple, un proton ou un neutron.

Mésons et Baryons

- Donc les particules constituées de quarks et soumises à l'interaction forte sont de deux types. Soit des baryons constitués de trois quarks comme les nucléons (le proton, le neutron), soit des mésons constitués d'un quark et d'un antiquark comme le pion.
- On suppute qu'il existe des particules plus exotiques constituées par exemple de deux quarks et deux antiquarks, mais jusqu'à présent rien n'a été prouvé.
- Quand le quark apparut dans les années 60, il offrait une solution à la prolifération des centaines de particules qui avaient été produites dans les accélérateurs. Avec quelques quarks et antiquarks on peut construire un grand nombre d'états de mésons et de baryons, en utilisant les règles de construction de la mécanique quantique.

Mésons et Baryons

Les plus importants sont ceux qui représentent les états du niveau de base (qui sont les moins massifs) des mésons et baryons.

La classification utilise la symétrie SU(3) de la mécanique quantique qui est fondée sur le principe que les trois quarks légers, u, d et s, sont sur un pied d'égalité.

Un méson K^+, par exemple, est constitué d'un quark u et d'un antiquark $\bar{s}$, tandis qu'un méson π^+ est constitué d'un quark u et d'un antiquark $\bar{d}$.

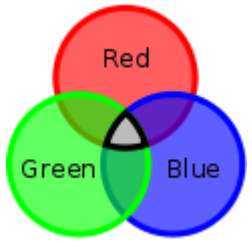
Les mésons π^0 et η sont constitués de combinaisons linéaires d'états de $(d\bar{d})$, $(u\bar{u})$ et $(s\bar{s})$.

Quelques notions sur la chromodynamique quantique

Les quarks sont liés (confinés) dans une particule, comme le proton, par l'interaction forte dont le médiateur quantique est le gluon. Il existe 3 types de charges portées par les quarks qui sont appelées arbitrairement charges de couleur. D'où le nom de la théorie QCD. Les quarks sont liés dans la particule par échange de gluons qui sont les médiateurs quantiques de l'interaction forte.

Ces gluons échangés en permanence portent une charge et une anti-charge, ce qui permet à une paire de quarks de s'échanger leurs couleurs. C'est par ce mécanisme que les gluons lient les quarks.

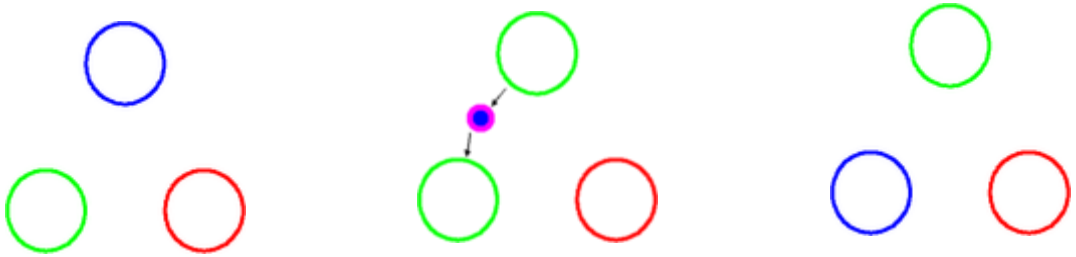
A noter que les gluons, médiateurs qui portent la charge de couleur, peuvent interagir entre eux, à la différence des photons médiateurs quantiques de l'interaction électromagnétique qui ne sont pas chargés (neutres).



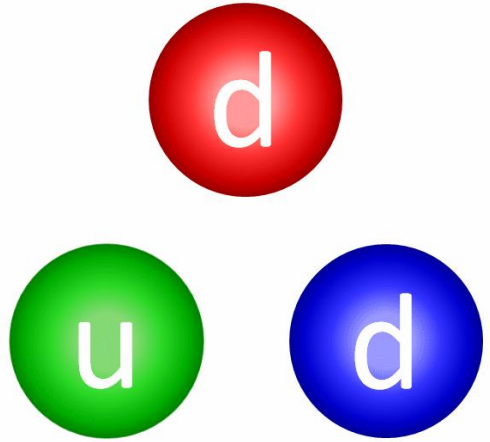
La combinaison des 3 couleurs dans une particule la rend « incolore ».

La combinaison des 3 anti-couleurs dans une particule la rend « incolore ».

Une couleur + son anti-couleur → incolore



Permutation de couleur bleu-vert par échange de gluon bleu- anti-vert.



Animation de l ’échange

Mésons et Baryons

Des états supplémentaires sont produits par les excitations des états fondamentaux des mésons et baryons. Par exemple le proton est l'état fondamental d'un système constitué d'une combinaison de quarks *uud* , avec les quarks d'un moment angulaire $l = 0$ et un spin total *1/2* .

Alors, il doit aussi exister un état avec les mêmes constituants mais un spin total de *3/2*. En fait une telle particule existe. C'est le baryon Δ^+ , qui joue un rôle important en astrophysique.

Comme il est très semblable au proton, il est facile d'exciter cet état par collision d'un proton et d'un photon. De telles interactions entre des rayons cosmiques (protons) de très haute énergie et le rayonnement de fond cosmologique (RFC) déterminent le libre parcours moyen de tels rayons cosmiques.

Mésons et Baryons

La spectroscopie des états peut être interprétée par une simple combinatoire, avec des baryons constitués de trois quarks et des mésons constitués d'un quark et d'un antiquark.

Aujourd'hui, nous ne savons pas vraiment pourquoi il y a trois familles de quarks et de leptons dans la nature.

La solution de cette énigme, comme d'autres, devra sans doute attendre une théorie plus complète de toutes les particules et interactions de la nature, incluant la gravitation quantique.

Mésons et Baryons

Cette théorie aujourd'hui n'est pas faite; les spéculations nous poussent vers une théorie sous jacente, appelée M-théorie, qui sous certaines conditions a des solutions qui se présentent sous forme de cordes ou d'objets de dimensions supérieures appelées D-branes .

Quand une théorie correcte sera établie, on peut espérer que ce contexte (comme le nombre de familles, les charges, les masses et autres attributs) sera expliqué par des propriétés géométriques dans l'espace comportant un grand nombre de dimensions correspondant au cadre naturel et formel de ces théories .

Théorie des champs quantiques -2

Groupe de Symétrie, théorie de jauge

Cours donné à la SAF. Janvier 2021: par Jacques Fric, VP commission cosmologie

Théorie de Jauge

Un Univers qui ne serait constitué que de quarks et de leptons serait ennuyeux et improductif. La dynamique est ce qui décrit leurs interactions, en particulier les états liés dans les hadrons et les atomes. Une conséquence intéressante de la Relativité et de la mécanique quantique est que leur interaction peut être décrite en termes d'échange de particules de médiation.

Ce n'est pas difficile à comprendre

Théorie de Jauge

Considérons deux particules chargées, disons un proton et un électron, séparées par une distance finie. Etant chargées elles exercent l'une sur l'autre une action Coulombienne "électronique" .

Supposons que nous déplacions légèrement le proton.

Le champ environnant va changer, ainsi que son influence sur l'électron.

Mais la relativité restreinte nous dit que la perturbation ne peut pas se propager plus vite que la lumière (pas d'action instantanée à distance).

Théorie des champs

La description moderne des forces s'appuie sur la notion de champ, donc la perturbation va moduler le champ entre le proton et l'électron.

La mécanique quantique considère ces modulations comme des degrés de liberté dynamiques qui doivent être quantifiés comme les autres.

Les excitations minimales (quanta) du champ sont interprétées comme des particules, et l'interaction entre un proton et un électron est décrit en termes d'échange de ces particules.

Théorie des champs

Comme les équations de Maxwell nous enseignent que le champ électromagnétique a des solutions ondulatoires, dont la lumière est un exemple, nous identifierons ces particules, associées au quanta du champ, aux photons qu'Einstein a introduits pour expliquer l'effet photo-électrique.

Electrodynamique quantique

- La théorie quantique décrivant l'interaction entre les photons et les électrons est appelée l'électrodynamique quantique (QED pour Quantum ElectroDynamics). Cette théorie s'est révélée très fructueuse en termes de prédiction et de précision (10^{-11}).
- Il se trouve qu'on peut déduire l'électromagnétisme classique et la QED de symétries dites de "jauge" , introduites dans la théorie des électrons libres. La QED est l'exemple type d'une théorie de jauge.

Exemple des pions

Regardons comment ça marche sur un exemple simple, qui nous permettra également d'introduire le concept de champ, fonction de l'espace-temps dont la quantification des excitations élémentaires seront interprétées comme des particules.

Nous nous en tiendrons à la relativité restreinte (la relativité générale conduisant à un formalisme complexe rarement nécessaire, sauf en cas de conditions extrêmes, à proximité d'un trou noir par exemple).

Exemple des pions (cas simple)

Un pion π^+, par exemple, est chargé électriquement positivement (charge $+1$) donc est sensible à l'interaction électromagnétique. Il a un spin de 0, ce qui est caractéristique d'un champ scalaire qui a l'avantage d'être beaucoup plus simple que le champ associé à un fermion comme l'électron par exemple qui a un champ spinoriel. Ce champ scalaire est noté $\Phi(x)$ où x représente la coordonnée d'espace-temps x^μ.

Par une transformation de Lorentz $x \rightarrow x'$ et le champ se transforme comme suit:

$$\Phi'(x') = \Phi(x)$$

Théorie des champs relativistes

- En théorie des champs Relativiste, il nous faut aussi décrire simultanément l'antiparticule $\boldsymbol{\pi}^-$. Ceci est nécessaire du fait que, dans les réactions énergétiques, des paires de pions peuvent émerger ex nihilo. Par exemple dans les collisions proton/proton, la réaction:
- $\boldsymbol{p} + \boldsymbol{p} \rightarrow \boldsymbol{p} + \boldsymbol{p} + \boldsymbol{\pi}^+ + \boldsymbol{\pi}^-$ est possible si l'énergie cinétique de la paire de protons incidente au centre de masse est supérieure à l'énergie de masse au repos des deux pions.
- On pourrait introduire deux champs scalaires $\Phi_1(x)$ et $\Phi_2(x)$ pour décrire respectivement le pion et l'antipion

Théorie des champs relativistes

Il est plus élégant de considérer $\Phi_1(x)$ et $\Phi_2(x)$ comme la partie réelle et imaginaire d'un champ complexe :

$$\Phi(x) = \rho(x)\, e^{i\alpha(x)} = \{\Phi_1(x) + i\,\Phi_2(x)\}(2)^{-1/2}.$$

$(2)^{-1/2}$ est un facteur de normalisation du module de l'onde dans sa décomposition en partie réelle et complexe.

Équation du mouvement

Si le champ est sans interactions, il va satisfaire l'équation (Klein-Gordon) relativiste du mouvement :

$$\Box\Phi(x) \equiv (\partial^2/\partial t^2 - \nabla^2)\,\Phi(x) = m^2\,\Phi(x) \qquad (6.3)$$

où m est la masse du pion (Cette équation s'appliquant aussi pour le champ conjugué Φ^* qui associé à Φ peut produire deux états indépendants au lieu des deux fonctions $\Phi_1(x)$ et $\Phi_2(x)$). Cette équation est invariante par transformation de Lorentz, car le d'alembertien $\Box$ et m^2 sont invariants tous les deux. Elle est la transposition, en termes d'opérateurs appliqués à la fonction d'onde, de l'équation de la norme du 4-vecteur **p** donnée par $p_\mu p^\mu = m^2c^2$, $(p \rightarrow \partial_\mu)$.

Le symbole ∇ désigne le gradient d'une fonction, ici la fonction d'onde. Ici, la position (exposant ou indice) de μ dénote qu'on doit faire une sommation sur les différentes valeurs de μ. C'est la convention d'Einstein.

Choix du Lagrangien

Si nous choisissons la densité de Lagrangien invariante par transformation de Lorentz L(x)

$$L(x) = \tfrac{1}{2}\,(\partial_\mu \Phi(x))^*(\partial^\mu \Phi(x)) + \tfrac{1}{2}\, m^2(\Phi^*(x)\Phi(x)) \qquad (6.5)$$

On note la convention d'Einstein de sommation, $\partial_\mu \partial^\mu = \partial_0 \partial^0 + \partial_1 \partial^1 + \partial_2 \partial^2 + \partial_3 \partial^3$.

Invariance globale

On voit que (6.5) est invariant par changement de la phase d'une même valeur partout, $\boldsymbol{\Phi \rightarrow e^{i\alpha}\Phi}$ avec $\boldsymbol{\alpha}$ **constant,** du fait de la présence des fonctions conjuguées.
Ceci est appelé une invariance globale du Lagrangien.

$$L(x,\alpha) = \frac{1}{2}\left[\partial_\mu\, e^{i\alpha}\Phi(x)\right]^* \left[\partial^\mu\, e^{i\alpha}\Phi(x)\right] + \frac{1}{2}m^2[e^{-i\alpha}\Phi^*(x)\, e^{i\alpha}\Phi(x)]$$

$$L(x,\alpha) = \frac{1}{2}e^{-i\alpha}\left[\partial_\mu\Phi(x)\right]^* e^{i\alpha}[\partial^\mu\Phi(x)] + \frac{1}{2}m^2[e^{-i\alpha}\Phi*(x)\, e^{i\alpha}\Phi(x)]$$

Le 2ième terme est invariant même si α dépend de *x*, le problème c'est la dérivée dans le 1er terme.

Invariance locale, dite invariance de jauge

Nous voulons que le lagrangien soit aussi invariant par un changement de phase qui a une valeur qui dépend du point de l'espace-temps, ce qui s'écrit: $\alpha = \alpha(x)$.

Ceci est appelé une invariance locale ou encore invariance de jauge.

Telle qu'elle, la dérivée partielle ∂_μ ne permet pas cette invariance. Nous sommes amenés à la modifier en ajoutant un autre champ $A(x)$ et une nouvelle dérivée D_μ intégrant les règles de couplage:

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu \equiv \partial_\mu - i.A_\mu(x)$$

Et poser:

$$A_\mu(x) = A_\mu(x) + \partial_\mu \alpha(x)$$

Quand:

$$\Phi(x) \rightarrow \Phi(x)\, e^{i\alpha(x)}$$

Le champ $A(x)$ que nous avons introduit s'appelle le potentiel électromagnétique.

Avec D_μ et $A_\mu(x)$ dont la définition est rappelée ci-dessous, le lagrangien devient:

$$L(x,\alpha) = \frac{1}{2}\left[D_\mu\, e^{i\alpha(x)}\Phi(x)\right]^* \left[D^\mu\, e^{i\alpha(x)}\Phi(x)\right] + \frac{1}{2}m^2\left[e^{-i\alpha(x)}\Phi^*(x)\, e^{i\alpha(x)}\Phi(x)\right]$$

$D_\mu\Phi(x) \rightarrow \partial_\mu\Phi(x) - iA_\mu(x)\Phi(x)$ et $A(x) \rightarrow A(x)+\partial_\mu\alpha(x)$ si $\Phi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)}\Phi(x)$ (6.8)

$$D_\mu\left[e^{i\alpha(x)}\Phi(x)\right] \rightarrow \partial_\mu\Phi(x).e^{i\alpha(x)} + i.\Phi(x).\partial_\mu\alpha(x)e^{i\alpha(x)} - i.A_\mu(x)\Phi(x).e^{i\alpha(x)} - i.\Phi(x)\partial_\mu\alpha(x)e^{i\alpha(x)}$$
$$= \partial_\mu\Phi(x).e^{i\alpha(x)} - iA_\mu(x)\,\Phi(x).e^{i\alpha(x)} = e^{i\alpha(x)}D_\mu\Phi(x)$$

Car le 2ième et le 4ième terme s'annulent. On peut alors mettre en facteur $e^{i\alpha(x)}$.
Le terme conjugué où $\Phi^*(x) \rightarrow \Phi(x)^*e^{-i\alpha(x)}$, donne $e^{-i\alpha(x)}[D^\mu\,\Phi(x)]^*$.

Le produit $D_\mu D^\mu = e^{i\alpha(x)}D_\mu\Phi(x)e^{-i\alpha(x)}[D^\mu\Phi(x)]^* = D_\mu\Phi(x)[D^\mu\Phi(x)]^*$ est invariant.

***Nota** : La position de l'indice μ dénote la convention de sommation d'Einstein. En espace de Minkowski on peut abaisser ou élever sans que cela change le résultat (ce qui ne serait pas le cas en relativité générale)*

Comparaison avec la relativité générale

- Le formalisme que nous avons utilisé est du même type que celui de la relativité générale où, pour exprimer le couplage d'une particule avec le champ gravitationnel (ce qui va influer sur sa dynamique), on remplace l'opérateur dérivée partielle : $\partial/\partial x^{\mu}$ qu'on note, en général, de manière abrégée: ∂_{μ}
- Par une dérivée covariante $\nabla_{\nu} = \partial_{\nu} + \Gamma^{\lambda}_{\nu\mu}$

- Où le terme $\Gamma^{\lambda}_{\mu\nu}$ (symbole de Christoffel qui dépend seulement de la métrique et de ses dérivées) va introduire le couplage avec le champ gravitationnel.
- Par exemple pour la dérivée covariante d'un vecteur V^{μ}, cela s'écrit:

  - $\nabla_{\nu} V^{\mu} = \partial_{\nu} V^{\mu} + \Gamma^{\mu}_{\lambda\nu} V^{\lambda} = T^{\mu}_{\nu}$

- Il faut sommer sur l'indice λ. Le résultat est un tenseur (mixte dans ce cas).

Tout cela a des allures de passe-passe où, à la fin, le magicien sort le lapin du chapeau. Mais qu'avons-nous fait?
Nous avons voulu rendre la loi du champ électronique de la particule chargée invariante par un changement local de phase en demandant à son lagrangien d'être invariant par cette transformation. Pour aboutir à cela nous avons été conduits à introduire:

D'une part, un nouveau type de dérivée qui prend en compte le couplage avec un nouveau champ que nous identifié comme étant le champ électromagnétique, comme en relativité générale où la dérivée covariante prend en compte le couplage avec le champ gravitationnel, ce qui montre la parenté des deux formalismes.

D'autre part, une loi de transformation de ce nouveau champ lorsqu'on opère un changement de phase.
Cela définit le nouveau, le champ électromagnétique, avec sa loi de couplage au champ électronique.
Nous constatons que c'est la symétrie de jauge, imposant une invariance de jauge au lagrangien décrivant la matière chargée, qui a conduit à introduire le champ électromagnétique avec ses lois de couplage à la matière chargée.

Le groupe de jauge de l'électromagnétisme est *U(1)*

L'invariance de jauge par rotation locale de la phase, associée à l'interaction électromagnétique, que nous avons démontrée, correspond à une symétrie associée au groupe *U(1)* des rotations à 1 degré de liberté. Autrement dit, le champ électrique ne dépend pas de la phase. On dit aussi qu'il est invariant par multiplication par un nombre complexe.

Le groupe de symétrie de l'électrodynamique est donc le groupe *U(1)*.

L'unification de l'interaction électromagnétique avec l'interaction faible dans l'interaction électrofaible va faire intervenir un autre groupe de rotations, celui dans l'espace tridimensionnel appelé *SU(2)*, que nous allons introduire. Le groupe de l'interaction électrofaible sera *U(1)SU(2*).

Diagrammes de Feynman

La manière habituelle de description des couplages par échange de particules utilise les diagrammes de Feynman, un des contributeurs majeurs à la QED. La figure ci-jointe montre un tel diagramme correspondant à l'interaction de 2 électrons par échange d’un photon.

Nous savons de l'étude de la désintégration du neutron qu'il existe une autre interaction plus faible que l'électromagnétisme. C'est à cette "interaction faible" que les neutrinos sont sensibles, ce qui permet leur détection expérimentale. Cependant un neutrino de 1 Mev (énergie principalement cinétique) interagit si faiblement avec la matière que son trajet moyen d'interaction est d'environ 1 année lumière dans la matière, ce qui rend leur détection difficile.

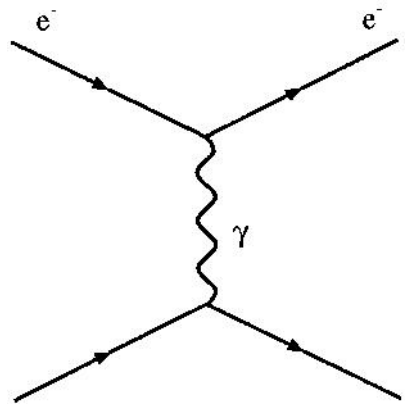
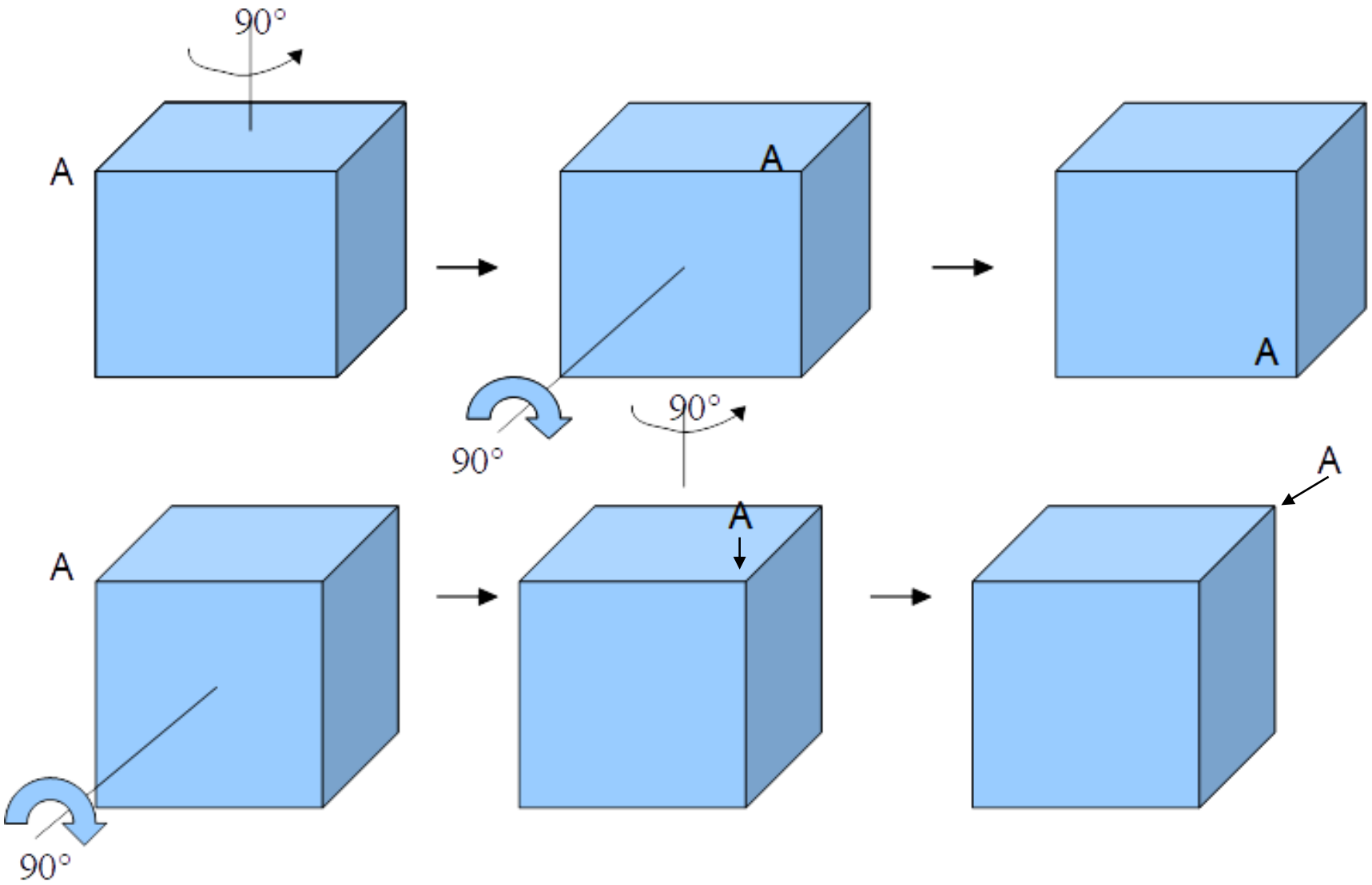
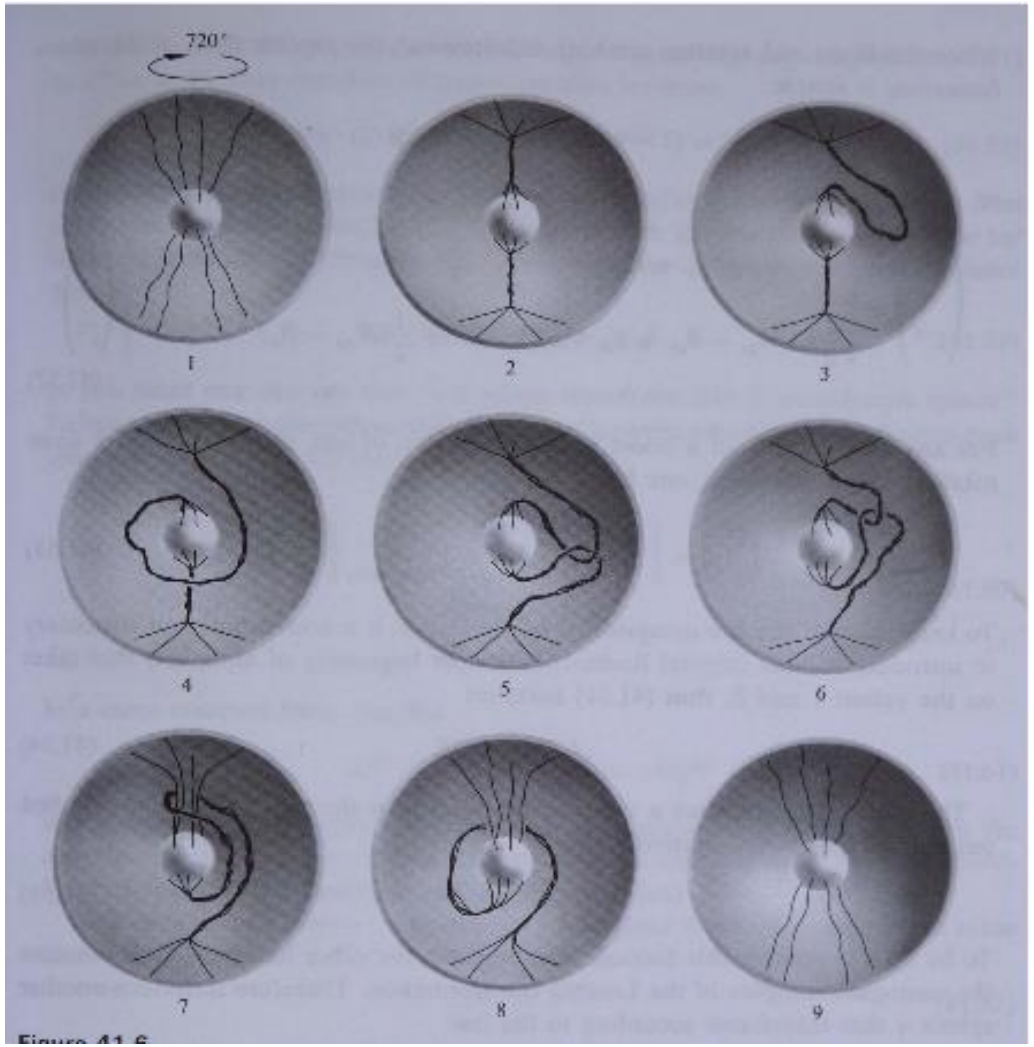


Diagramme de Feynman représentant la diffusion de deux électrons via un échange de photon

La non commutativité des rotations spatiales



Rotations spatiales et spineurs

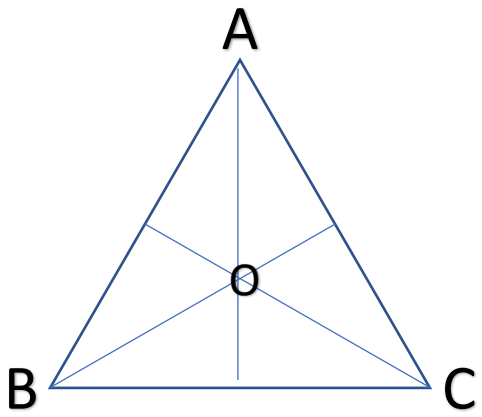


La sphère centrale est attachée à une cavité par huit élastiques, (le nombre huit est un exemple, il n'a pas d'importance). Ces liens sont bien séparés au départ comme la première image de la figure le montre. On applique à la sphère centrale une rotation de 720 ° (4 π radians). Ce faisant, on est passé par 360 ° (un tour où les brins étaient déjà emmêlés) mais on a continué dans le même sens de rotation pour réaliser un deuxième tour ce qui procure un emmêlement 2 fois plus grand en apparence. En maintenant la boule centrale fixe, on réalise les opérations décrites sur la figure qui permettent de démêler les liens élastiques. On démontre que si on s'était limité à un tour (rotation de 360°), il n'aurait pas été possible de démêler les liens en maintenant la sphère centrale fixe. Ceci atteste que c'est bien le groupe SU(2), de période 4 π radians qui est le groupe physique des rotations dans l'espace.

Cité dans « Gravitation , éditeur Freeman» de Charles W. Misner, Kip S.Thorne et John Archibald Wheeler, p. 1149.

Nota: Je n'ai pas fait l'opération, si quelqu'un a une maquette qui permet de la faire, je suis intéressé.

Le groupe de symétrie du triangle équilatéral



→	I	R1	R2	SA	SB	SC
I	I	R1	R2	SA	SB	SC
R1	R1	R2	I	SB	SC	SA
R2	R2	I	R1	SC	SA	SB
SA	SA	SC	SB	I	R2	R1
SB	SB	SA	SC	R1	I	R2
SC	SC	SB	SA	R2	R1	I

Ce groupe possède 6 éléments: L'identité I, les 2 rotations R1 et R2 de centre O d'angle $2\pi/3$ et $4\pi/3$, les 3 symétries SA, SB, SC autour des hauteurs issues des points A, B, C. La loi multiplicative du groupe est donnée dans le tableau ci-dessus. En fait, ce groupe est celui des permutations des 3 éléments a, b, c; à savoir: abc, bca, cab, acb, bac, cba.

Il n'y a que trois représentations.

1- Tous les éléments du groupe sont représentées par 1 (représentation triviale)

2- I et les rotations sont représentées par 1 et les symétries par -1.

3- Une représentation par 6 matrices (2 x 2).

Les représentations 1 et 2 sont de dimension 1, la représentation 3 est de dimension 2. La représentation 2 montre la différence de nature entre les rotations et les symétries. **Les 3 éléments I, R1 et R2 forment un sous-groupe "distingué" caractéristique des automorphismes du groupe**.

Le groupe de symétrie du triangle équilatéral (compléments)

Comme le groupe des racines (a, b, c) de l'équation du $3^{ième}$ degré, qui peut se mettre sous la forme (x-a)(x-b)(x-c) = 0, est insensible aux permutations de a, b, c, il est le groupe des permutations des racines (a, b, c) de l'équation.

Il est le même que le groupe de symétrie du triangle équilatéral. On voit que 2 objets très différents, un triangle et une équation, sont régis par même groupe!

Son sous-groupe distingué (I, R1, R2), où chaque élément est égal à son conjugué par les 6 éléments du groupe du triangle équilatéral, joue un rôle fondamental dans la possibilité de résolution de l'équation du $3^{ième}$ degré. L'existence d'un tel sous-groupe est caractéristique d'une symétrie interne du groupe lui-même, ce qui n'a rien de général.

Si la solution aux équations du $2^{ième}$ degré étaient connues dès l'antiquité (Babylone, vers -1800), il faudra attendre le $16^{ième}$ siècle pour trouver la solution à celle du $3^{ième}$ degré $x^3+ax^2+bx+c = 0$. La solution s'appuyait sur la possibilité de trouver une équation du $2^{ième}$ degré, dite résolvante, qu'on savait résoudre.

Le groupe de symétrie du triangle équilatéral (compléments)

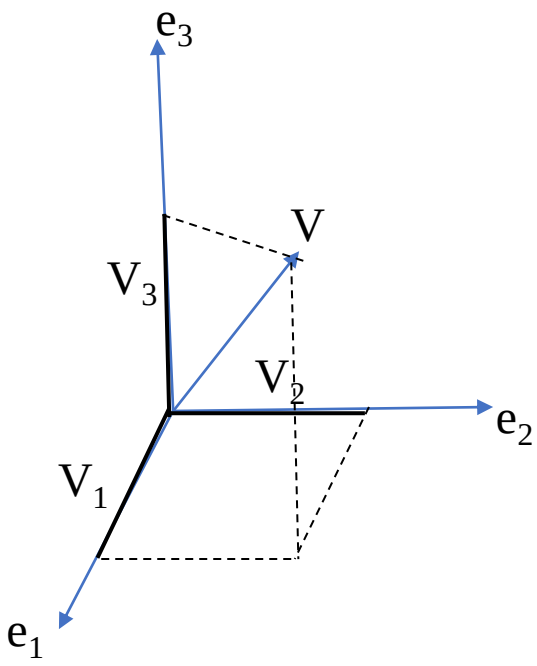
En posant $y = x+a/3$, on obtenait $y^3+py+q = 0$ et avec $y = u+v$, on se ramenait à une équation du deuxième degré pour déterminer u et v et, en conséquence, y.

Celle du quatrième degré qu'on pouvait mettre sous la forme (x-a)(x-b)(x-c)(x-d) fut résolue un peu plus tard par une méthode similaire car son groupe des permutations des racines (a,b,c,d) comportait un sous-groupe distingué, le sous groupe de Klein, permettant de trouver une équation résolvante de degré inférieur.

Ainsi par récurrence on pensait, par cette méthode, résoudre toutes les équations algébriques de degré quelconque. Mais l'équation du $5^{ième}$ degré résista à toutes les tentatives de résolution par cette méthode et c'est E. Galois qui a montré pourquoi. Le groupe de symétrie des racines de l'équation du $5^{ième}$ degré, a contrario de ceux associés aux équations de degré inférieurs, ne comportait pas de sous-groupe distingué, ce qui était nécessaire pour que la méthode fonctionne!

Groupe de Lie SO(3) et SU(2)

- Pour passer des groupes finis aux groupes continus, comme celui des rotations, on ne peut pas transposer directement, en général, ce qui a été établi.
- Nous nous intéresserons aux groupes continus compacts, comme les rotations, où les paramètres du groupe varient dans un domaine limité par deux bornes finies, à la différence du groupe des translations, par exemple, où le paramètre peut prendre une valeur infinie.
- Ces groupes sont les plus proches des groupes finis, où presque tout se transpose.
- Un point important est de définir sur quoi ces groupes s'appliquent. Dans notre exemple nous considérerons les rotations de vecteurs **V**, définis dans un espace euclidien à 3 dimensions, en géométrie analytique, ce qui suppose qu'on ait défini une base de 3 vecteurs $\mathbf{e_1}$, $\mathbf{e_2}$, $\mathbf{e_3}$, linéairement indépendants qu'on considère orthonormés pour définir ses composantes V_1, V_2, V_3.



Matrices définissant la rotation

- On considère les rotations infinitésimales. Comme on peut définir n'importe quelle rotation en les enchainant, elles doivent contenir toute l'information que nous recherchons. Comme au niveau infinitésimal, sin $\delta\theta \approx \delta\theta$ et cos $\delta\theta \approx 1$, La matrice de rotation R de $\delta\theta$ autour de l'axe défini par $\mathbf{e_3}$ va s'écrire:

$$\mathbf{R} = \begin{array}{|c|c|c|} \hline 1 & \delta\theta & 0 \\ \hline \delta\theta & 1 & 0 \\ \hline 0 & 0 & 1 \\ \hline \end{array}$$

$\delta V_i = V'_i - V_i$, où V_i ($i = 1, 2, 3$) sont les composantes du vecteur **V** dans la base définie $\mathbf{e_1, e_2, e_3}$ avant rotation et V'_i les composantes après, on trouve:

$$\begin{vmatrix} \delta V_1 \\ \delta V_2 \\ \delta V_3 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0 & \delta\theta & 0 \\ -\delta\theta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \end{vmatrix}$$

Si on définit $J_3 = \begin{array}{|c|c|c|} \hline 0 & -i & 0 \\ \hline i & 0 & 0 \\ \hline 0 & 0 & 0 \\ \hline \end{array}$ Alors on a : $\delta V_i = i.\delta\theta \sum_{j=1}^{j=3} (J_3)_{ij} V_j$

Matrices définissant la rotation

• Pour les autres axes de rotations, avec les valeurs de J_1 et J_2 on a la même relation:

$J_1 =$

0	0	0
0	0	-i
0	i	0

et $J_2 =$

0	0	i
0	0	0
-i	0	0

On peut vérifier qu'en enchaînant des rotations infinitésimales $\delta\theta = \theta/N$ avec N tendant vers l'infini on retrouve bien, par exemple par le développement en série des fonctions trigonométriques, la matrice décrivant la relation classique pour une rotation de θ.

Cos θ	Sin θ	0
- Sin θ	Cos θ	0
0	0	1

Les relations se généralisent à tout axe $\boldsymbol{n}$: $R(\boldsymbol{\theta}, \boldsymbol{n}) = e^{i.\boldsymbol{\theta}.\boldsymbol{J}} = e^{i(\theta_1 J_1 + \theta_2 J_2 + \theta_3 J_3)}$

L'algèbre de Lie du groupe des rotations appelé SO(3) est définie par:

$$[J_i, J_j] = [J_i, J_j] - [J_j, J_i] = i.\sum_{k=1}^{k=3} \in_{ijk} J_k$$

• Les $i\in_{ijk}$ sont les constantes de structure du groupe SO(3).

$$\varepsilon_{ijk} = \begin{cases} +1 & \text{si } (i,j,k) \text{ est } (1,2,3), (2,3,1) \text{ ou } (3,1,2), \\ -1 & \text{si } (i,j,k) \text{ est } (3,2,1), (1,3,2) \text{ ou } (2,1,3), \\ 0 & \text{si } i = j \text{ ou } j = k \text{ ou } k = i. \end{cases}$$

ϵ_{ijk} est le symbole de Levi-Civita totalement antisymétrique sur ses indices.

L'algèbre de Lie est la relation la plus importante contenant l'information maximale concernant le groupe des rotations dans l'espace à 3 dimensions. Elle va permettre d'aller au-delà du groupe qui nous a permis de la définir qui en est une représentation pour les vecteurs à trois dimensions, appelée SO(3)

S = Spécial
O = Orthogonal – Matrice de dimension 3 dont le transposé est égal à l'inverse.
3 = Matrice de dimension 3

Les matrices J_i sont appelés les générateurs infinitésimaux du groupe des rotations spatiales. Les relations de commutation entre ces générateurs forment l'algèbre de Lie du groupe.

Dans un espace tridimensionnel les objets qui se transforment lors d'une rotation par les matrices de SO(3) sont appelés des vecteurs; SO(3) est la représentation vectorielle du groupe des rotations d'un espace à 3 dimensions.

Un vecteur pour un physicien est plus qu'un élément d'un espace vectoriel, caractérisée par une structure linéaire, c'est un objet qui engendre la représentation SO(3) du groupe des rotation.

Sa nature est révélée par la manière dont il se transforme, ce qui n'est ni évident ni trivial, a priori.

On va rechercher d'autres représentations de cette algèbre de Lie. Comme la représentation de dimension 1 est triviale nous la dédaignerons.

- Il existe un ensemble de matrices 2 x2 qui satisfont à la l'algèbre de Lie que nous avons définie à partir des rotations dans l'espace tridimensionnel. Elles constituent une représentation de dimension 2 de cette algèbre de Lie.
- Elles sont notées $\sigma_1/2$, $\sigma_2/2$, $\sigma_3/2$.

$$\boldsymbol{\sigma_1/2} = \begin{vmatrix} \mathbf{0} & \mathbf{1} \\ \mathbf{1} & \mathbf{0} \end{vmatrix} \qquad \boldsymbol{\sigma_2/2} = \begin{vmatrix} \mathbf{0} & \mathbf{-i} \\ \mathbf{i} & \mathbf{0} \end{vmatrix} \qquad \boldsymbol{\sigma_3/2} = \begin{vmatrix} \mathbf{1} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{-1} \end{vmatrix}$$

- En effet on a : $\left[\frac{\sigma_i}{2}, \frac{\sigma_j}{2}\right] = i.\sum_{k=1}^{k=3} \in_{ijk} \frac{\sigma_k}{2}$
- Les matrices U de la représentation sont:
- $U(\boldsymbol{\theta}) = e^{i.\boldsymbol{\theta}.\boldsymbol{\sigma}/2} = \begin{vmatrix} \cos\frac{\theta}{2} + i.n_z \sin\frac{\theta}{2} & (i.n_x + n_y)\sin\frac{\theta}{2} \\ (i.n_x - n_y)\sin\frac{\theta}{2} & \cos\frac{\theta}{2} - i.n_z \sin\frac{\theta}{2} \end{vmatrix}$
- Le vecteur **n** dont les composantes sont n_x, n_y, n_z est l'axe de la rotation qui peut être quelconque. Quand ils sont des vecteurs $(\boldsymbol{\theta}, \boldsymbol{\sigma})$ sont notés en caractères gras.

Représentation de dimension 2 du groupe des rotations, SU(2), spineurs

- L'ensemble de ces matrices U constituent le groupe SU(2).
- S →Spécial: déterminant des matrices = +1
- U → Unitaire $U^{+} = U^{-1}$. La matrice adjointe est égale à la matrice inverse
- 2 → Matrices 2 x 2
- On appelle spineurs les objets à 2 composantes qui engendrent la représentation SU(2) du groupe des rotations. Ainsi:
- $z = \begin{vmatrix} z_1 \\ z_2 \end{vmatrix} \rightarrow z' = \begin{vmatrix} z_1' \\ z_2' \end{vmatrix} = U(\boldsymbol{\theta}) \begin{vmatrix} z_1 \\ z_2 \end{vmatrix}$
- Notons que $\boldsymbol{\theta}$ en gras est un vecteur orienté et colinéaire de l'axe de rotation.
- Dans le groupe SU(2), l'argument angulaire des matrices U n'est pas θ mais $\theta/2$. Une rotation de 4π et non pas de 2π, comme dans SO(3), est donc nécessaire pour revenir à l'état initial.
- Comme pour les vecteurs, le caractère spinoriel d'un doublet est révélé par les rotations.
- Ce groupe SU(2) sera celui qui supportera l'interaction faible, ce qui implique que cette interaction faible est invariante de jauge par toutes les rotations spatiales

Comléments sur les groupes des rotations

Vecteurs et spineurs

Rotation dans l'espace tridimensionnel euclidien

- Le groupe des matrices $R(\boldsymbol{\theta}) = e^{i.\boldsymbol{\theta}.\boldsymbol{J}} = e^{i(\theta_1 J_1 + \theta_2 J_2 + \theta_3 J_3)}$ est appelé *SO(3)*. [1]
- S = spécial → det R = +1
- O = orthogonal réel → R est une matrice à coefficients réels vérifiant ${}^{t}R = R^{-1}$.
- 3 = R est une matrice 3x3.
- $\boldsymbol{\theta}$**,** noté vectoriellement désigne $\boldsymbol{n}\theta$ où $\boldsymbol{n}$ est le vecteur unitaire colinéaire de l'axe de la rotation d'angle θ, scalaire multiplicatif de 0 à 2π**.** $\boldsymbol{J}$, noté vectoriellement, désigne la base constituée des 3 matrices J_1, J_2, J_3 que nous avons définies dans ce document. Le produit scalaire $\boldsymbol{\theta}.\boldsymbol{J}$ figurant dans l'exposant de $R(\theta)$ s'écrit alors :

$$\bullet\ \boldsymbol{\theta}.\boldsymbol{J} = \sum_{i=1}^{i=3} \boldsymbol{\theta_i}.\boldsymbol{J_i}$$

- où θ_1, θ_2, θ_3 sont les composantes du vecteur $\boldsymbol{n}\theta$**,** sur les axes de rotation *x*, *y*, *z* associés aux matrices J_1, J_2, J_3 où $\theta_i.J_i$ qui est la matrice J_i multipliée par le scalaire θ_i est une matrice.
- [1] C'est cette loi qui fait qu'un triplet de nombres représente un vecteur, en physique. La relation $R(\theta)$ qui désigne une rotation d'angle θ autour de l'axe $\boldsymbol{n}$ ne signifie pas qu'on enchaîne une rotation d'angle θ_1 autour de l'axe *x* puis θ_2 autour de l'axe *y* puis θ_3 autour de l'axe *z*, car ces rotations ne commutent pas.

Rotations et spineurs

- **L'ensemble des trois $\underset{\sim}{J}_i$ obéissent à la loi de commutation,**
- $[\underset{\sim}{J}_i, \underset{\sim}{J}_j] = i \sum_{k=1-3} \underset{\sim}{\epsilon}_{ijk} \underset{\sim}{J}_k$ *(avec $i^2 = -1$ et $\underset{\sim}{\epsilon}_{ijk}$ symbole Levi-Civita)*
- où $[\underset{\sim}{J}_i, \underset{\sim}{J}_j] = (\underset{\sim}{J}_i * \underset{\sim}{J}_j) - (\underset{\sim}{J}_j * \underset{\sim}{J}_i)$, où le symbole * désigne le produit matriciel :
- Avec :

$$J_x = J_1 = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{vmatrix} \quad J_y = J_2 = \begin{vmatrix} 0 & 0 & i \\ 0 & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 \end{vmatrix} \quad J_z = J_3 = \begin{vmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}$$

Par exemple pour i =1, j=2: $[J_1, J_2] = (J_1 * J_2) - (J_2 * J_1) = i \sum_{k=1-3} \epsilon_{123} J_3 = iJ_3$

$$J_1 * J_2 = \begin{vmatrix} 0 & 0 & i \\ 0 & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 \end{vmatrix} * \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}$$

$$J_2 * J_1 = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{vmatrix} * \begin{vmatrix} 0 & 0 & i \\ 0 & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}$$

Rappelons que pour l'application d'une combinaison d'opérateurs, A et B on les applique de la gauche vers la droite : $A.B \rightarrow B[A(\theta)]$.

- Groupe SU2, Spécial, Unitaire ($U^{\dagger} = U^{-1}$), de dimension 2, matrices (2x2)

  L'ensemble des trois J_i obéissent à la loi de commutation,

  $[J_i, J_j] = i \sum_{k=1-3} \epsilon_{ijk} J_k$ *(avec $i^2 = -1$ et ϵ_{ijk} symbole Levi-Civita)*

  Ceci forme l'algèbre de Lie du groupe non abélien des rotations et le caractérise. Cette loi définit aussi ses constantes de structure $i\epsilon_{ijk}$

- Le groupe SU2 où les J_i sont des matrices complexes (2x2) est le groupe associé à la représentation de dimension 2 du groupe des rotations.
- Il se révèle être le recouvrement universel du groupe non abélien des rotations spatiales SO3 (Spécial, Orthogonal, 3D).
- Retour à l'état initial par rotation 4π.
- Les objets manipulés sont des spineurs ayant deux composantes à la différence du groupe SO3 qui manipule des vecteurs.

http://cel.archives-ouvertes.fr/docs/00/09/29/24/PDF/DEA-TH-GROUPES-2efinal.pdf

Théorie des champs quantiques

Le boson de Higgs

Cette partie est inspirée de la conférence donnée par Gilles Cohen-Tannoudji, donnée à la commission Cosmologie de la SAF, http://www-cosmosaf.iap.fr/Boson_de_Higgs.pdf
Et utilise aussi Cosmology and particles in astrophysics de Lars Bergström and Ariel Goobar, Higgs, Le boson manquant de Sean Carroll

Cours donné à la SAF. Janvier 2021: par Jacques Fric, VP commission cosmologie

Je remercie Monsieur Jean-Luc ROGER pour ses commentaires, suggestions et corrections pour l'ensemble des 4 cours qui m'ont permis d'améliorer la qualité et l'intelligibilité de ce document.

Le Boson de Higgs

Le problème s'est posé de manière aigüe à propos de l'interaction électrofaible et de ses bosons massifs.

Les scientifiques ont voulu utiliser le formalisme de jauge, qui avait si bien fonctionné avec l'électrodynamique quantique avec la symétrie U(1), en le généralisant avec les symétries [U(1).SU(2)]. Mais si on introduisait un terme de masse dans le lagrangien, la théorie n'était pas renormalisable.

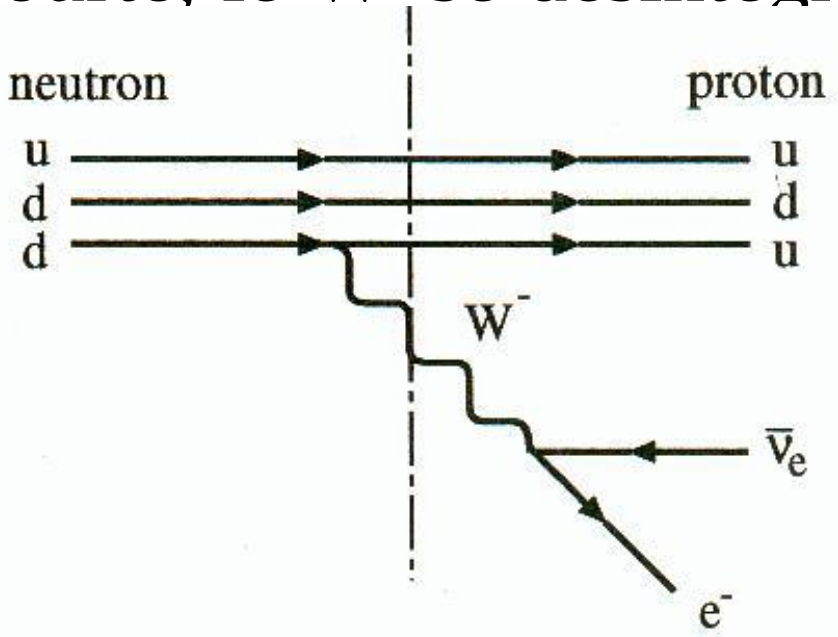
Bosons de jauge massifs, interaction faible

Du fait du succès de la QED, malgré cela, il a paru naturel de généraliser la méthode aux autres interactions.

Dans les années 1970, une théorie de jauge de l'interaction faible a été élaborée, et sa relation avec la QED était si forte que ces deux interactions ont été unifiées et considérées comme une seule "l'interaction électrofaible".

En théorie quantique des champs, à cette interaction correspond des particules échangées, les bosons $\mathbf{W^{\pm}}$ **et** $\mathbf{Z^{0}}$ qui, dans cette formulation de la théorie, en sont les médiateurs.

En 1982 ces particules ont été détectées au CERN à Genève. La figure ci-dessous montre la désintégration β du neutron par échange d'un boson W. Nous voyons que cela se traduit par le changement de saveur d'un quark, médiatisé par le courant chargé associé au boson $W^{\pm}$. La masse de ces particules s'est révélée très élevée (**80-90 Gev**), par opposition au photon de masse nulle. De durée de vie très courte, le W^- se désintègre ici en un électron et un antineutrino.



Désintégration d'un neutron en un proton, un électron et un antineutrino

Pourquoi le Boson de Higgs?

Nous avons vu qu'une masse non nulle des bosons pose problème dans le modèle qui a été développé.

Différentes approches ont été tentées mais, au bout du compte, rien à faire, les bosons doivent être de masse nulle pour que ce soit cohérent.

Face à ce problème, si les physiciens se sont résolus à accepter le formalisme à masse nulle des bosons, ils ont été obligés de considérer un mécanisme « indépendant » pour conférer une masse à ces bosons, puisque manifestement ils en ont une !

Remarquons que ce n'est pas la masse des fermions, comme l'électron ou le proton ou le neutron, qui a suscité cette nouvelle approche mais bien la masse des bosons.

Bien entendu, il restera à expliquer aussi la masse non nulle des fermions.

L'invariance de jauge, un principe directeur

À première vue, l’interaction électromagnétique et l’interaction faible semblent aussi différentes l’une de l’autre que possible .

L’interaction faible, responsable de la radioactivité β et des réactions de fusion thermonucléaire transformant l’hydrogène en hélium au cœur des étoiles, est une interaction de très faible intensité et de très courte portée (10^{-17}m).

Elle est encore plus courte que l’interaction forte déjà très courte (10^{-15}m).

L'invariance de jauge, un principe directeur

Elle viole de façon maximale l’invariance par parité d’espace alors que l’interaction électromagnétique est de forte intensité, de portée infinie et est invariante par parité d’espace.

Pourtant, dans le modèle standard, la perspective de l’unification de ces deux interactions fondamentales renforcerait l’idée qu’elles ont une origine commune.

En théorie quantique des champs, à la base du modèle standard de la physique des particules, toute l'information concernant une interaction fondamentale, à savoir les champs quantiques de matière (masses, spins, charges des constituants élémentaires), les champs quantiques d'interaction (masses, spins et charges des bosons d'interaction), les paramètres de couplage qui déterminent l'intensité de l'interaction au niveau élémentaire et, de manière générale, les propriétés d'invariance et les lois de conservation, est encodée dans ce que l'on appelle le lagrangien de l'interaction, en quelque sorte son « ADN ».

Une fois connu ce lagrangien il devient possible, en principe, de calculer par approximations successives, au moyen de ce que l'on appelle le développement perturbatif, les probabilités des événements expérimentalement vérifiables des réactions relevant de l'interaction fondamentale considérée.

Encore faut-il, pour que ce calcul soit possible, que l'on ait pu surmonter la difficulté des infinis qui peuvent apparaître dans ce développement perturbatif. Les théories pour lesquelles cet obstacle peut être surmonté sont dites « renormalisables », et ce sont de telles théories que l'on a recherchées pour toutes les interactions fondamentales.

Dans le modèle standard, le *principe d'invariance de jauge* a joué le rôle d'un véritable principe directeur car il permet, d'une part, de déterminer la forme même du lagrangien et, d'autre part, de prouver que les théories qui le satisfont sont renormalisables.

On dit d'une théorie qu'elle est *à invariance locale de jauge*, ou que c'est une *théorie de jauge*, si son lagrangien est invariant, en tout point de l'espace-temps, par les transformations d'un groupe de symétrie.

L’électrodynamique quantique, la théorie quantique de l’interaction électromagnétique des électrons vérifiée expérimentalement avec une incroyable précision dès la fin des années quarante, est l’archétype d’une théorie de jauge renormalisable.
Son groupe de symétrie est le plus simple que l’on puisse imaginer: c’est le groupe commutatif U(1) (on dit aussi abélien) de la multiplication par un nombre complexe.
Le champ quantique associé à la matière chargée est défini à une phase près. L’opération de symétrie qui laisse invariant le lagrangien de l’électrodynamique quantique consiste à changer cette phase. Cette propriété de symétrie est équivalente à la loi de conservation de la charge électrique (cela se démontre).

Cette invariance n’est valable, pour des changements locaux de phase, c’est-à-dire dépendant du point d’espace-temps où ils sont appliqués, que s’il existe un champ quantique couplé au champ de matière chargée (l’électron par exemple). Ce champ n’est autre que le champ quantique de l’interaction électromagnétique dont le photon est le quantum et qu’on appelle désormais le champ de jauge de l’interaction.

Ainsi l’invariance locale de jauge détermine-t-elle complètement la forme même de la théorie en impliquant, en plus du champ quantique de matière, l’existence d’un champ de jauge par lequel les quanta du champ de matière entrent en interaction.

La symétrie de jauge a été généralisée à des groupes plus complexes que ce groupe abélien, et on s'est attaché à découvrir, pour l'interaction forte et l'interaction faible, des théories de jauge avec l'espoir qu'elles soient elles aussi renormalisables.

La construction du modèle standard représente l'aboutissement de cette recherche.

Les défis théoriques de l'interaction faible

Une des implications universelles de l’invariance de jauge est, rappelons-le, que dans toutes les théories de jauge la masse des bosons d’interaction, qu’on appelle des bosons de jauge est nécessairement nulle.

En théorie quantique des champs, la masse d’un boson d’interaction est inversement proportionnelle à la portée de l’interaction.

C’est à partir de cette propriété que Yukawa avait pu, dès les années trente, prédire l’existence d’un boson de l’interaction forte qui est responsable de la cohésion du noyau, et donc de portée égale à sa taille, et évaluer la masse de cet hypothétique boson à partir de l’inverse de la portée de l’interaction.

Il lui avait trouvé une masse intermédiaire entre celle de l'électron et celle du proton et, en conséquence, avait proposé de l'appeler le *méson*.

Comme il était apparu que l'interaction faible est de très courte portée, au point que Fermi l'avait modélisée comme une interaction de contact (c'est-à-dire de portée nulle) entre quatre fermions, on en avait conclu que si l'interaction faible est transmise par un boson d'interaction, la masse de ce boson devrait être certainement très élevée, voire infinie.

Les défis théoriques de l'interaction faible

- Il semblait donc difficile d’envisager une théorie de jauge pour l’interaction faible.
- Cependant cette circonstance n’a pas empêché de continuer à tenter l’unification des interactions électromagnétiques et faibles.
- C’est ce qui a été fait avec le modèle dit des *bosons vecteurs intermédiaires*.
- Selon cette approche, l’interaction faible est transmise par des bosons d’interaction dont la masse dépend, d’une part, de la charge électrique (qui mesure l’intensité du couplage de l’interaction électromagnétique), et d’autre part, de la constante qui, dans la théorie de l’interaction de contact de Fermi évoquée ci-dessus, caractérise l’intensité (au niveau élémentaire) de l’interaction faible.

Les données expérimentales peuvent être reproduites de façon satisfaisante avec ce modèle si la masse des bosons vecteurs intermédiaires est de l'ordre de quelques dizaines de fois celle du proton.

Mais, hélas, ce modèle n'est pas renormalisable !

Mécanisme de Higgs

Néanmoins, si les fermions voulaient bien être de masse nulle, alors il serait possible de construire une théorie de jauge, la *théorie électrofaible*, dont les bosons de jauge seraient aussi de masse nulle, ce qui unifierait les interactions électromagnétique et faible et serait renormalisable.

Encore faudrait-il, pour qu'une telle théorie de jauge eût quelque chance de correspondre à la réalité expérimentale, lui adjoindre un mécanisme susceptible de rendre massifs les fermions et les bosons de l'interaction faible, de préserver la masse nulle du photon et, si possible, d'en sauvegarder le caractère renormalisable.

Un tel mécanisme a été découvert, c'est le mécanisme de *brisure spontanée de la symétrie électrofaible*, dit « *mécanisme de Brout Englert et Higgs* », que nous allons maintenant présenter.

Historique du développement du mécanisme de Higgs

En observant le développement des idées au fil du temps, il devrait apparaître clairement que le mécanisme de Higgs, à l'instar de nombreuses grandes idées scientifiques, implique un grand nombre d'étapes décisives menant à la réponse finale.

Nous allons essayer de reconstituer cette histoire de manière exacte, même si ce trop court récit sera nécessairement incomplet.

La supraconductivité comme exemple

Si nous avons une symétrie locale, symétrie de jauge, une symétrie qui opère indépendamment en tout point de l'espace, elle est nécessairement accompagnée d'un champ de « connexion », et les champs de connexion donnent naissance à des forces dont les médiateurs quantiques sont des bosons. Le terme « connexion », à l’instar de la « connexion » en relativité générale, décrit le champ localement.

C'est ainsi que fonctionne la gravité et l’électromagnétisme. Dans les années 50, Yang et Mills ont imaginé une méthode pour étendre l'idée aux autres forces de la nature. Le problème, comme le souligna Wolfgang Pauli avec véhémence, c'est que la symétrie sous-jacente est toujours accompagnée de bosons dénués de masse.

Cela fait partie de la puissance des symétries : elles imposent des restrictions sévères aux propriétés possibles des particules.

La symétrie qui sous-tend l'électromagnétisme, par exemple, implique que la charge électrique soit rigoureusement conservée.

Mais les forces dont les particules dénuées de masse sont les médiatrices, du moins à ce qu’on en savait à l'époque, sont de portée infinie et devraient être très faciles à détecter.

La gravité et l'électromagnétisme sont des exemples évidents, alors que les forces nucléaires semblent très différentes.

Aujourd’hui, nous admettons que les interactions fortes et faibles sont également des forces de type Yang– Mills, les particules dénuées de masse nous étant cachées pour différentes raisons : pour la force forte les gluons sont dénués de masse, mais ils sont confinés à l'intérieur des hadrons, tandis que, dans le cas de la force faible, les bosons W et Z acquièrent une masse en raison de la brisure spontanée de symétrie.

Dès 1949, le physicien américain Julian Schwinger avait avancé l'hypothèse que les forces issues des symétries seraient toujours portées par des particules dénuées de masse. Cependant il continua à réfléchir au problème et, en 1961, il se rendit compte que son hypothèse n'était pas complètement inattaquable : elle comportait une lacune, qui permettait au boson de jauge d'acquérir une masse.

La question est : qu'est-ce qui permet au boson porteur de force d'acquérir une masse ? La réponse provint d'une source légèrement inattendue : non pas de la physique des particules, mais de la physique de la matière condensée, l'étude des matériaux et de leurs propriétés.

Et plus particulièrement de concepts empruntés à la théorie des supraconducteurs, ces matériaux qui ne présentent aucune résistance à l'électricité et qu'on utilise, entre autres, pour alimenter les aimants géants du LHC.

Le courant électrique est un flux d'électrons à travers un milieu. Dans un conducteur ordinaire, les électrons se heurtent constamment aux atomes et autres électrons, ce qui provoque une résistance au flux.

Les supraconducteurs sont des matériaux au sein desquels, lorsque la température est suffisamment basse, le courant peut circuler sans obstacle.

La première théorie satisfaisante des supraconducteurs a été élaborée par les physiciens soviétiques Vitaly Ginzburg et Lev Landau en 1950. Ils ont imaginé l'existence d'un champ particulier envahissant tout le supraconducteur, et dont l'action consiste à conférer une masse au photon, qui en est d'habitude dénué.

Ils ne songeaient pas nécessairement à un nouveau champ fondamental de la nature, mais à un mouvement collectif d'électrons, d'atomes et de champs électromagnétiques, à la façon d'une onde acoustique dont les vibrations ne proviennent pas d'un champ fondamental, mais du mouvement collectif des atomes de l’air qui se heurtent les uns aux autres. Ils ne précisèrent pas la nature de cette sorte de champ qu’ils tenaient responsables de la supraconductivité.

Leur travail fut poursuivi par les physiciens américains John Bardeen, Leon Cooper et Robert Schrieffer, qui ont inventé en 1957 ce qu'on appelle désormais la théorie BCS de la supraconductivité. Cette théorie BCS est un des jalons de la physique du XXe siècle, et mérite assurément un livre en soi.
Elle exploite une idée de Cooper : des paires de particules peuvent s'assembler à très basse température. Ce sont ces paires de Cooper qui constituent collectivement le champ mystérieux imaginé par Landau et Ginzburg.
Alors qu’un électron isolé va continuellement rencontrer de la résistance en se heurtant aux atomes voisins, une paire de Cooper peut se combiner de manière astucieuse de façon à ce que chaque petite poussée sur un électron implique une poussée égale opposée sur l’autre électron et vice versa.

Le résultat, c’est que les électrons appairés glissent à travers le supraconducteur sans obstacle. Cet effet est directement lié au fait que les photons médiateurs du champ électromagnétique se comportent comme s’ils étaient massifs au sein du supraconducteur.

Lorsque les photons sont dénués de masse, leur énergie est directement proportionnelle à la fréquence et s’étend de zéro à un nombre quelconque.

Les particules massives, au contraire, sont déjà dotées d’une énergie minimale : leur énergie « au repos » donnée par $E = mc^2$.

Lorsque les électrons en mouvement dans un matériau sont bousculés par les atomes et par d'autres électrons, leur champ électrique vibre légèrement, générant un champ électromagnétique médiatisé par des photons de très basse énergie presque impossibles à observer.

C'est cette émission continue de photons qui fait perdre de l'énergie aux électrons et les ralentit, ce qui affaiblit le courant.

Comme les photons acquièrent une masse dans les théories de BCS et de Landau Ginzburg, il faut un niveau d'énergie minimale donné pour les créer.

Les électrons qui n’ont pas assez d’énergie ne sont pas en mesure d’émettre des photons et, par conséquent, ne peuvent pas perdre d’énergie : les paires de Cooper traversent le matériau en ressentant une résistance nulle.

Les électrons, bien sûr, sont des fermions et non des bosons. Mais lorsqu’ ils s’associent pour former des paires de Cooper, la paire se comporte comme un boson.

Nous avons défini les bosons comme les médiateurs des champs porteurs de forces qui peuvent se superposer, contrairement aux fermions qui sont des champs de matière qui « occupent » un certain espace (principe d’exclusion).

De plus, les champs possèdent une propriété appelée spin qui distingue également les bosons des fermions.

Tous les bosons ont des spins qui sont des nombres entiers: 0, 1, 2 …Les fermions de leur côté ont des spins qui sont de type n + ½ avec n = 0, 1, …

L’électron a un spin de ½. Lorsque les particules s’associent les spins peuvent soit s’ajouter soit se retrancher.

Une paire d’électrons aura donc soit un spin de 0 soit un spin de 1, ce qui correspond au spin des bosons.

Ce qu’il faut retenir c’est qu’un champ, médiatisable par des bosons emplissant l’espace, est capable de conférer une masse à des photons.

Ceci ressemble beaucoup à l’idée de Higgs.

Mais il reste un problème: comment concilier l’idée que les photons sont massifs dans un supraconducteur, avec la contrainte que la symétrie sous-jacente des forces électromagnétiques impose au photon d’être de masse nulle?

L’idée est que la symétrie existe mais est cachée par un champ qui prend une valeur non nulle dans le supraconducteur.

On dit que la symétrie est « spontanément brisée »: la symétrie est présente dans les équations sous-jacentes mais la solution particulière des équations considérées n’apparaît pas vraiment symétrique. Yoichiro Nambu (Nobel 2008) fut le premier à comprendre ce qu’on appelle la « brisure spontanée de symétrie ».

Il commença à étudier le phénomène du point de vue d'un physicien des particules, découvrit le rôle clé joué par la brisure de symétrie, et se demanda comment étendre son champ d'application.

Il découvrit, en collaboration avec Giovanni Jona-Lasinio, de quelle manière la brisure spontanée de symétrie peut survenir même sans être à l'intérieur d'un supraconducteur.

Elle peut survenir dans l'espace vide, en présence d'un champ de valeur non nulle, ceci préfigurant la découverte de Higgs.

De plus sa théorie montrait également comment un champ de fermions peut être créé sans masse, puis en acquérir une par le processus de brisure de symétrie.

Mais l’idée proposée par Nambu avait une conséquence.

Si elle conférait une masse aux fermions, elle prédisait également une nouvelle particule, un boson dénué de masse, exactement ce que les physiciens cherchaient à éviter, car ils n’observaient aucune particule de ce type qui serait créée par les forces nucléaires.

Ce n’étaient pas des bosons de jauge car Nambu considérait la brisure spontanée de symétries globales et non de symétries locales. Il s’agissait d’un nouveau genre de particule dénuée de masse.

Peu après Jeffrey Goldstone, un écossais, comprit que ce n’était pas un obstacle: la brisure spontanée d’une symétrie globale donne toujours naissance à des particules sans masse, qu’on appelle des « bosons de Nambu-Goldstone ».

Dans une théorie de brisure de symétrie il faut identifier le champ qui brise la symétrie.

Dans un supraconducteur, ce rôle est joué par les paires de Cooper, des états composites d'électrons.

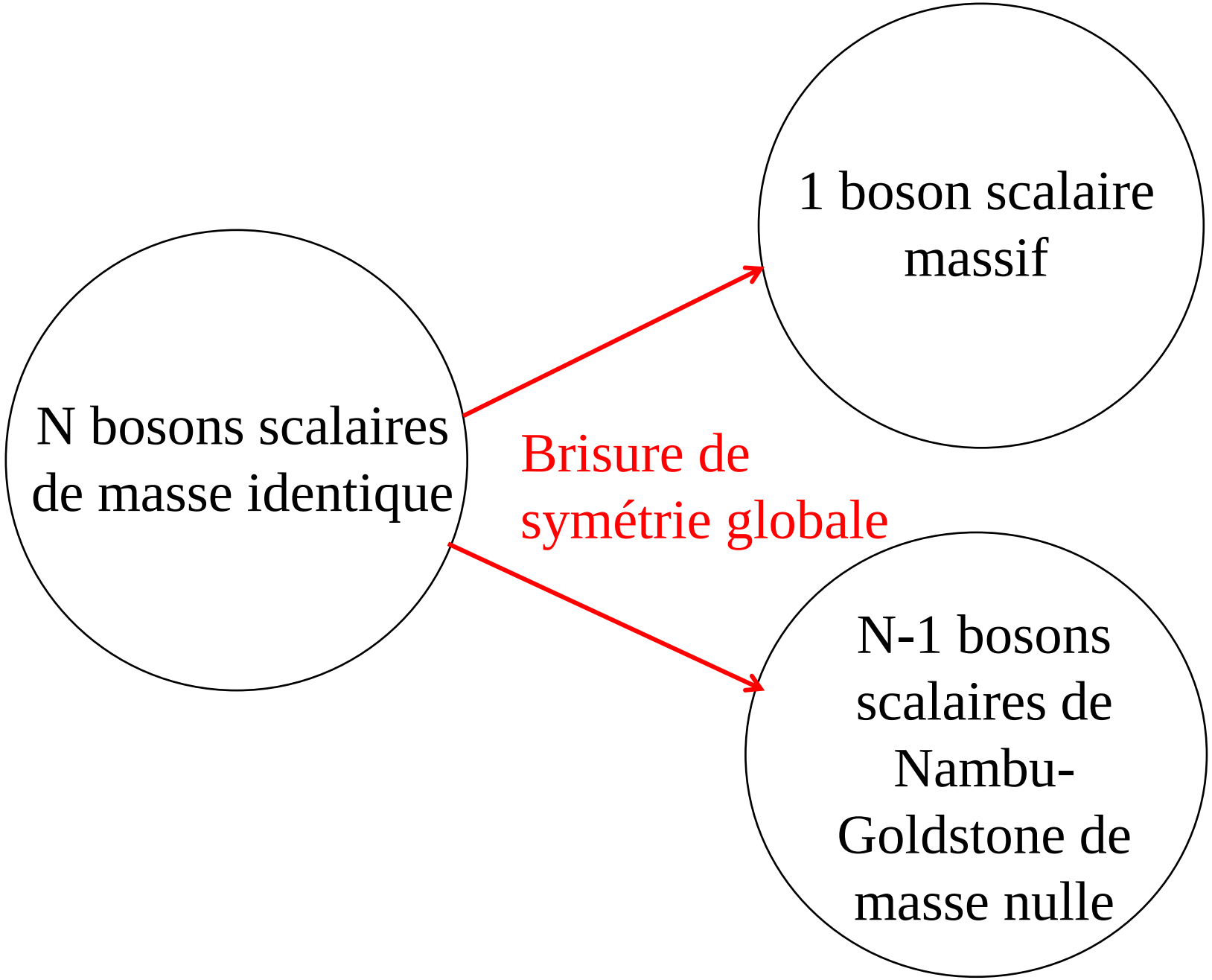
Dans le modèle de Nambu-Jona-Lasino, ce sont des nucléons composites qui provoquent un effet similaire.

Dès l'article de 1961 de Goldstone, les physiciens ont accepté l'idée qu'il suffit de postuler l'existence d'un nouvel ensemble de champs de bosons fondamentaux, dont le rôle est de briser les symétries en prenant une valeur non nulle dans l'espace vide.

On appelle les types de champs requis des champs « scalaires », ce qui est une façon de dire que leur spin est nul. Les bosons des champs de jauge, qui portent des forces, ont un spin de 1, sauf l'hypothétique graviton qui a un spin de 2.

Si la symétrie n'était pas brisée, tous les champs du modèle de Goldstone se comporteraient exactement de la même manière, comme des bosons scalaires massifs, en raison des exigences de symétrie. Une fois que la symétrie et brisée les champs se différencient.

Dans le cas d'une symétrie globale (une transformation simple dans tout l'espace), ce qui est le cas considéré par Goldstone, l'un des champs devient massif, tandis que les autres deviennent des bosons de Nambu-Goldstone sans masse, comme stipulé par le théorème de Goldstone.



Théorème de Goldstone

Avant la brisure de symétrie nous avons un certain nombre N de bosons scalaires de masses identiques. Après la brisure de symétrie ils deviennent tous des bosons de Nambu-Goldstone sans masse, sauf 1 qui est massif .

Il semblait que même si on suivait la théorie BCS et celle de Nambu-Goldstone pour exploiter la brisure de symétrie, afin de conférer une masse à des hypothétiques bosons de Yang-Mills susceptibles de porter les forces nucléaires, la technique utilisée implique un autre genre de boson, dénué de masse, qu'on n'observe pas dans les expériences.

La solution du problème fut trouvée rapidement par Phil Anderson (Nobel 1977), un des principaux physiciens de la matière condensée, qui contribua à répandre l'idée que l'étude du comportement collectif d'un grand nombre de particules était aussi intéressant et fondamental que celle des lois sous-jacentes auxquelles obéissent les particules.

Les modèles de brisure de symétrie exposés correspondent à une symétrie globale et non pas à une symétrie locale de jauge. Rappelons que ce sont les symétries locales (qui correspondent à des invariances) qui donnent naissance à des champs de « connexion », donc aux forces de la nature.

Les symétries globales nous permettent de connaître la présence ou l'absence des différentes interactions, mais ne correspondent pas à de nouvelles forces. Anderson, bien qu'il ne fut pas un physicien des particules, étudia les conséquences dynamiques de la brisure de symétrie et il savait qu'il n'était pas possible que la brisure spontanée de symétrie soit associée à des particules sans masse car le modèle BCS n'en prédit pas.

En 1962, pour résoudre le problème, il suggéra que les particules porteuses de forces dénuées de masse présentes initialement, ainsi que les bosons de Nambu-Goldstone dénués de masse issus de la brisure spontanée de symétrie, se combinent pour former une unique particule massive porteuse de force.

Sa suggestion n'a pas eu un grand succès à l'époque mais, en 1964, trois groupes de physiciens indépendants élaborèrent des solutions très semblables.

Elles démontraient comment la brisure spontanée d'une symétrie locale ne produit aucun boson dénué de masse, et uniquement des bosons massifs qui impliquent des forces de courte portée.

Le premier article paru fut celui de François Englert et Robert Brout (Belgique). Les deux articles suivants furent ceux de Peter Higgs (Ecosse). Ensuite, les américains Carl Richard Hagen et Gerald Guralnik et Tom Kibble (Grande-Bretagne) écrivirent conjointement un autre article.
L'invention du mécanisme de Higgs revient à tous, dans une proportion qui continue à faire débat.

Leur exposé portait sur deux types de champs: le boson de jauge porteur de force et un ensemble de deux champs scalaires qui brisaient la symétrie et prenaient une valeur non nulle dans l'espace vide.
Ce dispositif est semblable à celui des travaux de Goldstone mais avec l'ajout d'un champ de jauge imposé par la symétrie locale.

Ils ne s’intéressèrent guère aux propriétés des champs scalaires, préférant se consacrer sur ce que devenait le champ de jauge.

Ils démontrèrent grâce aux diagrammes de Feynman que ce champ acquiert une masse sans violer la symétrie sous-jacente, en parfait accord avec la relativité.

En 1964, Peter Higgs démontrait comment les hypothèses de Goldstone pouvaient être contournées dans le cas d’une symétrie de jauge tout en respectant la relativité, mais sans expliquer comment les bosons dénués de masse étaient éradiqués.

Dans un article suivant, il étudie le comportement d'une paire de champs scalaires, de style Goldstone brisant la symétrie, couplée à un champ porteur de force, et il démontre que le champ de jauge avale gloutonnement le boson de Nambu-Goldstone pour fabriquer un unique boson de jauge massif. Son article fut refusé mais il publia un autre article qui disait : voici un modèle effectif avec des bosons de jauge massifs. Il y montrait que, non seulement sa description prédisait un boson de jauge massif, mais aussi un autre boson scalaire massif, ce qui était totalement nouveau et inconnu.

C'est la première référence au boson de « Higgs ». On rappelle que le modèle de Goldstone d'une symétrie globale brisée prédisait un certain nombre de bosons de Nambu-Goldstone dénués de masse, mais aussi un boson scalaire massif résiduel.

Dans le cas d’une symétrie locale, les éventuels bosons scalaires dénués de masse sont absorbés par les bosons des champs de jauge, qui deviennent massifs.

Mais le champ massif de la théorie de Goldstone est toujours présent dans la théorie de Higgs.

Englert et Brout ne parlaient pas de cette autre particule, bien qu’elle soit implicitement en filigrane dans leur équations (tout comme dans les travaux d’Anderson).

Avec un peu de recul, lorsqu'on applique concrètement le mécanisme de Higgs au modèle standard, avant la brisure de symétrie, nous partons avec quatre bosons scalaires et trois bosons de jauge dénués de masse.

Quand la symétrie est brisée par les scalaires qui prennent une valeur non nulle dans l'espace vide, trois des bosons scalaires sont absorbés par les bosons de jauge.

Il nous reste trois bosons de jauge massifs: les W et le Z, et un boson scalaire massif, le Higgs.

Le vide quantique et les brisures de symétrie

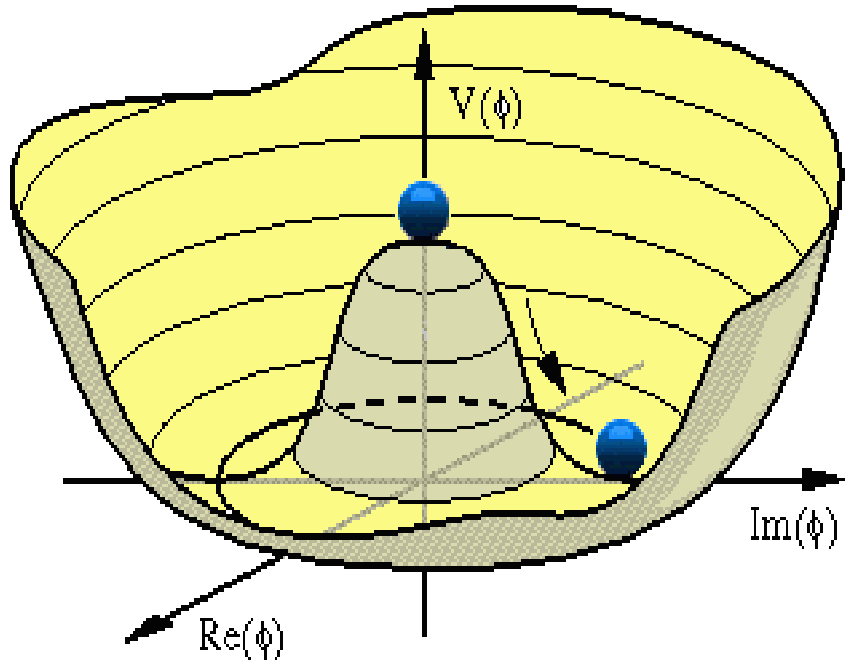
En théorie quantique des champs le vide, qui n'est pas le néant, est l'état fondamental d'énergie minimale du système de champs quantiques : c'est l'état où tous les nombres de quanta, d'énergie associée aux champs quantiques impliqués dans l'interaction, sont nuls.

Les relations d'indétermination de Heisenberg, valides pour toute la physique quantique, s'appliquent aussi à la théorie quantique des champs : lorsque le champ a une valeur bien déterminée, le nombre de ses quanta d'énergie n'est pas déterminé, et réciproquement, lorsque le nombre de quanta est bien déterminé, la valeur du champ ne l'est pas.

Dans le vide, le nombre de quanta est bien déterminé, il est nul : le champ n'y a donc pas une valeur bien déterminée; il *fluctue* et seule sa valeur moyenne y est bien déterminée.
En général, les propriétés de symétrie permettent d'annuler la valeur moyenne du champ dans le vide.

Le paradigme du potentiel en forme de chapeau mexicain

- Pour qu'une théorie quantique de champs puisse être utilisée en physique des particules, il est nécessaire que le vide soit un état stable du système de champs en interactions : lorsque le vide est stable son énergie, qui est définie à une constante additive près, peut être posée à zéro.



Le mécanisme BEH, susceptible d'induire une brisure de la symétrie de jauge électrofaible, consiste à ajouter un nouveau champ de matière (en plus de ceux des quarks et des leptons), un champ *scalaire* (c'est-à-dire un champ dont les quanta sont des particules de spin zéro). Dans le cours N° 2 nous avions indiqué dans l'équation (6.5) que le lagrangien d'un champ scalaire Φ (x) est de la forme :

$$L(x) = \tfrac{1}{2} (\partial_\mu \Phi(x))^* (\partial^\mu \Phi(x)) + \tfrac{1}{2} m^2 (\Phi^*(x)\Phi(x)) \qquad (6.5)$$

Ce champ qui est appelé champ *BEH* interagit avec lui-même par un potentiel adéquat, dit en forme de *chapeau mexicain* (voir la figure ci-avant).

Potentiel associé au champ de Higgs

Dans le modèle standard, ce champ scalaire de Higgs a une densité de Lagrangien du type de celle définie par l'équation 6.5, à une différence importante près car il auto interagit, ce qui peut être décrit par un potentiel $V(\Phi)$ de la forme:

$$\mathbf{V(\Phi) = b\,|\Phi|^{2} + \lambda\,|\Phi|^{4} + const} \qquad \mathbf{(6.10)}$$

Où λ doit être positif pour avoir une théorie stable (**V** doit être borné inférieurement). Par contre **b** peut être quelconque.

Si b est positif, nous voyons que le minimum est donné par $\Phi = 0$, ceci donne un état du vide unique et symétrique.

Par contre si **b** est négatif nous pouvons écrire:

$$\mathbf{V\,(\Phi) = \lambda(|\Phi|^{2} - v^{2})^{2} + const\ ,}\ \text{où}\ \ \mathbf{v = -(b/2\lambda)^{1/2}} \qquad \mathbf{(6.11)}$$

ce qui signifie que l'état de moindre potentiel, l'état du vide, qui est l'état de moindre énergie, n'est pas donné par un champ nul $\mathbf{\Phi = 0}$, mais par la valeur $\mathbf{|\Phi| = v}$.

La forme de l'équation du potentiel de Higgs (6.10), montrée sur la figure en chapeau mexicain, est typique d'une brisure spontanée de symétrie et on démontre que c'est la valeur supposée non nulle du vide du champ de Higgs qui confère une masse aux fermions et aux bosons W et Z.

Pour faire comprendre comment fonctionne le mécanisme, nous allons l'appliquer dans le cas simplifié à l'extrême où le champ BEH est le seul champ de matière, un champ à deux composantes qui sont son module et sa phase, alias sa partie réelle et sa partie imaginaire, et où l'invariance de jauge qu'il s'agit de briser est celle par rapport à un changement de la phase de ce champ.

Cette symétrie n'est autre que la symétrie de révolution de la figure.

Le potentiel en forme de chapeau mexicain induit une brisure de cette symétrie parce que l'état d'énergie extrémale symétrique (celui pour lequel la valeur moyenne du champ BEH s'annule) est instable (une bille que l'on essaierait de faire tenir en équilibre au sommet du chapeau tomberait dans sa rigole), alors qu'il existe un continuum d'états d'énergie extrémale (minimum) stables, dans lesquels la valeur moyenne ne s'annule pas, et dont chacun peut être choisi comme *vide* (la bille peut rouler dans la rigole sans dépense d'énergie) (voir la figure).

Cette situation est très générale en physique de la matière condensée qui relève de la physique statistique : le vide possible symétrique est instable et il y a plusieurs vides stables non symétriques de même énergie (on dit aussi dégénérés).
Dans ce cas, il est possible de choisir l'un quelconque de ces vides et de se réserver la possibilité de « changer de vide » sans dépense d'énergie.
Cela signifie, et c'est ce que stipule le *théorème de Nambu-Goldstone*, qu'il existe un quantum du champ de matière qui est une particule ayant les nombres quantiques du vide : neutre, de spin zéro et de masse nulle, le *boson de Nambu-Goldstone* qui permet de changer de vide sans dépense d'énergie.

Synthèse du mécanisme de Higgs

Résumons les principaux éléments du mécanisme.

Comme la symétrie brisée est une symétrie de jauge locale (c'est-à-dire l'invariance sous un changement de la phase du champ de matière dépendant du point d'espace-temps où on l'applique), le changement d'un vide possible à un autre correspond à un changement de la phase du champ de matière, c'est-à-dire à un changement de jauge qui est opéré par le champ de jauge, médiateur de l'interaction, dont le quantum est un boson vecteur en principe de masse nulle.

Cela signifie que le boson de Nambu-Goldstone devient partie intégrante du champ de jauge.

Et c'est là qu'intervient un des nombreux miracles attribués à la physique quantique : le boson de Nambu-Goldstone et le boson de jauge, tous deux de masse nulle, fusionnent pour former un boson de jauge massif !

Ainsi, avec le mécanisme BEH, la symétrie de jauge n'est pas brisée, seulement le boson de jauge est devenu massif !

Mais si une des deux composantes du champ de matière, le boson de Nambu-Goldstone (correspondant au mouvement dans le fond de la rigole), est absorbée par le champ de jauge qui devient massif, que devient sa seconde composante, celle correspondant au mouvement au-dessus de la rigole ?

Elle devient le boson scalaire massif, le boson BEH !

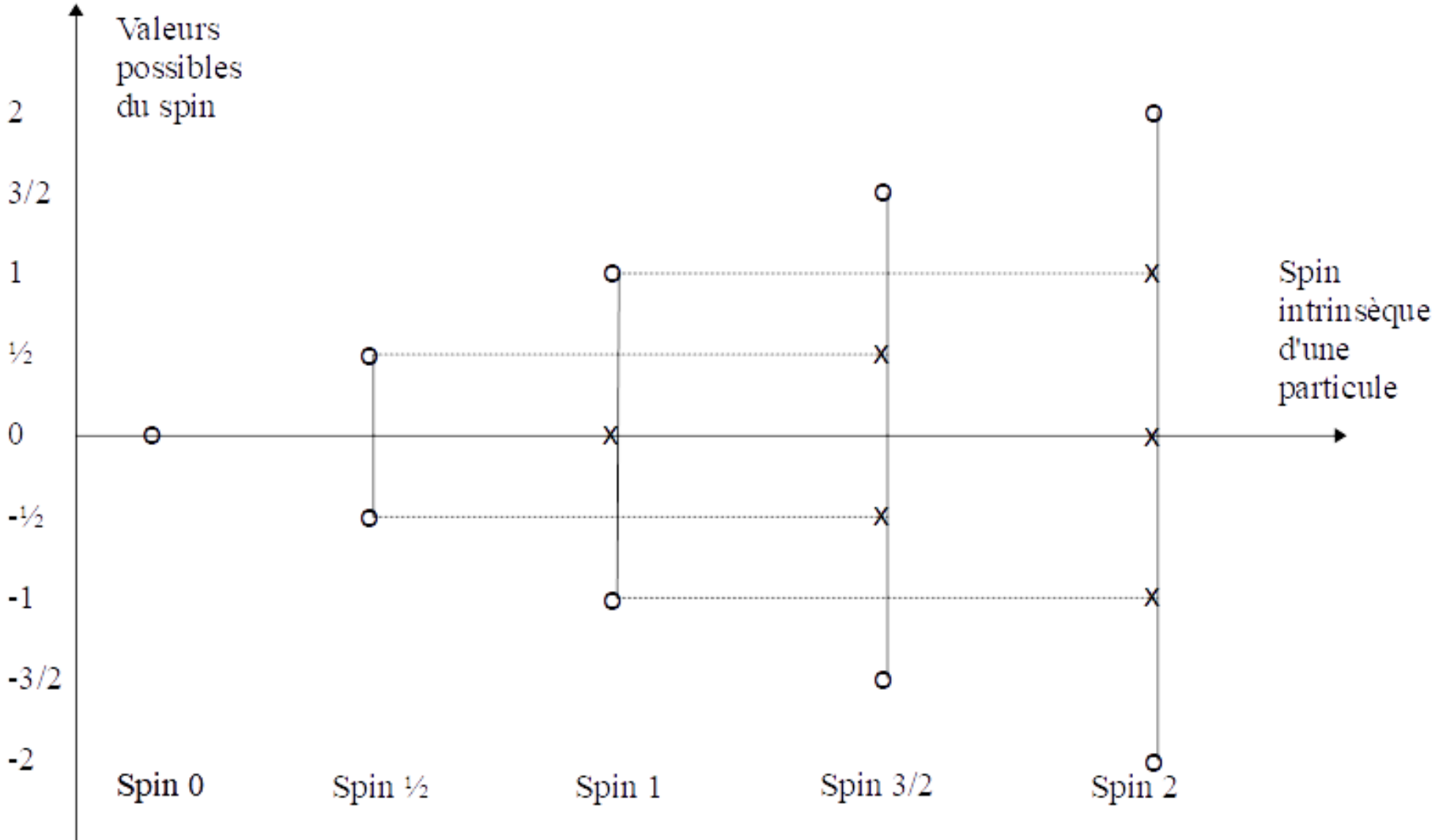
Dans l’élaboration du modèle standard électrofaible, le mécanisme a été adapté à la symétrie de jauge, non abélienne, de la théorie unifiée électrofaible qui, avant activation du mécanisme BEH, comporte quatre bosons de jauge de masses nulles.
Le champ BEH rajouté aux champs de quarks et de leptons comporte maintenant quatre composantes (on dit aussi degrés de liberté).
Le potentiel d’auto-interaction du champ BEH est en forme de chapeau mexicain.

Trois degrés de liberté du champ BEH sont des bosons de Nambu-Goldstone qui fusionnent avec trois des quatre bosons de jauge de la théorie électrofaible, W^+, W^-, W^0, qui deviennent des bosons intermédiaires massifs, le quatrième degré de liberté du champ BEH devenant un boson scalaire massif neutre, *le boson BEH*.

Le boson de jauge W^0 et le quatrième boson de jauge électrofaible se mélangent, avec un paramètre de mélange appelé *angle de Weinberg*, pour donner un boson intermédiaire neutre, le boson Z^0, et un photon de masse nulle, boson de jauge de l'interaction électromagnétique.

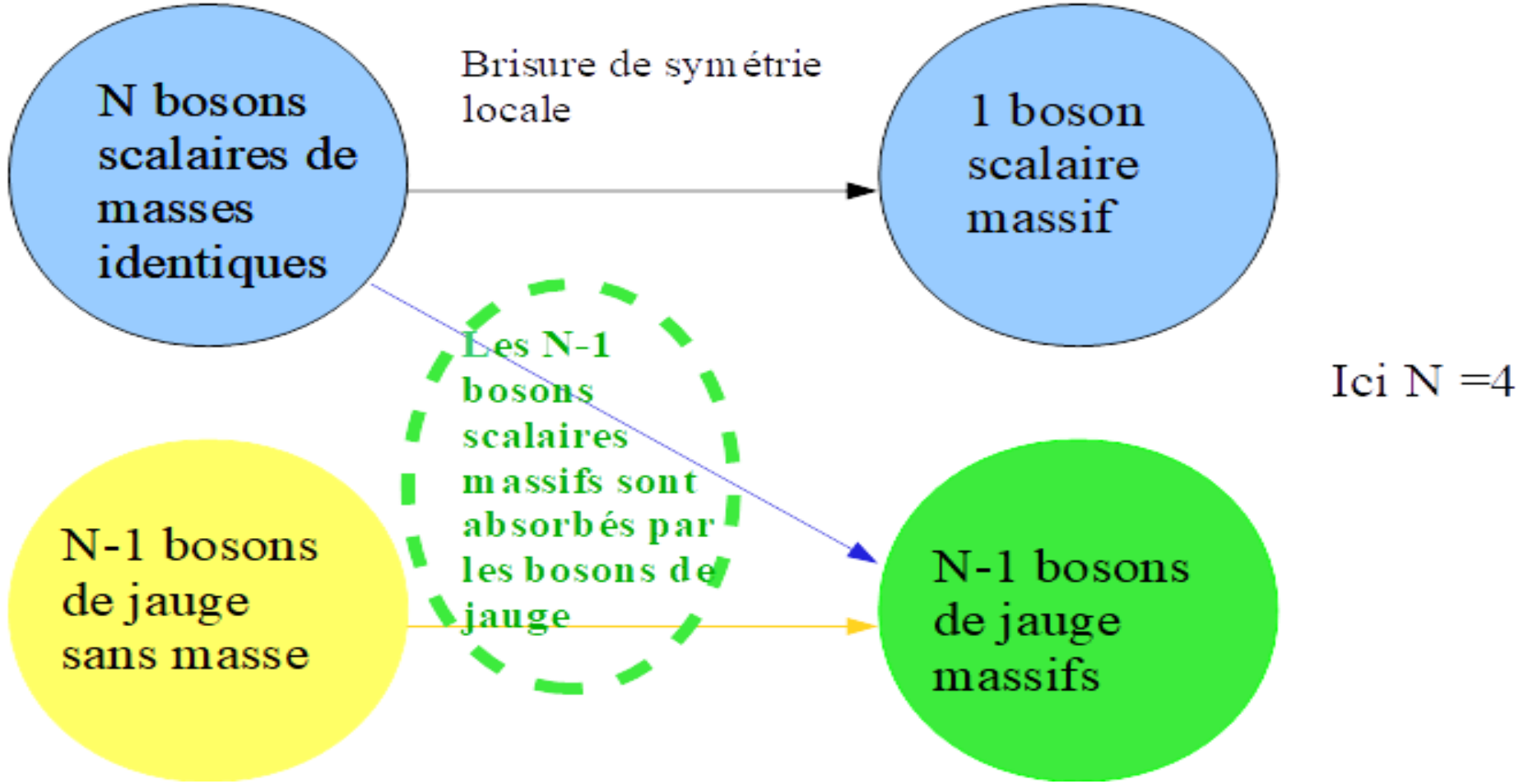
Valeurs autorisées du spin intrinsèque d'une particule par rapport à un axe quelconque

Les particules de masse nulle ne prennent que les valeurs données par les cercles, alors que les particules avec masse peuvent aussi prendre celles notées par des croix



Brisure spontanée de symétrie locale

A gauche : 4 bosons scalaires massifs = 4 degrés de liberté + 3 bosons de jauge sans masse = 3x2 = 6 degrés de libertés : Total 10 degrés de libertés
A droite : 1 boson scalaire massif = 1 degré de liberté + 3 bosons de jauge massifs = 3X3 =9 degrés de libertés : Total 10 degrés de libertés.
La brisure de symétrie conserve les degrés de libertés, elle ne fait que les réarranger !



Ici N =4

Spin, Higgs et masse des fermions

Le mécanisme de Higgs a été introduit pour expliquer la masse des bosons W et Z de l’interaction faible. Concernant la masse des fermions dans le modèle standard (MS) ils sont sans masse, et indépendamment des trois familles (où chaque particule ne se différencie que par sa masse), les fermions arrivent par paires (par exemple l’électron et son neutrino, et le quark up et son quark down).

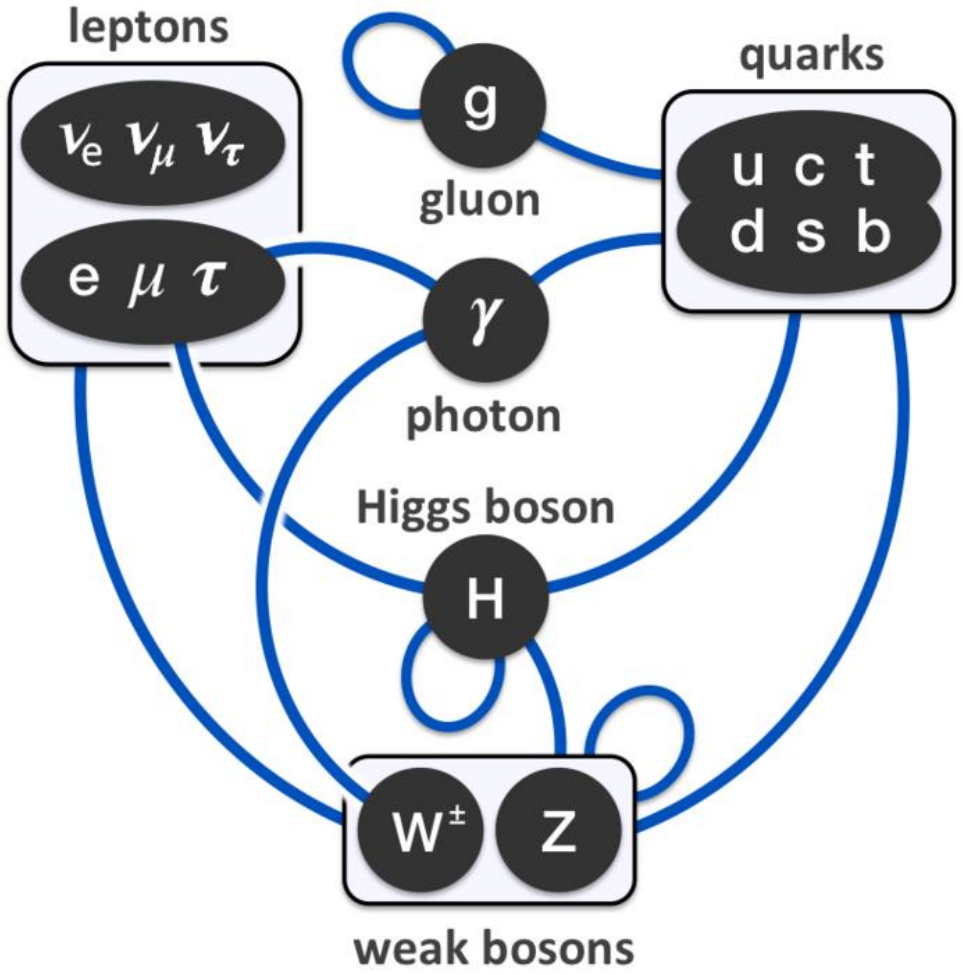
L'hélicité n'est intrinsèque à une particule que si sa masse est nulle (la particule se déplace alors à la vitesse de la lumière) sinon, selon l'observateur, pour une même particule elle peut être droite ou gauche.

Dans le MS (sans masse) la symétrie locale entre les membres d'une paire (i.e. électron et son neutrino) ne s'exerce que pour les électrons et neutrinos gauchers (droitiers pour leurs anti-particules). Cela est dû au fait que ces particules sont sensibles à l'interaction faible, qui sait donc faire la « distinction » entre gauche et droite, ce qui sous-entend que celle ci est intrinsèque (car autrement elle dépend de l'observateur, ce qui n'est pas le cas de l'interaction faible). Comme les fermions peuvent avoir des hélicités quelconques et que le champ de Higgs brise la symétrie de l'interaction faible, la restriction de l'interaction faible est brisée : les fermions peuvent avoir des hélicités quelconques, donc devenir massifs.

Les interactions fondamentales

Interaction	Particules impliquées	Paramètres de couplage	Champs médiateurs
Forte	Quarks	Couleur	Gluons
Électromagnétique	Quarks, leptons chargés	Charge électrique	Photon
Faible	Quarks, leptons chargés et neutrinos	Isospin et hypercharge faibles	Bosons vecteurs intermédiaires, W^+,W^-,Z^0

Synthèse interactions entre particules



Les constituants élémentaires

Génération / Type	1ère génération	2ème génération	3ème génération
q=2/3 quarks	Haut u (f EM F)	Charme c (f EM F)	Sommet t (f EM F)
q=-1/3 quarks	Bas d (f EM F)	Etrange s (f EM F)	Beauté b (f EM F)
Leptons neutres (neutrinos)	Neutrino d'électron ν_e (f)	Neutrino de muon ν_μ (f)	Neutrino de tauon ν_τ (f)
Leptons chargés	Electron e (f EM)	Muon μ (f EM)	Tauon τ (f EM)

Dans les cases associées à chaque particule, on indique, entre parenthèses, à quelles interactions elles sont sensibles (avec lesquelles elles se couplent).

- f pour interaction faible
- EM pour interaction électromagnétique (ces particules sont chargées électriquement)
- F pour interaction forte.

Ainsi, le quark U est sensible aux trois interactions (fEMF)

Interaction faible

L'interaction faible est unique à plusieurs points de vue :

C'est la seule interaction fondamentale capable de changer la saveur des quarks.

C'est la seule qui viole la symétrie P (parité).

C'est aussi la seule qui viole la symétrie CP (Charge,Parité).

Elle est portée par des bosons munis d'une masse importante, cette caractéristique inhabituelle étant expliquée dans le modèle standard par le mécanisme de Higgs.

C'est la seule qui ne produit aucun état lié connu entre corpuscules, qui serait comparable aux orbites des planètes autour des étoiles pour la gravitation, à celles des électrons autour des noyaux pour l'interaction électromagnétique, et aux liaisons entre quarks dans les nucléons pour l'interaction forte.
L'interaction faible permet à tous les leptons et tous les quarks d'échanger de l'énergie, de la masse et de la charge électrique, leur permettant de changer de famille et de saveur.

L'interaction faible a une portée très courte, et son influence est limitée au noyau atomique. On peut l'expliquer par la masse des bosons W et Z^0, qui est d'environ 90 $GeV.c^{-2}$, ce qui leur donne une durée de vie inférieure à 10^{-24} s et confère à l'interaction faible une portée théorique d'environ 10^{-17} m, soit cent fois moins que l'interaction forte (les autres interactions fondamentales, électromagnétique et gravitationnelle, ont une portée infinie).
Cette force fondamentale est la plus faible des interactions non gravitationnelles.

Aux énergies habituellement considérées en physique nucléaire, on la modélise par une interaction effective simplifiée (force de Fermi) dont la constante de couplage est environ 10 000 fois moindre que celle de l'interaction électromagnétique et 1 000 000 fois moindre que celle de l'interaction nucléaire forte. Cela s'explique entre autres par le fait que son champ d'action est très limité.

Cependant, son intensité croît rapidement avec l'énergie des particules en présence, ce qui fait qu'elle rattrape l'interaction électromagnétique vers quelques dizaines de GeV. C'est à ce niveau qu'elle se mélange avec elle pour donner l'interaction électrofaible. Seule la force gravitationnelle est encore plus faible mais elle croît encore plus vite avec l'énergie que l'interaction faible, ce qui laisse ouverte la possibilité d'une unification de toutes les interactions élémentaires.

La charge associée à l'interaction faible est l'isospin faible (T_3 ou T_z). C'est l'équivalent de la masse pour la gravitation, de la charge électrique pour l'interaction électromagnétique et de la charge de couleur pour l'interaction forte. Elle gouverne la manière dont deux particules interagissent.

Les fermions élémentaires ont un isospin faible de ±1/2.

Par exemple, les quarks de type up (u, c et t) ont $T_3 = +1/2$. Ils se transforment en quarks de type down (d, s ou b) qui ont $T_3 = -1/2$, et vice-versa. Les bosons ont un isospin faible de 0 ou ±1.

En particulier, le W^+ a $T_3 = 1$ et le W^- a $T_3 = -1$, ce qui permet des auto-interactions du champ d'interaction faible appelées couplages trilinéaires et quadratiques.

L'isospin faible est conservé lors des désintégrations : la somme des isospins faibles est identique avant et après la réaction. Par exemple un pion π^+, qui a un isospin faible de +1, se désintègre en un muon μ^+ d'isospin faible +1/2 et un neutrino muonique ν_μ d'isospin faible +1/2.

Depuis l'introduction de la théorie électrofaible, une nouvelle charge nommée hypercharge faible a été proposée. C'est une combinaison de la charge électrique et de l'isospin faible. L'hypercharge faible est le générateur de la composante U(1) du groupe de jauge électrofaible SU(2)xU(1).

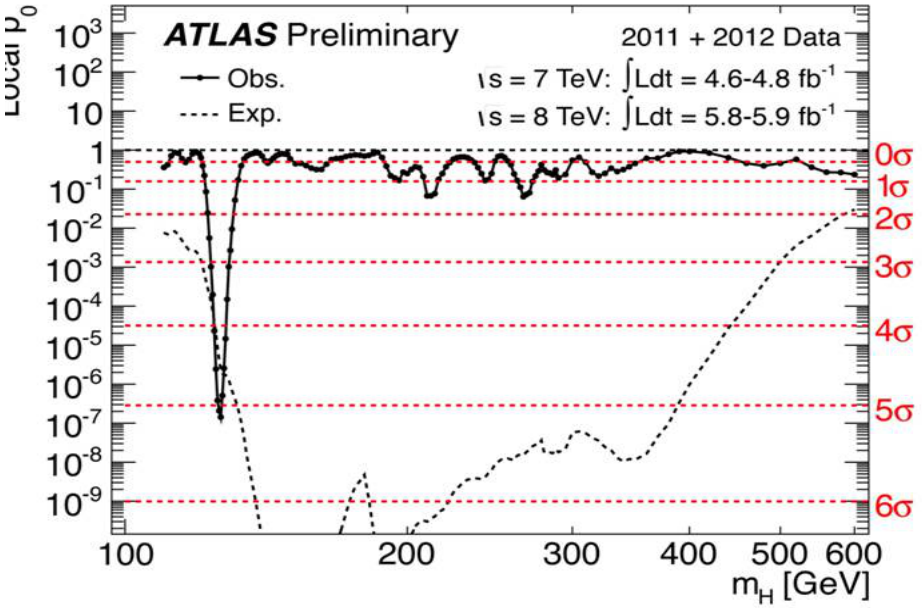
Fermion	Charge: $Q=I_3+Y/2$	Isospin I_3	Hypercharge Y
u_G	2/3=1/2+1/6	1/2	1/3
d_G	-1/3=-1/2+1/6	-1/2	1/3
u_D	2/3=0+2/3	0	4/3
d_D	-1/3=0-1/3	0	-2/3
ν_G	0=1/2-1/2	½	-1
e_G	-1=-1/2-1/2	−½	-1
ν_D (?)	0=0+0	0	0
e_D	-1=0-1	0	-2

Conclusion découverte du Boson de Higgs

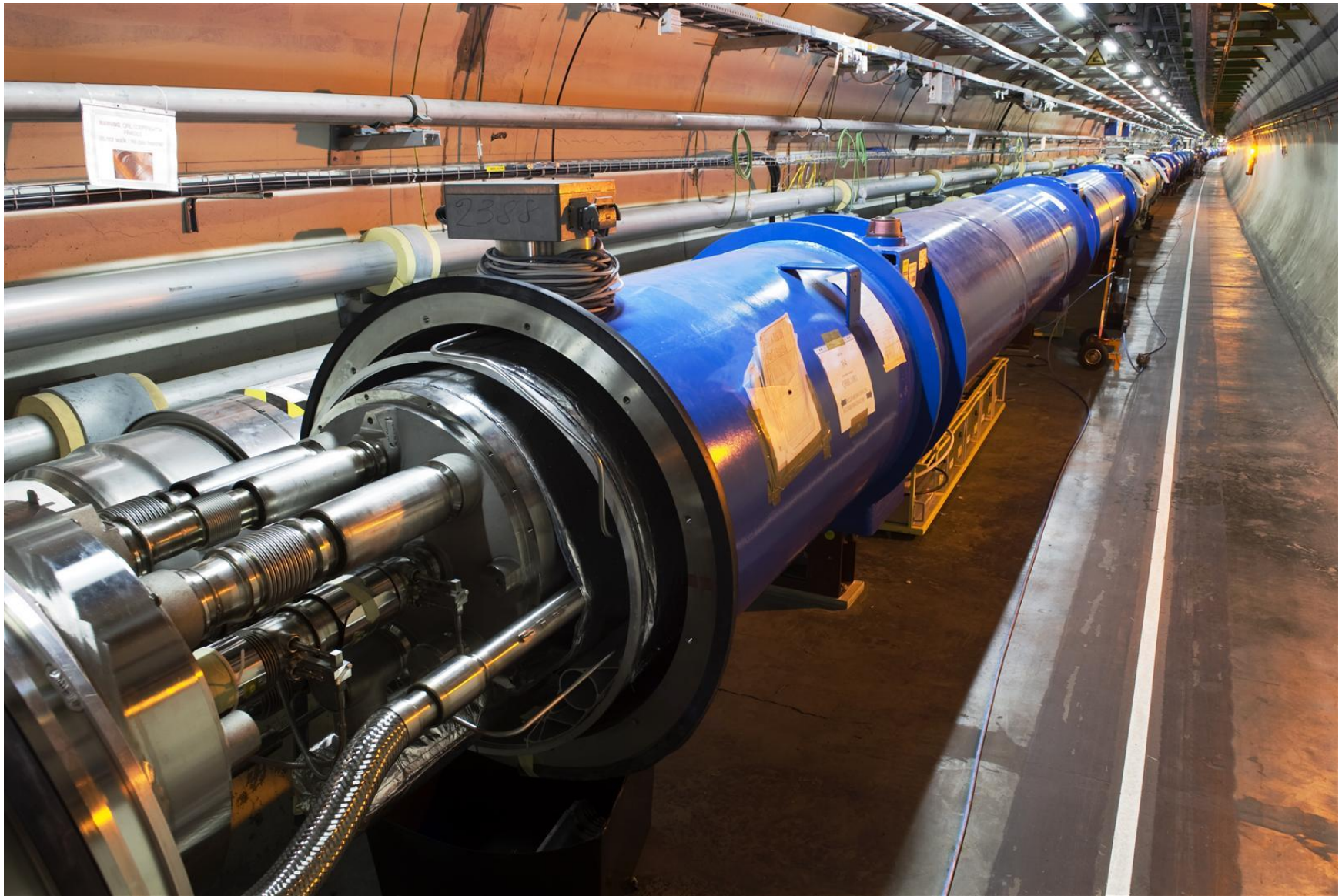
On fait appel dans ces cas là à un mécanisme de brisure de symétrie. En effet, pour que la théorie marche, elle doit respecter les symétries imposées par l'invariance de jauge [U(1), SU(2)].

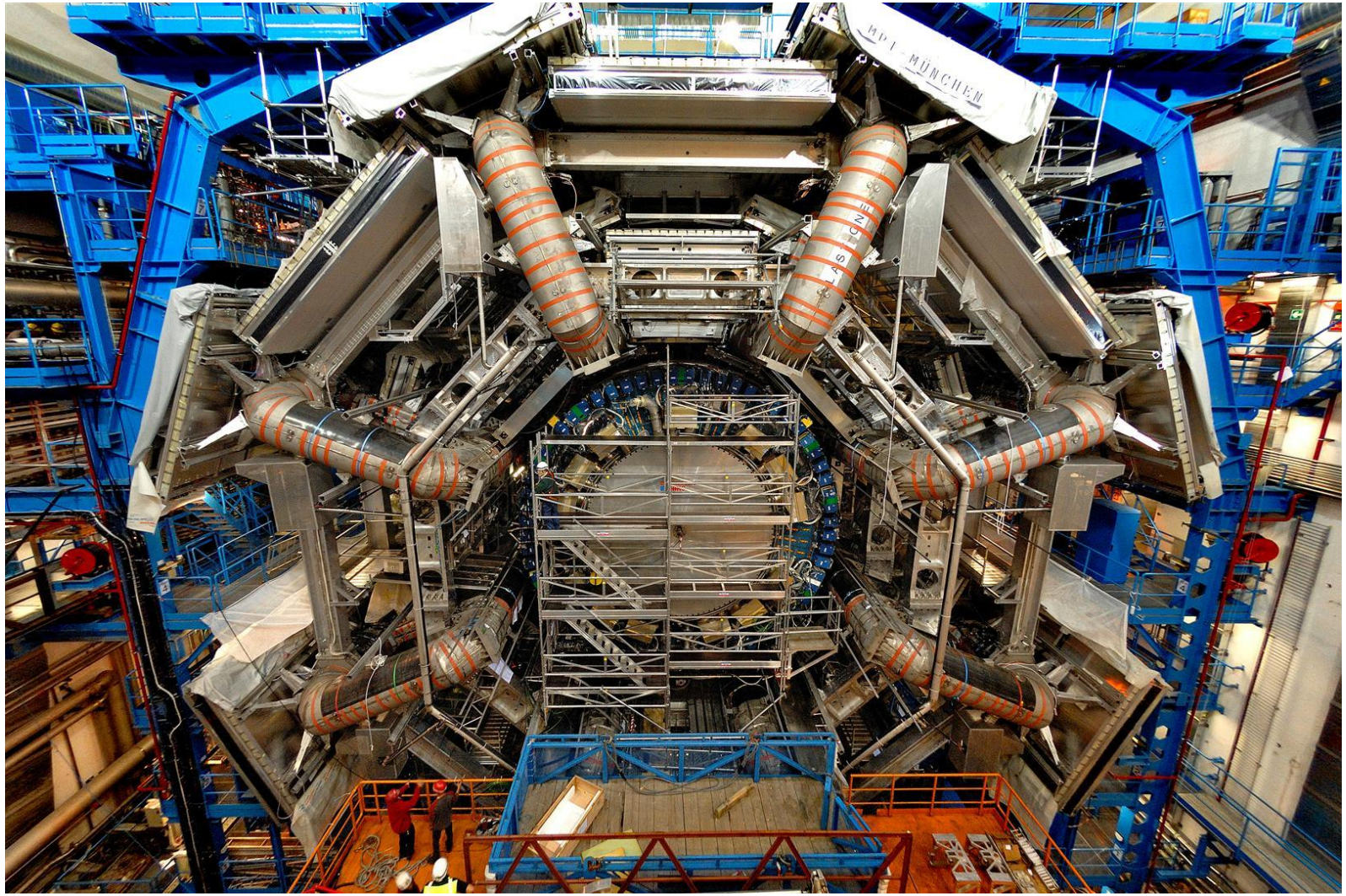
Le mécanisme de génération de masse devait briser cette symétrie.

C'est l'idée proposée par Higgs, Englert, Brout qui a valu le prix Nobel de Physique 2013 aux survivants après la découverte de ce boson au LHC.

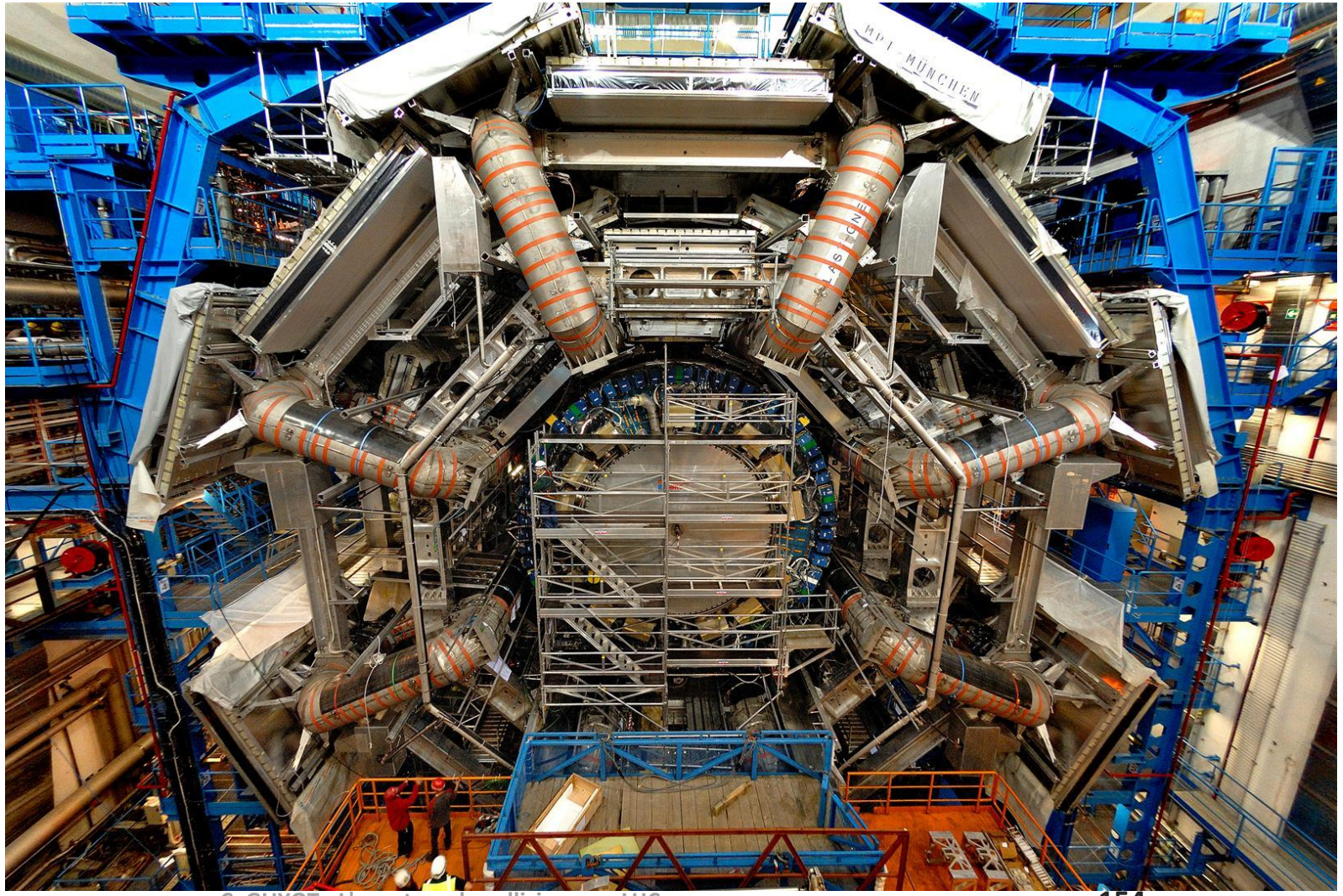


Le LHC



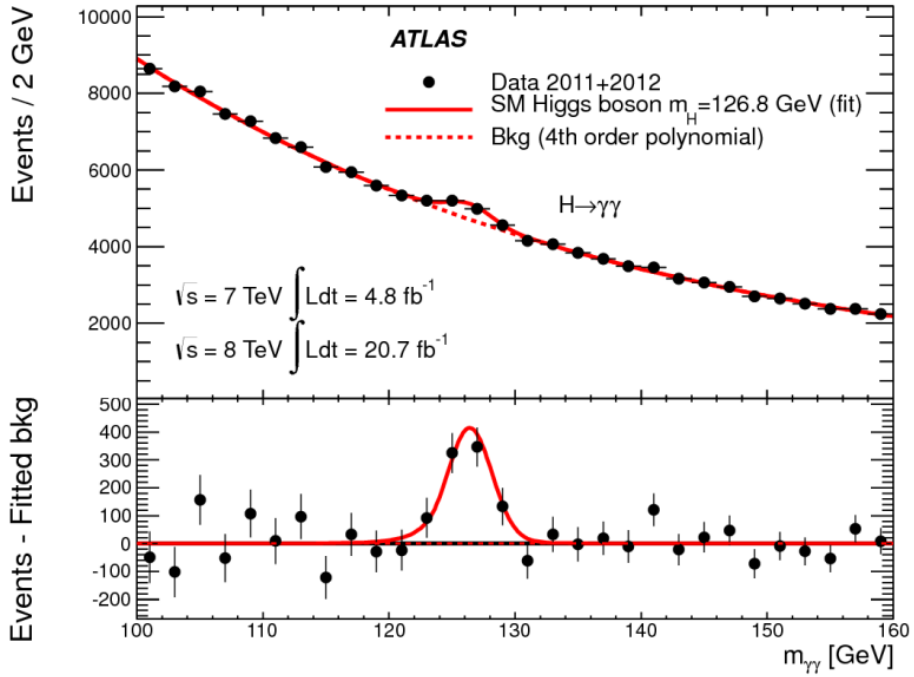

MPI-MÜNCHEN

L'expérience ATLAS



H en γγ

Les données en 2012 et 2013:



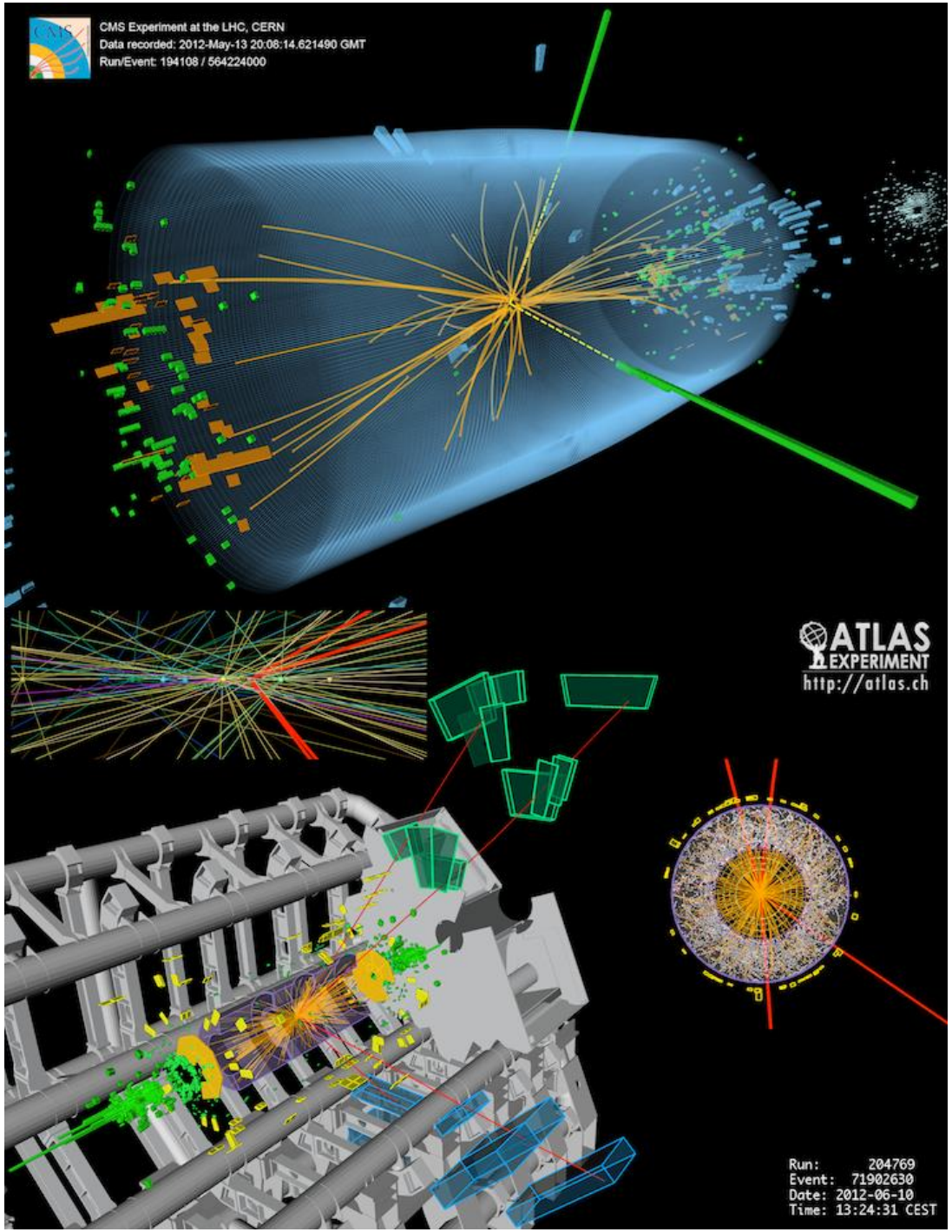
Excès autour de 125 GeV!

Probabilité d'une fluctuation du bruit de fond: 2 sur un million
= 0.000002

(~ 4.5 écarts standard ou 4.5σ)

NB: par convention, on déclare un découverte à partir de 5σ soit environ une probabilité 0.0000003

Found It!!!
Congratulations, it only took you 65298 seconds
www.jolyon.co.uk



Événements candidats au boson de Higgs dans des collisions entre protons au LHC. En haut, dans l'expérience CMS, une désintégration en deux photons en vert. En bas, dans l'expérience ATLAS, une désintégration en quatre muons en rouge.

Recherche de la nouvelle physique

Supersymmetry

Composite Higgs

Extra dimensions

Moralité

- Comme le mécanisme (symétries de jauge) utilisé pour l'interaction électromagnétique, qui avait donné naissance à l'électrodynamique quantique, avait tout pour séduire, les physiciens s'en sont emparés pour traiter le cas de l'interaction faible et forte.
- Mais il n'était re-normalisable que pour des masses nulles. Comme le boson médiateur de l'électrodynamique quantique (le photon) était de masse nulle, cela ne gênait pas, mais pour l'interaction faible ce n'était pas le cas, d'où l'embarras des physiciens.
- Jamais à court de ressources, ils ont supposé un champ (comme la masse est un scalaire, ce champ devait être scalaire, ce qui était une consolation car ce sont les plus simples) avec lequel le boson de l'interaction faible devait se coupler pour lui conférer une masse.

- Ce champ de Higgs, qui a émergé probablement avec ceux d'autres interactions lors de la brisure de symétrie survenue au début de l'histoire de l'univers, remplit tout l'univers. Au 19^{ième} siècle E. Mach postulait que l'inertie résultait de l'interaction gravitationnelle avec tous les corps de l'univers, solution évoquant également tout l'univers!
- Le couplage des autres champs avec ce champ de Higgs va briser leurs symétries. Cela n'invalide-t-il pas l'utilisation des symétries de jauge?
- Non, la symétrie existe encore, l'utilisation des symétries de jauge pour décrire cette physique reste valide, mais elle est seulement « cachée »!
- C'est le phénomène de « brisure spontanée de symétrie » connu notamment dans le domaine de la matière condensée, d'où la référence à la supraconductivité pour expliquer le procédé.
- L'exposé a montré le cheminement passablement tortueux de la quête pour conduire au résultat.

- Si le néophyte peut flairer l’arnaque, le procédé étant cavalier et tout à fait ad hoc, comme le boson associé à ce champ a été détecté, les hypothèses faites s’en trouvent confortées.
- Cette interprétation de la nature de la masse, pas intuitive du tout, devient alors acceptable.
- A nous d’en tirer les enseignements pour revoir notre conception de la masse, qui nous paraissait être un attribut intrinsèque des particules (pour celles qui en avaient) alors qu’elle résulte d’un couplage.
- Bien des mystères demeurent pourtant, par exemple la masse différente des particules « identiques » dans les 3 familles et leurs valeurs qui semblent aléatoires!
- Si indiscutablement une étape majeure a été franchie, cela nous laisse cependant sur notre faim. Du grain à moudre pour les générations futures!