

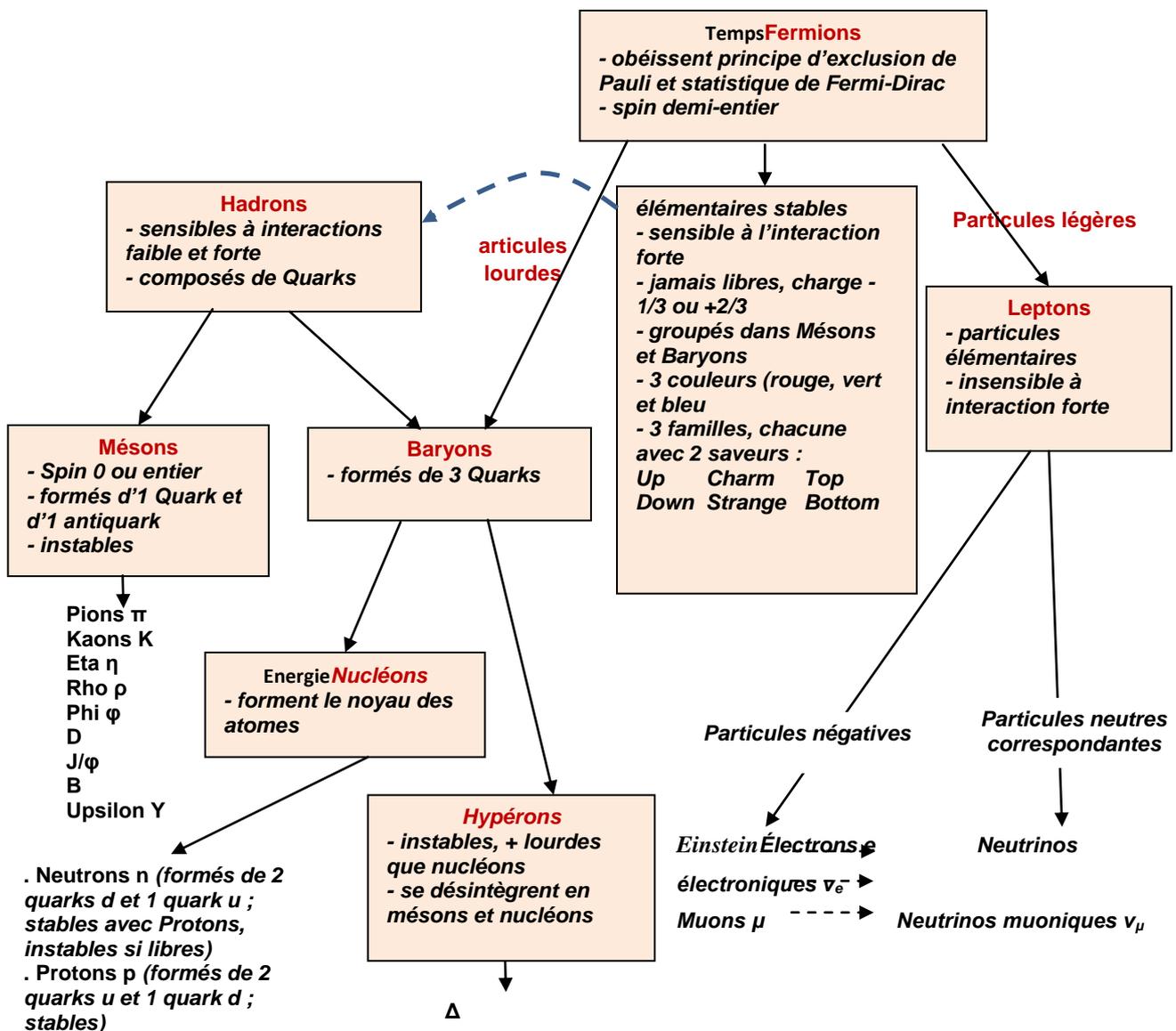
LA THÉORIE QUANTIQUE DES CHAMPS

Le modèle standard des particules élémentaires présenté dans l'exposé précédent du 17-10-2019 est le résultat des efforts conjugués, depuis le début du XX^{ème} siècle, des physiciens expérimentateurs et des théoriciens.

Pour cela, les premiers ont construit des instruments de plus en plus sophistiqués, complexes et puissants. Le plus imposant actuellement est le LHC (Large Hadrons Collider) du CERN à Genève. Les seconds ont développé la Théorie Quantique des Champs pour guider et expliquer les résultats des premiers.

Les deux tableaux suivants résument ce que sont les diverses particules de matière et d'échange du modèle standard.

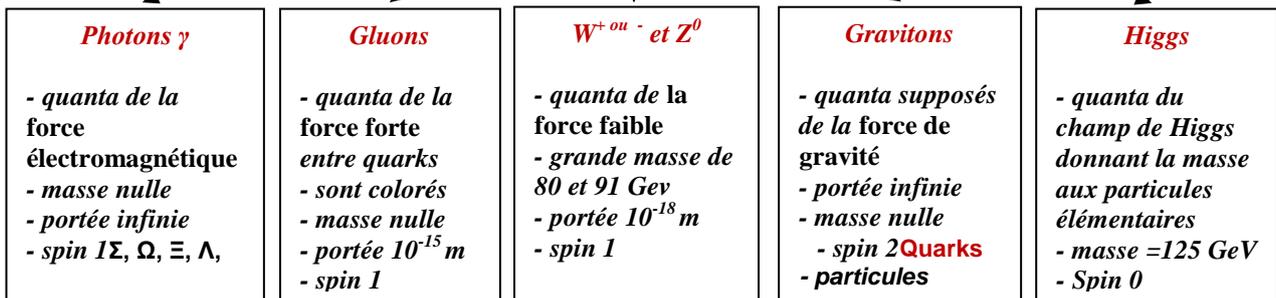
PARTICULES DE MATIERE (Ajoutez anti pour avoir les particules d'antimatière)



PARTICULES D'ÉCHANGE

- entre particules de matière
- quanta des forces d'interaction
- spin 0, 1 ou 2
- obéissent à la statistique de Bose-

BOSONS



1) L'électrodynamique quantique

La quantification du champ électromagnétique et de son interaction avec les atomes a été la première étape du développement de la théorie quantique des champs. Elle a été formulée dès le début des années 1930, mais ses premières applications au calcul des propriétés observables des atomes et des particules donnèrent des valeurs infiniment grandes dépourvues de signification.

C'est seulement en 1947, à partir de la mesure précise par le physicien américain **Willis Lamb** d'un effet quantique (baptisé depuis « effet **Lamb** ») que la théorie a pu évoluer. Il s'agit d'un décalage de raies spectrales de l'atome d'hydrogène par rapport aux valeurs que l'on obtient par un calcul approché. Il est apparu que l'effet **Lamb** provenait de l'interaction de l'électron de l'atome avec le champ électromagnétique qu'il crée autour de lui du fait de sa charge électrique.

Ce champ génère des paires de particules virtuelles constituées de paires électron-positron et autre couples de particules-antiparticules qui apparaissent spontanément dans le vide du fait du principe d'indétermination de **Heisenberg** ($\Delta E \cdot \Delta t \leq \hbar$, ou E est l'énergie de la paire, Δt la durée de la vie de la paire et \hbar la constante de **Planck**).

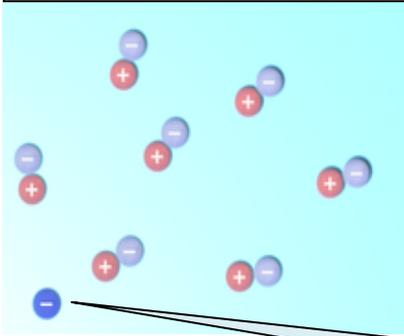
L'électron de l'atome interagit avec les charges électriques des particules virtuelles de sorte qu'il ne peut jamais être observé "nu" mais constamment "habillé" par un nuage de particules virtuelles qui modifie son état d'énergie.

En tenant compte de cet effet, il a été possible de calculer avec une très grande précision la valeur du décalage de **Lamb**.

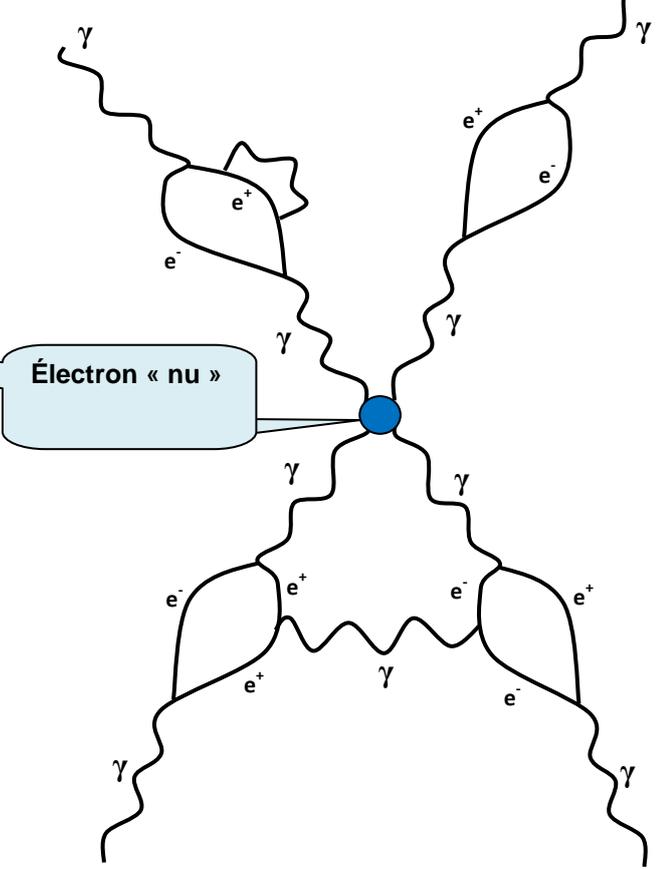


Le physicien américain
Willis Lamb (1913-2008)

Un électron « nu » (en bas à gauche) entouré de paires virtuelles électron-positon



Un électron « nu » entouré des paires virtuelles (γ = photon gamma, e^+ = positon, e^- = électron)



Une procédure mathématique a été mise au point par **Tomonaga**, **Schwinger** et **Feynman**, permettant d'éliminer systématiquement les quantités infinies apparaissant dans les calculs. Cette procédure, appelée « **renormalisation** », s'est révélée très féconde avec une précision des vérifications étonnante.

À titre d'exemple, le moment magnétique de l'électron prédit par l'électrodynamique quantique est le suivant :

$a = (1.159.655,4 + \text{ou} - 3,3) \times 10^{-9}$, alors que la valeur mesurée expérimentalement est :
 $a = (1.159.657,7 + \text{ou} - 3,5) \times 10^{-9}$!

Et la précision des calculs de l'électrodynamique quantique atteint actuellement 10^{-11} , soit une partie sur 100 milliards !

<p>Le physicien japonais Sin-Itiro Tomonaga (1906-1979)</p>	<p>Le physicien américain Richard Feynman (1918-1988)</p>	<p>Le physicien américain Seymour Schwinger (1918-1994)</p>
---	---	---



Une remarque cependant : pour être renormalisable, tous les infinis qui apparaissent dans les calculs doivent être éliminés à l'aide d'un nombre fini de paramètres physiques qui

peuvent être mesurés expérimentalement (comme les masses de particules et certaines constantes de couplages, ou certains rapports de constantes de couplages).
L'électrodynamique étant renormalisable, cela explique son pouvoir prédictif extraordinaire.

2) Symétries et lois de conservation

Les considérations de symétrie que présentent les systèmes physiques permettent de simplifier et d'améliorer notre compréhension de ces systèmes. Chaque fois qu'un système est invariant (même approximativement) sous une certaine transformation, la théorie qui la décrit reflète cette invariance. Le fait que les lois physiques soient invariantes sous certaines transformations de symétrie a des conséquences importantes qui se traduisent par la conservation de grandeurs physiques lors de l'évolution du système.



par réflexion



par rotation

Exemple simple de symétrie

Ainsi, l'invariance par translation du temps implique la conservation de l'énergie. L'invariance dans une translation dans l'espace se traduit par la conservation de la quantité de mouvement, et l'invariance dans une rotation dans l'espace par la conservation du moment cinétique, ce qui a été démontré par **Emmy Noether**, géniale mathématicienne allemande (1882-1935).

Les symétries ont un rôle particulièrement important dans le Modèle Standard dans la mesure où elles déterminent partiellement la forme de cette théorie et facilitent énormément les calculs.

3) Transformations de jauge globales et locales

Dans les transformations envisagées jusqu'ici, les opérations de symétrie étaient globales, c'est-à-dire que la même opération est appliquée en tout point de l'espace-temps. Par exemple, l'invariance pour une translation globale dans l'espace a pour conséquence la conservation de la quantité de mouvement. Cette translation est ce que l'on appelle « **une transformation de jauge** » globale. Le terme de jauge est à prendre ici au sens d'une mesure de longueur mais il peut prendre une autre signification dans un autre cas.



Emmy Noether, 1885-1935, mathématicienne allemande, dont le théorème éponyme serait considéré comme aussi important que la Théorie de la Relativité

Supposons maintenant que l'on applique une translation dépendant du point où on l'applique à un solide. On aura dans ce cas une transformation de jauge locale. Le solide sera tirillé dans différentes directions. La déformation dans notre cas est fictive et ne représentera une situation physiquement réalisable que s'il existe un champ de forces capable de produire une telle déformation. Si la « symétrie », c'est-à-dire l'invariance des lois physiques sous cette transformation est préservée, c'est que cette invariance détermine le champ de force et donc l'interaction qui l'engendre.

La propriété d'invariance de jauge locale pour des opérations de symétrie dans des espaces abstraits différents de l'espace-temps considéré jusqu'ici, et que l'on rencontre en physique des particules élémentaires, permet de formuler complètement la nature de l'interaction correspondante et de construire la théorie pouvant la représenter. Dans le langage de la théorie quantique des champs, l'interaction est produite par l'échange d'un boson qui peut donc être appelée « **boson de jauge** ». Les gravitons, les photons, les gluons et les bosons W et Z, véhiculent tous des champs de forces reliés à des transformations de symétries locales. Ce sont tous des bosons de jauge.

Ainsi, dans les théories de jauge, les propriétés des interactions sont obtenues en imposant l'invariance des équations de la théorie par rapport à des transformations de jauge locales. Bien que les propriétés des interactions (électromagnétique, nucléaires faible et forte, gravitationnelle) soient différentes, la démarche et le cadre théorique pour les étudier sont les mêmes.

L'invariance de jauge a deux conséquences :

- la **conservation de la « charge »** correspondante (la charge électrique, par exemple, dans le cas de l'interaction électromagnétique),
- et le fait que le **boson de jauge doit avoir une masse nulle**. Cette dernière a posé un problème majeur dans la construction de la théorie électrofaible en raison de la présence des bosons massifs W et Z.

4) Brisure spontanée de symétrie et masse des particules

La comparaison de la force des interactions faible et électromagnétique impose que les bosons W et Z de l'interaction faible soient de masse élevée en raison, entre autres, de la faible portée de l'interaction, ce qui a bien été vérifié expérimentalement.

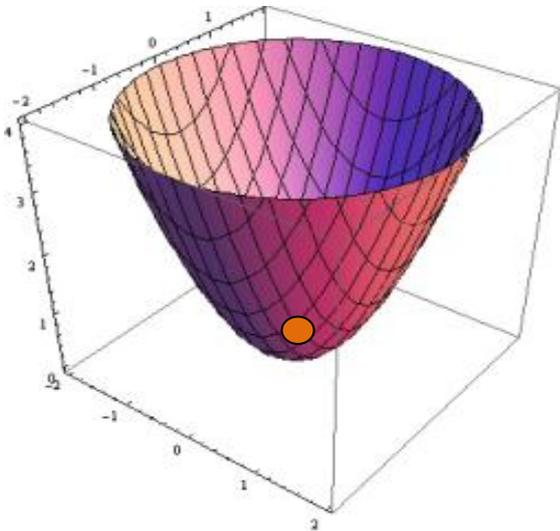
Le problème posé, dans la théorie électrofaible basée sur une théorie de jauge, par l'existence de ces masses élevées n'a pu être résolu qu'en faisant appel au concept de « brisure spontanée de symétrie ».

En effet, les bosons W et Z acquièrent une masse parce que les champs de jauge de l'interaction électrofaible interfèrent avec un champ scalaire qui remplit tout l'espace et qui est appelé « **champ de Higgs** ». Le **Higgs** brise la symétrie sur laquelle les champs de jauge sont fondés, et c'est ainsi que les bosons W et Z acquièrent leur masse.



La brisure de symétrie du champ de **Higgs** est une brisure de symétrie spontanée, c'est-à-dire que la symétrie est encore présente, dissimulée dans les équations sous-jacentes qui gouvernent le monde, mais une certaine propriété de l'environnement définit une « direction » préférée.

Energie potentielle minimale



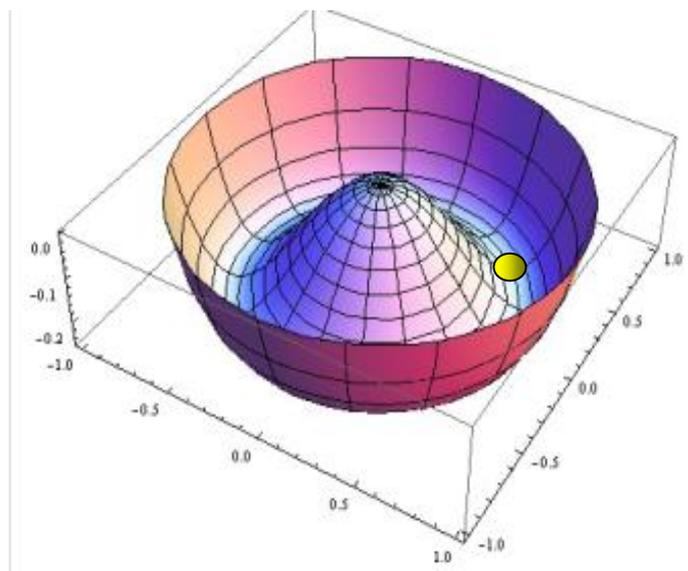
Ce mécanisme de brisure spontanée de symétrie a été découvert initialement par deux physiciens belges, **Robert Brout** et **François Englert**, et indépendamment par le théoricien britannique **Peter Higgs** en 1964. Un autre groupe de théoriciens américains, **Gerald Guralnik**, **Karl Hagen** et **Thomas Kibble**, a publié deux mois plus tard un article avec une approche similaire. Ce mécanisme fait appel à un champ scalaire symétrique qui subit une transition de phase qui brise la symétrie.

Avant la transition de phase, l'énergie potentielle du champ présente un minimum symétrique visualisé sur la figure ci-contre, et le champ est nul.

Après la transition, l'état stable situé au minimum d'énergie est déplacé, comme sur la figure ci-dessous, ce qui brise la symétrie. La bille qui figure l'état d'énergie minimum peut tourner librement le long de la vallée. Le champ scalaire acquiert une valeur non nulle et interfère avec les champs de jauge des particules et interactions.

D'autre part, des oscillations radiales de la bille dans la vallée correspondent à un boson scalaire de spin 0. Il faut distinguer le champ scalaire non nul qui remplit tout l'espace et le boson de spin 0 qui en résulte et qui peut être mis en évidence lorsque tous les champs en présence sont en interaction les uns avec les autres.

Brisure de symétrie



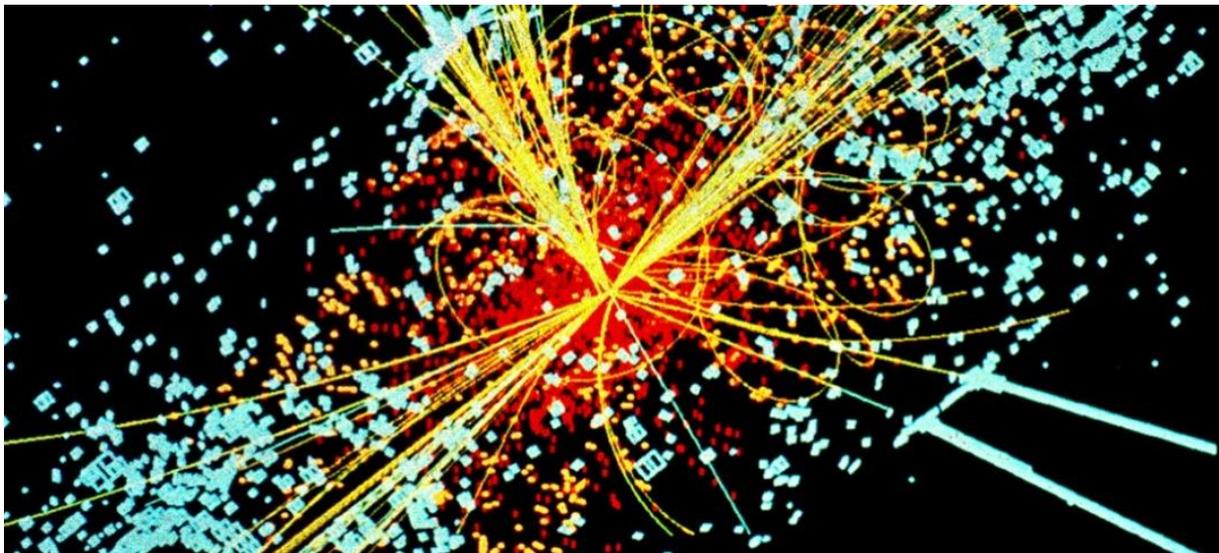
5) La théorie électrofaible et le boson de Higgs

C'est ce mécanisme qui a été généralisé au cas de la théorie électrofaible par les physiciens **Sheldon Glashow**, **Aldus Salam** et **Steven Weinberg**.

On part cette fois d'un champ à quatre composantes. Dans ce cas, on ne peut plus visualiser l'énergie potentielle, ce qui exigerait une figure à cinq dimensions (1 + 4), mais le principe reste exactement le même. Du fait de l'interaction avec les champs de jauge des interactions électromagnétique et faible, trois composantes du champ scalaire sont absorbées dans les champs des bosons de jauge, ce qui permet aux bosons W^+ , W^- et Z d'acquérir une masse. Le photon garde une masse nulle et il reste un champ scalaire qui remplit tout l'espace et qui est associé à un boson de spin 0 : le boson de **Higgs**.

Le mécanisme de **Brout-Englert-Higgs** permet donc la construction cohérente de la théorie de jauge électrofaible. Celle-ci a permis de prédire l'existence de l'interaction faible neutre entre le boson Z et les quarks, les leptons et les autres bosons. Elle permet aussi de décrire l'origine de la masse des fermions. En effet, le champ de **Higgs** étant non nul et partout présent dans l'espace, il interagit avec toutes les autres particules avec une intensité plus ou moins forte, et de ce fait les bosons et les fermions acquièrent une masse en respectant la symétrie de jauge.

Il faut noter que le mécanisme de **Higgs** ne s'applique qu'aux particules élémentaires : les quarks, les leptons (électrons, muons) et les bosons de l'interaction faible. Par contre, la masse des particules composites, c'est-à-dire des hadrons formés de quarks provient, pour l'essentiel, de l'interaction forte. Par exemple, la masse d'un proton, proche de 1 Gev, est près de cent fois plus grande que celle des quarks que le constituent. De ce fait, la masse d'un objet macroscopique résulte essentiellement de l'énergie d'interaction des quarks confinés dans les protons et les neutrons qui constituent les noyaux atomiques. Le champ de **Higgs** n'intervient que pour la masse des particules élémentaires alors que 98% de la masse des objets à notre échelle sont dus à l'interaction forte entre les quarks et les gluons dans les protons et les neutrons des noyaux atomiques.



Résultat simulé dans le CMS d'une collision de deux protons, donnant un boson de Higgs qui se désintègre en deux jets de hadrons et deux électrons.

Ceci n'enlève rien à l'importance du champ de **Higgs** dans l'Univers. Sans lui, les électrons auraient une masse nulle et ne pourraient pas s'associer avec les noyaux pour former les atomes, et sans atomes la matière telle que nous la connaissons n'existerait pas.

L'annonce de la découverte du boson de **Higgs** a été faite le 4 juillet 2012 au CERN à Genève. Ce sont les résultats de deux grandes expériences ATLAS et CMS dont les détecteurs sont installés sur le Grand Collisionneur de Hadrons LHC situé à la frontière franco-suisse qui ont permis cette découverte qui valide la théorie de jauge de l'interaction électrofaible.

Texte préparé par Jean-Marie Wacrenier