

Comprendre l'infiniment petit (3)

Sébastien Descotes-Genon

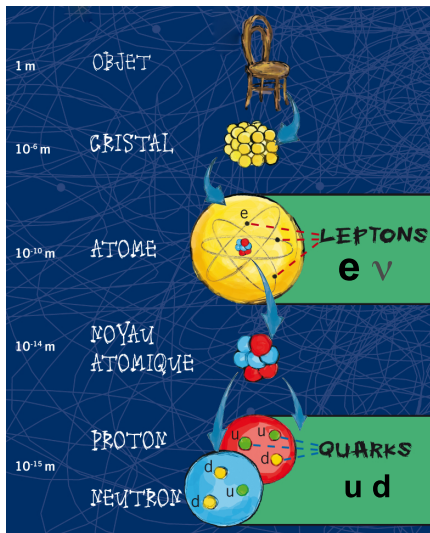
`descotes@th.u-psud.fr`

Laboratoire de Physique Théorique
CNRS & Université Paris-Sud 11, 91405 Orsay, France

Orsay, 17 juillet 2013



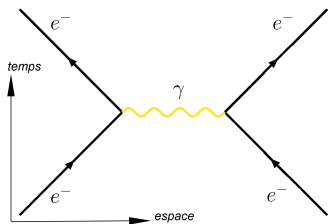
Les briques de l'infiniment petit



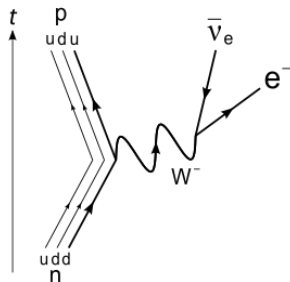
	I	II	III		
Quarks	u	c	t	γ	H Higgs
	d	s	b	g	
Leptons	ν_e	ν_μ	ν_τ	Z	Forces
	e	μ	τ	W	

3 générations

Interaction électromagnétique, interaction faible



- Portée infinie
- Interaction à distance, capable de créer états liés
- ... via un photon virtuel
- Médiateur de masse nulle (stable), neutre élect.



- Portée très courte
- Désintégration, en particulier désintégration β
- ... via un boson W^\pm virtuel
- Médiateur lourd (instable), chargé électriquement

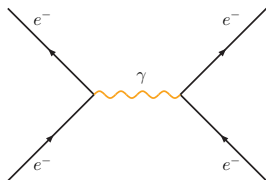
Les symétries

	<i>Noether</i>		<i>Jauge</i>	
Conservation d'une quantité	\leftrightarrow	Symétrie	\leftrightarrow	Boson de spin 1 et interactions

Les symétries

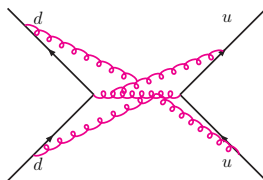
	<i>Noether</i>		<i>Jauge</i>	
Conservation d'une quantité	\leftrightarrow	Symétrie	\leftrightarrow	Boson de spin 1 et interactions

Electromagnétisme
Charge électrique
Redéfinition de phase
Photon (neutre électr.)



$V(r) \sim 1/r$ (atomes)

Interaction forte
Couleur
Redéfinition de couleur
Gluons (colorés)

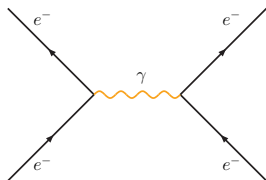


$V(r) \sim r$ (quark confinés)

Les symétries

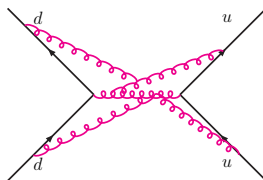
	<i>Noether</i>		<i>Jauge</i>	
Conservation d'une quantité	\leftrightarrow	Symétrie	\leftrightarrow	Boson de spin 1 et interactions

Electromagnétisme
Charge électrique
Redéfinition de phase
Photon (neutre électr.)



$V(r) \sim 1/r$ (atomes)

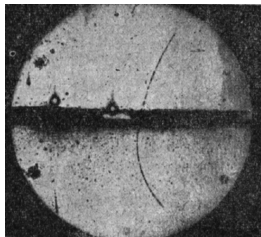
Interaction forte
Couleur
Redéfinition de couleur
Gluons (colorés)



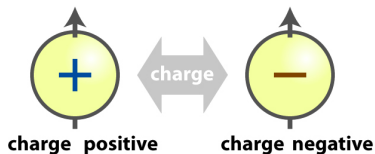
$V(r) \sim r$ (quark confinés)

Quid de l'interaction faible ?

Conjugaison de charge et parité

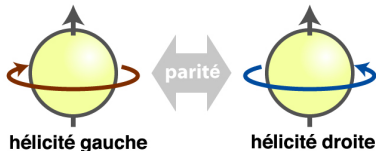


Conjugaison de charge C
particules \leftrightarrow antiparticules
(\sim conjugaison complexe)



Parité P

$$x \rightarrow -x, y \rightarrow -y, z \rightarrow -z$$



Symétries obéies par QED et QCD !

L'expérience de Mme Wu

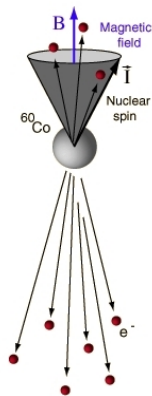


1956, Mme Wu (Berkeley)

Désintégration β du cobalt



émet e^{-} préférentiellement dans la direction opposée à celle du spin



L'expérience de Mme Wu

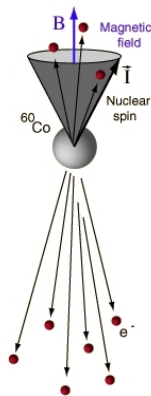


1956, Mme Wu (Berkeley)

Désintégration β du cobalt



émet e^{-} préférentiellement dans la direction opposée à celle du spin



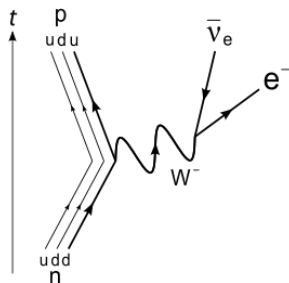
P reverse l'impulsion d' e^{-} mais pas le spin du noyau (pseudovect)
 \implies si P était une bonne symétrie, l'émission devrait être isotrope !

Des investigations plus poussées montrent que
l'interaction faible ne respecte ni P ni C

Quelques observations

Processus faibles chargés

- Changent le type de quark en jeu (saveur) $d \rightarrow ue^- \bar{\nu}_e$
- Médiateur chargé W^\pm
- Ne satisfait pas P : seulement des fermions gauches

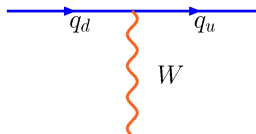
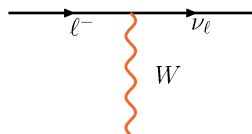
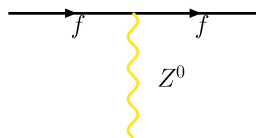
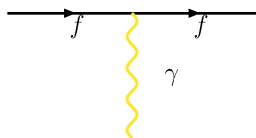


Processus faibles neutres

- $\nu_\mu(p) + N(q) \rightarrow \nu_\mu(p') + N(q')$
- Médiateur neutre Z^0
- Pas de changement du type de quark

Une théorie des interactions faibles ?

Quelques interactions des bosons faibles



- Photon inclus car bosons W^\pm chargés électriquement
- Des interactions neutres (photon, Z^0)
- Des interactions chargées (W^\pm)
- Faisant intervenir à la fois les quarks et les leptons
(y compris les neutrinos !)

Une idée à moitié bonne

	I	II	III	
Quarks	u	c	t	γ
	d	s	b	g
Leptons	ν_e	ν_μ	ν_τ	Z
	e	μ	τ	W

3 générations

Forces

- Séparer hélicités [chiralités] gauche et droite
- Mettre les gauches en doublets (\sim isospin généralisé)

$$\psi_L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, \\ \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$$

- Eq. de Dirac libre inv. sous $\psi_L \rightarrow U_L \psi_L$, $\psi_R \rightarrow \psi_R$
- Promue en transformation locale, avec dérivées covariantes

$$D_\mu \psi_L = (\partial_\mu - ig_W \vec{W}_\mu \vec{\sigma}) \psi_L \rightarrow U_L(x) D_\mu \psi_L, \quad D_\mu \psi_R = \partial_\mu \psi_R \rightarrow D_\mu \psi_R$$

- W^μ correspond aux **bosons de l'interaction faible**
- Qui couplent aux **fermions gauches**

Une idée à moitié mauvaise aussi

- Equation de Dirac libre couple gauche et droite via **la masse**

$$(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi = 0 \implies \begin{cases} i\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi_L - m\psi_R = 0 & \bar{\sigma}^\mu = (1, -\vec{\sigma}) \\ i\sigma^\mu\partial_\mu\psi_R - m\psi_L = 0 & \sigma^\mu = (1, \vec{\sigma}) \end{cases}$$

avec les matrices de Pauli σ^j

invariante sous $\psi_L \rightarrow U_L\psi_L, \psi_R \rightarrow \psi_R$ seulement si $m = 0$

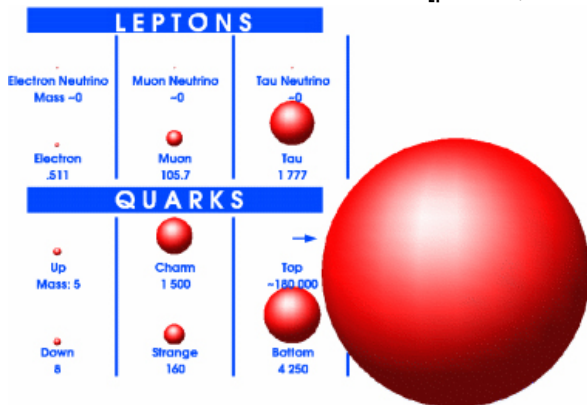
- Symétrie de jauge: bosons médiateurs de **masse nulle**
(e.g. photon), donc forcément de portée infinie !

Une théorie de l'interaction faible parfaite...
pour des fermions et des bosons de masse nulle !

Et de la masse, il y en a...

- Masses des fermions très différentes (et pas négligeables !)
- $M_W = 80.4 \text{ GeV}$, $M_Z = 91.2 \text{ GeV}$, $M_\gamma = M_g = 0$

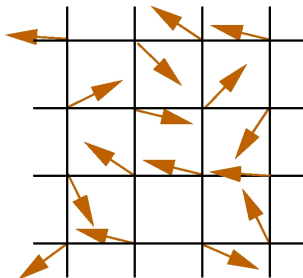
[proton, neutron $\simeq 1 \text{ GeV}$]



- Symétries essentielles pour bâtir les termes d'interactions
- Mais trop "puissantes" vis à vis des états physiques

Une analogie de la matière condensée

Un aimant (ferromagnétique) au-dessus de la température de Curie

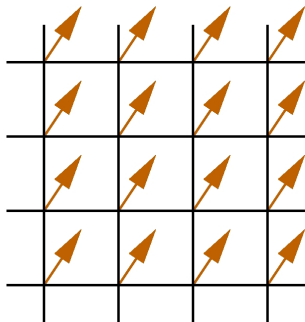


Interaction entre deux spins $\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$
invariant sous des rotations

Pas d'ordre ni de direction privilégiée

Brisure spontanée de symétrie

En-dessous de la temp. de Curie: aimantation spontanée $\langle \sum_j \vec{S}_j \rangle \neq \vec{0}$



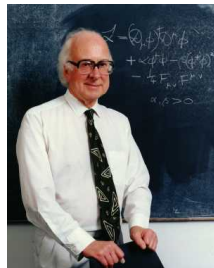
Direction privilégiée pour les états mais pas pour les interactions

Brisure spontanée de symétrie

Symétrie des interactions n'est pas explicite au niveau des états

Retour à la physique des particules

- Application de cette idée pour l'interaction faible proposée par Peter Higgs en 1962
- Mais aussi par R. Brout + F. Englert et G. Guralnik + C.R. Hagen + T. Kibble



- Un champ de Higgs
- Reponsable de la brisure de la symétrie électrofaible
- Juste assez pour réintroduire les masses

Des fermions massifs

Equation de Dirac sans masse mais avec **interaction avec ϕ de spin 0**

$$\begin{cases} i\bar{\sigma}^\mu D_\mu \psi_L - \lambda \phi \psi_R = 0 \\ i\sigma^\mu D_\mu \psi_R - \lambda \tilde{\phi} \psi_L = 0 \end{cases} \quad \begin{aligned} \bar{\sigma}^\mu &= (1, -\vec{\sigma}) \\ \sigma^\mu &= (1, \vec{\sigma}) \end{aligned}$$

avec les matrices de Pauli σ^i

est donc invariante sous $\psi_L \rightarrow U_L \psi_L$, $\psi_R \rightarrow \psi_R$
et $\phi \rightarrow U_L \phi$, $\tilde{\phi} = f(\phi) \rightarrow \tilde{\phi} U_L^\dagger$

Des fermions massifs

Equation de Dirac sans masse mais avec **interaction avec ϕ de spin 0**

$$\begin{cases} i\bar{\sigma}^\mu D_\mu \psi_L - \lambda \phi \psi_R = 0 \\ i\sigma^\mu D_\mu \psi_R - \lambda \tilde{\phi} \psi_L = 0 \end{cases} \quad \begin{aligned} \bar{\sigma}^\mu &= (1, -\vec{\sigma}) \\ \sigma^\mu &= (1, \vec{\sigma}) \end{aligned}$$

avec les matrices de Pauli σ^i

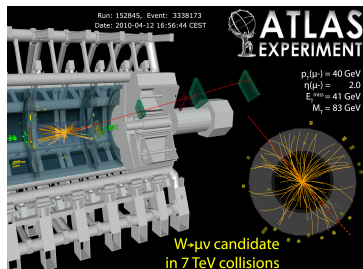
est donc invariante sous $\psi_L \rightarrow U_L \psi_L$, $\psi_R \rightarrow \psi_R$
et $\phi \rightarrow U_L \phi$, $\tilde{\phi} = f(\phi) \rightarrow \tilde{\phi} U_L^\dagger$

- Higgs ϕ responsable brisure de symétrie électrofaible (au niveau des états)
- Couplage \equiv terme de masse, d'autant plus fort que le fermion est lourd (t et b !)
- Analogie: propag. lumière dans un milieu
 - $c_{\text{milieu}} \neq c_{\text{vide}}$ (indice de réfraction)
 - pourtant équations relativistes (Maxwell)
 - interaction de la lumière avec environnement lors de la propagation

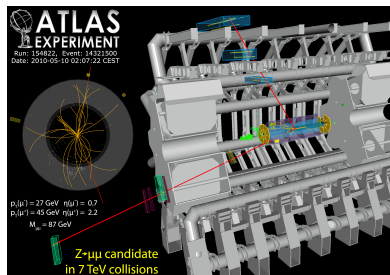


Des bosons de jauge massifs

- W et Z bosons médiateurs, sans masse, avec 2 polarisations
- ϕ fournit à chacun une polarisation supplémentaire
- ... ce qui permet d'avoir W et Z massifs
- reste un degré de liberté, le boson de Higgs



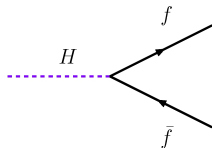
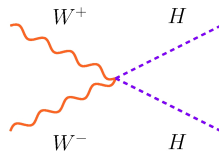
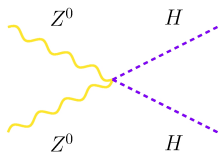
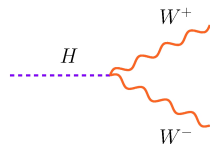
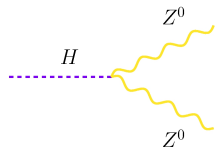
$$W \rightarrow \mu\nu$$



$$Z \rightarrow \mu\mu$$

Mécanisme de Higgs (W, Z récupérant une polarisation)
 \neq Boson Higgs (ce qui reste ensuite)

Quelques interactions du Higgs

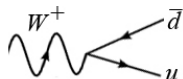


Un drôle de mélange



$$Z^0 \rightarrow u\bar{u}, c\bar{c}, t\bar{t}$$

$$Z^0 \rightarrow d\bar{d}, s\bar{s}, b\bar{b}$$



$$W^+ \rightarrow u\bar{d}, c\bar{s}, t\bar{b}$$

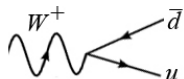
	I	II	III	
Quarks	u	c	t	γ
	d	s	b	g
Leptons	ν_e	ν_μ	ν_τ	Z
	e	μ	τ	W
3 générations				Forces

Un drôle de mélange



$$Z^0 \rightarrow u\bar{u}, c\bar{c}, t\bar{t}$$

$$Z^0 \rightarrow d\bar{d}, s\bar{s}, b\bar{b}$$



$$W^+ \rightarrow u\bar{d}, c\bar{s}, t\bar{b}$$

	I	II	III	
Quarks	u	c	t	γ
	d	s	b	g
Leptons	ν_e	ν_μ	ν_τ	Z
	e	μ	τ	W

3 générations

Forces

En toute généralité (princ. de superposition) $Z^0 \rightarrow d'\bar{d}'$ et $W^+ \rightarrow u'\bar{d}'$, avec d' combinaison linéaire des membres des 3 familles (d, s, b)

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}_{\text{interaction}} = V \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_{\text{propagation}} \quad V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$

avec V matrice "de rotation" (unitaire)

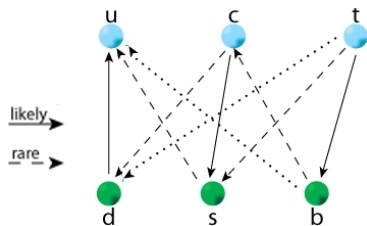
pour conserver la normalisation des états

L'asymétrie entre particule et antiparticule



- Même rotation pour particule et antiparticule
⇒ rotation s'élimine pour $Z^0 \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, c\bar{c} \dots$
(idem pour γ et gluons)
- Mais pour $W^+ \rightarrow u\bar{d}$, la matrice V reste !
décrite par CKM, Cabibbo, Kobayashi, Maskawa

L'asymétrie entre particule et antiparticule



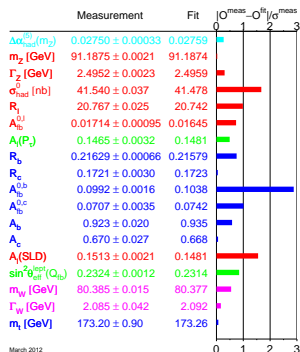
- Même rotation pour particule et antiparticule
⇒ rotation s'élimine pour $Z^0 \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, c\bar{c} \dots$
(idem pour γ et gluons)
- Mais pour $W^+ \rightarrow u\bar{d}$, la matrice V reste !
décrite par CKM, Cabibbo, Kobayashi, Maskawa

- V a une partie imaginaire, source d'asymétrie entre matière et antimatière (seulement processus liés à l'interaction faible)

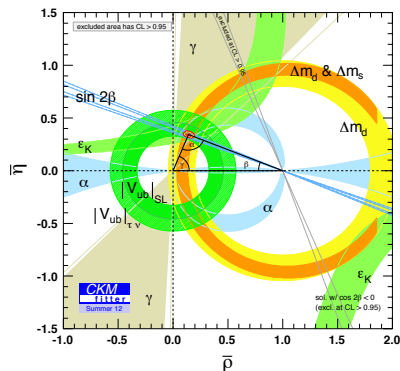
$A(W^- \rightarrow \bar{u}d) \propto V_{ud}$

$A(W^+ \rightarrow u\bar{d}) \propto V_{ud}^*$

Les tests de la théorie électrofaible

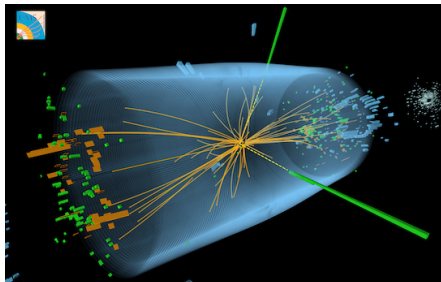


Propriétés du W et Z
(tests de précision électrofaible)
LEP (1990-2000)



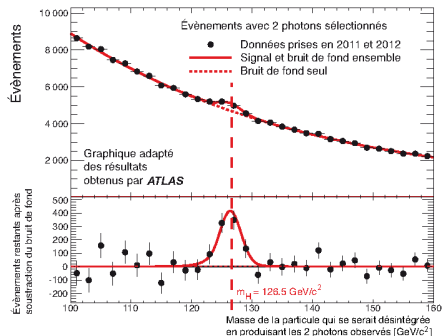
Asymétrie particule/antiparticule
(tests de violation de CP)
Babar, Belle (2000)

Et le boson de Higgs ?

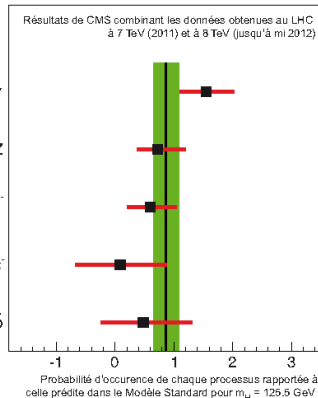


Une nouvelle particule a été observée. . .
et plus on l'étudie, plus elle ressemble au boson de Higgs !

Un Higgs très Modèle Standard



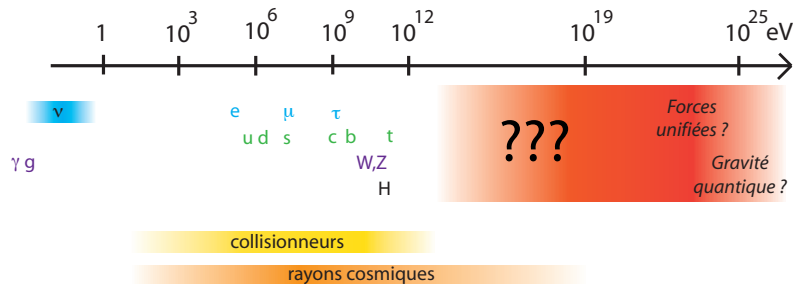
$M_H \simeq 125 \text{ GeV}$
en bon accord avec
mesures du LEP sur W et Z



Couplages du Higgs
aux autres particules
en bon accord avec
Modèle Standard

Au-delà du Modèle Standard

Chaque montée en énergie a donné lieu à des découvertes:
sous-structure, nouvelle interaction, nouvelles particules



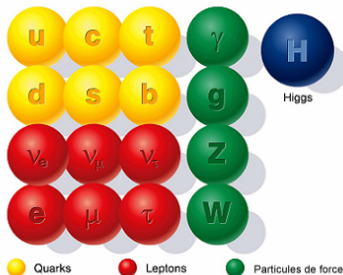
Modèle Standard très efficace, mais pas parfaitement satisfaisant

- Nombreux paramètres (19 !) fixés à des valeurs arbitraires
- Pourquoi trois familles, avec la même structure d'interactions ?
- Pourquoi trois interactions très différentes ? Et la gravitation ?

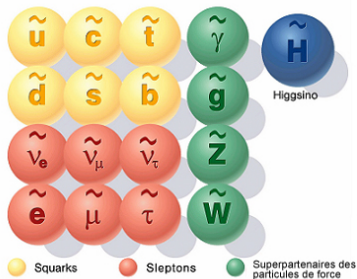
Étendre le problème pour le simplifier

- De nouvelles particules (autres familles, bosons de Higgs ?)
- De nouvelles symétries (limiter le nombre de paramètres ?),
- De nouvelles interactions (cadre plus cohérent ?),
- De nouvelles dimensions (accomoder la gravitation ?)...

Particules du Modèle Standard

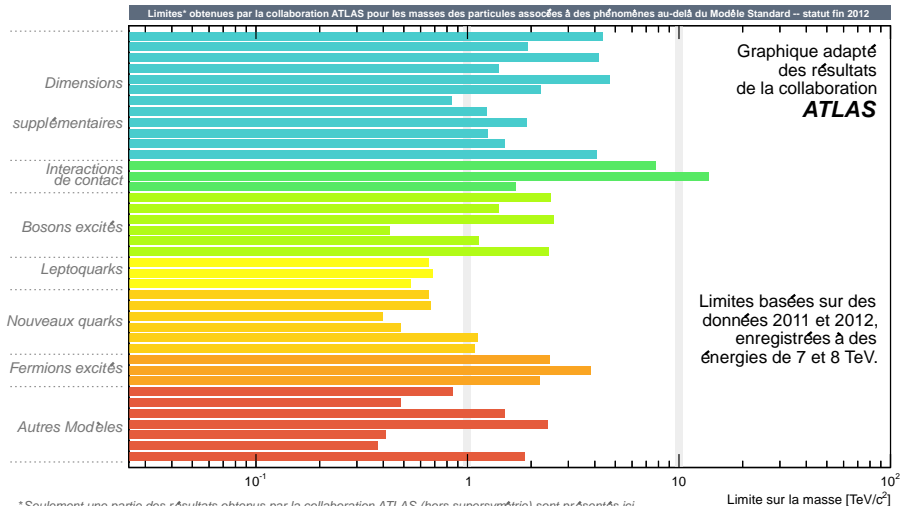


Particules supersymétriques



- Ne pas être en désaccord avec les observations antérieures
- Avoir des conséquences observables...

Ne rien voir, c'est déjà apprendre quelque chose

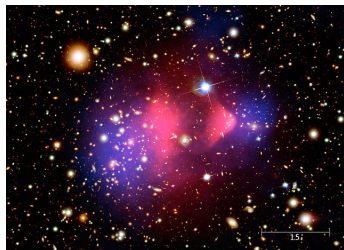
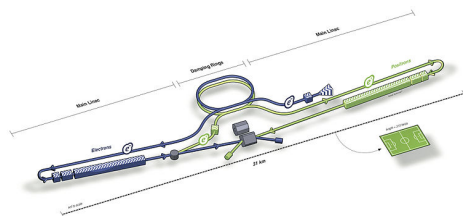


* Seulement une partie des résultats obtenus par la collaboration ATLAS (hors supersymétrie) sont présentés ici.

- Chercher des paires de nouvelles particules-antiparticules
- Collisions au LHC 8 → 14 TeV en 2014 – de nouvelles particules ?

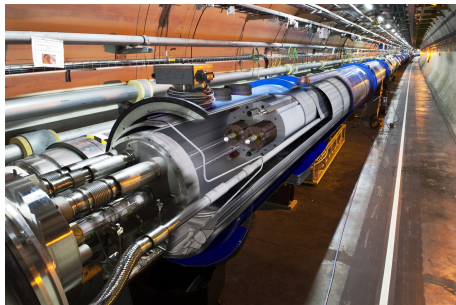
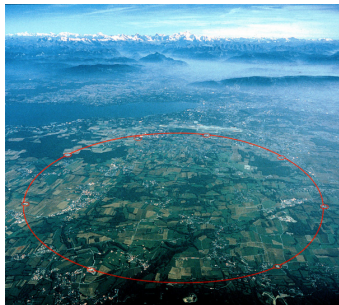
Quelques pistes

- Higgs: étudier les couplages à toutes les autres particules
- Quark top: proche de l'échelle des interactions électrofaibles, plus sensibles à des écarts au Modèle Standard



- Neutrinos: mal connus, nombreuses sources (Terre et ciel)
- Asymétrie matière antimatière: qui a donné la faveur à la matière juste après le Big-bang ?
- Matière noire: une nouvelle particule très lourde ?

En conclusion



Une partie des réponses se trouvera certainement au CERN,
pour les expérimentateurs comme pour les théoriciens !