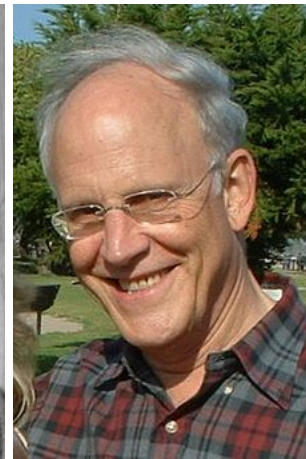
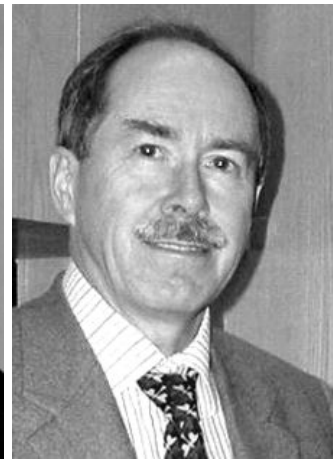
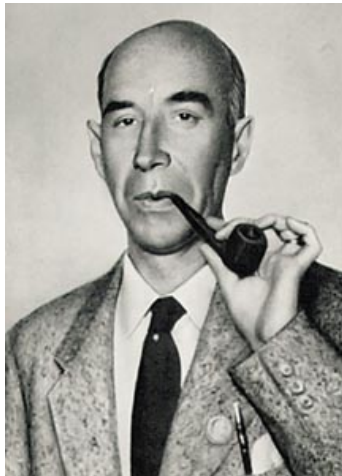


Les failles du modèle standard en 60 minutes

Formation continue 2008

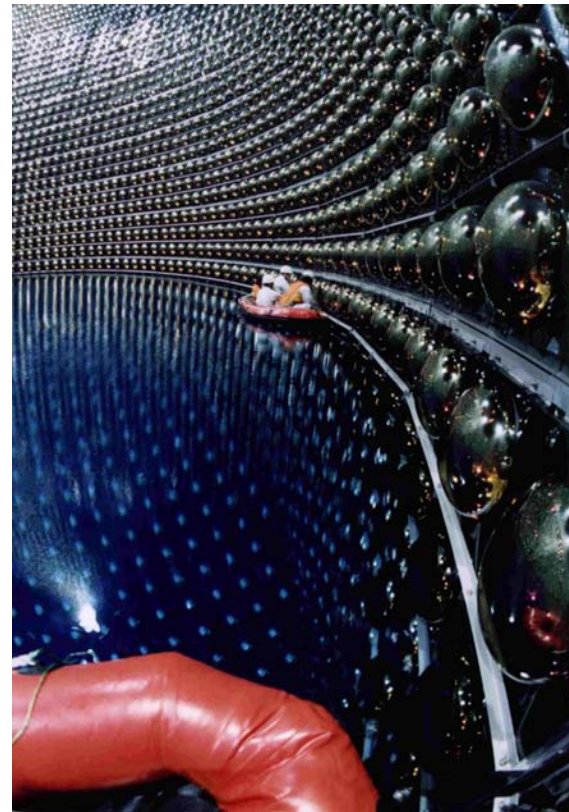
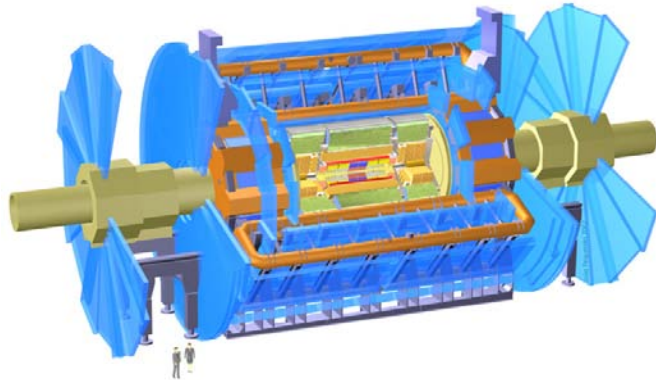


UNIVERSITÉ DE GENÈVE

Martin Pohl

Une feuille de route pour les deuxièmes 60 minutes

- Le problème de la masse des particules
- La ségrégation apparente entre forces et matière
- La distinction entre particules et anti-particules
- Les projets du DPNC



Quelques problèmes brûlants du modèle standard

Mon hit-parade personnel, 100% subjectif :

- Génération des masses, pour bosons de jauge et fermions $\leftrightarrow$ brisure de symétrie de jauge.
- Ségrégation fermions (matière) – bosons (forces) $\leftrightarrow$ brisure des SUSY.
- Distinction entre particules et anti-particules $\leftrightarrow$ brisure de CP .

Archi-important : réversibilité, entropie, transition micro-macro.

- Gravitation quantique $\leftrightarrow$ brisure de la symétrie de Lorentz ? Ondes gravitationnelles, constance de c , etc.

Plus mes questions préférées apportées par la cosmologie et l'astrophysique :

- Energie sombre : y a-t-il un champ qui se cache derrière ?
- Inflation : quel champ est responsable de l'expansion supra-lumineuse ?
- Matière noire : quel est le champ (neutre, fermionique, non-baryonique) qui s'accumule autour des galaxies ?

... mais qui dépassent un peu les 270 min.

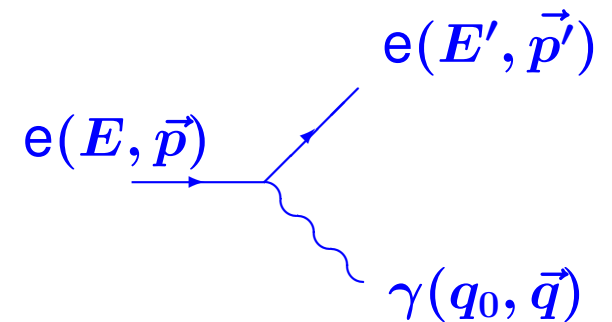
La masse des particules

Le spectre des particules est vaste, aussi bien concernant la matière ($m_\nu = \mathcal{O}(\text{meV})$, $m_t \simeq 170\text{GeV}$), que concernant les forces ($m_\gamma = m_g = 0$, $m_Z \simeq 91\text{GeV}$, $m_W \simeq 80\text{GeV}$).

Evidemment, ceci brise la symétrie de jauge, parce qu'un champ massif ne présente pas de liberté de jauge dans sa définition. Autrement dit, le fait que toutes les générations d'une famille de matière ont une masse différente et le fait que $m_\gamma \neq m_Z \neq m_W$, sont des **brisures de la symétrie de jauge**.

Pourquoi ceci pose problème, pourquoi ne peut-on pas juste dire que le quark t est un quark u très lourd, que le boson Z est un γ très lourd ?

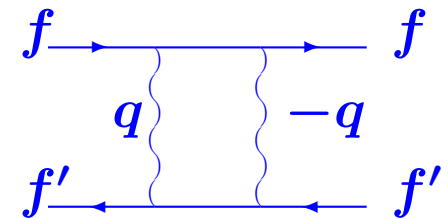
Le problème vient des probabilités de **propagation des bosons lourds**. L'amplitude de probabilité pour l'échange d'un photon de masse nulle entre deux vertex est $\propto 1/q^2$, avec la quadri-impulsion q du photon. Cette amplitude est donc inversement proportionnelle au carré de la masse invariante du photon virtuel, elle a un pôle à $q^2 = 0$ pour un photon réel. L'amplitude tend gentiment vers zéro pour $q^2 \rightarrow \infty$.



La masse des particules

Pour un **boson de masse M** , par contre, l'amplitude de propagation est $\propto 1/(q^2 - M^2)$, elle a un pôle à $q^2 = M^2$. Par conséquent, l'amplitude tend vers une constante pour $q^2 \rightarrow \infty$.

Cela cause un grave problème pour les **processus d'ordre supérieur**, comme dans le cas d'un échange de deux bosons. A l'intérieur de la boucle carrée, la conservation de l'énergie-impulsion ne limite pas la quadri-impulsion qui circule : tout q d'un des photons est compensé par $-q$ de l'autre. Pour obtenir l'amplitude totale de ce processus, il faut donc intégrer sur l'impulsion interne q , et cette **intégrale diverge**.



La masse des bosons et fermions détruit la symétrie de jauge de la théorie et en même temps la rend inutilisable. Les deux faits sont en effet intimement liés, comme l'a démontré **t'Hooft (prix Nobel 1999)**.

La solution au problème des masses ?

La symétrie de jauge garantit qu'une théorie de champs rend des résultats finis. Elle réclame des champs sans masse, mais les vrais champs peuvent en avoir une. Il est pourtant possible que les champs n'ont pas "vraiment" une masse mais que leur propagation libre est juste ralentie par des entraves associés à l'espace-temps lui-même.

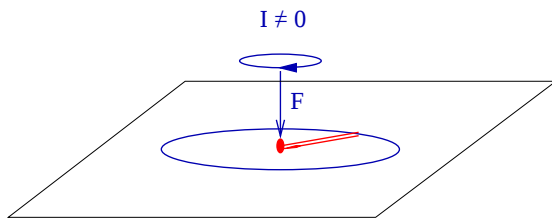
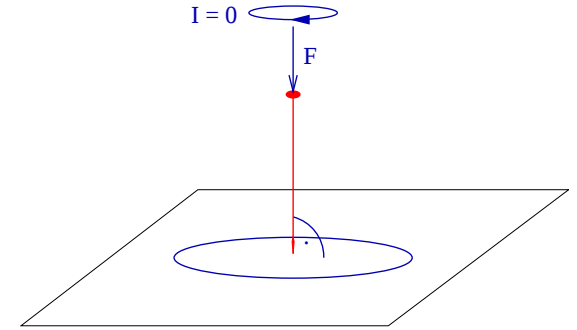
On survolera deux variantes d'une telle solution :

- le **mécanisme de Higgs** invoque un champ scalaire pour rendre les champs massifs dynamiquement ;
- le mécanisme de Kaluza-Klein invoque des **dimensions additionnelles** de l'espace-temps, au delà des quatre dimensions habituelles.

Brisure spontanée de symétrie

Si les champs massifs sont incompatibles avec la symétrie de jauge, l'inverse devrait être vrai aussi : une **brisure de la symétrie de jauge** devrait rendre massif un champ originalement sans masse. Pour comprendre cela intuitivement, on utilise (encore une fois) une analogie mécanique :

- Imaginez une aiguille infiniment fine. Autour de son axe elle n'a aucun moment d'inertie.
- Maintenant on exerce une force coaxiale qui dépasse la limite élastique de l'aiguille.
- Dans un premier temps il se passe rien, le système reste en équilibre instable.



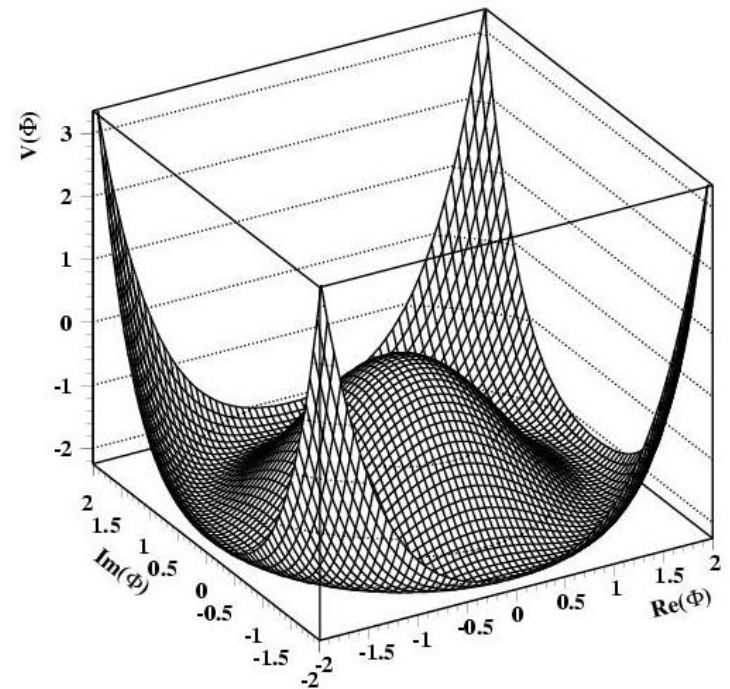
- A partir d'une fluctuation quantique, le réseau cristallin de l'aiguille s'affaiblit à un endroit imprévisible, et l'aiguille se replie dans une direction aléatoire.
- La **symétrie** cylindrique du système a donc **spontanément disparu** ; en même temps, un moment d'inertie autour de l'axe original est apparu. **Le système a acquis une sorte de masse.**

Le mécanisme de Higgs

Dans une théorie de champs, un effet analogue se produit si l'état fondamental d'un système ne montre pas une symétrie qui est bien présente pour le système en général.

Considérons un système avec un seul champ complexe Φ , où le minimum de l'énergie ne correspond pas à $\Phi = 0$, mais à un état avec $\Phi^2 = v \neq 0$. L'état fondamental d'un tel système n'est pas le vide, mais un vide rempli du champ Φ partout. Si l'on veut faire un calcul perturbatif dans un tel "vide", il faut choisir un minimum d'énergie autour duquel développer les états. En choisissant un Φ spécifique (avec $\Phi^2 = v$) pour réaliser l'état fondamental, on brise la symétrie par rapport à la phase de Φ . On appelle cela une **brisure spontanée de la symétrie**.

En même temps, le champ Φ , ainsi que tout autre champ en interaction avec lui, acquiert une masse. On appelle un tel champ un **champ de Higgs**.



Propagation dans un vide à la Higgs

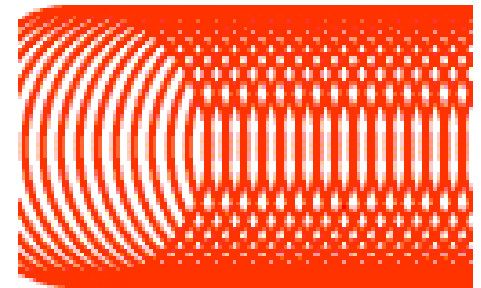
Comment un champ évolue-t-il dans le vide à la Higgs ? Tous les champs qui interagissent avec le champ Φ avec une constante de couplage donnée, sont constamment empêchés d'évoluer librement. Ils se propagent comme dans un liquide visqueux. Leur vitesse est inférieure à c , ils ont une masse qu'ils n'auraient pas dans un "vrai" vide avec $\Phi = 0$.

Evidemment il y a une particule qui correspond au champ Φ , la **particule scalaire Higgs H^0** . Toutes ses propriétés sont connues, sauf sa masse. Elle est vivement recherchée par toutes les expériences à la frontière des hautes énergies, jusqu'ici sans succès. On sait désormais du LEP qu'elle est plus lourde que ≥ 110 GeV. Pour des raisons dont la discussion dépasse le cadre des 270 minutes, on sait aussi que pour pouvoir remplir sa mission, sa masse ne doit pas dépasser ~ 1000 GeV. On en conclut que si elle existe, elle devrait être produite et observable au **LHC** du CERN (voir la discussion de la semaine prochaine).

La masse comme artéfact de dimensions additionnelles

Une autre approche invoque des **dimensions additionnelles de l'espace-temps**, au delà des quatre dimensions habituelles. On imagine que ces dimensions additionnelles devraient être “**compactes**”, c’est à dire que les champs devraient être cycliques dans les coordonnées qui dépassent x^μ .

Prenons un univers avec **4+1 dimensions**, dont l’additionnelle est confinée à un rayon R . A chaque point de l’espace-temps ordinaire serait alors attaché un cercle de rayon R dans la dimension additionnelle. Chaque champ serait confiné à la périphérie de ce cercle, qui représente une coordonnée additionnelle z .



Le fait que les particules ne disparaissent pas en évoluant réclame la **conservation de la probabilité**. Cela veut dire que la densité de particules dans un volume ne peut changer que quand des particules passent par les bords du volume. Pour un champ générique cela implique la conservation du quadricourant j^μ :

$$j^\mu = i (\Phi^* \partial^\mu \Phi - \Phi \partial^\mu \Phi^*)$$

c’est à dire **$\partial_\mu j^\mu = 0$** , et ceci évidemment en 4 dimensions.

La masse comme artéfact de dimensions additionnelles

Cela veut dire que les champs doivent être cycliques dans la dimension additionnelle z :

$$\Phi(x_\nu, z) = \Phi(x_\nu, z + 2\pi R)$$

Les champs compatibles avec cette condition de non-disparition spontanée ont la forme générale :

$$\Phi(x_\nu, z) = \sum_k \Phi_k(x_\nu) e^{ikz/R}$$

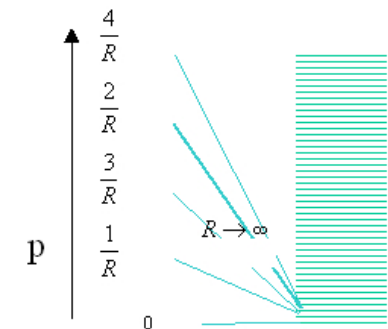
Si le champ Φ est sans masse en $4 + 1$ dimensions, son évolution suit une équation de Klein-Gordon sans terme de masse :

$$(\partial_\mu \partial^\mu + \partial_z \partial^z) \Phi = 0 \quad \rightarrow \quad \sum_k \left[\partial_\mu \partial^\mu - \left(\frac{k}{R} \right)^2 \right] \Phi_k(x_\nu, z) = 0$$

Pour chaque $k = 0, 1, 2, \dots$ de l'expansion, on a donc :

$$\left[\partial_\mu \partial^\mu - \left(\frac{k}{R} \right)^2 \right] \Phi_k(x_\nu, z) = 0$$

Ceci correspond à une équation de Klein-Gordon, mais pour un champ massif en quatre dimensions avec $m = k/R$.



Propagation dans un vide à la Kaluza-Klein

Comment un champ évolue-t-il dans le vide à la Kaluza-Klein ?

Les petites déviations par les boucles en z l'empêchent d'évoluer avec vitesse c . Il a donc l'air d'une particule massive.

L'idée des dimensions additionnelles n'est pas seulement une manière élégante de reconcilier symétrie de jauge et champs massifs, elle ouvre aussi la voie à la **gravitation quantique**.

La matière et les interactions ordinaires, électromagnétiques, faibles et fortes, vivent alors dans une hypersurface de 4 dimensions ("brane"), dans l'espace-temps complet de $4 + n$ dimensions. Seule la gravitation évolue dans le "bulk" de la dimension additionnelle. Elle est donc la seule à ne pas avoir de boson porteur de force en 4 dimensions.

Supersymétrie : la boîte de Pandore

Dans le monde que l'on connaît, la matière contient uniquement des fermions, et les forces sont transmises par des bosons vecteurs. Aucune raison n'est connue pour cette observation.

On peut donc raisonnablement spéculer s'il existe des forces fermioniques et des éléments bosoniques de la matière. La **super-symétrie** propose de restituer la symétrie entre les spins en associant à chaque particule un super-partenaire.

	Spin 0	Spin $\frac{1}{2}$		Spin 1
		Weak ES	Mass ES	
Matière	$\tilde{\nu}$ $\tilde{l}$ $\tilde{q}$	ν l q_{CKM}	q	
Forces	$H^\pm$ h^0, A^0	$\tilde{g}$ $\tilde{W}^\pm$ $\tilde{H}^\pm$ $\tilde{\gamma}$ $\tilde{Z}$ $\tilde{h}, \tilde{A}$	$\tilde{\chi}_i^\pm$ Charginos $\tilde{\chi}_i^0$ Neutralinos	g $W^\pm$ γ Z

Les super-partenaires ne se trouvent pas parmi la matière ordinaire. S'ils existent, ils sont donc très lourds : **la supersymétrie est brisée**.

Supersymétrie

- Quelques limites actuelles pour les masses des super-partenaires :

$$\tilde{l}, \tilde{\nu} > 45 \text{ GeV}$$

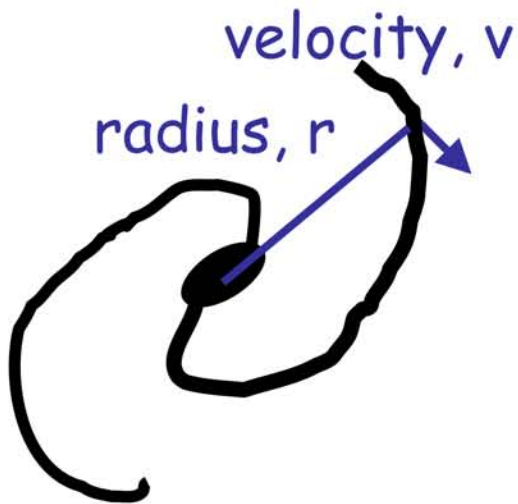
$$\tilde{q}, \tilde{g} > 150 \text{ GeV}$$

$$\tilde{\chi}^{\pm} > 45 \text{ GeV}$$

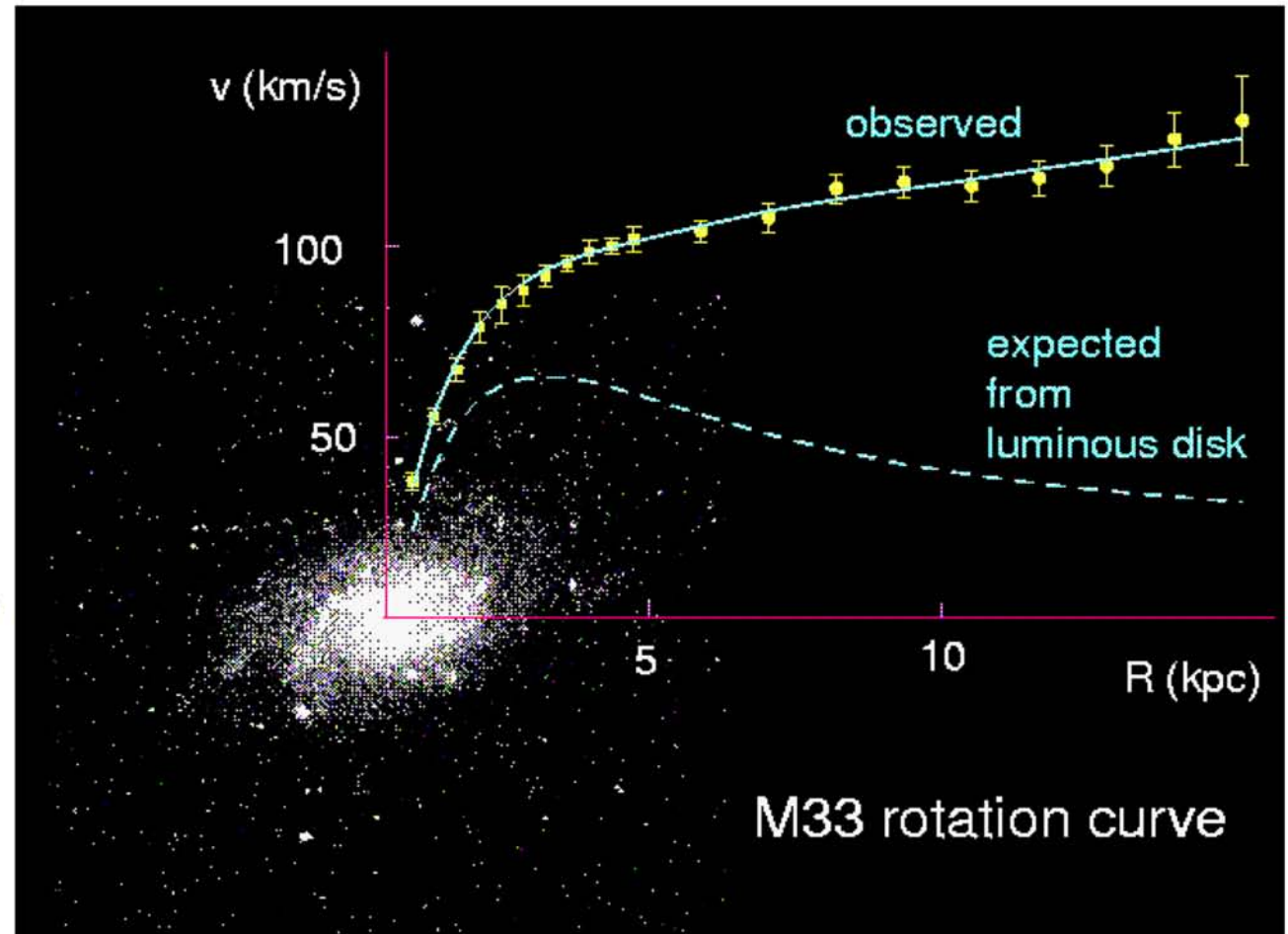
$$\tilde{\chi}^0 > 25 \text{ GeV}$$

- La particule supersymétrique la plus légère est habituellement le **neutralino léger** $\tilde{\chi}_1^0$.
- On associe souvent aux super-partenaires un nombre quantique conservé, la **parité R**. Les particules supersymétriques ne peuvent alors être produites qu'en paires. Chaque chaîne de désintégration se termine alors par le $\tilde{\chi}_1^0$, qui est une particule stable. Un tel neutralino serait un excellent candidat pour la **matière noire** qui s'accumule autour des galaxies.
- Sous son extension supersymétrique, même minimale, le modèle standard s'infiltre d'un nombre énorme de **paramètres nouveaux**, tous inconnus. Il perd par conséquent beaucoup de sa prédictivité.
- S'ils existent, les super-partenaires, et surtout $\tilde{q}$ et $\tilde{g}$, seront abondamment produits au **LHC**. Si la matière noire consiste de neutralinos, leur annihilation pourrait être détectée par l'expérience **AMS**.

Matière noire autour des galaxies



Gravity:
 $G M(r) / r^2 = v^2 / r$
enclosed mass:
 $M(r) = v^2 r / G$

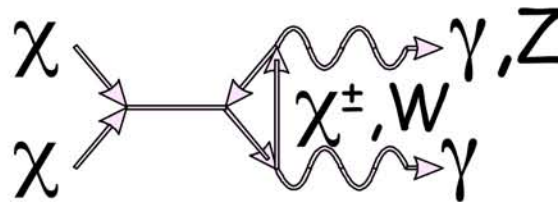


Matière noire supersymétrique ?

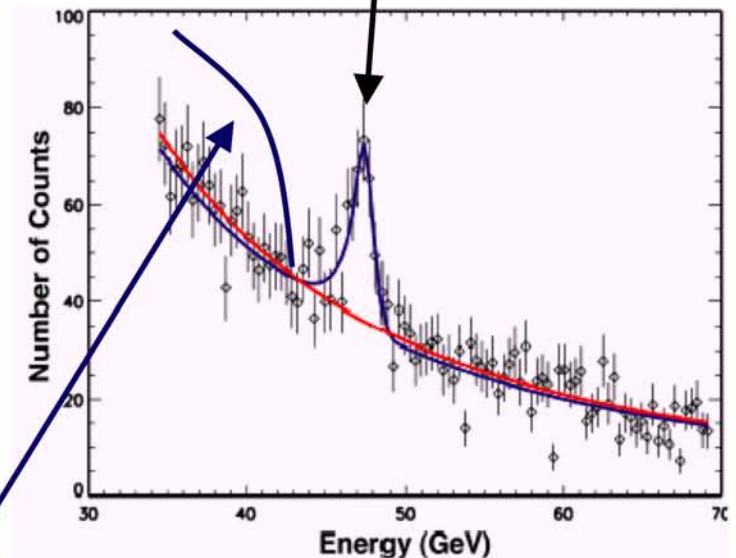
■ Some DM candidates

(e.g. SUSY particles) would lead to mono-energetic γ lines through annihilation into $\gamma\gamma$ or γZ :

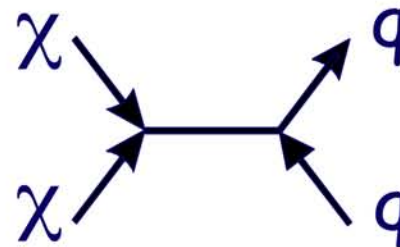
$E_\gamma = m_\chi / 2$ / $m_\chi - m_Z^2/4 m_\chi$
 $\Rightarrow$ clear signature at high energies
 but: loop suppressed



Good energy resolution in the few % range is needed

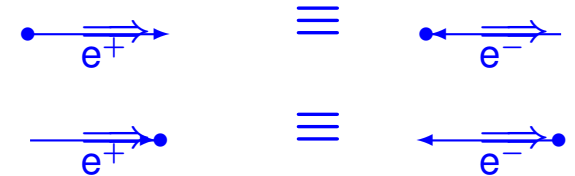


■ annihilation into $qq \rightarrow$ jets $\rightarrow n \gamma$'s $\Rightarrow$ continuum of low energy gammas difficult signature but large flux



Matière et anti-matière : symétrie CP

Dans une théorie des champs, une particule avec $\vec{p}$ équivaut une anti-particule du même type avec $-\vec{p}$. La **symétrie discrète CP** assure cette équivalence. CP est l'application simultanée de la **conjugaison de charge C** qui convertit toutes les charges $q \rightarrow -q$, et de l'**inversion de l'espace P** qui convertit $\vec{x} \rightarrow -\vec{x}$.



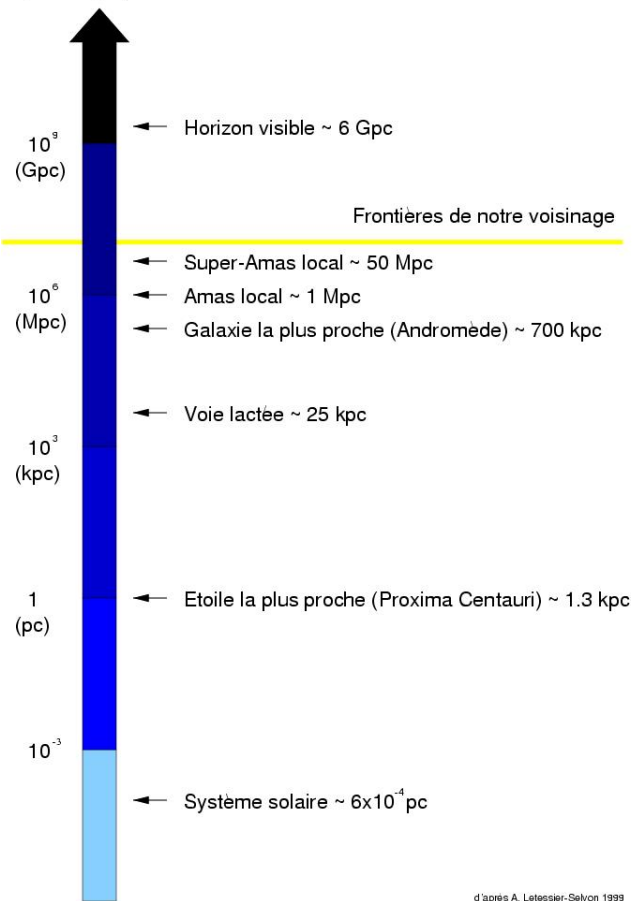
CP étant une symétrie discrète, il n'y a pas de nombre quantique conservée associée. Si la symétrie CP était universellement respectée, toute réaction d'annihilation serait réversible, avec la même probabilité pour la réaction inverse. **Une brisure de la symétrie CP permettrait de distinguer matière et anti-matière d'une manière absolue.**

Chaque théorie des champs doit respecter la symétrie discrète CPT , avec l'inversion T du temps $t \rightarrow -t$. Une brisure de CP entrainerait donc une brisure de la symétrie T , et donnerait une **direction unique au déroulement du temps**. Les interactions faibles ne respectent en effet pas la symétrie CP . Et l'état de l'univers autour de nous, indique aussi une brisure de cette symétrie.

Distinction entre particules et anti-particules

Equilibre tôt après le Big Bang ($kT \geq 1\text{GeV}$) : $n_q \simeq n_{\bar{q}} \simeq n_\gamma$

1 parsec (pc) = 3.26 années-lumière $\sim 3 \times 10^{13}$ km



Aujourd'hui on observe une **asymétrie baryonique** au moins locale :

- Système solaire : huit des neuf planètes visitées par satellites
- Rayons cosmiques :
 - Taux d'anti-protons/protons $\simeq 10^{-4}$, compatible avec production secondaire
 - Anti-noyaux plus lourds jamais observés
- Galaxies et anti-galaxies dans le même amas :
 - Radiation intense de photons par annihilation e^+e^- (ligne) et $p\bar{p} \rightarrow \pi^0 \dots$ (continuum)
 - Exclues par non-observation, e.g. Virgo ($d \simeq 10\text{Mpc}$, $M \simeq 10^{13}M_\odot$)

Le système solaire, la voie lactée et l'amas local ne contiennent plus d'anti-matière aujourd'hui.

Asymétrie baryonique locale

Explications alternatives :

- Symétrie globale avec **ségrégation à grandes distances** par un mécanisme inconnu.
- Création d'une asymétrie baryonique globale vers $t \simeq 10^{-6}\text{s}$:

$$\frac{n_q - n_{\bar{q}}}{n_q} \simeq 3 \times 10^{-8}$$

Création dynamique d'une asymétrie baryonique :

Sakharov 1967

- Violation du **nombre baryonique** : désintégration de p et $\bar{p}$, jamais observée.
- Violation de la **symétrie CP** : distinction entre matière et anti-matière. Observé dans les interactions faibles, mais de **taille insuffisante** pour les quarks.
- Hors **équilibre thermodynamique** (expansion plus rapide que taux d'interaction), transition de phase ?

Ceci réclame de nouveaux phénomènes passionnants, un scénario sans anti-matière est plus intéressant qu'un univers symétrique.

La recherche de l'anti-matière cosmique résiduelle est un des sujets de l'expérience AMS (voir discussion de la semaine prochaine).

Interactions faibles des quarks et leptons

Famille	Génération		
	1	2	3
Leptons	e	μ	τ
Neutrinos	ν_1	ν_2	ν_3
Quarks Up	u	c	t
Quarks Down	d	s	b

Les interactions faibles ont une propriété mystérieuse qui pourrait être à l'origine de l'asymétrie observée entre matière et anti-matière. Ils n'interagissent pas avec les "vrais" particules (d, s, b) et (ν_1, ν_2, ν_3) , les états propres de l'opérateur de masse, mais avec des superpositions dénotés par (d', s', b') et $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$.

Pour les quarks, la relation entre les deux groupes est :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

La matrice unitaire V s'appelle **matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM)**, les valeurs absolues de ses éléments sont :

$$\begin{pmatrix} 0.9742 - 0.9757 & 0.219 - 0.226 & 0.002 - 0.005 \\ 0.219 - 0.225 & 0.9734 - 0.9749 & 0.037 - 0.043 \\ 0.004 - 0.014 & 0.035 - 0.043 & 0.9990 - 0.9993 \end{pmatrix}$$

En plus des valeurs réelles des éléments de la matrice, il peut y avoir une seule **phase**, qui peut induire une asymétrie entre matière et anti-matière.

Oscillations de neutrinos

Un phénomène analogue vient d'être découvert dans la famille des neutrinos. Des **oscillations entre neutrinos** peuvent se produire si les neutrinos ont une masse non-zéro et si cette masse varie avec les générations. En général, la relation entre les états participant aux interactions faibles leptoniques (ν_e, ν_μ, ν_τ), et les états propres de l'opérateur de masse, (ν_1, ν_2, ν_3), est décrite par une matrice unitaire de 3×3 éléments, que l'on appelle la *matrice de Maki-Nakagawa-Sakata*.

Considérons deux saveurs de neutrinos, ν_e et ν_μ par exemple, qui participent aux interactions faibles, et deux états propres de l'opérateur de masse – deux vraies particules – ν_1 et ν_2 avec masses m_1 et m_2 . Les relations entre les deux sont

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} \end{pmatrix} (\nu_1 \nu_2)$$

Les deux états ν_1 et ν_2 propagent, dans la direction z par exemple, avec leurs fonctions d'onde

$$\psi_i(t) = \psi_i(0)e^{-i(E_i t - pz)} \simeq \psi_i(0)e^{-\frac{im_i^2 z}{2E}}$$

où la deuxième équation est valable dans l'approximation ultra-relativiste $E = p + m^2/2E$ et $ct = z$.

Oscillations de neutrinos

Considérons un faisceau de $\nu_\mu = -\nu_1 \sin \theta_{12} + \nu_2 \cos \theta_{12}$ à $t = 0$, créé par une désintégration faible $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$. A un temps t donné, à une distance $z = ct$ de son origine, ce faisceau sera composé comme

$$\psi(z) = -\psi_1(0) \sin \theta_{12} e^{\frac{im_1^2 z}{2E}} + \psi_2(0) \cos \theta_{12} e^{\frac{im_2^2 z}{2E}}$$

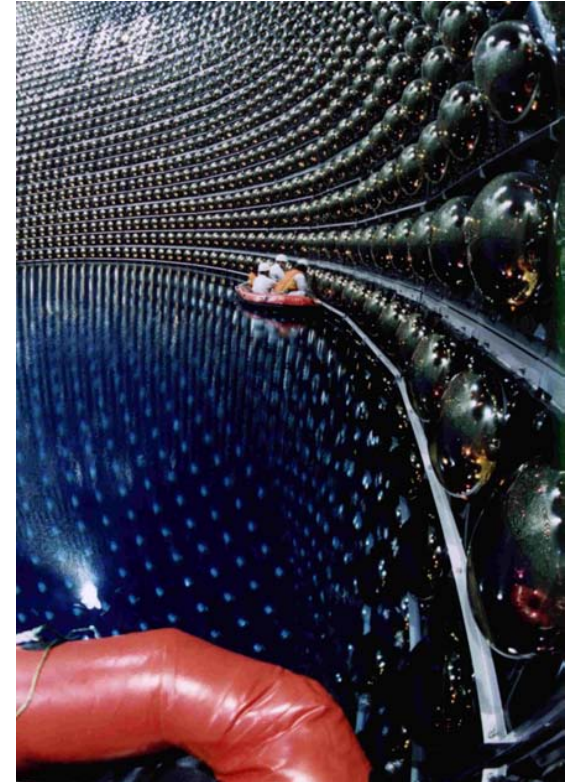
La probabilité de trouver un $\nu_e = \nu_1 \cos \theta_{12} + \nu_2 \sin \theta_{12}$ dans ce faisceau sera alors

$$\begin{aligned} P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}(z) &= \left| \cos \theta_{12} \sin \theta_{12} \left(e^{\frac{im_1^2 z}{2E}} - e^{\frac{im_2^2 z}{2E}} \right) \right|^2 \\ &= \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \frac{1.27 \delta m^2 z}{E} = A \sin^2 \frac{z}{\lambda} \end{aligned}$$

où le facteur 1.27 tient compte des constantes ainsi que de la conversion des unités si l'on met $\delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$ et E en GeV et z en km. Les deux facteurs de l'équation correspondent à l'amplitude et à la phase d'une oscillation. En choisissant une distance z qui est du même ordre de grandeur que $\delta m^2 / 4E$ on peut alors faire disparaître une partie des ν_μ et les convertir en ν_e .

Oscillations de neutrinos et violation de CP

Une telle disparition de ν_μ a été observée, avec des neutrinos produits par le soleil, les rayons cosmiques et aux accélérateurs. Ce type de recherche réclame des détecteurs de grande masse, parce que la section efficace des neutrinos est extrêmement faible. On utilise par exemple des grands réservoirs d'eau souterrains, comme dans **Super-Kamiokande** au Japon, où la lumière Cherenkov de produits relativistes d'une interaction peut être détectée. Les oscillations de neutrinos existent, et les neutrinos doivent être massifs.



En analogie avec le cas des quarks, il pourrait alors y avoir **violation de CP** leptonique, et avec une probabilité bien plus grande. On peut penser que c'est cette distinction entre leptons et anti-leptons qui est responsable de l'asymétrie baryonique de l'univers. La violation de CP pour leptons n'a pourtant pas encore été découverte, et sa proportion est inconnue. Son observation est un des buts principaux des **expériences avec neutrinos**, pour lesquelles le DPNC s'engage.