

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.

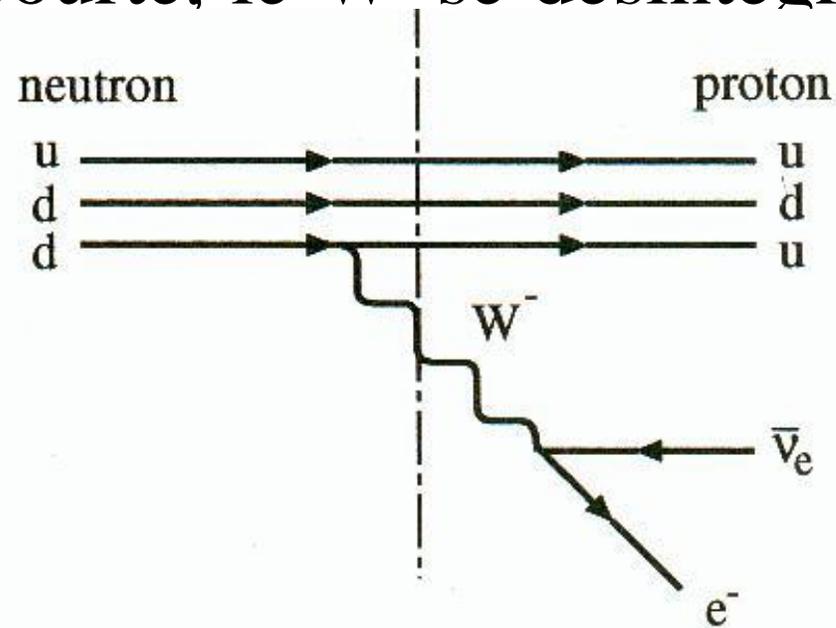
Bosons de jauge massifs, interaction faible

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 W^\pm et 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 provient 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 $n + \frac{1}{2}$ avec $n = 0, 1, \dots$

L'électron a un spin de $\frac{1}{2}$. 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.

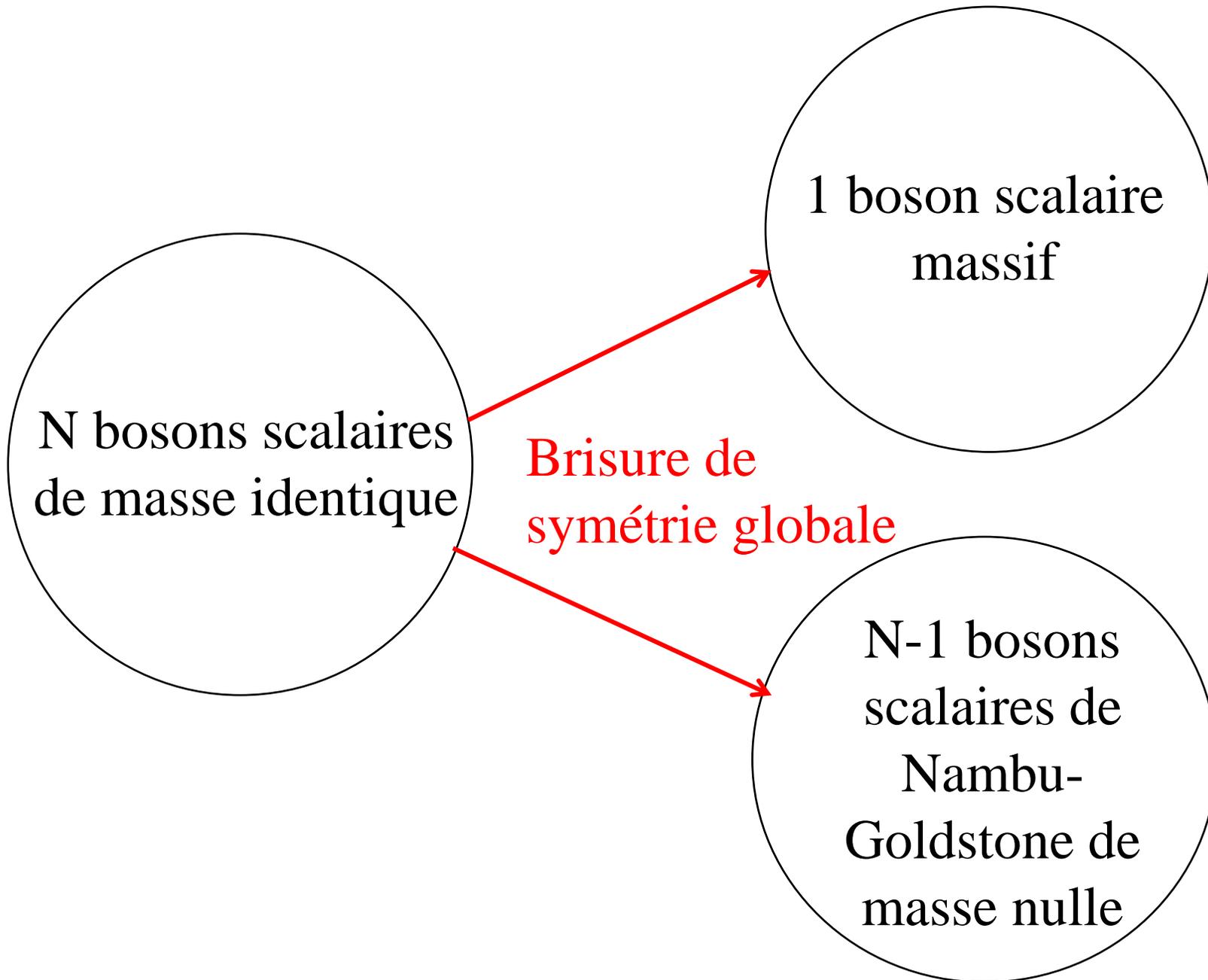
Dans le modèle de Nambu-Jona-Lasino, ce sont des nucléons composites qui provoquent un effet similaire.

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 est 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.

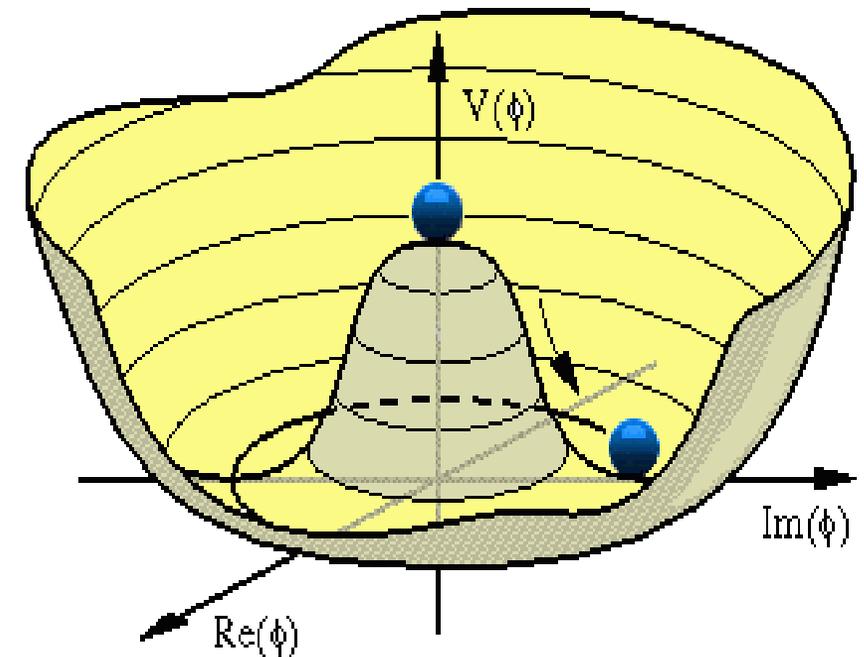
Les relations d'indétermination de Heisenberg, valides pour toute la physique quantique, s'appliquent aussi à la théorie quantique des champs : lorsque le champ a une valeur bien déterminée, le nombre de ses quanta d'énergie n'est pas déterminé, et réciproquement, lorsque le nombre de quanta est bien 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 avons indiqué dans l'équation (6.5) que le lagrangien d'un champ scalaire $\Phi(\mathbf{x})$ est de la forme :

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

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:

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

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

Si \mathbf{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 \mathbf{b} est négatif nous pouvons écrire:

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

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 $\Phi = \mathbf{0}$, mais par la valeur $|\Phi| = v$.

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 extrême 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 extrême (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).

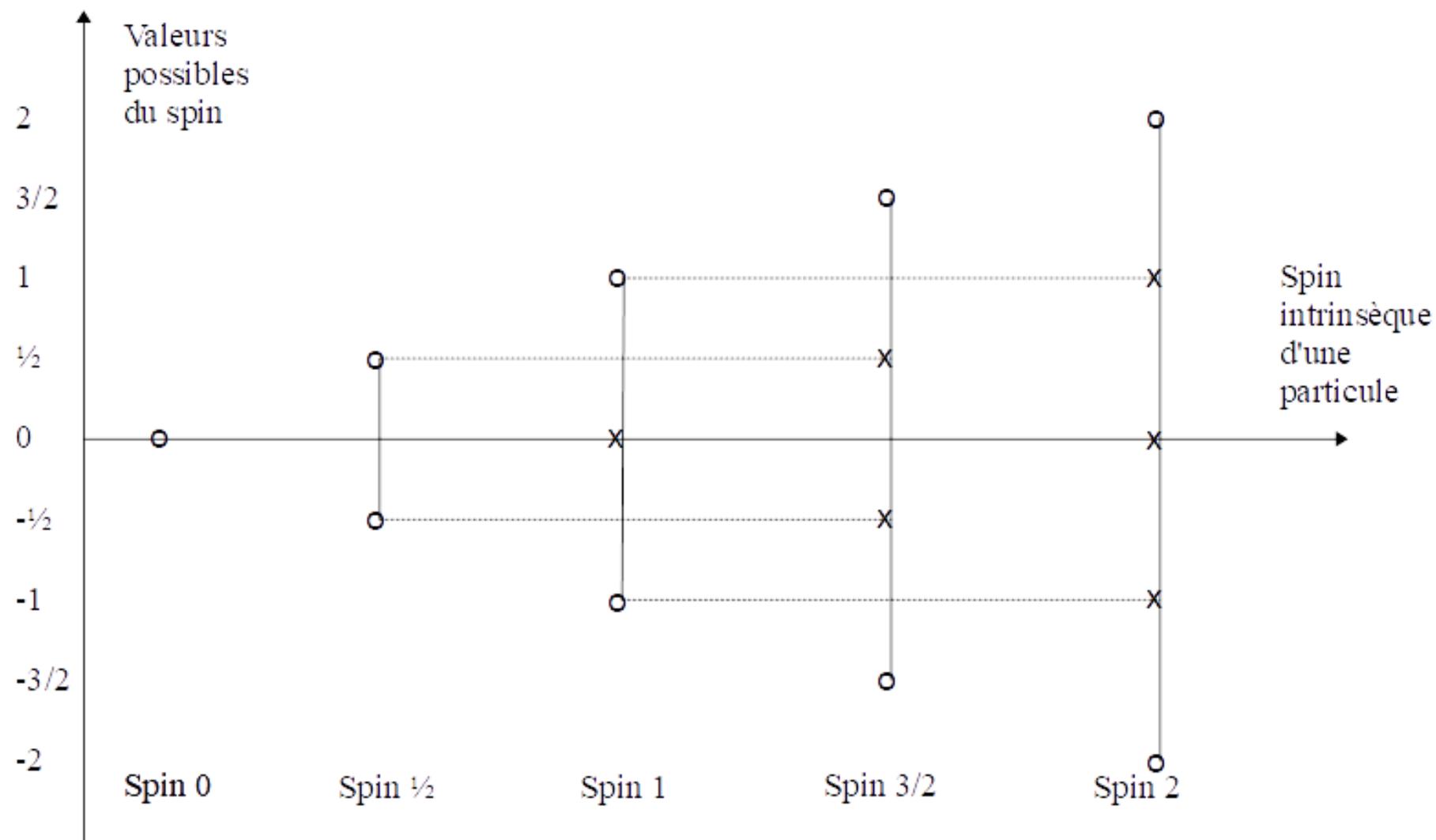
Le potentiel d'auto-interaction du champ BEH est en forme de chapeau mexicain.

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

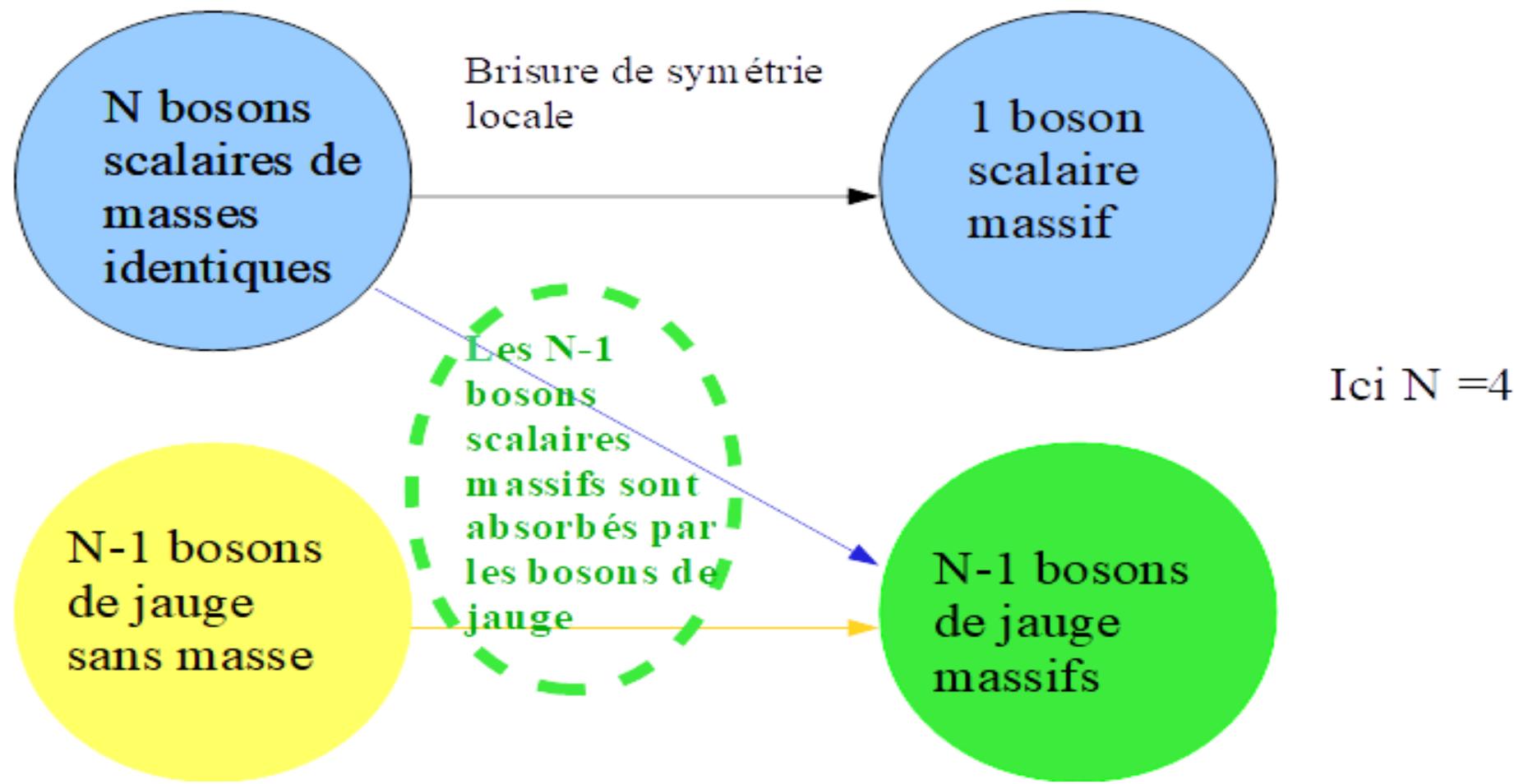


Brisure spontanée de symétrie locale

A gauche : 4 bosons scalaires massifs = 4 degrés de liberté + 3 bosons de jauge sans masse = $3 \times 2 = 6$ degrés de libertés : Total 10 degrés de libertés

A droite : 1 boson scalaire massif = 1 degré de liberté + 3 bosons de jauge massifs = $3 \times 3 = 9$ degrés de libertés : Total 10 degrés de libertés.

La brisure de symétrie conserve les degrés de liberté, elle ne fait que les réarranger !



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).

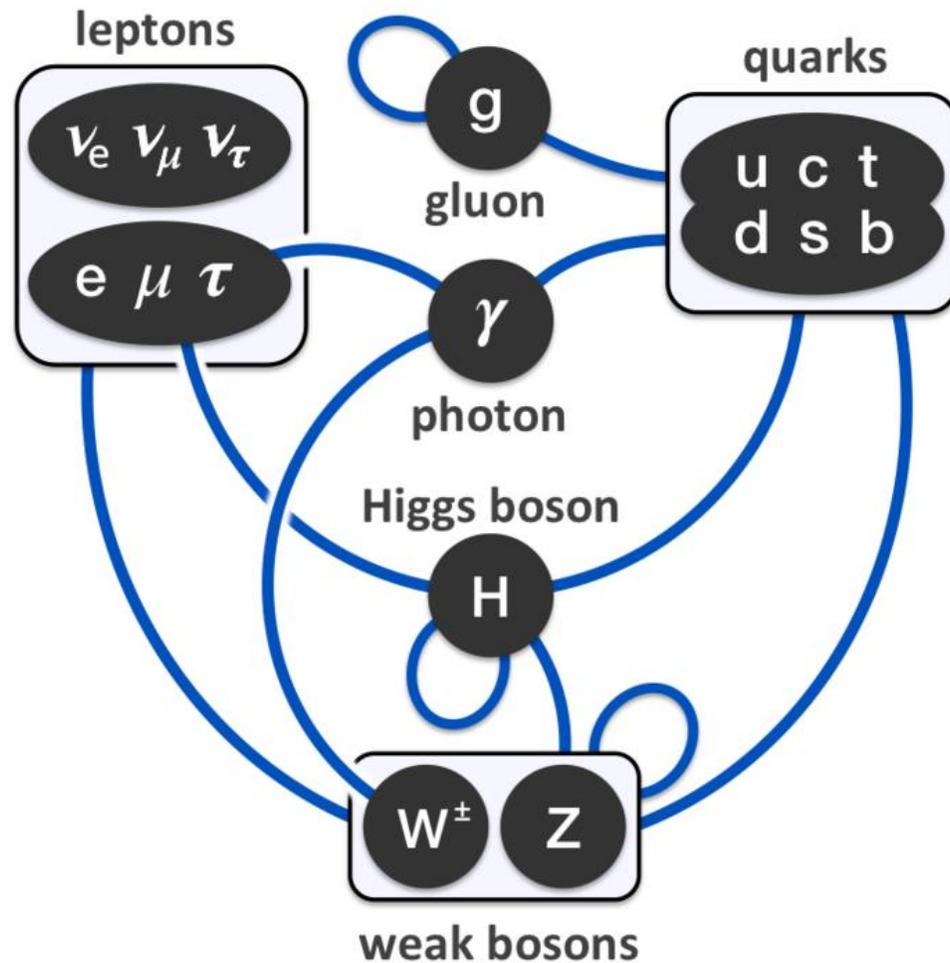
L'hélicité n'est intrinsèque à une particule que si sa masse est nulle (la particule se déplace alors à la vitesse de la lumière) sinon, selon l'observateur, pour une même particule elle peut être droite ou gauche.

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	1 ^{ère} génération	2 ^{ème} génération	3 ^{ème} 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 $90 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$, 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 $\pm 1/2$.

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 trilineaires 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 $SU(2) \times U(1)$.

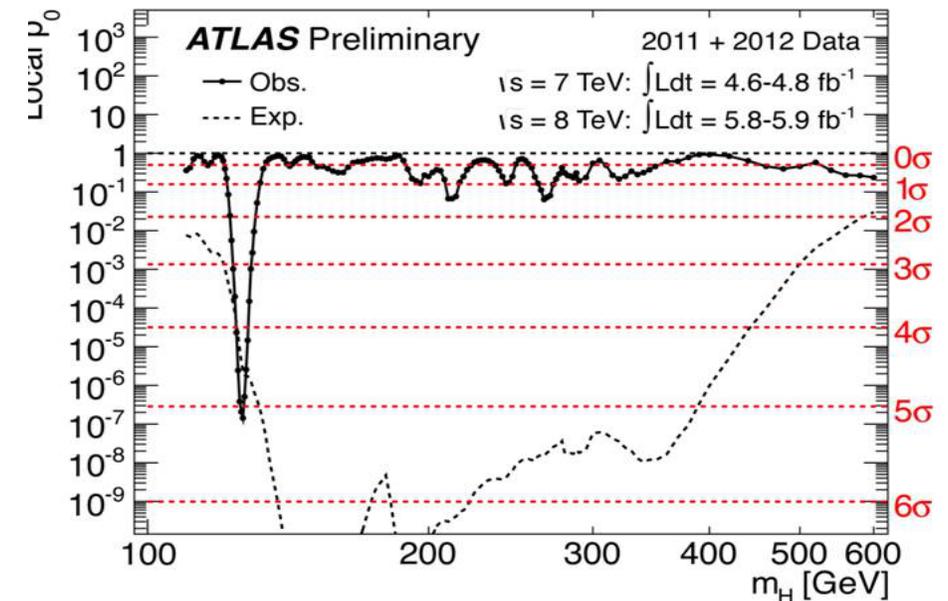
Fermion	Charge: $Q=I_3+Y/2$	Isospin I_3	Hypercharge Y
u_G	$2/3=1/2+1/6$	$1/2$	$1/3$
d_G	$-1/3=-1/2+1/6$	$-1/2$	$1/3$
u_D	$2/3=0+2/3$	0	$4/3$
d_D	$-1/3=0-1/3$	0	$-2/3$
ν_G	$0=1/2-1/2$	$1/2$	-1
e_G	$-1=-1/2-1/2$	$-1/2$	-1
<u>$\nu_D(?)$</u>	$0=0+0$	0	0
e_D	$-1=0-1$	0	-2

Conclusion découverte du Boson de Higgs

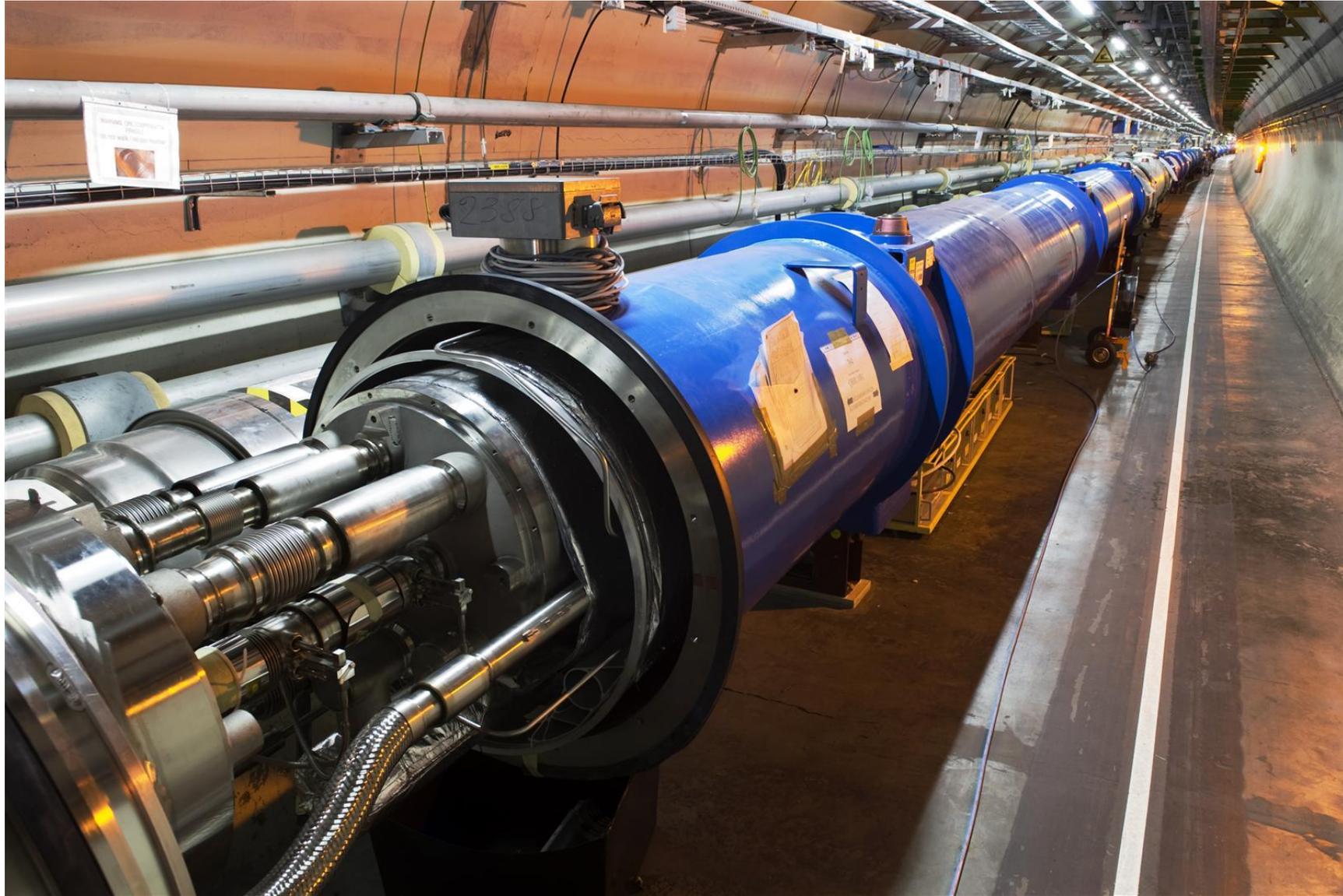
On fait appel dans ces cas là à un mécanisme de brisure de symétrie. En effet, pour que la théorie marche, elle doit respecter les symétries imposées par l'invariance de jauge [U(1), SU(2)].

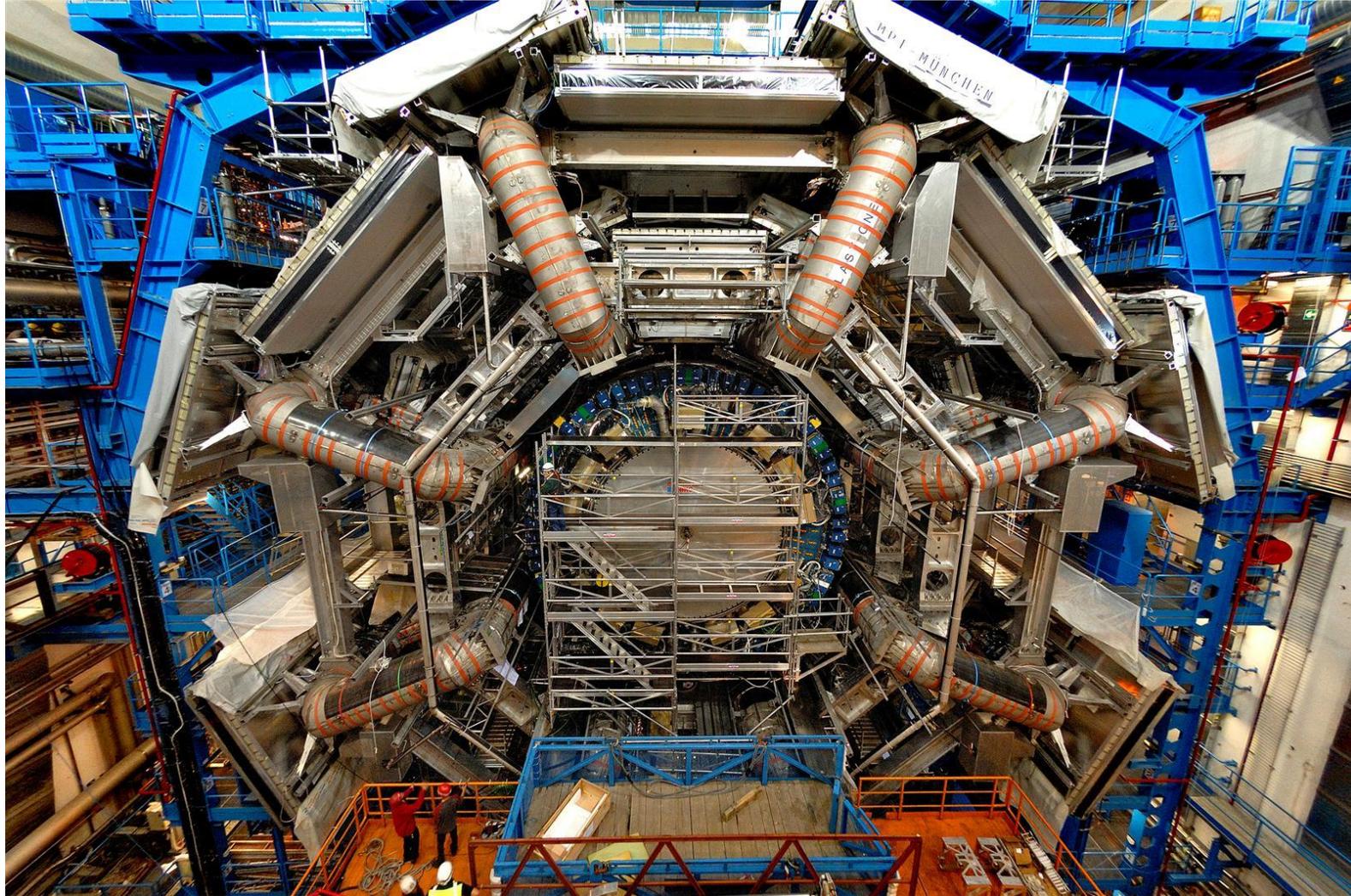
Le mécanisme de génération de masse devait briser cette symétrie.

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.

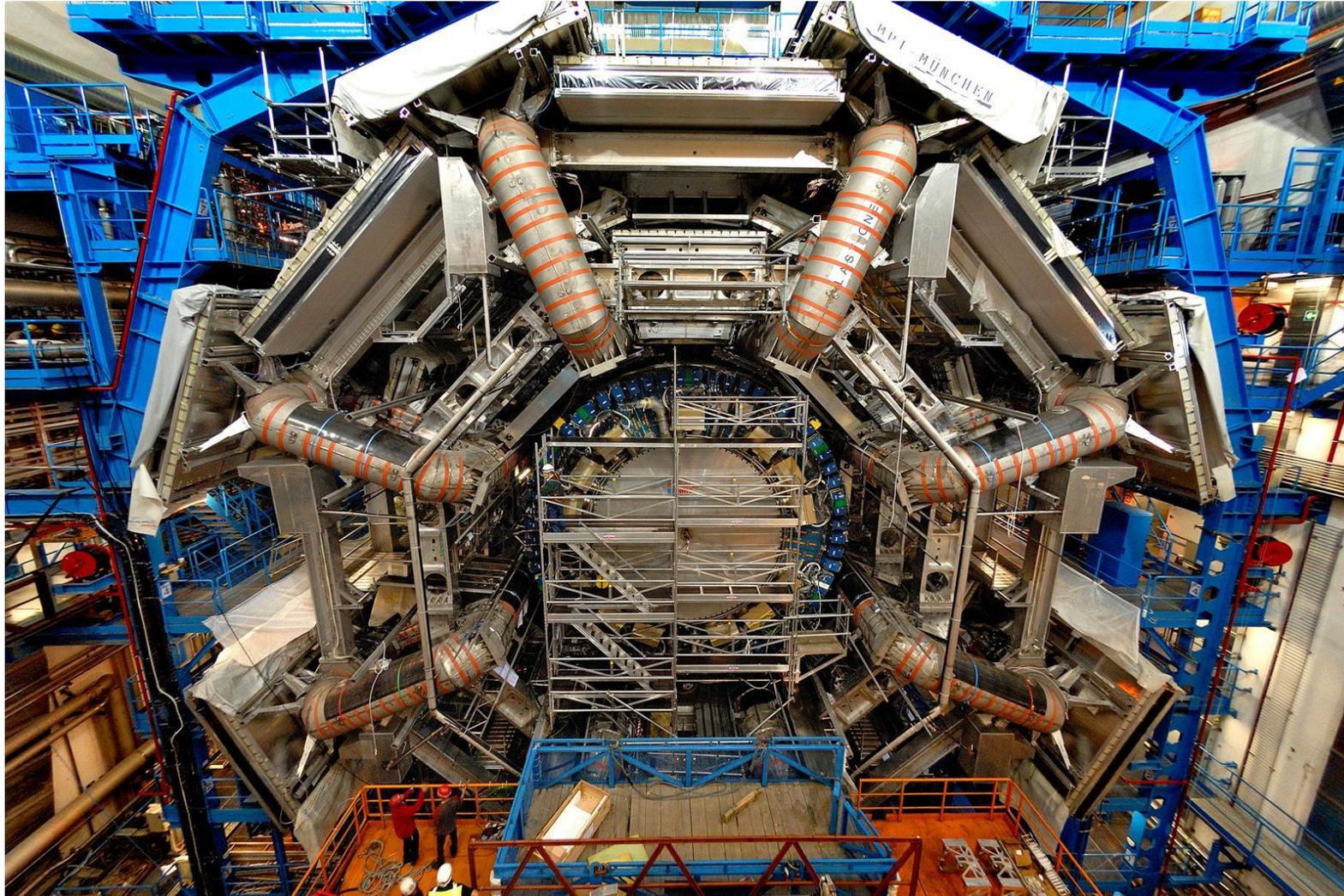


Le LHC



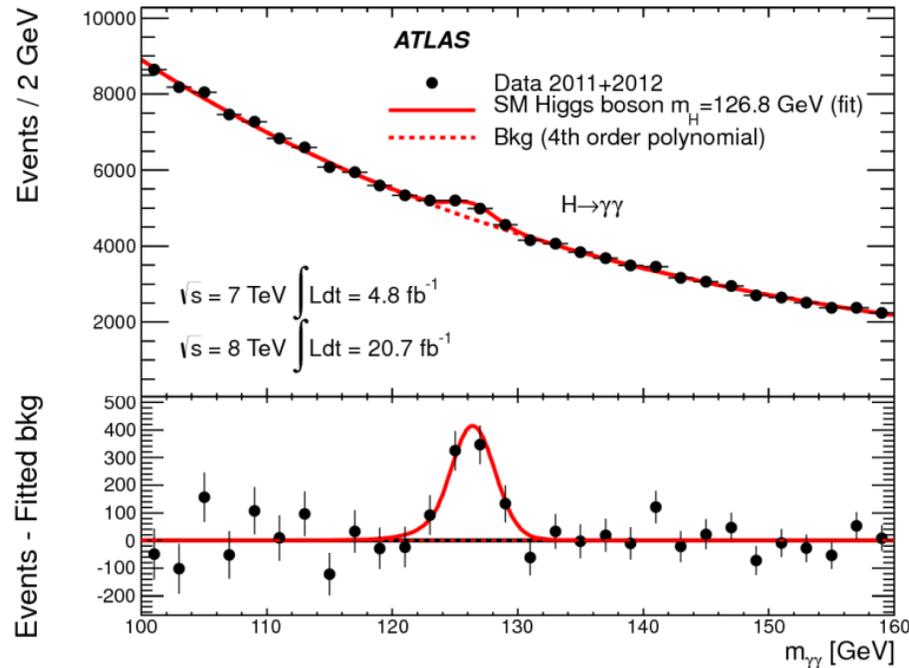


L'expérience ATLAS



H en $\gamma\gamma$

Les données en 2012 et 2013:



Excès autour de 125 GeV!

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

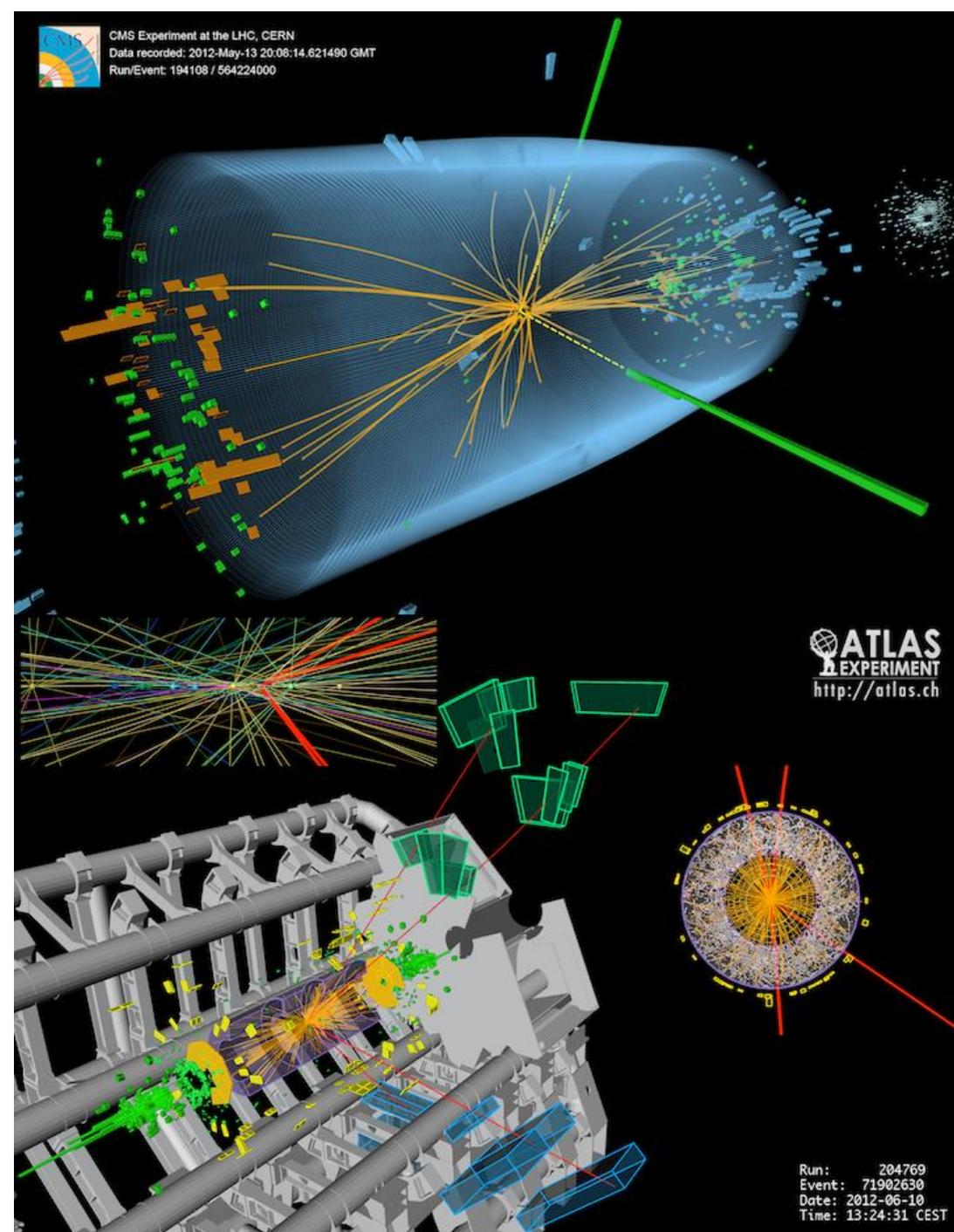
(~ 4.5 écarts standard ou
 4.5σ)

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





CMS Experiment at the LHC, CERN
Data recorded: 2012-May-13 20:08:14.621490 GMT
Run/Event: 194108 / 564224000



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

illustrationsOf.com/439307



Composite Higgs

©Ron Leishman * illustrationsOf.com/437971



Extra dimensions

Copyright © Ron Leishman * http://Vector.ro/734

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!