# Journées de Rencontre Jeunes Chercheurs 2007

—

## Session Modèle Standard Electrofaible

—

## INTRODUCTION

Samuel Friot

Institut de Physique Nucléaire d'Orsay
Université Paris Sud-11

Manoir de la Vicomté, Dinard
9-15 décembre 2007

# Plan

# Sous-Session MS1: autour du LHC

Large Hadron Collider: accélérateur proton-proton (CERN)

ATLAS

- Dimitri Varouchas
- Georges Aad
- Pietro Cavalleri

LHCb

- Yasmine Amhis
- Stéphane Poss

# Sous-Session MS2: PEP II- BaBar

PEPII: accélérateur électron-positron (SLAC)

BaBar

- Introduction
- Alejandro Perez
- Loic Esteve
- Joao Firmino da Costa
- Xavier Prudent

# Sous-Session MS3: Tevatron, ILC et Hera

Tevatron : accélérateur proton-antiproton (Fermilab)

- Jérémie Lellouch

ILC : International Linear Collider, accélérateur électron-positron

- Marcel Reinhard

Hera: accélérateur électron-proton (DESY)

- Tran Trong Hieu

# Brisure spontanée de symétrie de jauge et mécanisme de Higgs

Les interactions faibles et électromagnétiques peuvent être unifiées.

$\rightarrow$ théorie de jauge $SU(2) \times U(1)$ renormalisable

Contrairement au photon, les bosons vecteurs de jauge faibles $W^+, W^-$ et $Z^0$ sont massifs.

Or l'insertion d'un terme de masse pour les vecteurs brise l'invariance de jauge et rend la théorie non-renormalisable.

**Comment générer des masses aux champs de jauge?**

$\rightarrow$ **En brisant *spontanément* la symétrie de jauge**

(On se restreindra à une discussion au niveau classique)

Une brisure *spontanée* de la symétrie de jauge via l'introduction de champs scalaires (et du potentiel correspondant adéquat, choisi de façon à induire une dégéneresence du vide) permet de générer, après choix d'un vide, des masses aux bosons de jauge en conservant la symétrie de jauge au niveau du lagrangien, et la renormalisabilité

→ Apparition de bosons scalaires non-massifs et non-physiques (dont le nombre correspond au nombre de champs de jauge que l'on veut rendre massifs), dits de Goldstone, qui peuvent être réabsorbés, après génération des masses. Ceci donne naissance à une troisième composante de polarisation pour chacun des champs de jauge qui jusqu'ici n'en possédaient que deux. Ce mécanisme (de Higgs) est équivalent à un choix de jauge particulier: la jauge unitaire

Dans le cas électrofaible, on introduit un doublet de champs scalaires complexes donc quatre degrés de liberté. Trois d'entre eux donnent naissance à trois bosons de Goldstone, qui générent des masses aux $W^+, W^-$ et $Z_0$, et sont réabsorbés. Il reste cependant un scalaire massif, le boson de Higgs (qui correspond au quatrième degré de liberté)

# • Un exemple abélien

Considérons le lagrangien d'un champ scalaire complexe couplé à un champ électromagnétique (et à lui-même via le potentiel $V$)

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^2 + |D_\mu\phi|^2 - V(\phi)$$

où $D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu$ et $V(\phi) = -\mu^2\phi^*\phi + \frac{\lambda}{2}(\phi^*\phi)^2$ (avec $\mu^2, \lambda > 0$)

Ce lagrangien est invariant sous la symétrie de jauge $U(1)$

$$\phi(x) \to e^{i\alpha(x)}\phi(x) \qquad A_\mu(x) \to A_\mu(x) - \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x)$$

Le minimum du potentiel fournit l'état fondamental (vide). Ici, on a une infinité de minima donnés par l'équation du cercle $\phi^*\phi = \mu^2/\lambda$

Un choix de vide possible est donné par $\Re\phi = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}} \doteq \phi_0$ et $\Im\phi = 0$

On peut alors définir $\phi_1(x)$ et $\phi_2(x)$ tels que $\phi(x) \doteq \phi_0 + \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1(x) + i\phi_2(x))$ et réécrire le lagrangien en terme de ces nouveaux champs

On obtient
$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi_1)^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi_2)^2 + \sqrt{2}e\phi_0 A_\mu\partial^\mu\phi_2 + e^2\phi_0^2 A_\mu A^\mu + ... + \frac{1}{2\lambda}\mu^4 + \mu^2\phi_1^2 + ...$

$\rightarrow$ Le boson vecteur de jauge (photon) acquiert ainsi une masse $m \doteq 2e^2\phi_0^2$. Par ailleurs $\phi_2$ est le boson de Goldstone (il n'apparaît pas de terme en $\phi_2^2$ dans le lagrangien) alors que $\phi_1$ est massif. Le Goldstone disparaît de la partie quadratique (en $A_\mu$ et $\phi_2$) de ce lagrangien, absorbé par le champ de jauge via la relation de diagonalisation $B_\mu = A_\mu + \lambda\partial_\mu\phi_2/(e\mu^2)$

Pour éliminer complétement le Goldstone du lagrangien, il aurait été plus approprié d'utiliser une paramétrisation exponentielle du champ complexe $\phi$ au début du calcul:
$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\sqrt{2}\phi_0 + \rho(x))e^{-i\frac{\theta(x)}{\sqrt{2}\phi_0}}$

On aurait alors pu choisir $\alpha(x)$ tel que la transformation de jauge induite implique que $\Im\phi(x)$ devient nulle, ainsi qu'une relation similaire à la relation de diagonalisation (choix de jauge unitaire). On serait alors tombé sur
$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^2 + (\partial_\mu\phi')^2 + e^2\phi'^2 A_\mu A^\mu + \mu^2\phi'^2 - \frac{\lambda}{2}\phi'^4$
où $\phi'(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\sqrt{2}\phi_0 + \rho(x))$. On voit clairement qu'il n'y a pas de boson de Goldstone dans ce lagrangien, que le terme de masse du photon est présent et qu'il reste un scalaire massif (boson de Higgs).

- Le cas électrofaible

Ici la symétrie de jauge à briser est $SU(2)$, on introduit donc un doublet de scalaires complexes $\Phi = (\phi^+, \phi^0)^t$
La dérivée covariante devient
$D_\mu \Phi = \left(\partial_\mu - igA^a_\mu \tau_a - i\frac{1}{2}g' B_\mu\right)\Phi.$
On peut choisir le minimum du potentiel pour $\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(0\ v)^t$. On utilise ensuite comme pour le cas abélien une paramétrisation exponentielle des champs scalaires, ainsi que la jauge unitaire pour se débarasser des Goldstone
A partir de certains termes du carré de la dérivée covariante on trouve alors
$\frac{1}{2}(0\ v)\left(gA^a_\mu \tau_a + i\frac{1}{2}g' B_\mu\right)\left(gA^{a\mu}\tau_a + i\frac{1}{2}g' B^\mu\right)(0\ v)^t$
On obtient
$\mathcal{L}_{mass} = \frac{1}{2}\frac{v^2}{4}\left[g^2(A^1_\mu)^2 + g^2(A^2_\mu)^2 + (-gA^3_\mu + g' B_\mu)^2\right],$
que l'on peut réécrire
$\mathcal{L}_{mass} = m_W^2 W^+_\mu W^{\mu-} + m_Z^2 (Z^0_\mu)^2$
avec $W^\pm_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}}(A^1_\mu \mp iA^2_\mu)$ et $m_W = g\frac{v}{2}$
et $Z^0_\mu = \frac{1}{\sqrt{g^2+g'^2}}(gA^3_\mu - g' B_\mu)$ et $m_Z = \sqrt{g^2+g'^2}\frac{v}{2}$
Le photon $A_\mu = \frac{1}{\sqrt{g^2+g'^2}}(g' A^3_\mu - gB_\mu)$ reste sans masse
Il ne reste ensuite qu'un seul scalaire physique, associé à la partie réélle de $\phi^0$: le boson de Higgs.