

# Introduction au mécanisme de Higgs

par **Bernard POURPRIX**  
Université de Lille - Sciences et technologies  
59655 Villeneuve-d'Ascq Cedex  
bernard.pourprix71@gmail.com

**L**E *BOSON de Higgs*, découvert expérimentalement en 2012, est une manifestation du champ de Higgs. Ce champ communique une masse aux particules élémentaires qui interagissent avec lui. Nous décrivons le mécanisme, briseur de symétrie et générateur de masse, proposé par Peter Higgs en 1964. Notre étude s'appuie sur celle que nous avons consacrée à Yoichiro Nambu, l'inventeur du concept de brisure spontanée de symétrie, dans un précédent numéro du *Bup* [1].

## 1. LE PROBLÈME DE LA MASSE DES PARTICULES ÉLÉMENTAIRES

Dès la fin des années 1920, des théoriciens tentent de décrire le monde de l'infiniment petit en termes de théorie quantique des champs, union de la mécanique quantique et de la relativité restreinte. Dans cette théorie, l'attention est portée d'abord sur des *champs*, pénétrant l'espace et constituant peut-être le niveau le plus fondamental de la réalité physique. La procédure de quantification conduit à une « discrétisation » des champs et à la définition de porteurs d'interactions nommés *particules*. Ainsi, les particules sont des conséquences secondaires ou dérivées des champs, ce sont des excitations ou vibrations localisées et quantifiées de champs sous-jacents. Les particules de matière sont des fermions (satisfaisant à la statistique de Fermi-Dirac), les particules d'interaction sont des bosons (statistique de Bose-Einstein). Une interaction entre particules de matière est décrite comme le résultat d'un échange de bosons entre ces particules.

Le modèle standard fournit une description



**Figure 1** - François Englert et Peter Higgs au CERN le 4 juillet 2012 lors de l'annonce de la découverte du boson de Higgs.

complète des trois interactions, électromagnétique, faible et forte, entre deux sortes de particules de matière, les quarks et les leptons (sans considérer l'interaction gravitationnelle, d'ailleurs négligeable à l'échelle des particules élémentaires). Les particules d'interaction, médiatrices ou vecteurs des interactions, appelées aussi particules de rayonnement, sont : les photons pour l'interaction électromagnétique, les bosons  $W^+$ ,  $W^-$  et  $Z^0$  pour l'interaction faible, les gluons pour l'interaction forte. Les particules d'interaction sont des bosons de spin 1, tandis que les particules de matière sont des fermions de spin<sup>(1)</sup> 1/2.

Le modèle standard procède de la théorie quantique des champs et repose donc, comme elle, sur le principe de symétrie. En vertu des symétries, les particules du modèle standard primitif sont *sans masse*. C'est vrai pour le photon, mais douteux pour les autres. Dès 1935, la théorie de Hideki Yukawa suggère que les particules médiatrices des interactions nucléaires, qui assurent la cohésion des protons et des neutrons dans le noyau, sont lourdes : ces forces sont à courte portée (courte distance), donc de courte durée de vie, donc grande masse selon la relation d'indétermination énergie-temps de Heisenberg. Ce qui n'empêche pas Chen Ning Yang et Robert Mills de proposer, en 1954, une théorie des forces nucléaires, dans laquelle des particules *sans masse* sont les vecteurs de l'interaction entre nucléons [2]. L'idée de Chen Ning Yang et Robert Mills, basée sur le principe d'invariance de jauge établi d'abord en électrodynamique, sera très utilisée en théorie des champs ; les termes génériques de *champ de Yang-Mills* et de *bosons de Yang-Mills* désigneront n'importe quel champ d'interaction et les bosons vecteurs correspondants.

En 1957, Julian Schwinger propose de traiter les interactions faible et électromagnétique comme des manifestations différentes de la même force. Un de ses élèves, Sheldon Glashow, construit en 1961 une théorie unifiée de ces interactions (qui deviendra la théorie électrofaible), mais la masse nulle des bosons vecteurs heurte le bon sens. On sait en effet, à la lumière des expériences de désintégration radioactive, que les bosons W et Z, bien qu'ils n'aient pas été directement observés à l'époque, doivent avoir une masse élevée.

## 2. L'INVENTION DE LA BRISURE SPONTANÉE DE SYMÉTRIE

Une solution possible au problème de la masse non nulle des bosons vecteurs d'interaction commence d'émerger en 1960 lorsque Yoichiro Nambu invente le concept de *brisure spontanée de symétrie* [1]. Plus précisément, sa reformulation de la théorie de Bardeen-Cooper-Schriffer (théorie BCS) de la supraconductivité en termes

---

(1) Le spin, propriété intrinsèque de la particule, sans équivalent classique, s'apparente à une sorte de rotation de la particule sur elle-même, comme le moment cinétique.

de théorie quantique des champs apparaît comme une première étape vers la formation du concept de brisure spontanée de symétrie (BSS). L'état non supraconducteur est un état symétrique. Le passage à l'état supraconducteur s'accompagne d'une BSS. Le système effectue un saut d'énergie  $\Delta$ , nommé *gap* ; il tombe dans son état de plus basse énergie, nommé état fondamental ou état de *vide*.

Dans une deuxième étape, en 1961, Yoichiro Nambu construit un modèle dynamique de particules élémentaires par analogie avec la théorie de la supraconductivité. Son idée maîtresse est que (la majeure partie de) la masse des nucléons émerge de l'énergie d'un champ fermionique primaire par le même mécanisme de BSS que l'apparition du *gap* d'énergie dans la théorie de la supraconductivité. S'il en est ainsi, la brisure spontanée de symétrie peut se produire dans un monde dépourvu de masse et générer la masse des particules massives.

On peut alors imaginer les premiers temps de l'Univers. À l'instant 0 du Big Bang, l'Univers est constitué exclusivement d'énergie et il est symétrique. À partir du Big Bang, sa température diminue à une vitesse vertigineuse. Il se produit une succession de BSS, donc de sauts d'énergie. L'énergie n'est pas perdue, elle est convertie en masse suivant la relation d'équivalence entre masse et énergie,  $E = mc^2$ . Ainsi émergent les particules massives.

Mais la théorie de Yoichiro Nambu fournit un autre résultat, bien embarrassant. En raison de la conservation de l'énergie, la BSS provoque, dans le système considéré, la formation d'*excitations collectives* qui tendent à restaurer localement la symétrie perdue – ainsi la symétrie n'est pas violée, mais seulement « cachée ». Les quanta de ces excitations collectives sont des *bosons scalaires sans masse*. En 1961, Jeffrey Goldstone montre qu'une brisure spontanée de symétrie entraîne toujours l'existence de bosons scalaires sans masse, qu'on appellera *bosons de Nambu-Goldstone* (bosons NG). Or, aucune expérience ne met en évidence les bosons NG prévus par le théorème de Goldstone. Alors, quel crédit peut-on accorder au mécanisme de BSS ? Les théoriciens se trouvent confrontés à une sérieuse difficulté.

### 3. L'OBSTACLE DES BOSONS DE NAMBU-GOLDSTONE SURMONTÉ

Philip Anderson, physicien de l'état solide, a précédé Yoichiro Nambu sur la voie de la brisure spontanée de symétrie [3]. À partir d'exemples puisés dans la physique établie, et notamment le phénomène de supraconductivité et la théorie du plasmon<sup>(2)</sup>, il acquiert la conviction que les bosons de Nambu-Goldstone ne sont pas toujours produits quand les symétries sont brisées spontanément.

(2) Les plasmons sont des quanta d'excitations collectives dans un gaz d'électrons libres.

Comment Philip Anderson explique-t-il l'effet Meissner, c'est-à-dire l'expulsion du champ magnétique de l'intérieur d'un supraconducteur ? Tout se passe comme si le photon acquérait une masse qui l'empêche de pénétrer le matériau. Dans l'espace libre, l'absence de masse du photon est garantie par le principe de symétrie. Dans le supraconducteur, la symétrie est obtenue grâce au comportement coopératif (condensation) des électrons groupés par deux (paires de Cooper). Cette idée de symétrie « cachée », Philip Anderson l'exprimera plus tard par une formule forte, « le gap est vide dans un vrai supraconducteur » : *« Un autre obstacle était la nécessité apparente d'autoriser un certain nombre de bosons de Goldstone dans la théorie, ce qui signifierait que la théorie serait pleine de bosons sans masse – qui n'existaient pas ! Quand j'ai entendu, en 1962, que les gens considéraient cela comme un véritable obstacle, j'ai envoyé un petit papier en disant : “Oubliez cela, le gap est vide dans un vrai supraconducteur !” . Le champ de jauge – les photons dans un supraconducteur – et le champ de matière – les bosons de Goldstone – se combinent et forment des bosons vecteurs massifs (plasmons pour les supraconducteurs, bosons W et Z pour les particules). »* [4].

En effet, en 1963, Philip Anderson suggère que l'explication de l'effet Meissner par la théorie du plasmon serait aussi valable dans le cas des bosons vecteurs d'interaction ou bosons de Yang-Mills [5]. De même que, dans un supraconducteur soumis à un champ magnétique, les phonons sans masse deviennent les composantes longitudinales des plasmons après interaction avec les photons, les bosons de Nambu-Goldstone deviennent les composantes longitudinales des bosons de Yang-Mills. Ainsi, les bosons de Nambu-Goldstone sans masse et les bosons vecteurs sans masse se combinent et deviennent des bosons vecteurs massifs. Les bosons de Nambu-Goldstone cessent d'exister comme particules indépendantes, ils deviennent un troisième degré de liberté des bosons vecteurs. Par un mécanisme qui reste à découvrir, les bosons de Yang-Mills « absorbent » les bosons de Nambu-Goldstone et acquièrent ainsi un degré de liberté longitudinal. Par suite, leur accélération dans le champ est diminuée, ce qui équivaut à l'acquisition d'une masse.

Cependant, l'explication de Philip Anderson est un simple argument d'analogie. Il manque une démonstration plus convaincante. Celle-ci est proposée l'année suivante, indépendamment et sous des formes différentes, par Robert Brout et François Englert, par Peter Higgs, par Gerald Guralnik, Carl Richard Hagen et Thomas Kibble [6]. Elle est connue sous le nom de mécanisme BEH (Brout, Englert, Higgs), ou simplement mécanisme de Higgs. Ce mécanisme est employé avec succès, pour la première fois, dans la théorie unifiée des interactions électromagnétique et faible que Steven Weinberg proposera en 1967. Il faudra attendre 1983 pour découvrir les bosons W et Z au CERN, l'Organisation européenne pour la recherche nucléaire.

Le mécanisme de Higgs est conçu à l'origine pour expliquer les masses des bosons

W et Z. Ensuite, on découvrira qu'il permet aussi d'expliquer l'origine de la masse<sup>(3)</sup> de toutes les particules élémentaires.

#### 4. CHAMP ET BOSON DE HIGGS

La vulgarisation du mécanisme de Higgs, générateur de masse, n'est pas chose aisée. Aussi se contente-t-on souvent d'évoquer le problème et on ne fait que mentionner le champ de Higgs et son quantum d'excitation, le boson de Higgs, qui parachève le modèle standard. Au reste, on pense communément que c'est le boson de Higgs qui donne la masse aux particules élémentaires. Or, plus exactement, c'est le champ de Higgs qui porte cette responsabilité.

Comme tout champ quantique, le champ de Higgs imprègne tout l'espace-temps. Les champs quantiques n'existent pas en totale séparation les uns des autres, ils peuvent interagir et se coupler les uns avec les autres. Le champ de Higgs a la propriété de donner de la masse aux champs qui peuvent se coupler à lui. Les particules massives, qui sont des excitations des champs se couplant au champ de Higgs, acquièrent leur masse en vertu du couplage entre lesdits champs. En somme, la masse d'une particule est le produit d'un coefficient de couplage par le champ de Higgs. La masse d'un photon est nulle, car le champ électromagnétique ne peut pas se coupler au champ de Higgs.

Le boson de Higgs a été découvert en 2012 dans le LHC (*Large Hadron Collider*), le Grand collisionneur de hadrons du CERN. Le LHC permet de reproduire, entre autres, les phénomènes qui accompagnent la brisure de symétrie électrofaible, et, plus généralement, ce qu'ont été les étapes primitives de l'histoire de l'Univers : une succession de brisures de symétrie qui libèrent les forces, à l'origine toutes mêlées. Dans l'Univers primordial, le champ de Higgs omniprésent a commencé à se manifester environ une picoseconde après le Big Bang, ce qui a conduit à la dissociation des interactions électromagnétique et faible, et aussi à l'acquisition de masse par la matière.

#### 5. LAGRANGIEN DU SYSTÈME CHAMP D'INTERACTION-CHAMP DE MATIÈRE

Dans ce qui suit, nous décrivons le mécanisme BEH tel que Higgs le conçoit en 1964. L'article que nous étudions est court (une page et demie), mais dense [7]. Sa compréhension fait appel aux notions que nous avons présentées dans notre article sur Yoichiro Nambu [1], et notamment symétrie, invariance de jauge comme principe dynamique fondamental, champ de jauge. En bibliographie, nous donnons une référence concernant le courant conservé ou courant de Noether associé à la symétrie [8], et une autre sur le formalisme de la théorie quantique des champs [9].

(3) Rappelons que la masse dont il est question dans notre article est purement inertielle et ne rend absolument pas compte de la gravitation.

L'approche de Higgs suppose que soit satisfaite une condition de couplage entre le champ d'interaction (champ vecteur de Yang-Mills) et le champ de matière (champ scalaire). L'importance de cette condition de couplage lui est inspirée par les travaux de Julian Schwinger qui, en 1962, a prétendu que l'invariance de jauge d'un champ vecteur couplé à un courant n'implique pas nécessairement une masse nulle pour une particule associée si le couplage entre le champ vecteur et le courant est suffisamment fort : *« L'exigence d'invariance de jauge pour un champ vectoriel couplé à un courant dynamique implique-t-elle l'existence d'une particule correspondante de masse zéro ? Bien que la réponse à cette question soit invariablement donnée par l'affirmative, l'auteur est devenu convaincu qu'il n'y a aucune telle implication nécessaire, une fois que l'hypothèse de couplage faible est retirée. Ainsi, le chemin vers une compréhension de la conservation de la charge nucléonique (baryonique) comme un aspect de l'invariance de jauge, en analogie stricte avec la charge électrique, peut être ouvert pour la première fois. »* [10].

Higgs se saisit aussitôt de la proposition de Julian Schwinger : *« Dans une récente note [11], on a montré que le théorème de Goldstone [...] est mis en échec si et seulement si les courants conservés associés au groupe interne sont couplés aux champs de jauge. Le but de la présente note est de signaler que, comme conséquence de ce couplage, les quanta de spin 1 de certains des champs de jauge acquièrent une masse ; les degrés de liberté longitudinaux de ces particules (qui seraient absents si leur masse était nulle) vont dans les bosons de Goldstone quand le couplage tend vers zéro. Ce phénomène est exactement l'analogue relativiste du phénomène de plasmon vers lequel Philip Anderson a attiré l'attention, à savoir que les excitations scalaires de masse zéro d'un gaz de Fermi supraconducteur neutre deviennent les modes de plasmon longitudinaux de masse finie quand le gaz est chargé. »* [7].

En théorie du champ, la condition de couplage champ vecteur-courant conservé peut être réalisée par la procédure de couplage minimal qui transforme un lagrangien de champ libre avec invariance de jauge globale (*i.e.* invariance sous un groupe continu de transformations de jauge globale) en un lagrangien avec invariance de jauge locale (*i.e.* invariance sous un groupe continu de transformations de jauge locale). Peter Higgs considère un modèle de jauge locale, de groupe de symétrie  $U(1)$  classique (*i.e.* non quantifié), où deux champs scalaires de fermions, notés  $\phi_1$  et  $\phi_2$ , et le champ vectoriel  $A_\mu$  des bosons médiateurs interagissent *via* le lagrangien :

$$\mathcal{L} = T - V = -\frac{1}{2} (\nabla_\mu \phi_1)^2 - \frac{1}{2} (\nabla_\mu \phi_2)^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - V(\phi_1^2 + \phi_2^2)$$

où  $\nabla_\mu \phi_1 = \partial_\mu \phi_1 - e A_\mu \phi_2$  ;  $\nabla_\mu \phi_2 = \partial_\mu \phi_2 + e A_\mu \phi_1$  ;  $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$  ;

$e$  est une constante de couplage sans dimension ;  $V$  désigne le potentiel.  $\mu$  et  $\nu$  sont des indices de Lorentz réalisant l'unification de l'espace et du temps selon la théorie de la relativité.  $\partial_\mu$  désigne le quadrivecteur gradient  $\partial/\partial x^\mu$ , avec  $x^\mu = (x^0, x^1, x^2, x^3) = (ct, x, y, z)$ . Les champs ne sont pas de simples fonctions des coordonnées d'espace-temps à valeurs numériques, mais des opérateurs agissant sur un état pour lui ajouter ou lui supprimer

une particule. On montre que  $\mathcal{L}$  peut s'écrire aussi :

$$\mathcal{L} = -(D_\mu \varphi)^* (D^\mu \varphi) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - V(\varphi^* \varphi)$$

$$\text{où } \varphi = \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}} \quad ; \quad \varphi^* = \frac{\phi_1 - i\phi_2}{\sqrt{2}}$$

et où  $D_\mu = (\partial_\mu + ieA_\mu)$  est la dérivée covariante.

Une autre façon de présenter les choses consiste à dire que  $\mathcal{L}$  s'obtient à partir du lagrangien du champ scalaire :

$$\mathcal{L}_S = -\partial_\mu \varphi \partial^\mu \varphi^* - V(\phi_1^2 + \phi_2^2)$$

par la procédure standard de couplage minimal selon laquelle le champ vecteur  $A_\mu$  est couplé au champ scalaire  $\varphi$  en remplaçant la dérivée partielle ordinaire  $\partial_\mu$  dans  $\mathcal{L}_S$  par la dérivée covariante  $D_\mu$ , et en ajoutant le terme  $\mathcal{L}_K = -(1/4) F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$  pour l'énergie cinétique du champ vecteur. On trouve ainsi que le lagrangien peut être écrit sous la forme de trois contributions,  $\mathcal{L} = \mathcal{L}_S + \mathcal{L}_K + \mathcal{L}_I$ . Le dernier terme, qui représente l'interaction ou couplage entre le champ vecteur et le champ scalaire, a pour expression :

$$\mathcal{L}_I = -eA^\mu J_\mu + e^2 A^\mu A_\mu \varphi \varphi^*$$

où  $J_\mu$  désigne le courant conservé du lagrangien  $\mathcal{L}$ . Ce courant conservé est le courant de Noether associé à la transformation de symétrie. Il a pour expression :

$$J_\mu = +i [\varphi (\partial_\mu \varphi^*) - \varphi^* (\partial_\mu \varphi)] + 2eA_\mu \varphi \varphi^*.$$

On peut vérifier que  $\mathcal{L}_S$  reste invariant sous la transformation de jauge globale U(1) du champ scalaire,  $\varphi \rightarrow \varphi' = e^{i\alpha} \varphi$ , et que  $\mathcal{L}$  reste invariant sous la transformation de jauge locale U(1) telle que :

$$\varphi \rightarrow \varphi' = e^{-i\alpha} \varphi \quad \text{et} \quad A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha.$$

où la fonction jauge  $\alpha$  est une fonction scalaire arbitraire des coordonnées d'espace et de temps. Ainsi, le lagrangien satisfait la condition de couplage entre le champ vecteur et le courant conservé, suggérée pour la première fois par Julian Schwinger, et que Peter Higgs considère comme essentielle pour que les bosons de jauge acquièrent une masse par brisure spontanée de symétrie sans destruction de l'invariance de jauge.

## 6. GÉNÉRATION D'UN CHAMP VECTORIEL MASSIF

Comment se représenter simplement une brisure spontanée de symétrie (BSS) ? Imaginons un système constitué d'une bille et d'un potentiel en forme de fond de bouteille ou de chapeau mexicain (cf. figure 2, page ci-après). Si la bille est placée sur le fond concave de la bouteille, la symétrie du système est satisfaite. Cependant, la bille ne peut pas y rester, elle tombe au vrai fond de la bouteille dans une position d'équilibre stable, mais la symétrie du système n'est plus satisfaite. Ce phénomène est appelé BSS.

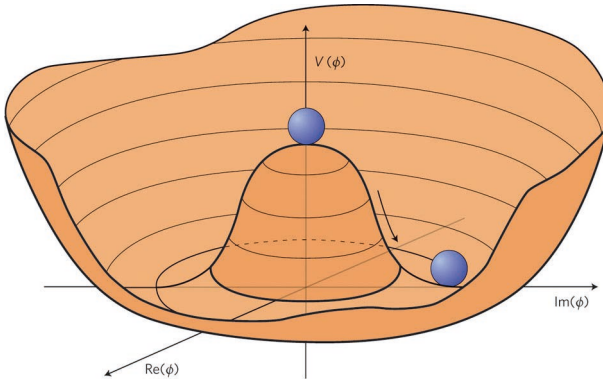


Figure 2 - Visualisation d'une brisure spontanée de symétrie.

Pour se faire une idée de la manière de prendre en compte une BSS, on peut, dans un premier temps, considérer le cas simple d'une particule (champ scalaire  $\phi$ , approximativement fonction d'onde complexe) soumise à un potentiel de la forme :  $V(|\phi|) = \alpha|\phi|^2 + \beta|\phi|^4$ . Si  $\alpha < 0$  et  $\beta > 0$ , on a deux *extrema* pour  $|\phi| = 0$  et  $\phi = |\phi_0|$ , avec  $|\phi_0|^2 = -\alpha/(2\beta)$ . Pour  $|\phi| = 0$ , la dérivée seconde vaut  $V''(0) = 2\alpha$ , valeur négative, correspondant à un maximum. Pour  $|\phi| = |\phi_0|$ , la dérivée seconde vaut  $V''(|\phi_0|) = -4\alpha$ , valeur positive, correspondant à un minimum. Le maximum pour  $|\phi| = 0$  n'est pas stable, une BSS se produit, le système tombe alors au vrai fond du puits de potentiel, appelé *vide*, situé en  $|\phi| = |\phi_0|$ . L'effet de la BSS s'évalue en exprimant le lagrangien pour des petits déplacements au voisinage du fond du puits. On applique alors l'équation d'Euler-Lagrange :

$$\partial_\mu \left( \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} = 0 \quad \text{avec} \quad \mu = ct, x, y, z$$

et on analyse les termes qui en découlent. Pour se familiariser avec ces mécanismes, on pourra se reporter à un cours universitaire [12].

Dans sa démonstration, Higgs suppose que le potentiel  $V$  – dont l'expression mathématique n'a pas à être précisée – est minimum pour les valeurs  $\phi_1(x) = 0$  et  $\phi_2(x) = \phi_0$  des champs scalaires : « Supposons que  $V'(\phi_0^2) = 0$ ,  $V''(\phi_0^2) > 0$  ; alors une brisure spontanée de la symétrie  $U(1)$  se produit. » Après BSS, l'invariance de jauge locale  $U(1)$  est maintenue dans le modèle. En utilisant le principe variationnel et en considérant seulement de petites variations des champs scalaires et du champ vecteur, Higgs déduit les équations de champ d'Euler-Lagrange :

$$\partial^\mu [\partial_\mu (\Delta\phi_1) - e\phi_0 A_\mu] = 0, \quad (1)$$

$$\partial_\nu F^{\mu\nu} = e\phi_0 [\partial^\mu (\Delta\phi_1) - e\phi_0 A^\mu], \quad (2)$$

$$[\partial^2 - 4\phi_0^2 V''(\phi_0^2)](\Delta\phi_2) = 0, \quad (3)$$

où  $\Delta\phi_1$  et  $\Delta\phi_2$  dénotent de petites variations des champs scalaires autour des valeurs de vide  $\phi_1(x)=0$  et  $\phi_2(x)=\phi_0$ , et où seuls les termes linéaires ont été gardés.

Les équations (1) et (2) peuvent être transformées par l'introduction de nouvelles variables  $B_\mu$  et  $G_{\mu\nu}$ . Le nouveau champ vecteur  $B_\mu$  est obtenu par une transformation de jauge locale sur  $A_\mu$  :

$$B_\mu = A_\mu - (e\phi_0)^{-1} \partial_\mu (\Delta\phi_1).$$

Quant à  $G_{\mu\nu}$ , son expression est :  $G_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu = F_{\mu\nu}$ .

Après introduction des nouvelles variables, les équations (1) et (2) deviennent :

$$\begin{aligned} \partial_\mu B^\mu &= 0, \\ \partial_\nu G^{\mu\nu} + e^2 \phi_0^2 B^\mu &= 0. \end{aligned}$$

Ces deux équations décrivent ensemble des *ondes vectorielles* dont les excitations ont une masse  $e\phi_0$ , ce qui indique que  $B_\mu$  est un champ vectoriel massif.

Peter Higgs fait remarquer que, « en l'absence de couplage ( $e=0$ ) du champ de jauge et du courant conservé, la situation est tout à fait différente : les équations (1) et (2) décrivent respectivement des bosons scalaires et vecteurs de masse nulle ». Alors, le champ  $\Delta\phi_1$ , par la présence duquel l'invariance de jauge locale U(1) est maintenue après BSS, devient le champ de Goldstone. Cela signifie que le champ de Goldstone se sépare du champ vectoriel et que ce dernier devient sans masse.

Par contre, s'il y a couplage, le champ  $\Delta\phi_1$  est transformé en l'état de polarisation longitudinale du champ vectoriel massif  $B_\mu$ , comme l'indique la présence du terme  $\partial_\mu (\Delta\phi_1)$  dans  $B_\mu$ . De la BSS de jauge locale, il résulte que le boson de Goldstone sans masse n'apparaît pas dans le spectre des particules de la théorie, tandis que le champ vectoriel  $B_\mu$  acquiert un état de polarisation longitudinale, et ainsi une masse, sans violer le principe de jauge. En langage imagé, le boson de Goldstone est « mangé » par un boson de jauge pour devenir un troisième état de polarisation, longitudinal, lui donnant ainsi une masse. Sur la base de ces résultats, Peter Higgs conclut que, « comme conséquence [du couplage entre les champs de jauge et les courants conservés associés au groupe interne], les quanta de spin 1 de certains des champs de jauge acquièrent une masse ; les degrés de liberté longitudinaux de ces particules (qui seraient absents si leur masse était nulle) vont dans les bosons de Goldstone quand le couplage tend vers zéro ».

## 7. LE BOSON DE HIGGS, SIGNATURE DU MÉCANISME DE GÉNÉRATION DE MASSE

L'article de Peter Higgs recèle un autre résultat majeur. Dans l'équation (3) figure le symbole  $\partial^2$  qui, pour Peter Higgs, signifie :

$$\partial^2 = \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} = \Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} = -\square,$$

où  $\Delta$  dénote le Laplacien et  $\square$  le d'Alembertien. L'équation (3) est donc l'équation de Klein-Gordon :

$$(\square + m^2)(\Delta\phi_2) = 0,$$

où

$$m = 2\phi_0 [V''(\phi_0^2)]^{1/2}.$$

Cette équation décrit des ondes scalaires<sup>(4)</sup> dont les excitations ont une masse  $m$ .

Ainsi est révélé un aspect important du mécanisme de Higgs de génération de masse : il apporte dans la théorie un boson scalaire massif, de masse  $m$ . Plus précisément, le mécanisme de Higgs permet de se débarrasser des bosons de Nambu-Goldstone indésirables, mais il le fait en invoquant un champ scalaire inconnu, appelé plus tard champ de Higgs, et un boson scalaire massif associé, appelé plus tard boson de Higgs.

On peut s'étonner, aujourd'hui, du peu de place et d'importance que Higgs accorde ici à la découverte de ce boson qui le rendra célèbre. En fait, cette partie de l'article est un élément ajouté à l'original, comme son auteur le dira par la suite : « Malheureusement, mon second article court fut rejeté par *Physics Letters*. (Il me fut dit plus tard par un collègue qui a été au CERN quand je fus reçu par l'éditeur local que ceux qui le lurent pensèrent qu'il ne relevait pas de la physique des particules.) Ce fut au cours de la révision de cet article rejeté, avant de le soumettre à *Physical Review Letters*, que j'ajoutai un paragraphe attirant l'attention vers certaines signatures caractéristiques des théories de jauge brisée spontanément. En particulier, je soulignai qu'il y a toujours des excitations scalaires massives, qui subsistent après que les modes de Goldstone du multiplet scalaire de brisure de symétrie se sont combinés avec certains champs de jauge pour fournir les composantes longitudinales des bosons vecteurs massifs. Ces excitations scalaires sont aujourd'hui connues sous le nom de bosons de Higgs. » [13].

Et Peter Higgs poursuit : « Mon article révisé fut accepté par *Physical Review Letters*, mais le referee attira mon attention sur un article qui avait été reçu un mois plus tôt. C'était l'article d'Englert et Brout (basé sur une recherche qui avait précédé la mienne), qui discutait le "mécanisme de Higgs" dans une plus grande généralité que je ne l'avais fait. Nos articles étaient en quelque sorte complémentaires : Englert et Brout avaient étudié l'approximation de l'arbre pour le propagateur de champ vectoriel dans les théories de jauge brisées spontanément par les méthodes de diagramme de Feynman, alors que j'étais parti de la théorie classique du champ lagrangien. » [13]. Toutefois, Peter Higgs est le premier à avoir avancé sans équivoque la prédiction que l'une des conséquences du mécanisme de génération de masse est un boson scalaire massif, qui sera appelé boson de Higgs. Ce caractère essentiel du mécanisme n'est pas signalé dans l'article de François Englert et Robert Brout [14].

Aujourd'hui, on utilise couramment la figure 2 (cf. page précédente) pour donner

(4) Une onde scalaire est une onde longitudinale, c'est-à-dire que les forces du champ ont la même direction que l'onde, comme par exemple la compression d'un ressort.

une explication imagée du mécanisme de Higgs [15]. La BSS de jauge associée avec le boson vecteur sans masse de spin 1 (boson de jauge) se fait *via* un condensat dans le *vide* considéré comme étant un champ scalaire élémentaire (champ de Higgs). Le *vide*, c'est-à-dire l'état d'énergie la plus basse, est représenté par le cercle correspondant tout au fond du chapeau. Dans une symétrie globale, les mouvements sur ce cercle correspondent à ceux d'un boson de Goldstone (masse 0, spin 0). Dans le mécanisme de Higgs, ce boson se combine avec un boson vecteur sans masse de spin 1 pour produire un boson vecteur massif de spin 1. Le boson de Higgs est une particule massive de spin 0 correspondant aux *fluctuations quantiques* dans la direction radiale, oscillant entre le centre et le côté du chapeau dans la direction de la flèche.

L'explication précédente est sous-tendue par deux idées : le champ de Higgs est la cause de la BSS, et ce champ est fondamental (au sens de la théorie quantique des champs). Lorsque l'Univers venait de naître, sa densité d'énergie était supérieure à l'énergie associée à la *valeur d'espérance du vide* (*vacuum expectation value*) du champ de Higgs. Alors, les symétries du modèle standard tenaient bon et permettaient aux particules élémentaires d'être sans masse. Une picoseconde après le Big Bang, la densité d'énergie est tombée en dessous de la valeur d'espérance du champ de Higgs. Cela a entraîné la rupture des symétries et la plupart des particules ont acquis une masse.

Cette explication est communément admise aujourd'hui, mais il n'en a pas toujours été ainsi. Longtemps, le mécanisme de Higgs et son boson ont laissé sceptiques nombre de théoriciens. Certains, parmi les sceptiques, ont fait la distinction entre le mécanisme et le boson de Higgs. Pour eux, le mécanisme faisait référence au seul processus de BSS, lequel suppose l'existence d'un paramètre d'ordre nul dans la phase symétrique et non nul dans la phase non symétrique. Ils acceptaient que le champ de Higgs soit ce paramètre d'ordre sans pour autant considérer ce champ comme fondamental, élémentaire. C'est surtout cette dernière étape, de nature purement spéculative, que beaucoup refusaient de franchir. On trouvera un panorama des critiques soulevées au sujet du boson de Higgs dans une étude récente sur les diverses contributions de la communauté des physiciens-théoriciens à l'hypothèse du boson de Higgs et à sa découverte ultérieure par les collaborations ATLAS et CMS auprès du LHC [16].

## BIBLIOGRAPHIE ET NETOGRAPHIE

- [1] B. Pourprix, « Yoichiro Nambu ou l'invention de la brisure spontanée de symétrie : de la supraconductivité à la physique des particules », *Bull. Un. Prof. Phys. Chim.*, vol. 118, n° 1065, p. 511-521, juin 2024.
- [2] C.N. Yang and R.L. Mills, "Conservation of isotopic spin and isotopic gauge invariance", *Physical Review*, vol. 96, n° 1, p. 191-195, October 1954.

- [3] P.W. Anderson, “Coherent excited states in the theory of superconductivity : gauge invariance and the Meissner effect”, *Physical Review*, vol. 110, n° 4, p. 827-835, May 1958.
- [4] P.W. Anderson, “Higgs, Anderson and all that”, *Nature Physics*, vol. 11, n° 2, p. 93, February 2015.
- [5] P.W. Anderson, “Plasmons, gauge invariance, and mass”, *Physical Review*, vol. 130, n° 1, p. 439-442, April 1963.
- [6] K. Karaca, “The construction of the Higgs mechanism and the emergence of the electroweak theory”, *Studies in History and Philosophy of Modern Physics*, vol. 44, n° 1, p. 1-16, February 2013.
- [7] P.W. Higgs, “Broken symmetries and the masses of gauge bosons”, *Physical Review Letters*, vol. 13, n° 16, p. 508-509, October 1964.
- [8] Y. Kosmann-Schwarzbach, avec la collaboration de Laurent Meersseman, *Les théorèmes de Noether : invariance et lois de conservation au xx<sup>e</sup> siècle*, Les Éditions de l'École polytechnique, 2004.
- [9] S. Teber, « Introduction à la théorie quantique des champs », Cours de Sorbonne Université. Disponible à l'adresse : [https://www.lpthe.jussieu.fr/~teber/Teaching/poly\\_TQC\\_part.pdf](https://www.lpthe.jussieu.fr/~teber/Teaching/poly_TQC_part.pdf)  
page consultée le 31 mars 2026.
- [10] J. Schwinger, “Gauge invariance and mass”, *Physical Review*, vol. 125, n° 1, p. 397-398, January 1962.
- [11] P.W. Higgs, “Broken symmetries, massless particles and gauge fields”, *Physics Letters*, vol. 12, n° 2, p. 132-133, September 1964.
- [12] E. Khan, « Notions sur le modèle standard : du lagrangien au mécanisme de Higgs », Cours de l'Université Paris Sud, 2015. Disponible à l'adresse : <https://theorie.ijclab.in2p3.fr/wp-content/uploads/sites/32/2022/01/ijclab-cnrs-khan-cours-msethiggs-2018.pdf>  
page consultée le 30 mars 2025.
- [13] P.W. Higgs, “Prehistory of the Higgs boson”, *Science Direct, Comptes Rendus Physique*, vol. 8, n° 9, p. 970-972, November 2007.
- [14] F. Englert and R. Brout, “Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons”, *Physical Review Letters*, vol. 13, n° 9, p. 321-323, August 1964.
- [15] L. Alvarez-Gaumé and J. Ellis, “Eyes on a prize particle”, *Nature Physics*, vol. 7, n° 1, p. 2-3, January 2011.

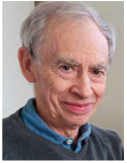
- [16] J.D. Wells, “Beyond the hypothesis : Theory’s role in the genesis, opposition, and pursuit of the Higgs boson”, *Studies in History and Philosophy of Modern Physics*, vol. 62, p. 36-44, May 2018.

### Complément de l'article

*Cet article comporte un complément nommé :*

- ◆ *Article original de Peter Higgs (1964).pdf*

*Il est disponible sur le site de l'UdPPC sous la forme d'un fichier zippé 10840373.*



#### **Bernard POURPRIX**

*Professeur honoraire*

*Physicien et historien des sciences*

Université Lille

Sciences et technologies

Villeneuve-d'Ascq (Nord)