

**Introduction à la physique des particules**

**Module PHYS805, Master 1<sup>re</sup> année**

**Notes de cours**

**Damir BUSKULIC, Université de Savoie**



# Chapitre 1

## Panorama, notions de base et zoologie (1.5)

Pour une approche vulgarisatrice : <http://elementaire.lal.in2p3.fr/>

### 1.1 Un peu d'histoire

- Les grecs : matière = eau, air, terre, feu puis atome (Démocrite, 460 Av. J.C à Abdera, Thrace, Grèce)
- Modèle actuel a émergé au cours du siècle dernier :
  - électron découvert en 1897 ar J.J. Thomson
  - proton découvert en 1919 par Rutherford, nommé vers 1920
  - neutron découvert en 1932 par Chadwick
  - neutrino postulé par Pauli (1930), mis en évidence par Reines et Cowan (1956)
  - Notion de quarks introduite en 1964 par M. Gell-Mann. Pas de mise en évidence claire avant 1969 (structure ponctuelle du nucléon à SLAC, Stanford Linear Accelerator Center)  
proton = uud, neutron = udd
  - Autres particules, dont les plus marquantes :
    - 1935, hypothèse de Yukawa : la force nucléaire est due à l'échange de particules massives, les mésons
    - le muon  $\mu$  (Anderson, Neddermeyer, 1936) qu'on pensait au départ être le méson de Yukawa
    - le méson  $\pi$  (Powell, 1947)
    - particules  $K^0$  et  $\Lambda$  (Rochester et Butler, 1947), durée de vie "étrangement" longue. Nouveau nombre quantique, l'étrangeté.



FIG. 1.1 –

Voir Fig. 1.1

Nous verrons qu'il y a quatre types d'interactions :

- gravitationnelle (Newton, fin du XVII<sup>e</sup>, Einstein, 1915)
- électromagnétique :
  - Electromagnétisme, Maxwell, 1865 puis
  - Théorie quantique de l'électrodynamique (QED = Quantum Electrodynamics), Feynman, Schwinger et Tomonaga, 1946-1950
- faible (théorie de Fermi de la désintégration  $\beta$ , 1933/34)
- forte :
  - force nucléaire grâce aux mésons, Yukawa, 1935
  - QCD = Quantum Chromodynamics, Politzer, Wilczek, Gross, 1973

## 1.2 Unités naturelles

Dans le monde macroscopique, unités du système international (SI) :

[longueur]<sub>SI</sub> = 1 m

[temps]<sub>SI</sub> = 1 s

[masse ou énergie]<sub>SI</sub> = 1 kg ou 1 Joule

En physique des particules, les vitesses sont relativistes et les propriétés quantiques non négligeables. En outre, deux constantes :

- vitesse de la lumière :  $c = 3 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}$

- quantum de moment cinétique :  $\hbar = 1,054 \times 10^{-34} \text{ J.s} = 6,58 \times 10^{-22} \text{ MeV.s}$

Il est plus facile de travailler avec des unités dites "naturelles", dans le "Système d'Unités Naturelles" (SUN) :

- Energie en eV, ou MeV ou GeV ( $1 \text{ eV} = 1,6 \times 10^{-19} \text{ J}$ , M = Mega, G = Giga)
- [vitesse] $_{SUN} = 1 c$   
[moment cinétique] $_{SUN} = 1 \hbar$   
[masse ou énergie] $_{SUN} = 1 \text{ eV}$

Dans ce système, on a

$$\hbar = c = 1 \quad (1.1)$$

et on exprime les masses sous forme d'énergie (ex : masse de l'électron = 0,511 MeV)

**Exercice : exprimer le mètre et la seconde en unités naturelles**

Avantages du système d'unités naturelles :

- $\hbar$  et  $c$  sont définis exactement ( $\hbar = c = 1$ )
- les équations se simplifient beaucoup

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4 \implies E^2 = p^2 + m^2 \quad (1.2)$$

Mais on en abusera pas !

## 1.3 Composition de la matière

### 1.3.1 Matière ordinaire

On définit les particules fondamentales comme les constituants de la matière ne possédant aucune sous-structure. Ça a toujours été temporaire (atome = "insécable" chez les grecs...). Pour le moment, la matière ordinaire est formée des particules suivantes :

	quarks		leptons	
	u	d	$e^-$	$\nu_e$
<b>Charge</b>	2/3	-1/3	-1	0
<b>Masse</b>	1 - 4 MeV	4 - 8 MeV	511 keV	< 3 eV

Les particules de matière sont des fermions (spin 1/2), que l'on classe en deux catégories :

- les leptons ("leptos" = léger)

## 6CHAPITRE 1. PANORAMA, NOTIONS DE BASE ET ZOOLOGIE (1.5)

- pas d'interaction forte
- charge électrique entière
- charge "faible" → doublet d'interaction faible
- les quarks (roman "Finnegans Wake" de James Joyce : "Three Quarks for Muster Mark!"), formant la matière nucléaire
  - soumis à l'interaction forte
  - charge électrique fractionnaire
  - charge "faible" → doublet d'interaction faible
  - on leur associe une charge colorée (couleur) → triplet d'interaction forte

### 1.3.2 Plus de familles

Il existe deux autres familles de fermions, réplique de la première, aux masses près :

	quark +2/3	quark -1/3	lepton <sup>-</sup>	neutrino
1ère	u	d	e <sup>-</sup>	ν <sub>e</sub>
2ème	c <small>1974</small>	s <small>1947</small>	μ <sup>-</sup> <small>1936</small>	ν <sub>μ</sub> <small>1962</small>
3ème	t <small>1993</small>	b <small>1977</small>	τ <sup>-</sup> <small>1975</small>	ν <sub>τ</sub>

"u" = up, "d" = down, "s" = strange/étrange, "c" = charm/charme, "b" = beauty/beauté, "t" = top ou truth

Mais ces particules sont instables, c'est à dire qu'elles ont une durée de vie non infinie et se désintègrent en donnant finalement des particules de la première famille.

leptons	e <sup>-</sup>	ν <sub>e</sub>	μ <sup>-</sup>	ν <sub>μ</sub>	τ <sup>-</sup>	ν <sub>τ</sub>
Masse	511 keV	< 3 eV	106 MeV	< 190 keV	1777 MeV	< 18.2 MeV
τ			2.197 μs		290.6 × 10 <sup>-15</sup> s	
quarks	u	d	s	c	b	t
Masse	~ 3 MeV	~ 6 MeV	~ 100 MeV	~ 1.25 GeV	~ 4.5 GeV	~ 175 GeV
τ			~ 10 <sup>-10</sup> s	~ 10 <sup>-12</sup> s	~ 10 <sup>-12</sup> s	~ 10 <sup>-23</sup> s

## 1.4 Les interactions

Force, désintégration = interaction au niveau des particules fondamentales

Interaction entre particules = échange d'un "quantum de champ", comme par exemple le photon, quantum du champ e.m. = échange de particules appelées bosons de jauge

1935, Yukawa propose connexion entre la portée d'une interaction et la masse du quantum échangé pendant l'interaction. Considérons l'échange virtuel d'un boson de masse  $m$ , qui ne peut se produire qu'en un temps (principe de Heisenberg) :

$$\Delta t \approx \frac{\hbar}{\Delta E} \approx \frac{\hbar}{m} \quad (1.3)$$

la portée maximale est donc :

$$R = c\Delta t = \Delta t \approx \frac{1}{m} \quad (1.4)$$

relation entre la portée de l'interaction  $R$  et la masse  $m$  du boson (quantum) échangé.

Dans l'approche de Yukawa, l'énergie potentielle entre deux particules en interaction est de la forme :

$$E(r) = \frac{g^2}{4\pi} \frac{e^{-mr}}{r} = \frac{g^2}{4\pi} \frac{e^{-\frac{r}{R}}}{r} \quad (1.5)$$

Ceci peut être expliqué à l'aide de l'équation de Klein-Gordon, vue dans une section suivante.  $g$  est la constante de couplage de l'interaction.

Portée

- très courte pour interactions faibles ( $\sim 10^{-3}$  fm)
- infinie pour interaction e.m. et forte (finie pour cette dernière, mais pour d'autres raisons)

Si l'on ne tient pas compte de la gravitation, qui est un peu à part, on a la figure suivante :

	q	e <sup>-</sup>	v	Boson	Masse	couplage <sup>2</sup>
électromagnétique	×	×	-	$\gamma$ (photon)	$< 6 \times 10^{-17}$ eV	$\alpha = 1/137$
faible chargée	×	×	×	W <sup>±</sup>	80.425 GeV	$\sim 1/137$
faible neutre	×	×	×	Z	91.188 GeV	$\sim 1/137$
forte/couleur	×	-	-	g (gluon)	0 ?	$\alpha_s \sim 0.1-0.3$

## 1.5 Catégories de particules

### 1.5.1 Anti particules

Existence d'antiparticules

- même masse, spin et temps de vie que les particules
- charges opposées
- notées  $\bar{X}$  pour particule  $X$  :  $\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}, \dots$
- antiparticule de l'électron, positron  $e^+ = e^-$  (Anderson, 1932), anti-neutrino  $\bar{\nu}$ , antiproton  $\bar{p}$ , etc...

### 1.5.2 Hadrons

Nous avons vu ce que sont les **leptons** et les **quarks**, que nous considérons comme des particules élémentaires.

Autres catégories de particules, les **hadrons** sont des états liés de quarks et d'anti-quarks. Il y en a plus de 200 différents.

- interagissent par tous les types d'interaction
- charge électriques entières (multiple de la charge de l'électron)

Il y a deux catégories, les **baryons** et les **mésons**

### 1.5.3 Baryons

Ils sont constitués de 3 quarks (et/ou anti-quarks), sont instables sauf le proton (cas du neutron un peu spécial). Portent un nombre quantique dit "nombre baryonique" qui se conserve dans les interactions.

	Composition	Masse/ GeV	Charge	Spin	$\tau/s$
p, n	uud, udd	0.938, 0.940	+, 0	1/2	$>7 \times 10^{36}, 886$
N(1440)	uud, udd	1.440	+, 0	1/2	$\sim 10^{-23}$
$\Delta(1232)$	uuu, uud, udd, ddd	1.230	++, +, 0, -	3/2	$\sim 10^{-23}$
$\Lambda$	uds	1116	0	1/2	$2.6 \times 10^{-10}$
$\Sigma$	uus, uds, dds	1.189, 1.193, 1.197	+, 0, -	1/2	$\sim 10^{-10}(\pm), \sim 10^{-19}(0)$
$\Xi$	uss, dss	1.315, 1.321	0, -	1/2	$\sim 2 \times 10^{-10}$
$\Omega$	sss	1.672	-	3/2	$0.8 \times 10^{-10}$

### 1.5.4 Mésons

Constitués de 2 quarks (et/ou anti-quarks). Tous instables, temps de vie des plus stables :

- $\pi \sim 10^{-8}$  s

- $K \sim 10^{-8}$  s
- $D \sim 10^{-12}$  s
- $B \sim 10^{-12}$  s
- autres  $\sim 10^{-23}$  s

	Composition	Masse/ GeV	Charge	Spin
$\pi, \rho$	$\underline{u}\underline{d}, \underline{u}\underline{u} - \underline{d}\underline{d}, \underline{d}\underline{u}$	0.140, 0.770	+, 0, -	0, 1
$K, K^*$	$\underline{u}\underline{s}, \underline{d}\underline{s}$	0.495, 0.890	+, 0	0, 1
$\eta, \omega, \eta'$	$\underline{u}\underline{u} + \underline{d}\underline{d} + \underline{s}\underline{s}$	0.547, 0.782, 0.958	0	0, 1
$\phi$	$\underline{s}\underline{s}$	1.020	0	1
$D$	$\underline{c}\underline{u}, \underline{c}\underline{d}, \underline{c}\underline{s}$	1.869, 1.865, 1.968	0, +, +	0
$B$	$\underline{b}\underline{u}, \underline{b}\underline{d}, \underline{b}\underline{s}$	5.279, 5.279, 5.370	-, 0, 0	0

## 1.6 Rappels de relativité, invariants relativistes

### 1.6.1 Transformation de Lorentz

Pour passer d'un référentiel I à un référentiel II en mouvement uniforme selon l'axe  $z$  par rapport au premier, transformation de Lorentz comparée à la transformation de Galilée :

$$\begin{aligned} z' &= z - vt & \longrightarrow & \quad z' = \gamma(z - \beta ct) \\ t' &= t & \longrightarrow & \quad ct' = \gamma(ct - \beta z) \end{aligned}$$

Où on définit

$$\beta = \frac{v}{c} \text{ et } \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (1.6)$$

Dans l'autre sens :

$$\begin{aligned} z &= z' + vt' & \longrightarrow & \quad z = \gamma(z' + \beta ct') \\ t &= t' & \longrightarrow & \quad ct = \gamma(ct' + \beta z') \end{aligned}$$

Moyen de s'en rappeler :

- partir de la transformation de Galilée
- changer  $vt$  en  $\beta ct$
- factoriser  $\gamma$
- recopier pour  $t/t'$  en échangeant  $z/z'$  et  $ct/ct'$

### 1.6.2 Quadri-vecteur énergie-impulsion (ou énergie-quantité de mouvement)

Energie et quantité de mouvement d'une particule de masse  $m$  au repos, l'exposant  $*$  représente les quantités dans le système du centre de masse .

$$E^* = mc^2 \text{ et } \mathbf{p}^* = 0 \quad (1.7)$$

Pour des particules en mouvement à la vitesse  $\beta$  selon l'axe  $z$  :

$$E = m\gamma c^2, p_z = m\gamma c\beta \text{ et } p_x = p_y = 0 \quad (1.8)$$

On a la relation :

$$E^2 - \mathbf{p}^2 c^2 = m^2 c^4 \quad \Rightarrow \quad E = \sqrt{\mathbf{p}^2 c^2 + m^2 c^4} \quad (1.9)$$

Les transformations de Lorentz pour ces quantités s'écrivent :

$$\begin{aligned} E &= \gamma(E^* + \beta p_z^* c) & E^* &= \gamma(E - \beta p_z c) \\ p_z c &= \gamma(p_z^* c + \beta E^*) & p_z^* c &= \gamma(p_z c - \beta E) \\ p_x &= p_x^* & p_x^* &= p_x \\ p_y &= p_y^* & p_y^* &= p_y \end{aligned} \quad (1.10)$$

Mêmes équations qu'au dessus en changeant  $ct$  en  $E$  et  $\mathbf{r}$  en  $\mathbf{p}$   
Les réécrire dans le système d'unités naturelles.

### 1.6.3 Quadri-vecteurs

Objets à 4 composantes qui se transforment comme  $r \equiv (ct, \mathbf{r})$  ou  $E \equiv (E, \mathbf{p}c)$ . On note  $X \equiv (X_0, \mathbf{X})$  ou  $(X_0, X_1, X_2, X_3)$  ou  $(X_0, X_x, X_y, X_z)$

Exemples : sommes de positions, sommes d'impulsions (quantités de mouvement, potentiel électromagnétique :  $A \equiv (cV, \mathbf{A})$ ).

Propriétés :

- Norme :  $X^2 = X_0^2 - \mathbf{X}^2$
- Produit scalaire :  $X.Y = X_0 Y_0 - \mathbf{X} \cdot \mathbf{Y} = X_0 Y_0 - X_1 Y_1 - X_2 Y_2 - X_3 Y_3$   
Astuce :  $X.Y = \frac{1}{2} [(X + Y)^2 - X^2 - Y^2]$
- **Le produit scalaire de deux quadri-vecteurs (et donc aussi la norme) est un invariant relativiste, sa valeur est constante d'un référentiel à l'autre**

## 1.7 Mécanique quantique

Juste pour voir comment on passe à la mécanique quantique relativiste (puis éventuellement à la théorie quantique des champs)...

### 1.7.1 Equation d'onde de Schrödinger

Equation obtenue en définissant l'hamiltonien d'une particule libre non relativiste dans un potentiel  $V$ , sa relation avec l'énergie, puis (postulat MQ) en identifiant les quantités classiques aux opérateurs quantiques :

$$E = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + V \quad \xrightarrow{\text{substitution MQ}} \quad \left( \frac{(-i\hbar\nabla)^2}{2m} + V \right) \psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (1.11)$$

L'équation finale est bien :

$$\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + V \psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (1.12)$$

### 1.7.2 Equation de Klein-Gordon

Si on veut traiter le cas relativiste, on part naturellement de la conservation du quadri-vecteur énergie-impulsion :

$$E^2 - \mathbf{p}^2 = m^2 \quad \xrightarrow{\text{substitution MQ}} \quad \left( i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \right)^2 \psi - (-i\hbar\nabla)^2 \psi = m^2 \psi \quad (1.13)$$

Ce qui donne l'équation de Klein-Gordon :

$$-\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} + \nabla^2 \psi = m^2 \psi \quad (1.14)$$

Cette équation décrit les bosons (spin entier), mais elle souffre de problèmes d'interprétation liés à l'existence de densités de probabilité de présence négatives dans un cadre de MQ standard. Le cadre correct pour traiter les ensembles de particules relativistes est la *théorie quantique des champs*



## Chapitre 2

# Aspects expérimentaux (1.5)

### 2.1 Sources de particules de haute énergie

#### 2.1.1 Radioactivité

Vu en physique nucléaire. Emission possible de  $e^-$ ,  $e^+$ ,  $p$ ,  $n$ ,  $\alpha$  ( $\text{He}^{++}$ ).  
Energie de l'ordre de grandeur de l'énergie de liaison nucléaire ( $\sim 10\text{MeV}$ ).

#### 2.1.2 Rayons cosmiques

Particules stables (principalement protons, noyaux d'hélium, électrons, rayons gamma = photons, neutrinos) produits par des phénomènes astrophysiques (vent stellaire, supernovae,...) et se propageant dans la galaxie, influencés (accélération, déviation) par les champs magnétiques de celle-ci si ils sont chargés. Interaction avec les particules de l'atmosphère terrestre. Sous-produits : gerbes contenant des muons, paires  $e^+e^-$ , photons.

Les particules qui constituent le rayonnement cosmique ont, avant d'arriver dans l'atmosphère, un spectre en loi de puissance (comme illustré sur la figure 2.1).

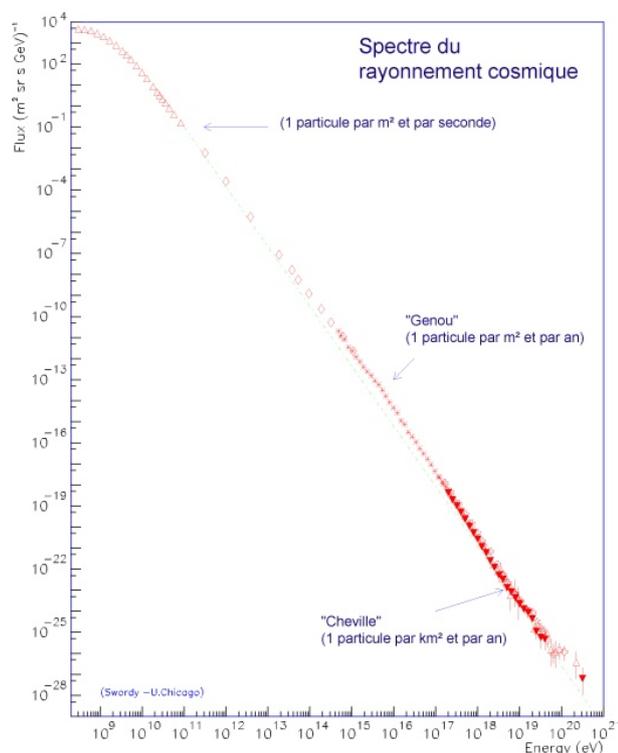


FIG. 2.1 –

Etude du rayonnement cosmique dès 1912 (Victor Franz Hess). Naissance de la physique des particules. Aujourd'hui, source utilisée dans le domaine des "astroparticules". But des astroparticules, études (en italique, celles qui utilisent les RC en tant que tels) :

- *matière noire*
- *origine de l'antimatière*
- *neutrinos solaires, galactiques et extra-galactiques*
- cosmologie (rayonnement de fond cosmologique, supernovae)
- ondes gravitationnelles

Méthodes expérimentales : celles de la physique des particules, vues plus loin.

### 2.1.3 Physique des accélérateurs

Outils de production de particules à des énergies à peu près contrôlées. Microscopes, longueur d'onde de la sonde :

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{2\pi\hbar c}{pc} \quad (2.1)$$

soit  $\frac{2\pi}{p}$  en unités naturelles. Si l'on se rappelle que  $\hbar c = 197 \text{ MeV}\cdot\text{fm}$ , on a par exemple :

$$p = 1 \text{ GeV} \quad \longrightarrow \quad \lambda = 0,197 \text{ fm} \quad (2.2)$$

Pour accélérer une particule, utilise

$$\mathbf{F}(t) = q\mathbf{E} + q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (2.3)$$

valable même dans le cas relativiste si définit  $\mathbf{F}(t) \equiv \frac{d\mathbf{p}}{dt}$

- Champ magnétique = contrôle de la trajectoire
- Champ électrique = accélération

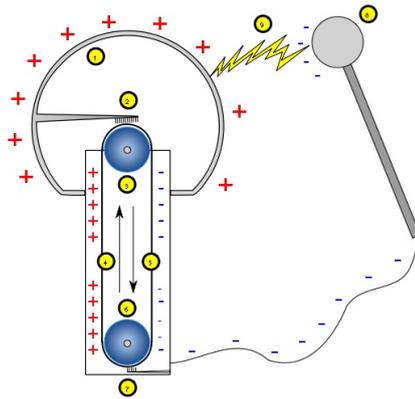
#### 2.1.4 Accélérateurs linéaires (linacs)

Principe de base : champ électrique uniforme est constant, particules chargées acquièrent une énergie cinétique  $E_c = qU$ . Pour une particule de charge  $e$  :

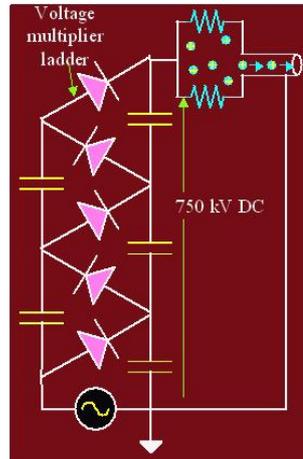
$$U = 1 \text{ MV} \quad \longrightarrow \quad E_c = 1 \text{ MeV} \quad (2.4)$$

#### Accélérateurs électrostatiques

- Van de Graaf jusqu'à 10 MeV (générateur électrostatique)



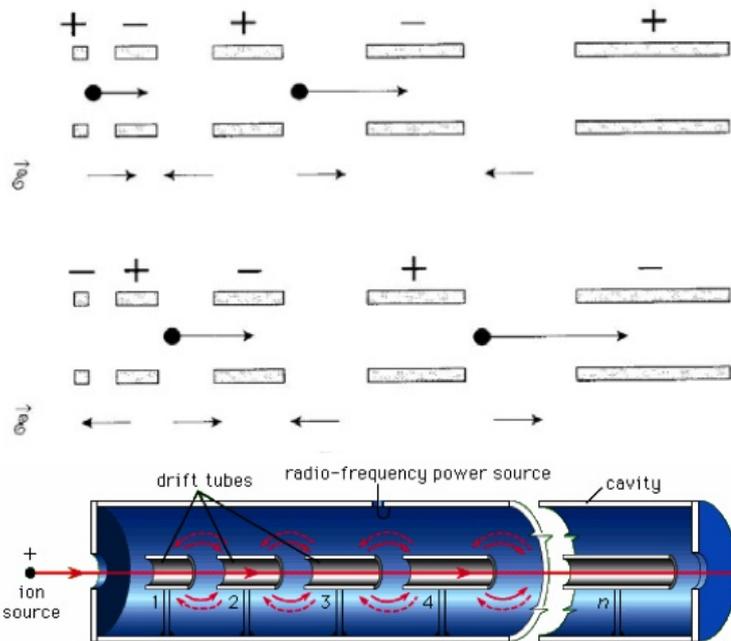
- Cockroft et Walton, fabrication d'une très haute tension continue à partir d'un courant alternatif.



- Utilisation de nos jours : microscope électronique

### Accélérateurs linéaires à radiofréquence

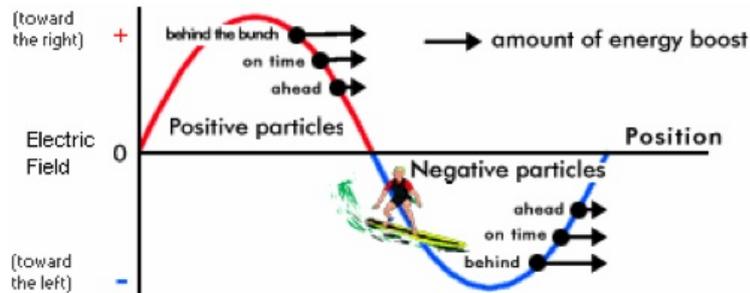
Sections (tubes) successives dont le potentiel est changé au fur et à mesure de l'avancée des particules :



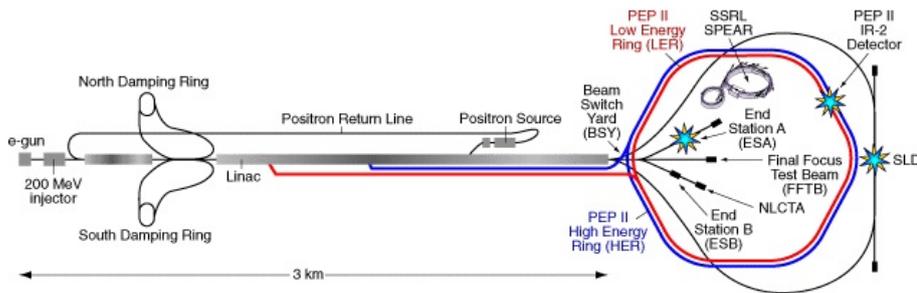
Changements de polarité faits par champs électriques alternatifs  $\sim$  GHz.

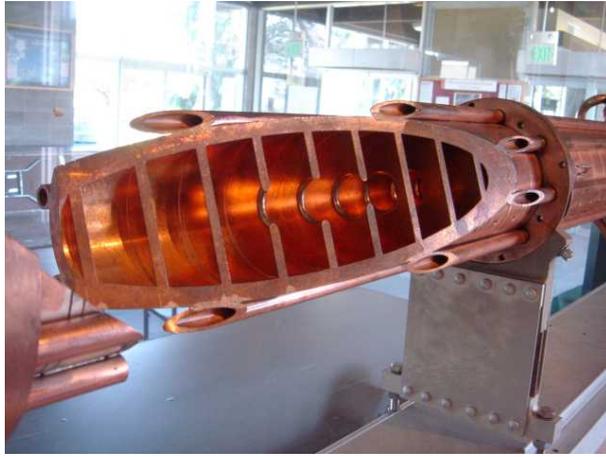
- particules écrantées, ne sentent pas le champ, pendant qu'elles sont à l'intérieur d'un tube

- particules mises en paquet (bunchées) : celles qui sont en retard se désynchronisent, celles en avance sont retardées.



Exemple : LINAC de SLAC (Stanford Linear Accelerator Center). Accélère des électrons (positrons). Longueur  $L = 3,2$  km, énergie  $E = 50$  GeV.





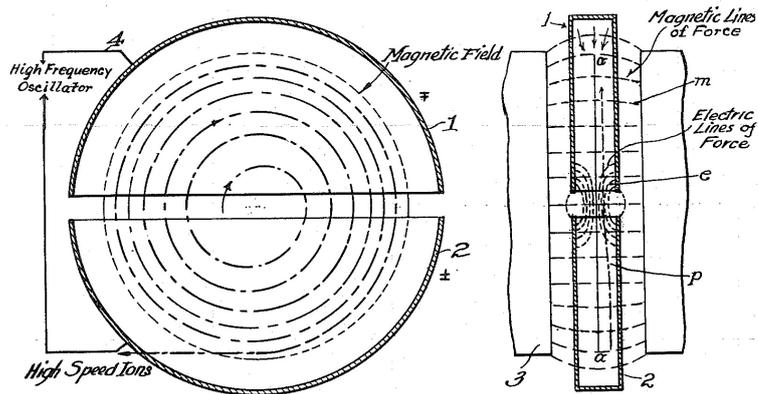
### 2.1.5 Cyclotrons, synchrotrons

Cyclotron (Lawrence, 1931) est l'ancêtre des appareils circulaires. L'idée est de "recycler" les particules, de les faire passer plusieurs fois dans un champ accélérateur au même endroit.

- Champ magnétique  $B$  pour courber les trajectoires
- Rayon de la trajectoire donné par

$$\rho = \frac{\gamma m |\mathbf{v}|}{|q| |\mathbf{B}|} = \frac{|\mathbf{p}|}{|q| |\mathbf{B}|} \quad (2.5)$$

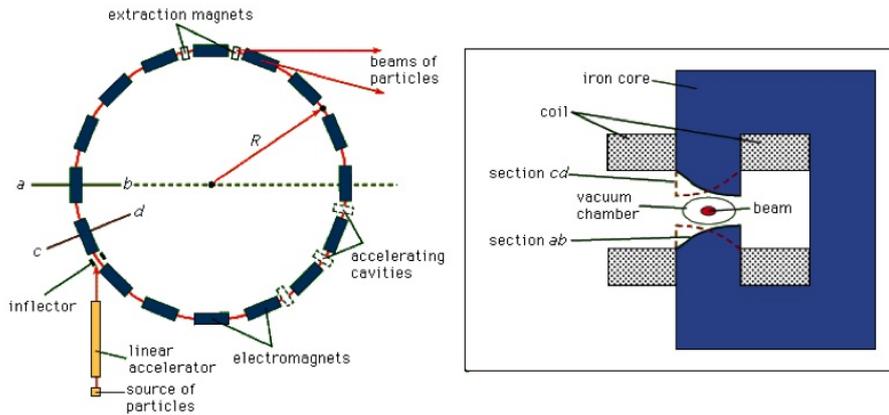
- Correspond à une fréquence  $\omega = \frac{|q| |\mathbf{B}|}{\gamma m}$  constante si non relativiste ( $\gamma \sim 1$ ). On parle de *pulsation cyclotron*  $\omega_c$ .
- champ  $E$  accélérateur alternatif de pulsation  $\omega = \omega_c$



Si  $v$  devient relativiste, il faut changer la fréquence de  $E$  pour l'adapter au temps de parcours d'un demi-cercle de trajectoire par les particules, donc à  $\omega_c$  (relativiste). On parle de *synchro-cyclotron*.

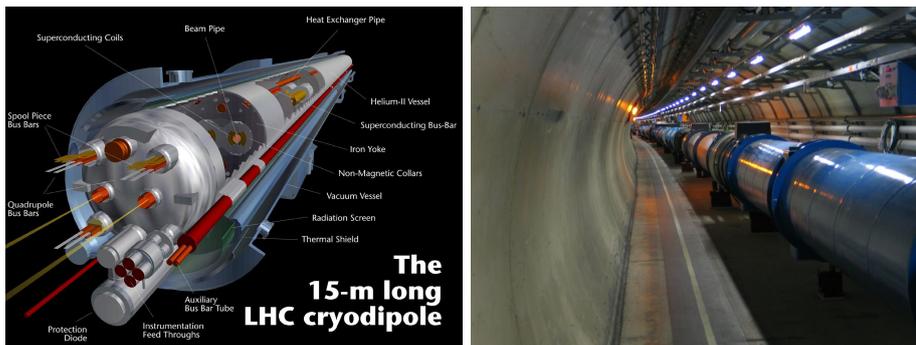
Aujourd'hui : synchrotron. On ajuste le champ  $B$ , donc  $\omega_c$  pour garder constant le rayon.

Suite de sections courbes de champ  $B$  et de sections accélératrices droites avec un champ électrique  $E$ .



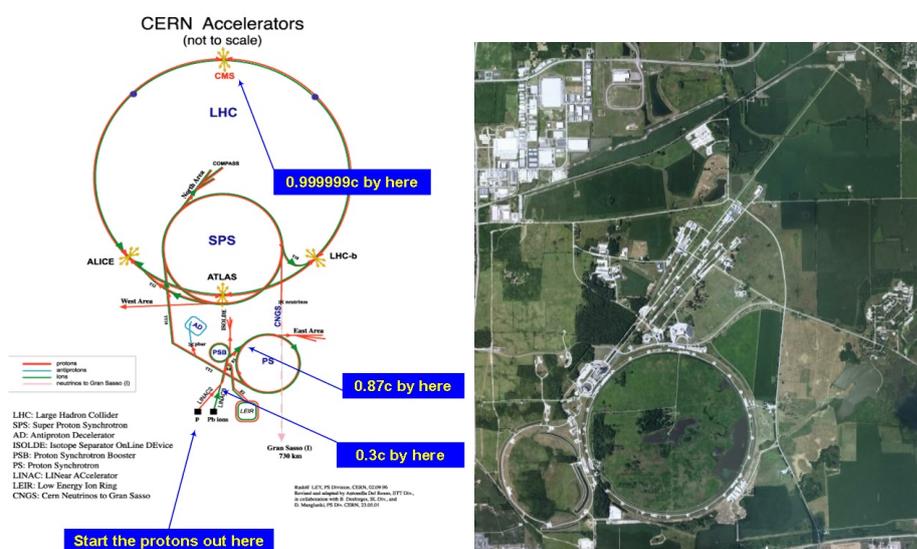
Exemples :

- Tevatron (Fermilab, près de Chicago) :  $\varnothing 2$  km,  $E = 150$  GeV  $\rightarrow$  1 TeV,  $10^{13}$  p/ $\bar{p}$  accélérés simultanément
- LHC (CERN, Genève) :  $\varnothing 8,5$  km,  $E = 7$  TeV,  $3 \cdot 10^{14}$  p accélérés simultanément



### 2.1.6 Complexes d'accélérateurs

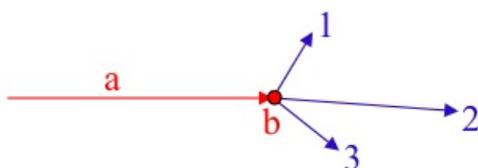
Les synchrotrons seuls ne peuvent pas accélérer des particules en partant de 0 jusqu'à leur énergie nominale. On associe toujours plusieurs accélérateurs, dont le premier est linéaire. Exemples : le complexe du CERN et celui de Fermilab.



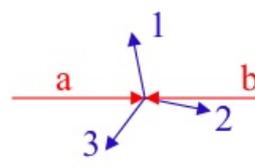
### 2.1.7 Cible fixe ou collisionneur ?

Energie disponible lors d'une collision  $A + B$  est notée  $\sqrt{s}$ . Différente de  $E(A) + E(B)$  car ne doit pas prendre en compte l'énergie cinétique d'ensemble. Celle-ci ne sert à rien pour produire de nouvelles particules. Si on note  $E_A^*$  et  $E_B^*$  les énergies dans le référentiel du centre de masse, l'énergie totale dans le système du centre de masse est

$$\sqrt{s} = E_A^* + E_B^* \quad (2.6)$$



"labo" : b au repos



"cms" : a et b même p

On a :

$$\sqrt{s}(100 \text{ GeV} + 0 \text{ GeV}) < \sqrt{s}(50 \text{ GeV} + 50 \text{ GeV}) \quad (2.7)$$

On en déduit que les "collisionneurs" sont plus intéressants que les accélérateurs mais

- plus difficiles à réaliser
- ont moins de "luminosité" (définition rigoureuse à venir)

## 2.2 Détecteurs

Utilité : identifier les particules en jeu dans un phénomène physique (réaction, interaction, traversée du détecteur,...) et leur caractéristiques. En particulier :

- Visualisation de trajectoire et mesure de la quantité de mouvement
- Mesure d'énergie
- Identification des particules et de leurs caractéristiques (masse, charge,...)

### 2.2.1 Passage des particules à travers la matière

Détection  $\Rightarrow$  Interaction avec de la matière. La détection se fait par interaction des particules avec de la matière. D'abord quelques notions sur le passage des particules (+ généralement du rayonnement) à travers la matière.

Majoritairement interactions électromagnétiques  $\Rightarrow$  seules particules chargées détectées directement. (quelques exceptions)

Particules neutres vues qu'à la suite de collisions, désintégrations, etc... produisant particules secondaires.

#### Perte d'énergie par ionisation

Processus le plus courant : ionisation. Champ e.m. d'une particule chargée en mouvement accélère les électrons des atomes du milieu et ionise ceux-ci. Ion détectable chimiquement ou électriquement.

Particule continue sa trajectoire mais elle perd une partie de son énergie dans les interactions. Perte d'énergie approximative donnée par formule de Bethe-Bloch (Hans Bethe 1930), où  $z$  et  $\beta$  sont la charge et la vitesse de la particule,  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ ,  $m_e$  la masse de l'électron (particule "cible" dans le matériau),  $\rho$  la densité du matériau,  $Z$  son nombre atomique et  $A$  sa masse atomique :

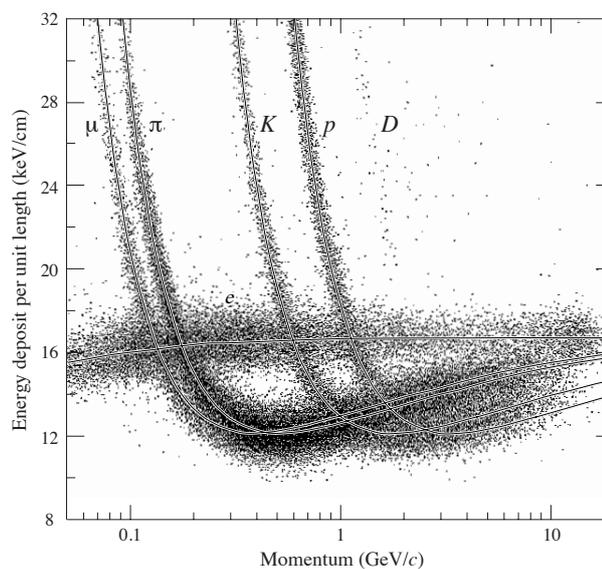
$$-\frac{dE}{dx} = K \frac{\rho Z}{A} z^2 \left[ \frac{1}{\beta^2} \ln \left( \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - 1 \right] \quad (2.8)$$

la constante  $K$  est donnée par :

$$K = \frac{4\pi\alpha_{em}^2 N_A}{m_e c^2} = 30,7 \text{ keV.m}^2.\text{kg}^{-1} \quad (2.9)$$

L'expression  $\frac{\rho Z}{A}$  est ni plus ni moins que la densité volumique d'électrons dans le matériau.

$I$  est le potentiel d'ionisation moyen ( $I = 10Z$  eV pour  $Z > 20$ , Bloch 1933). Il peut y avoir des corrections (spin, effet d'écran diélectrique) mais elles restent faibles. Formule valable pour ( $0,05 < \beta\gamma < 500$ ).



On peut utiliser le  $dE/dx$  pour discriminer les particules.  
La formule reste la même pour toutes les particules mais

- $\pi^\pm$ , p,... (hadrons) font aussi des collisions hadroniques (avec les noyaux)
- $e^\pm$  rayonnement de freinage (bremsstrahlung), pertes plus importantes

### Perte d'énergie des électrons

bremsstrahlung dans le champ coulombien des noyaux

### Perte d'énergie des photons

- $E \sim$  quelques dizaines à quelques centaines d'eV, effet photoélectrique sur électrons atomiques
- $E$  à partir du keV, effet Compton
- $E$  à partir du seuil de production de paires  $e^+e^-$  (1,022 MeV), ce canal devient rapidement dominant.

### Perte d'énergie des hadrons

Egalement interaction forte avec les noyaux, devient dominant à partir de quelques GeV.

#### 2.2.2 Longueur d'interaction

On définit une longueur d'interaction  $X_0$  comme la distance que parcourt une particule dans la matière en ne gardant que  $\frac{1}{e}$  de son énergie initiale.

Ceci n'est réellement utile que dans le cas où la perte d'énergie par unité de longueur est proportionnelle à  $E$  :

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{E}{X_0} \quad (2.10)$$

cas du rayonnement de freinage pour les électrons. On a alors

$$E = E_0 e^{-\frac{x}{X_0}} \quad (2.11)$$

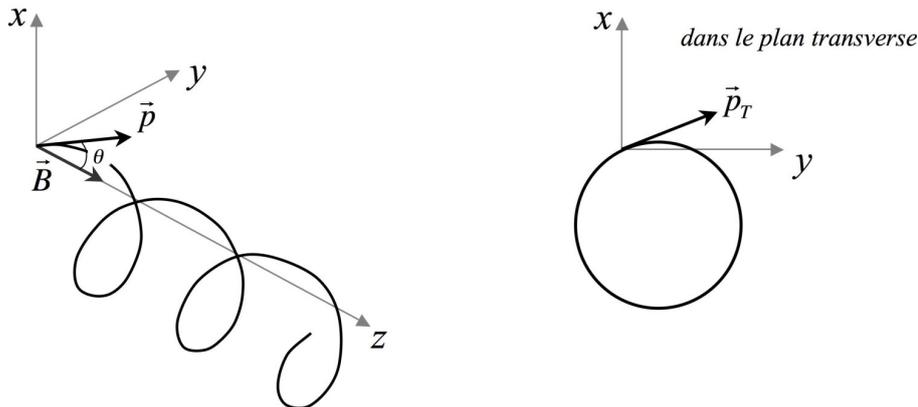
Ordres de grandeur : air (CNTP)  $X_0 \approx 300$  m, eau  $X_0 \approx 0,36$  m, fer  $X_0 \approx 2$  cm, plomb  $X_0 \approx 5,6$  mm.

### 2.2.3 Détecteurs de traces

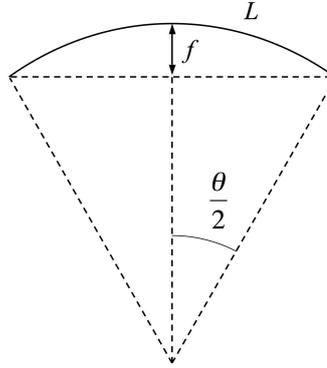
Permettent l'observation des particules produites dans les interactions, mesure de leur quantité de mouvement  $\mathbf{p}$  ou de leur énergie si on connaît leur masse et que l'on plonge le détecteur dans un champ magnétique.

**On ne détecte ainsi que les particules chargées !**

Un champ magnétique donne pour ces particules une trajectoire hélicoïdale.



On peut mesurer le rayon  $R$  de l'hélice dans le plan transverse et en déduire l'impulsion transverse. On part de la flèche  $f$  d'un morceau de trajectoire de longueur  $L$  :



$$f = R \left( 1 - \cos \frac{\theta}{2} \right) \approx R \frac{\theta^2}{8} \quad (2.12)$$

Comme  $\theta \approx \frac{L}{R}$ , on obtient la norme de  $p_T$  :

$$R \approx \frac{L^2}{8f} \Rightarrow p_T = qBR = q \frac{BL^2}{8f} \quad (2.13)$$

Les autres paramètres de la trajectoire permettent de calculer  $p_x$ ,  $p_y$  et  $p_z$ . Ainsi, si  $(r, \phi)$  est le système de coordonnées polaires du plan transversal  $(x, y)$ , on a :

$$p_x = p_T \cos \phi \quad (2.14)$$

$$p_y = p_T \sin \phi \quad (2.15)$$

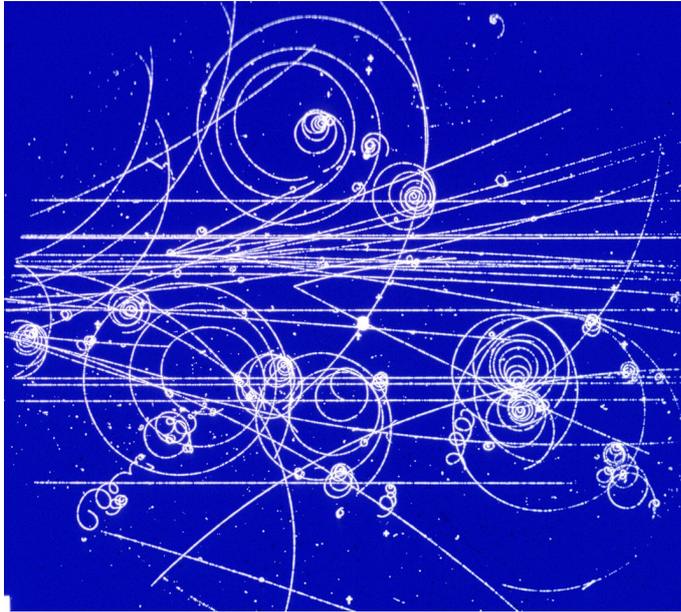
$$p_x = \frac{p_T}{\tan \theta} \quad (2.16)$$

### Chambres à bulles

(Glaser 1953) Enceinte avec de l'hydrogène liquide à T, P telles qu'il est juste sous le point d'ébullition, prêt à se vaporiser.

- Passage d'une particule chargée,
- Ionisation des molécules du fluide
- Production de germes,
- Détente du fluide, passage au delà de la température d'ébullition
- Formation de bulles qui "tracent" le passage de la particule

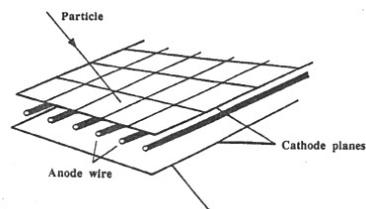
le tout dans un champ magnétique.



Pas rapide (10 ms), très long de scanner les images.

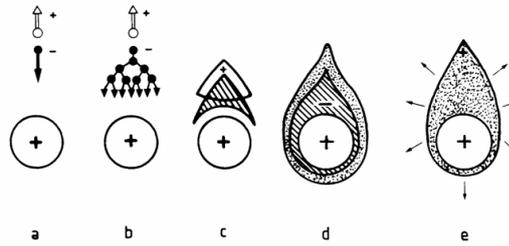
### Chambres proportionnelles

”Inventées” par G. Charpak, fils d’anode et plans de cathode. Tension 1-5 kV.

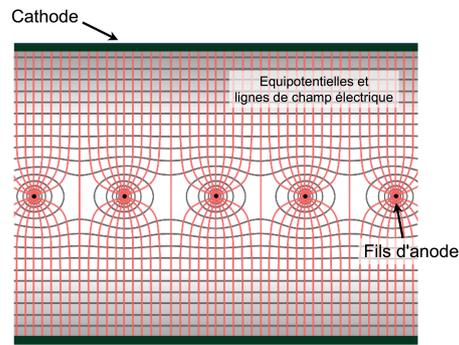


Principe :

- Une particule chargée ionise le gaz sur son passage
- Les électrons produits dérivent vers les fils, les ions vers les cathodes
- Arrivée sur le fil ( $\varnothing$  quelques dizaines de  $\mu\text{m}$ )  $\rightarrow$  avalanche et impulsion électrique



Lignes de champ et équipotentiels dans une chambre proportionnelle, ainsi qu'une photo de 1979 montrant le "tissage" d'une chambre.



Exemple d'événement vu dans l'expérience ALEPH (au LEP, 1992). Les traces courbes reconstruites donnent l'emplacement des détecteurs de traces.

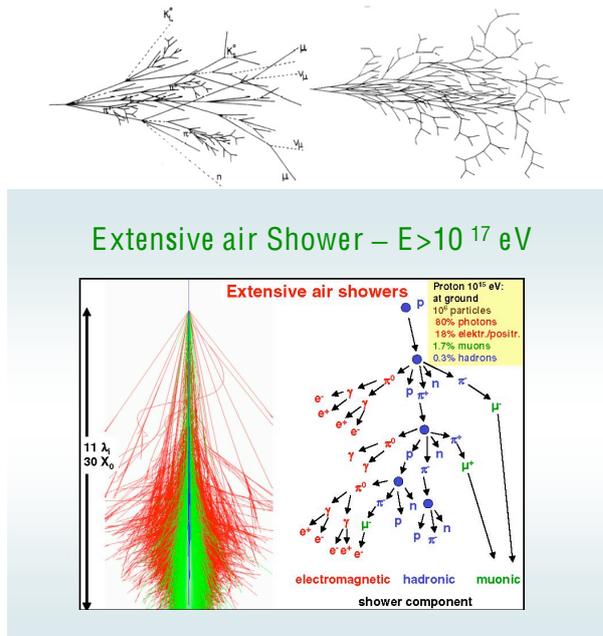


## 2.2.4 Calorimètres

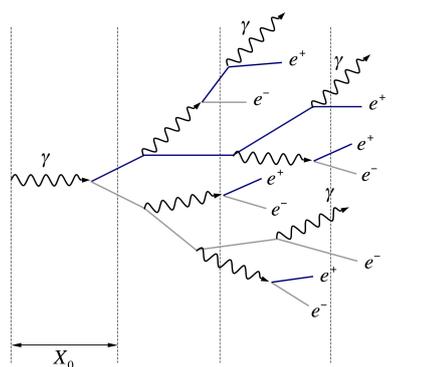
Mesure de l'énergie par "absorption" de la particule : création de gerbes, comme lors de l'interaction de rayons cosmiques avec l'atmosphère. Les par-

ticules créées dans la gerbe ont de moins en moins d'énergie au fur et à mesure que l'on avance dans celle-ci.

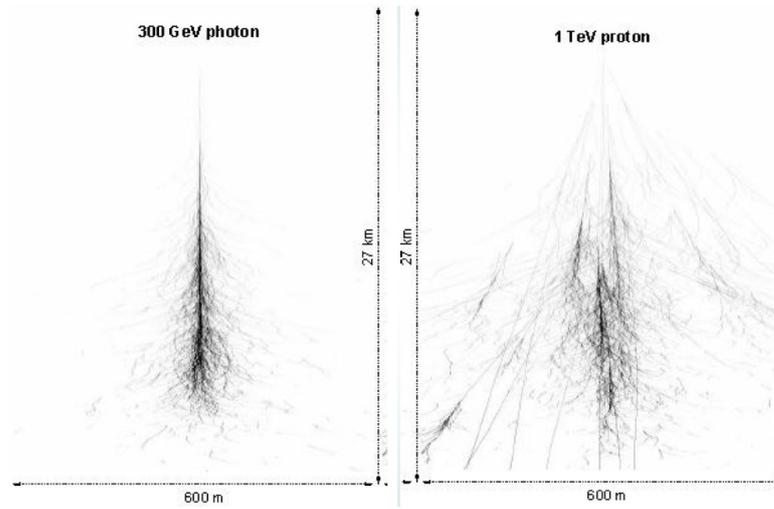
- Gerbes hadroniques



- Gerbe électromagnétique



Comportement différent selon le type de particule initiale : diamètre gerbe e.m < diamètre gerbe hadronique.



Exemple de calorimètre, le calorimètre de l'expérience ATLAS au CERN juste avant sa descente dans la caverne :



## 2.2.5 Identification des particules

### Spectromètres

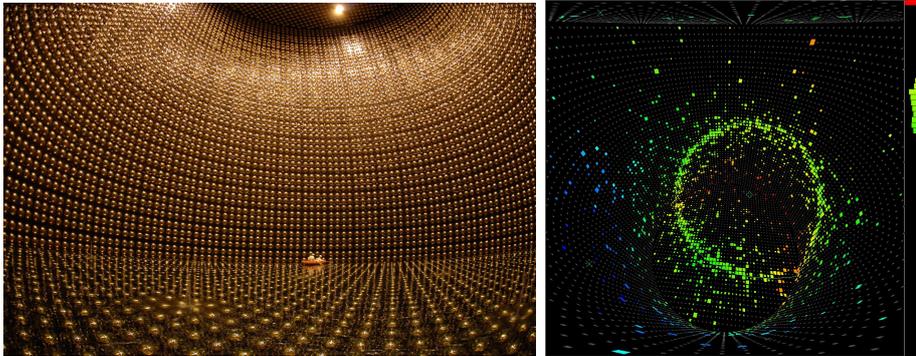
#### Compteurs Čerenkov

Rayonnement émis par une particule si sa vitesse  $v > c/n$  la vitesse de la lumière dans le milieu (similaire au bang supersonique), où  $n$  est l'indice du milieu. On a alors émission de photons à un angle  $\theta$  tel que :

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad (2.17)$$

où  $\beta$  est la vitesse de la particule. La combinaison avec d'autres informations (champ  $\mathbf{B}$ ) donne la nature de la particule.

Beaucoup utilisé dans les détecteurs de neutrinos. Exemple : Super Kamiokande.



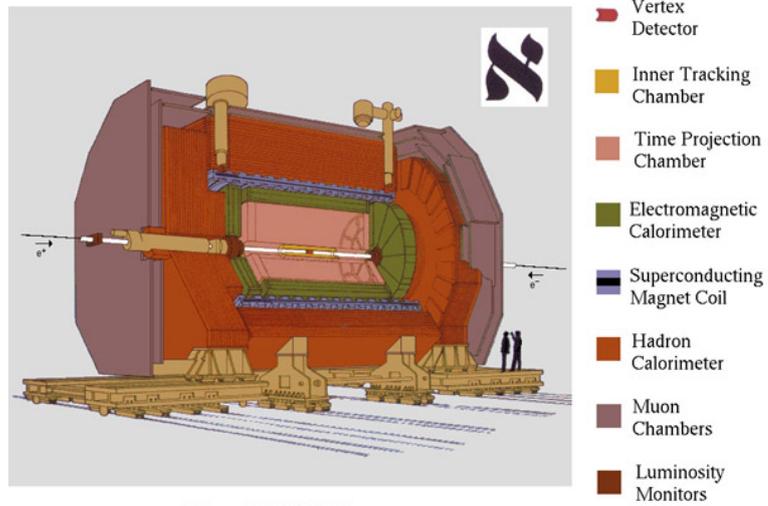
## Rayonnement de transition

### 2.2.6 Détecteur typique

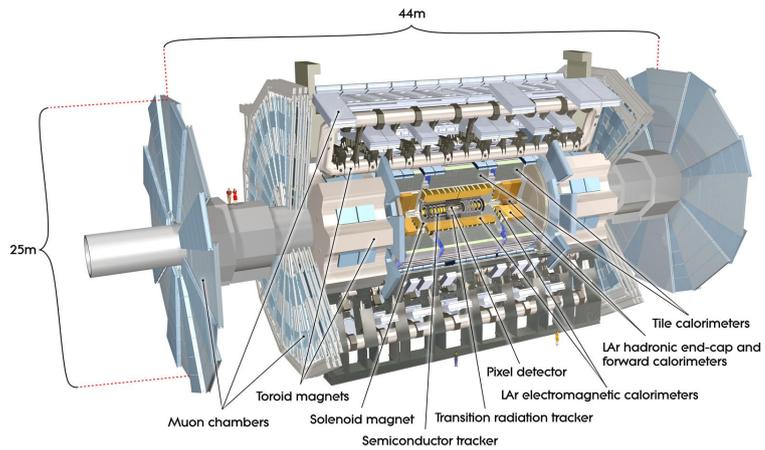
Un détecteur typique est constitué de plusieurs couches

- un détecteur de traces central (proche du point d'interaction)
- un ou plusieurs détecteur pour l'identification
- un ou plusieurs calorimètres électromagnétique et hadronique
- un électroaimant, supraconducteur de nos jours
- un détecteur de muons externe

Nous ne parlerons pas (?) de l'électronique d'acquisition et de l'informatique nécessaire pour le traitement des données.



The ALEPH Detector



## Chapitre 3

# Interactions et désintégrations (2)

### 3.1 Généralités sur les interactions en MQ

En Mécanique Quantique :

- particules représentées par des états  $|\psi\rangle$
- observables physiques sont des valeurs moyennes d'opérateurs  $Q$  qui agissent sur  $|\psi\rangle$  :

$$q = \langle Q \rangle = \langle \psi | Q | \psi \rangle = \int \psi^* Q \psi dV \quad (3.1)$$

Processus d'interaction

- état initial  $|i\rangle$  décrit une ou plusieurs particules d'impulsions entre  $p_i$  et  $p_i + dp_i$  à  $t_i \rightarrow -\infty$  ou du moins bien avant le moment de l'interaction
- état final  $|f\rangle$  décrit une ou plusieurs particules d'impulsions entre  $p_f$  et  $p_f + dp_f$  à  $t_f \rightarrow +\infty$  ou du moins bien après le moment de l'interaction

#### 3.1.1 Transition d'un état vers un autre

Calcul du taux de transition (probabilité de transition par unité de temps) de l'état  $|i\rangle$  à l'état  $|f\rangle$  fait intervenir l'élément de matrice de transition

$$M_{fi} = \langle f | H_{int} | i \rangle \quad (3.2)$$

où  $H_{int}$  est la partie de l'hamiltonien  $H$  correspondant aux interactions, c'est à dire :

$$H = H_0 + H_{int} \quad (3.3)$$

La règle d'or de Fermi donne alors la probabilité de transition par unité de temps :

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{fi}|^2 \rho_f(E_f) \quad (3.4)$$

où  $\rho_f(E_f)$  est la densité d'états finals, ou si l'on veut  $\rho_f(E_f)dE_f$  est le nombre d'états finals d'énergie comprise entre  $E_f$  et  $E_f + dE_f$ . On parle souvent de "volume d'espace de phase" pour  $\rho_f(E_f)$ .

Revoir description de Schrödinger (états évoluant et opérateurs fixes) vs description de Heisenberg (états fixes, opérateurs évoluant)

La règle d'or de Fermi sert

- dans le cas des désintégrations pour calculer la durée de vie  $\tau$
- dans les interactions pour calculer les sections efficaces  $\sigma$

### 3.1.2 Espace des phases

On a souvent besoin de calculer volume d'espace des phases défini plus haut. Chaque configuration cinématique différente ( $x, y, z, p_x, p_y, p_z$  pour toutes les particules de l'état final) correspond à un "état" final possible. On définit un volume élémentaire de l'espace des phases  $d^6V = dx dy dz dp_x dp_y dp_z = d^3\mathbf{x} d^3\mathbf{p}$ . Le nombre d'états possibles dans ce volume élémentaire sera

$$dn = \frac{d^3\mathbf{x} d^3\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^3} \quad (3.5)$$

L'intégration se fait toujours sur la position en utilisant

$$\int \psi^* \psi d^3\mathbf{x} = 1 \quad (3.6)$$

Et si on intègre sur les angles  $d^3\mathbf{p} \rightarrow 4\pi p^2 dp$

Dans le cas de  $m$  particules finales, on multiplie simplement les nombres d'états

## 3.2 Désintégrations

Cas  $A \rightarrow 1 + 2 + \dots$

### 3.2.1 Durée de vie

MQ → proba de transition par unité de temps.

Elément de matrice fait intervenir théorie quantique des champs (niveau M2). On le considérera comme constant la plupart du temps. On peut étudier des généralités et la cinématique.

Si on a  $N_0$  particules à  $t = 0$  pouvant se désintégrer. A l'instant  $t$ , si on suppose que le nombre de particules se désintégrant est proportionnel aux nombres de particules présentes (hypothèse très générale), on a :

$$dN = -N\lambda dt \Rightarrow N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (3.7)$$

- Proba pour une particule de vivre au moins un temps  $t$  :  $P(\geq t) = \frac{N}{N_0} = e^{-\lambda t}$
- Proba pour une particule de mourir entre  $t$  et  $t+dt$  :  $dP = \frac{|dN|}{N_0} = e^{-\lambda t} \lambda dt$   
Note :  $dP$  n'est pas compris entre 0 et 1, doit être petit. Mais  $\int_0^\infty dP = 1$
- Temps de vie moyen :

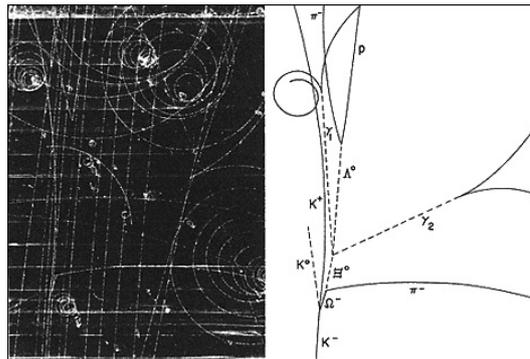
$$\langle t \rangle = \frac{\int_0^\infty t dN}{\int_0^\infty dN} = \dots = \frac{1}{\lambda} \quad (3.8)$$

Notation :  $\langle t \rangle \equiv \tau = \frac{1}{\lambda}$

Quelques valeurs :

	n	$\mu^\pm$	$\pi^\pm$	$K^\pm$
$\tau$	885,7(8) s	2,19703(4) $\mu$ s	26,033(5) ns	12,38(2) ns
$c\tau$	$2,655 \cdot 10^{11}$ m	660 m	7,8 m	3,7 m

**Mesure expérimentale** Collision → particules produites, dont celle étudiée.



La particule voyage et se désintègre à la distance  $l$  → durée de vie (labo)  
 $t = l/v$ .

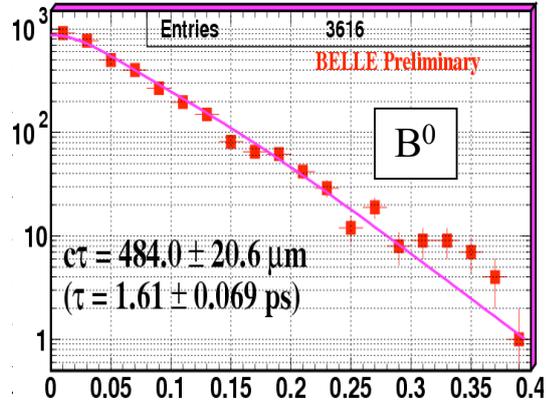
On histogramme les valeurs de  $t$  avec une largeur de pas  $\Delta t$ .

Théorie : nombre d'événements dans l'intervalle  $\Delta t$  :

$$dN = -N(t)\lambda dt \quad \Rightarrow \quad \Delta N(\text{canal } i) = N(t) \frac{\Delta t}{\tau} \quad (3.9)$$

$$\Delta N(\text{canal } i) = N_0 e^{-\frac{t_i}{\tau}} \frac{\Delta t}{\tau} = K e^{-\frac{t_i}{\tau}} \quad (3.10)$$

On peut donc mesurer  $\tau$  grâce à la pente (échelle log) et  $N_0$  grâce à  $K$ , donc grâce à l'ordonnée à l'origine.



### 3.2.2 Modes de désintégration

Généralement, on a pour une désintégration plusieurs états finals possibles. Pour un état initial  $i$ , le taux de désintégration est pour chaque état final  $f_a$  proportionnel à :

$$\lambda_a \propto |\langle f_a | H_{int} | i \rangle|^2 = M_{f_a i}^2 \quad (3.11)$$

Comme ci-dessus, on peut écrire pour chaque mode de désintégration le nombre de désintégrations dans l'état final  $f_a$  :  $dN_a = -N\lambda_a dt$ .

Le nombre total de désintégrations dans tous les modes est alors

$$dN = \sum_a dN_a = -N\lambda dt \quad (3.12)$$

avec  $\lambda = \sum_a \lambda_a$ .

Et l'on a donc une loi unique, quel que soit le mode choisi, car on part d'un ensemble unique de particules. Une particule qui se désintègre dans le mode  $f_a$  n'est plus disponible pour les autres modes.

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau} \quad (3.13)$$

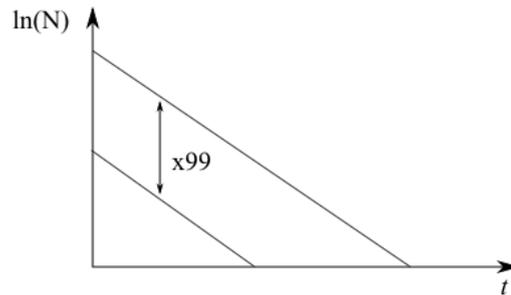
On a aussi, puisque  $dN_a = dN \cdot \lambda_a / \lambda$  la relation  $N_a = N_{tot} \cdot \lambda_a / \lambda$ .

**Définition** : le *rapport d'embranchement* ("branching fraction" ou "branching ratio") est la fraction de désintégrations dans le mode  $a$  et s'écrit :

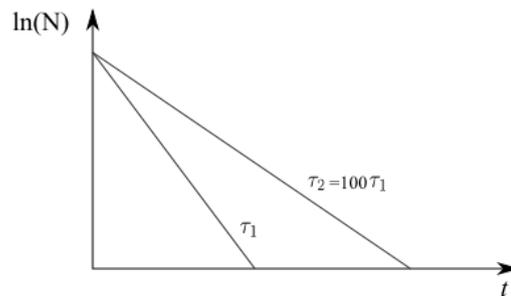
$$BR_a = \frac{\lambda_a}{\lambda} \quad (3.14)$$

Ce rapport est indépendant de  $t$  !

**Exemple** Supposons deux modes de désintégration  $BR_1 = 99\%$  et  $BR_2 = 1\%$ . Partons de  $N_0 = 10^6$  particules. A chaque désintégration, 1 chance sur 100 de donner  $f_2$  et 99 chances sur 100 de donner  $f_1$ . A la fin,  $10^4$  modes  $f_2$ ,  $99 \cdot 10^4$  modes  $f_1$ . On a :



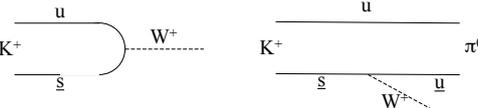
Et on n'a pas :



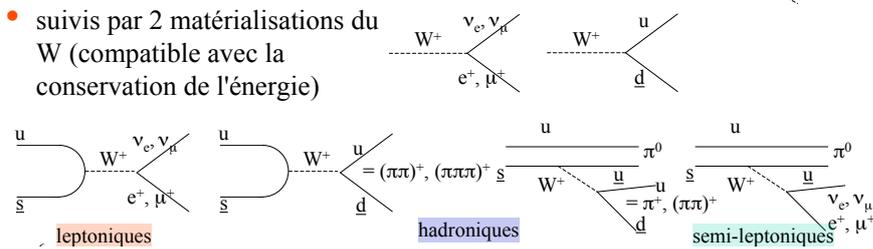
**Exemple : le  $K^+ = us$**

	$\mu^+ \nu_\mu$	$e^+ \nu_e$	$\pi^+ \pi^0$	$\pi^+ \pi^+ \pi^-$	$\pi^+ \pi^0 \pi^0$	$\pi^0 e^+ \nu_e$	$\pi^0 \mu^+ \nu_\mu$
BR	$(63.4 \pm 0.2)\%$	$(1.6 \pm 0.1) \times 10^{-5}$	$(21.1 \pm 0.1)\%$	5.6%	1.7%	$(4.9 \pm 0.1)\%$	$(3.3 \pm 0.1)\%$
	modes leptoniques (que des leptons)		modes hadroniques (que des hadrons)			modes semi-leptoniques	

- 2 mécanismes de base  
le  $W^+$  est virtuel (80 GeV !)



- suivis par 2 matérialisations du W (compatible avec la conservation de l'énergie)



**Exemple pratique : le  $K^+$**

**3.2.3 Faisceaux de particules**

Nombre de désintégrations le long du parcours. Loi de désintégration contient temps propre. Conversion vers temps labo.  $T_{empslabo} = t_{empspropre} * \gamma$ .

**3.2.4 Cinématique**

**Conservation de l'énergie**

Dans la désintégration  $A \rightarrow 1 + 2 + \dots$ , et dans le référentiel du centre de masse, conservation de l'énergie impulsion :

$$E_A = M_A = E_1 + E_2 + \dots$$

$$\mathbf{0} = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 + \dots$$

La désintégration est "interdite" à cause de la cinématique si  $\sum m_i > M_A$ . Energie "disponible"  $Q = M - \sum m_i$ . Plus  $Q$  est grand, plus l'observation est facile.

**Désintégration à deux corps**

Etude dans le CM puis transformation dans labo.

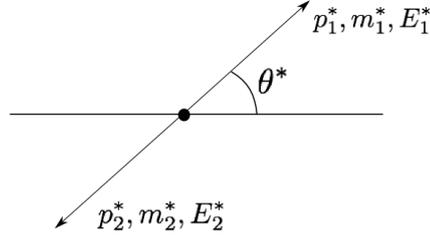


FIG. 3.1 – Notations dans le centre de masse

**Système CM** Conservation de l'énergie-impulsion :

$$\begin{aligned} M &= E_1^* + E_2^* \\ \mathbf{0} &= \mathbf{p}_1^* + \mathbf{p}_2^* \end{aligned} \quad (3.15)$$

Norme :

$$p_1^* = p_2^* \equiv p^* \quad (3.16)$$

En utilisant la relation  $E = \sqrt{p^2 + m^2}$  :

$$M = \sqrt{p_1^{*2} + m_1^2} + \sqrt{p_2^{*2} + m_2^2} \Rightarrow p^{*2} + m_1^2 = \left( M - \sqrt{p^{*2} + m_2^2} \right)^2$$

On a la qté de mouvement et l'énergie :

$$p^* = \frac{\sqrt{[M^2 - (m_1 + m_2)^2][M^2 - (m_1 - m_2)^2]}}{2M} \quad (3.17)$$

$$E_1^* = \frac{M^2 + m_1^2 - m_2^2}{2M} \quad (3.18)$$

Cas particuliers

- Cas  $m_1 = m_2 \equiv m$

$$E_1^* = E_2^* = \frac{M}{2} \quad \text{et} \quad p^* = \sqrt{\frac{M^2}{4} - m^2} \quad (3.19)$$

- Cas  $m_1 = m$  et  $m_2 = 0 \Rightarrow E_2^* = p^*$  conservation E (écrire détails)  
donne

$$p^* = \frac{M^2 - m^2}{2M} \quad (3.20)$$

$$\rightarrow E_2^* = \frac{M^2 - m^2}{2M} \quad (3.21)$$

$$E_1^* = \frac{M^2 + m^2}{2M} \quad (3.22)$$

Dans ce qui précède, pas de contrainte sur la direction  $\theta$ . Seule la dynamique (MQ) contraint la distribution angulaire  $dP/d \cos \theta^* d\phi^*$  pour un grand nombre de désintégrations.

**Référentiel du labo** Calcul de  $\beta$  et  $\gamma$  pour la Transf. Lorentz. Soit une particule de masse  $M$ , énergie-impulsion  $(E, p)$  selon  $Oz$

$$\gamma = \frac{E}{M} \quad , \quad \beta\gamma = \frac{P}{M} \quad , \quad \beta = \frac{P}{E} \quad (3.23)$$

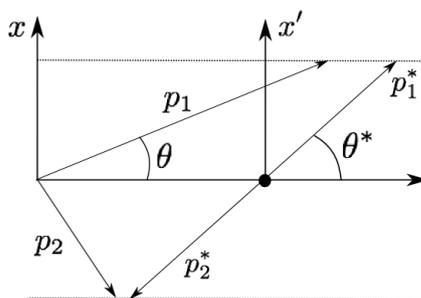


FIG. 3.2 – Notations dans le ref. du labo

$$\begin{cases} E_1 &= \gamma(E_1^* + \beta p^* \cos \theta^*) \\ p_{1z} &= \gamma(p^* \cos \theta^* + \beta E_1^*) \\ p_{1x} &= p^* \sin \theta^* \end{cases} \quad (3.24)$$

$$\tan \theta_1 = \frac{p_x}{p_z} = \frac{1}{\gamma} \frac{\sin \theta^*}{\cos \theta^* + \beta \frac{E_1^*}{p^*}} \quad (3.25)$$

6 variables  $(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)$  - 4 conditions de conservation = 2 degrés de liberté = 2 angles  $\theta^*$  et  $\phi^*$ .  $p^*$  est fixé!

### Désintégration à trois corps

Trois particules dans l'état final

Conservation de l'énergie-impulsion :

$$\begin{aligned} M &= E_1^* + E_2^* + E_3^* \\ \mathbf{0} &= \mathbf{p}_1^* + \mathbf{p}_2^* + \mathbf{p}_3^* \quad \rightarrow \quad \text{Les trois particules sont coplanaires} \end{aligned} \quad (3.26)$$

9 variables  $(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_3)$  - 4 conditions de conservation = 5 degrés de liberté

2 pour orientation du plan de la désintégration dans l'espace, 1 pour l'orientation de la désintégration dans ce plan, 2 pour la configuration de désintégration.

### 3.2.5 Résonances

Mesure pratique de la masse  $\rightarrow$  élargissement du spectre de masse dû à une convolution de deux facteurs :

- la résolution expérimentale  $\sigma$
- la largeur naturelle  $\Gamma$  d'origine quantique

Raisonnement grossier dans le cas non relativiste (heuristique="invention d'un pas à pas scientifique")

- Fonction d'onde d'une particule *stable* au repos :  $\psi_s \propto e^{-i\frac{M_0 c^2}{\hbar}t}$  notée  $e^{-iM_0 t}$  en unités naturelles. Donc  $|\psi_s|^2$  indépendante de  $t$ ,  $\psi_s$  état propre de  $H$ .
- Particule instable, se désintègre avec une proba de rester en vie  $|\psi|^2 \propto e^{-\frac{t}{\tau}}$ .  
donc  $\psi \propto e^{-i(M_0 - \frac{i}{2\tau})t}$
- Système non stationnaire donc pas état propre de  $H$ . On peut toujours décomposer en états stationnaires

$$\psi(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\psi}(M) e^{-iMt} dM \quad (3.27)$$

On peut inverser cette équation, qui ressemble furieusement à une transformée de Fourier... :

$$\begin{aligned} \tilde{\psi}(M) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2\pi} \psi(t) e^{iMt} dt \\ &\propto \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left[ -i \left( M_0 - \frac{i}{2\tau} \right) t + iMt \right] dt \\ &\propto \frac{1}{M - M_0 + \frac{i}{2\tau}} \end{aligned} \quad (3.28)$$

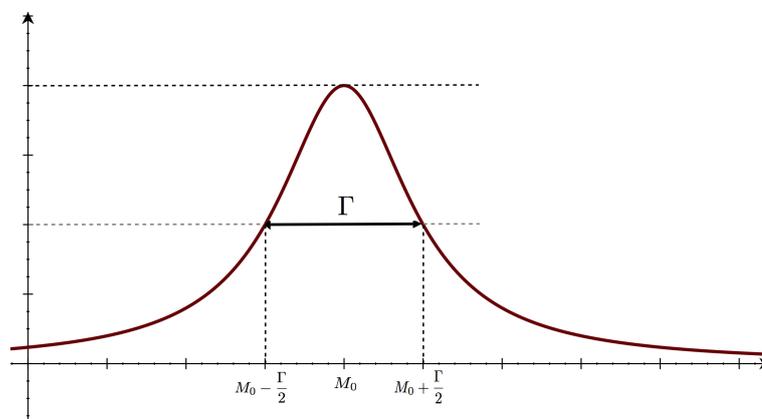
On peut donc exprimer la proba d'avoir une masse donnée lors d'une désintégration :

$$|\psi(M)|^2 = \frac{1}{(M - M_0)^2 + \frac{1}{4\tau^2}} \quad (3.29)$$

Si on pose  $\Gamma = \frac{1}{\tau}$  en unités naturelles ( $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$  SI), On a :

$$|\psi(M)|^2 = \frac{1}{(M - M_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (3.30)$$

On appelle cette fonction une "Breit-Wigner" ou une "Lorentzienne" :



$\Gamma$  = largeur à mi-hauteur = "largeur"

Vient de Heisenberg :  $\Delta E \Delta t \sim \hbar \rightarrow \Gamma \tau = \hbar$

Etat de durée de vie longue (resp. courte)  $\rightarrow$  spectre énergétique étroit (resp. large).

- $\tau = 10^{-6}$  s  $\rightarrow \Gamma = \frac{\hbar c}{c\tau} \sim 10^{-9}$  eV (visible en phys. atomique)
- $\tau = 10^{-23}$  s  $\rightarrow \Gamma = 100$  MeV

A retenir (discussion physique) :

- particules instables ont un spectre de masse de largeur non nulle  $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$
- lorsqu'une particule est créée dans une collision, puis se désintègre, la masse observée est choisie selon la Breit-Wigner autour de sa masse nominale  $M_0$
- on peut produire la particule même si le seuil strict en énergie n'est pas atteint, mais avec une probabilité correspondant à la partie basse du spectre
- Breit-Wigner relativiste :

$$|\psi_{rel}(M)|^2 = \frac{1}{(M^2 - M_0^2)^2 + M_0^2 \Gamma^2} \quad (3.31)$$

### 3.2.6 Dynamique des désintégrations

Perturbation dépendant du temps, règle d'or de Fermi :

$$\Gamma = \frac{1}{M} \sum_f |\langle f | \mathcal{M} | i \rangle|^2 \quad (3.32)$$

Largeur (et temps de vie) dépend

- de la la matrice  $\mathcal{M}$ , donc de l'interaction responsable.

$$\Gamma(\text{int. forte}) > \Gamma(\text{int. e.m.}) > \Gamma(\text{faible}) \quad (3.33)$$

- du nombre d'états finals possibles. Plus ce nombre est grand, plus le nombre de possibilités (canaux) de désintégrations est grand, plus le temps de vie est court et plus la largeur  $\Gamma$  est grande. Le nombre d'états finals dépend lui-même :

- de l'état de spin final
- de la nature de l'interaction et de ses lois de conservation
- de la configuration cinématique (volume de l'espace des phases). Ce volume est d'autant + grand que  $p^*$  est grand.

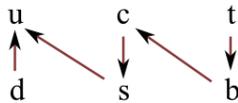
Exemple de deux désintégrations avec force forte :

$$\rho(770) \rightarrow \pi^+\pi^-, p^* = 360 \text{ MeV}, \Gamma = 150 \text{ MeV}$$

$$\phi(1020) \rightarrow K^+K^-, p^* = 130 \text{ MeV}, \Gamma = 4 \text{ MeV}$$

### Désintégration des hadrons fondamentaux

Par interaction faible, on a la chaîne de désintégrations :



### Diagrammes de Feynman (?)

## 3.3 Collisions

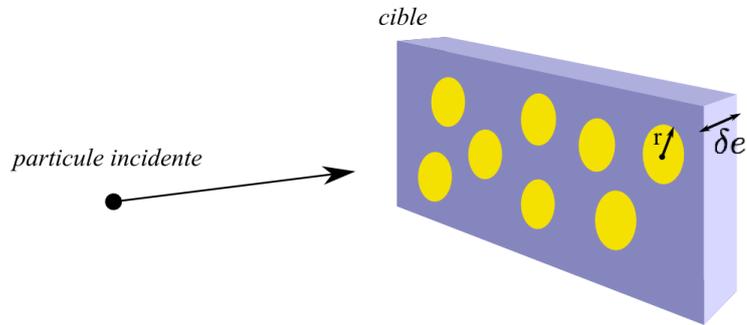
Cas  $A + B \rightarrow 1 + 2 + \dots$

On commence par quelques aspects expérimentaux.

### 3.3.1 Section efficace

#### Définition

Modèle des sphères dures :



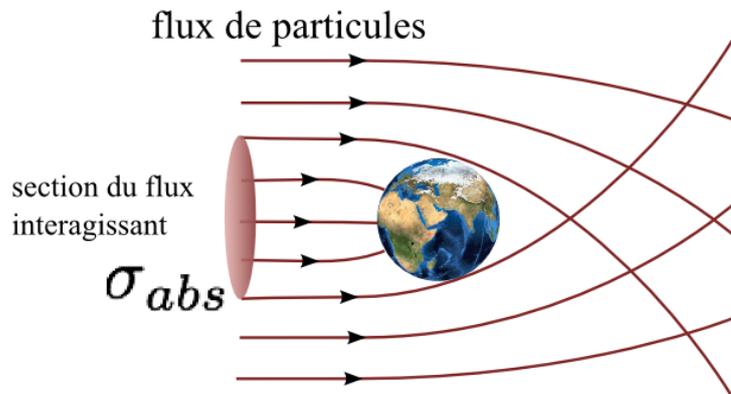
Probabilité de collision :

$$\delta P_{int} = \frac{\text{surface des sphères projetée}}{\text{surface totale}} = \delta N \frac{\pi r^2}{S} = n \cdot \delta e \cdot \pi r^2 \quad (3.34)$$

avec  $\delta N$  le nombre de boules vues pour une surface  $S$ .  $n$  est la densité volumique de sphères et  $\delta e$  l'épaisseur de la cible.  $n \cdot \delta e$  est la densité surfacique de sites.

$\sigma = \pi r^2$  est la section efficace géométrique.

Exemple de la section efficace "gravitationnelle", pour montrer le rôle du champ de force :



Si  $N$  particules incidentes et  $dN$  interactions pour une cible d'épaisseur  $dx$ , définition de  $\sigma$  :

$$dN = -Nn\sigma dx \quad (3.35)$$

$\sigma$  mesurée en  $\text{cm}^2$  ou en "barn"

$$1 \text{ barn} = 1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2 = 10^{-28} \text{ m}^2$$

sous multiples : millibarn = mb, microbarn =  $\mu\text{b}$ , etc...

Exemples :

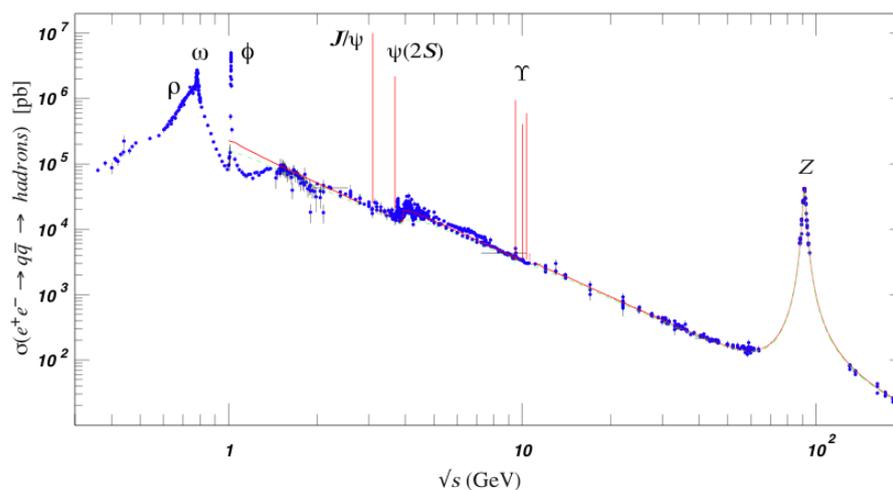
proton +	air	H <sub>2</sub> liq	béton	Fe	W	Pb
$\lambda/\text{cm}$	68600	717	40	17	10	17
$\sigma/\text{mb}$	265	33	390	700	1650	1770

- La section efficace ne dépend que du projectile et de la cible élémentaire.
- $\sigma \sim 100 \text{ mb} \rightarrow r_0 = \sqrt{\frac{\sigma}{\pi}} \sim 10^{-15} \text{ m} = 1 \text{ fm}$  : taille typique des nucléons.
- Explique que  $\sigma(p + \text{noyau}) \propto A^{2/3}$  car rayon du noyau  $\propto A^{1/3}$ .

### Sections efficaces hadroniques

### Sections efficaces des neutrinos

**Sections efficaces  $e^+e^-$**  Section efficace en fonction de  $\sqrt{s}$ , énergie disponible dans le centre de masse. Décroît comme  $1/s$ , pics dûs aux résonances, sauts au seuils de création de paires de quarks.



### Section efficace partielle

Collisions peuvent donner lieu à plusieurs états finals. Pour un état final particulier  $f$ , définit la section efficace  $\sigma_f$  :

$$dN_f = -N n dx \cdot \sigma_f \quad (3.36)$$

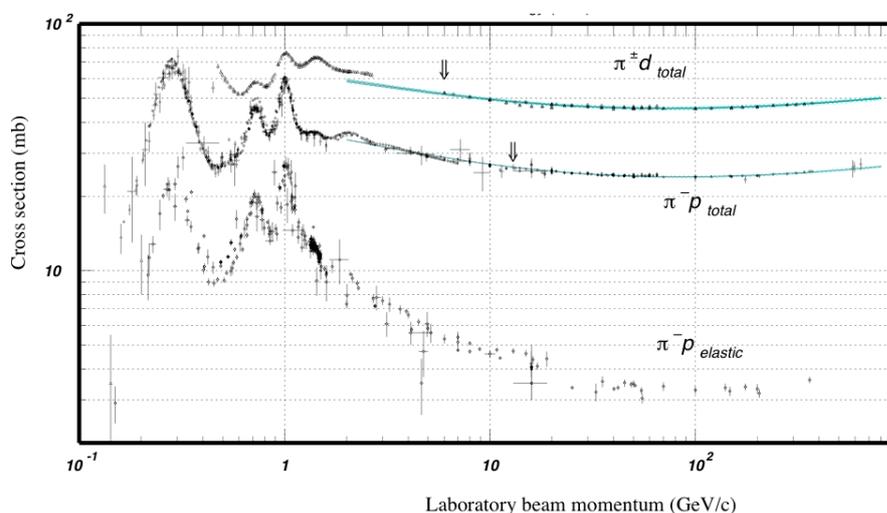
On définit :

- section efficace élastique :  $p + p \rightarrow p + p$
- section efficace quasiélastique :  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ N(1420)$  ou  $\rho^+ p$  ou  $\rho^+ N(1420)$ . Excitation de l'un ou des deux participants.
- section efficace exclusive : état final précis, par ex.  $p + p \rightarrow p + p + \pi^0$  ou  $pp \rightarrow pn\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$
- section efficace inclusive : état final partiellement précisé, par ex.  $p + p \rightarrow p + X$  ou  $\bar{p} + X$

La somme de toutes les s.e. partielles exclusives est la section efficace totale :

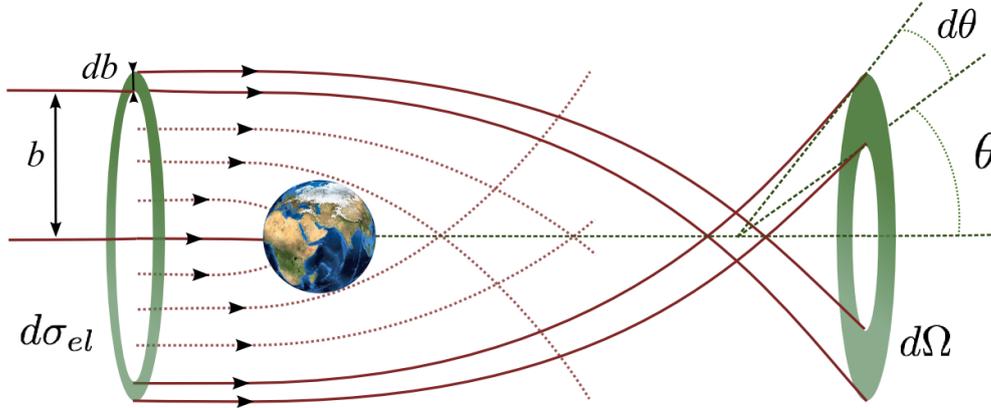
$$\sum \sigma_{\text{exclusif}} = \sigma_{\text{tot}} \quad , \quad \sum \sigma_{\text{inclusif}} > \sigma_{\text{tot}} \quad (3.37)$$

- section efficace topologique : un certain nombre de particules chargées (en général) dans l'état final



### Section efficace différentielle

La section efficace (probabilité d'interaction) dépend des paramètres géométriques :

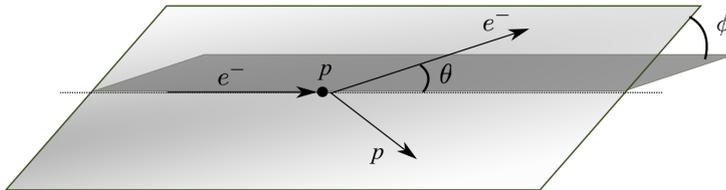


Flux  $\Phi = \frac{d^2 N}{dt ds}$  de particules uniforme dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation. Nombre de particules diffusées par unité de temps et par unité d'angle solide dans la direction  $(\theta, \theta + d\theta)$  :

$$\frac{d^2 N}{dt d\Omega} = \frac{d^2 N}{dt d\sigma_{el}} \frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = \Phi \frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} \quad (3.38)$$

On peut aussi écrire dans le cas de la figure ci-dessus  $\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = \frac{2\pi b db}{2\pi \sin \theta d\theta}$ . Information expérimentale la plus complète

Exemple :  $e^- p \rightarrow e^- p$



$e^-$  incident et  $(e^-, p)$  finals coplanaires.

Conservation énergie-impulsion : 6 inconnues  $(\mathbf{p}', \mathbf{p}_p)$  - 4 lois de conservation = 2 variables arbitraires.

- $\phi$  = angle autour de  $\mathbf{p}$
- $\theta$  (par exemple)

Mesure du nombre d'électrons à  $\theta$  fixé  $\rightarrow$

$$dN = N_0 n dx \cdot d\Omega \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (3.39)$$

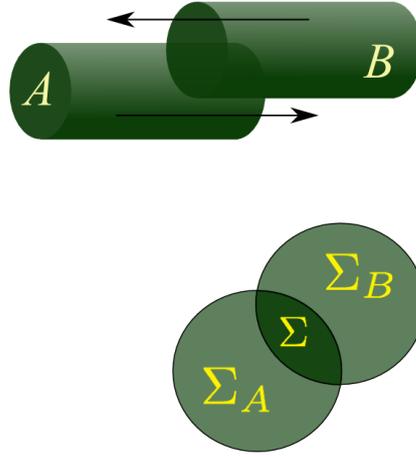
**Attention** :  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  n'est pas la dérivée d'une fonction  $\sigma(\Omega)$  (qu'on pourrait définir, mais...non !). Juste une notation.

On a :

$$\int \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) d\Omega = \sigma_{tot} \quad (3.40)$$

### 3.3.2 Luminosité

Cas des collisionneurs, paquets de particules  $A$  tournent dans un sens, paquets de particules  $B$  dans l'autre sens.  $\Sigma$  est la section de l'intersection entre les deux paquets  $A$  et  $B$  de sections respectives  $\Sigma_A$  et  $\Sigma_B$ .



A chaque croisement, le nombre de collisions "effectives" entre deux particules de chaque paquet est :

$$dN_A = N_A \frac{\Sigma}{\Sigma_A} \cdot n_B \cdot l_B \sigma_{AB} \quad (3.41)$$

où  $N_A$  est le nombre de particules dans le paquet  $A$ ,  $n_B$  la densité volumique de particules dans le paquet  $B$ ,  $l_b$  la longueur du paquet  $B$  et  $\sigma_{AB}$  la section efficace d'interaction entre une particule de  $A$  et une de  $B$ . Puisque  $n_B = \frac{N_B}{\Sigma_B l_B}$ , on peut écrire :

$$dN_A = N_A N_B \frac{\Sigma}{\Sigma_A \Sigma_B} \cdot \sigma_{AB} \quad (3.42)$$

Si  $f$  la fréquence de croisement des paquets au point de détection. Le taux d'interaction global est alors :

$$\frac{dN_A}{dt} = \underbrace{f \cdot N_A N_B \frac{\Sigma}{\Sigma_A \Sigma_B}}_{= \text{luminosité } \mathcal{L}} \cdot \sigma_{AB} \quad (3.43)$$

$$[\mathcal{L}] = \text{barn}^{-1}\text{s}^{-1}$$

Quelques exemples :

LEP I	$\mathcal{L} \sim 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$\sigma(e^+e^- \rightarrow Z) \sim 30 \text{ nb}$	$\frac{dN}{dt} = 0,3 \text{ Z par seconde}$
Tevatron	$\mathcal{L} \sim 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$\sigma(p\bar{p}) \sim 50 \text{ mb}$	$\frac{dN}{dt} \sim 10^6 \text{ interactions/seconde}$
LHC	$\mathcal{L} \sim 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$\sigma(p\bar{p}) \sim 100 \text{ mb}$	$\frac{dN}{dt} \sim 2 \cdot 10^9 \text{ interactions/seconde}$

Dans un collisionneur, la luminosité décroît au cours du temps (maximale lors du remplissage). Le remplissage du collisionneur prend  $\sim$  une journée.

La luminosité donne le taux d'interactions. Définition de la luminosité intégrée

$$L_{int} = \int \mathcal{L} dt \quad (3.44)$$

qui donne le nombre total d'interactions de chaque type. Il suffit de multiplier par la section efficace correspondante. Si par exemple  $L_{int} = 1 \text{ fb}^{-1} = 10^3 \text{ pb}^{-1}$  :

- $\sigma \sim 1 \text{ nb} \rightarrow N = 10^6 \text{ interactions}$
- $\sigma \sim 1 \text{ pb} \rightarrow N = 10^3 \text{ interactions}$



# Chapitre 4

## Symétries (1.5)

### 4.1 Lien entre symétries et lois de conservation

Lois de conservation (  $(E, \mathbf{p})$ , charge électrique totale, ...) sont reliées à la présence de symétries dans le système. Symétries servent à la classification, mais aussi à l'élaboration de théories en physique des particules élémentaires ("modèle standard" basé sur "symétries de jauge" ... dont on ne parlera que très peu).

#### Symétries en MQ

Transformation physique sur un appareillage, qui laisse inchangé le résultat  $\Rightarrow$  "symétrie", le système étudié est invariant par rapport à cette transformation (transformation "active").

Idem pour transformation passive (c'est le point de vue qui change, pas l'objet lui-même).

Soit  $U$  une transformation. Elle doit être unitaire (conservation de la proba, observable = valeur moyenne d'un opérateur doit être inchangée).

**Théorème de Noether** (Emmy Noether, 1918) : *A toute transformation qui laisse invariante les équations du mouvement (qui commute avec l'hamiltonien), on peut associer une quantité qui est conservée.*

Soit une transformation représentée par un opérateur  $U$ , hamiltonien  $H$  invariant par cette transformation, fonction d'onde  $\psi$ . Les transformations par  $U$  s'écrivent :

$$H \rightarrow H' = UH = H \quad (4.1)$$

$$\psi \rightarrow \psi' = U\psi \quad (4.2)$$

Action sur l'équation d'onde :

$$U(H\psi) = H'\psi' = H'(U\psi) = HU\psi \quad (4.3)$$

$$\Rightarrow (UH - HU)\psi = [U, H]\psi = 0 \quad (4.4)$$

Donc  $[U, H] = 0$  et dans la description de Heisenberg (état  $\psi$  invariant, opérateur  $U$  contient la dépendance temporelle), ceci implique qu'une quantité associée à la transformation  $U$  est conservée.

## 4.2 Symétries continues

### 4.2.1 Translation

Toutes les positions dans l'espace sont physiquement équivalentes pour un système isolé.

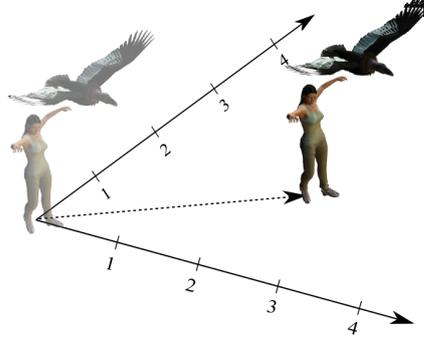


FIG. 4.1 – Translation d'un objet ou d'un ensemble d'objets dans l'espace

Soit une translation infinitésimale  $\mathbf{x} \rightarrow \mathbf{x}' = \mathbf{x} + \delta\mathbf{x}$ . Le hamiltonien devient  $H(\mathbf{x}') = H(\mathbf{x} + \delta\mathbf{x})$  et pour une particule libre non relativiste de masse  $m$ , il s'écrit :

$$H(\mathbf{x}) = -\frac{1}{2m}\nabla^2 = -\frac{1}{2m}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) \quad (4.5)$$

Et est trivialement *invariant par translation* :  $H(\mathbf{x}') = H(\mathbf{x})$

La fonction d'onde de la particule se modifie dans la translation infinitésimale comme :

$$\psi(\mathbf{x}) \rightarrow \psi(\mathbf{x}') = \psi(\mathbf{x} + \delta\mathbf{x}) \quad (4.6)$$

$$= \psi(\mathbf{x}) + \delta\mathbf{x} \frac{\partial\psi(\mathbf{x})}{\partial\mathbf{x}} + \mathcal{O}((\delta\mathbf{x})^2) \quad (4.7)$$

$$= \left(1 + \delta\mathbf{x} \frac{\partial}{\partial\mathbf{x}}\right) \psi(\mathbf{x}) + \mathcal{O}((\delta\mathbf{x})^2) \quad (4.8)$$

On note  $D$  l'opérateur de translation infinitésimale :

$$D \equiv \left(1 + \delta\mathbf{x} \frac{\partial}{\partial\mathbf{x}}\right) = (1 + i\delta\mathbf{x} \cdot \mathbf{p}) \quad (4.9)$$

où  $\mathbf{p}$  est l'opérateur impulsion  $\mathbf{p} = -i\frac{\partial}{\partial \mathbf{x}}$  et est appelé le "générateur" de la translation.

Effet de  $D$  sur  $H\psi$  (à faire) implique  $[D, H] = 0$  et donc  $[\mathbf{p}, H] = 0$ .

Donc l'impulsion est une quantité conservée dans une translation infinitésimale. Pour une translation finie  $\Delta \mathbf{x}$ , on répète l'opérateur de translation infinitésimale. L'opérateur de translation finie s'écrit :

$$T_x \equiv \lim_{n \rightarrow \infty} D^n = \lim_{n \rightarrow \infty} \left( 1 + \frac{\Delta \mathbf{x}}{n} \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \right)^n \quad (4.10)$$

$$= e^{i\mathbf{p}\Delta \mathbf{x}} \quad (4.11)$$

si l'on pose  $\delta \mathbf{x} = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{\Delta \mathbf{x}}{n}$

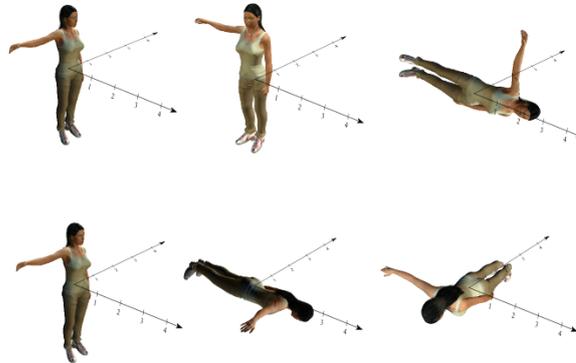
Ce résultat se généralise dans l'espace-temps :

Invariance par translation  $\Rightarrow [\mathbf{p}_\mu, H] = 0 \Rightarrow \mathbf{p}_\mu$  est une quantité conservée.

### 4.2.2 Rotation

Même raisonnement et résultat : invariance par rotation  $\Rightarrow$  conservation du moment cinétique.

Non commutativité des composantes du moment cinétique :



## 4.3 Rappels sur les moments cinétiques

### 4.4 Symétries discrètes

#### 4.4.1 Parité

Inversion dans l'espace (symétrie par rapport à  $O$ ) :  $\mathbf{x} \rightarrow \mathbf{x}' = -\mathbf{x}$  :

Opérateur de parité  $\mathcal{P}$  sur une fonction d'onde :

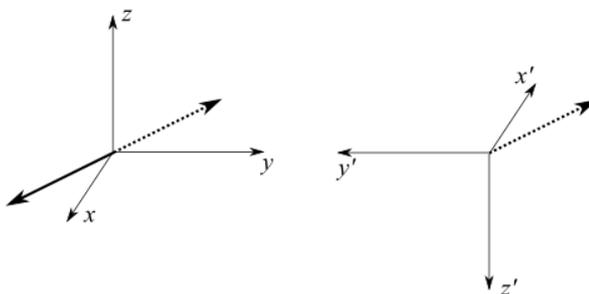
$$\psi(t, \mathbf{x}) \rightarrow \psi'(t, \mathbf{x}) = \mathcal{P}\psi(t, \mathbf{x}) = \psi(t, -\mathbf{x}) \quad (4.12)$$

Si  $\psi(t, \mathbf{x})$  est une fonction propre de  $\mathcal{P}$ , de valeur propre  $\eta$ , puisque l'application de deux inversions laisse la fonction d'onde invariante  $\mathcal{P}^2\psi(t, \mathbf{x}) = \psi(t, \mathbf{x}) = \eta^2\psi(t, \mathbf{x})$ , on a :

$$\eta = \begin{cases} +1 & \text{si } \psi(t, \mathbf{x}) \text{ est paire} \\ -1 & \text{si } \psi(t, \mathbf{x}) \text{ est impaire} \end{cases} \quad (4.13)$$

### Vecteurs et pseudo-vecteurs

**Vecteurs** : renversement des vecteurs :  $\mathbf{p} \rightarrow -\mathbf{p}$ , un trièdre droit devient un trièdre gauche



Exercice : matrice de transformation de la parité ? Déterminant ?

**Pseudovecteurs** : Soit un produit vectoriel  $\mathbf{A} = \mathbf{B} \wedge \mathbf{C}$ . On a :

$$\mathcal{P}(\mathbf{A}) = \mathcal{P}(\mathbf{B}) \wedge \mathcal{P}(\mathbf{C}) = (-1)^2 \mathbf{B} \wedge \mathbf{C} = +\mathbf{A} \quad (4.14)$$

$\mathbf{A}$  est appelé "pseudovecteur" ou "vecteur axial".

Exemples : moment cinétique, spin, moment magnétique, champ magnétique...

Hélicité  $h = \mathbf{J} \cdot \mathbf{p}/p$ , on a  $\mathcal{P}(h) = -h$ , on parle de "pseudo scalaire".

### Opérateurs

Opérateur  $A \rightarrow PAP^{-1}$

- $\mathbf{p} = -i\hbar\nabla$  se transforme par parité :  $P\mathbf{p}P^{-1} = -\mathbf{p}$  car

$$\psi(x) \xrightarrow{P^{-1}} \psi(-x) \xrightarrow{\mathbf{p}} \frac{\partial\psi(-x)}{\partial x} = -\frac{\partial\psi}{\partial x}(-x) \xrightarrow{P} -\frac{\partial\psi(x)}{\partial x} \quad (4.15)$$

- Hamiltonien  $H = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + V(\mathbf{r}) \Rightarrow PHP^{-1} = +H$

### Parité orbitale

Etats liés en MQ : fonction d'onde  $\psi$  décrite en termes d'harmoniques sphériques  $Y_{lm}$  :

$$\psi(r, \theta, \phi) = R(r)Y_{lm}(\theta, \phi) \quad (4.16)$$

avec  $R(r)$  contenant la dépendance radiale et  $Y_{lm}$  :

$$Y_{lm}(\theta, \phi) = \frac{(-1)^m}{\sqrt{4\pi}} \sqrt{\frac{(2l+1)(l-m)!}{(l+m)!}} P_l^m(\cos\theta) e^{im\phi} \quad (4.17)$$

Action de l'opérateur  $\mathcal{P}$  sur divers états de base :

- $\mathcal{P} |\mathbf{r}\rangle = -|\mathbf{r}\rangle$
- $\mathcal{P} |\mathbf{k}\rangle = -|\mathbf{k}\rangle$
- $\mathcal{P} |r, \theta, \phi\rangle = |r, \theta - \pi, \phi + \pi\rangle$
- et pour les harmoniques sphériques, la partie radiale de la fonction d'onde ne change pas alors que

$$P_l^m(\cos\theta) \rightarrow P_l^m(\cos(\theta - \pi)) = (-1)^{l+m} P_l^m(\cos\theta) \quad (4.18)$$

$$e^{im\phi} \rightarrow e^{im(\phi+\pi)} = (-1)^m e^{im\phi} \quad (4.19)$$

et donc  $\mathcal{P} |lm\rangle = (-1)^l |lm\rangle$

### Parité intrinsèque

De même qu'on définit le spin = moment cinétique intrinsèque d'une particule, on définit une parité intrinsèque pour les particules élémentaires, leur fonction d'onde est une fonction propre de l'opérateur de parité.

- Si  $q$  est un quark et  $l$  un lepton, on a  $P |q \text{ ou } l\rangle = +|q \text{ ou } l\rangle$  comme dans le cas des scalaires,  $\eta = +1$ .
- Si  $\beta$  est un boson vecteur comme par exemple le photon, on a  $P |\beta\rangle = -|\beta\rangle$  comme dans le cas des vecteurs,  $\eta = -1$ . Rappel : le photon est représenté classiquement par un potentiel vecteur  $\mathbf{A}$  ayant la parité  $(-)$ .
- On démontre (équations de Klein-Gordon et Dirac) que pour les antiparticules
  - $\eta(\text{antiboson}) = \eta(\text{boson})$  (mêmes parités)
  - $\eta(\text{antifermion : antiquark, antilepton}) = -\eta(\text{fermion : quark, lepton})$  (parités opposées)

### Composition des parités, états liés

Parité = nombre quantique multiplicatif. Soit système de particules libres (sans interaction). Alors, état initial

$$|i\rangle = |a\rangle |b\rangle \dots |n\rangle \quad (4.20)$$

Si on suppose que chaque particule a une parité intrinsèque définie, la parité totale s'écrit :

$$\mathcal{P} |i\rangle = \mathcal{P}(|a\rangle \cdot |b\rangle \dots |n\rangle) \quad (4.21)$$

$$= \eta_a |a\rangle \cdot \mathcal{P}(|b\rangle \dots |n\rangle) \quad (4.22)$$

$$= \eta_a \eta_b \dots \eta_n |a\rangle \cdot |b\rangle \dots |n\rangle \quad (4.23)$$

$$= \eta_a \eta_b \dots \eta_n |i\rangle \quad (4.24)$$

On posera la parité de l'état  $|i\rangle$  :  $\eta_i = \eta_a \eta_b \dots \eta_n$ .

Si un système de deux particules sans spin interagissant possède un moment cinétique orbital, la parité de ce système sera

$$\eta = (-1)^l \eta_a \eta_b \quad (4.25)$$

Exemple : cas du  $\pi^+$ , état ( $L = 0, S = 0, J = 0$ ) composé =  $u\bar{d}$ .

- spins : pas d'effet (plutôt effet inclus dans le comportement des fermions sous parité)
- espace : rotation de  $\pi$  mais  $L = 0 \Rightarrow \eta_L = (-1)^l = +1$
- parité :  $\eta = \eta_L \eta_u \eta_{\bar{d}} = -1$

### Conservation de la parité totale

Dans une transition d'un état vers un autre, la parité totale est conservée si  $[M, P] = 0$ , où M est l'opérateur de transition.

La parité est conservée dans toutes les interactions et désintégrations hadroniques/nucléaires (interaction forte). Dans le cas des interactions électromagnétiques, parité conservée dans les désexcitations  $\gamma$  nucléaires et dans les interactions purement électromagnétiques, par ex.  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  (le montrer sachant que dans l'état final,  $L = 1$  entre les deux photons).

**Parité non conservée dans les interactions faibles** (voir plus loin le chapitre correspondant)

#### 4.4.2 Inversion du temps

#### 4.4.3 Invariance de jauge (?)

### 4.5 Symétries internes

#### 4.5.1 Nombres quantiques et charges généralisées

Certaines réactions permises dynamiquement, mais non observées (ex :  $e^- \rightarrow \gamma + \gamma + \dots$ ). Théorie  $\Rightarrow$  lois de conservation en introduisant des charges généralisées (associées à une symétrie globale, appelée "transformation de jauge globale"). La somme des charges généralisées  $\xi$  est la même avant et après une réaction.

$$\sum_n \xi_n^i = \sum_m \xi_m^f \quad (4.26)$$

#### Charge électrique $Q$

Charge électrique conservée au niveau macroscopique mais aussi microscopique

#### Nombre leptonique

Modèle standard : 3 leptons chargés  $e^-$ ,  $\mu^-$ ,  $\tau^-$  et trois neutres  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\nu_{\tau}$ . Expérimentalement, réactions où interviennent des leptons  $\Rightarrow$  conservation d'un "nombre leptonique"  $L$ .

- $L_{\text{lepton}} = +1$ ,  $L_{\text{antilepton}} = -1$
- $L_{\text{autres particules}} = 0$

On doit aussi attribuer un nombre leptonique différent pour les différentes familles, tous ces nombres se conservent :

	$L_e$	$L_\mu$	$L_\tau$	$L$
$e^-, \nu_e$	+1	0	0	+1
$e^+, \bar{\nu}_e$	-1	0	0	-1
$\mu^-, \nu_\mu$	0	+1	0	+1
$\mu^+, \bar{\nu}_\mu$	0	-1	0	-1
$\tau^-, \nu_\tau$	0	0	+1	+1
$\tau^+, \bar{\nu}_\tau$	0	0	-1	-1

(4.27)

#### Nombre baryonique

Expérience : proton a une durée de vie très grande  $\rightarrow$  stabilité due à une loi de conservation  $\rightarrow$  nouveau nombre quantique, le nombre baryonique.

- baryons :  $B = +1$
- antibaryons :  $B = -1$

- mésons, leptons :  $B = 0$
- quark :  $B = \frac{1}{3}$  indépendant de la saveur et de la couleur
- antiquarkquark :  $B = -\frac{1}{3}$  indépendant de la saveur et de la couleur

### 4.5.2 Conjugaison de charge

Expérimentalement, certaines réactions impliquant des antiparticules ont la même proba que celles obtenues en changeant toutes les particules en antiparticules et vice-versa.

On définit la conjugaison de charge comme l'opérateur  $\mathcal{C}$  qui change une particule en son antiparticule. Un état quantique  $|\psi\rangle = |x; \mathbf{p}, \mathbf{s}, \lambda\rangle$  représentant une particule  $x$  avec une impulsion  $\mathbf{p}$ , un spin  $\mathbf{s}$  et des "charges"  $\lambda$  (charges électriques, leptoniques, baryoniques, etc...) :

$$\mathcal{C} |x; \mathbf{p}, \mathbf{s}, \lambda\rangle = C_x |\bar{x}; \mathbf{p}, \mathbf{s}, -\lambda\rangle \quad (4.28)$$

où  $C_x$  est une phase. Toutes les charges quantiques changent de signe, ainsi que le moment magnétique, mais pas l'impulsion ni le spin.

Convention :  $C_x = C_{\bar{x}}$  donc  $C_x = \pm 1$  (car  $\mathcal{C}^2 = 1$ ) caractérise le couple  $(x, \bar{x})$ .

Convention :  $C_{fermion} = +1$  et  $C_{boson\ a\ e\ j\ a\ u\ g\ e} = -1$

Nombre quantique multiplicatif pour un système composé :

$$\eta_C^{\text{tot}} = \prod_i \eta_C^i$$

### Etats propres de $\mathcal{C}$

Peu de particules sont états propres de  $\mathcal{C}$ . Elles doivent avoir toutes leurs charges quantiques nulles. Particule identique à l'antiparticule.

$$\mathcal{C} |x\rangle = \eta_C(x) |x\rangle \quad (4.29)$$

$\eta_C(x)$  est la "C-parité" de la particule  $x$ . Systèmes qui ont une C-parité définie :

- bosons de jauge neutres  $\gamma, g, Z$ . Marche pas pour le  $W^\pm$ , il est chargé.
- systèmes  $x\bar{x}$  :  $e^+e^-$  (positronium),  $q\bar{q}$  (mésons). Soit un tel système, calcul de  $\eta_C$ . Considère un fermion  $f$  et un antifermion  $\bar{f}$  (spin  $\frac{1}{2}$ ),  $L$  le moment cinétique orbital,  $S$  le spin total du système (0 ou 1),  $\mathbf{r} - \mathbf{r}'$  la variable de position dont dépend la partie spatiale de la fonction d'onde :

$$\begin{aligned} \mathcal{C} |f\bar{f}; \mathbf{r} - \mathbf{r}' m\bar{m}\rangle &= \eta_C(f)^2 |\bar{f}f; \mathbf{r} - \mathbf{r}' m\bar{m}\rangle \\ &= (-1)^L |\bar{f}f; \mathbf{r}' - \mathbf{r} m\bar{m}\rangle \quad \text{rotation de } \pi \\ &= (-1)^{L+S+1} |\bar{f}f; \mathbf{r}' - \mathbf{r} \bar{m}m\rangle \quad \text{échange des spins} \\ &= (-1)^{L+S+2} |f\bar{f}; \mathbf{r} - \mathbf{r}' m\bar{m}\rangle \quad \text{échange des 2 fermions} \end{aligned}$$

Donc  $\eta_C(f\bar{f}) = (-1)^{L+S}$

- systèmes composés d'états propres :  $\pi^0\rho^0$

On montre que le résultat précédent est également vrai pour les systèmes (méson-antiméson), le montrer.

**Exercice** : calculer  $\eta_C$  pour les systèmes  $\pi^+\pi^-$ ,  $\pi^0\pi^0$ ,  $\rho^+\rho^-$ ,  $\rho^0\rho^0$ .

### Conservation de $C$

Testée extensivement dans les interactions fortes et électromagnétiques.

Exemples :

- Désintégration  $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma + \gamma$  non observée ( $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \sim 100\%$ )
- $p + \bar{p} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$  spectres énergétiques et angulaires  $\pi^\pm$  identiques.

Non conservée dans l'interaction faible.

*D'autres nombres quantiques et lois de conservation seront introduits par la suite*



# Chapitre 5

## Leptons (1 ?)

### 5.1 Le positron

#### 5.1.1 Equation de Dirac

Equation de Dirac = equation d'évolution relativiste pour les fermions.

Tentative de régler certains problèmes de l'équation de Klein-Gordon (densités de probabilité négatives...). Introduite par Dirac en 1928. En fait, système linéaire de 4 équations couplées. Version compacte, sans justification :

$$(i\gamma_\mu \partial^\mu - mI) \psi = 0 \quad (5.1)$$

où  $\psi$  est un "bi-spineur" possédant 4 composantes

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix}$$

Les  $\gamma_\mu$  sont les 4 matrices de Dirac, de dimension  $4 \times 4$  et  $I$  représente la matrice identité  $4 \times 4$ . Les matrices de Dirac utilisent dans leur définition les matrices de Pauli  $\sigma$ . L'équation de Dirac décrit le comportement des fermions (spin 1/2 entier). Deux composantes représentent une particule, les deux autres l'antiparticule correspondante.

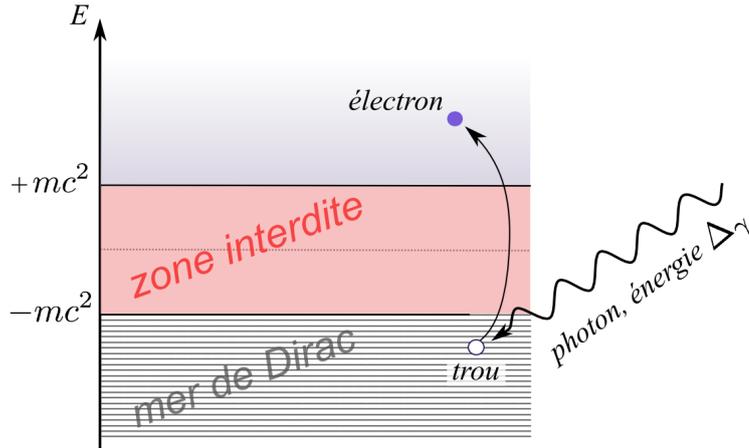
C'est en fait un système d'équations couplées :

$$\begin{aligned}
i \left( \left( \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \right) \psi_3 - \left( \frac{\partial}{\partial x} - i \frac{\partial}{\partial y} \right) \psi_4 \right) - m\psi_1 &= 0 \\
i \left( \left( \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \right) \psi_4 - \left( \frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} \right) \psi_3 \right) - m\psi_2 &= 0 \\
i \left( - \left( \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \right) \psi_1 - \left( \frac{\partial}{\partial x} - i \frac{\partial}{\partial y} \right) \psi_2 \right) - m\psi_3 &= 0 \\
i \left( - \left( \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \right) \psi_2 - \left( \frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} \right) \psi_1 \right) - m\psi_4 &= 0
\end{aligned}$$

Quand on résout cette équation, on trouve des états d'énergie négative, tels que

$$E = -\sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2} < -m \quad (5.2)$$

Interprétation de Dirac : il existe un "mer" de particules d'énergie négative, tous les états sont remplis (principe d'exclusion de Pauli).



Si un photon apporte une énergie  $\Delta E > 2m_e c^2$  à un électron de la mer :

- déplace l'électron vers un état  $E > 0$
- Conservation énergie :

$$E_{tot}(avant) = \left( \sum_{E < 0} E \right) + \Delta_\gamma = \left( \sum_{E < 0} E \right) - E_- + E_+$$

avec  $E_- < 0$

$$\Rightarrow \Delta_\gamma = E_- - E_+ = E_- + |E_+|$$

tout se passe comme si l'ensemble (mer+"trou") se comportait comme une particule d'énergie  $|E_+|$ .

- Conservation de la charge :

$$Q_{tot}(avant) = \left( \sum_{E<0} \text{électron mer} (-e) \right) = \left( \sum_{E<0} \text{électron mer} (-e) \right) + e + (-e)$$

tout se passe comme si l'ensemble (mer+"trou") se comportait comme une particule de charge  $+e$ .

- Conservation de l'impulsion :

$$\mathbf{p}_{tot}(avant) = \left( \sum_{E<0} \text{électron mer} \mathbf{p} \right) + \mathbf{p}_\gamma = \left( \sum_{E<0} \text{électron mer} \mathbf{p} \right) - \mathbf{p}_+ + \mathbf{p}_+$$

avec  $\mathbf{p}_+$  l'impulsion donnée à l'électron

$$\Rightarrow \mathbf{p}_\gamma = \mathbf{p}_- + (-\mathbf{p}_+)$$

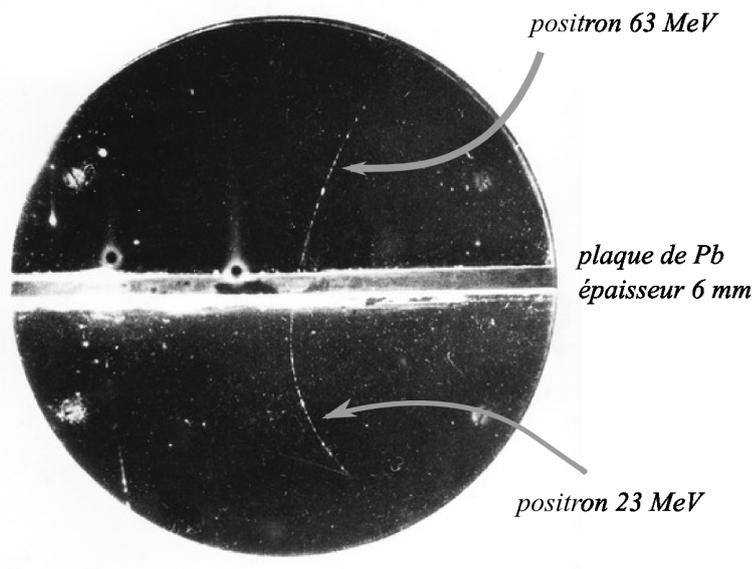
tout se passe comme si l'ensemble (mer+"trou") se comportait comme une particule d'impulsion  $-\mathbf{p}_+$ . Ceci implique une masse "mer+trou"  $m = m_e$ .

Tout se passe comme si l'apport  $(E, \mathbf{p})$  du photon avait créé une paire  $e^-e^+$ .

*Mais tout ceci n'est qu'une interprétation. La manière correcte de raisonner (ou de résonner ?? :-)) est de passer à la théorie quantique des champs qui tient compte de la création/annihilation de particules.*

### 5.1.2 Découverte du positron

Découverte par Anderson (1932) dans une chambre à brouillard :



### 5.1.3 Matérialisation des photons

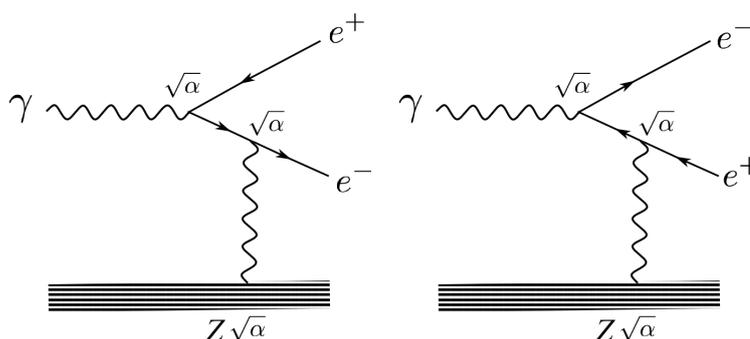
$\gamma \rightarrow e^+ + e^-$  impossible au sens strict car invariant relativiste après la matérialisation :

$$(|E_+| + E_-)^2 - (-\mathbf{p}_+ + \mathbf{p}_-)^2 = 2m_e^2 + 2(|E_+|E_- + \mathbf{p}_+\mathbf{p}_-) > 0$$

or devrait être nul car masse  $\gamma$  nulle (= invariant relativiste avant matérialisation).

Matérialisation se fait au voisinage d'un noyau, qui assure le "recul"

$$\gamma + X \rightarrow e^+ + e^- + X$$

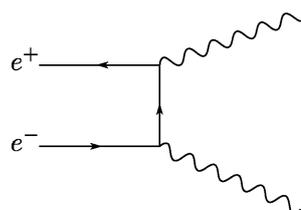


L'élément de matrice d'interaction est proportionnel à :

$$\mathcal{M} \propto \sqrt{\alpha} \times \sqrt{\alpha} \times Z\sqrt{\alpha}$$

donc la proba  $\propto Z^2\alpha^3$

### 5.1.4 Anihilation



Conservation énergie-impulsion impose  $N_\gamma \geq 2$

## 5.2 Antiparticules

Toutes les particules ont leur antiparticule. Même masse, spin, charges opposées, moment magnétique opposé :  $\bar{n}, \bar{p}, \dots$

Interprétation sous forme de solutions à énergie négative.

Parfois particule=antiparticule :  $\gamma, \pi^0, Z^0$

## 5.3 Le neutrino

### 5.3.1 Origine et découverte

Origine = mystère de la désintégration  $\beta^-$



Désintégration manifestement à 3 corps car

- spectre continu de l'électron

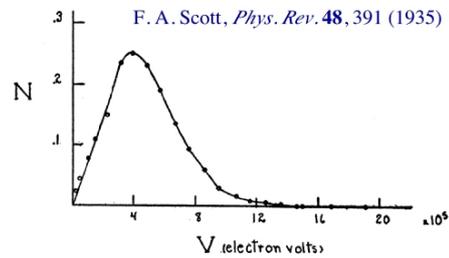


FIG. 5. Energy distribution curve of the beta-rays.

- conservation du moment cinétique  $\rightarrow$  spin 1/2 du "reste"

Pour régler ces problèmes, particule "neutrino" postulée par Pauli (4 déc. 1930, congrès de Solvay).

Observation par Reines et Cowan (1956) dans la désintégration  $\beta$  inverse  
 $p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+$

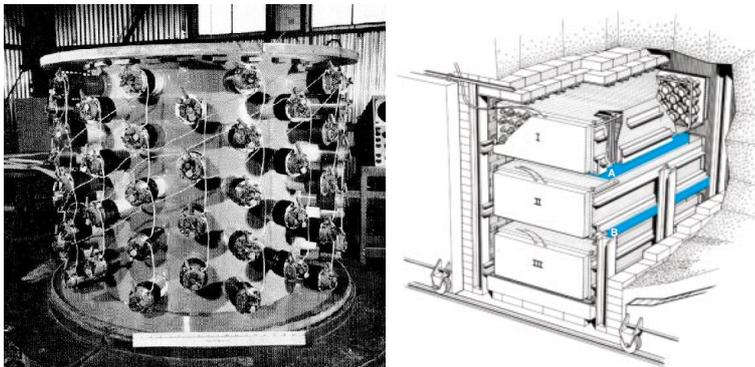
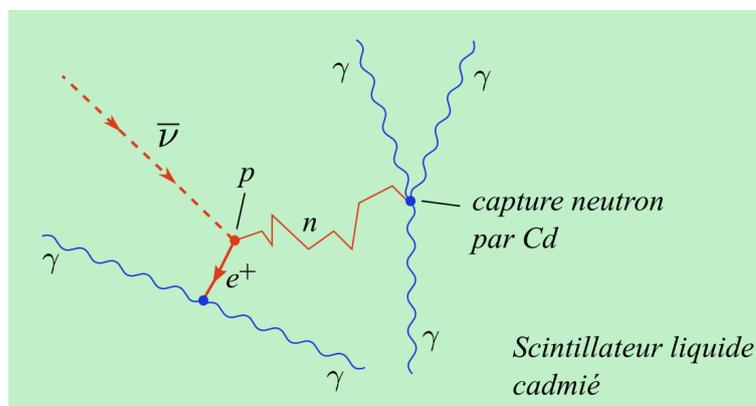


FIG. 5.1 – <http://library.lanl.gov/cgi-bin/getfile?00326606.pdf>



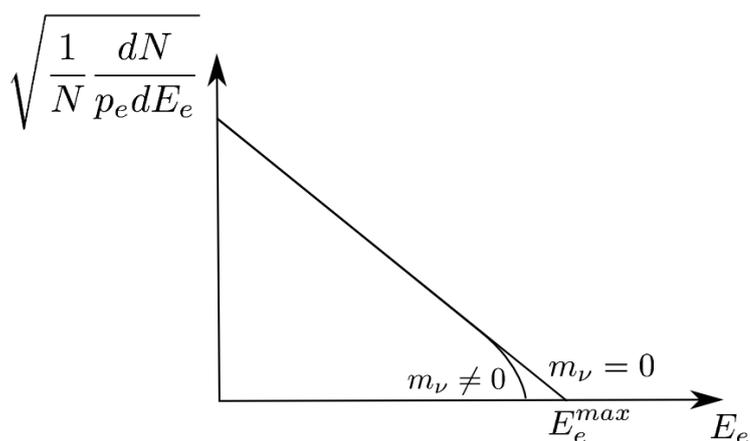
### 5.3.2 Masse des neutrinos

Mesurée par le point terminal du spectre des électrons émis dans les désintégrations  $\beta$  nucléaires  $X \rightarrow Y + e + \nu$ . On peut calculer l'énergie maximale de l'électron en supposant le neutrino au repos dans le référentiel de  $X$  :

$$E_e^{\max} = \frac{\sqrt{(M_X - m_\nu)^2 - M_Y^2 + m_e^2}}{2(M_X - m_\nu)}$$

Fermi montre (1934) que la distribution d'énergie de l'électron s'écrit :

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dE_e} \propto p_e E_e p_\nu E_\nu \propto m_e p_e \left[ (E_e^{\max} - E_e)^2 - m_\nu^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$



Mesures récentes :  $m_{\nu_e} < 3 \text{ eV}$

### 5.3.3 Les oscillations de neutrinos

Expérience de Ray Davis : détection de neutrinos produits dans le soleil

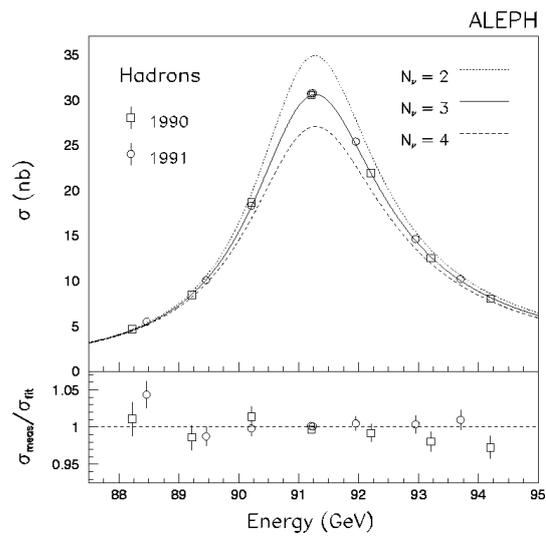
## 5.4 La famille du muon

## 5.5 La famille du tau

## 5.6 Limites sur le nombre de familles

3 familles. Pourquoi pas plus? Sans répondre à la question de façon fondamentale, on peut s'assurer que c'est bien le nombre max de familles.

Le boson de jauge "Z" découvert par l'expérience UA1 en 1983, couple à toutes les particules :  $Z \rightarrow X\bar{X}$ . Sa largeur dépend du nombre de modes (d'états finals possibles). Elle a été mesurée en 1989-90 au LEP. Résultat : 3 familles de particules, pas une de plus. Si une nouvelle famille existe, les masses de toutes les particules la composant devraient être  $m > \frac{M_Z}{2}$ .





## Chapitre 6

# Quarks, hadrons et interaction forte (2)

### 6.1 Le nucléon, notion d'isospin

On peut commencer à classer les hadrons, avec des critères comme le spin total et la parité. On parle de *multiplet* pour désigner un groupe de particules ayant même spin/parité, que l'on note  $J^P$ . Si on fait ça, on arrive à, par exemple (ces multiplets ne sont pas complets, c'est juste un exemple) :

Multiplet $J^P = 0^-$	
Mésons	Masse (MeV)
$\pi^+, \pi^0, \pi^-$	139.6, 135.0, 139.6
$K^+, K^-$	493.7, 497.7
$\bar{K}^0, K^-$	497.7, 493.7
$\eta$	547.5

Multiplet $J^P = 1^-$	
Mésons	Masse (MeV)
$\rho^+, \rho^0, \rho^-$	768.5
$\omega$	781.9

Multiplet $J^P = \frac{1}{2}^+$	
Baryons	Masse (MeV)
$p, n$	938.3, 939.6
$\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$	1189.4, 1192.6, 1197.4

Multiplet $J^P = \frac{3}{2}^+$	
Baryons	Masse (MeV)
$\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-$	$\sim 1232$
$\Xi^{*0}, \Xi^{*-}$	1530.8, 1535.0

On remarque qu'on peut encore regrouper les particules en sous-multiplets de masse presque identique et qui se différencient par la charge. On remarque aussi expérimentalement que les interactions fortes sont approximativement identiques pour les systèmes  $p-n$ ,  $p-p$  et  $n-n$ . À part la charge, le proton et le neutron sont deux états d'une même particule, le *nucléon* (Heisenberg, 1932).

Par analogie avec le spin, on introduit la notion de "spin isotopique" ou *isospin*  $\mathbf{I}$  :

$$\begin{aligned} |p\rangle &= \left| \frac{1}{2} \quad + \frac{1}{2} \right\rangle \\ |n\rangle &= \left| \frac{1}{2} \quad - \frac{1}{2} \right\rangle \end{aligned}$$

Le proton et le neutron sont la même particule du point de vue de l'interaction forte. On peut étendre ce concept à toutes les particules subissant des interactions fortes.

Calculs : identiques à ceux concernant le moment cinétique. Introduction d'un vecteur-opérateur  $\mathbf{I} = (I_1, I_2, I_3)$  obéissant aux mêmes règles de commutation que les opérateurs de moment cinétique. Observables  $\mathbf{I}^2$  et  $I_3$  :

$$\begin{aligned} \mathbf{I}^2 |I, I_3\rangle &= I(I+1) |I, I_3\rangle \\ I_{3(\text{opérateur})} |I, I_3\rangle &= I_3 |I, I_3\rangle \end{aligned}$$

multiplet d'isospin formé de  $(2I+1)$  états propres. Multiplet  $(p, n)$  a un isospin  $\frac{1}{2}$ , multiplet  $(\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-)$  a un isospin  $\frac{3}{2}$ .

## 6.2 Conservation de l'isospin

Isospin conservé dans l'interaction forte (invariance des équations du mouvement pour une rotation dans l'espace des isospins,  $[\mathbf{I}, H_f] = 0$ ). De façon similaire au spin, deux opérateurs commutent entre eux et avec le hamiltonien de l'interaction forte  $H_f$  :

$$[\mathbf{I}^2, I_3] = [\mathbf{I}^2, H_f] = [I_3, H_f] = 0$$

Seuls deux bons nombres quantiques donnant les règles de sélection :

$$\begin{aligned} \Delta |I|^2 &= 0 \\ \Delta I_3 &= 0 \end{aligned}$$

Que l'on peut aussi écrire pour l'élément de matrice de transition entre l'état initial  $|i\rangle$  et l'état final  $|f\rangle$

$$\langle i | \mathcal{M} | f \rangle = M_{fi}(I) \delta_{I^i I^f} \delta_{I_3^i I_3^f}$$

où  $M_{fi}$  est indépendant de  $I_3$  ( $\Rightarrow$  même proba de transition)

**Exemple :** désintégration du  $\rho(770)$  d'isospin 1 ( $\rho^+ = |1\ 1\rangle, \rho^0 = |1\ 0\rangle, \rho^- = |1\ -1\rangle$ )

- $\rho^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ , l'état d'isospin final est la combinaison de deux isospins 1 (isospin du  $\pi$ ) :

$$|1\ 1\rangle|1\ 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|2\ 1\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|1\ 1\rangle$$

donc :  $\langle \pi^+\pi^0 | \mathcal{M} | \rho^+ \rangle = \frac{M_{fi}(1)}{\sqrt{2}}$

- $\rho^+ \rightarrow \pi^0\pi^+$  même état final
- $\rho^- \rightarrow \pi^-\pi^0$  :

$$|1\ -1\rangle|1\ 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|2\ -1\rangle - \frac{1}{\sqrt{2}}|1\ -1\rangle$$

donc :  $\langle \pi^-\pi^0 | \mathcal{M} | \rho^- \rangle = -\frac{M_{fi}(1)}{\sqrt{2}}$

- $\rho^- \rightarrow \pi^0\pi^-$  même état final
- $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  :

$$|1\ 1\rangle|1\ -1\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}}|2\ 0\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|1\ 0\rangle + \frac{1}{\sqrt{3}}|0\ 0\rangle$$

donc :  $\langle \pi^+\pi^- | \mathcal{M} | \rho^0 \rangle = \frac{M_{fi}(1)}{\sqrt{2}}$

- $\rho^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  :

$$|1\ 0\rangle|1\ 0\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}}|2\ 0\rangle - \frac{1}{\sqrt{3}}|0\ 0\rangle$$

donc :  $\langle \pi^0\pi^0 | \mathcal{M} | \rho^0 \rangle = 0$

Les espaces de phase étant pratiquement identiques pour les états finals considérés, la conservation de l'isospin impose trois largeurs de désintégration égales (expérimentalement  $\Gamma = 150$  MeV).

A noter, les interactions électromagnétiques ne conservent pas la symétrie d'isospin mais conservent  $I_3$ . Les interactions faibles brisent entièrement cette symétrie, y compris  $I_3$ .

## 6.3 Modèle des quarks

Modèle motivé par deux observations expérimentales

- nombre de leptons=6, nombre de hadrons = beaucoup
- classification des hadrons selon leurs nombres quantiques (nombre baryonique, isospin, étrangeté,...) suggère une structure sous-jacente

### 6.3.1 Hypercharge

Il existe de façon manifeste un lien entre la charge électrique et  $I_3$ . Pour tenir compte du fait que ce lien n'existe que dans les interactions fortes, on introduit "l'hypercharge" :

$$Y = \mathcal{B} + \mathcal{S} \quad (6.1)$$

où  $\mathcal{B}$  est le nombre baryonique et  $\mathcal{S}$  est l'étrangeté. On a alors la relation dite de "Gell-Mann-Nishijima" reliant charge  $Q$  et troisième composante de l'isospin  $I_3$  :

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (6.2)$$

Telle que notée ci-dessus, la définition de l'hypercharge ne tient compte que des particules étranges (contenant un quark  $s$ ). Lorsqu'on a découvert les quarks plus lourds ( $c$ ,  $b$  et  $t$ ), il était naturel de redéfinir l'hypercharge pour tenir compte du "nombre de charme", "nombre de bottom" et "nombre de top"  $\rightarrow$  relation de Gell-Mann-Nishijima généralisée.

### 6.3.2 Notation pour la composition d'isospins

On considère un système de deux particules, l'une d'isospin  $\mathbf{1}$  (par exemple un pion) et l'autre d'isospin  $\mathbf{1/2}$  (par exemple un nucléon). L'isospin total peut être soit  $\mathbf{1/2}$  soit  $\mathbf{3/2}$ , comme lorsqu'on combine des spins. On écrit cela :

$$\mathbf{1} \otimes \mathbf{1/2} = \mathbf{1/2} \oplus \mathbf{3/2}$$

On dit que le produit de la représentation de  $SU(2)$  correspondant à l'isospin  $\mathbf{1}$  et la représentation correspondant à l'isospin  $\mathbf{1/2}$  est la somme des représentations correspondant aux isospins  $\mathbf{1/2}$  et  $\mathbf{3/2}$ . Une autre manière de le dire est qu'une combinaison d'isospins  $\mathbf{1}$  et  $\mathbf{1/2}$  se comporte soit comme un isospin  $\mathbf{1/2}$  soit comme un isospin  $\mathbf{3/2}$  dans les rotations dans l'espace des isospins.

On peut aussi, et on le fait la plupart du temps, noter les représentations par leur nombre d'états ( $2I + 1$ ) plutôt que par la valeur de l'isospin ( $I$ ). La relation ci-dessus devient alors :

$$\mathbf{3} \otimes \mathbf{2} = \mathbf{2} \oplus \mathbf{4}$$

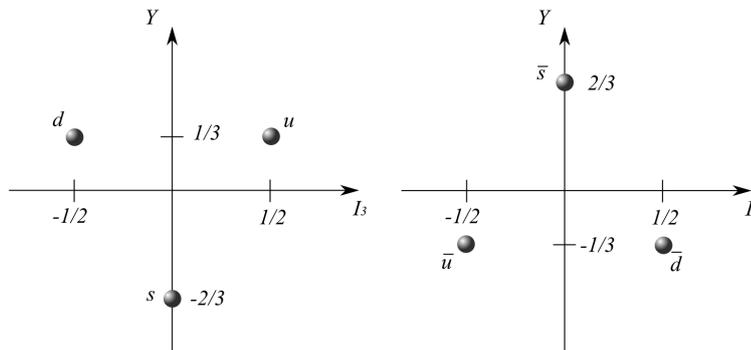
Le groupe de symétrie représentant les rotations dans l'espace des isospins est appelé le groupe  $SU(2)$ .

### 6.3.3 Combinaison de quarks

Le modèle des quarks a été élaboré par M. Gell-Mann et Y. Ne'eman en 1961 puis proposé par Gell-Mann et Zweig en 1963 (ou 64 ?)

Sans aller dans le détail, en particulier de la théorie des groupes, présentation du modèle. Beaucoup de choses à admettre...

Le groupe de symétrie qui représente les trois quarks ( $u, d, s$ ) est appelé  $SU(3)$ . Dans ce groupe, on a besoin de deux variables pour décrire les transformations et les deux variables  $I_z$  et  $Y$  se trouvent particulièrement adaptées. On met les quarks  $u$  et  $d$  dans un doublet d'isospin, le quark  $s$  ayant  $I_z = 0$ . Graphiquement, cela donne :



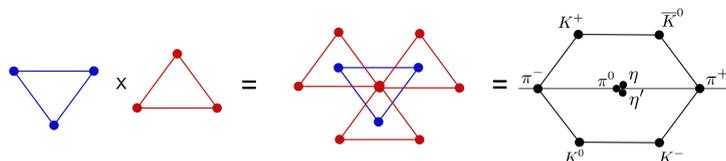
Les quarks s'inscrivent dans une représentation qu'on appelle "3" et les antiquarks dans une représentation dite adjointe appelée 3-bar. Pour construire des multiplets, c'est à dire l'ensemble des combinaisons possibles de quarks ( $u, d, s$ ), on fait appel à la théorie des groupes.

### 6.3.4 Construction des mésons

Les mésons, constitués d'un quark et d'un antiquark, font partie des multiplets qu'on construit à partir du produit de 3 par 3-bar. La théorie des groupes nous dit que l'un des multiplets est un octet, l'autre un singulet :

$$3 \otimes \bar{3} = 1 \oplus 8$$

ce qui nous donne 9 particules, identifiées avec le multiplet  $J^P = 0^-$  (états fondamentaux combinaison d'un quark et d'un antiquark, onde  $S$ ). On peut représenter graphiquement le produit des deux représentations par :



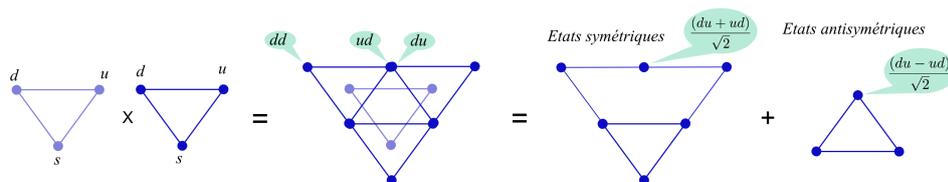
Dans l'octet, il y a deux états avec  $I_3 = Y = 0$ , l'un avec  $I = 1$ , l'autre avec  $I = 0$ . Le singulet est un état complètement symétrique.

Pour que tout fonctionne, nécessite la relation entre les charges  $q_d = q_s = q_u - 1$ .

Les multiplets de mésons vecteurs ont la même structure mais correspondent à des états liés quark-antiquark excités.

### 6.3.5 Construction des baryons

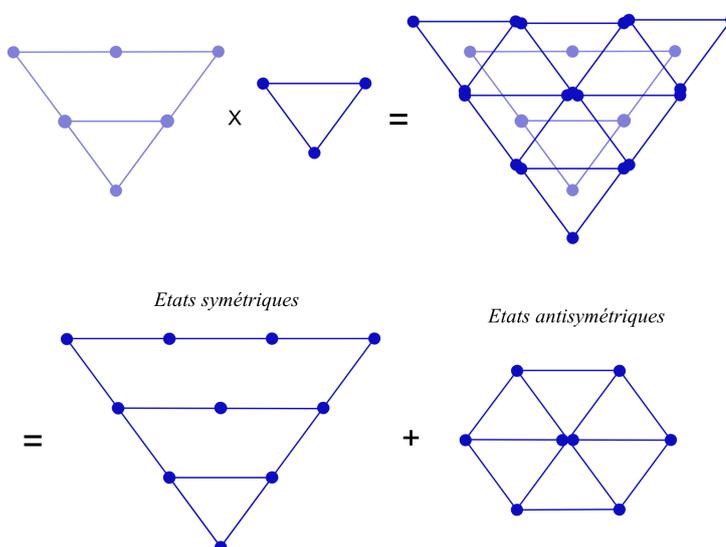
Baryons = états liés de 3 quarks. On commence avec la combinaison de 2 quarks. Le schéma correspondant est :



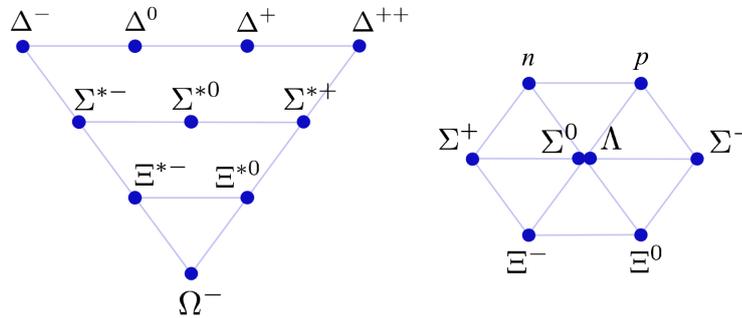
La séparation selon la symétrie de la combinaison d'états donne en théorie des groupes 6 états symétriques (sextuplet) et 3 états antisymétriques (triplet). On écrit cela

$$\mathbf{3} \otimes \mathbf{3} = \mathbf{6} \oplus \bar{\mathbf{3}}$$

Lorsqu'on ajoute un troisième quark au sextuplet, on obtient un décuplet symétrique et un octet antisymétrique ( $\mathbf{6} \otimes \mathbf{3} = \mathbf{10} \oplus \mathbf{8}$ ) :



Il ne s'agit pas de comprendre en profondeur ces résultats, juste d'avoir une idée du type de raisonnement. On peut identifier les éléments des deux multiplets avec des particules existantes, c'est ce qui a donné sa force à ce modèle :



En ce qui concerne les charges, on a besoin d'avoir  $2q_u + q_d = 1$  d'où  $q_u = \frac{2}{3}$  et  $q_d = -\frac{1}{3}$ .

Lorsque le modèle a été proposé, une particule n'avait pas encore été découverte et certaines prédictions ont été vérifiées à posteriori comme

- la découverte du  $\Omega^-$
- le fait que le  $\Xi^-$  ait un spin  $1/2$

### 6.3.6 La couleur

Problèmes pour le modèle des quarks :

- si on tient compte du spin, les trois particules  $\Delta^{++}$ ,  $\Delta^-$  et  $\Omega^-$  ont un spin  $J = 3/2$ . On a donc forcément
  - $\Delta^{++} = u \uparrow u \uparrow u \uparrow$
  - $\Delta^- = d \uparrow d \uparrow d \uparrow$
  - $\Omega^- = s \uparrow s \uparrow s \uparrow$

Or le principe de Pauli interdit à deux fermions (les quarks) d'être dans le même état quantique, la fonction d'onde ne peut pas être complètement symétrique. Comment ces états peuvent-ils exister ?

- En théorie des groupes, lorsqu'on va au bout du calcul, on trouve

$$\mathbf{3} \otimes \mathbf{3} \otimes \mathbf{3} = \mathbf{10} \oplus \mathbf{8} \oplus \mathbf{8} \oplus \mathbf{1}$$

On ne voit pas dans la nature tous les états de 3 quarks prédits, on ne voit qu'un seul octet et pas de singulet.

- On n'observe pas de quarks isolés, ni de di-quarks, ni d'états  $qq\bar{q}$  ou  $qqqq$ .

O. Greenberg propose (1964) que chaque quark vienne en 3 "couleurs" possibles ( pas une vraie couleur, juste une charge appelée "couleur")  $R, V, B$  pour les quarks,  $\bar{R}, \bar{V}, \bar{B}$  pour les antiquarks.

De plus, les seuls états qui existent sont neutres de couleur.

- pour les mésons :  $\frac{1}{3} (R\bar{R} + V\bar{V} + B\bar{B})$

- pour les baryons :  $\frac{1}{6} (RVB + VBR + BRV - BVR - VRB - RBV)$

Pour que le principe de Pauli soit respecté, la fonction d'onde globale doit être antisymétrique :

$$\psi_{tot} = \psi_{espace} \psi_{spin} \psi_{SU(3)_{saveur}} \psi_{couleur}$$

Considérons les baryons inexplicés cités plus haut, ceux de spin total  $J = 3/2$ . Ceux que nous considérons sont les états liés de quarks à leur niveau fondamental. Le moment cinétique orbital doit donc être nul et ils sont dans un état d'onde  $S$ .  $\psi_{espace}$  est donc symétrique. Comme  $J = 3/2$ , la fonction d'onde de spin  $\psi_{spin}$  est forcément symétrique. et comme on regarde les états avec trois quarks identiques,  $\psi_{SU(3)_{saveur}}$  est également symétrique.

Conclusion : dans ce cas précis,  $\psi_{couleur}$  doit être antisymétrique pour respecter le principe de Pauli. Ceci est également vrai pour les autres états, ceux de  $J = 1/2$  inclus. Alors, on a forcément

$$\psi_{spin} \psi_{SU(3)_{saveur}} \quad \text{symétrique}$$

Et un raisonnement sur la symétrie ou l'antisymétrie des multiplets obtenus dans la décomposition de  $\mathbf{3} \otimes \mathbf{3} \otimes \mathbf{3}$  permet de comprendre pourquoi on n'observe qu'un décuplet et un octet dans la nature.

A partir de là, tout fonctionne. Rien n'exclut à priori les états  $qq\bar{q}\bar{q}$  (baryonium) ou  $qqqq\bar{q}$  (pentaquark).

### 6.3.7 Les interactions de couleur

#### *Juste un survol de QCD avec les notions et résultats de base*

Comme la charge électrique pour l'interaction électromagnétique, la charge de couleur est liée à l'interaction forte. La théorie correspondante a été développée par Gross, Politzer et Wilczek (1974) et porte le nom de QCD pour "Quantum Chromo Dynamics". Dans cette théorie, les bosons porteurs de l'interaction (champs "chromiques", comme on a un champ électromagnétique) sont appelés "gluons".

3 couleurs  $\rightarrow$  plus compliqué que l'électrodynamique quantique (interaction électromagnétique).

Basé sur groupe de symétrie  $SU(3)$  comme la saveur des quarks, mais différent, appelé  $SU(3)_c$  de couleur.

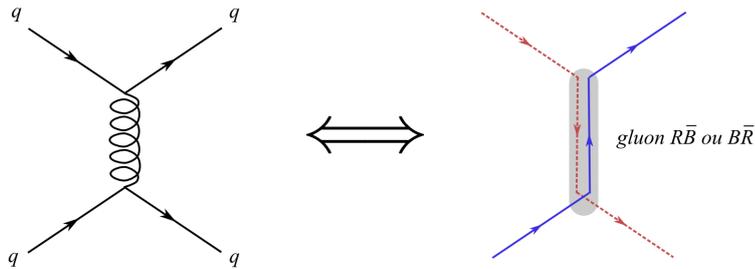
3 couleurs, chacune pouvant être une couleur (charge "+" de couleur) ou une "anticouleur" (charge "-" de couleur).

Les gluons sont au nombre de 8, chacun portant une combinaison d'une couleur ( $R, V, B$ ) et d'une anticouleur ( $\bar{R}, \bar{V}, \bar{B}$ ). Sur les 9 combinaisons (couleur, anticouleur) possibles, on a enlevé la combinaison symétrique

$$g_0 = \frac{1}{\sqrt{6}}(R\bar{R} + V\bar{V} + B\bar{B}) \quad (6.3)$$

car sa probabilité d'interaction est nulle (voir plus haut discussion symétrie/antisymétrie de la fonction d'onde globale). D'où les 8 (et pas 9) gluons.

Il y a un échange de couleur entre les deux quarks, comme illustré sur la figure suivante :



La charge "chromique"  $g$  donne une amplitude d'interaction

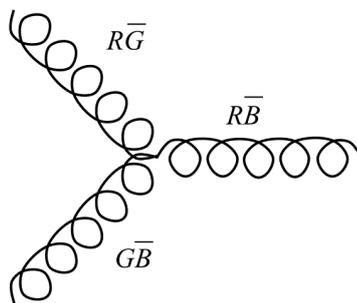
$$\frac{g^2}{\hbar c} \equiv \alpha_S \sim 0.1 \quad (6.4)$$

et le potentiel devrait être  $V(r) \sim \frac{\alpha_S}{r}$

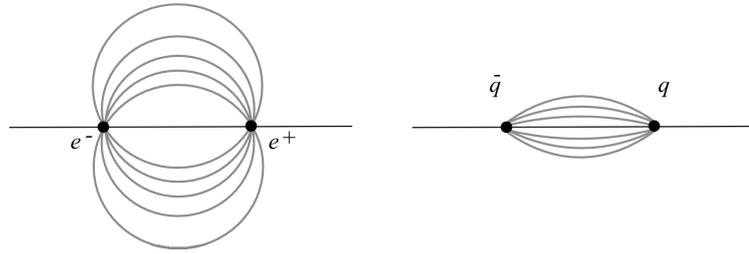
Mais nous allons voir que ce n'est plus le cas lorsque la distance entre les deux quarks augmente

### 6.3.8 Gluons et liberté asymptotique

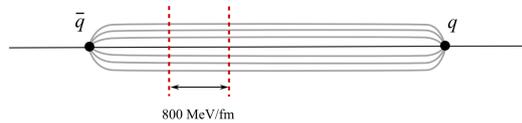
Gluons portent une charge de couleur (pas comme photon, qui est neutre). Conséquence : les gluons interagissent entre eux.



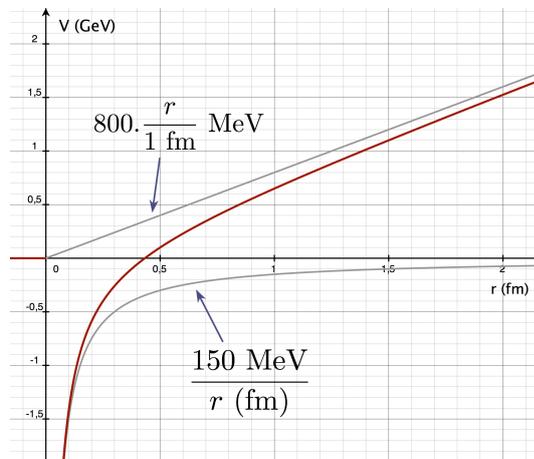
Conséquence de la conséquence : les lignes de champ de gluons entre deux quarks sont plus resserrées que dans le cas de l'interaction e.m. :



⇒ le champ augmente lorsque la distance  $r$  entre les quarks augmente. Il se forme un "tube de champ" :

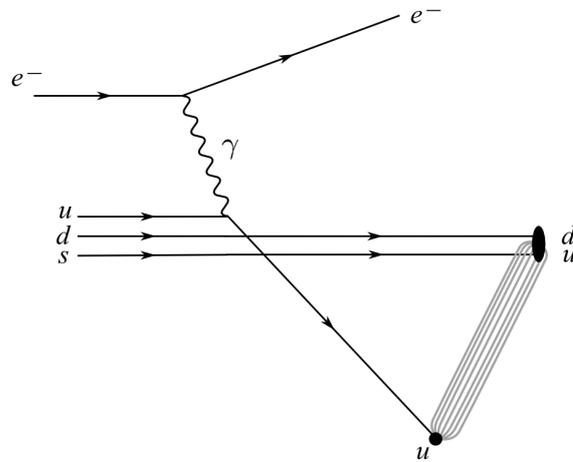


La force s'exerçant entre les quarks est alors indépendante de  $r$  et le potentiel devient proportionnel à  $r$  :

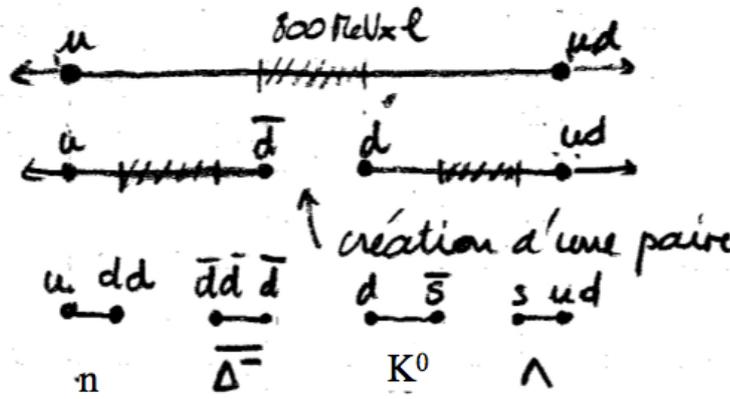


La densité d'énergie linéique est de l'ordre de  $\frac{E}{\Delta r} \sim 800 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^{-1}$

**Tentative d'extraction d'un quark** Supposons qu'on envoie un électron d'énergie grande (quelques GeV) sur un proton. Il peut y avoir *diffusion profondément inélastique* où un quark interagissant de façon électromagnétique avec l'électron est éjecté du proton... du moins il essaye :



Le tube de champ se crée entre le quark éjecté et les deux quarks restants. La densité d'énergie dans le tube est suffisante pour créer des paires quarks-antiquarks :

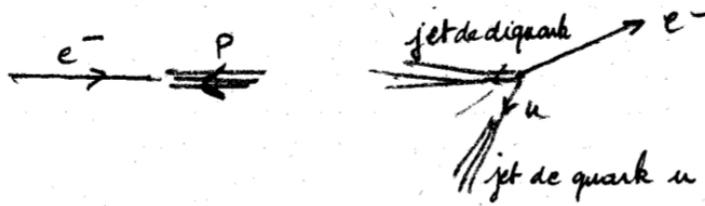


On a finalement la réaction

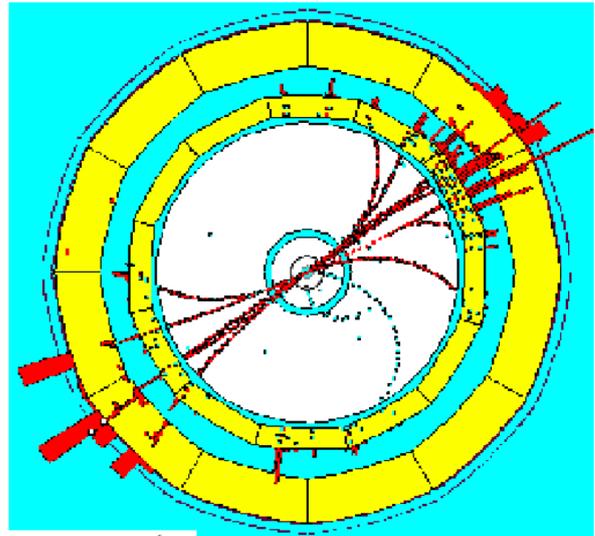
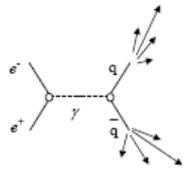


le proton initial se "fragmente" en hadrons. Le quark ne sort pas. tout se passe comme avec un aimant que l'on brise, on ne peut jamais avoir un pôle isolé (monopôle).

on a création de deux "jets" de particules :



- Collision  $e^+e^- \rightarrow qq$



## 6.4 Découverte des quarks et diffusion inélastique

Annexe : coefficients de Clebsch-Gordan

34. CLEBSCH-GORDAN COEFFICIENTS, SPHERICAL HARMONICS, AND  $d$  FUNCTIONS

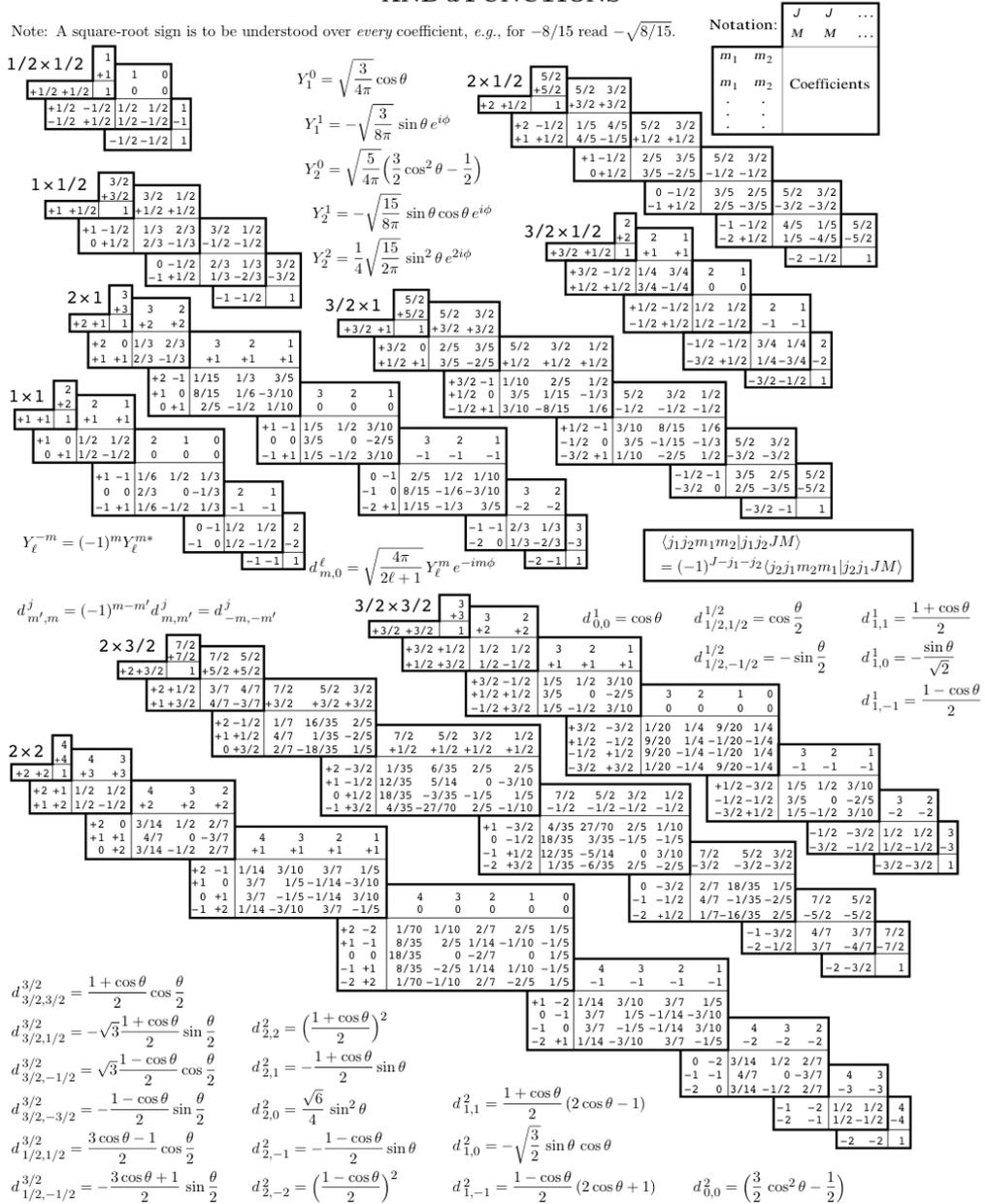


Figure 34.1: The sign convention is that of Wigner (*Group Theory*, Academic Press, New York, 1959), also used by Condon and Shortley (*The Theory of Atomic Spectra*, Cambridge Univ. Press, New York, 1953), Rose (*Elementary Theory of Angular Momentum*, Wiley, New York, 1957), and Cohen (*Tables of the Clebsch-Gordan Coefficients*, North American Rockwell Science Center, Thousand Oaks, Calif., 1974). The coefficients here have been calculated using computer programs written independently by Cohen and at LBNL.



# Chapitre 7

## Interaction faible (1.5)

Interaction faible

- est la seule qui ne produit pas d'états liés
- conséquence de sa faiblesse par rapport à e.m. et forte et de sa très faible portée par rapport à la gravitation
- neutrinos seules particules n'interagissant que via l'interaction faible
- sources artificielles de neutrinos : accélérateurs et réacteurs nucléaires à fission

Trois bosons vecteurs sont médiateurs de l'interaction faible. Deux chargés, le  $W^+$  et le  $W^-$  (antiparticule l'un de l'autre) et un neutre, le  $Z^0$ . Pas de charge de couleur.

Interactions avec  $W^\pm \rightarrow$  courants chargés (CC)

Interactions avec  $Z^0 \rightarrow$  courants neutres (CN)

### 7.1 Exemples d'interactions faibles observées

- Désintégration du neutron

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

impossible via interaction électromagnétique car photon ne peut pas transférer de charge

- Capture d'antineutrinos

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$$

impossible via interaction e.m. ou forte (charge électrique et charge colorée du neutrino nulles)

- Désintégrations de hadrons uniquement en leptons ou avec changement de saveur (violation de l'étrangeté)

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \Lambda^0 &\rightarrow p + \pi^-\end{aligned}$$

Interactions faibles caractérisées par des vie moyennes de  $10^{-8}$ – $10^{-10}$  s.

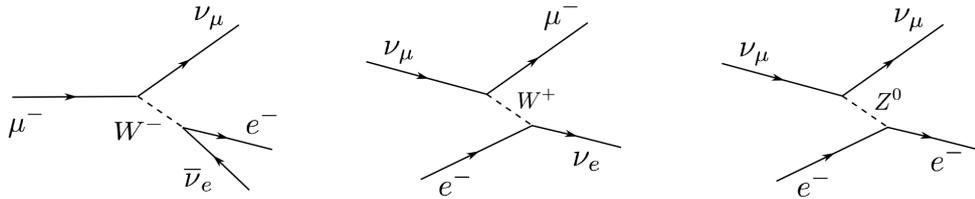
## 7.2 Classification des interactions faibles

Trois types de processus

- **Processus leptoniques**

Seuls des leptons sont présents, aussi bien dans l'état initial que dans l'état final. Exemples (on indique CC pour courants chargés et CN pour courants neutres) :

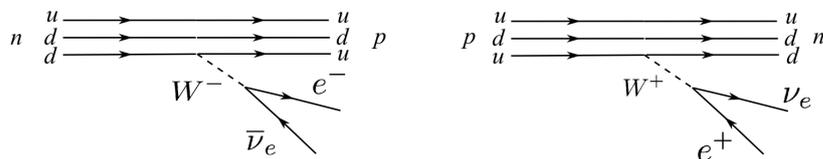
$$\begin{aligned}\mu^- &\rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e \quad (\text{CC}) \\ \nu_\mu e^- &\rightarrow \nu_e \mu^- \quad (\text{CC}) \\ \nu_\mu e^- &\rightarrow \nu_\mu e^- \quad (\text{CN})\end{aligned}$$



- **Processus semi-leptoniques**

On a la présence de hadrons et de leptons. Il y a changement de saveur des quarks. Exemple important : les désintégrations  $\beta$ .

$$\begin{aligned}n &\rightarrow p e^- \bar{\nu}_e \quad (\text{CC}) \\ p &\rightarrow n e^+ \nu_e \quad (\text{CC})\end{aligned}$$

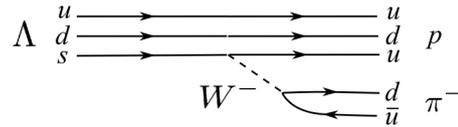
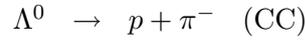


Autre exemple : diffusion de neutrinos par des nucléons

$$\begin{aligned}\nu_\mu + n &\rightarrow \mu^- + p \quad (\text{CC}) \\ \nu_\mu + p &\rightarrow \nu_\mu + p \quad (\text{CN})\end{aligned}$$

- **Processus non-leptoniques (hadroniques)**

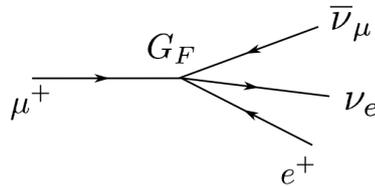
Que des hadrons aussi bien dans l'état final qu'initial. Par exemple :



reconnaissable par la durée de vie longue et par le changement de saveur (quark  $s$  en quark  $u$  par exemple).

### 7.3 Théorie de Fermi

En 1934, Fermi propose une théorie de l'interaction faible où l'interaction est ponctuelle entre 4 particules et où la constante de couplage (dans ce cas = élément de matrice de l'interaction) est indépendante des particules en jeu dans l'interaction. Par exemple, la désintégration d'un  $\mu^+$  se fait selon le schéma :



La mesure de la constante de couplage donne  $G_F = 1,166 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ .

Le calcul de la largeur de désintégration peut se faire à l'aide de la règle d'or de Fermi (encore lui!) et on obtient :

$$\begin{aligned} d\Gamma &= \frac{G_F^2}{2\pi^3} dE_e \int_{m_\mu/2 - E_e}^{m_\mu/2} dE_{\bar{\nu}} E_{\bar{\nu}} (m_\mu - 2E_{\bar{\nu}}) \\ &= \frac{G_F^2 m_\mu}{48\pi^3} dE_e E_e^2 \left( 1 - \frac{2}{3} \frac{E_e}{m_\mu/2} \right) \end{aligned}$$

L'intégration finale donne

$$\Gamma = \frac{G_F^2}{192\pi^3} m_\mu^5$$

Où l'on néglige la masse de l'électron final devant celle du  $\mu$ .

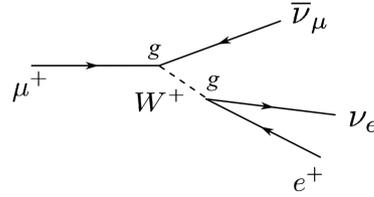
L'interaction faible ne dépendant pas du type de lepton (pas plus que du type de saveur pour les quarks), on peut en déduire certaines relations entre les temps de vie ou largeurs de certaines désintégrations. Par exemple :

$$\frac{\Gamma(\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu})}{\Gamma(\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu})} = \left(\frac{m_\tau}{m_\mu}\right)^5 = 1,346 \times 10^6$$

à comparer avec l'expérience :

$$\frac{\tau_\mu \times BR(\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu})}{\tau_\tau \times BR(\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu})} = 1,347 \times 10^6$$

**Limitations de ce modèle** Dans le cadre du modèle standard (que nous verrons dans un chapitre ultérieur), la même désintégration se fait par l'intermédiaire d'un boson  $W^+$  :



toujours dans ce modèle standard, l'élément de matrice de transition est calculé en attribuant une constante de couplage  $g$  à chaque vertex. Cet élément est alors proportionnel à :

$$M_{fi} \propto \frac{gg}{M_W^2 - t}$$

où  $M_W$  est la masse du boson échangé et  $t$  l'impulsion transférée. Lorsque le processus est à basse énergie, l'impulsion transférée est faible et l'on a

$$M_{fi} \propto \frac{g^2}{M_W^2} \sim G_F$$

Comme l'impulsion du  $W$  est très faible (masse du  $W$  grande, de l'ordre de 80 GeV), les deux vertex d'interaction peuvent être considérés comme étant très proches, d'où la validité de la théorie de Fermi à faible énergie.

## 7.4 Courants neutres

Observation de processus impliquant des courants faibles chargés (échange de  $W$ ) → années 1960

Observation d'événements mettant en jeu des courants faibles neutres (échange de bosons  $Z^0$ ) → 1973 au CERN

Existence d'interactions de  $\nu_\mu$  avec la matière en absence de leptons chargés, avec un faisceau de neutrinos :

$$\begin{aligned}\nu_\mu + N &\rightarrow \nu_\mu + X \\ \bar{\nu}_\mu + N &\rightarrow \bar{\nu}_\mu + X\end{aligned}$$

## 7.5 Non conservation de la parité

### 7.5.1 Le "puzzle" $\theta - \tau$

Jusqu'en 1956, tout le monde pensait que la conservation de la parité était universelle.

Mais problème des particules étranges  $\theta - \tau$

- Même masses (495 MeV), spin, temps de vie
- $\theta \rightarrow \pi^- + \pi^0$  avec  $L = 0, J = 0 \Rightarrow P = (-1)^{L+2} = +1$
- $\tau \rightarrow \pi^- + \pi^+ + \pi^-$  avec  $L = 0, J = 0 \Rightarrow P = (-1)^{L+3} = -1$

Question de Lee et Yang (juin 1956) : et si la parité n'était pas conservée dans les interactions faibles ?

Alors  $\theta$  et  $\tau$  sont une seule et même particule, le  $K^-$



Chen Ning Yang

Tsung-Dao Lee

### 7.5.2 Expérience de Wu et al

Lee et Yang proposent de considérer la désintégration  $\beta$  d'un noyau  $N$  :

$$N \rightarrow N' + e + \nu \quad (7.1)$$

Dans le centre de masse, les trois quantités cinématiques sont les trois impulsions  $\mathbf{p}_{N'}, \mathbf{p}_e, \mathbf{p}_\nu$ . Avec ces quantités, on peut construire

- des produits scalaires, comme  $\mathbf{p}_{N'} \cdot \mathbf{p}_e$ . Comme ce sont des scalaires, elles ne violent pas la parité.

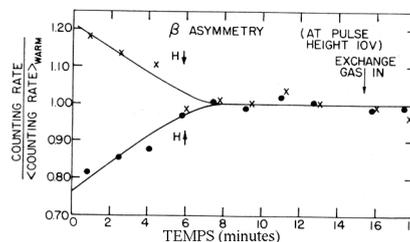
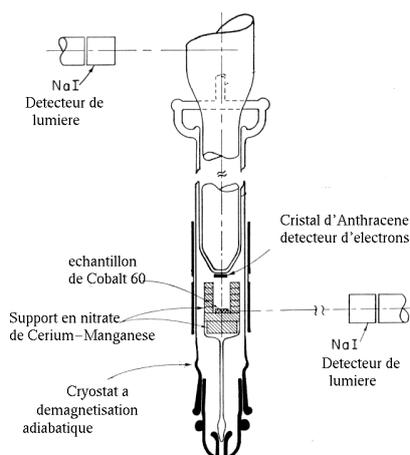
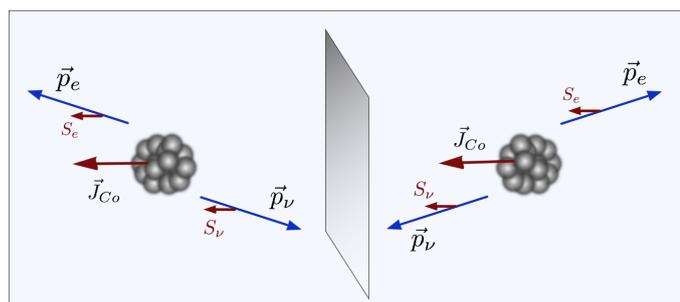
- des produits mixtes, comme  $\mathbf{p}_{N'} \cdot \mathbf{p}_e \times \mathbf{p}_\nu$ . Comme c'est un pseudoscalaire, il devrait violer la parité. Mais les vecteurs étant coplanaires, ce produit mixte est nul.

Lee et Yang en concluent que la violation de la parité ne pourra être observée qu'avec un pseudo-vecteur. Un tel pseudo-vecteur peut être obtenu par une polarisation. On doit polariser un échantillon de noyaux, donnant ainsi une valeur non nulle à la valeur moyenne de l'opérateur moment cinétique intrinsèque  $\langle J \rangle$ . La quantité mesurée peut être  $\langle J \rangle \cdot \mathbf{p}_e$ .

L'expérience est réalisée par Mme Chien Shiung Wu (+ Ambler et Wilson) en 1957, en observant la désintégration du  $^{60}\text{Co}$  polarisé, dans la réaction



On s'attend à ce que, si la parité est conservée, la distribution angulaire de l' $e^-$  est symétrique par rapport à la direction de polarisation du  $^{60}\text{Co}$ . Il ne devrait pas y avoir de corrélation entre le spin du noyau et l'impulsion de l'électron.



Quand le champ magnétique H est vers le haut, il y a un déficit en électrons de Cobalt 60 partant vers le haut. Si H est dirigé vers le bas, il y a un excès en électrons vers le haut. La désintégration beta préfère la direction opposée au spin du noyau de Cobalt. (après 8 mn, l'échantillon est réchauffé et l'asymétrie disparaît)

Wu et al observent un taux d'émission d'électron plus important dans la direction opposée à la direction du spin du noyau de  $^{60}\text{Co}$ , montrant ainsi une violation de la parité.

### 7.5.3 "Interprétation" théorique

**Définition de l'hélicité** : projection du spin sur la ligne de vol. Si  $\mathbf{p}$  est l'impulsion de la particule et  $\sigma$  sont les matrices de Pauli, l'hélicité est :

$$h = \frac{1}{p} \mathbf{p} \cdot \boldsymbol{\sigma} = \frac{1}{2p} \begin{pmatrix} p_z & p_- \\ p_+ & -p_z \end{pmatrix} \quad (7.2)$$

avec  $p_{\pm} = p_x \pm ip_y$

Valeurs propres, vecteurs propres :

vp = +1 (hélicité dite "droite", spin et impulsion alignés  $\Rightarrow$  )

$$|\Rightarrow\rangle = \frac{1}{\sqrt{2p(p+p_z)}} \begin{pmatrix} p+p_z \\ p_+ \end{pmatrix} \quad (7.3)$$

vp = -1 (hélicité dite "gauche", spin et impulsion antialignés  $\Leftarrow$  )

$$|\Leftarrow\rangle = \frac{1}{\sqrt{2p(p+p_z)}} \begin{pmatrix} -p_- \\ p+p_z \end{pmatrix} \quad (7.4)$$

L'hélicité n'est pas un invariant de Lorentz, ni même galiléen (car change si  $v_{\text{référentiel}} > v_{\text{particule}}$ ), *sauf si la particule a une masse nulle.*

#### Interprétation violation parité par Lee+Yang+Landau+Salam

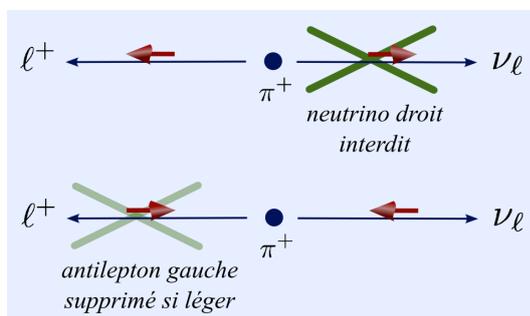
- Si  $\nu$  ou  $\bar{\nu}$  est sans masse, son hélicité est définie pour tout référentiel, puisqu'alors une transformation de Lorentz ne change pas l'hélicité.
- Si  $\nu$  (respectivement  $\bar{\nu}$ ) est toujours gauche (resp. droit), l'interaction avec un  $\nu$  (resp.  $\bar{\nu}$ ) ne conserve pas la parité.
- mais des désintégrations sans  $\nu$  violent aussi parité :  $\Lambda \rightarrow p\pi^-, n\pi^0$

A partir de là, Feynman+Gell-Mann proposent une théorie dite "V-A", plus générale qui suppose que toutes les particules (resp. antiparticules) mises en jeu sont "gauches" (resp. "droites").

Explique par exemple

$$BR(\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{\mu}) \sim 100\% \gg BR(\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e) \sim 10^{-5}$$

en effet, le spin du  $\pi^+$  est nul et la conservation du moment cinétique impose :



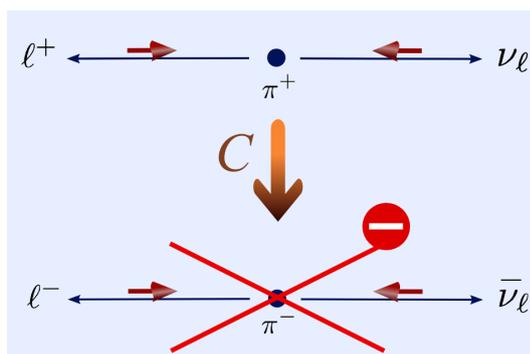
l'hélicité d'une particule n'est fixée quel que soit le référentiel que pour une particule sans masse. Plus la masse est grande, plus il est facile de créer un lepton droit (ou un antilepton gauche) par exemple.

D'où  $BR(\mu) \gg BR(e)$ .

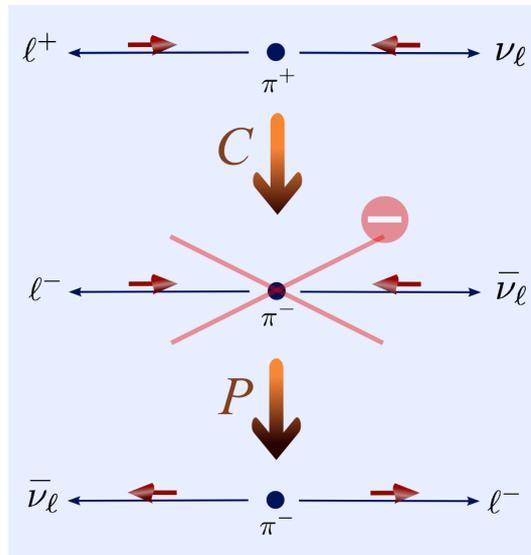
## 7.6 Non conservation de CP

### 7.6.1 Hypothèse de conservation de CP

Conservation de  $C$  testée extensivement dans les interactions fortes et électromagnétiques. Mais violée dans les interactions faibles en liaison avec  $P$  :



Et si, en plus de changer  $C$ , qui est violée, on changeait le sens des spins, ce que l'on peut faire à l'aide de la parité? Peut-être le résultat serait-il autorisé? Dès 1957, Lee et Yang proposent que la combinaison  $CP$  soit une symétrie universelle :

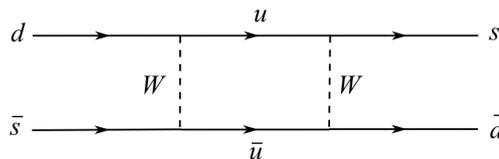


Mais... la violation de la symétrie CP est observée dans les désintégrations des  $K^0$  et  $\bar{K}^0$ .

### 7.6.2 Système $K^0$ et $\bar{K}^0$

Gell-Mann et Pais (1955)

- $K^0 = d\bar{s}$  et  $\bar{K}^0 = \bar{d}s$
- même masse
- il existe un mécanisme d'oscillation dont le schéma est :



système quantique à deux états qui ne sont pas les états de propagation.

- deux états propres de CP, appelés
  - $K_1^0$  de  $CP = +1$
  - $K_2^0$  de  $CP = -1$

Si l'on considère les désintégrations possibles en  $2\pi$  et  $3\pi$ , on montre que  $CP(\pi^0\pi^0) = [CP(\pi^0)]^2 = (-1)^2 = +1$  et  $CP(\pi^+\pi^-) = C(\pi^+\pi^-)P(\pi^+\pi^-) = (-1)^L(-1)^L = +1$ . On montre aussi que  $CP(\pi^+\pi^-\pi^0) = -1$  et  $CP(\pi^0\pi^0\pi^0) = -1$ .

en conséquence, si CP est conservé,

- l'état  $K_1^0$  de  $CP = +1$  peut uniquement se désintégrer en  $2\pi$
- l'état  $K_2^0$  de  $CP = -1$  peut uniquement se désintégrer en  $3\pi$

De plus, l'espace de phase de  $K_1^0 \rightarrow 2\pi$  est beaucoup plus grand que celui de  $K_2^0 \rightarrow 3\pi$ , ce qui fait que

- $K_1^0 \rightarrow 2\pi$  est une désintégration "rapide" ( $c\tau_S = 2,67$  cm)
- $K_2^0 \rightarrow 3\pi$  est une désintégration "lente" ( $c\tau_L = 15,5$  m)

Expérience de Christenson, Cronin, Fitch et Turlay (1964), observe une faible proportion de  $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ , telle que

$$BR(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) = 2 \times 10^{-3}$$

( $K_L^0$  est défini ci-dessous)

ceci montre la violation de  $CP$ , même si cette violation est faible. Du coup, les états propres ayant une masse et durée de vie définis sont appelés  $K_S^0$  et  $K_L^0$  et diffèrent très légèrement des états  $K_1^0$  et  $K_2^0$ .

### 7.6.3 Autres observations

Observations plus récentes (2004) dans des systèmes de mésons  $B$ .

- Si  $CP$  est conservé, la largeur de désintégration d'une particule  $M$  en un certain état final  $f$  devrait être identique à la largeur de l'antiparticule  $\bar{M}$  en un état final  $\bar{f}$
- étude des désintégrations du  $B_s^0 = s\bar{b}$  et du  $\bar{B}_s^0 = \bar{s}b$
- On observe :  $\Gamma(B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+) < \Gamma(\bar{B}_s^0 \rightarrow K^+\pi^-)$

particules et antiparticules sont légèrement différentes  $\Rightarrow$  peut être une partie de l'explication de la prédominance de la matière dans notre univers.

## 7.7 Théorème CPT

Lee et Yang (encore eux !) montrent que, sous des conditions extrêmement générales, la physique est invariante sous l'application combinée de  $C$ ,  $P$  et  $T$ , où  $T$  est l'opération de renversement du temps.

Une conséquence en est par exemple que les masses d'une particule et d'une antiparticule sont les mêmes.

Donc la violation de  $CP$  dans les interactions faibles implique la violation de  $T$ . Beaucoup de tests, observé dans le système  $K^0 - \bar{K}^0$  :

$$P(K^0 \rightarrow \bar{K}^0) > P(\bar{K}^0 \rightarrow K^0) \text{ au niveau de } 1\%.$$

# Chapitre 8

## Modèle standard et au delà (0.5)

### 8.1 Théorie quantique des champs

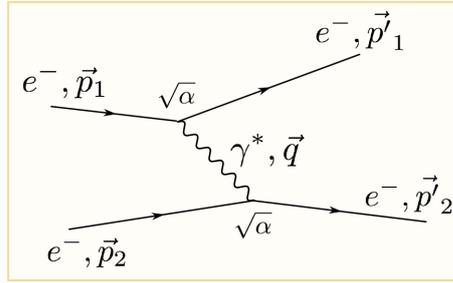
*(TQC ou QFT = Quantum Field Theory)*

La mécanique classique prédit le mouvement des particules à partir des forces. En mécanique quantique, les forces viennent des champs présents en tout point de l'espace, il n'y a pas d'action à distance. Là dessus vient se greffer la mécanique quantique qui conclut à l'inobservabilité des systèmes et des trajectoires et introduit la notion de probabilité de transition d'un état à un autre.

Sur ces bases a été construite la théorie quantique des champs entre 1930 et 1960. Elle permet le calcul des amplitudes de probabilité mais avec des calculs souvent complexes. R. Feynman introduit vers 1948 les graphes "de Feynman" qui permettent l'écriture des amplitudes de probabilité de diffusion ou de désintégration et en simplifient la compréhension intuitive.

#### 8.1.1 Exemple : diffusion de type Rutherford

Supposons la diffusion élastique  $e^- - e^-$ . On passe de l'état initial d'impulsion  $(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)$  à l'état final  $(\mathbf{p}'_1, \mathbf{p}'_2)$  (on utilise souvent  $\mathbf{p}_2 = 0$  dans le labo ou bien  $\mathbf{p}_2 = -\mathbf{p}_1$  dans le CM). Le graphe de Feynman correspondant est :



On peut en faire l'interprétation suivante. L'électron d'impulsion  $\mathbf{p}_1$  émet un photon d'impulsion-énergie

$$\begin{aligned}\mathbf{q} &= \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}'_1 \\ E_\gamma &= E_1 - E'_1\end{aligned}$$

L'électron d'impulsion  $\mathbf{p}_2$  absorbe le photon :

$$\begin{aligned}\mathbf{p}'_2 &= \mathbf{p}_2 + \mathbf{q} = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 - \mathbf{p}'_1 \\ E'_2 &= E_2 + E_\gamma = E_1 + E_2 - E'_1\end{aligned}$$

Le photon est "virtuel" car la réaction  $e^- \rightarrow e^- + \gamma$  est impossible, elle ne conserve pas l'énergie. On peut aussi dire que ce photon a une masse (!) :

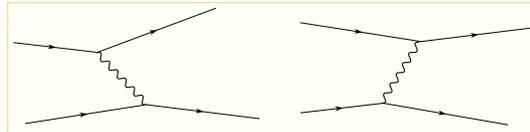
$$m_\gamma^2 = q^2 = E_\gamma^2 - \mathbf{q}^2 \neq 0 \quad (8.1)$$

On peut vérifier que  $q^2 < 0$  en se plaçant dans le référentiel du labo.

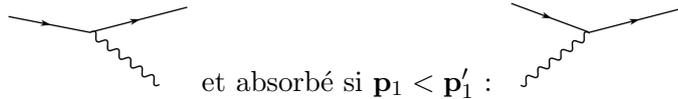
L'amplitude de transition (ou l'élément de matrice) est proportionnelle à :

$$\mathcal{M} \sim \sqrt{\alpha} \frac{1}{q^2} \sqrt{\alpha} \quad (8.2)$$

On peut se poser la question de savoir si il y a deux possibilités correspondant aux deux graphes :



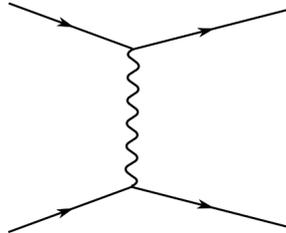
On peut considérer qu'un photon est émis par l'électron 1 si  $\mathbf{p}_1 > \mathbf{p}'_1$  :



et absorbé si  $\mathbf{p}_1 < \mathbf{p}'_1$  :

Les deux graphes complets correspondent donc au même processus avec des valeurs de l'impulsion du photon différentes, vu du point de vue de

l'électron 1. Comme pour faire le calcul de la probabilité de diffusion on somme (intègre) sur toutes les valeurs possibles de l'impulsion du photon, on note alors ce graphe d'une façon neutre :



Par contre, dans le cas de la diffusion Compton, on peut avoir deux graphes topologiquement non équivalents (absorption puis émission ou émission puis absorption) :



Dans ce cas, le résultat est la somme des deux amplitudes de transition.

### 8.1.2 Graphes de Feynman

Résumé des "règles"

## 8.2 Electrodynamique quantique

(EDQ ou QED = Quantum ElectroDynamics)

Caractérisée par le vertex  $XX\gamma$ . Constante de couplage  $Z\sqrt{\alpha}$ . Conserve l'hélicité au vertex. Mise en forme par Feynman, Schwinger et Tomonaga (années 40, prix Nobel 1965).

## 8.3 Interaction faible

## 8.4 Vers le "Modèle Standard"

### 8.4.1 Modèle électrofaible de Glashow

Tentative d'unification entre des interaction é.m. et faible (chargée)  $\rightarrow$  "théorie non abélienne  $SU(2) \times U(1)$ ".

Conduit à l'introduction d'un *boson neutre* nommé  $Z$ , semblable au photon. Les couplages des bosons faibles dépendent d'un angle appelé "angle de Weinberg" et noté  $\theta_W$

$$\text{couplage } XXZ : g' = \frac{e}{\cos \theta_W}$$

$$\text{couplage } XXW : g = \frac{e}{\sin \theta_W}$$

Ce modèle prévoit la diffusion élastique  $\nu e \rightarrow \nu e$  (par l'intermédiaire de "courants neutres").

Ces réactions sont observées au CERN en 1973.

### 8.4.2 Modèle de Weinberg et de Salam

Problème du modèle de Glashow : le  $W$  et le  $Z$  ont des masses nulles. Or on sait déjà que le  $W$  a une masse grande.

Brisure de symétrie : choix d'une solution particulière des équations fondamentales qui n'a pas la symétrie du lagrangien duquel on part. Exemples de brisure de symétrie : recherche du chemin minimum liant les 4 sommets d'un carré, chute d'un crayon posé sur sa pointe,...

Weinberg (1967) et Salam (1968) utilisent un mécanisme de brisure de symétrie d'un potentiel de Higgs pour donner une masse aux bosons  $W$  et  $Z$ . On obtient

$$M_W^2 = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F \sin^2 \theta_W} \quad (8.3)$$

$$M_Z^2 = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F \cos^2 \theta_W \sin^2 \theta_W} \quad (8.4)$$

La théorie prévoit l'existence d'une particule appelée "boson de Higgs" de spin 0.

## 8.5 Le boson de Higgs

La théorie ne prévoit pas sa masse. Le couplage (constante de couplage du vertex) de ce boson de Higgs dépend de sa masse.

La recherche du Higgs a été faite au LEP et une limite inférieure a été mise :  $m_H > 114,4$  GeV.

On a aussi fait des recherches indirectes dans lesquelles la masse du Higgs devait se manifester par des effets virtuels :



Ceci a donné une limite supérieure  $m_H < 150$  GeV.

Pour le moment, la recherche du Higgs auprès du Tevatron n'a rien donné. Cette recherche est l'un des points "chaud" des premières prises de données du LHC.

## 8.6 Chromodynamique quantique

(CDQ ou QCD = Quantum ChromoDynamics)

### 8.6.1 Production de jets dans les collisions $p + p$ et $e^+ + e^-$

### 8.6.2 Evolution de la constante de couplage

### 8.6.3 Modèle des partons

### 8.6.4 Modèle Feynman+Bjorken

## 8.7 Au delà du modèle standard ?

### 8.7.1 Limites du modèle

- Trop grand nombre de variables (paramètres libres)
- D'où vient la hiérarchie de masse des particules ?
- La gravitation n'est pas incluse
- Pourquoi trois familles de particules ?
- Unification de toutes les interactions ?

Clairement, ce n'est pas la théorie ultime ! Y en a-t-il une d'ailleurs ? Ce serait très présomptueux...

### 8.7.2 Supersymétrie

### 8.7.3 Supercordes

### 8.7.4 Gravité quantique à boucles

### 8.7.5 Autre théories ?



## Chapitre 9

# Hors modèle standard et liens avec d'autres domaines (0.25)

- 9.1 Oscillations de neutrinos
- 9.2 Astroparticules
- 9.3 Recherche de matière noire
- 9.4 Energie noire
- 9.5 Ondes gravitationnelles



# Appendice : Tables de particules <sup>1</sup>

Seules les particules sont indiquées. Pour les antiparticules, changer la charge en son opposé et le contenu en quark en échangeant quark et antiquark ( $q \leftrightarrow \bar{q}$ ). Le nom de l'antiparticule est donné dans la colonne  $\overline{\text{Nom}}$ . Si la particule est sa propre antiparticule, cette colonne est vide.

## Bosons, leptons et quarks

	Quarks	Masse (MeV)	$\Gamma$ (MeV)	$I$	$J^{PC}$	$\overline{\text{Nom}}$
$\gamma$		0	0	$< 2$	$1^{--}$	
$W^+$		$80398 \pm 25$	$2140 \pm 40$		1	$W^-$
$Z^0$		$91187,6 \pm 2,1$	$2495,2 \pm 2,3$		1	
$e^-$		$0,51099891 \pm 1,3 \cdot 10^{-8}$	0		1/2	$e^+$
$\mu^-$		$105,658367 \pm 4 \cdot 10^{-6}$	$3,01594 \cdot 10^{-16} \pm 3 \cdot 10^{-21}$		1/2	$\mu^+$
$\tau^-$		$1776,84 \pm 0,17$	$2,28 \cdot 10^{-9} \pm 8 \cdot 10^{-12}$		1/2	$\tau^+$
$u$	$u$	$2,4 \pm 0,9$		1/2	$1/2^{+?}$	$\bar{u}$
$d$	$d$	$4,8 \pm 1,2$		1/2	$1/2^{+?}$	$\bar{d}$
$s$	$s$	$104^{+26}_{-34}$		0	$1/2^{+?}$	$\bar{s}$
$c$	$c$	$1270^{+70}_{-110}$		0	$1/2^{+?}$	$\bar{c}$
$b$	$b$	$4680^{+170}_{-70}$		0	$1/2^{+?}$	$\bar{b}$
$t$	$t$	$171200 \pm 2100$		0	$1/2^{+?}$	$\bar{t}$

## Mésons

	Quarks	Masse (MeV)	$\Gamma$ (MeV)	$I$	$J^{PC}$	$G$	$\overline{\text{Nom}}$
$\pi^+$	$u\bar{d}$	$139,57018 \pm 0,00035$	$2,5452 \cdot 10^{-14} \pm 5 \cdot 10^{-18}$	1	$0^{-?}$	-	$\pi^-$
$\pi^0$	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$	$134,9766 \pm 0,0006$	$7,9 \cdot 10^{-6} \pm 6 \cdot 10^{-7}$	1	$0^{-+}$	-	
$\eta$	$x(u\bar{u} + d\bar{d}) + y(s\bar{s})$	$547,853 \pm 0,024$	$0,0013 \pm 0,00007$	0	$0^{-+}$	+	
$f_0(600)$	Peut-être pas $q\bar{q}$	$800 \pm 400$	$800 \pm 200$	0	$0^{++}$	+	
$\rho^+(770)$	$u\bar{d}$	$775,49 \pm 0,34$	$149,4 \pm 1$	1	$1^{-?}$	+	$\rho^-(770)$
$\rho^0(770)$	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$	$775,49 \pm 0,34$	$149,4 \pm 1$	1	$1^{--}$	+	
$\omega(782)$	$x(u\bar{u} + d\bar{d}) + y(s\bar{s})$	$782,65 \pm 0,12$	$8,49 \pm 0,08$	0	$1^{--}$	-	

<sup>1</sup>Table basée sur PDG 2009 (Particle Data Group), <http://pdg.lbl.gov>

	Quarks	Masse (MeV)	$\Gamma$ (MeV)	$I$	$J^{PC}$	$G$	$\overline{\text{Nom}}$
$\eta'(958)$	$x(u\bar{u} + d\bar{d}) + y(s\bar{s})$	$957,66 \pm 0,24$	$0,205 \pm 0,015$	0	$0^{-+}$	+	
$f_0(980)$	Peut-être pas $q\bar{q}$	$980 \pm 10$	$70 \pm 30$	0	$0^{++}$	+	
$a_0^+(980)$	Peut-être pas $q\bar{q}$	$984,7 \pm 1,2$	$75 \pm 25$	1	$0^{+?}$	-	$a_0^-(980)$
$a_0^0(980)$	Peut-être pas $q\bar{q}$	$984,7 \pm 1,2$	$75 \pm 25$	1	$0^{++}$	-	
$\phi(1020)$	$x(u\bar{u} + d\bar{d}) + y(s\bar{s})$	$1019,455 \pm 0,02$	$4,26 \pm 0,04$	0	$1^{--}$	-	
$h_1(1170)$	$x(u\bar{u} + d\bar{d}) + y(s\bar{s})$	$1170 \pm 20$	$360 \pm 40$	0	$1^{+-}$	-	
$b_1^+(1235)$	$u\bar{d}$	$1229,5 \pm 3,2$	$142 \pm 9$	1	$1^{+?}$	+	$b_1^-(1235)$
$b_1^0(1235)$	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$	$1229,5 \pm 3,2$	$142 \pm 9$	1	$1^{+-}$	+	
$a_1^+(1260)$	$u\bar{d}$	$1230 \pm 40$	$420 \pm 180$	1	$1^{+?}$	-	$a_1^-(1260)$
$a_1^0(1260)$	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$	$1230 \pm 40$	$420 \pm 180$	1	$1^{++}$	-	
$f_2(1270)$	$x(u\bar{u} + d\bar{d}) + y(s\bar{s})$	$1275,1 \pm 1,2$	$185 \pm 2,9$	0	$2^{++}$	+	
$f_1(1285)$	$x(u\bar{u} + d\bar{d}) + y(s\bar{s})$	$1281,8 \pm 0,6$	$24,3 \pm 1,1$	0	$1^{++}$	+	
$\eta(1295)$	$x(u\bar{u} + d\bar{d}) + y(s\bar{s})$	$1294 \pm 4$	$55 \pm 5$	0	$0^{-+}$	+	
$\pi^+(1300)$	$u\bar{d}$	$1300 \pm 100$	$400 \pm 200$	1	$0^{-?}$	-	$\pi^-(1300)$
$\pi^0(1300)$	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$	$1300 \pm 100$	$400 \pm 200$	1	$0^{-+}$	-	
$a_2^+(1320)$	$u\bar{d}$	$1318,3 \pm 0,6$	$107 \pm 5$	1	$2^{+?}$	-	$a_2^-(1320)$
$a_2^0(1320)$	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$	$1318,3 \pm 0,6$	$107 \pm 5$	1	$2^{++}$	-	
$f_0(1370)$	$x(u\bar{u} + d\bar{d}) + y(s\bar{s})$	$1350 \pm 150$	$350 \pm 150$	0	$0^{++}$	+	
$\pi_1^+(1400)$	Peut-être pas $q\bar{q}$	$1351 \pm 30$	$310 \pm 40$	1	$1^{-?}$	-	$\pi_1^-(1400)$
$\pi_1^0(1400)$	Peut-être pas $q\bar{q}$	$1351 \pm 30$	$310 \pm 40$	1	$1^{+-}$	-	
$\eta(1405)$	$x(u\bar{u} + d\bar{d}) + y(s\bar{s})$	$1409,8 \pm 2,5$	$51,1 \pm 3,4$	0	$0^{-+}$	+	
$f_1(1420)$	$x(u\bar{u} + d\bar{d}) + y(s\bar{s})$	$1426,4 \pm 0,9$	$54,9 \pm 2,6$	0	$1^{++}$	+	
$\omega(1420)$	$x(u\bar{u} + d\bar{d}) + y(s\bar{s})$	$1425 \pm 25$	$215 \pm 35$	0	$1^{--}$	-	
$a_0^+(1450)$	$u\bar{d}$	$1474 \pm 19$	$265 \pm 13$	1	$0^{+?}$	-	$a_0^-(1450)$
$a_0^0(1450)$	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$	$1474 \pm 19$	$265 \pm 13$	1	$0^{++}$	-	
$\rho^+(1450)$	$u\bar{d}$	$1465 \pm 25$	$400 \pm 60$	1	$1^{-?}$	+	$\rho^-(1450)$
$\rho^0(1450)$	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$	$1465 \pm 25$	$400 \pm 60$	1	$1^{--}$	+	
$\eta(1475)$	$x(u\bar{u} + d\bar{d}) + y(s\bar{s})$	$1476 \pm 4$	$85 \pm 9$	0	$0^{-+}$	+	
$f_0(1500)$	Peut-être pas $q\bar{q}$	$1505 \pm 6$	$109 \pm 7$	0	$0^{++}$	+	
$f_2'(1525)$	$x(u\bar{u} + d\bar{d}) + y(s\bar{s})$	$1525_{-5}^{+5}$	$73_{-5}^{+6}$	0	$2^{++}$	+	
$\pi_1^+(1600)$	Peut-être pas $q\bar{q}$	$1662_{-11}^{+15}$	$230_{-50}^{+50}$	1	$1^{-?}$	-	$\pi_1^-(1600)$
$\pi_1^0(1600)$	Peut-être pas $q\bar{q}$	$1662_{-11}^{+15}$	$230_{-50}^{+50}$	1	$1^{+-}$	-	
$\eta_2(1645)$	$x(u\bar{u} + d\bar{d}) + y(s\bar{s})$	$1617 \pm 5$	$181 \pm 11$	0	$2^{-+}$	+	
$\omega(1650)$	$x(u\bar{u} + d\bar{d}) + y(s\bar{s})$	$1670 \pm 30$	$315 \pm 35$	0	$1^{--}$	-	
$\omega_3(1670)$	$x(u\bar{u} + d\bar{d}) + y(s\bar{s})$	$1667 \pm 4$	$168 \pm 10$	0	$3^{--}$	-	
$\pi_2^+(1670)$	$u\bar{d}$	$1672,4 \pm 3,2$	$259 \pm 9$	1	$2^{-?}$	-	$\pi_2^-(1670)$
$\pi_2^0(1670)$	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$	$1672,4 \pm 3,2$	$259 \pm 9$	1	$2^{+-}$	-	
$\phi(1680)$	$x(u\bar{u} + d\bar{d}) + y(s\bar{s})$	$1680 \pm 20$	$150 \pm 50$	0	$1^{--}$	-	
$\rho_3^+(1690)$	$u\bar{d}$	$1688,8 \pm 2,1$	$161 \pm 10$	1	$3^{-?}$	+	$\rho_3^-(1690)$
$\rho_3^0(1690)$	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$	$1688,8 \pm 2,1$	$161 \pm 10$	1	$3^{--}$	+	
$\rho^+(1700)$	$u\bar{d}$	$1720 \pm 20$	$250 \pm 100$	1	$1^{-?}$	+	$\rho^-(1700)$
$\rho^0(1700)$	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$	$1720 \pm 20$	$250 \pm 100$	1	$1^{--}$	+	
$f_0(1710)$	$x(u\bar{u} + d\bar{d}) + y(s\bar{s})$	$1724 \pm 7$	$137 \pm 8$	0	$0^{++}$	+	
$\pi^+(1800)$	$u\bar{d}$	$1816 \pm 14$	$208 \pm 12$	1	$0^{-?}$	-	$\pi^-(1800)$
$\pi^0(1800)$	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$	$1816 \pm 14$	$208 \pm 12$	1	$0^{-+}$	-	
$\phi_3(1850)$	$x(u\bar{u} + d\bar{d}) + y(s\bar{s})$	$1854_{-7}^{+7}$	$87_{-23}^{+28}$	0	$3^{--}$	-	
$\pi_2(1880)$	$x(u\bar{u} + d\bar{d}) + y(s\bar{s})$	$1895 \pm 16$	$235 \pm 34$	1	$2^{-+}$	-	

## Mésons suite

	Quarks	Masse (MeV)	$\Gamma$ (MeV)	$I$	$J^{PC}$	$G$	$\overline{\text{Nom}}$
$f_2(1950)$	$x(u\bar{u} + d\bar{d}) + y(s\bar{s})$	$1944 \pm 12$	$472 \pm 18$	0	$2^{++}$	+	$a_4^- (2040)$
$f_2(2010)$	$x(u\bar{u} + d\bar{d}) + y(s\bar{s})$	$2010^{+60}_{-80}$	$200^{+60}_{-60}$	0	$2^{++}$	+	
$a_4^+(2040)$	$u\bar{d}$	$2001 \pm 10$	$313 \pm 31$	1	$4^{+?}$	-	
$a_4^0(2040)$	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$	$2001 \pm 10$	$313 \pm 31$	1	$4^{++}$	-	
$f_4(2050)$	$x(u\bar{u} + d\bar{d}) + y(s\bar{s})$	$2018 \pm 11$	$237 \pm 18$	0	$4^{++}$	+	
$f_2(2300)$	$x(u\bar{u} + d\bar{d}) + y(s\bar{s})$	$2297 \pm 28$	$150 \pm 40$	0	$2^{++}$	+	
$f_2(2340)$	$x(u\bar{u} + d\bar{d}) + y(s\bar{s})$	$2340^{+60}_{-60}$	$320^{+80}_{-70}$	0	$2^{++}$	+	
$K^+$	$u\bar{s}$	$493,677 \pm 0,016$	$5,35 \cdot 10^{-14} \pm 9 \cdot 10^{-17}$	1/2	$0^{-?}$		$K^-$
$K^0$	$d\bar{s}$	$497,614 \pm 0,024$		1/2	$0^{-?}$		$\overline{K^0}$
$K_S^0$	$p(d\bar{s}) + q(\bar{d}s)$	$497,614 \pm 0,024$	$7,40 \cdot 10^{-12} \pm 4 \cdot 10^{-15}$	1/2	$0^{-?}$		
$K_L^0$	$p(d\bar{s}) - q(\bar{d}s)$	$497,614 \pm 0,024$	$1,30 \cdot 10^{-14} \pm 5 \cdot 10^{-17}$	1/2	$0^{-?}$		
$K^{*+}(892)$	$u\bar{s}$	$891,66 \pm 0,26$	$50,8 \pm 0,9$	1/2	$1^{-?}$		$\overline{K^{*-}}(892)$
$K^{*0}(892)$	$d\bar{s}$	$896 \pm 0,25$	$50,3 \pm 0,6$	1/2	$1^{-?}$		$\overline{K^{*0}}(892)$
$K_1^+(1270)$	$u\bar{s}$	$1272 \pm 7$	$90 \pm 20$	1/2	$1^{+?}$		$\overline{K_1^-}(1270)$
$K_1^0(1270)$	$d\bar{s}$	$1272 \pm 7$	$90 \pm 20$	1/2	$1^{+?}$		$\overline{K_1^0}(1270)$
$K_1^+(1400)$	$u\bar{s}$	$1403 \pm 7$	$174 \pm 13$	1/2	$1^{+?}$		$\overline{K_1^-}(1400)$
$K_1^0(1400)$	$d\bar{s}$	$1403 \pm 7$	$174 \pm 13$	1/2	$1^{+?}$		$\overline{K_1^0}(1400)$
$K^{*+}(1410)$	$u\bar{s}$	$1414 \pm 15$	$232 \pm 21$	1/2	$1^{-?}$		$\overline{K^{*-}}(1410)$
$K^{*0}(1410)$	$d\bar{s}$	$1414 \pm 15$	$232 \pm 21$	1/2	$1^{-?}$		$\overline{K^{*0}}(1410)$
$K_0^{*+}(1430)$	$u\bar{s}$	$1420 \pm 50$	$270 \pm 80$	1/2	$0^{+?}$		$\overline{K_0^{*-}}(1430)$
$K_0^{*0}(1430)$	$d\bar{s}$	$1420 \pm 50$	$270 \pm 80$	1/2	$0^{+?}$		$\overline{K_0^{*0}}(1430)$
$K_2^{*+}(1430)$	$u\bar{s}$	$1425,6 \pm 1,5$	$98,5 \pm 2,7$	1/2	$2^{+?}$		$\overline{K_2^{*-}}(1430)$
$K_2^{*0}(1430)$	$d\bar{s}$	$1432,4 \pm 1,3$	$109 \pm 5$	1/2	$2^{+?}$		$\overline{K_2^{*0}}(1430)$
$K^{*+}(1680)$	$u\bar{s}$	$1717 \pm 27$	$320 \pm 110$	1/2	$1^{-?}$		$\overline{K^{*-}}(1680)$
$K^{*0}(1680)$	$d\bar{s}$	$1717 \pm 27$	$320 \pm 110$	1/2	$1^{-?}$		$\overline{K^{*0}}(1680)$
$K_2^+(1770)$	$u\bar{s}$	$1773 \pm 8$	$186 \pm 14$	1/2	$2^{-?}$		$\overline{K_2^-}$
$K_2^0(1770)$	$d\bar{s}$	$1773 \pm 8$	$186 \pm 14$	1/2	$2^{-?}$		$\overline{K_2^0}(1770)$
$K_3^{*+}(1780)$	$u\bar{s}$	$1776 \pm 7$	$159 \pm 21$	1/2	$3^{-?}$		$\overline{K_3^{*-}}(1780)$
$K_3^{*0}(1780)$	$d\bar{s}$	$1776 \pm 7$	$159 \pm 21$	1/2	$3^{-?}$		$\overline{K_3^{*0}}(1780)$
$K_2^+(1820)$	$u\bar{s}$	$1816 \pm 13$	$276 \pm 35$	1/2	$2^{-?}$		$\overline{K_2^-}(1820)$
$K_2^0(1820)$	$d\bar{s}$	$1816 \pm 13$	$276 \pm 35$	1/2	$2^{-?}$		$\overline{K_2^0}(1820)$
$K_4^{*+}(2045)$	$u\bar{s}$	$2045 \pm 9$	$198 \pm 30$	1/2	$4^{+?}$		$\overline{K_4^{*-}}(2045)$
$K_4^{*0}(2045)$	$d\bar{s}$	$2045 \pm 9$	$198 \pm 30$	1/2	$4^{+?}$		$\overline{K_4^{*0}}(2045)$
$D^+$	$c\bar{d}$	$1869,62 \pm 0,2$	$6,37 \cdot 10^{-10} \pm 4 \cdot 10^{-12}$	1/2	$0^{-?}$		
$D^0$	$c\bar{u}$	$1864,84 \pm 0,17$	$1,62 \cdot 10^{-9} \pm 6 \cdot 10^{-12}$	1/2	$0^{-?}$		
$D^{*0}(2007)$	$c\bar{u}$	$2006,97 \pm 0,19$	2,1	1/2	$1^{-?}$		$\overline{D^{*0}}(2007)$
$D^{*+}(2010)$	$c\bar{d}$	$2010,27 \pm 0,17$	$0,096 \pm 0,022$	1/2	$1^{-?}$		$\overline{D^{*-}}(2010)$
$D_1^0(2420)$	$c\bar{u}$	$2422,3 \pm 1,3$	$20,4 \pm 1,7$	1/2	$1^{+?}$		$\overline{D_1^0}(2420)$
$D_2^{*0}(2460)$	$c\bar{u}$	$2461,1 \pm 1,6$	$43 \pm 4$	1/2	$2^{+?}$		$\overline{D_2^{*0}}(2460)$
$D_2^{*+}(2460)$	$c\bar{d}$	$2460,1^{+2,6}_{-3,5}$	$37^{+6}_{-6}$	1/2	$2^{+?}$		$\overline{D_2^{*-}}(2460)$
$D_s^+$	$c\bar{s}$	$1968,49 \pm 0,34$	$1,33 \cdot 10^{-9} \pm 2 \cdot 10^{-11}$	0	$0^{-?}$		$D_s^-$
$D_s^{*+}$	$c\bar{s}$	$2112,3 \pm 0,5$		0	$?^{??}$		$D_s^{*-}$
$D_{s0}^{*+}(2317)$	$c\bar{s}$	$2317,8 \pm 0,6$	10	0	$0^{+?}$		$\overline{D_{s0}^{*-}}(2317)$
$D_{s1}^+(2460)$	$c\bar{s}$	$2459,6 \pm 0,6$	6,3	0	$1^{+?}$		$\overline{D_{s1}^-}(2460)$
$D_{s1}^+(2536)$	$c\bar{s}$	$2535,4 \pm 0,6$	2,5	0	$1^{+?}$		$\overline{D_{s1}^-}(2536)$
$D_{s2}^+(2573)$	$c\bar{s}$	$2572,6 \pm 0,9$	$20 \pm 5$	0	$?^{??}$		$\overline{D_{s2}^-}(2573)$

## Mésons suite

	Quarks	Masse (MeV)	$\Gamma$ (MeV)	$I$	$J^{PC}$	$G$	Nom
$B^+$	$u\bar{b}$	$5279,15 \pm 0,31$	$4,05 \cdot 10^{-10} \pm 3 \cdot 10^{-12}$	1/2	$0^{-?}$		$B^-$
$B^0$	$d\bar{b}$	$5279,53 \pm 0,33$	$4,33 \cdot 10^{-10} \pm 3 \cdot 10^{-12}$	1/2	$0^{-?}$		$\bar{B}^0$
$B^{*+}$	$u\bar{b}$	$5325,1 \pm 0,5$		1/2	$1^{-?}$		$\bar{B}^{*-}$
$B^{*0}$	$d\bar{b}$	$5325,1 \pm 0,5$		1/2	$1^{-?}$		$\bar{B}^{*0}$
$B_1^+(5721)$	$u\bar{b}$	$5720,7 \pm 2,7$		1/2	$1^{+?}$		$\bar{B}_1^-(5721)$
$B_1^0(5721)$	$d\bar{b}$	$5720,7 \pm 2,7$		1/2	$1^{+?}$		$\bar{B}_1^0(5721)$
$B_2^{*+}(5747)$	$u\bar{b}$	$5746,9 \pm 2,9$		1/2	$2^{+?}$		$\bar{B}_2^{*-}(5747)$
$B_2^{*0}(5747)$	$d\bar{b}$	$5746,9 \pm 2,9$		1/2	$2^{+?}$		$\bar{B}_2^{*0}(5747)$
$B_s^0$	$s\bar{b}$	$5366,3 \pm 0,6$	$4,65 \cdot 10^{-10} \pm 1 \cdot 10^{-11}$	0	$0^{-?}$		$\bar{B}_s^0$
$B_s^{*0}$	$s\bar{b}$	$5412,8 \pm 1,3$		0	$1^{-?}$		$\bar{B}_s^{*0}$
$B_{s1}^0(5830)$	$s\bar{b}$	$5829,4 \pm 0,7$		1/2	$1^{+?}$		$\bar{B}_{s1}^0(5830)$
$B_{s2}^{*0}(5840)$	$s\bar{b}$	$5839,7 \pm 0,6$		1/2	$2^{+?}$		$\bar{B}_{s2}^{*0}(5840)$
$B_c^+$	$c\bar{b}$	$6276 \pm 4$	$1,43 \cdot 10^{-9} \pm 2 \cdot 10^{-10}$	0	$0^{-?}$		$B_c^-$
$\eta_c^0(1S)$	$c\bar{c}$	$2980,3 \pm 1,2$	$26,7 \pm 3$	0	$0^{-+}$	+	
$J/\psi(1S)$	$c\bar{c}$	$3096,916 \pm 0,011$	$0,0932 \pm 0,0021$	0	$1^{--}$	-	
$\chi(c0)(1P)$	$c\bar{c}$	$3414,75 \pm 0,31$	$10,2 \pm 0,7$	0	$0^{++}$	+	
$\chi(c1)(1P)$	$c\bar{c}$	$3510,66 \pm 0,07$	$0,89 \pm 0,05$	0	$1^{++}$	+	
$h_c(1P)$	$c\bar{c}$	$3525,93 \pm 0,27$	1,1	?	$1^{+-}$	?	
$\chi(c2)(1P)$	$c\bar{c}$	$3556,2 \pm 0,09$	$2,03 \pm 0,12$	0	$2^{++}$	+	
$\eta_c(2S)$	$c\bar{c}$	$3637 \pm 4$	$14 \pm 7$	0	$0^{-+}$	+	
$\psi(2S)$	$c\bar{c}$	$3686,09 \pm 0,04$	$0,317 \pm 0,009$	0	$1^{--}$	-	
$\psi(3770)$	$c\bar{c}$	$3772,92 \pm 0,35$	$27,3 \pm 1$	0	$1^{--}$	-	
$X(3872)$	$c\bar{c}$	$3872,2_{-0,8}^{+0,8}$	$3_{-1,7}^{+2,1}$	0	$?^{?+}$	?	
$\psi(4040)$	$c\bar{c}$	$4039 \pm 1$	$80 \pm 10$	0	$1^{--}$	-	
$\psi(4160)$	$c\bar{c}$	$4153 \pm 3$	$103 \pm 8$	0	$1^{--}$	-	
$X(4260)$	$c\bar{c}$	$4263_{-9}^{+8}$	$95_{-14}^{+14}$	?	$1^{--}$	?	
$\psi(4415)$	$c\bar{c}$	$4421 \pm 4$	$62 \pm 20$	0	$1^{--}$	-	
$\Upsilon(1S)$	$b\bar{b}$	$9460,3 \pm 0,26$	$0,054 \pm 0,0012$	0	$1^{--}$	-	
$\chi_{b0}(1P)$	$b\bar{b}$	$9859,4 \pm 0,5$		0	$0^{++}$	+	
$\chi_{b1}(1P)$	$b\bar{b}$	$9892,8 \pm 0,4$		0	$1^{++}$	+	
$\chi_{b2}(1P)$	$b\bar{b}$	$9912,2 \pm 0,4$		0	$2^{++}$	+	
$\Upsilon(2S)$	$b\bar{b}$	$10023,26 \pm 0,31$	$0,032 \pm 0,0026$	0	$1^{--}$	-	
$\chi(b0)(2P)$	$b\bar{b}$	$10232,5 \pm 0,6$		0	$0^{++}$	+	
$\chi(b1)(2P)$	$b\bar{b}$	$10255,5 \pm 0,5$		0	$1^{++}$	+	
$\chi(b2)(2P)$	$b\bar{b}$	$10268,6 \pm 0,5$		0	$2^{++}$	+	
$\Upsilon(3S)$	$b\bar{b}$	$10355,2 \pm 0,5$	$0,0203 \pm 0,0018$	0	$1^{--}$	-	
$\Upsilon(4S)$	$b\bar{b}$	$10579,4 \pm 1,2$	$20,5 \pm 2,5$	0	$1^{--}$	-	
$\Upsilon(10860)$	$b\bar{b}$	$10865 \pm 8$	$110 \pm 13$	0	$1^{--}$	-	
$\Upsilon(11020)$	$b\bar{b}$	$11019 \pm 8$	$79 \pm 16$	0	$1^{--}$	-	

**Baryons<sup>2</sup>**

	Quarks	Masse (MeV)	$\Gamma$ (MeV)	$I$	$J^{PC}$
$p$	$uud$	$938, 27203 \pm 0, 00008$	0	1/2	$1/2^{+?}$
$n$	$udd$	$939, 56536 \pm 0, 00008$	$7, 481.10^{-25} \pm 7.10^{-28}$	1/2	$1/2^{+?}$
$N^+(1440)$	$uud$	$1440_{-20}^{+30}$	$300_{-100}^{+150}$	1/2	$1/2^{+?}$
$N^0(1440)$	$udd$	$1440_{-20}^{+30}$	$300_{-100}^{+150}$	1/2	$1/2^{+?}$
$N^+(1520)$	$uud$	$1520_{-5}^{+5}$	$115_{-15}^{+10}$	1/2	$3/2^{-?}$
$N^0(1520)$	$udd$	$1520_{-5}^{+5}$	$115_{-15}^{+10}$	1/2	$3/2^{-?}$
$N^+(1535)$	$uud$	$1535 \pm 10$	$150 \pm 25$	1/2	$1/2^{-?}$
$N^0(1535)$	$udd$	$1535 \pm 10$	$150 \pm 25$	1/2	$1/2^{-?}$
$\Delta^{++}(1232)$	$uuu$	$1232 \pm 1$	$118 \pm 2$	3/2	$3/2^{+?}$
$\Delta^+(1232)$	$uud$	$1232 \pm 1$	$118 \pm 2$	3/2	$3/2^{+?}$
$\Delta^0(1232)$	$udd$	$1232 \pm 1$	$118 \pm 2$	3/2	$3/2^{+?}$
$\Delta^-(1232)$	$ddd$	$1232 \pm 1$	$118 \pm 2$	3/2	$3/2^{+?}$
$\Delta^{++}(1600)$	$uuu$	$1600_{-50}^{+100}$	$350_{-100}^{+100}$	3/2	$3/2^{+?}$
$\Delta^+(1600)$	$uud$	$1600_{-50}^{+100}$	$350_{-100}^{+100}$	3/2	$3/2^{+?}$
$\Delta^0(1600)$	$udd$	$1600_{-50}^{+100}$	$350_{-100}^{+100}$	3/2	$3/2^{+?}$
$\Delta^-(1600)$	$ddd$	$1600_{-50}^{+100}$	$350_{-100}^{+100}$	3/2	$3/2^{+?}$
$\Delta^{++}(1620)$	$uuu$	$1630_{-30}^{+30}$	$145_{-10}^{+5}$	3/2	$1/2^{-?}$
$\Delta^+(1620)$	$uud$	$1630_{-30}^{+30}$	$145_{-10}^{+5}$	3/2	$1/2^{-?}$
$\Delta^0(1620)$	$udd$	$1630_{-30}^{+30}$	$145_{-10}^{+5}$	3/2	$1/2^{-?}$
$\Delta^-(1620)$	$ddd$	$1630_{-30}^{+30}$	$145_{-10}^{+5}$	3/2	$1/2^{-?}$
$\Lambda$	$uds$	$1115, 683 \pm 0, 006$	$2, 52.10^{-12} \pm 2.10^{-14}$	0	$1/2^{+?}$
$\Lambda(1405)$	$uds$	$1406 \pm 4$	$50 \pm 2$	0	$1/2^{-?}$
$\Lambda(1520)$	$uds$	$1519, 5 \pm 1$	$15, 6 \pm 1$	0	$3/2^{-?}$
$\Sigma^+$	$uus$	$1189, 37 \pm 0, 07$	$8, 26.10^{-12} \pm 3.10^{-14}$	1	$1/2^{+?}$
$\Sigma^0$	$uds$	$1192, 642 \pm 0, 024$	$0, 009 \pm 0, 0008$	1	$1/2^{+?}$
$\Sigma^-$	$dds$	$1197, 449 \pm 0, 03$	$4, 48.10^{-12} \pm 3.10^{-14}$	1	$1/2^{+?}$
$\Sigma^+(1385)$	$uus$	$1382, 8 \pm 0, 4$	$35, 8 \pm 0, 8$	1	$3/2^{+?}$
$\Sigma^0(1385)$	$uds$	$1383, 7 \pm 1$	$36 \pm 5$	1	$3/2^{+?}$
$\Sigma^-(1385)$	$dds$	$1387, 2 \pm 0, 5$	$39, 4 \pm 2, 1$	1	$3/2^{+?}$
$\Sigma^+(1660)$	$uus$	$1660_{-30}^{+30}$	$100_{-60}^{+100}$	1	$1/2^{+?}$
$\Sigma^0(1660)$	$uds$	$1660_{-30}^{+30}$	$100_{-60}^{+100}$	1	$1/2^{+?}$
$\Sigma^-(1660)$	$dds$	$1660_{-30}^{+30}$	$100_{-60}^{+100}$	1	$1/2^{+?}$
$\Xi^0$	$uss$	$1314, 86_{-0,2}^{+0,2}$	$2, 28.10^{-12} \begin{smallmatrix} +8.10^{-14} \\ -7.10^{-14} \end{smallmatrix}$	1/2	$1/2^{+?}$
$\Xi^-$	$dss$	$1321, 71 \pm 0, 07$	$4, 04.10^{-12} \pm 4.10^{-14}$	1/2	$1/2^{+?}$
$\Xi^0(1530)$	$uss$	$1531, 8 \pm 0, 32$	$9, 1 \pm 0, 5$	1/2	$3/2^{+?}$
$\Xi^-(1530)$	$dss$	$1535_{-0,6}^{+0,6}$	$9, 9_{-1,9}^{+1,7}$	1/2	$3/2^{+?}$
$\Omega^-$	$sss$	$1672, 45 \pm 0, 29$	$8, 07.10^{-12} \pm 1.10^{-13}$	0	$3/2^{+?}$
$\Omega^-(2250)$	$sss$	$2252 \pm 9$	$55 \pm 18$	0	???

<sup>2</sup>La règle pour le nom de l'antiparticule est "mettre une barre et changer la charge si elle existe". Par exemple  $p \rightarrow \bar{p}$ ,  $\Delta^{++} \rightarrow \bar{\Delta}^{--}$

## Baryons suite

	Quarks	Masse (MeV)	$\Gamma$ (MeV)	$I$	$J^{PC}$
$\Lambda_c^+$	$udc$	$2286,46 \pm 0,14$	$3,32 \cdot 10^{-9} \pm 9 \cdot 10^{-11}$	0	$1/2^{+?}$
$\Lambda_c^+(2595)$	$udc$	$2595,4_{-0,6}^{+0,6}$	$3,6_{-1,3}^{+2}$	0	$1/2^{-?}$
$\Lambda_c^+(2625)$	$udc$	$2628,1 \pm 0,6$	3,2	0	$3/2^{-?}$
$\Lambda_c^+(2880)$	$udc$	$2881,53 \pm 0,35$	$5,8 \pm 1,1$	0	$5/2^{+?}$
$\Lambda_c^+(2940)$	$udc$	$2939,3_{-1,5}^{+1,4}$	$17_{-6}^{+8}$	0	???
$\Sigma_c^{++}(2455)$	$uuc$	$2454,02 \pm 0,18$	$2,23 \pm 0,3$	1	$1/2^{+?}$
$\Sigma_c^+(2455)$	$udc$	$2452,9 \pm 0,4$	4,6	1	$1/2^{+?}$
$\Sigma_c^0(2455)$	$ddc$	$2453,76 \pm 0,18$	$2,2 \pm 0,4$	1	$1/2^{+?}$
$\Sigma_c^{++}(2520)$	$uuc$	$2518,4 \pm 0,6$	$14,9 \pm 1,9$	1	$3/2^{+?}$
$\Sigma_c^+(2520)$	$udc$	$2517,5 \pm 2,3$	17	1	$3/2^{+?}$
$\Sigma_c^0(2520)$	$ddc$	$2518 \pm 0,5$	$16,1 \pm 2,1$	1	$3/2^{+?}$
$\Sigma_c^{++}(2800)$	$uuc$	$2801_{-6}^{+4}$	$75_{-17}^{+22}$	1	???
$\Xi_c^+$	$usc$	$2467,9 \pm 0,4$	$1,50 \cdot 10^{-9} \pm 9 \cdot 10^{-11}$	1/2	$1/2^{+?}$
$\Xi_c^0$	$dsc$	$2471_{-0,4}^{+0,4}$	$5,90 \cdot 10^{-9} \begin{smallmatrix} +7 \cdot 10^{-10} \\ -5 \cdot 10^{-10} \end{smallmatrix}$	1/2	$1/2^{+?}$
$\Xi_c'^+$	$usc$	$2575,7 \pm 3,1$		1/2	$1/2^{+?}$
$\Xi_c'^0$	$dsc$	$2578 \pm 2,9$		1/2	$1/2^{+?}$
$\Xi_c^+(2645)$	$usc$	$2646,6 \pm 1,4$	3,1	1/2	$3/2^{+?}$
$\Xi_c^0(2645)$	$dsc$	$2646,1 \pm 1,2$	5,5	1/2	$3/2^{+?}$
$\Xi_c^+(2790)$	$usc$	$2789,2 \pm 3,2$	15	1/2	$1/2^{-?}$
$\Xi_c^0(2790)$	$dsc$	$2791,9 \pm 3,3$	12	1/2	$1/2^{-?}$
$\Xi_c^+(2815)$	$usc$	$2816,5 \pm 1,2$	3,5	1/2	$3/2^{-?}$
$\Xi_c^0(2815)$	$dsc$	$2818,2 \pm 2,1$	6,5	1/2	$3/2^{-?}$
$\Xi_c^+(2980)$	$usc$	$2974 \pm 5$	$33 \pm 8$	1/2	???
$\Xi_c^0(2980)$	$dsc$	$2974 \pm 4$	$31 \pm 11$	1/2	???
$\Xi_c^+(3080)$	$usc$	$3077 \pm 0,4$	$5,8 \pm 1$	1/2	???
$\Xi_c^0(3080)$	$dsc$	$3079,9 \pm 1,4$	$5,6 \pm 2,2$	1/2	???
$\Omega_c^0$	$ssc$	$2697,5 \pm 2,6$	$9,60 \cdot 10^{-9} \pm 2 \cdot 10^{-9}$	0	$1/2^{+?}$
$\Omega_c^0(2770)$	$ssc$	$2768,3 \pm 3$		0	$3/2^{+?}$
$\Lambda_b^0$	$udb$	$5620,2 \pm 1,6$	$4,79 \cdot 10^{-10} \pm 2 \cdot 10^{-11}$	0	$1/2^{+?}$
$\Sigma_b^+$	$uub$	$5807,8 \pm 2,7$		1	$1/2^{+?}$
$\Sigma_b^0$	$udb$	$5807,8 \pm 2,7$		1	$1/2^{+?}$
$\Sigma_b^-$	$ddb$	$5815,2 \pm 2$		1	$1/2^{+?}$
$\Sigma_b^{*+}$	$uub$	$5829 \pm 3,4$		1	$3/2^{+?}$
$\Sigma_b^{*0}$	$udb$	$5829 \pm 3,4$		1	$3/2^{+?}$
$\Sigma_b^{*-}$	$ddb$	$5836,4 \pm 2,8$		1	$3/2^{+?}$
$\Xi_b^-$	$dsb$	$5792,4_{-3}^{+3}$	$1,42 \cdot 10^{-12} \begin{smallmatrix} +3 \cdot 10^{-13} \\ -2 \cdot 10^{-13} \end{smallmatrix}$	1/2	$1/2^{+?}$
$\Xi_b^0$	$usb$	$5792,4_{-3}^{+3}$	$4,70 \cdot 10^{-10} \begin{smallmatrix} +9 \cdot 10^{-11} \\ -8 \cdot 10^{-11} \end{smallmatrix}$	1/2	$1/2^{+?}$

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Panorama, notions de base et zoologie (1.5)</b>	<b>3</b>
1.1	Un peu d'histoire . . . . .	3
1.2	Unités naturelles . . . . .	4
1.3	Composition de la matière . . . . .	5
1.3.1	Matière ordinaire . . . . .	5
1.3.2	Plus de familles . . . . .	6
1.4	Les interactions . . . . .	7
1.5	Catégories de particules . . . . .	8
1.5.1	Anti particules . . . . .	8
1.5.2	Hadrons . . . . .	8
1.5.3	Baryons . . . . .	8
1.5.4	Mésons . . . . .	8
1.6	Rappels de relativité, invariants relativistes . . . . .	9
1.6.1	Transformation de Lorentz . . . . .	9
1.6.2	Quadri-vecteur énergie-impulsion (ou énergie-quantité de mouvement) . . . . .	10
1.6.3	Quadri-vecteurs . . . . .	10
1.7	Mécanique quantique . . . . .	10
1.7.1	Equation d'onde de Schrödinger . . . . .	11
1.7.2	Equation de Klein-Gordon . . . . .	11
<b>2</b>	<b>Aspects expérimentaux (1.5)</b>	<b>13</b>
2.1	Sources de particules de haute énergie . . . . .	13
2.1.1	Radioactivité . . . . .	13
2.1.2	Rayons cosmiques . . . . .	13
2.1.3	Physique des accélérateurs . . . . .	14
2.1.4	Accélérateurs linéaires (linacs) . . . . .	15
2.1.5	Cyclotrons, synchrotrons . . . . .	18
2.1.6	Complexes d'accélérateurs . . . . .	19
2.1.7	Cible fixe ou collisionneur ? . . . . .	20
2.2	Détecteurs . . . . .	21
2.2.1	Passage des particules à travers la matière . . . . .	21
2.2.2	Longueur d'interaction . . . . .	22

2.2.3	Détecteurs de traces . . . . .	23
2.2.4	Calorimètres . . . . .	26
2.2.5	Identification des particules . . . . .	28
2.2.6	Détecteur typique . . . . .	29
<b>3</b>	<b>Interactions et désintégrations (2)</b>	<b>31</b>
3.1	Généralités sur les interactions en MQ . . . . .	31
3.1.1	Transition d'un état vers un autre . . . . .	31
3.1.2	Espace des phases . . . . .	32
3.2	Désintégrations . . . . .	32
3.2.1	Durée de vie . . . . .	33
3.2.2	Modes de désintégration . . . . .	34
3.2.3	Faisceaux de particules . . . . .	36
3.2.4	Cinématique . . . . .	36
3.2.5	Résonances . . . . .	39
3.2.6	Dynamique des désintégrations . . . . .	40
3.3	Collisions . . . . .	41
3.3.1	Section efficace . . . . .	41
3.3.2	Luminosité . . . . .	46
<b>4</b>	<b>Symétries (1.5)</b>	<b>49</b>
4.1	Lien entre symétries et lois de conservation . . . . .	49
4.2	Symétries continues . . . . .	50
4.2.1	Translation . . . . .	50
4.2.2	Rotation . . . . .	51
4.3	Rappels sur les moments cinétiques . . . . .	51
4.4	Symétries discrètes . . . . .	51
4.4.1	Parité . . . . .	51
4.4.2	Inversion du temps . . . . .	55
4.4.3	Invariance de jauge (?) . . . . .	55
4.5	Symétries internes . . . . .	55
4.5.1	Nombres quantiques et charges généralisées . . . . .	55
4.5.2	Conjugaison de charge . . . . .	56
<b>5</b>	<b>Leptons (1 ?)</b>	<b>59</b>
5.1	Le positron . . . . .	59
5.1.1	Equation de Dirac . . . . .	59
5.1.2	Découverte du positron . . . . .	61
5.1.3	Matérialisation des photons . . . . .	62
5.1.4	Anihilation . . . . .	62
5.2	Antiparticules . . . . .	62
5.3	Le neutrino . . . . .	63
5.3.1	Origine et découverte . . . . .	63
5.3.2	Masse des neutrinos . . . . .	64

5.3.3	Les oscillations de neutrinos . . . . .	65
5.4	La famille du muon . . . . .	65
5.5	La famille du tau . . . . .	65
5.6	Limites sur le nombre de familles . . . . .	65
<b>6</b>	<b>Quarks, hadrons et interaction forte (2)</b>	<b>67</b>
6.1	Le nucléon, notion d'isospin . . . . .	67
6.2	Conservation de l'isospin . . . . .	68
6.3	Modèle des quarks . . . . .	69
6.3.1	Hypercharge . . . . .	70
6.3.2	Notation pour la composition d'isospins . . . . .	70
6.3.3	Combinaison de quarks . . . . .	70
6.3.4	Construction des mésons . . . . .	71
6.3.5	Construction des baryons . . . . .	72
6.3.6	La couleur . . . . .	73
6.3.7	Les interactions de couleur . . . . .	74
6.3.8	Gluons et liberté asymptotique . . . . .	75
6.4	Découverte des quarks et diffusion inélastique . . . . .	78
<b>7</b>	<b>Interaction faible (1.5)</b>	<b>81</b>
7.1	Exemples d'interactions faibles observées . . . . .	81
7.2	Classification des interactions faibles . . . . .	82
7.3	Théorie de Fermi . . . . .	83
7.4	Courants neutres . . . . .	84
7.5	Non conservation de la parité . . . . .	85
7.5.1	Le "puzzle" $\theta - \tau$ . . . . .	85
7.5.2	Expérience de Wu et al . . . . .	85
7.5.3	"Interprétation" théorique . . . . .	87
7.6	Non conservation de CP . . . . .	88
7.6.1	Hypothèse de conservation de CP . . . . .	88
7.6.2	Système $K^0$ et $\bar{K}^0$ . . . . .	89
7.6.3	Autres observations . . . . .	90
7.7	Théorème CPT . . . . .	90
<b>8</b>	<b>Modèle standard et au delà (0.5)</b>	<b>91</b>
8.1	Théorie quantique des champs . . . . .	91
8.1.1	Exemple : diffusion de type Rutherford . . . . .	91
8.1.2	Graphes de Feynman . . . . .	93
8.2	Electrodynamique quantique . . . . .	93
8.3	Interaction faible . . . . .	93
8.4	Vers le "Modèle Standard" . . . . .	93
8.4.1	Modèle électrofaible de Glashow . . . . .	93
8.4.2	Modèle de Weinberg et de Salam . . . . .	94
8.5	Le boson de Higgs . . . . .	94

8.6	Chromodynamique quantique . . . . .	95
8.6.1	Production de jets dans les collisions $p + p$ et $e^+ + e^-$	95
8.6.2	Evolution de la constante de couplage . . . . .	95
8.6.3	Modèle des partons . . . . .	95
8.6.4	Modèle Feynman+Bjorken . . . . .	95
8.7	Au delà du modèle standard ? . . . . .	95
8.7.1	Limites du modèle . . . . .	95
8.7.2	Supersymétrie . . . . .	95
8.7.3	Supercordes . . . . .	95
8.7.4	Gravité quantique à boucles . . . . .	95
8.7.5	Autre théories ? . . . . .	95
<b>9</b>	<b>Hors modèle standard et liens avec d'autres domaines (0.25)</b>	<b>97</b>
9.1	Oscillations de neutrinos . . . . .	97
9.2	Astroparticules . . . . .	97
9.3	Recherche de matière noire . . . . .	97
9.4	Energie noire . . . . .	97
9.5	Ondes gravitationnelles . . . . .	97