

Comprendre l'infiniment petit (3)

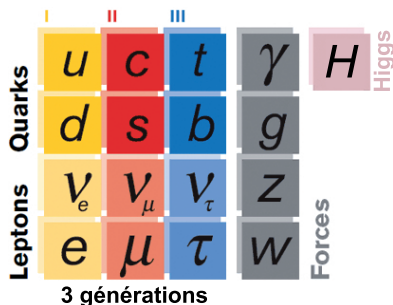
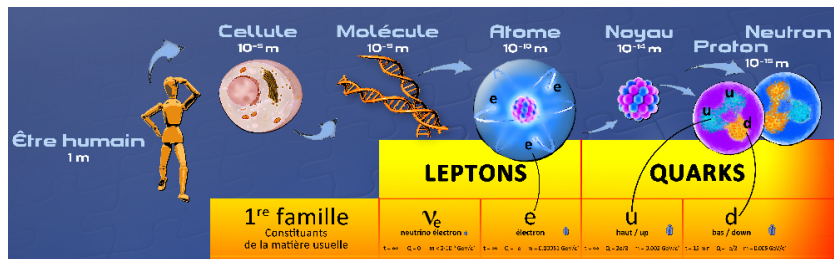
Sébastien Descotes-Genon

IJCLab, CNRS & Université Paris-Saclay, Orsay, France

Orsay, 13 juillet 2023



Les briques de l'infiniment petit



Propriétés

Diverses propriétés

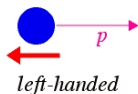
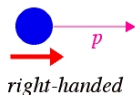
- Masse
- Durée de vie
- Sensibilité aux interactions (charge électrique, couleur...)
- Spin: $1/2$ pour matière ($u, d, e \dots$), 1 pour interactions ($\gamma, g \dots$)

Propriétés

Diverses propriétés

- Masse
- Durée de vie
- Sensibilité aux interactions (charge électrique, couleur...)
- Spin: $1/2$ pour matière ($u, d, e \dots$), 1 pour interactions ($\gamma, g \dots$)

Hélicité: Projection du spin sur l'impulsion



- Pour spin $1/2$
hélicités gauche et droite

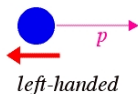
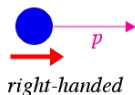
- Pour spin $1/2$ massif, dépend du référentiel
⇒ Cousine mieux définie (identique pour $m = 0$): la chiralité

Propriétés

Diverses propriétés

- Masse
- Durée de vie
- Sensibilité aux interactions (charge électrique, couleur...)
- Spin: 1/2 pour matière ($u, d, e \dots$), 1 pour interactions ($\gamma, g \dots$)

Hélicité: Projection du spin sur l'impulsion



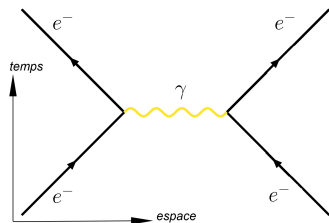
- Pour spin 1/2
hélicités gauche et droite

- Pour spin 1/2 massif, dépend du référentiel
⇒ Cousine mieux définie (identique pour $m = 0$): la chiralité

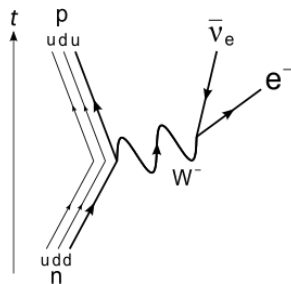
Polarisation: Cousine de l'hélicité pour spin 1

- 2 polarisations pour particule de masse nulle (photon)
- 3 polarisations pour particule massive

Interaction électromagnétique, interaction faible



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



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

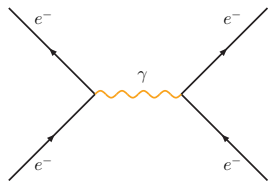
Les symétries

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

Les symétries

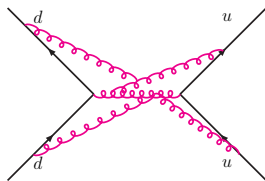
	<i>Noether</i>		<i>Jauge</i>	
Conservation d'une quantité	\leftrightarrow	Symétrie	\leftrightarrow	Boson de spin 1 et interactions

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



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

Interaction forte
Couleur
Redéfinition de couleur
Gluons (colorés)

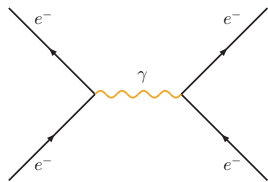


$V(r) \sim r$ (quark confinés)

Les symétries

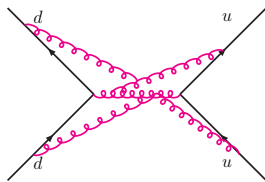
	<i>Noether</i>		<i>Jauge</i>	
Conservation d'une quantité	\leftrightarrow	Symétrie	\leftrightarrow	Boson de spin 1 et interactions

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 ?

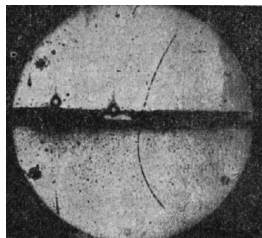


J'espère. . . qu'un jour, vous trouverez qu'après tout, ce n'est pas aussi horrible que ça en a l'air.

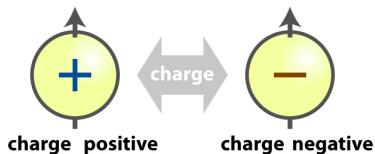
Richard Feynman (1918-1988)

De droite à gauche
et de gauche à droite
le Modèle Standard

Conjugaison de charge et parité

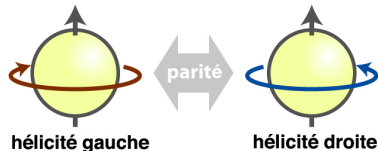


Conjugaison de charge C
particules \leftrightarrow antiparticules
(\sim conjugaison complexe)



Parité P

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



Symétries obéies par QED et QCD !

L'expérience de Mme Wu

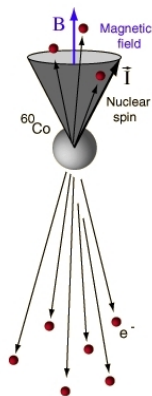


1956, Mme Wu (Berkeley)

Désintégration β du cobalt



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



L'expérience de Mme Wu

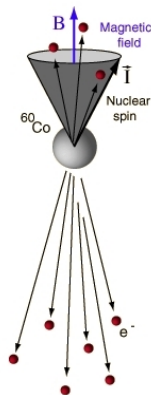


1956, Mme Wu (Berkeley)

Désintégration β du cobalt



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



P renverse l'impulsion d' e^{-} (vecteur)

mais pas le spin du noyau (pseudovecteur)

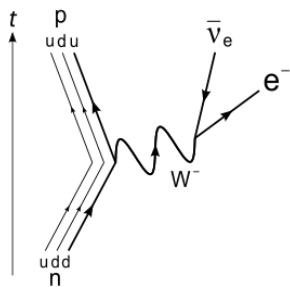
\implies si P était une bonne symétrie, l'émission devrait être isotrope !

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

Quelques observations

Processus faibles chargés

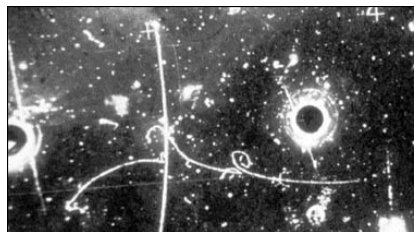
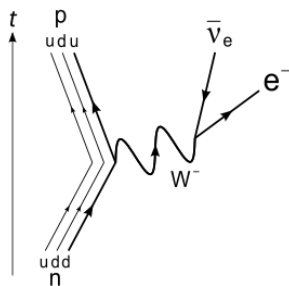
- Changent le type de quark en jeu (saveur) $d \rightarrow u e^- \bar{\nu}_e$
- Médiateur chargé W^\pm
- Ne satisfait pas P : seulement des fermions gauches
- Portée subnucléaire



Quelques observations

Processus faibles chargés

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



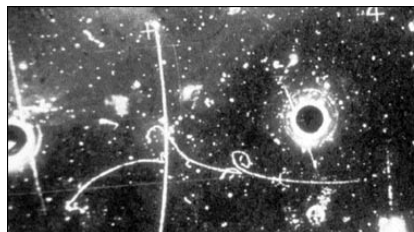
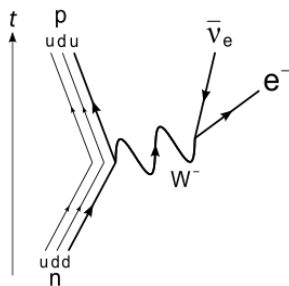
Processus faibles neutres

- $\bar{\nu}_\mu(p) + e^-(q) \rightarrow \bar{\nu}_\mu(p') + e^-(q')$
- Médiateur neutre Z^0
- Pas de changement du type de quark
- Portée subnucléaire

Quelques observations

Processus faibles chargés

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

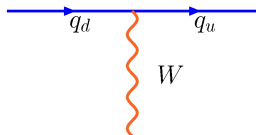
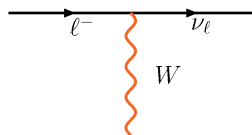
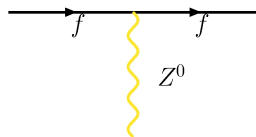
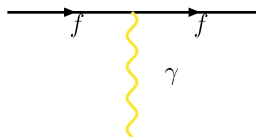


Processus faibles neutres

- $\bar{\nu}_\mu(p) + e^-(q) \rightarrow \bar{\nu}_\mu(p') + e^-(q')$
- Médiateur neutre Z^0
- Pas de changement du type de quark
- Portée subnucléaire

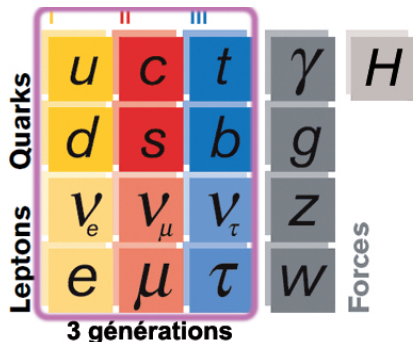
Une théorie des interactions faibles ?

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



- 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 invariante sous $\psi_L \rightarrow U_L \psi_L$, $\psi_R \rightarrow \psi_R$
- Promue en transformation locale, avec dérivées covariantes

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

- \vec{W}^μ correspond aux **3 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**

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

avec les matrices de Pauli σ^i

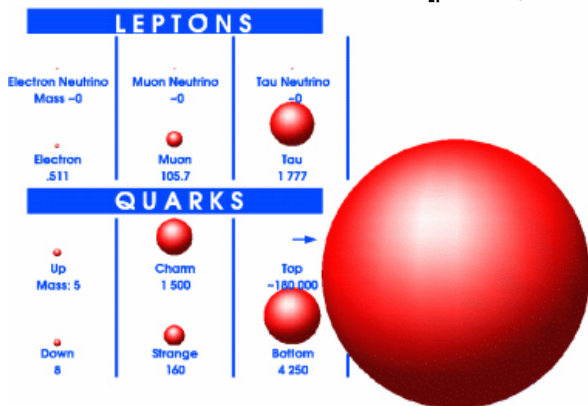
invariante sous $\psi_L \rightarrow U_L \psi_L, \psi_R \rightarrow \psi_R$ seulement si **$m = 0$**

- 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 $\simeq 1 \text{ GeV}$]



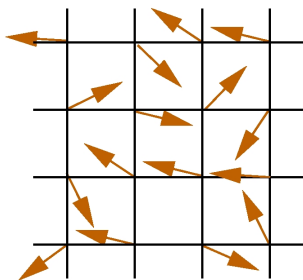
- Symétries essentielles pour bâtir les termes d'interactions
- Mais trop "puissantes" vis à vis des états physiques

Symétries et asymétries

le boson de Higgs

Une analogie de la matière condensée

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

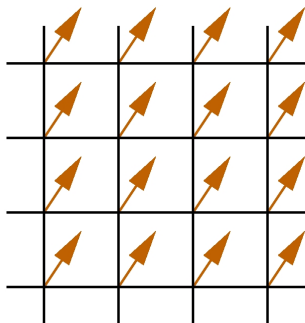


Interaction entre deux spins $\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$
invariant sous des rotations

Pas d'ordre ni de direction privilégiée

Brisure spontanée de symétrie

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



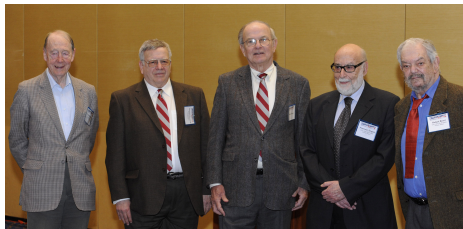
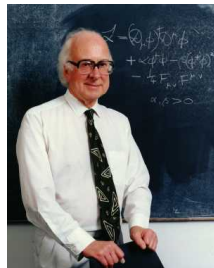
Direction privilégiée pour les états
alors que les interactions ne privilégient aucune direction

Brisure spontanée de symétrie

Symétrie des interactions (ici rotation)
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
- Brisure spontanée d'une symétrie **locale**



- Un champ de Higgs ϕ
- Etat fondamental $|0\rangle$
- Brisure de la symétrie électrofaible $\langle 0|\phi|0\rangle \neq 0$
- Juste assez pour réintroduire les masses dans le spectre

Des fermions massifs

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

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

avec les matrices de Pauli σ^i

ϕ tel que tous les termes se tf de façon identique sous interaction faible

Des fermions massifs

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

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

avec les matrices de Pauli σ^i

ϕ tel que tous les termes se tf de façon identique sous interaction faible

- Champ de Higgs ϕ avec $\phi = v + \dots$

Des fermions massifs

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

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

avec les matrices de Pauli σ^i

ϕ tel que tous les termes se tf de façon identique sous interaction faible

- Champ de Higgs ϕ avec $\phi = v + \dots$
- A basse énergie, seulement fondamental \mathbf{v}



Des fermions massifs

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

$$\begin{cases} i\bar{\sigma}^\mu D_\mu \psi_L - m\psi_R = 0 \\ i\sigma^\mu D_\mu \psi_R - m\psi_L = 0 \end{cases}$$

$$\bar{\sigma}^\mu = (1, -\vec{\sigma})$$

$$\sigma^\mu = (1, \vec{\sigma})$$

avec les matrices de Pauli σ^i

ϕ tel que tous les termes se tf de façon identique sous interaction faible

- Champ de Higgs ϕ avec $\phi = v + \dots$
- A basse énergie, seulement fondamental v
- Interaction avec ϕ : masse $m = \lambda v$,
d'autant plus intense que fermion lourd



Des fermions massifs

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

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

avec les matrices de Pauli σ^i

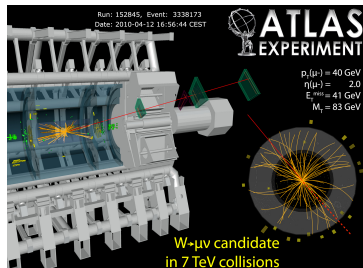
ϕ tel que tous les termes se tf de façon identique sous interaction faible

- Champ de Higgs ϕ avec $\phi = v + \dots$
- A basse énergie, seulement fondamental v
- Interaction avec ϕ : masse $m = \lambda v$,
d'autant plus intense que fermion lourd
- Analogie: propagation lumière dans 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

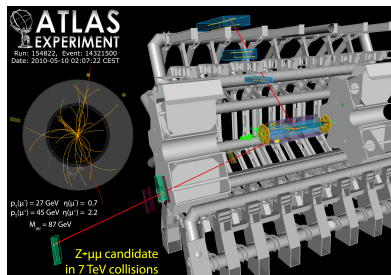


Des bosons de jauge massifs

- W^+ , W^- et Z^0 bosons médiateurs, sans masse, 2 polarisations
- ϕ fournit à chacun une polarisation supplémentaire
- ... ce qui permet d'avoir W et Z massifs



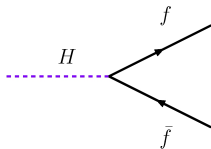
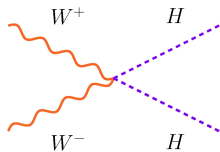
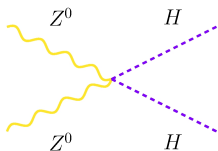
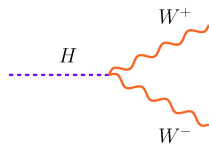
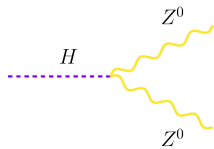
$$W \rightarrow \mu\nu$$



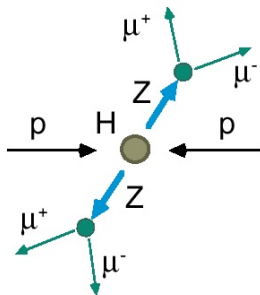
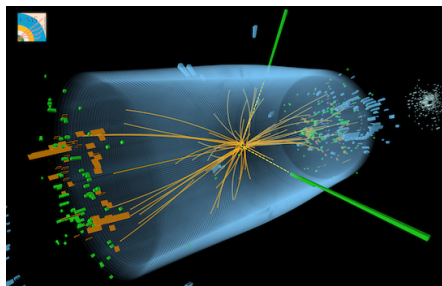
$$Z \rightarrow \mu\mu$$

Reste un degré de liberté, une excitation du champ de Higgs, c'est-à-dire une particule observable, le boson de Higgs

Quelques interactions du Higgs

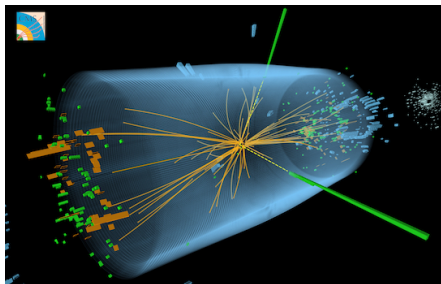


Champagne pour le LHC



- 4 juillet 2012: ATLAS et CMS voient un signal de type boson H
- Et plus on l'étudie, plus il ressemble au boson H du Modèle Standard

Champagne pour le LHC

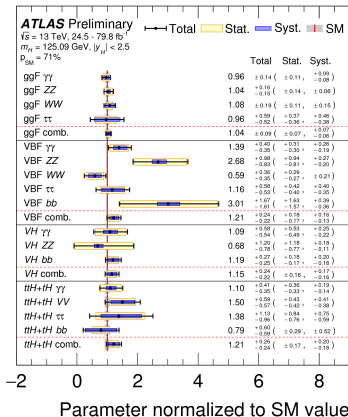
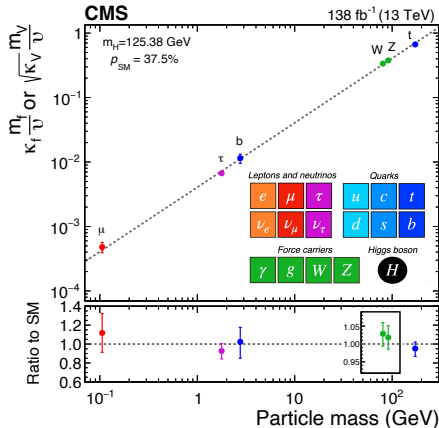


	I	II	III		
Quarks	u	c	t	γ	H Higgs
	d	s	b	g	
Leptons	ν_e	ν_μ	ν_τ	Z	Forces
	e	μ	τ	W	

3 générations

- 4 juillet 2012: ATLAS et CMS voient un signal de type boson H
- Et plus on l'étudie, plus il ressemble au boson H du Modèle Standard

Un Higgs très Modèle Standard



- Géométrie des désintégrations confirme H scalaire
- Couplages du Higgs aux autres particules prop. à la masse
- Production (σ) et désintégration (Br) OK

De la masse oui, mais pas de toute la masse

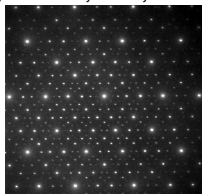
Boson de Higgs responsable de la masse des particules

De la masse oui, mais pas de toute la masse

Champ de Higgs responsable de la masse des particules **élémentaires**

Élémentaire

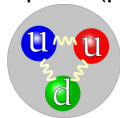
électron, muon, tau, neutrinos. . .



Masse = Higgs (100%)

Composite

3 quarks (proton, neutron. . .)
ou quark+antiquark (pion, kaon. . .)



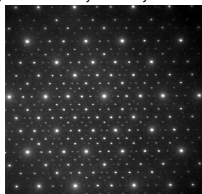
Masse des quarks (Higgs, $\sim 1\%$) +
E de "liaison" (inter. forte, $\sim 99\%$)

De la masse oui, mais pas de toute la masse

Champ de Higgs responsable de la masse des particules **élémentaires**

Élémentaire

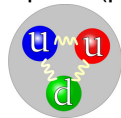
électron, muon, tau, neutrinos. . .



Masse = Higgs (100%)

Composite

3 quarks (proton, neutron. . .)
ou quark+antiquark (pion, kaon. . .)



Masse des quarks (Higgs, $\sim 1\%$) +
E de "liaison" (inter. forte, $\sim 99\%$)

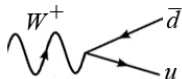
Energie de liaison : $M_{\text{composite}} = \sum m_{\text{constituants}} - E_{\text{liaison}}$

- Atome: $M_H = m_p + m_e - 13.6 \text{ eV}/c^2$ (1/100 000 000 du tout)
- Noyau: $M_D = m_p + m_n - 2.2 \cdot 10^6 \text{ eV}/c^2$ (1/1000 du tout)
- Quark: $M_p = 2m_u + m_d + 0.93 \cdot 10^9 \text{ eV}/c^2$ (99% du tout)

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			
Leptons	ν_e	ν_μ	ν_τ	Z	Forces	
	e	μ	τ	W		
	u	c	t	γ		Higgs
	d	s	b	g		

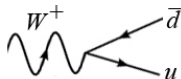
3 générations

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

3 générations

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)

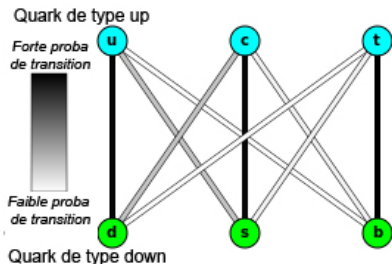
pour conserver la normalisation des états

L'asymétrie entre particule et antiparticule



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

- V presque diagonale (mais pas tout à fait !), avec partie imaginaire, source d'**asymétrie particule-antiparticule**

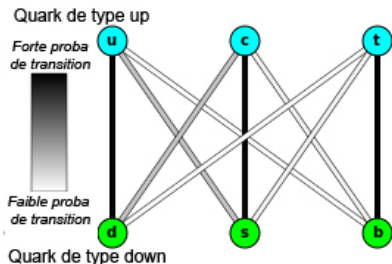
A Feynman diagram showing a W^- boson (represented by a wavy line) decaying into an anti-up quark (\bar{u}) and a down quark (d). Arrows indicate the direction of the quark lines.

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

A Feynman diagram showing a W^+ boson (represented by a wavy line) decaying into an up quark (u) and an anti-down quark (\bar{d}). Arrows indicate the direction of the quark lines.

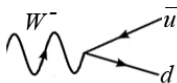
$$A(W^+ \rightarrow u\bar{d}) \propto V_{ud}^*$$

L'asymétrie entre particule et antiparticule

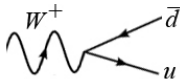


- Même rotation pour particule et antiparticule
⇒ rotation s'élimine pour $Z^0 \rightarrow d\bar{d}, s\bar{s} \dots$
(idem pour γ et gluons)
- Mais pour $W^+ \rightarrow u\bar{d}$, la matrice V reste !
décrite par **CKM**, Cabibbo, Kobayashi, Maskawa

- V presque diagonale (mais pas tout à fait !), avec partie imaginaire, source d'**asymétrie particule-antiparticule**



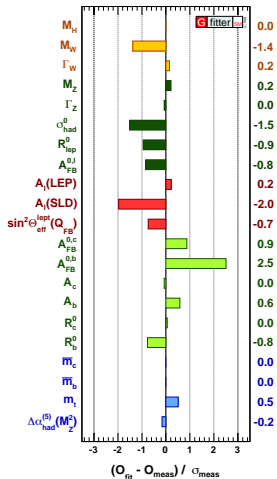
$$A(W^- \rightarrow \bar{u}d) \propto V_{ud},$$



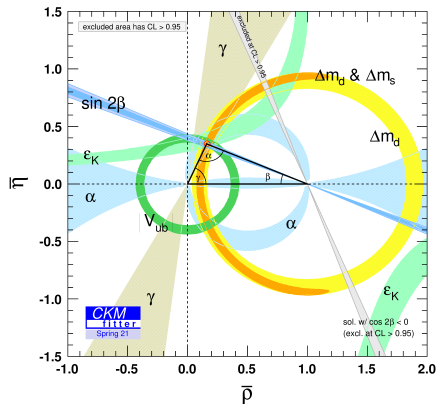
$$A(W^+ \rightarrow u\bar{d}) \propto V_{ud}^*$$

... un problème similaire se pose avec les neutrinos

D'autres tests de la théorie électrofaible



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

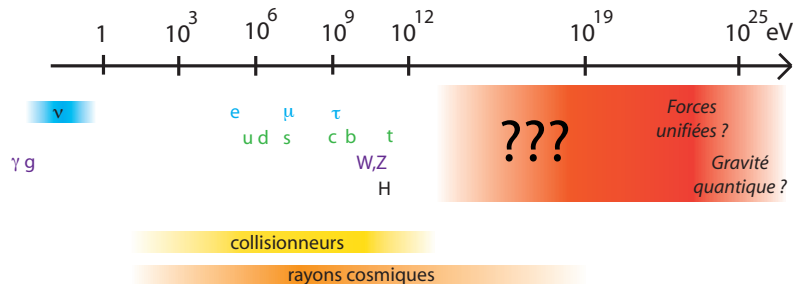


Asymétrie particule/antiparticule
(tests de violation de CP)
Babar, Belle (2000)

Quelques questions en suspens

Au-delà du Modèle Standard (1)

- Masse et propriétés du boson de Higgs en parfait accord avec les attentes basées sur les expériences antérieures
- Chaque montée en énergie a donné lieu à des découvertes: sous-structure, nouvelle interaction, nouvelles particules



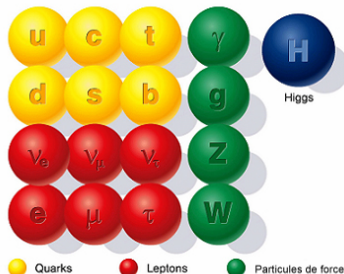
Modèle Standard très efficace, mais pas parfaitement satisfaisant

- 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 ?

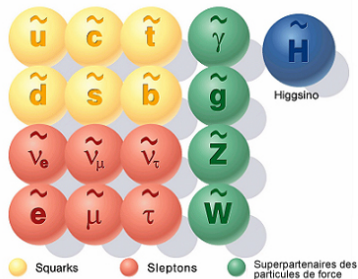
Au-delà du Modèle Standard (2)

- 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

- Produire des paires de nouvelles particules-antiparticules
- Luminosité plus élevée : voir des effets plus fins ?

ATLAS Heavy Particle Searches* - 95% CL Upper Exclusion Limits

Status: July 2022

ATLAS Preliminary

$$\int \mathcal{L} dt = (3.6 - 139) \text{ fb}^{-1}$$

$$\sqrt{s} = 8, 13 \text{ TeV}$$

Model	$f, \gamma, \text{Jets}^\dagger$	E_T^{miss}	$[\int \mathcal{L} dt [\text{fb}^{-1})]$	Limit	Reference	
Extra dimensions	ADD $G_{\mu\nu} + g/\eta$	$0, e, \mu, \tau, \gamma$	1-4	Yes	139 M_{pl} 11.2 TeV $n = 2$	2102.10874
	ADD non-resonant $\gamma\gamma$	$2, \gamma$	2	Yes	36.7 M_{pl} 8.6 TeV $n = 3$ HLZ NLO	1707.04147
	ADD GBH	$2, \gamma$	2	Yes	139 M_{pl} 8.4 TeV $n = 2$	1910.08447
	ADD BH multistep	$2, \gamma$	≥ 3	Yes	3.6 M_{pl} 9.55 TeV $n = 8, M_{\text{D}2} = 3 \text{ TeV, cut BH}$	1512.02586
	RS1 $G_{\mu\nu} + \gamma\gamma$	$2, \gamma$	2	Yes	$G_{\mu\nu}$ mass 4.5 TeV $k/\Lambda^2 = 0.1$	2102.13405
	Bulk RS $G_{\mu\nu} \rightarrow WW/ZZ$	multi-channel		Yes	$G_{\mu\nu}$ mass 2.3 TeV 2.0 TeV $k/\Lambda^2 = 1.0$	1808.02380
	Bulk RS $G_{\mu\nu} \rightarrow \nu\nu$	$1, e, \mu$	$2, 1/1, J$	Yes	36.1 M_{pl} 3.8 TeV $f/m = 15\%$	2004.14636
	Bulk RS $G_{\mu\nu} \rightarrow t\bar{t}$	$1, e, \mu$	$\geq 1, b, \geq 1, \bar{b}$	Yes	36.1 M_{pl} 3.8 TeV $f/m = 15\%$	1804.10823
	ZUED / RPP	$1, e, \mu$	$\geq 2, b, \geq 3$	Yes	36.1 M_{pl} 1.8 TeV $\text{Tier } 1(1), \mathcal{R}(\mu^{10} - \nu\tau) = 1$	1803.09678
	Gauge bosons	SSM $Z' \rightarrow t\bar{t}$	$2, e, \mu$	-	Yes	139 Z' mass 2.42 TeV 5.1 TeV
SSM $Z' \rightarrow \nu\nu$		$2, e, \mu$	-	Yes	36.1 Z' mass 2.1 TeV $f/m = 1.2\%$	1709.07242
Leptophobic $Z' \rightarrow b\bar{b}$		$2, e, \mu$	$\geq 2, b$	Yes	139 Z' mass 4.1 TeV	1805.09299
Leptophobic $Z' \rightarrow t\bar{t}$		$0, e, \mu$	$\geq 1, b, \geq 2, J$	Yes	139 Z' mass 4.1 TeV	2005.05136
SSM $W' \rightarrow t\bar{t}$		$1, e, \mu$	2/1/1, J	Yes	139 W' mass 6.0 TeV	1906.05659
SSM $W' \rightarrow \nu\nu$		$1, e, \mu$	1/1	Yes	139 W' mass 5.0 TeV	ATLAS-CONF-2021-025
SSM $W' \rightarrow b\bar{b}$		$1, e, \mu$	$\geq 1, b, \geq 1, J$	Yes	139 W' mass 4.4 TeV 4.3 TeV	ATLAS-CONF-2021-043
HVT $W' \rightarrow WZ \rightarrow f\bar{f}f'$ model B		$3, e, \mu$	2/1/1, J	Yes	139 W' mass 340 GeV	2004.14636
HVT $W' \rightarrow WZ \rightarrow f\bar{f}f'$ model C		$3, e, \mu$	2/1/1, J	Yes	139 W' mass 340 GeV	ATLAS-CONF-2022-005
HVT $W' \rightarrow WH \rightarrow f\bar{f}bb$ model B		$1, e, \mu$	1, 2, b, 1/0	Yes	139 W' mass 3.3 TeV	2207.00320
HVT $Z' \rightarrow ZH \rightarrow f\bar{f}bb$ model B	$0, e, \mu$	1, 2, b, 1/0	Yes	139 Z' mass 3.2 TeV	2207.00320	
LRSM $W_2 \rightarrow \mu N_2$	$2, \mu$	1, J	Yes	80 W_2 mass 5.0 TeV	1904.12679	
CI	CI $e\bar{e}q\bar{q}$	$2, e, \mu$	≥ 2	Yes	37.0 A 21.8 TeV f_{CI}	1703.09127
	CI $f\bar{f}q\bar{q}$	$2, e, \mu$	-	Yes	139 A 35.8 TeV η_{CI}	2006.12946
	CI $u\bar{u}b\bar{b}$	$2, e, \mu$	1, b	Yes	139 A 1.8 TeV $g_{\text{CI}} = 1$	2105.13847
	CI $\mu\bar{\mu}b\bar{b}$	$2, \mu$	1, b	Yes	139 A 2.0 TeV $g_{\text{CI}} = 1$	2105.13847
CI $t\bar{t}t\bar{t}$	$\geq 1, e, \mu$	$\geq 1, b, \geq 1, J$	Yes	36.1 A 2.57 TeV $f_{\text{CI}} = 4e$	1811.02305	
DM	Axial-vector med. (Dirac DM)	$0, e, \mu, \tau, \gamma$	1-4	Yes	139 μ_{DM} 2.1 TeV $g_{\text{p}} = 0.25, g_{\text{p}1}, m(\chi) = 1 \text{ GeV}$	2102.10874
	Pseudo-scalar med. (Dirac DM)	$0, e, \mu, \tau, \gamma$	1-4	Yes	139 μ_{DM} 376 GeV $g_{\text{p}} = 1, g_{\text{p}1}, m(\chi) = 1 \text{ GeV}$	2102.10874
	Vector med. Z' -DM (Dirac DM)	$0, e, \mu, \tau$	2, b	Yes	139 μ_{DM} 0 $\tan\beta = 1, g_{\text{p}} = 0.8, m(\chi) = 100 \text{ GeV}$	ATLAS-CONF-2021-036
Pseudo-scalar med. 2HDM-a	multi-channel		Yes	139 μ_{DM} 560 GeV $\tan\beta = 1, g_{\text{p}1}, m(\chi) = 10 \text{ GeV}$	ATLAS-CONF-2021-036	
LO	Scalar LQ 1 st gen	$2, e, \mu$	≥ 2	Yes	139 LQ mass 1.8 TeV	$\beta = 1$ 2006.05872
	Scalar LQ 2 nd gen	$2, e, \mu$	≥ 2	Yes	139 LQ mass 1.7 TeV $\beta = 1$	2006.05872
	Scalar LQ 3 rd gen	$1, e, \mu$	2, b	Yes	139 LQ mass 1.2 TeV $\beta = 1$	2108.07665
	Scalar LQ 3 rd gen	$0, e, \mu$	$\geq 2, \geq 2, b$	Yes	139 LQ mass 1.24 TeV $\beta = 1$	2004.14060
	Scalar LQ 3 rd gen	$\geq 2, e, \mu, \geq 1, \tau, \geq 1, \geq 1, b$		Yes	139 LQ mass 1.43 TeV $\beta = 1$	2101.11582
	Scalar LQ 3 rd gen	$0, e, \mu, \tau$	1, 2, b, 2, b	Yes	139 LQ mass 1.25 TeV $\beta = 1$	2101.12527
Vector LQ 3 rd gen	$1, \tau$	2, b	Yes	139 LQ mass 1.77 TeV $\beta = 1$	2108.07665	
Vector-like fermions	VLO $T\bar{T} \rightarrow Zt + X$	$2e, 2\mu, 3e, \mu, \tau, \gamma$	$\geq 1, b, \geq 1, J$	Yes	139 T mass 1.4 TeV	ATLAS-CONF-2021-024
	VLO $BB \rightarrow Wt/Zb + X$	multi-channel		Yes	36.1 B mass 1.34 TeV	1808.02343
	VLO $T_{1/3} T_{2/3} T_{3/3} \rightarrow Wt + X$	$2, 2, 3, e, \mu, \tau, \gamma$	$\geq 1, b, \geq 1, \bar{b}$	Yes	36.1 $T_{1/3}$ mass 1.64 TeV $\beta(T_{1/3} - Wt) = 1$	1807.11883
	VLO $T \rightarrow Ht/Zt$	$1, e, \mu, \tau, \gamma$	$\geq 1, b, \geq 3$	Yes	139 T mass 1.8 TeV $\beta(T_{1/3} - Wt) = 1$	ATLAS-CONF-2021-040
	VLO $Y \rightarrow Wb$	$1, e, \mu, \tau, \gamma$	$\geq 1, b, \geq 1, J$	Yes	36.1 Y mass 1.85 TeV $\beta(Y - Wb) = 1, \text{co}(Wb) = 1$	1812.07343
	VLO $b \rightarrow Wt$	$0, e, \mu, \tau, \gamma$	$\geq 1, b, \geq 1, J$	Yes	139 B mass 2.0 TeV $\beta(Y - Wb) = 1$	ATLAS-CONF-2021-018
VLL $t' \rightarrow Zt/Ht$	multi-channel		Yes	139 t' mass 898 GeV $\beta(t' - Wt) = 1$	ATLAS-CONF-2022-044	
Exotic fermions	Exotic quark $q' \rightarrow q\bar{q}$	$2, e, \mu, \tau, \gamma$	≥ 2	Yes	139 q' mass 6.7 TeV	only u' and d' , $A = m(q')$
	Exotic quark $q' \rightarrow q\bar{g}$	$1, \gamma$	1, J	Yes	36.7 q' mass 5.3 TeV	1709.10440
	Exotic quark $q' \rightarrow t\bar{g}$	$3, e, \mu, \tau, \gamma$	1, b, 1, J	Yes	139 q' mass 3.2 TeV	1910.08447
	Exotic lepton l'	$3, e, \mu, \tau, \gamma$	$\geq 1, b, \geq 1, J$	Yes	139 l' mass 20.3 l' mass 3.6 TeV	1910.08447
	Exotic lepton ν'	$3, e, \mu, \tau, \gamma$	$\geq 1, b, \geq 1, J$	Yes	139 ν' mass 20.3 ν' mass 1.8 TeV	1411.2921
Other	Type III Seesaw	$2, 3, 4, e, \mu, \tau, \gamma$	≥ 2	Yes	139 N^c mass 910 GeV	2202.02039
	LRSM Majorana ν	$2, \mu$	2	Yes	36.1 N mass 350 GeV 3.2 TeV	1809.11105
	Higgs triplet $H^{\pm\pm} \rightarrow W^+W^+$	$2, 3, 4, e, \mu, \tau, \gamma$	various	Yes	139 $H^{\pm\pm}$ mass 350 GeV	2101.11981
	Higgs triplet $H^{\pm\pm} \rightarrow t\bar{t}$	$2, 3, 4, e, \mu, \tau, \gamma$	various	Yes	139 $H^{\pm\pm}$ mass 1.08 TeV	ATLAS-CONF-2022-010
	Higgs triplet $H^{\pm\pm} \rightarrow \nu\nu$	$3, e, \mu, \tau, \gamma$	-	Yes	20.3 $H^{\pm\pm}$ mass 400 GeV	1411.2921
	Multi-charged particles	$3, e, \mu, \tau, \gamma$	-	Yes	139 $H^{\pm\pm}$ mass 1.59 TeV	ATLAS-CONF-2022-034
	Magnetic monopoles	$2, 3, 4, e, \mu, \tau, \gamma$	≥ 2	Yes	34.4 M mass 2.37 TeV	1905.10130

$\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$

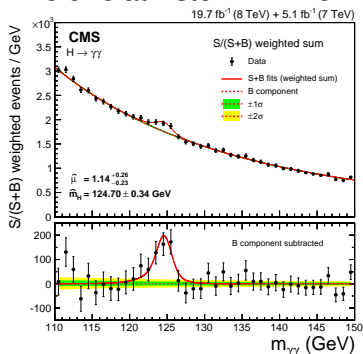
$\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$
partial data

$\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$
full data

10⁻¹ 1 10 Mass scale [TeV]

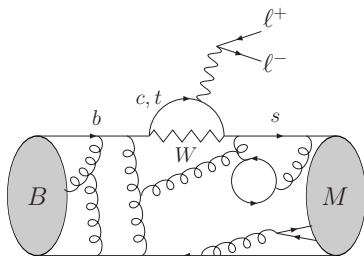
Deux chemins complémentaires

Voie relativiste: $E = mc^2$



Collisions avec assez d'énergie
pour produire directement des
particules au-delà du MS
Haute énergie
Preuve "directe"

Voie quantique: $\Delta E \Delta t \geq \hbar/2$



Petites déviations venant
d'états intermédiaires
avec des particules lourdes
Haute intensité
Preuve indirecte

De nouveaux alliés

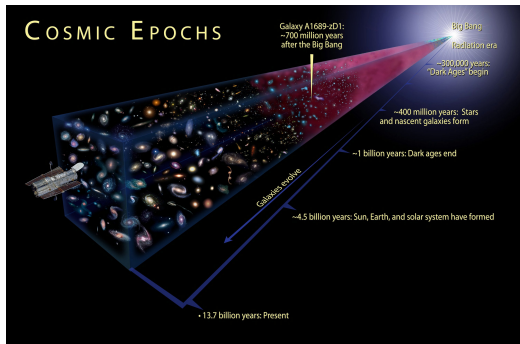
Dans les accélérateurs, produire de nouvelles particules

- production directe particule-antiparticule ($E = 2m_{\chi}c^2$) [haute E]
- processus avec ces particules comme intermédiaires [basse E]

De nouveaux alliés

Dans les accélérateurs, produire de nouvelles particules

- production directe particule-antiparticule ($E = 2m_{\chi}c^2$) [haute E]
- processus avec ces particules comme intermédiaires [basse E]



D'autres voies vers les très hautes énergies ?

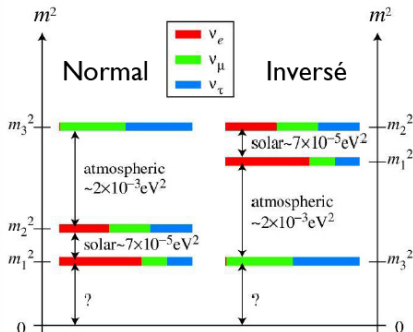
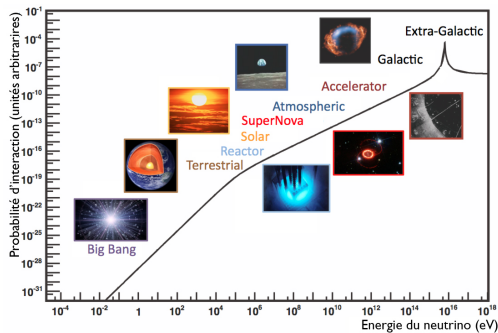
- phénomènes astrophysiques (rayons cosmiques)
- histoire de l'univers (rayonnement de fond cosmologique)

⇒ Observation et non expérience (contrôle des conditions initiales)

Neutrinos

Particules les moins bien connues du Modèle Standard (avec le Higgs)

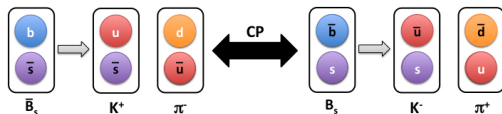
- Neutrinos venant de supernovae, Soleil, rayons cosmiques entrant dans l'atmosphère, réacteurs nucléaires, accélérateurs
- Oscillation de neutrinos avec différents L : différences de masse très faibles, paramètres de mélange
- Echelle de masse ? Propre antiparticule ? Plus de 3 neutrinos ?



L'asymétrie matière-antimatière

Collisionneurs

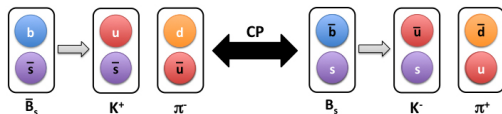
- Comparer probabilités désintégration particule et antiparticule
- Asymétries en accord avec matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa



L'asymétrie matière-antimatière

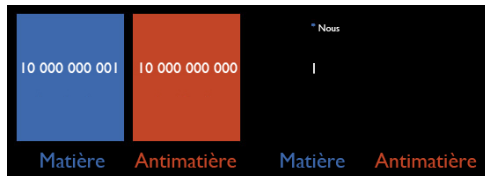
Collisionneurs

- Comparer probabilités désintégration particule et antiparticule
- Asymétries en accord avec matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa



Cosmologie

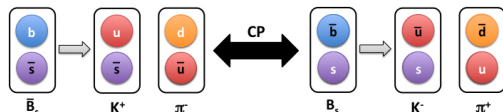
- Big bang: $E \leftrightarrow$ particule + antiparticule
- Disparition de l'un au détriment de l'autre
- Asymétrie beaucoup trop large pour CKM !



L'asymétrie matière-antimatière

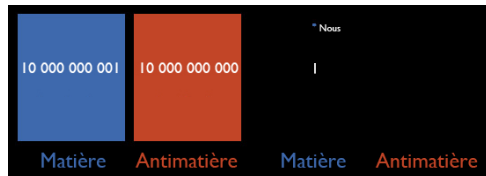
Collisionneurs

- Comparer probabilités désintégration particule et antiparticule
- Asymétries en accord avec matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa



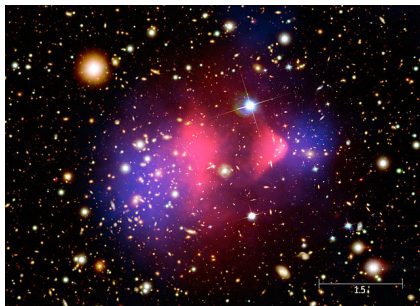
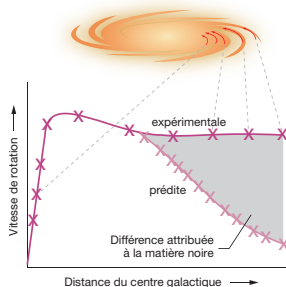
Cosmologie

- Big bang: $E \leftrightarrow$ particule + antiparticule
- Disparition de l'un au détriment de l'autre
- Asymétrie beaucoup trop large pour CKM !



Nouveaux mécanismes d'asymétrie à des énergies plus élevées ?
[entre quarks et antiquarks, entre neutrinos et antineutrinos]

Matière noire et nouvelle physique



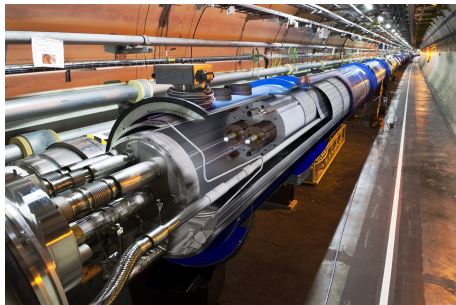
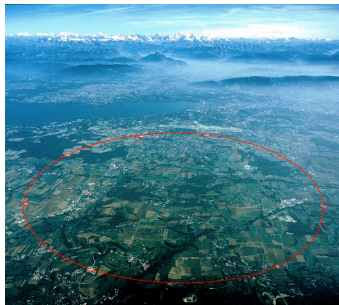
En se basant sur les lois de la gravitation, pas assez de matière visible

- Pour expliquer la dynamique des grandes structures (galaxies. . .)
- Pour décrire l'évolution de l'Univers (ray. de fond cosmologique)

Matière "noire"

- lourde, stable, neutre, interagissant peu avec son environnement, hormis par interaction gravitationnelle (halos ? filaments ?)
- particule nouvelle χ , hors du Modèle Standard ?

En conclusion (1)



Une partie des réponses se trouvera certainement au CERN, mais aussi dans de nombreuses autres expériences dans le monde, pour les expérimentateurs comme pour les théoriciens !



Nous n'avons pas à dire à la Nature ce qu'elle doit être... Elle aura toujours une meilleure imagination que nous.

Richard Feynman (1918-1988)

Livres/revues

- Revue Elementaire
<http://elementaire.ijclab.in2p3.fr>
- *Cours de physique des particules*, Luc Marleau
- *Lumière et matière - Une étrange histoire*, R. Feynman
- *Quantum Field Theory in a Nutshell*, A. Zee

Blogs scientifiques

- <http://resonaances.blogspot.fr>
- <http://profmattstrassler.com>
- <http://backreaction.blogspot.fr>