

Particules et interactions fondamentales

Prof. Olivier Schneider

Transparents du cours du semestre de printemps 2025
à l'intention des étudiants de troisième année en section de physique

Mai 2025

Bienvenue au cours de ...

Particules et interactions fondamentales

Prof. Olivier Schneider
Laboratoire de physique des hautes énergies

Site web du cours:

<http://moodle.epfl.ch/course/view.php?id=5661>



Organisation

- Toutes les infos toujours à jour sur le site Moodle
- Mercredi 19 mars 2025: visite au CERN
- Tous les autres mercredis, en salle INJ 218
 - cours: 13h15–15h00
 - exercices: 15h15–17h00
 - assistants:
 - Eliot Bornand
 - Dimitris Kaminaris
 - Anni Kauniskangas
 - Tobias Monnard
 - Rita Silva
- Forum de questions/réponses
 - pour toutes questions sur le cours et les exercices

OS, 19 février 2025

3

Dimensions et énergies (échelles)

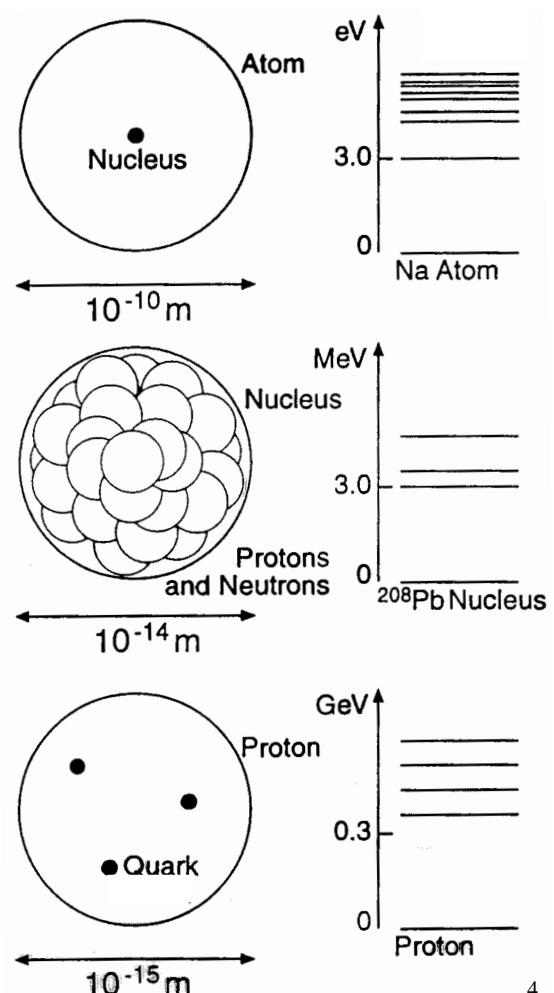
à savoir par cœur

**Atome
(forces é.m.)**
 $\text{\AA} = 10^{-10} \text{ m}$
eV

**Noyau
(forces nucléaires)**
 10^{-14} m
MeV

Les électrons et les quarks ont une taille $< 10^{-19} \text{ m}$ et sont considérés comme des constituants fondamentaux de la matière

**Nucléon
(forces de couleur)**
 $\text{fm} = 10^{-15} \text{ m}$
GeV



OS, 19 février 2025

4

Constantes et unités

à savoir
par coeur

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \cong \frac{1}{137}$$

constante de structure fine

$$\hbar c \cong 197 \text{ MeV fm}$$

constante de Plank réduite

$$m_p c^2 \cong 938 \text{ MeV}$$

masse du proton

$$m_e c^2 \cong 0.511 \text{ MeV}$$

masse de l'électron

$$1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$$

Fermi (= femtomètre)

$$1 \text{ eV} = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

électron-volt

$$1 \text{ keV} = 10^3 \text{ eV}$$

$$1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV}$$

$$1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$$

$$1 \text{ TeV} = 10^{12} \text{ eV}$$

Sondes

- Aujourd'hui comme au temps de Rutherford

étude expérimentale d'un petit objet

=

étude de collisions entre un projectile et cet objet

- Condition sur la longueur d'onde de De Broglie du projectile

$$\lambda = h/p \lesssim \text{dimension objet à étudier}$$

- Projectiles (sondes) les plus énergétiques:

Accélérateur	Projectiles	Energie de faisceau	λ
LEP 2 @ CERN	e^-, e^+	$\sim 100 \text{ GeV}$	$\sim 10^{-17} \text{ m}$
Tevatron @ Fermilab	p, \bar{p}	$\sim 900 \text{ GeV}$	$\sim 10^{-18} \text{ m}$
LHC @ CERN, 2024	p	6.8 TeV	$\sim 10^{-19} \text{ m}$

Large Hadron Collider (2009–2041 ?)



OS, 19 février 2025

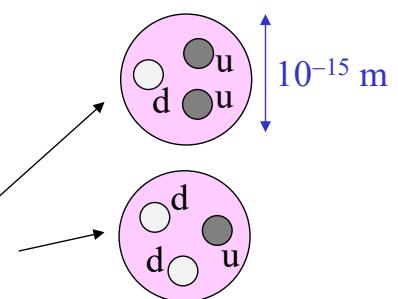
7

Constituants fondamentaux de la matière (fermions de spin $\frac{1}{2}$)

- Toute la matière connue est formée de combinaisons de 6 leptons et 6 quarks
- Pour chacune de ces 12 particules, il existe une anti-particule de charge électrique opposée (anti-matière)
- Ces constituants élémentaires n'ont pas de structure connue

	Charge électrique [e]	Charge de couleur
Leptons	électron e	muon μ
	neutrino ν_e	neutrino ν_μ
Quarks	up u	charm c
	down d	strange s
	tau τ	top t
		bottom b
	-1	
	0	non
	+2/3	
	-1/3	oui

- La matière courante (stable) est formée seulement de trois types de particules élémentaires: e, u, d
 - Chaque atome contient des électrons et un noyau
 - Les noyaux sont faits de protons et de neutrons
 - Un proton est une combinaison de quarks u, u et d
 - Un neutron est une combinaison de quarks u, d et d



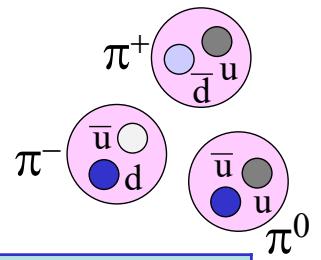
OS, 19 février 2025

8

Particules-forces

Modèle Standard
de la physique
des particules

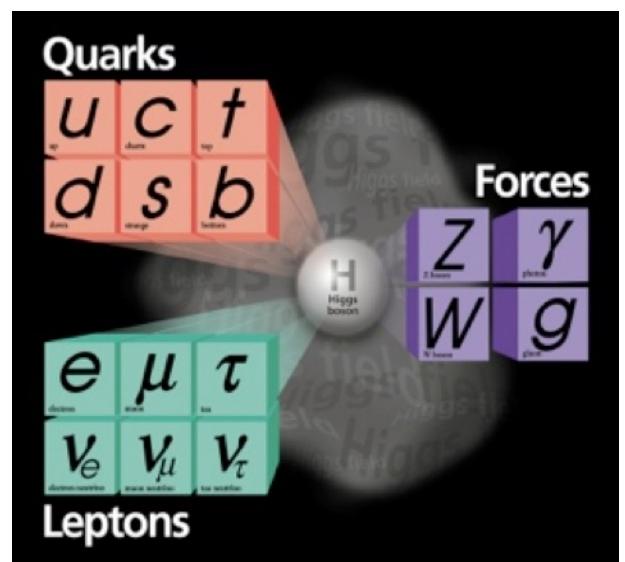
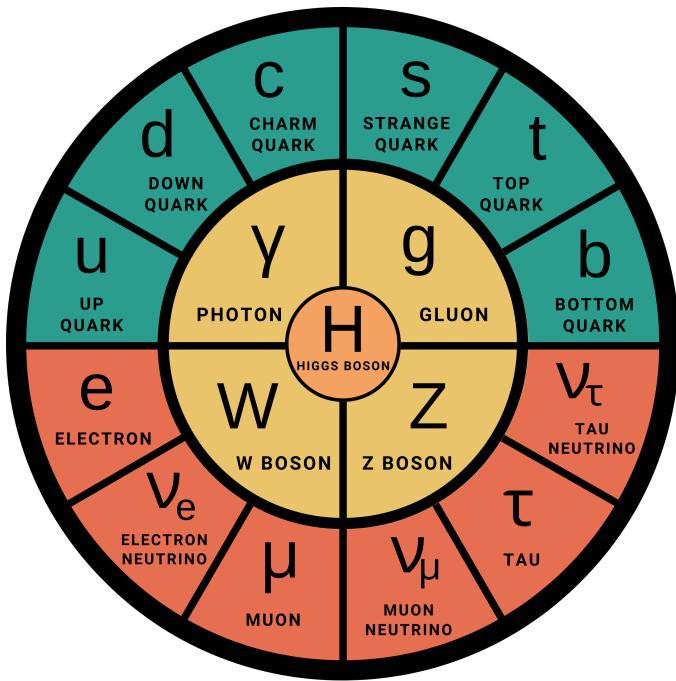
- Les forces entre particules de matière et d'antimatière s'exercent par l'échange de particules-forces (**bosons de spin entier**)



Interaction	Bosons d'échange	Particules sensibles
Force de couleur [→ force forte]	8 gluons [mésons π]	seulement quarks & gluons [neutrons, protons, ...]
Electromagnétisme	photon γ	particules chargées électriquement
Force faible	W^+, W^-, Z^0	toutes
Interaction de Higgs	H	particules massives
Gravitation	graviton	toutes

- Bosons W et Z découverts en 1983
- Boson de Higgs découvert en 2012
- Ondes gravitationnelles découvertes en 2016

Modèle Standard



Principes de relativité

relativité = invariance par changement de référentiel, donc d'observateur

- Relativité de Galilée

1. Les lois de la mécanique sont les mêmes dans tous les référentiels d'inertie
2. Le temps et l'espace sont des absous

Les intervalles de temps et d'espace (=distance) séparant deux événements sont les mêmes pour tous les observateurs

- Relativité (restreinte) d'Einstein, 1905

1. Les lois de la physique sont les mêmes dans tous les référentiels d'inertie
2. La vitesse de la lumière dans le vide est une constante (c)

Et donc pas seulement celles de la mécanique (comme énoncé par Galilée), mais aussi celles de l'électromagnétisme, ...

c = constante, indépendamment de l'observateur (référentiel) et du mouvement de la source

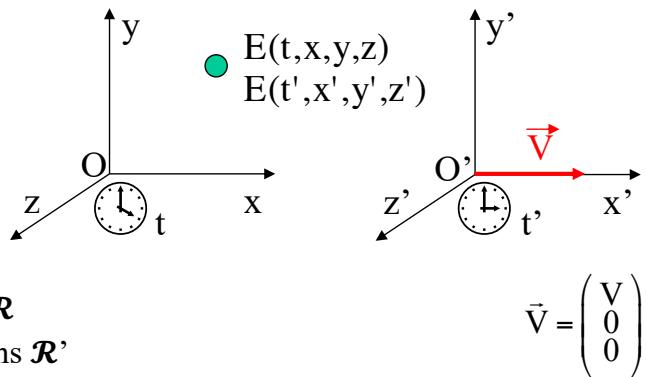
11

OS, 19 février 2025

Transformation de Lorentz

se démontre à partir des postulats de la relativité d'Einstein

- Référentiel d'inertie \mathcal{R}
- Référentiel d'inertie \mathcal{R}' en « saut de vitesse standard V » selon x par rapport au référentiel d'inertie \mathcal{R} :
 - Oxyz et $O'x'y'z'$ coincident à $t = t' = 0$
- Même événement E vu dans les deux référentiels:
 - position x, y, z et temps t mesurés dans \mathcal{R}
 - position x', y', z' et temps t' mesurés dans \mathcal{R}'



$$\begin{pmatrix} ct' \\ x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\beta\gamma & 0 & 0 \\ -\beta\gamma & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} ct \\ x \\ y \\ z \end{pmatrix}$$

$$\Leftrightarrow \begin{pmatrix} ct \\ x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & +\beta\gamma & 0 & 0 \\ +\beta\gamma & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} ct' \\ x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix}$$

Transformation de Lorentz

Transformation de Lorentz inverse

$$\beta = \frac{V}{c} \in [-1, +1],$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \geq 1$$

OS, 19 février 2025

12

Invariant relativiste

à démontrer
en exercice

- Deux événements séparés par $(c\Delta t, \Delta x, \Delta y, \Delta z) = (\vec{c\Delta t}, \vec{\Delta x})$

- par linéarité de la transformation de Lorentz

$$\begin{pmatrix} c\Delta t' \\ \Delta x' \\ \Delta y' \\ \Delta z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\beta\gamma & 0 & 0 \\ -\beta\gamma & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c\Delta t \\ \Delta x \\ \Delta y \\ \Delta z \end{pmatrix}$$

avec:

$$\beta = \frac{u}{c}, \quad |\beta| \leq 1$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad \gamma \geq 1$$

- intervalle d'espace-temps (définition)

$$(\Delta s)^2 = (c\Delta t)^2 - (\vec{\Delta x})^2 > 0, < 0, \text{ ou } = 0$$

- $(\Delta s)^2$ prend la même valeur dans tous les référentiels d'inertie, c'est un invariant relativiste

$$(\Delta s')^2 = (\Delta s)^2$$

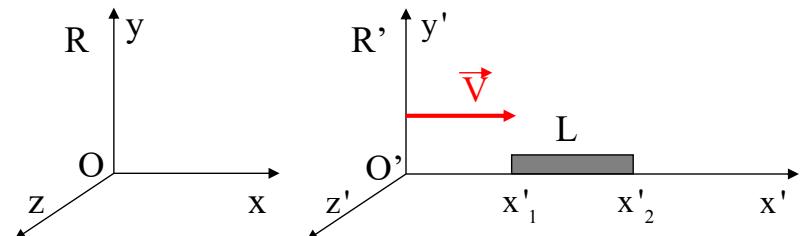
relativité de Galilée $\Leftrightarrow \Delta t$ et $|\vec{\Delta x}|$ invariants \Leftrightarrow temps et espace absolus
relativité d'Einstein $\Leftrightarrow (\Delta s)^2 = c^2(\Delta t)^2 - |\vec{\Delta x}|^2$ invariant $\Leftrightarrow c = \text{constante}$

- Conséquence de $c = \text{constante}$

- deux événements simultanés dans une référentiel ($\Delta t = 0$) ne sont pas nécessairement simultanés dans un autre référentiel ($\Delta t' \neq 0$)

Contraction des longueurs et dilatation du temps

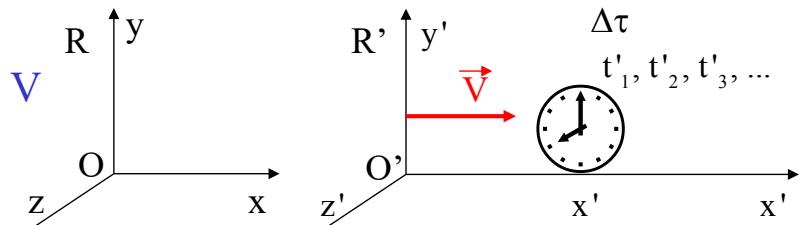
- Règle de longueur L en mouvement longitudinal de vitesse V



$$\left. \begin{aligned} x'_1 &= \gamma(x_1 - \beta ct) \\ x'_2 &= \gamma(x_2 - \beta ct) \end{aligned} \right\} \text{ où les positions } x_1 \text{ et } x_2 \text{ sont définies au même temps } t \text{ dans } R$$

$$\Rightarrow L = x'_2 - x'_1 = \gamma(x_2 - x_1) \Rightarrow \Delta x = \frac{L}{\gamma} < L \quad \text{La dimension d'un corps dans la direction de sa vitesse est contractée}$$

- Horloge de période $\Delta\tau$ en mouvement de vitesse V

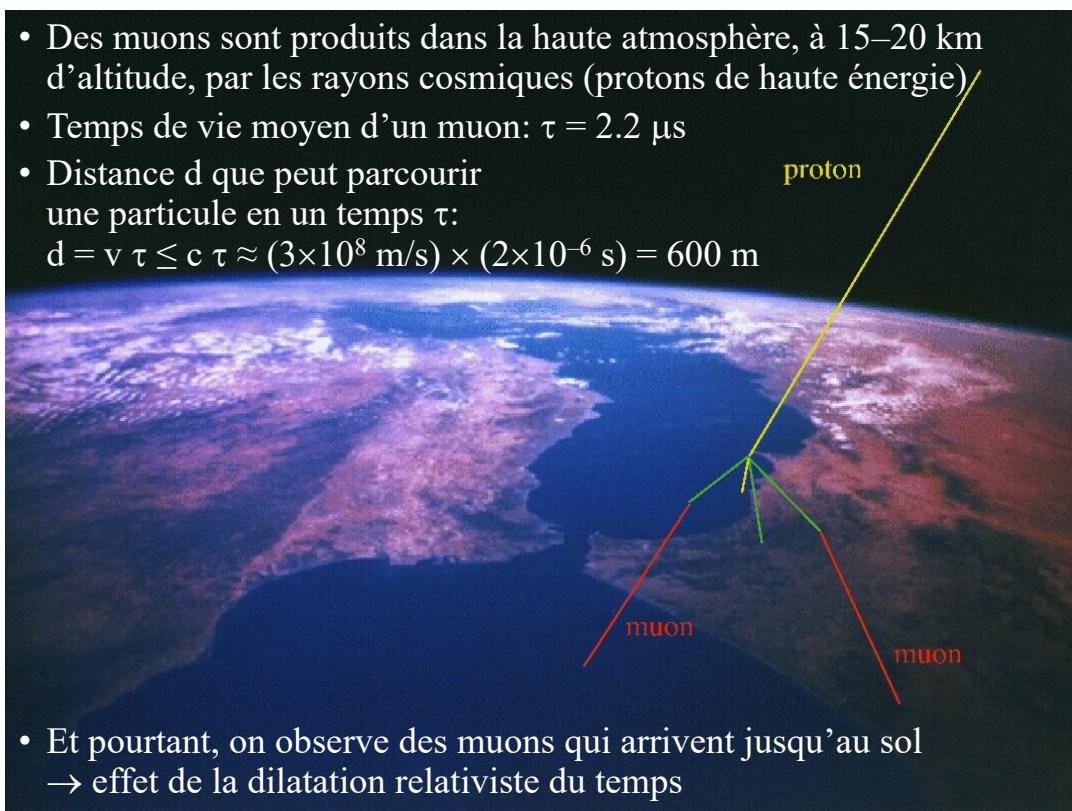


$$\left. \begin{aligned} ct_1 &= \gamma(ct'_1 + \beta x') \\ ct_2 &= \gamma(ct'_2 + \beta x') \end{aligned} \right\} \Rightarrow t_2 - t_1 = \gamma(t'_2 - t'_1) = \gamma\Delta\tau \Rightarrow \Delta t = \gamma\Delta\tau > \Delta\tau \quad \text{Une horloge en mouvement retardé}$$

Muons cosmiques

- Des muons sont produits dans la haute atmosphère, à 15–20 km d'altitude, par les rayons cosmiques (protons de haute énergie)
- Temps de vie moyen d'un muon: $\tau = 2.2 \mu\text{s}$
- Distance d que peut parcourir une particule en un temps τ :

$$d = v \tau \leq c \tau \approx (3 \times 10^8 \text{ m/s}) \times (2 \times 10^{-6} \text{ s}) = 600 \text{ m}$$

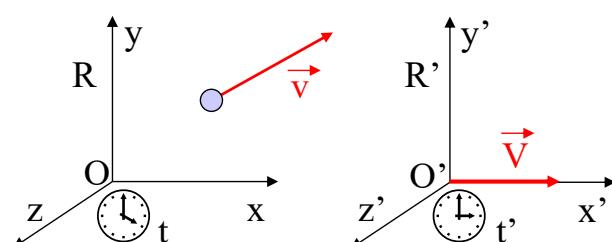


- Et pourtant, on observe des muons qui arrivent jusqu'au sol
 → effet de la dilatation relativiste du temps

Transformation des vitesses

à démontrer
en exercice

- Particule de vitesse \vec{v} dans R ; quelle est sa vitesse \vec{v}' dans R' ?



$$v'_x = \frac{v_x - V}{1 - \frac{Vv_x}{c^2}}$$

$$v'_y = \frac{v_y}{\gamma \left(1 - \frac{Vv_x}{c^2} \right)}$$

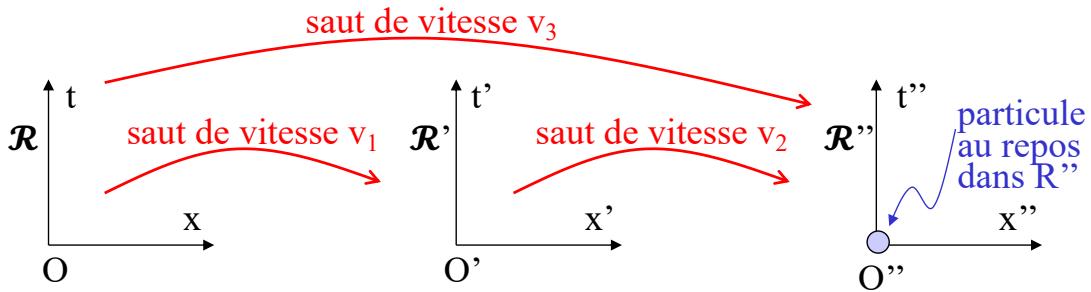
$$v'_z = \frac{v_z}{\gamma \left(1 - \frac{Vv_x}{c^2} \right)}$$

– Si $V < c$:

$$\begin{aligned} |\vec{v}| < c &\Leftrightarrow |\vec{v}'| < c \\ |\vec{v}| = c &\Leftrightarrow |\vec{v}'| = c \end{aligned}$$

Composition des vitesses

- Deux sauts de vitesse standards consécutifs, de vitesses v_1 et v_2 , sont équivalents à un saut de vitesse standard v_3
 - les sauts de vitesse standards forment un groupe



On applique la transformation des vitesses avec $V = v_1$, $v_x = v_3$, $v'_x = v_2$

$$v'_x = \frac{v_x - V}{1 - \frac{Vv_x}{c^2}} \Rightarrow v_2 = \frac{v_3 - v_1}{1 - \frac{v_1 v_3}{c^2}} \Rightarrow v_3 = \frac{v_1 + v_2}{1 + \frac{v_1 v_2}{c^2}}$$

ou $\beta_3 = \frac{\beta_1 + \beta_2}{1 + \beta_1 \beta_2}$

ou bien $\xi_3 = \xi_1 + \xi_2$ avec $\xi_i = \operatorname{arctanh} \beta_i = \ln \sqrt{\frac{1+\beta_i}{1-\beta_i}}$

Quantité de mouvement

à démontrer
en exercice

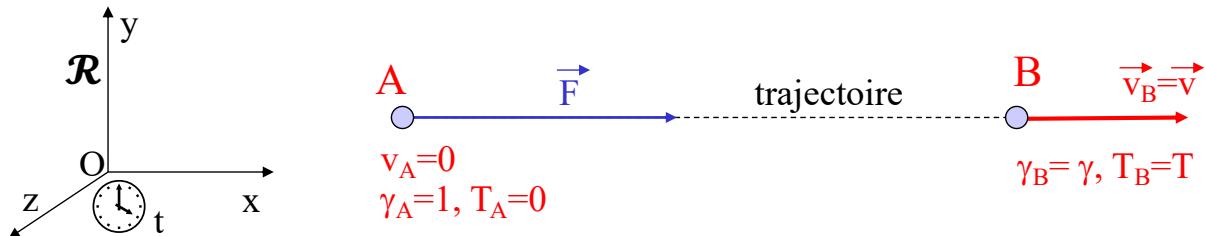
- Quelle est la quantité de mouvement \vec{p} d'une particule de vitesse \vec{v} et de masse m ?
- Hypothèses:
 - \vec{p} est colinéaire à \vec{v}
 - si $v \ll c$, alors $\vec{p} = m\vec{v}$ (limite non-relativiste)
 - p est une fonction monotone croissante de v
 - $\vec{F} = d\vec{p}/dt$, et en particulier la conservation de la quantité de mouvement totale d'un système isolé est une loi physique (donc vraie dans tous les référentiels d'inertie)
- Conclusion:

$$\vec{p} = m\gamma\vec{v} = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

– si $v \ll c$: $p = m\gamma v = \frac{mc\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} = mc\beta \left(1 + \frac{1}{2}\beta^2 + \dots\right) = mc\beta + O(\beta^3)$

Energie cinétique

- Une particule au repos dans \mathcal{R} se déplace sur l'axe x de A à B sous l'effet d'une force F, en acquérant une énergie cinétique T:



- Théorème de l'énergie cinétique entre A et B:

$$T = T_B - T_A = \int_A^B \vec{F} \cdot d\vec{x} = \int_A^B \frac{d\vec{p}}{dt} \cdot \vec{v} dt = \int_A^B v dp = \int_A^B \beta c \frac{dp}{d\beta} d\beta$$

$$\frac{dp}{d\beta} = \frac{d}{d\beta} (m\gamma\beta c) = m\gamma c + m\beta c \frac{d\gamma}{d\beta} = mc\gamma + m\beta c \beta\gamma^3 = mc\gamma(1 + \beta^2\gamma^2) = mc\gamma^3$$

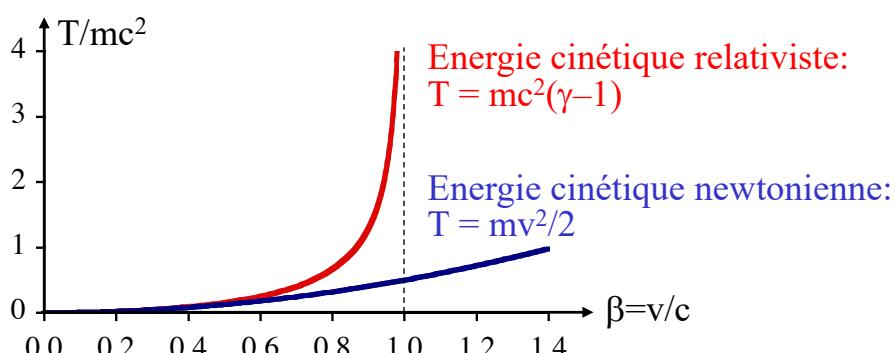
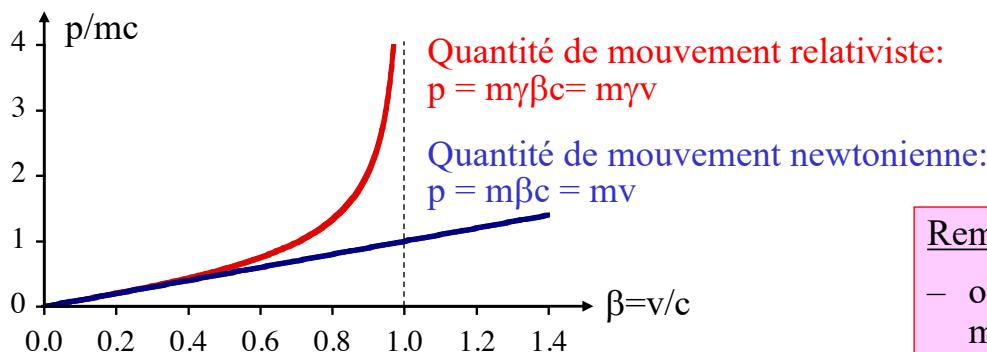
$$T = T_B - T_A = mc^2 \int_A^B \beta\gamma^3 d\beta = mc^2 [\gamma]_A^B = mc^2(\gamma - 1)$$

$$T = mc^2(\gamma - 1)$$

- Limite non-relativiste ($\beta = v/c \ll 1$):

$$T = mc^2 \left[\left(1 - \beta^2\right)^{-1/2} - 1 \right] = mc^2 \left[1 + \frac{1}{2}\beta^2 + O(\beta^4) - 1 \right] = \underbrace{\frac{1}{2}mc^2\beta^2}_{\frac{1}{2}mv^2} + O(\beta^4)$$

Quantité de mouvement et énergie cinétique en fonction de la vitesse



Remarques:

- on retrouve la mécanique newtonienne si $v \ll c$ ($\beta \ll 1$)
- en relativité, v est bornée (par c) mais p et T ne sont pas bornées

Energie potentielle de masse

- Soit α la constante de proportionnalité entre masse et énergie interne de masse.
- Désintégration d'une particule de masse M en deux particules identiques de masses m :

$$E_{\text{masse}}^{\text{pot}}(m) = \alpha m$$



Référentiel \mathcal{R}' où une masse m est au repos

Référentiel \mathcal{R} du centre de masse

Conservation de E dans \mathcal{R}' : $T(M, v) + E_{\text{masse}}^{\text{pot}}(M) = T(m, u) + 2E_{\text{masse}}^{\text{pot}}(m)$
 $Mc^2(\gamma(v) - 1) + \alpha M = mc^2(\gamma(u) - 1) + 2\alpha m$ (1)

Conservation de \bar{p} dans \mathcal{R}' : $M\gamma(v)v = m\gamma(u)u$ (2)

$$\frac{(1)}{(2)} \Rightarrow \frac{c^2(\gamma(v) - 1) + \alpha}{\gamma(v)v} = \frac{c^2(\gamma(u) - 1) + 2\alpha}{\gamma(u)u} \quad \text{où } u = \frac{2v}{1+v^2/c^2}$$

à résoudre pour avoir
α en fonction de v Solution: $\boxed{\alpha = c^2}$ indépendamment de v !

Energie, quantité de mouvement, masse

- Energie potentielle de masse (Einstein, 1905): $\boxed{E_{\text{masse}} = mc^2}$

- Energie totale: $E = T + E_{\text{masse}} = mc^2(\gamma - 1) + mc^2 \Rightarrow \boxed{E = m\gamma c^2}$

- Vitesse d'une particule: $p = m\gamma\beta c$ et $E = m\gamma c^2 \Rightarrow \boxed{\beta = \frac{pc}{E}}$

- Relation entre énergie, quantité de mouvement et masse:

$$1 - \beta^2 = \frac{1}{\gamma^2} \Leftrightarrow E^2 - E^2\beta^2 = \frac{E^2}{\gamma^2} \Leftrightarrow \boxed{E^2 - p^2c^2 = m^2c^4}$$

- Masse nulle \Leftrightarrow vitesse c : $\boxed{m = 0 \Leftrightarrow E = pc \Leftrightarrow \beta = 1}$

- Unités:
 E en GeV
 pc en GeV $\Rightarrow p$ en GeV/c
 mc^2 en GeV $\Rightarrow m$ en GeV/c²

(on pose parfois $c=1$)

Résumé

Postulats
Grandeurs physiques
Lois physiques

Relativité restreinte	$v/c \ll 1$	Mécanique newtonienne
$c = \text{constante}$		temps et espace absolus
$(c\Delta t)^2 - (\vec{\Delta x})^2$ invariant		Δt et $ \vec{\Delta x} $ invariants
$\vec{\beta} = \vec{v}/c$, $\gamma = (1 - \vec{\beta}^2)^{-1/2}$		
$\vec{p} = m\gamma\vec{\beta}c$	\rightarrow	$\vec{p} = m\vec{v}$
$T = mc^2(\gamma - 1)$	\rightarrow	$T = \frac{1}{2}mv^2$
$E = mc^2 + T = m\gamma c^2$	\rightarrow	$E = E_{\text{interne}} + \frac{1}{2}mv^2$
$\vec{\beta} = \vec{p}c/E$	\rightarrow	$v = 2T/p$
$E^2 - \vec{p}^2c^2 = m^2c^4$	\rightarrow	$T = \vec{p}^2/(2m)$
$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}$		$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}$
conservation de \vec{p}		conservation de \vec{p}
conservation de E		conservation de E

Invariants et quadrivecteurs

- **Invariant (ou scalaire):**
 - toute grandeur physique qui a la même valeur dans tous les référentiels d'inertie (invariante sous une transformation de Lorentz)
 - exemples: c = vitesse de la lumière dans le vide
 $\Delta s^2 = (c\Delta t)^2 - (\vec{\Delta x})^2$ = intervalle d'espace-temps
 m = masse d'une particule
 mc^2 = énergie interne d'une masse m
- **Quadrivecteur:**
 - ensemble de 4 grandeurs physiques $\underline{A} = (A_0, A_x, A_y, A_z) = (\underline{A}_0, \vec{A})$ qui se transforment comme (ct, \vec{x}) sous une transformation de Lorentz
 - exemples: $\underline{x} = (ct, \vec{x})$ = quadrivecteur position (quadri-position)
 $\underline{\Delta x} = (c\Delta t, \vec{\Delta x})$

Tenseur métrique, produit scalaire

- Tenseur métrique de la relativité restreinte

$$g = \begin{pmatrix} +1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

- Produit scalaire de deux quadrivecteurs:

$$\tilde{A} \cdot \tilde{B} = \sum_{i,j} g_{ij} A_i B_j = A_0 B_0 - \vec{A} \cdot \vec{B}$$

- Norme au carré d'un quadrivecteur (= scalaire)

$$\tilde{A}^2 = \tilde{A} \cdot \tilde{A} = A_0^2 - \vec{A}^2$$

– exemple:

$$(\Delta \tilde{x})^2 = (c \Delta t)^2 - \Delta \vec{x}^2 = \Delta s^2$$

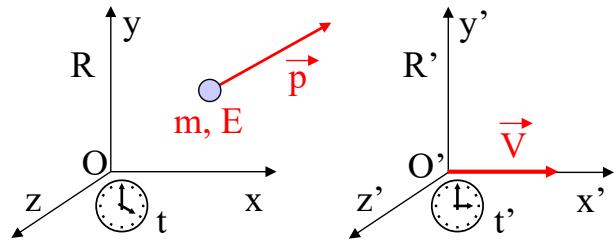
au tableau

Le quadrivecteur énergie-implusion

- Quadrivecteur position: $\tilde{x} = (ct, \vec{x})$
- Temps propre d'une particule de vitesse v : $\tau = \frac{1}{\gamma} t$ (c'est un scalaire !)
- Quadrivecteur vitesse: $\tilde{v} = \frac{dx}{d\tau} = \gamma \frac{dx}{dt} = (\gamma c, \gamma \vec{v}) = c(\gamma, \gamma \vec{\beta})$
- Le quadrivecteur $\tilde{\beta} = (\gamma, \gamma \vec{\beta})$ est de norme 1 (unitaire)
car $\tilde{\beta}^2 = (\gamma, \gamma \vec{\beta})^2 = \gamma^2 - (\gamma \vec{\beta})^2 = \gamma^2 (1 - \vec{\beta}^2) = 1$
- Donc $mc^2 \tilde{\beta} = (m\gamma c^2, m\gamma \vec{\beta} c^2) = (E, \vec{p}c)$ est un quadrivecteur de norme mc^2 :

$$(E, \vec{p}c)^2 = E^2 - \vec{p}^2 c^2 = m^2 c^4$$

Transformation de E et \vec{p}



- $(E, \vec{p}c)$ est un quadrivecteur, donc

$$\begin{pmatrix} E' \\ p'_x c \\ p'_y c \\ p'_z c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\beta\gamma & 0 & 0 \\ -\beta\gamma & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ p_x c \\ p_y c \\ p_z c \end{pmatrix}$$

comme

$$\begin{pmatrix} ct' \\ x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\beta\gamma & 0 & 0 \\ -\beta\gamma & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} ct \\ x \\ y \\ z \end{pmatrix}$$

Résumé

$(E, \vec{p}c) = (m\gamma c^2, m\gamma\vec{\beta}c^2)$ est un quadrivecteur

– change comme (ct, x) sous une transformation de Lorentz

- La norme d'un quadrivecteur est un invariant relativiste (de même que le produit scalaire de deux quadrivecteurs)

$(c\Delta t)^2 - (\overrightarrow{\Delta x})^2 = (\Delta s)^2$

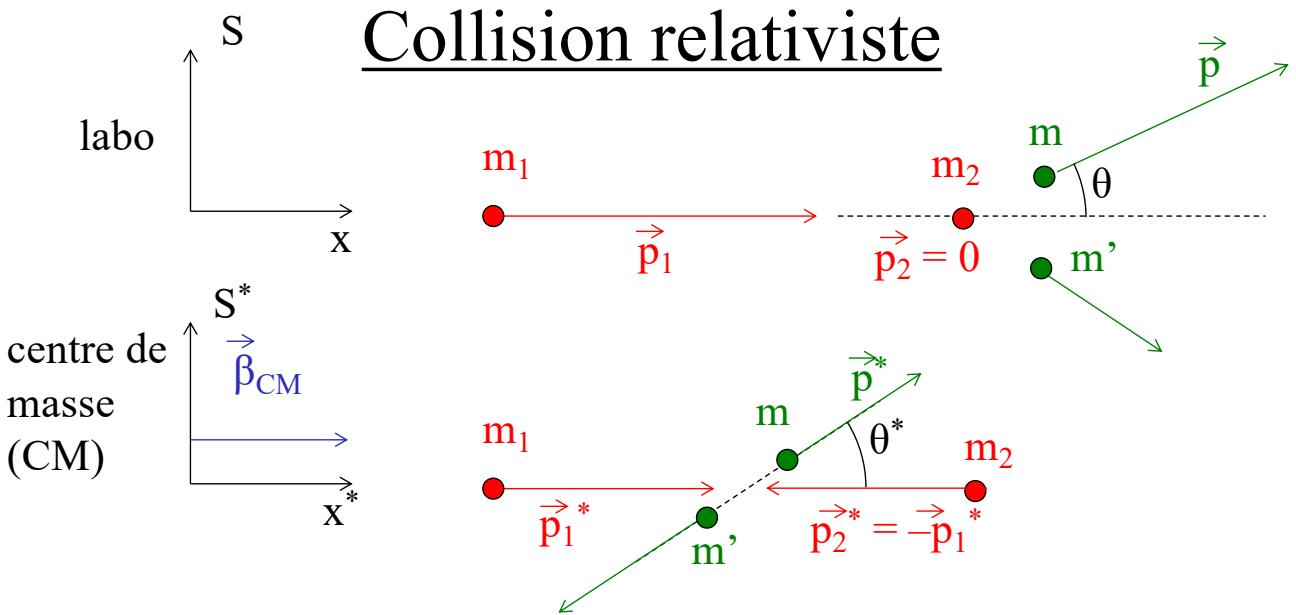
invariant

$E^2 - (\vec{p}c)^2 = (mc^2)^2$

invariant

- Conservation énergie-impulsion

pour un système isolé, le quadrivecteur $(E_{\text{tot}}, \vec{p}_{\text{tot}}c)$ est constant



Vitesse du CM:

$$\vec{\beta}_{CM} = \frac{\vec{p}_{tot}c}{E_{tot}} = \frac{\vec{p}_1c}{E_1 + m_2c^2}$$

Pour la particule de masse m :

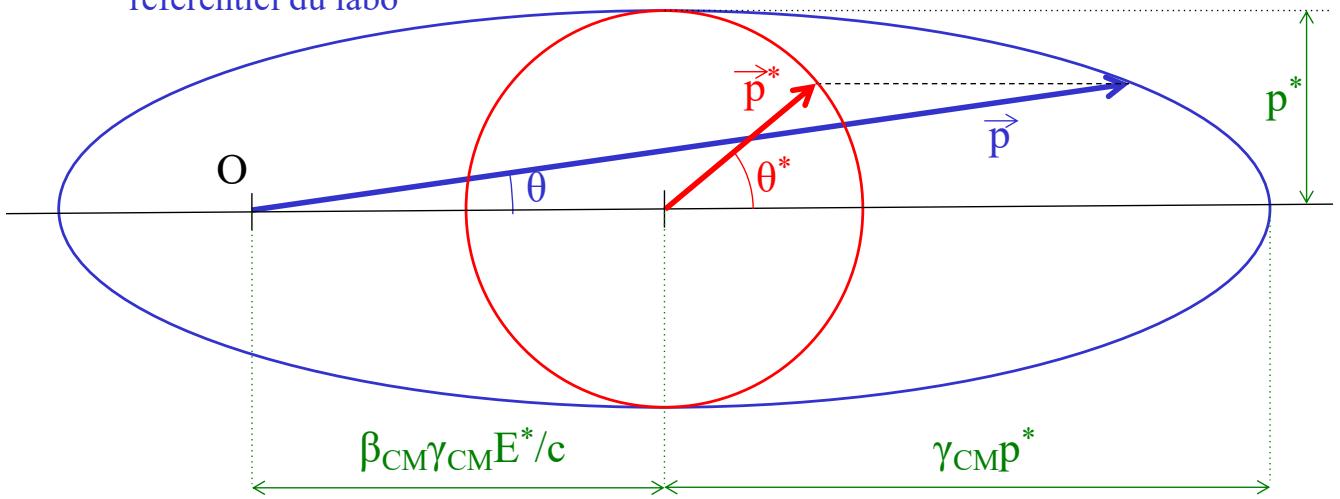
Energie disponible dans le CM:

$$\sqrt{s} = E_{tot}^* = \sqrt{(m_1^2 + m_2^2)c^4 + 2m_2c^2E_1}$$

$$E^* = \frac{(m^2 - m'^2)c^4 + s}{2\sqrt{s}}, \quad p^*c = \sqrt{E^{*2} - m^2c^4}$$

Transformation de Lorentz (ellipse)

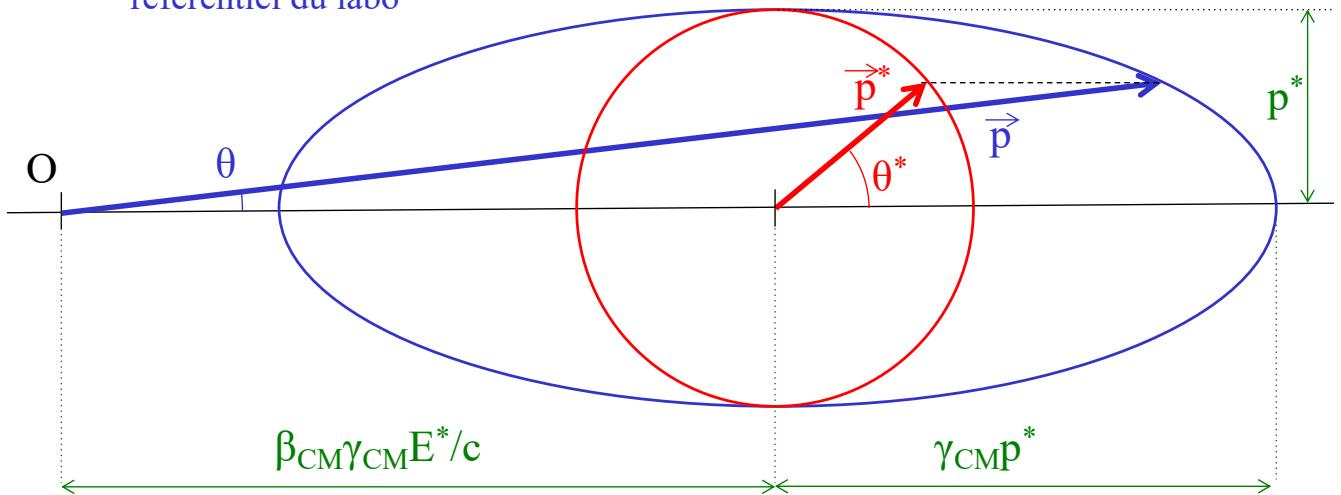
référentiel du centre de masse
référentiel du labo



$$\text{Cas où } \beta_{CM} < \frac{p^*c}{E^*} = \beta^* : \quad -\pi \leq \theta \leq \pi \quad \theta \leftrightarrow \theta^*$$

Transformation de Lorentz (ellipse)

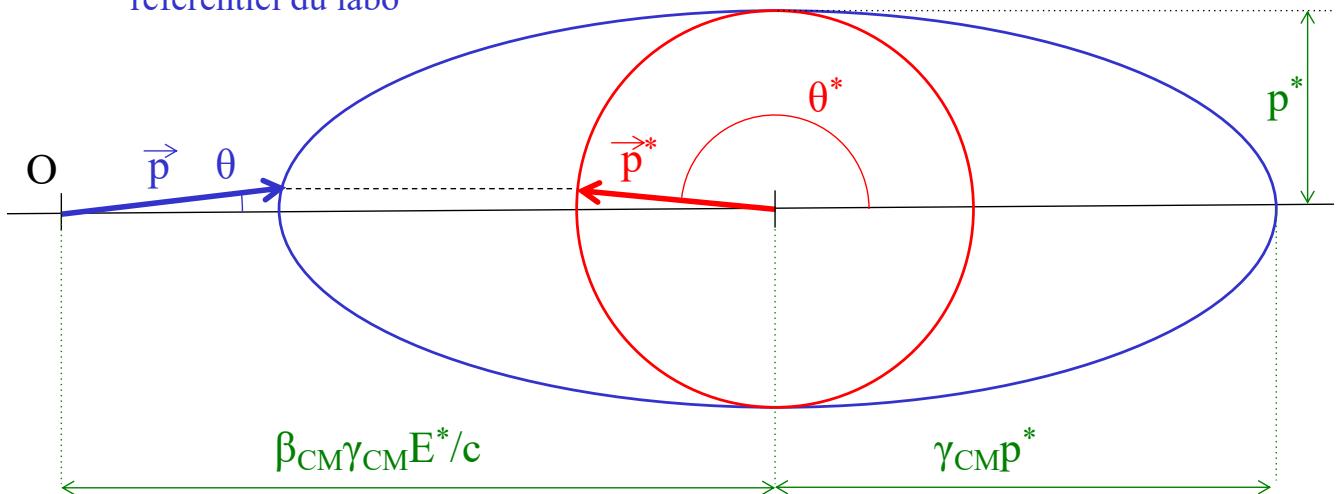
référentiel du centre de masse
référentiel du labo



$$\text{Cas où } \beta_{CM} > \frac{p^* c}{E^*} = \beta^* : \quad -\theta_{\max} \leq \theta \leq \theta_{\max} \quad \begin{matrix} \theta \leftarrow \theta^* \\ \theta \not\rightarrow \theta^* \end{matrix}$$

Transformation de Lorentz (ellipse)

référentiel du centre de masse
référentiel du labo



$$\text{Cas où } \beta_{CM} > \frac{p^* c}{E^*} = \beta^* : \quad -\theta_{\max} \leq \theta \leq \theta_{\max} \quad \begin{matrix} \theta \leftarrow \theta^* \\ \theta \not\rightarrow \theta^* \end{matrix}$$

Chapitre 2: Interactions des rayonnements avec la matière

- Importance:
 - principe de fonctionnement des détecteurs
 - évaluation des performances des détecteurs
 - radioprotection
- Les interactions dépendent du type de rayonnement:
 - particules chargées ($e^\pm, \mu^\pm, \pi^\pm, p, \alpha, \dots$)
 - photons (rayons X, rayons γ)
 - neutrons
 - neutrinos (interactions faibles)

Interactions des particules chargées

= principalement des interactions coulombiennes avec les noyaux et les électrons des atomes du milieu

➤ Perte d'énergie (ralentissement)

- **Collisions avec les électrons du milieu (excitation, ionisation)**
 - effet dominant à faible énergie cinétique ($< T_c$)
- **Rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) dans le champs des noyaux**
 - effet dominant à haute énergie cinétique ($> T_c$)

projectiles
lourds
 $m \gg m_e$
 $T_c > 300 \text{ GeV}$

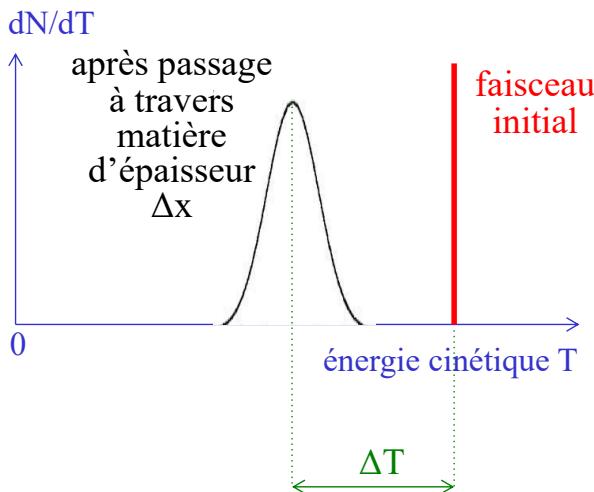
projectiles
légers
 $m = m_e$
 $T_c \sim 10\text{--}100 \text{ MeV}$

➤ Diffusion coulombienne multiple (déviation) dans le champ des noyaux

- **Collisions avec les noyaux du milieu**

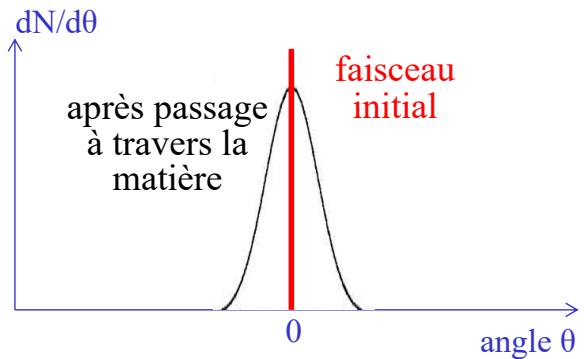
Fluctuations statistiques

- Perte d'énergie



Perte d'énergie
spécifique moyenne = $\Delta T / \Delta x$

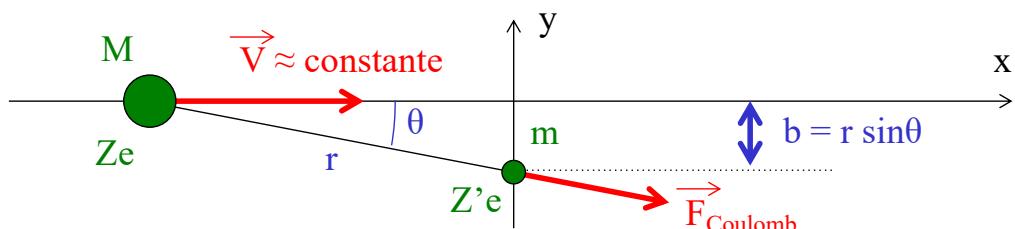
- Diffusion coulombienne multiple



Ecart-type de l'angle de déflexion

$$\sigma_\theta = \sqrt{\langle \theta^2 \rangle}$$

Collision entre particules chargées



- Impulsion transmise par le projectile à la cible (par interaction électromagnétique):

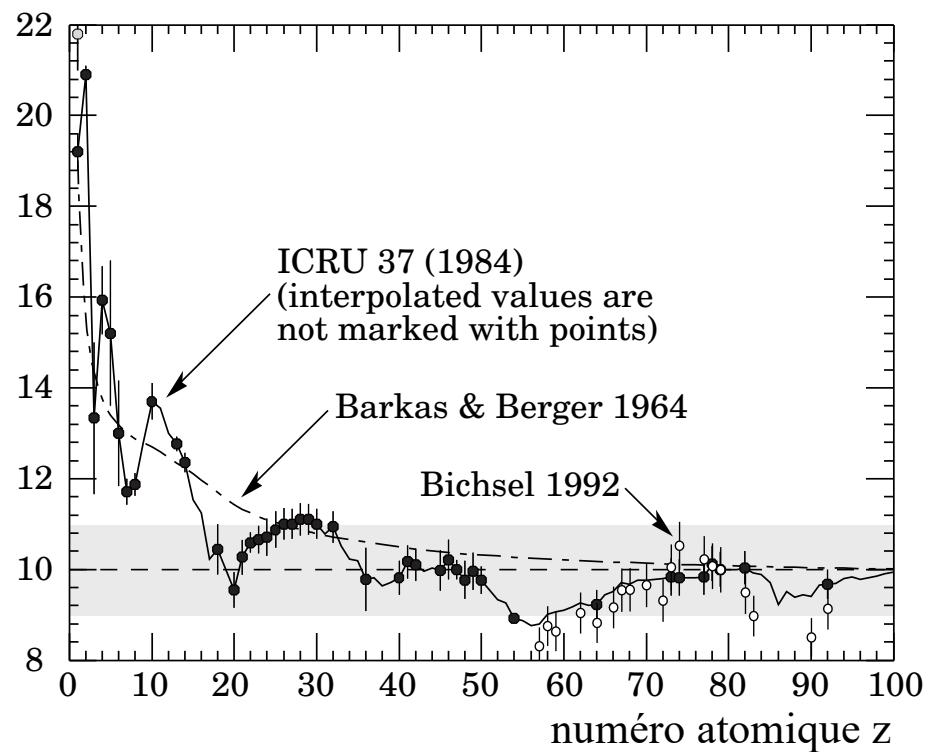
$$\Delta p_x \cong 0 \quad \text{et} \quad \boxed{\Delta p_y = -\frac{ZZ'e^2}{2\pi\epsilon_0 V b}} \quad \text{si } M \gg m$$

- Si la cible est un électron, $Z' = -1$, et l'énergie cinétique transmise à l'électron vaut

$$T_e = \frac{\Delta p_y^2}{2m} = \frac{Z^2 e^4}{8\pi^2 \epsilon_0^2 V^2 b^2 m} \quad \Rightarrow \quad b \propto \frac{1}{\sqrt{T_e}}$$

Energie moyenne d'excitation minimale I

Element	I/z [eV]
H	19.2
He	20.9
Be	15.9
$z \geq 15$	9 – 11



Perte d'énergie spécifique des particules lourdes

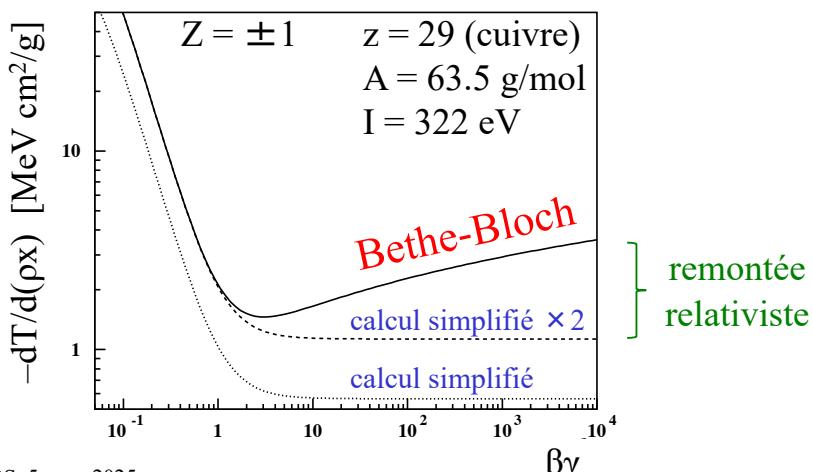
- Calcul simplifié de Bohr

$$-\frac{dT}{d(\rho x)} = \frac{Z^2 e^4}{8\pi \epsilon_0^2 m V^2} N_A \frac{z}{A} \ln\left(\frac{2mV^2}{I}\right)$$

- Calcul quantique relativiste

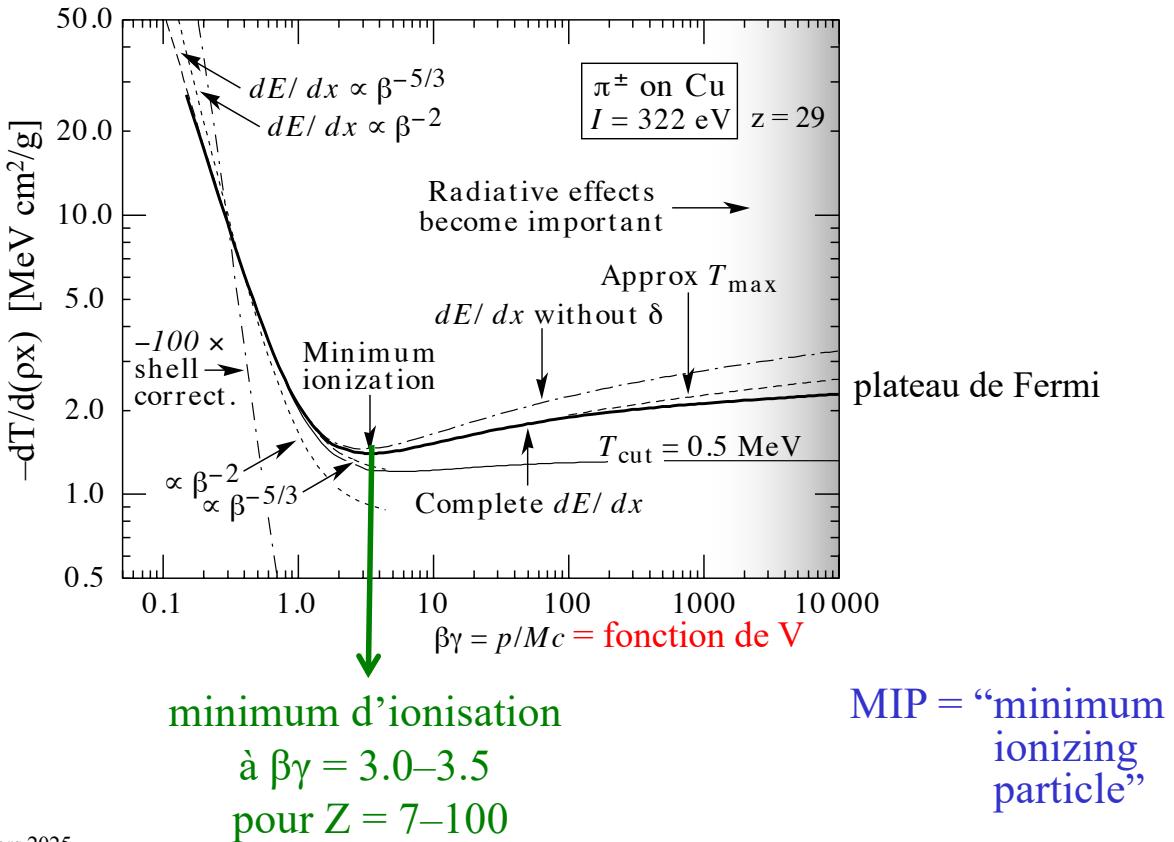
$$-\frac{dT}{d(\rho x)} = \frac{Z^2 e^4}{4\pi \epsilon_0^2 m c^2 \beta^2} N_A \frac{z}{A} \left[\ln\left(\frac{2mc^2}{I} \cdot \frac{\beta^2}{1-\beta^2}\right) - \beta^2 \right]$$

formule de Bethe-Bloch



Perte d'énergie spécifique

des particules lourdes



Perte d'énergie spécifique

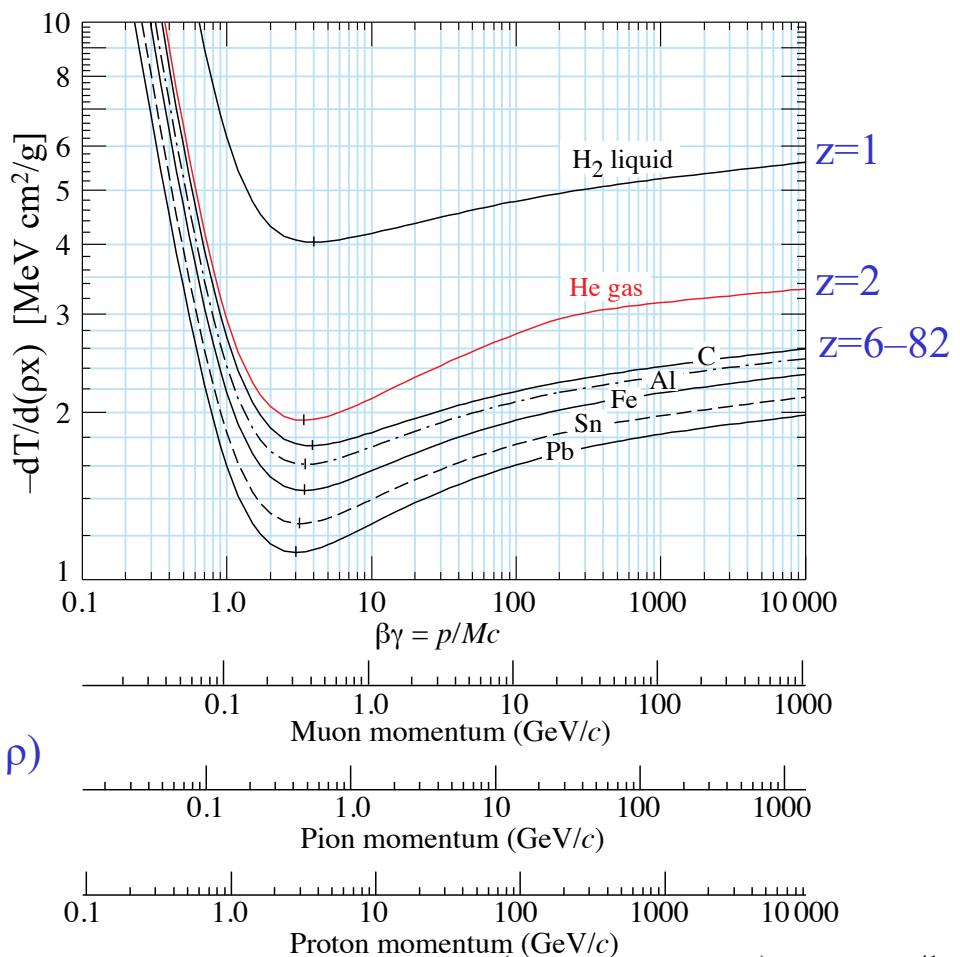
des particules lourdes

$$-\frac{dT}{d(\rho x)} = \frac{e^4 N_A}{4\pi\epsilon_0^2 mc^2} \left(\frac{z}{A} \right) \left(\frac{Z^2}{\beta^2} \right) \left[\ln \left(\frac{2mc^2}{I} \cdot \frac{\beta^2}{1-\beta^2} \right) - \beta^2 \right]$$

- La perte d'énergie spécifique $dT/d(\rho x)$ dépend
 - faiblement du milieu
 - $z/A \approx \text{constante}$
 - $\ln(I) \approx \ln(z) + \text{constante}$
 - fortement de la particule incidente
 - Z^2 (=1 dans la plupart des cas)
 - vitesse β
- NB: en première approximation la perte d'énergie ne dépend pas de la masse M de la particule incidente (faible dépendance cachée dans T_e^{\max})

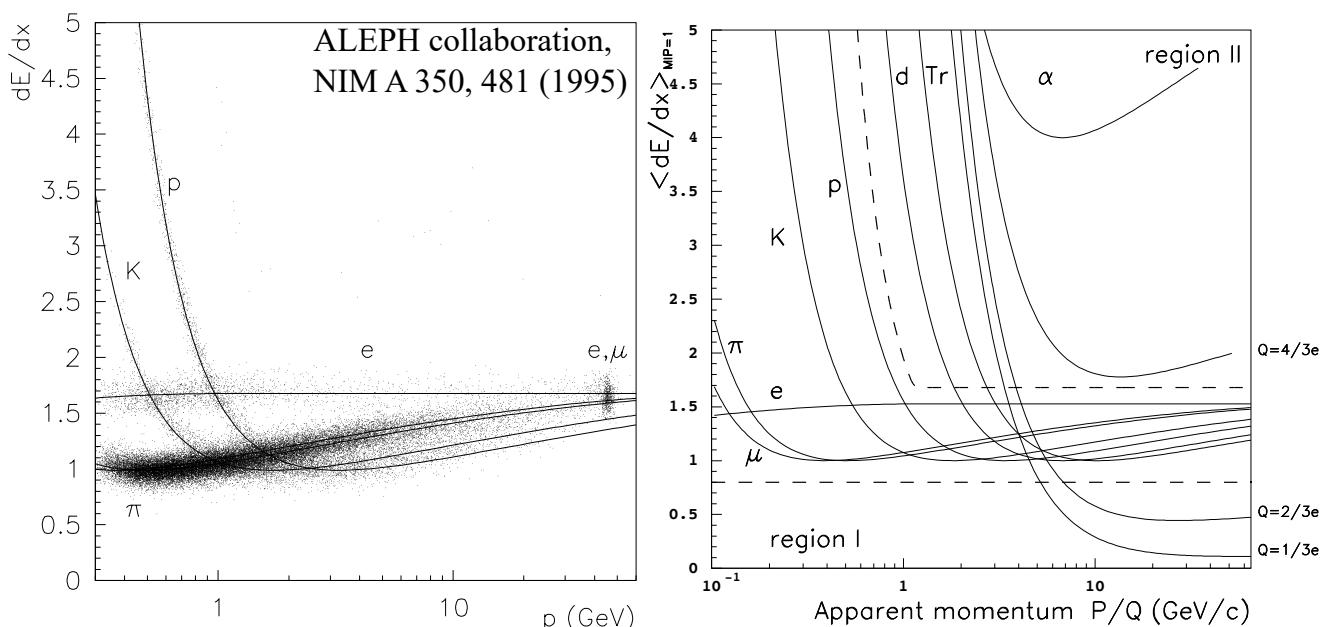
Perte d'énergie spécifique

dépendance par rapport au milieu relativement faible (car on a divisé par ρ)



Identification des particules

- La mesure de dE/dx permet d'identifier une particule dont on connaît la quantité de mouvement
 - ou de chercher des particules de charges fractionnaires, par ex. $\pm 1/3$, $\pm 2/3$, ...



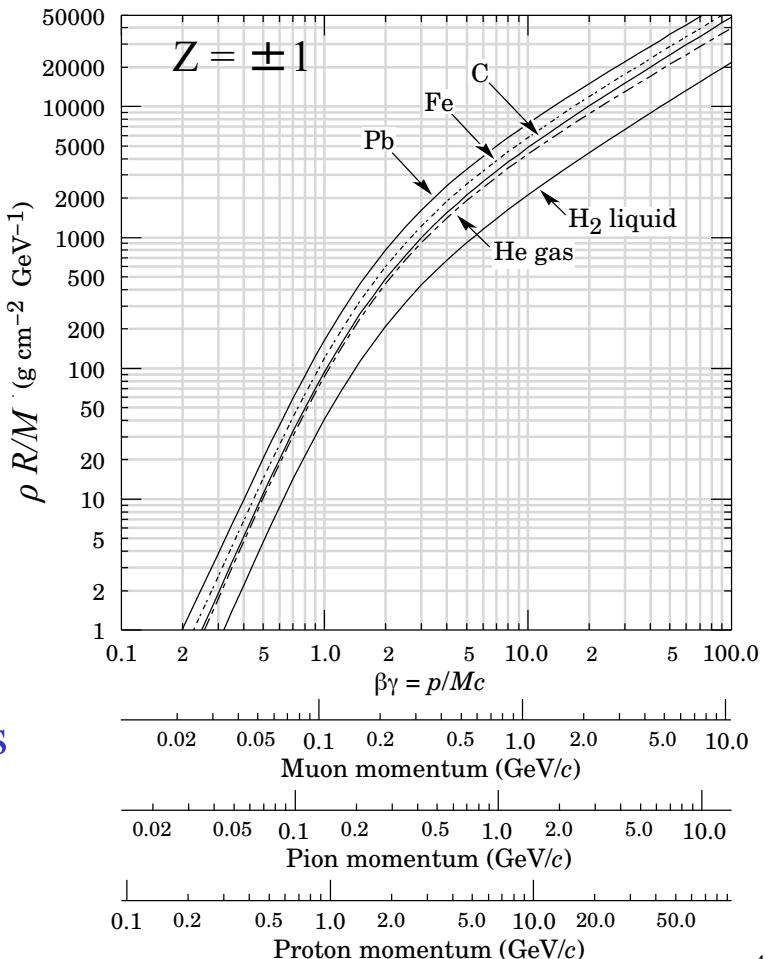
Parcours restant R

$$R = \int_{T'=T}^{T=0} dx = \dots \\ = \frac{M}{Z^2} f(\beta)$$

- Si $Z = \pm 1$, R/M ne dépend que de β
- Pour deux particules de mêmes vitesses:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{M_1}{M_2} \frac{Z_2^2}{Z_1^2}$$

OS, 5 mars 2025



43

Rayonnement de freinage (Bremsstrahlung)

- Particule chargée déviée de sa trajectoire (accélérée) \Rightarrow émission de photons \Rightarrow perte d'énergie

$$\left. \frac{dT}{dx} \right|_{\text{rad}} \cong -\frac{T}{X_0} \quad \left. \frac{dT}{d(\rho x)} \right|_{\text{rad}} \cong -\frac{T}{X'_0}$$

- Longueur de rayonnement X_0 en cm (ou $X'_0 = \rho X_0$ en g/cm²)
= épaisseur de matière nécessaire pour réduire l'énergie d'un électron d'un facteur $e \approx 2.7$

$$\frac{dT}{dx} = -\frac{T(x)}{X_0} \quad \Rightarrow \quad T(x) = T(0) \exp\left(-\frac{x}{X_0}\right)$$

- Calcul théorique $\frac{1}{X_0} \cong \frac{4e^6 nz(z+1.3)}{(4\pi\epsilon_0)^3 \hbar c (mc^2)^2} \left[\ln\left(\frac{183}{z^{1/3}}\right) + \frac{1}{8} \right]$

OS, 5 mars 2025

44

Perte d'énergie des électrons

- Pertes par collisions (excitation, ionisation)
- Pertes par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung)

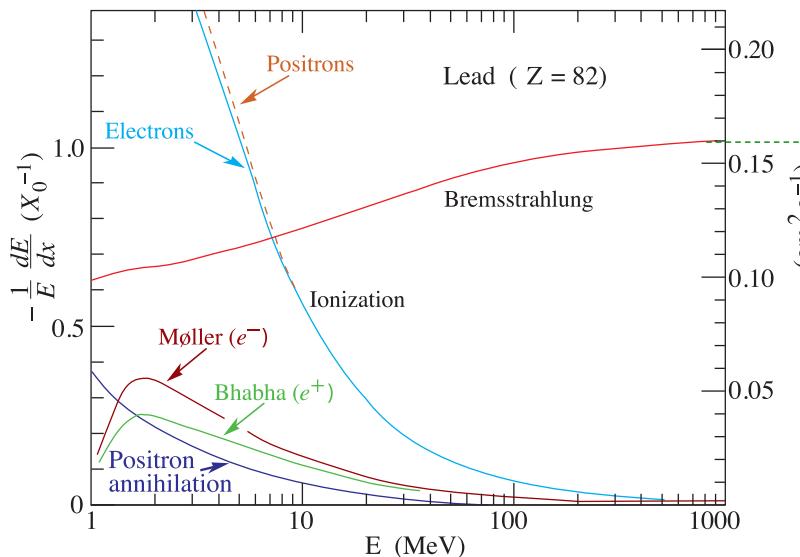
$$\left. \frac{dT}{dx} \right|_{\text{coll}} = -f \left(\frac{z}{A}, I, \beta \right)$$

$$\left. \frac{dT}{dx} \right|_{\text{rad}} \approx - \frac{T}{X_0}$$

dépend du milieu

$$1/(\rho X_0)$$

$$\rho X_0(\text{Pb}) = 6.37 \text{ g/cm}^2$$



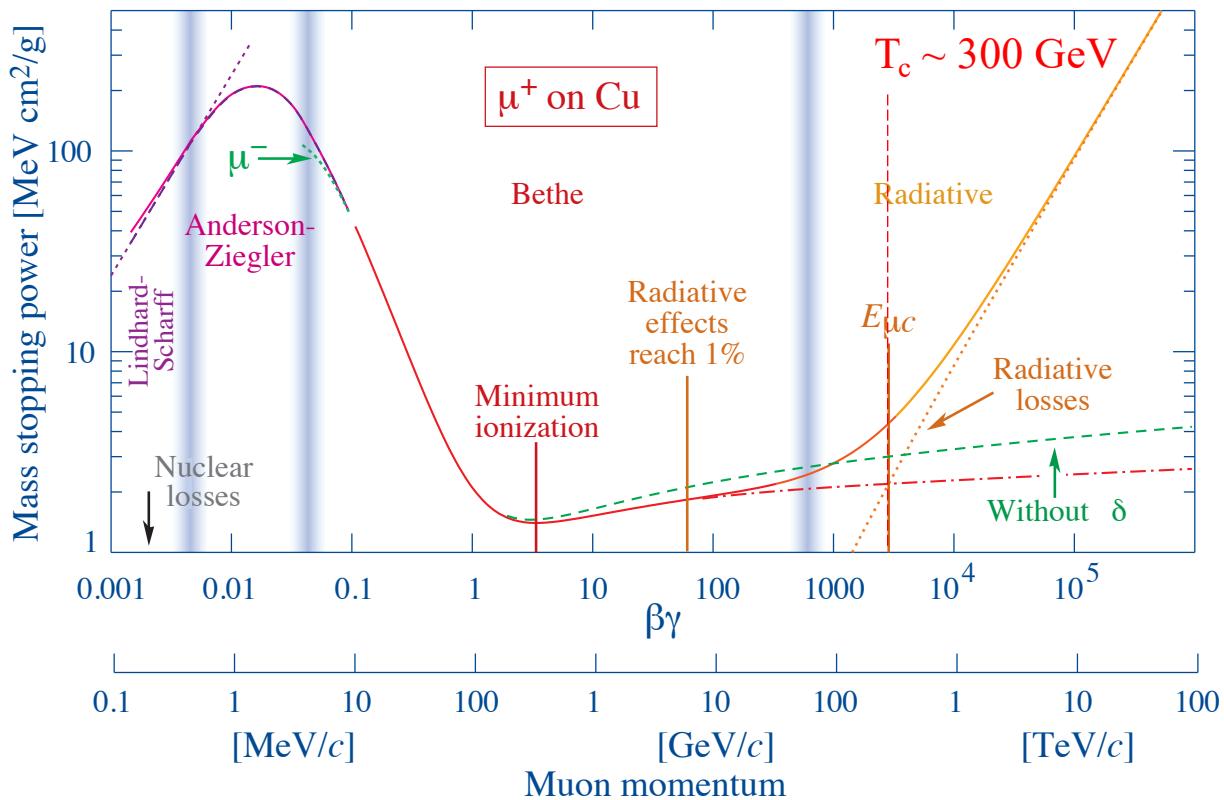
X₀ et T_c pour les électrons

- Energie critique T_c = énergie cinétique à laquelle la perte d'énergie par rayonnement égale celle par collisions

$$\left. \frac{dT}{dx} \right|_{\text{rad}} = \left. \frac{dT}{dx} \right|_{\text{coll}} \Rightarrow T_c \frac{z^2}{m^2} \propto z \Rightarrow T_c \propto \frac{m^2}{z}$$

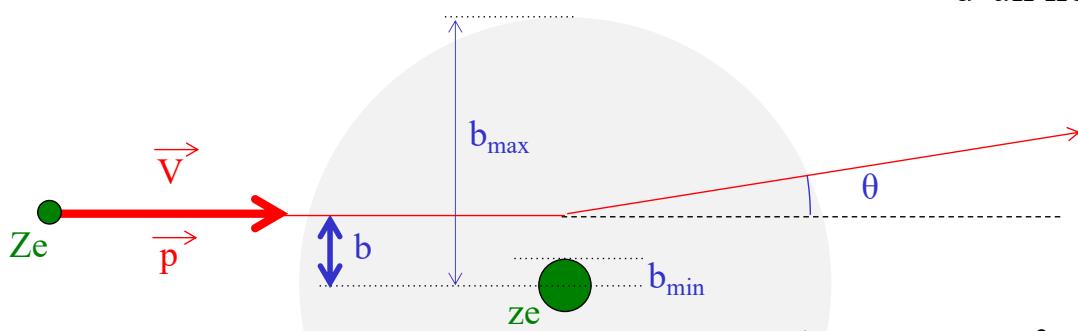
Matériau	z	T _c MeV	ρX_0 g/cm ²	X ₀ cm
H ₂ (liq)	1	340	61.28	866
He (liq)	2	220	94.32	756
C	6	103	42.7	18.8
Al	13	47	24.01	8.9
Fe	26	24	13.84	1.76
Pb	82	6.9	6.37	0.56
Air (STP)	-	83	36.66	30420
Eau	-	93	36.08	36.1

Perte d'énergie spécifique (muons)



Diffusion coulombienne

dans le champ d'un noyau

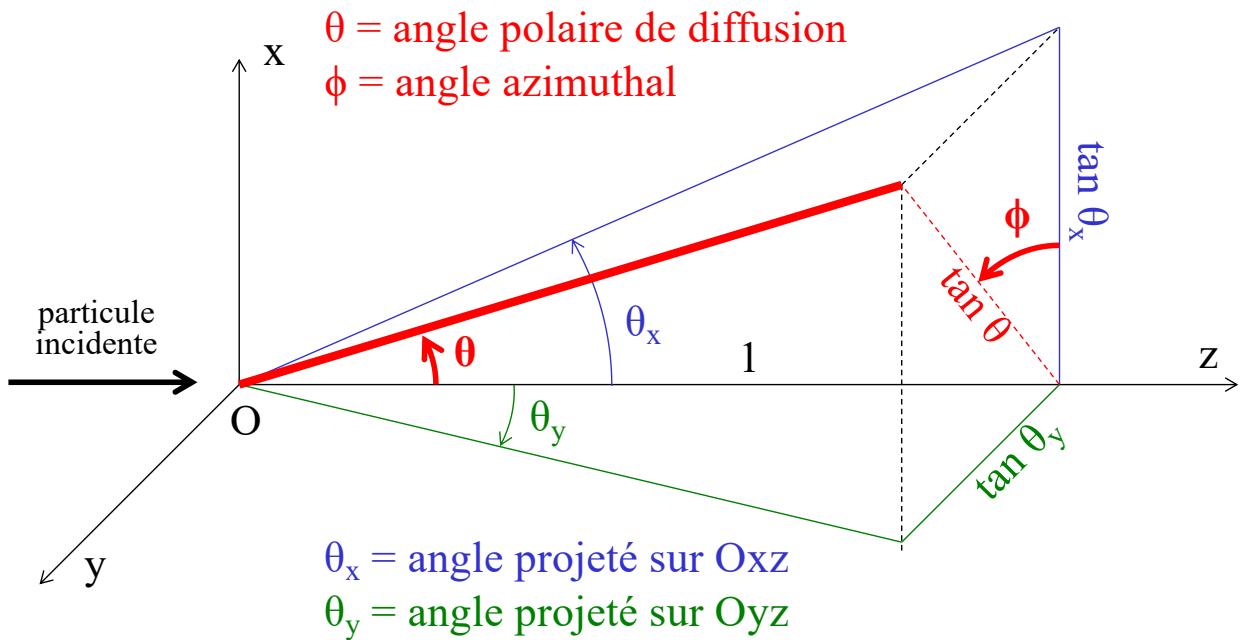


- Avec l'approximation $\theta \ll 1$: $\theta \approx \tan \theta = \frac{-\Delta p_y}{p} = \frac{Zze^2}{2\pi\epsilon_0 V bp}$
- Angle de déflexion quadratique moyen:

$$\begin{aligned} \langle \theta^2 \rangle &= \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} \theta^2 \Sigma(\theta) d\theta = \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \theta^2 \frac{2\pi b db}{\pi b_{\max}^2} \\ &= \frac{1}{2\pi\epsilon_0^2} \left(\frac{Zze^2}{Vp} \right)^2 \ln \left(\frac{b_{\max}}{b_{\min}} \right) \frac{1}{\pi b_{\max}^2} \end{aligned}$$

prob. de diffusion à un angle compris entre θ et $\theta + d\theta$

Projections de l'angle de diffusion



$$\begin{aligned} \tan \theta_x &= \tan \theta \cos \phi & \xrightarrow{\text{petits angles}} \theta_x &\approx \theta \cos \phi \\ \tan \theta_y &= \tan \theta \sin \phi & \theta_y &\approx \theta \sin \phi \end{aligned}$$

Théorème central limite

Soient N variables aléatoires X_i indépendantes avec une **loi de distribution commune quelconque** de moyenne m et écart-type σ

On définit $Y = \sum_{i=1}^N X_i$ et $Z = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N X_i$
 Alors

- Y est une variable aléatoire de **moyenne mN** et d'**écart-type $\sigma\sqrt{N}$**
 - Z est une variable aléatoire de **moyenne m** et d'**écart-type σ/\sqrt{N}**
- et quand $N \rightarrow \infty$,

Y et Z tendent vers des variables aléatoires gaussiennes !

En pratique, la gaussienne est souvent une bonne approximation dès $N \sim 6$

Diffusion coulombienne multiple

- Pour 1 diffusion:

$$\langle \theta_x \rangle = \langle \theta \cos \phi \rangle = \langle \theta \rangle \langle \cos \phi \rangle = 0$$

$$\langle \theta_x^2 \rangle = \langle \theta^2 \cos^2 \phi \rangle = \langle \theta^2 \rangle \langle \cos^2 \phi \rangle = \frac{1}{2} \langle \theta^2 \rangle$$

- Pour N diffusions successives:

$$\Theta_x = \sum_{i=1}^N \theta_{x,i}$$

$$\langle \Theta_x \rangle = N \langle \theta_x \rangle = 0$$

$$\sigma_x^2 = \langle \Theta_x^2 \rangle = N \langle \theta_x^2 \rangle = \frac{N}{2} \langle \theta^2 \rangle$$

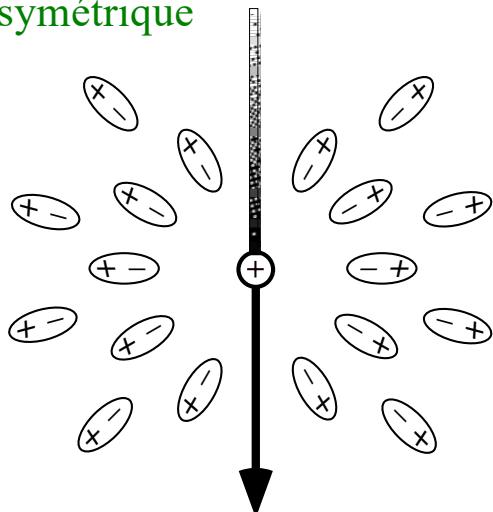
- Pour un écran d'épaisseur x:

$$\sigma_x = \sigma_y \approx \frac{15 \text{ MeV}}{\text{pc } \beta} |Z| \sqrt{\frac{x}{X_0}}$$

X_0 = longueur de rayonnement

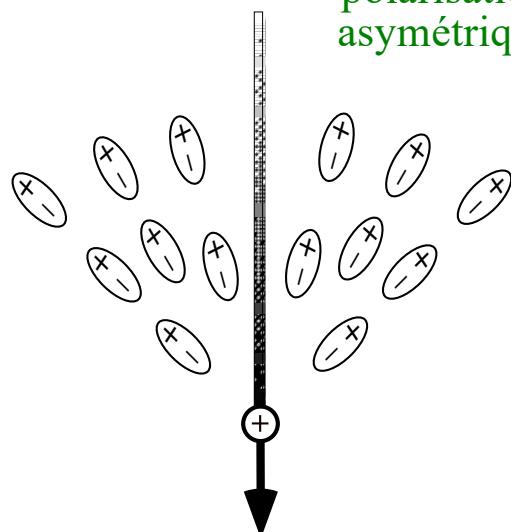
Effet Cherenkov

polarisation symétrique



(a) $v < c/n$

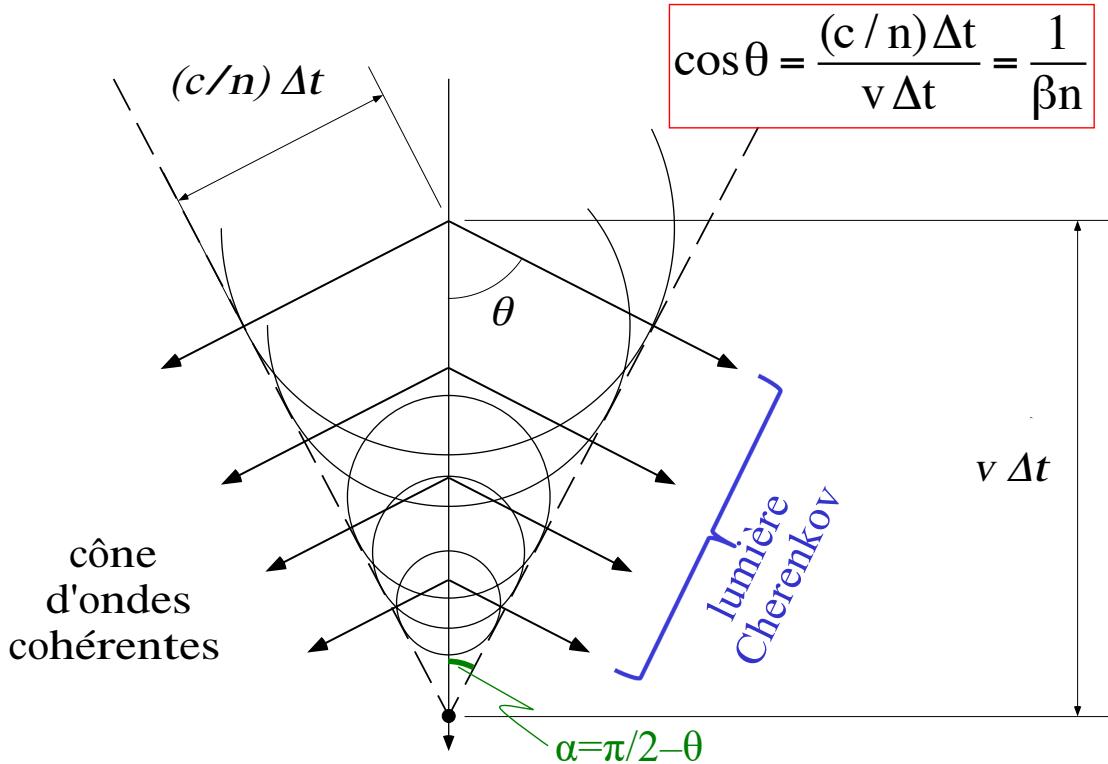
polarisation asymétrique



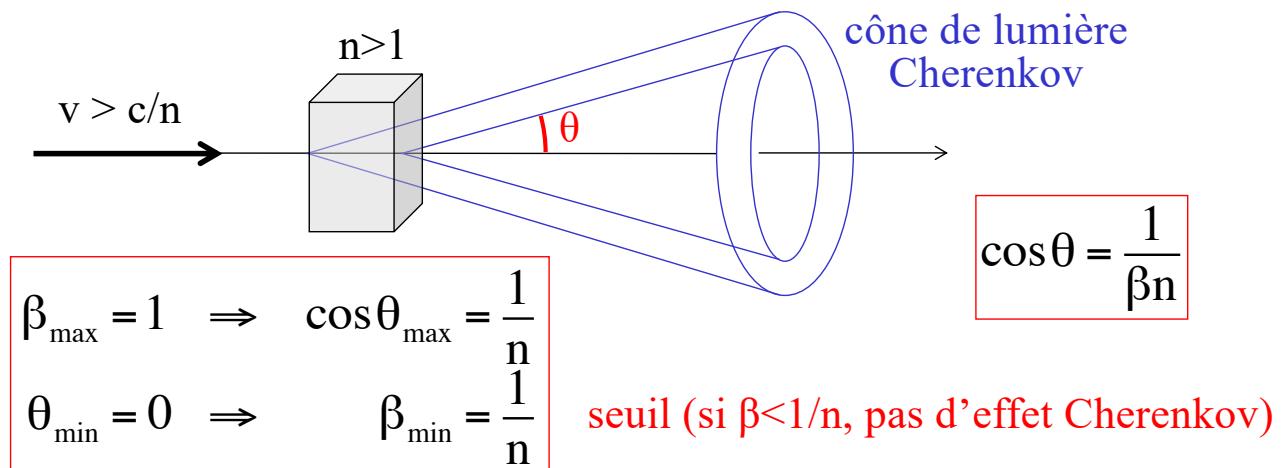
(b) $v > c/n$

c/n = vitesse de la lumière dans le milieu d'indice de réfraction n (≥ 1)
= vitesse de propagation du champ é.m. produit par la particule

Effet Cherenkov



Effet Cherenkov



- Au seuil: $p_{\min} = m\gamma_{\min}\beta_{\min}c = mc \frac{\beta_{\min}}{\sqrt{1-\beta^2_{\min}}} = \frac{mc}{\sqrt{n^2-1}}$
 $\Rightarrow n = \sqrt{\left(\frac{mc^2}{p_{\min}c}\right)^2 + 1}$
- Exemple: pions chargés de 15 GeV/c $\Rightarrow n=1.0000436$ (gaz)

Interactions des photons dans la matière

(phénomènes é.m. uniquement)

- Absorption atomique**



absorption



absorption + éjection e^-

effet photoélectrique

domine à petit E_γ

- Diffusion**



diffusion (cohérente de Rayleigh) sur un atome



diffusion sur un électron

effet Compton

- Production de paires (“conversion”)**



dans champ Coulombien des noyaux (ou des électrons)

matérialisation en e^+e^-

domine à grand E_γ

$\downarrow E_\gamma$

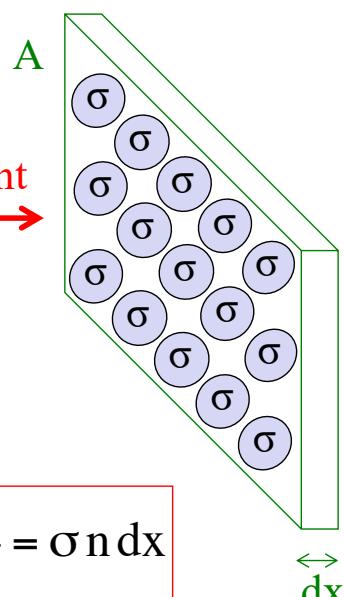
- Absorption nucléaire**



Section efficace

cible d'aire A et d'épaisseur dx
 N “centres” d'aire σ

γ incident



$$\boxed{\text{Probabilité d'interaction} = \frac{\sigma N}{A} = \frac{\sigma n A dx}{A} = \sigma n dx}$$

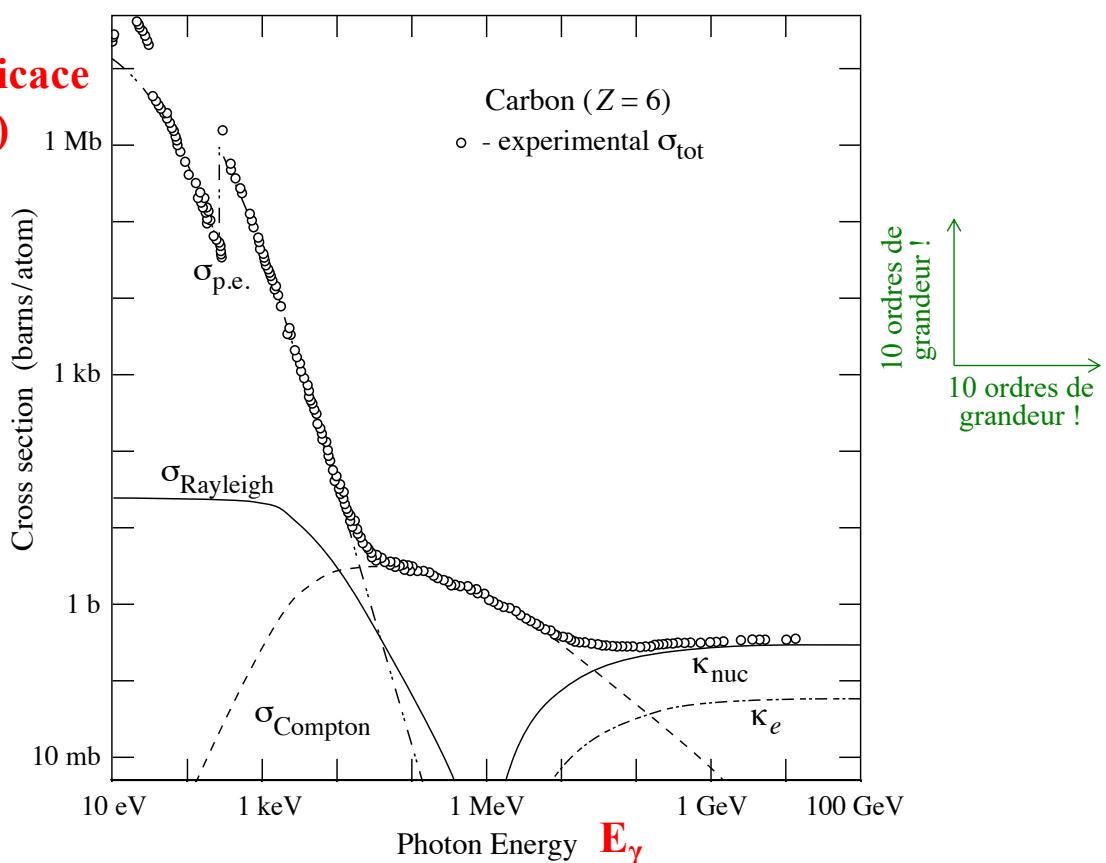
Section efficace totale $\sigma =$ probabilité d'interaction sur une cible contenant un centre par unité de surface

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

Interactions des photons dans la matière

Section efficace

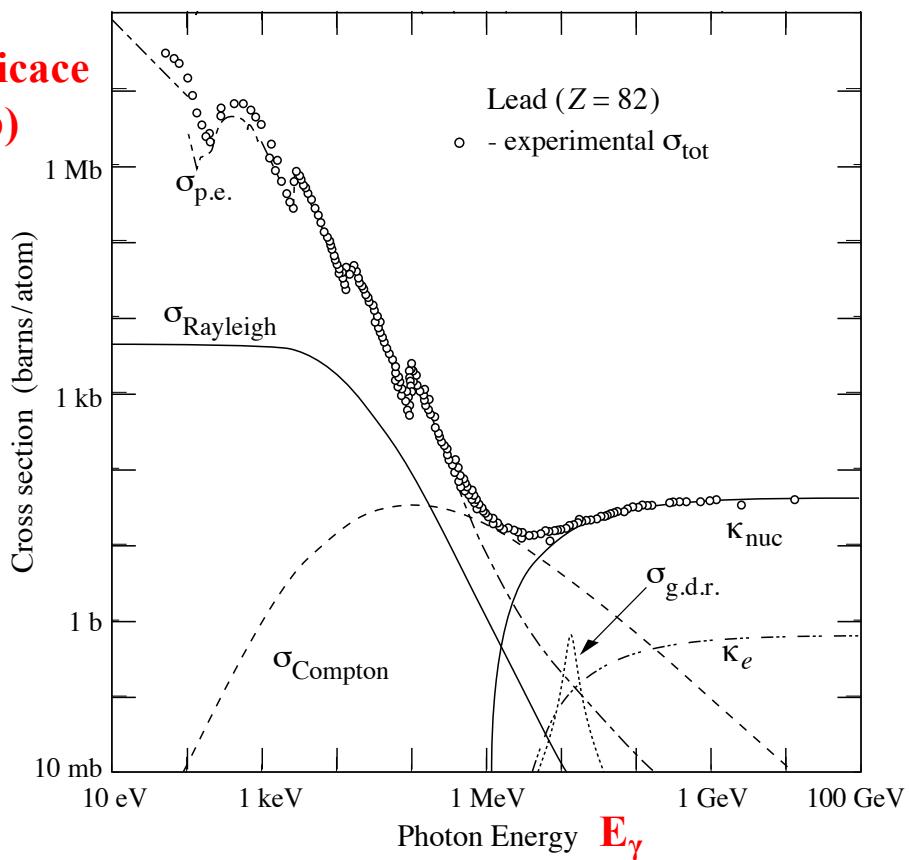
$$\sigma(\gamma+C)$$



Interactions des photons dans la matière

Section efficace

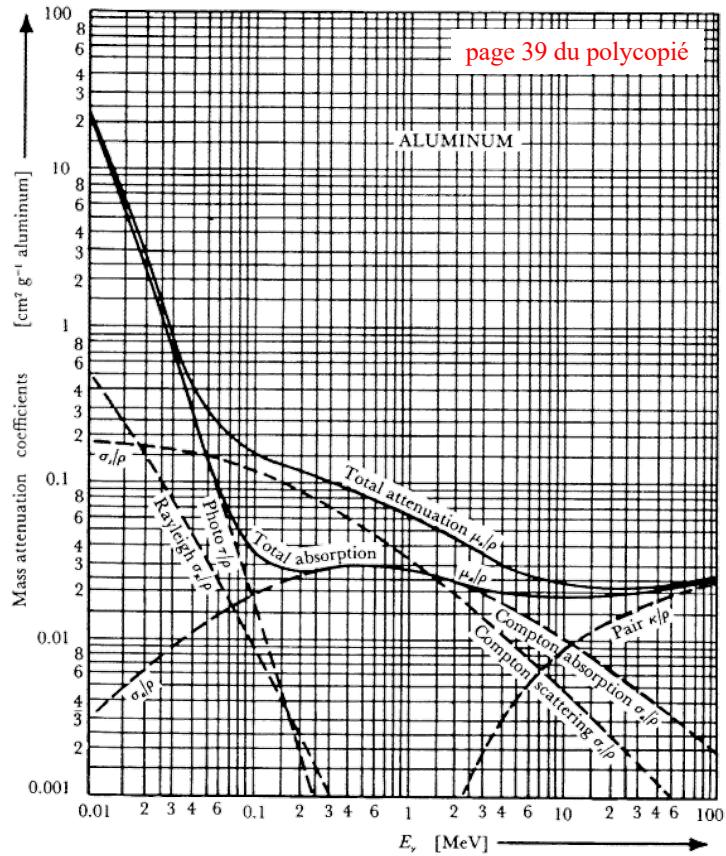
$$\sigma(\gamma+\text{Pb})$$



Coefficient d'atténuation massique μ

$$\mu = \frac{n\sigma}{\rho} = \frac{N_A}{A}\sigma$$

- $n = \text{densité atomique}$
[cm^{-3}]
 - $\rho = \text{masse volumique}$
[g/cm^3]
 - $N_A = \text{nombre}$
d'Avogadro [mol^{-1}]
 - $A = \text{masse atomique}$
[g/mol]

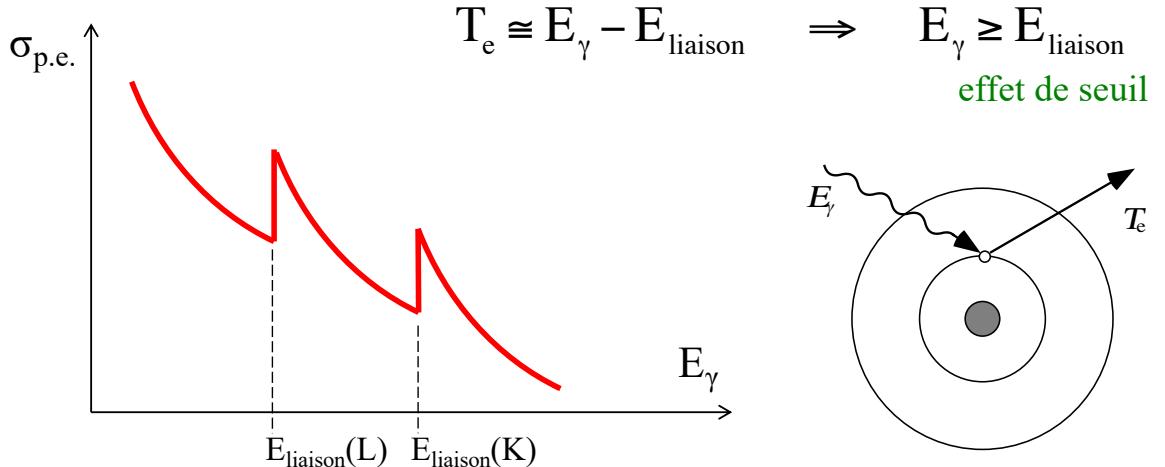


OS, 12 mars 2025

59

Effet photoélectrique

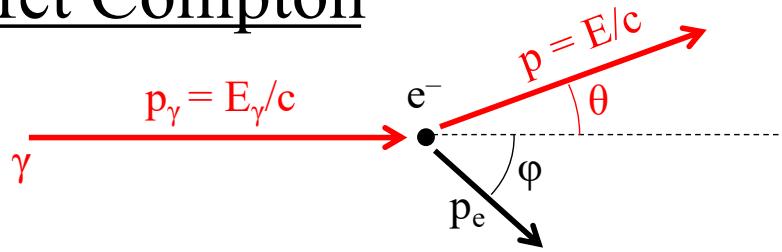
- Un électron lié à l'atome absorbe le photon incident et est libéré avec une énergie cinétique T_e :



- Calcul théorique $\sigma_{\text{p.e.}}(K) = \frac{32\pi}{3} \sqrt{2} z^5 \alpha^4 \left(\frac{mc^2}{E_\gamma} \right)^{7/2}$ où $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137}$

Effet Compton

- Collision d'un photon d'énergie E_γ sur un électron au repos



- Conservation quantité de mouvement et énergie:
 - 3 équations pour 4 inconnues (E, p_e, θ, ϕ)
 - élimination de p_e et ϕ pour obtenir une relation entre E et θ

$$E = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{mc^2}(1 - \cos\theta)}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{E_\gamma}{c} = \frac{E}{c} \cos\theta + p_e \cos\phi \\ 0 = \frac{E}{c} \sin\theta - p_e \sin\phi \\ E_\gamma + mc^2 = E + \sqrt{(p_e c)^2 + (mc^2)^2} \end{array} \right.$$

$$T_e = E_e - mc^2 = E_\gamma - E = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{mc^2}{E_\gamma(1 - \cos\theta)}}$$

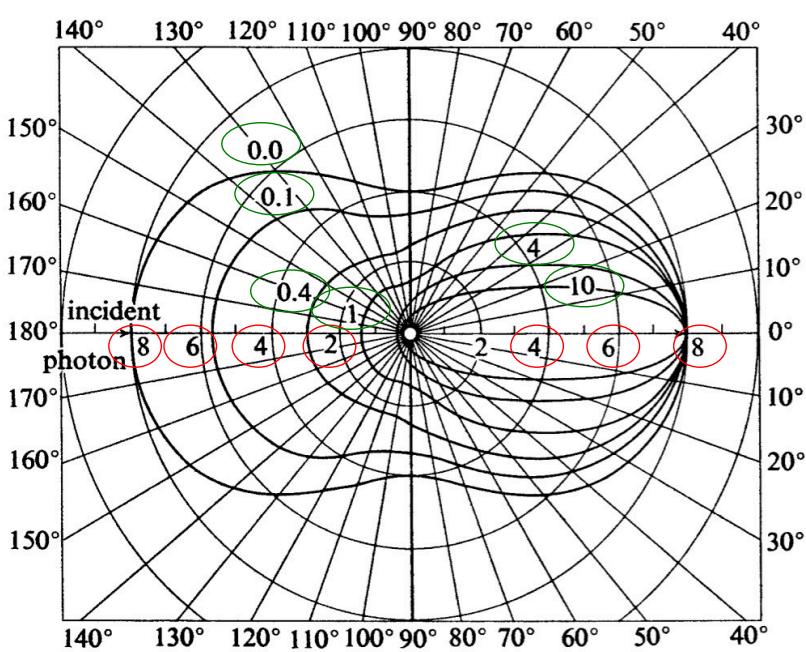
formule de Compton

T_e maximum quand $\theta = \pi$

Effet Compton

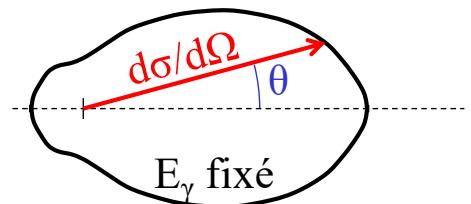
- Calcul en électrodynamique quantique (QED)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mc^2} \right)^2 \frac{1}{2} \left(\frac{E}{E_\gamma} \right)^2 \left(\frac{E_\gamma}{E} + \frac{E}{E_\gamma} - \sin^2\theta \right)$$



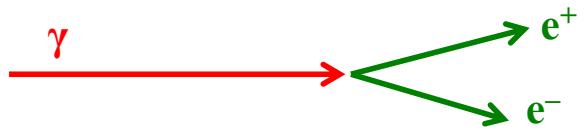
$$\frac{E}{E_\gamma} = \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{mc^2}(1 - \cos\theta)}$$

E_γ en MeV
 $d\sigma/d\Omega$ en fm^2

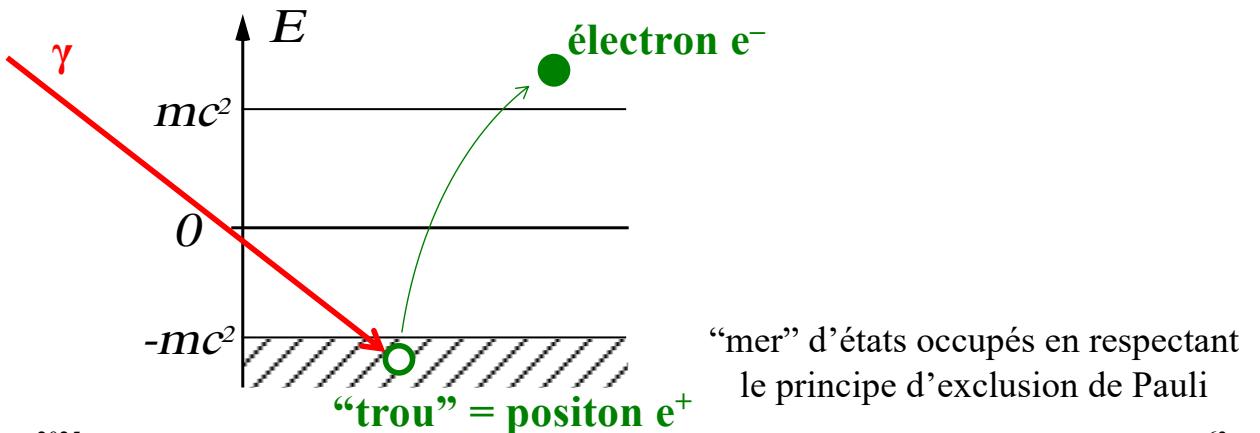


Création de paire

- Possible seulement dans le champ d'un noyau (ou électron) et si $E_\gamma > 2mc^2$



- Equation de Dirac (équ. du mvt de l' e^-):
 - solutions d'énergies positives $> +mc^2 \rightarrow$ particule
 - solutions d'énergies négatives $< -mc^2 \rightarrow$ antiparticule

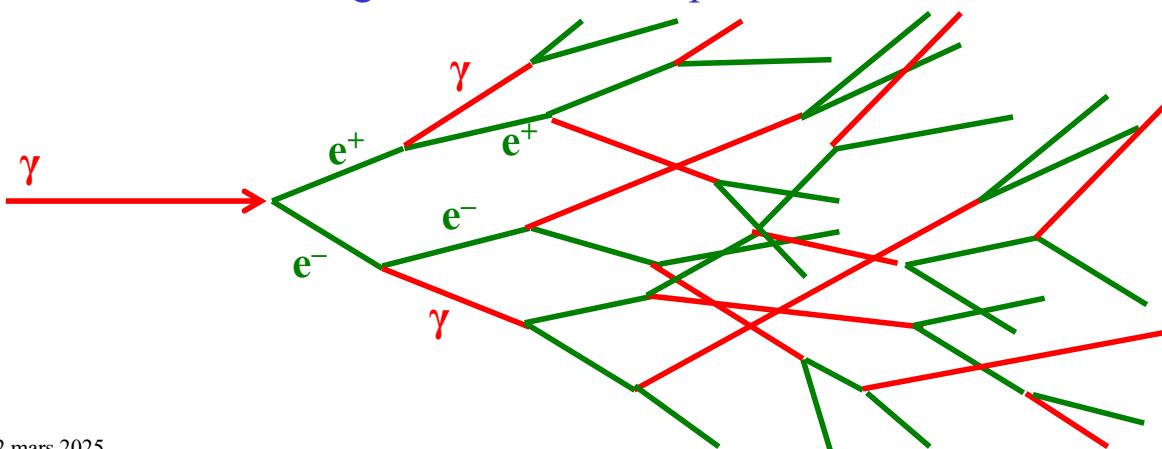


Création de paire

- Calcul en électrodynamique quantique (QED):

$$\sigma_{\text{paire}} \approx z^2 \alpha^3 \left(\frac{\hbar c}{mc^2} \right)^2 \left[\frac{28}{9} \ln \left(\frac{2E_\gamma}{mc^2} \right) - \frac{218}{27} \right]$$

- Gerbe électromagnétique = succession de processus de Bremsstrahlung et de création de paire dans la matière



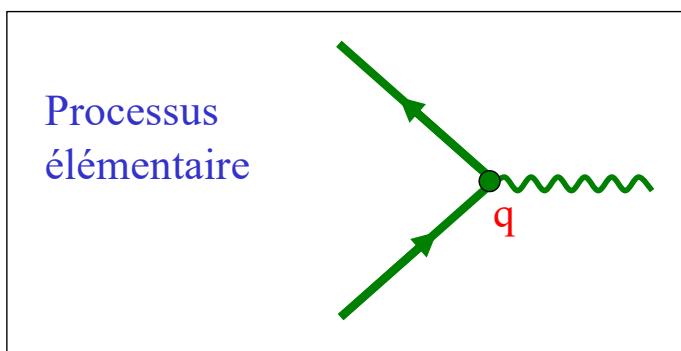
Quel point commun ?

	Processus	Section efficace
	Diffusion de Rutherford	$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Zze^2}{16\pi\epsilon_0 T} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)}$
	Perte d'énergie par collisions	$\sigma \propto -\frac{dT}{dx} \Big _{\text{coll}} \cong \frac{Z^2 e^4 n z}{4\pi\epsilon_0^2 m c^2 \beta^2} \left[\ln \left(\frac{2mc^2}{I} \cdot \frac{\beta^2}{1-\beta^2} \right) - \beta^2 \right]$
	Rayonnement de freinage	$\sigma \propto -\frac{dT}{dx} \Big _{\text{rad}} \cong T \frac{4e^6 n z (z+1.3)}{(4\pi\epsilon_0)^3 \hbar c (mc^2)^2} \left[\ln \left(\frac{183}{z^{1/3}} \right) + \frac{1}{8} \right]$
	Diffusion Compton	$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m c^2} \right)^2 \frac{1}{2} \left(\frac{E}{E_\gamma} \right)^2 \left(\frac{E_\gamma}{E} + \frac{E}{E_\gamma} - \sin^2 \theta \right)$
	Création de paire	$\sigma_{\text{paire}} \approx z^2 \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \right)^3 \left(\frac{\hbar c}{mc^2} \right)^2 \left[\frac{28}{9} \ln \left(\frac{2E_\gamma}{mc^2} \right) - \frac{218}{27} \right]$

Tous des processus électromagnétiques, avec $\sigma \sim (e^2)^n \sim \alpha^n$, où $n=2$ ou 3

Electrodynamique quantique

(QED = quantum electrodynamics)



= particule chargée (e^- , e^+ , μ^- , μ^+ , ...)

= photon = champ électromagnétique

= vertex = couplage entre particule chargée et champ électromagnétique

= « force » du couplage = charge électrique

Diffusion électron-électron

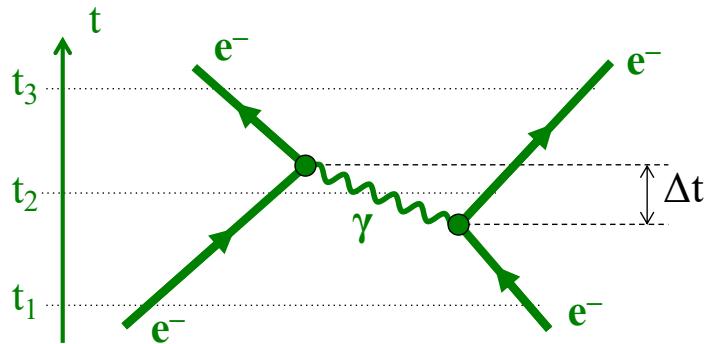
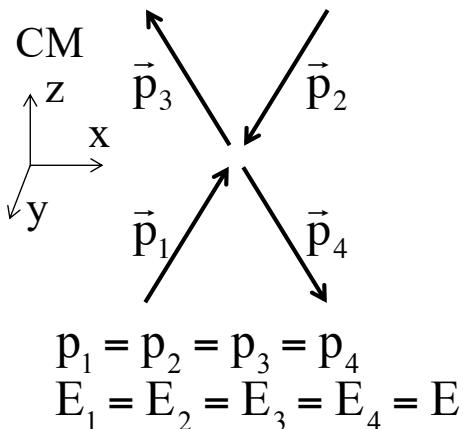


Diagramme de Feynman

Avant: $E_{\text{tot}}(t_1) = E_1 + E_2 = 2E$

Pendant: $E_{\text{tot}}(t_2) = E_1 + E_4 + E_\gamma = 2E + E_\gamma$

Après: $E_{\text{tot}}(t_3) = E_3 + E_4 = 2E$

Energie violée d'une quantité
 $\Delta E = E_\gamma$ pendant un temps Δt

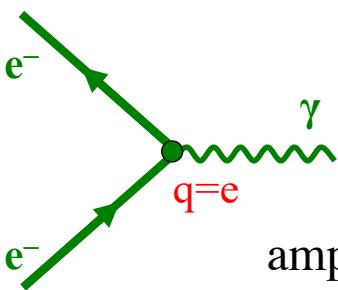
Alternative: énergie et quantité de mouvement conservées à chaque vertex

$$\Rightarrow \begin{cases} E_\gamma = 0 \\ \vec{p}_\gamma = \vec{p}_3 - \vec{p}_1 = \vec{p}_2 - \vec{p}_4 \neq 0 \end{cases} \Rightarrow E_\gamma \neq p_\gamma c \quad \text{photon virtuel}$$

Particule d'énergie E et d'implusion \vec{p}

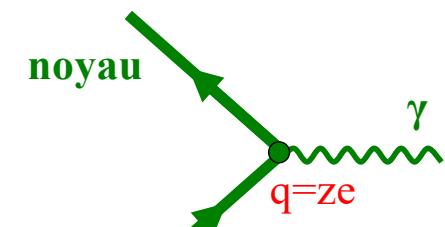
- Si $E^2 - \vec{p}^2 c^2 = m^2 c^4$
alors la particule est **réelle** ("on shell")
 - la particule existe (comme particule libre) dans l'état initial ou l'état final d'un processus
- Si $E^2 - \vec{p}^2 c^2 \neq m^2 c^4$
alors la particule est **virtuelle** ("off shell")
 - la particule n'apparaît pas dans l'état initial ou final d'un processus; elle est échangée au cours du processus, entre deux vertex d'un diagramme de Feynman

QED



amplitude \propto constante de couplage = e

$$\text{probabilité} = |\text{amplitude}|^2 \propto \alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137}$$

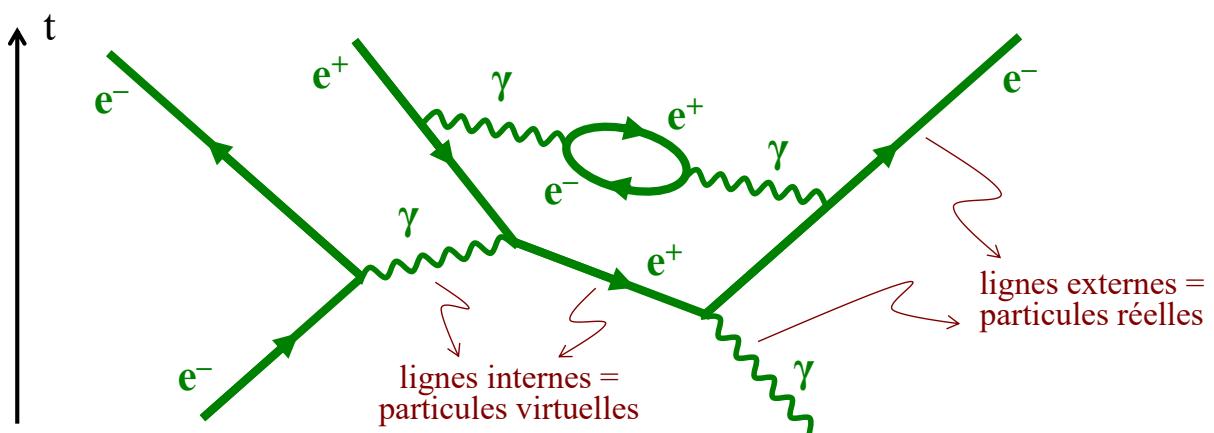


amplitude \propto ze

$$\text{probabilité} \propto z^2 \alpha \approx \frac{z^2}{137}$$

QED (suite)

Toute interaction électromagnétique est décrite par une combinaison de processus élémentaires \rightarrow **diagrammes de Feynman**



- NB:
 - une particule (e^-) a sa flèche dans le sens du temps
 - une antiparticule (e^+) a sa flèche dans le sens opposé au temps
 - le photon (γ), qui est sa propre antiparticule, n'a pas de flèche

$\text{amplitude} \propto \prod_{\text{vertex } i} q_i$	$\text{section efficace} \propto \text{amplitude} ^2$
---------------------------------------------------------	--------------------------------------------------------

QED (suite)

Plusieurs diagrammes de Feynman peuvent décrire le même processus (même état initial et même état final)

$$\sigma \propto |A_{\text{tot}}|^2 \quad \text{avec} \quad A_{\text{tot}} = \sum_i A_i$$

somme sur tous les diagrammes de Feynman possibles

A_i = amplitudes complexes \rightarrow phénomène d'interférences (constructives ou destructives) entre diagrammes

$$A_{\text{tot}} = \sum_k c_k \alpha^k = \sum_k c_k \left(\frac{1}{137} \right)^k = c_1 \frac{1}{137} + c_2 \underbrace{\left(\frac{1}{137} \right)^2}_{\text{n\'egligeable}} + c_3 \underbrace{\left(\frac{1}{137} \right)^3}_{\text{n\'egligeable}} + \dots$$

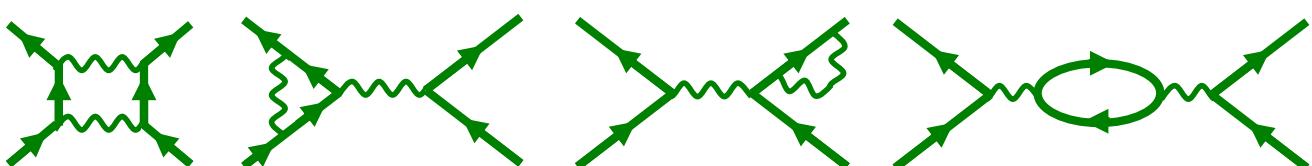
En première approximation, on ne considère que les diagrammes à l'ordre le plus bas en α , donc avec le plus petit nombre de vertex

Diffusion électron-électron (suite)

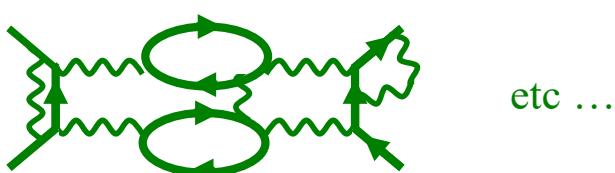
- Amplitude proportionnelle à e^2 , donc $\alpha = 1/137$



- Amplitudes proportionnelles à e^4 , donc $\alpha^2 = (1/137)^2$

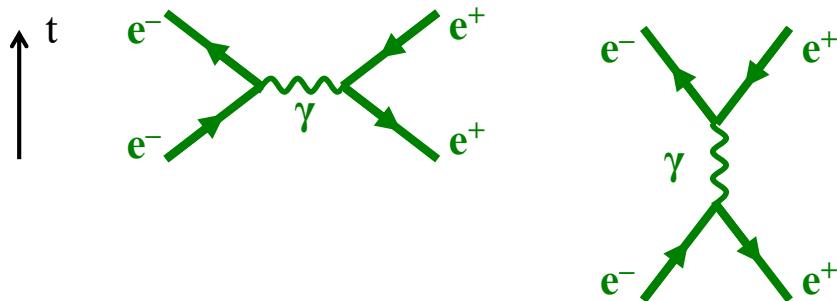


- Amplitudes proportionnelles à e^{14} , donc $\alpha^7 = (1/137)^7$



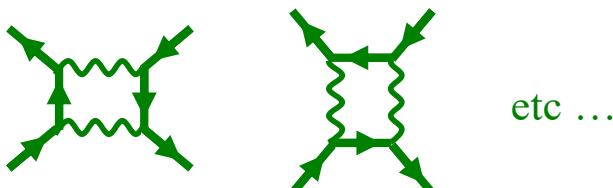
Diffusion électron-positon

- Amplitude proportionnelle à e^2 , donc $\alpha = 1/137$



$$\Rightarrow \sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-) \neq \sigma(e^-e^- \rightarrow e^-e^-)$$

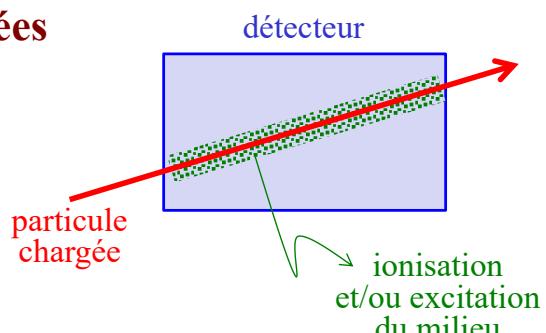
- Amplitudes proportionnelles à e^4 , donc $\alpha^2 = (1/137)^2$



Chapitre 3: DéTECTEURS

DéTECTION DES PARTICULES CHARGÉES

- plaques photographiques
- chambres à bulles
- scintillateurs
- détecteurs à gaz, chambres à fils
- détecteurs à semi-conducteur
- ...

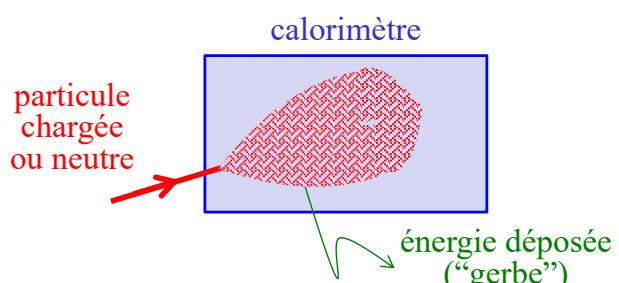


DéTECTION DES PARTICULES NEUTRES (n, γ, \dots)

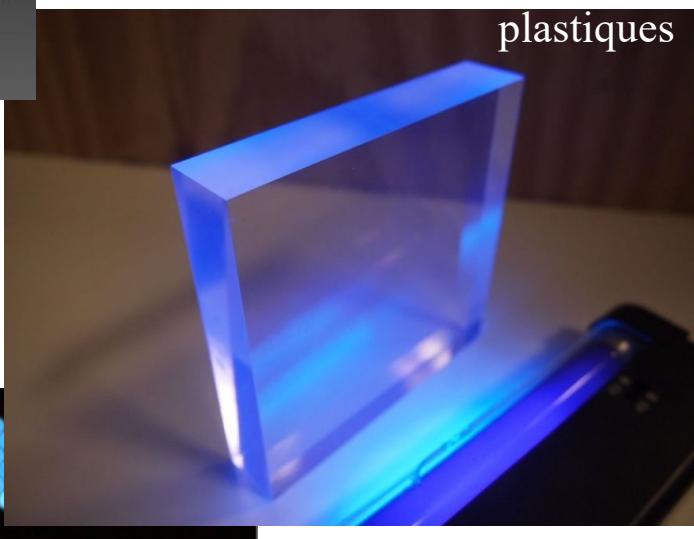
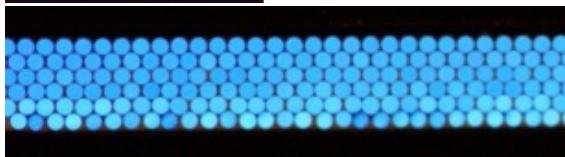
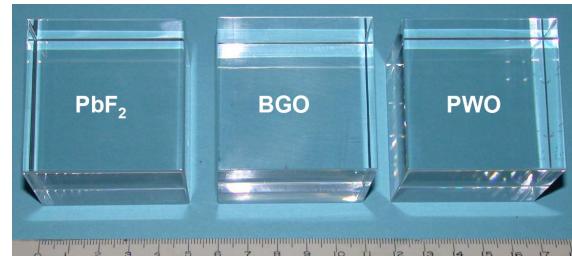
- particule neutre interagit dans le détecteur en produisant (ou donnant de l'énergie à) une particule chargée, qu'on détecte

“Calorimétrie”

- calorimètre électromagnétique
- calorimètre hadronique

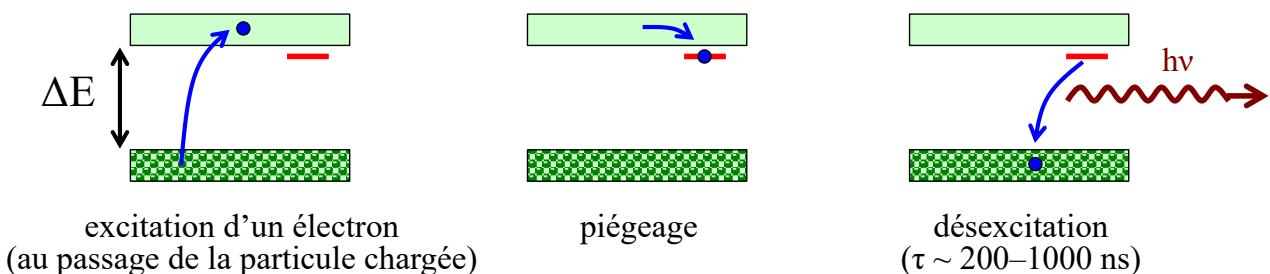
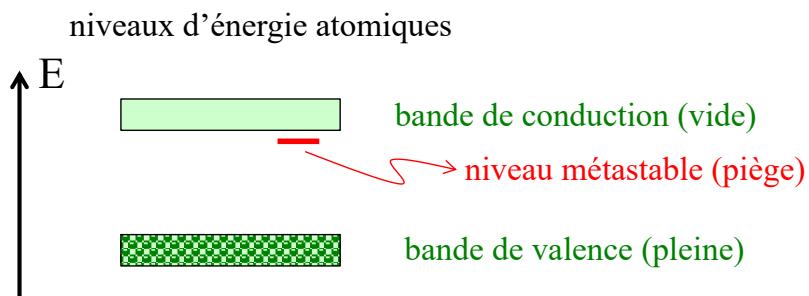


Scintillateurs



Cristaux scintillants (inorganiques)

- Exemples:
 - NaI(Tl)
 - CsI(Tl)
 - LiI(Eu)
 - BaF₂(Eu)

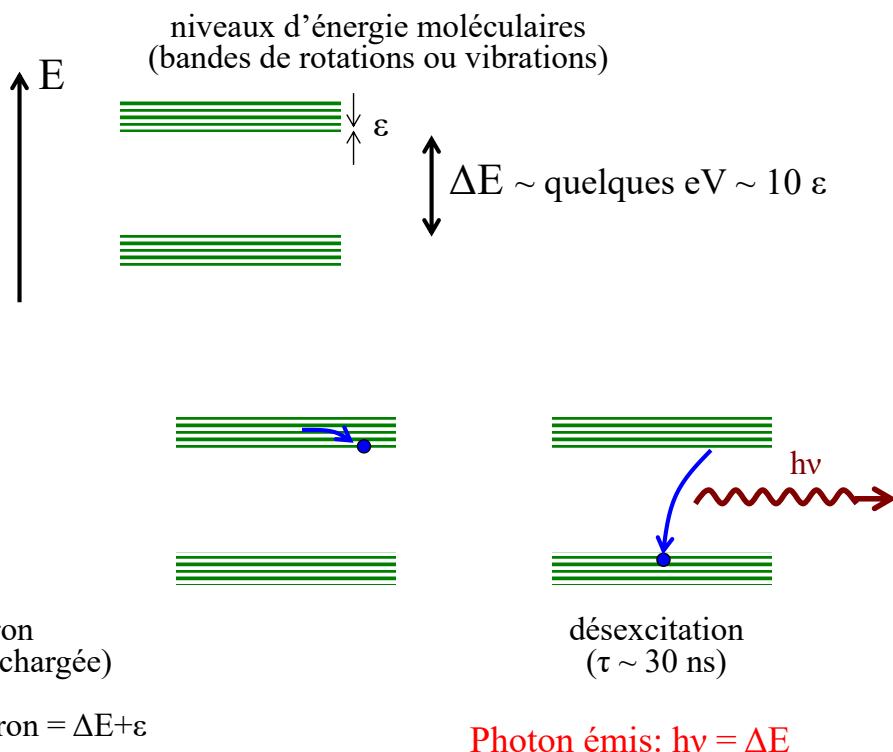


Photon émis: $h\nu < \Delta E \rightarrow$ ne peut pas être réabsorbé
 $h\nu \sim 3\text{ eV}$ pour NaI

Scintillateurs organiques

- Exemples:

- anthracène
- stilbène
- plastiques
- solutions organiques



Scintillateurs

Scintillateur	η (rel)	τ ns	λ nm
Anthracène	100	30	447
Plastic	NE 102	65	423
	NE 111	55	370
Liquide	NE 220	65	425
	NE 311	65	425
	NE 313	62	425
Cristaux	NaI(Tl)	230	413 → $h\nu = 3.0 \text{ eV}$
	CsI(Tl)	95	580
	BaF ₂ (Eu)	110	435
	BGO	35	480

organique

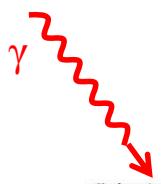
inorganique

η = rendement de scintillation

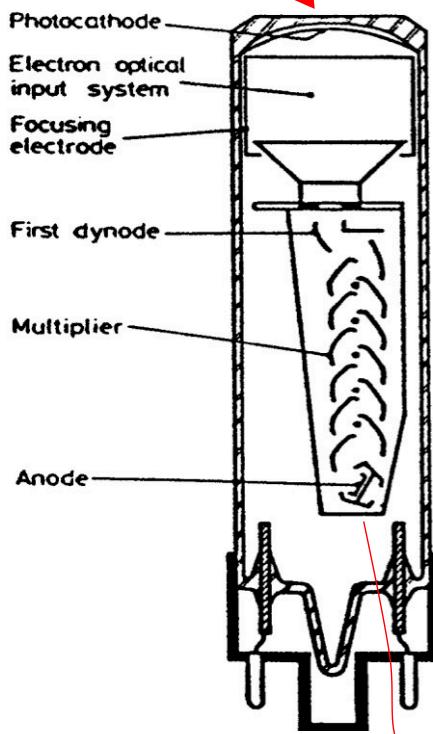
τ = durée de vie moyenne des niveaux excités

λ = longueur d'onde au maximum du spectre d'émission

$$E = pc = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = 2\pi \frac{\hbar c}{\lambda} \quad \hbar c = 197 \text{ MeV fm} = 197 \text{ eV nm}$$



Photomultiplicateur



$\varepsilon = \text{efficacité quantique (15--25\%)}$

$\Delta V \sim 1 \text{ kV}$

$$q = \int_0^\infty i(t) dt = N^{\text{photons}} f \varepsilon G e$$

$f = \text{facteur de collection lumineuse}$

$G = \text{gain photomultiplicateur} \sim 10^7$

$$\text{courant } i(t) = q \exp(-t/\tau)/\tau$$

Détecteurs d'ionisation à gaz

- Condensateur cylindrique rempli d'un gaz isolant:

- champ électrique:

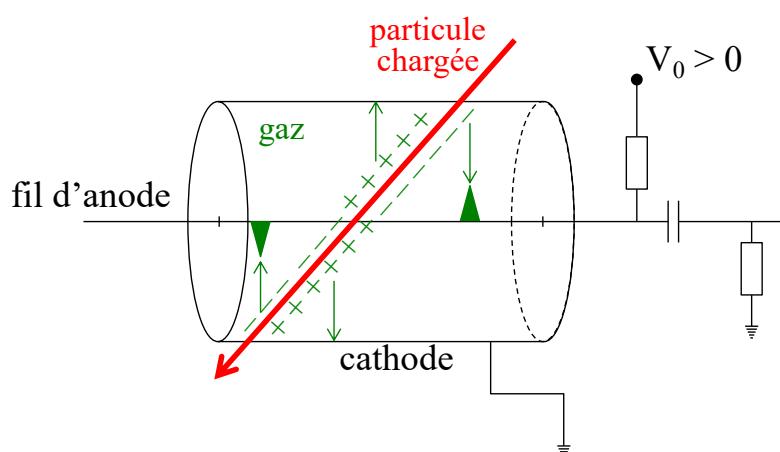
$$E(r) = \frac{1}{r} \frac{V_0}{\ln(b/a)}$$

$b = \text{diamètre tube}$
 $a = \text{diamètre fil}$

- mobilité des charges μ :

$$\vec{v}(r) = \mu \vec{E}(r)$$

$$\mu_{e^-} \sim 1000 \mu_{\text{ion}^+}$$

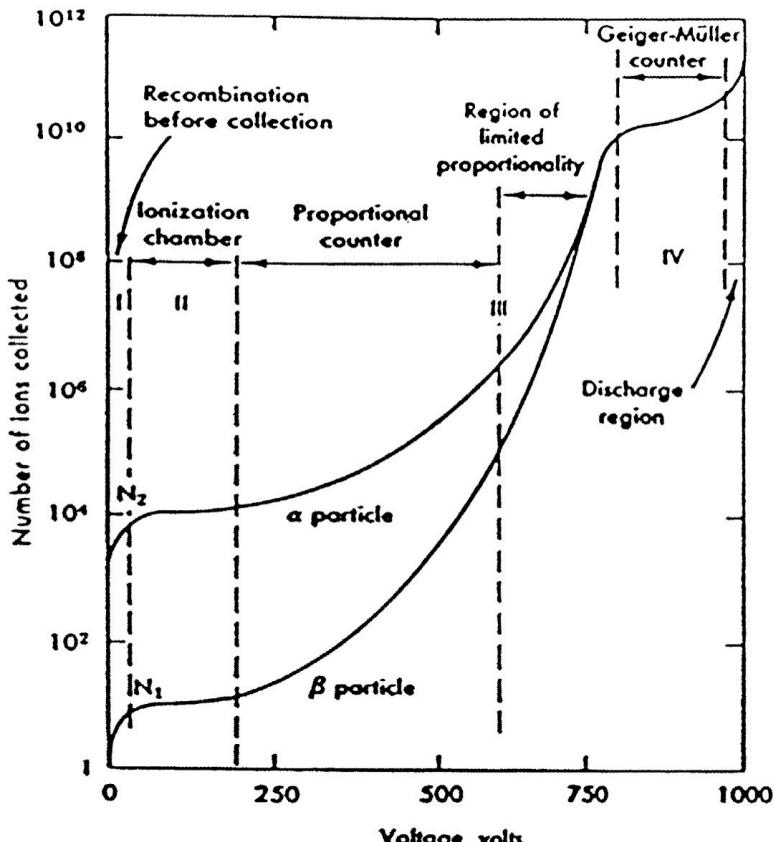


Au voisinage du fil d'anode,
multiplication des électrons par avalanche (▲)

DéTECTEURS D'IONISATION À GAZ

Modes opératoires

- I: recombinaison des charges
- II: chambre d'ionisation
- III: compteur proportionnel
- IV: compteur Geiger-Müller



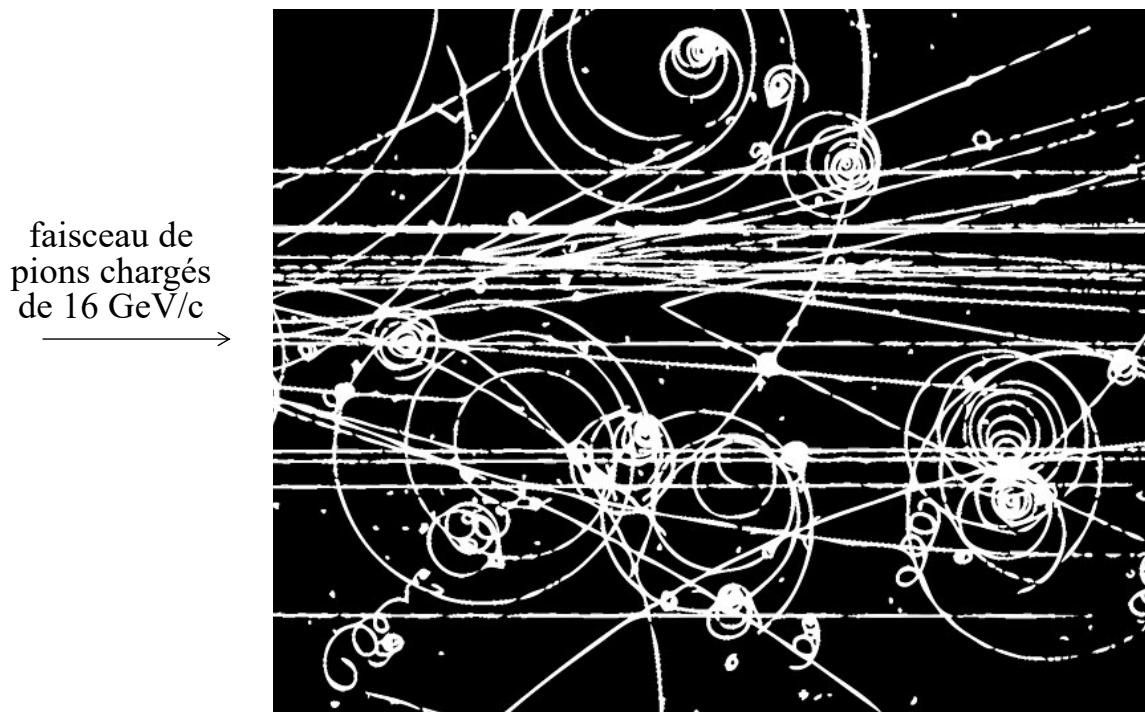
DÉTECTEURS À TRACES

- Anciens (technique photographique)
 - chambre à brouillard
 - chambre à bulles
 - émulsions
- Modernes (technique électronique)
 - chambre proportionnelle multifilaire (MWPC)
 - chambre à dérive
 - chambre à projection temporelle (TPC)
 - détecteur à microstrips (ou pixels) de Si
 - ...

... on en invente encore aujourd'hui

Photographie dans une chambres à bulles

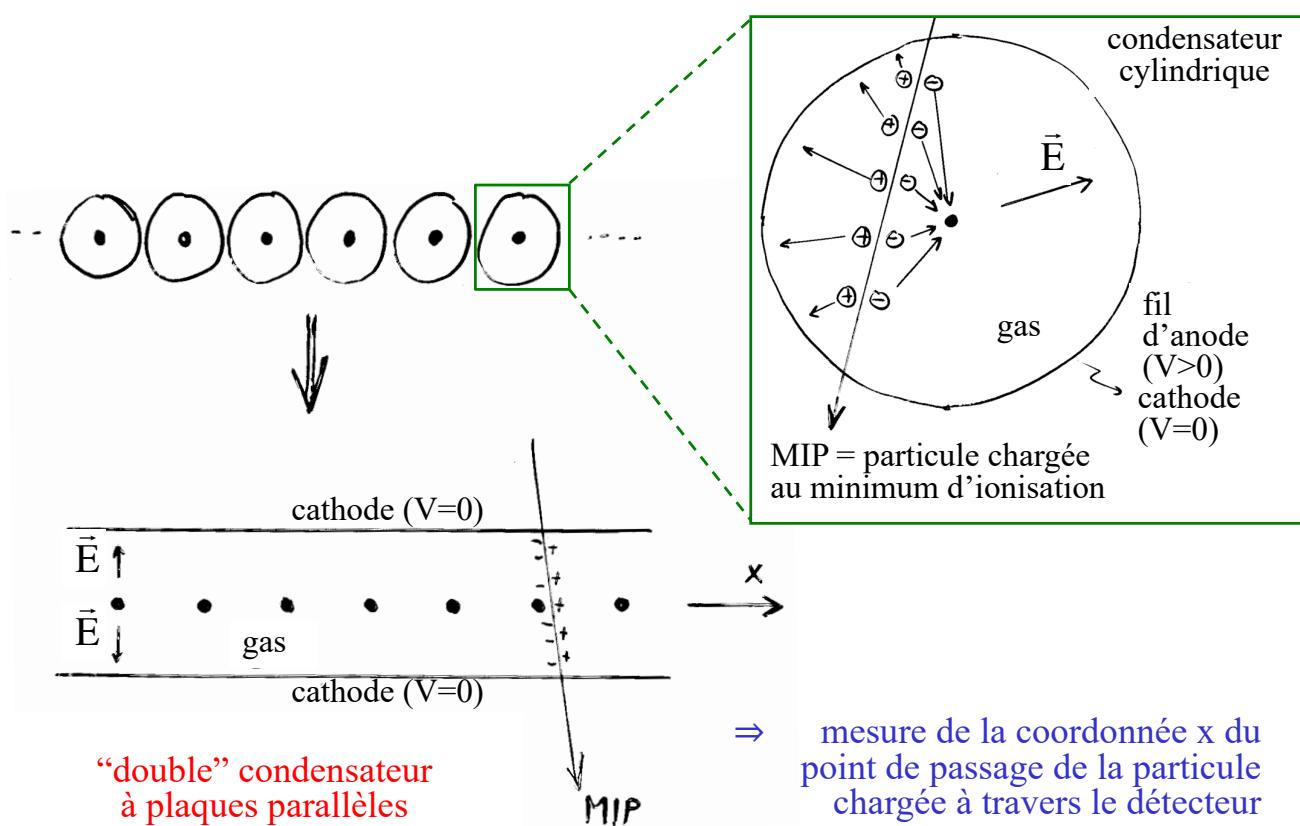
- Hydrogène liquide, $B = 1.5 \text{ T}$



OS, 2 avril 2025

83

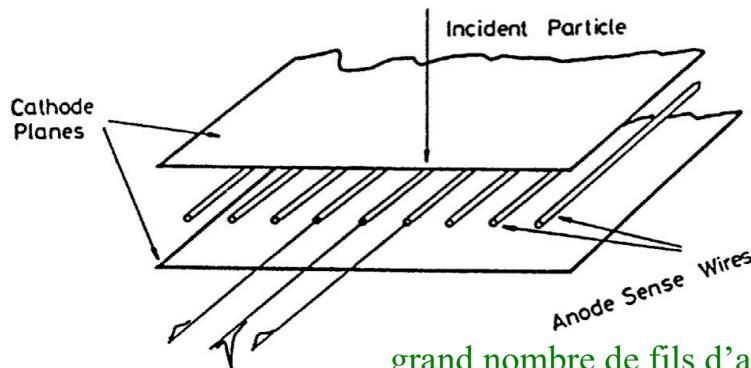
Chambre proportionnelle multifilaire



OS, 2 avril 2025

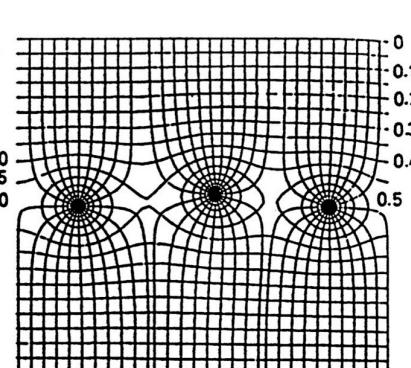
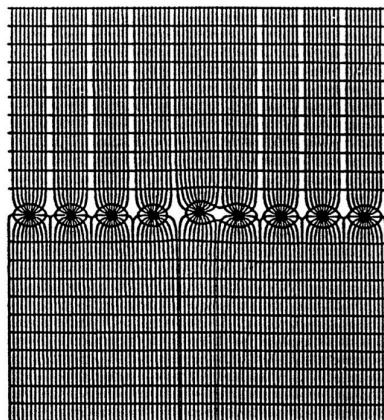
84

Chambre proportionnelle multifilaire



Invention de Georges Charpak (années 68–70)
→ prix Nobel en 1992

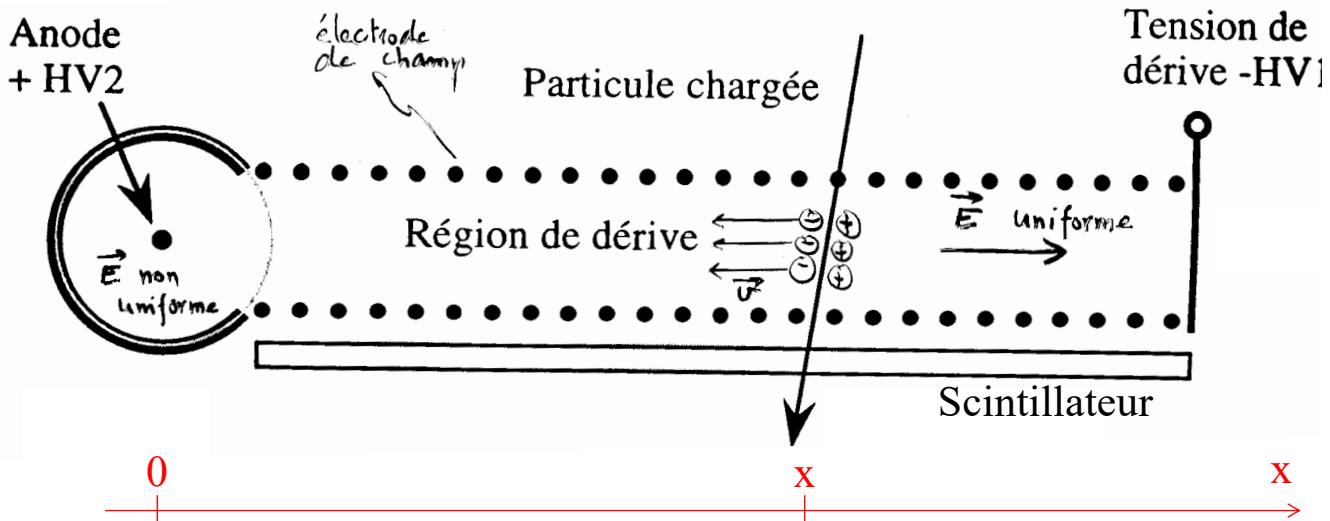
grand nombre de fils d'anode (canaux)
→ lecture électronique des signaux



champ électrique
~uniforme, sauf au
voisinage des fils
d'anode où $E \sim 1/r$

lignes de champ électrique et equipotentielles

Chambre à dérive



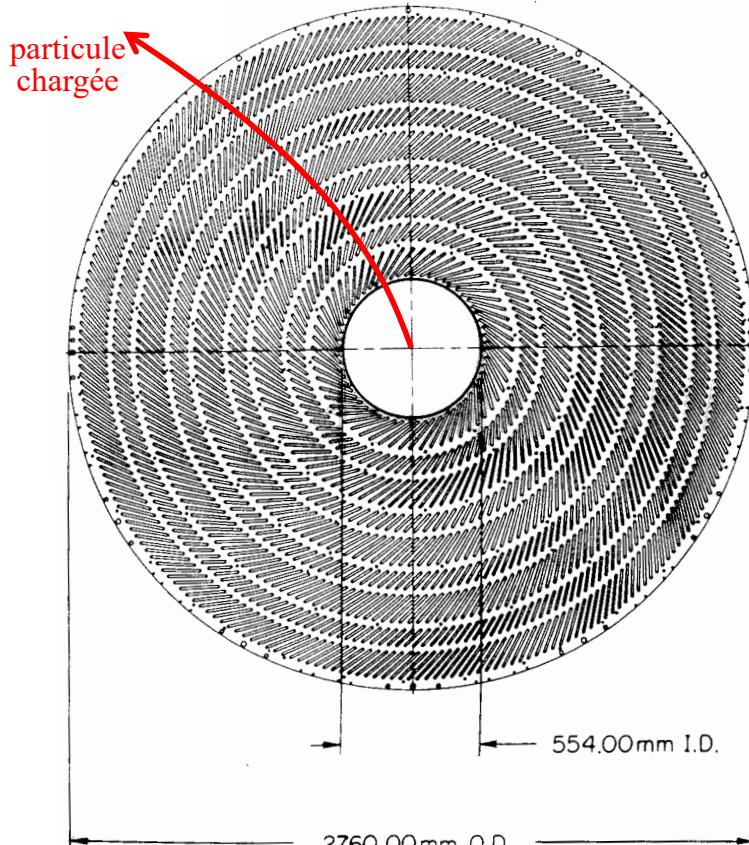
détection
sur l'anode
à $t=\Delta t$ en $x=0$

détection
à $t=0$ en x

$$x = v\Delta t$$

v = vitesse de dérive des électrons (~constante)

Chambre à dérive de CDF



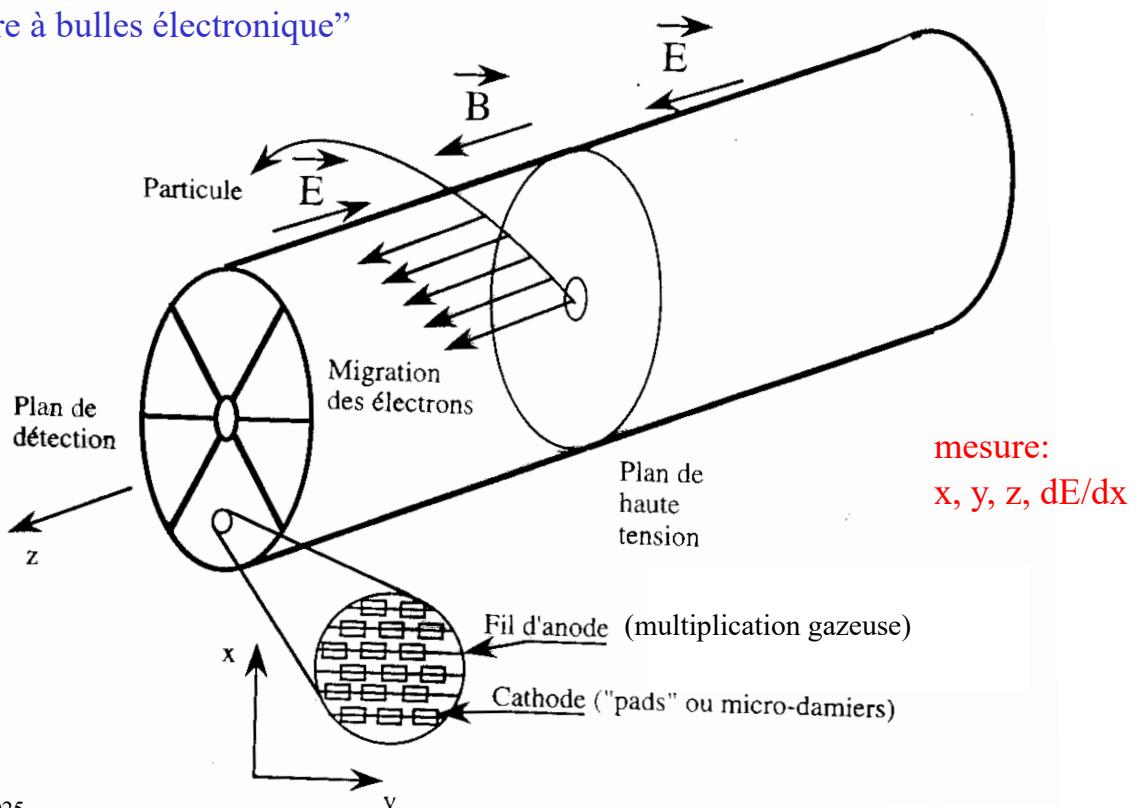
CDF = Collider
Detector
at Fermilab
(~1988–2011)

OS, 2 avril 2025

87

Chambre à projection temporelle

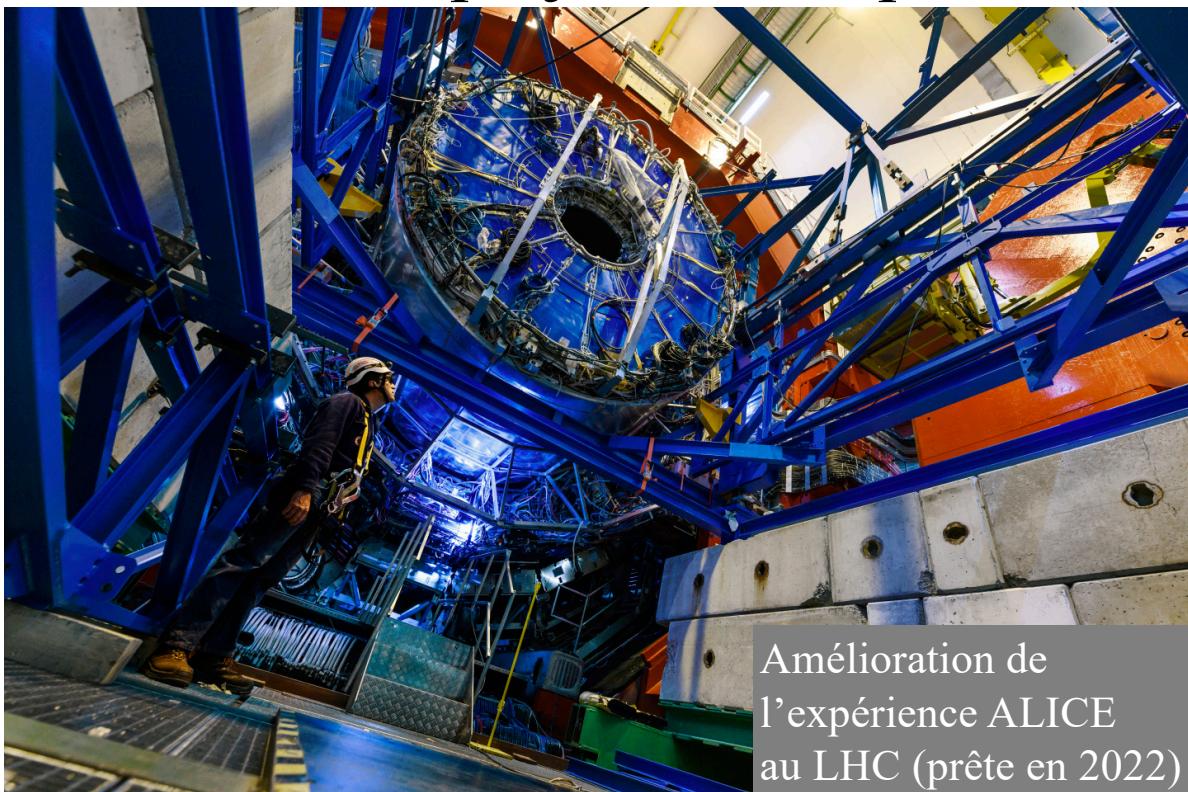
chambre proportionnelle multifilaire + chambre à dérive:
“chambre à bulles électronique”



OS, 2 avril 2025

88

Chambre à projection temporelle



TPC = Time Projection Chamber

OS, 2 avril 2025

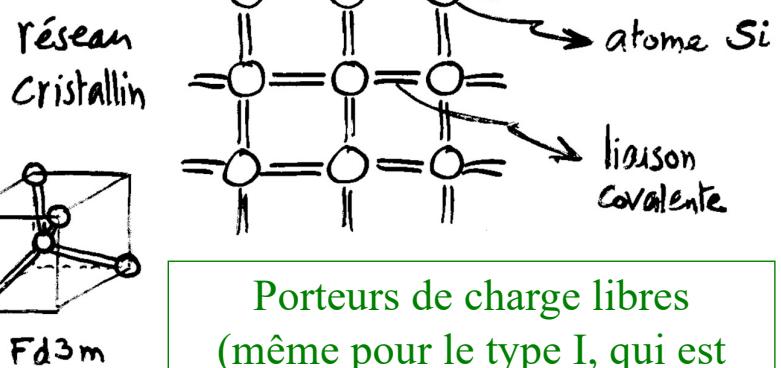
89

Semi-conducteurs

Intrinsèque (= pur)

Type I

- par exemple Si, Ge
- atomes tétravalents



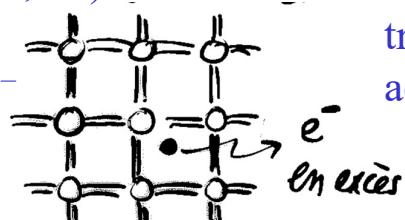
Porteurs de charge libres
(même pour le type I, qui est toujours légèrement de type N)

Extrinsèque (= dopé)

Type N

- dopant (P, As, ...)

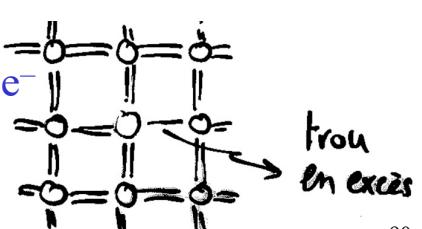
pentavalent
donneur d' e^-



Type P

- dopant (B, Al, Ga, ...)

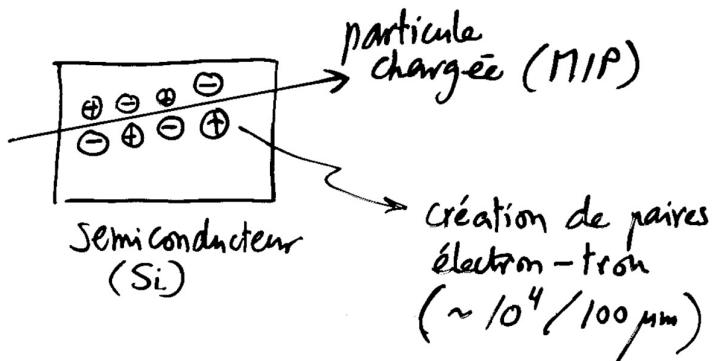
trivalent
accepteur d' e^-



OS, 2 avril 2025

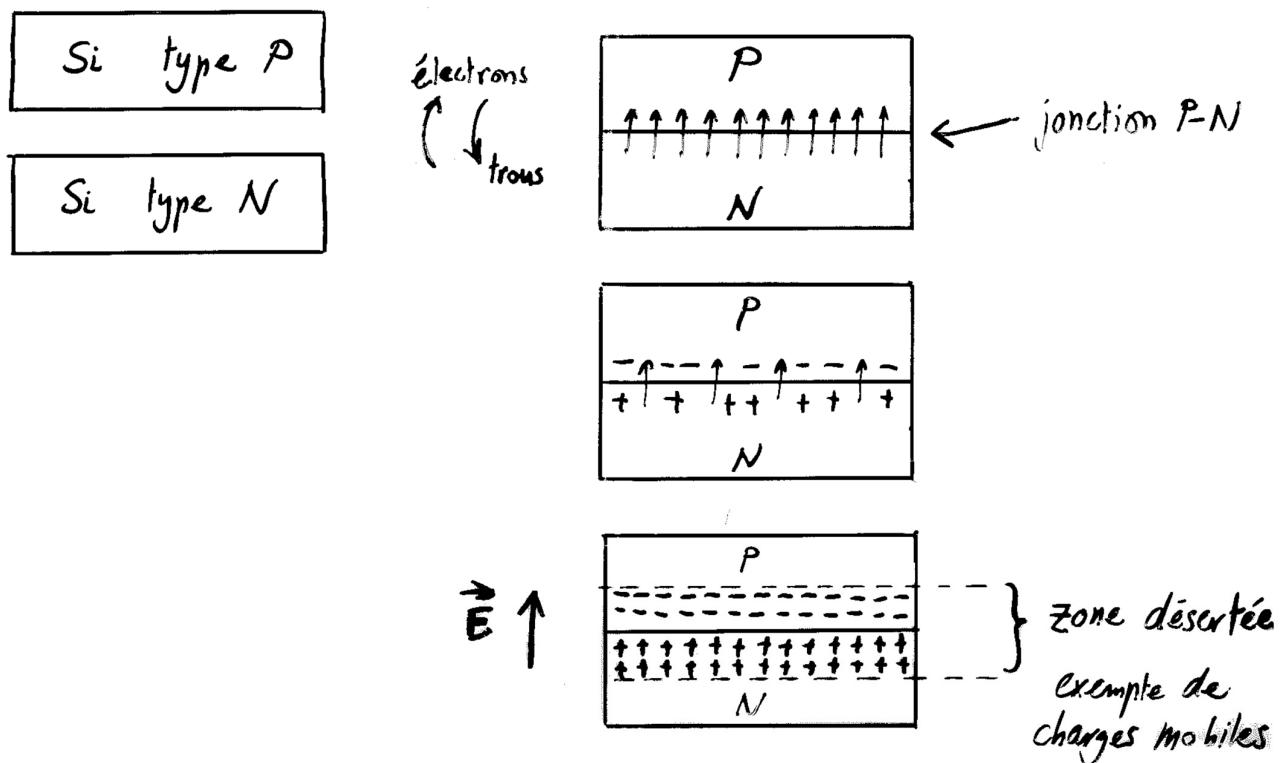
90

Détecteur à semi-conducteur



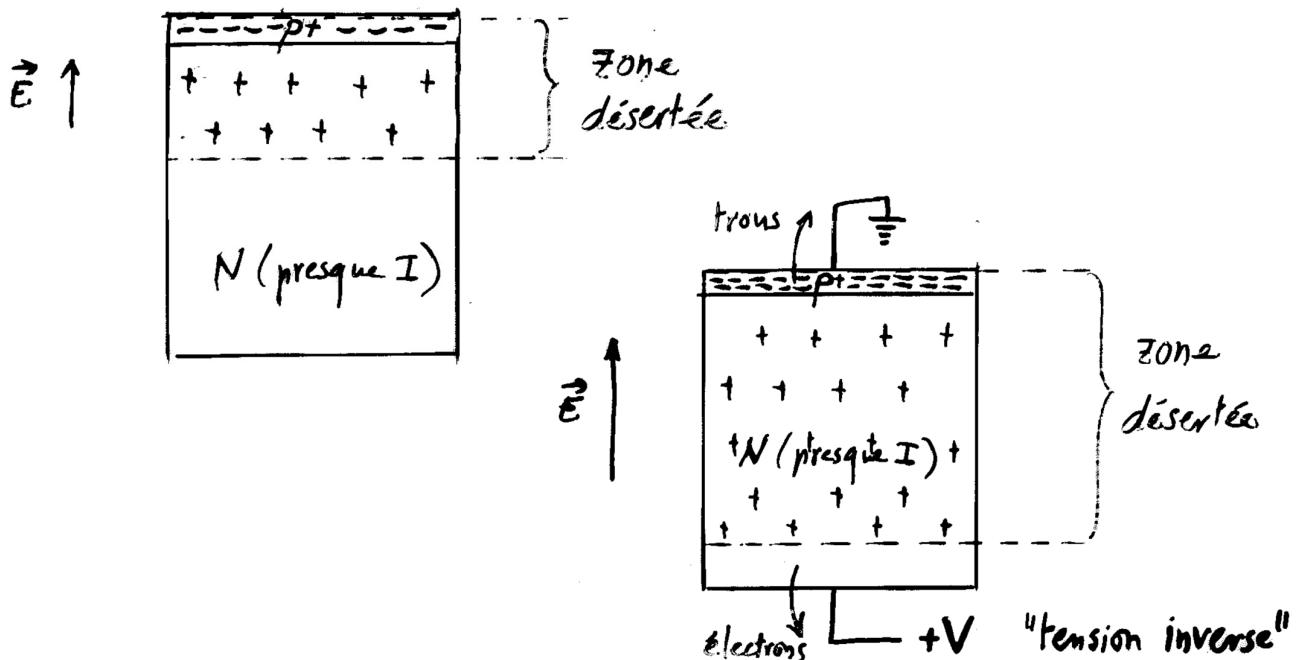
- Avantages sur les détecteurs à gaz:
 - plus compact, pas besoin de haute tension ni de bonbonnes de gaz
 - meilleure résolution
 - Energie pour créer une paire électron-trou (3.6 eV dans le Si) bien plus petite que celle pour ioniser un gaz (15–30 eV dans Ar)
- Mais ... un semi-conducteur n'est pas isolant !
 - il contient des porteurs de charge libres
 - on ne peut pas simplement remplacer le gaz isolant par du silicium

Jonction P-N



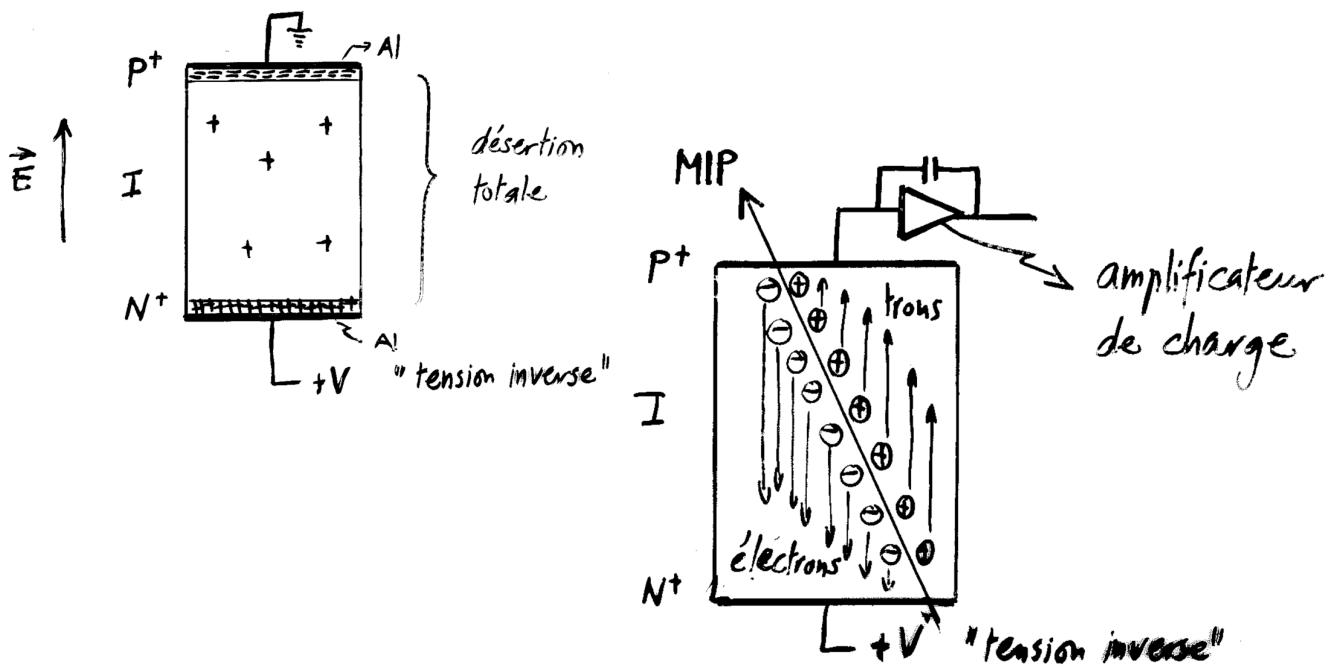
Jonction P–N

- Cristal de Si de haute résistivité (presque type I, légèrement N)
- Sur une face: dopage P très fort (P+) par implantation d'ions

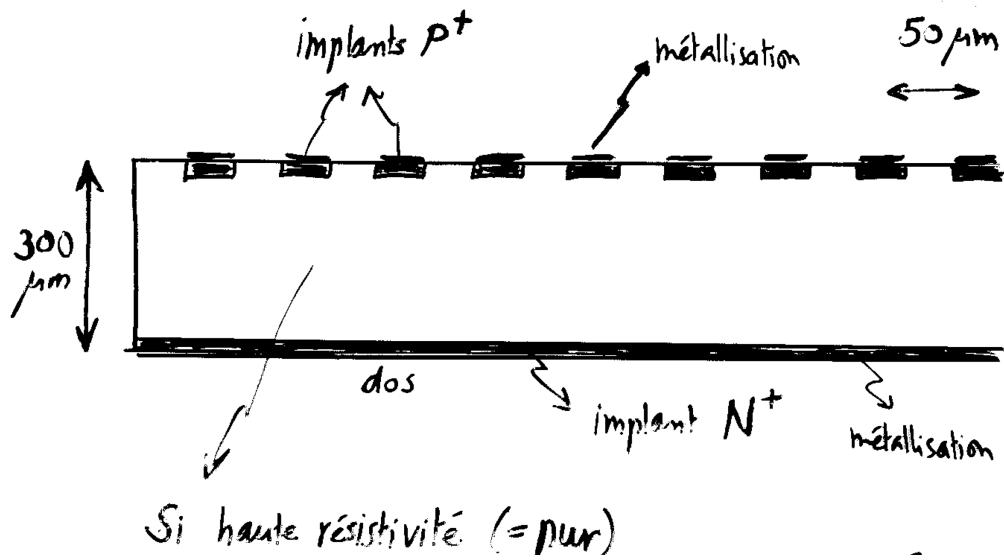


Diode PIN

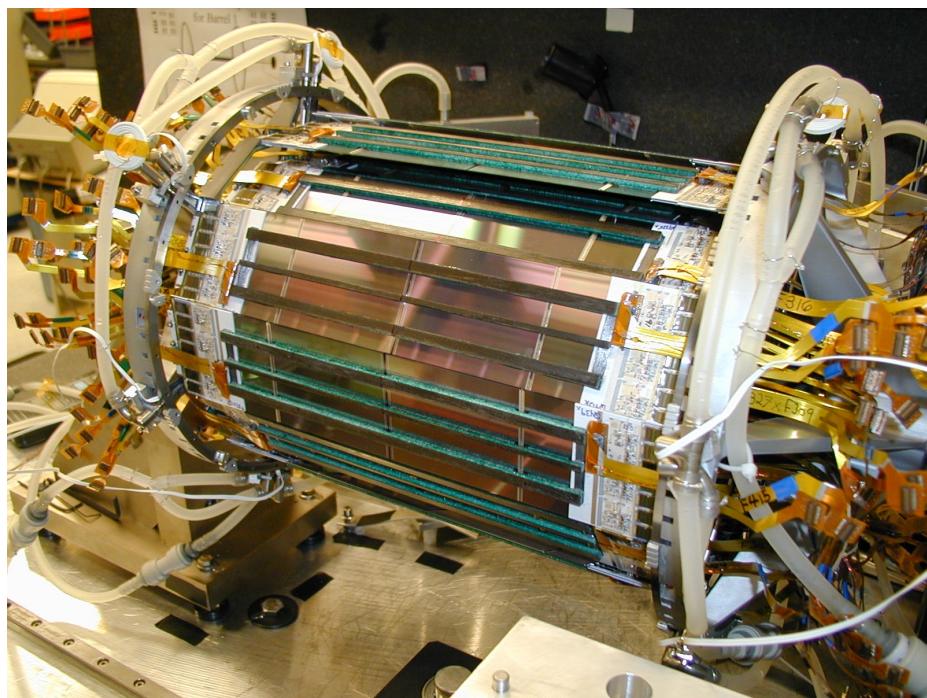
- Jonction P–N avec fort dopage N sur l'autre face (N+)
- Métallisation des deux faces (contact ohmique)



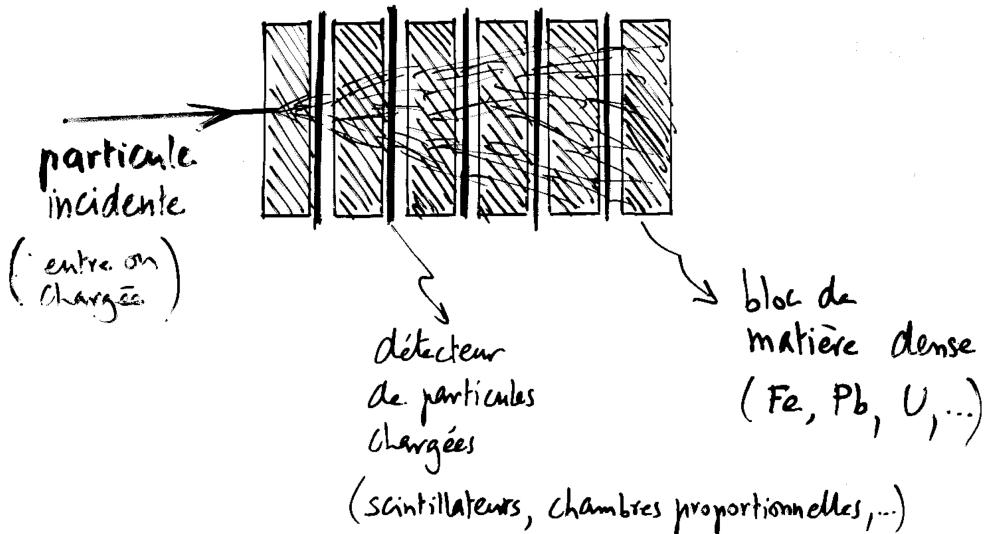
Détecteur Si à micro-bandes



Détecteur de vertex de CDF



Calorimètres

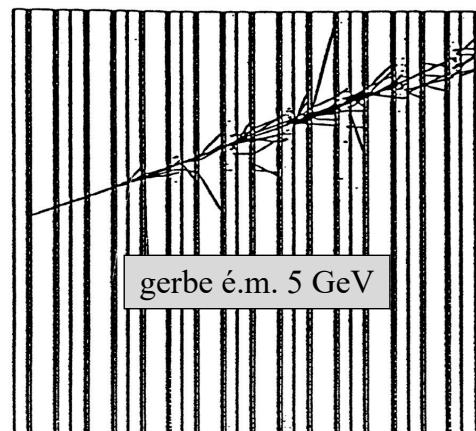


- Un bon calorimètre doit être assez épais pour stopper la particule incidente et contenir toute la gerbe
- **Mesures:** énergie déposée par la particule, position de la gerbe, forme de la gerbe (profondeur, extension latérale)

Calorimètres

• Calorimètre électromagnétique

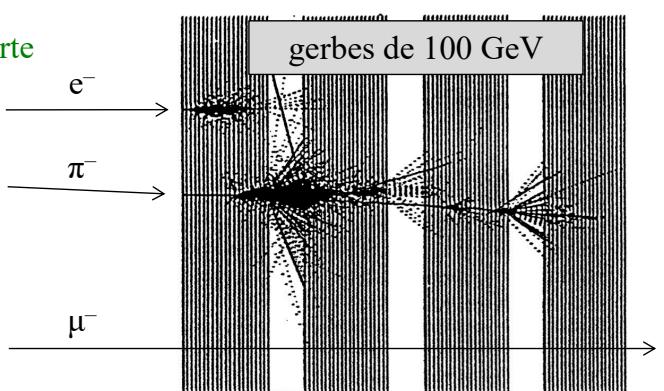
- détection de photons, électrons, positons qui forment des gerbes électromagnétiques
- également $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$
- épaisseur $> 20 X_0$
(X_0 = longueur de rayonnement)



• Calorimètre hadronique

pour des hadrons de haute énergie ($> 5 \text{ GeV}$) dans la matière:
interactions é.m. << interaction forte

- détection de hadrons (protons, neutrons, pions, ...) qui forment des gerbes hadroniques + gerbes é.m. initiées par les π^0
- épaisseur $> 5 \lambda$
(λ = longueur d'absorption nucléaire $\sim 1/\sigma_{\text{abs}}$)

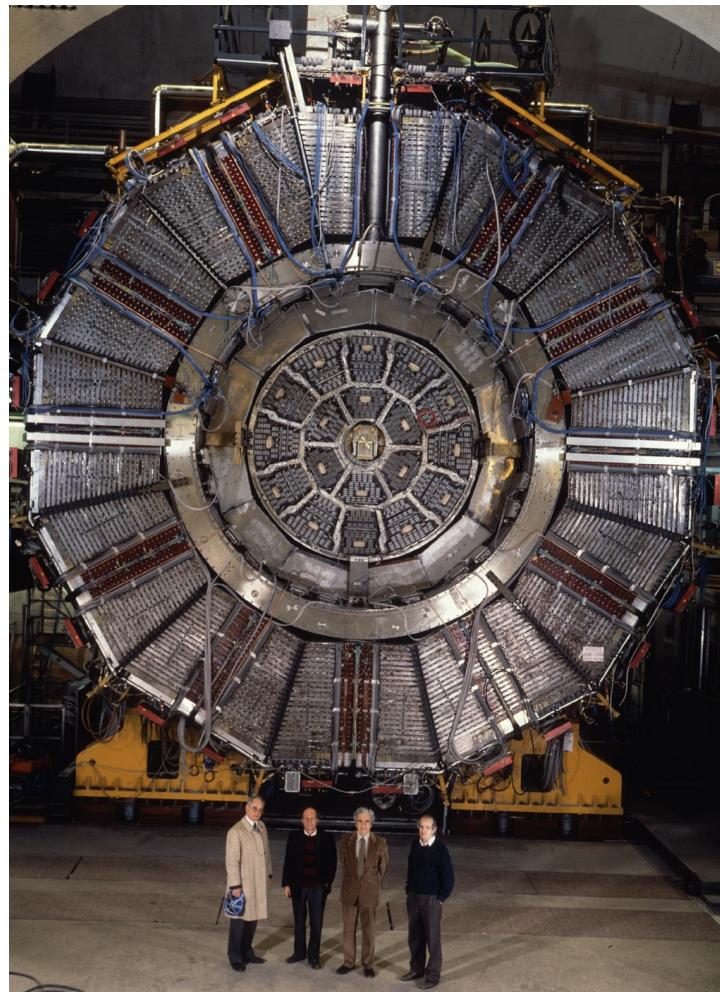


Détecteur ALEPH

Expérience ALEPH
au LEP (1989–2000)

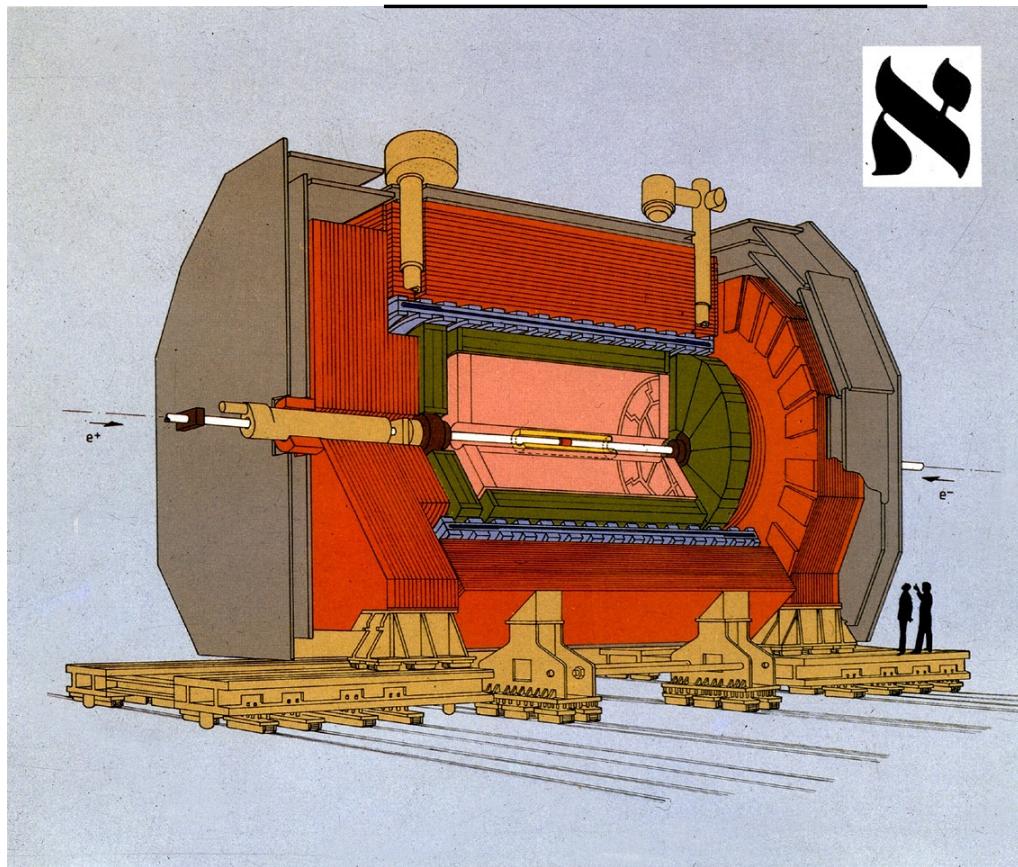
Etude collisions e^+e^-
à $\sqrt{s} = 90\text{--}209 \text{ GeV}$

OS, 2 avril 2025



99

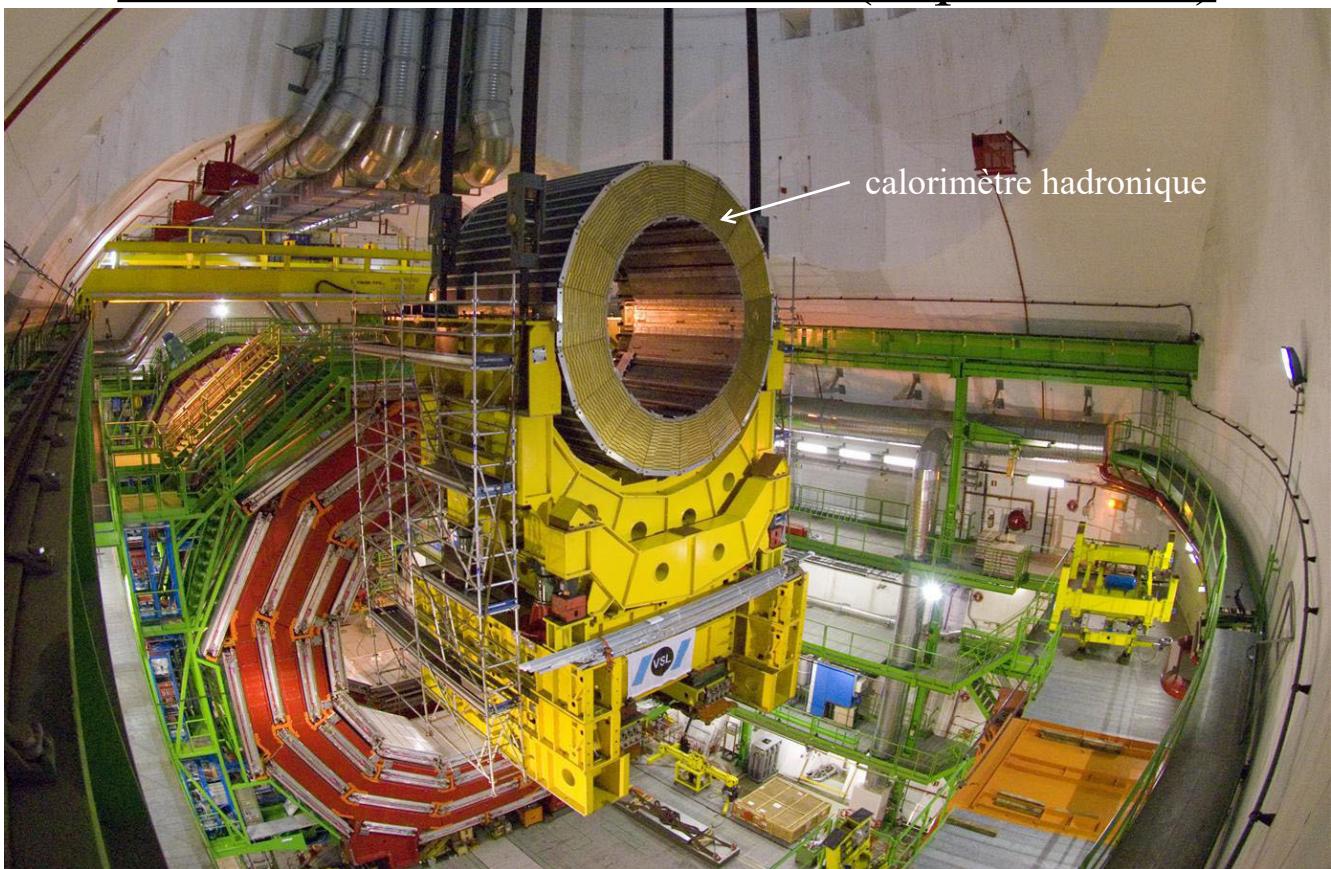
Détecteur ALEPH



OS, 2 avril 2025

100

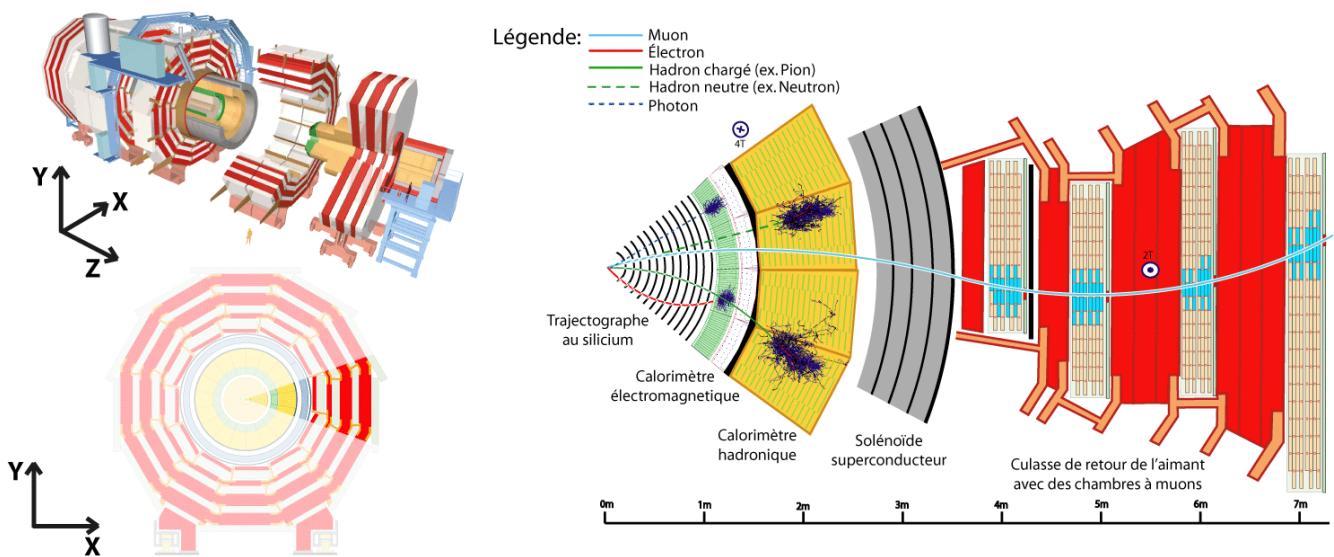
Détecteur CMS au LHC (depuis 2008)



OS, 2 avril 2025

101

Détecteur CMS au LHC (depuis 2008)



OS, 2 avril 2025

102

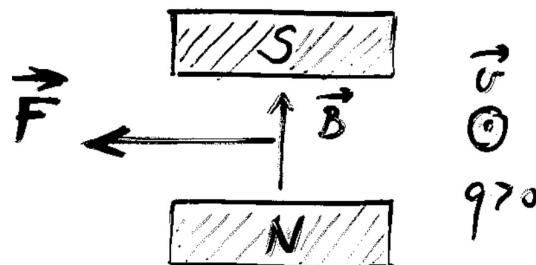
Chapitre 4: Accélérateurs

- Il faut des faisceaux de plus en plus énergétiques et intenses pour:
 - sonder la matière sur des distances de plus en plus petites ($\lambda = h/p$)
 - produire de nouvelles particules massives (réelles)
 - explorer des phénomènes rares (avec des sections efficaces très petites)
- Il faut donc des accélérateurs:
 - l'Univers (rayons cosmiques): intensité limitée à (très) haute énergie
 - accélérateurs terrestres: énergie limitée (technologie, coût, ...)
- Seules les particules chargées "stables" peuvent être accélérées:
 - e^- , e^+ , p , \bar{p} , ions, muons μ^\pm ($\tau \sim 2 \mu s$)
- Composantes d'un accélérateur
 - source de particules chargées
 - accélération (par des champs électriques)
 - tube à vide
 - guidage et stockage des faisceaux (par des champs magnétiques)

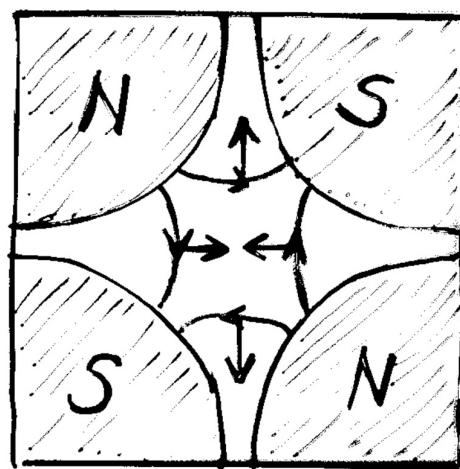
Guidage des faisceaux

Force de Lorentz: $\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$

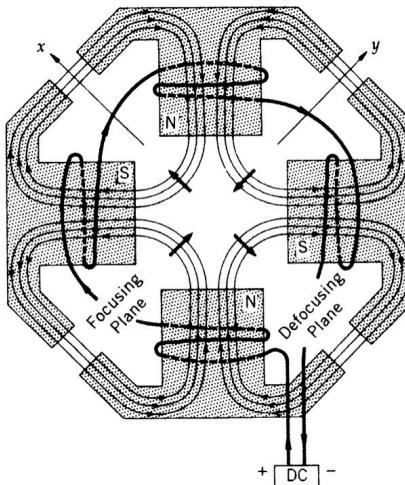
- Déflection
 - aimants dipolaires
 - tout le faisceau dévié dans la même direction



- Focalisation
 - aimants quadrupolaires
 - focalisation dans un plan transverse, défocalisation dans l'autre
 - Note: un doublet de quadrupôles focalise dans les deux plans



Aimant quadrupolaire

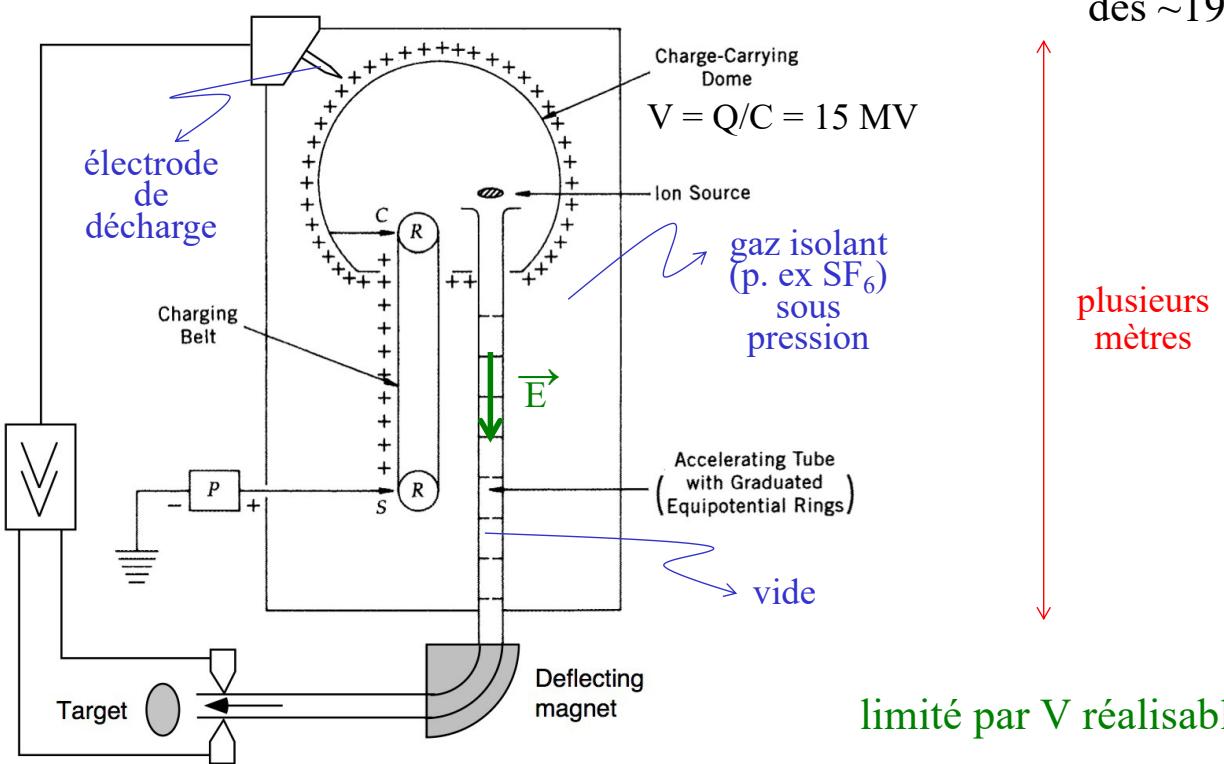


Double quadrupôle pour les 2 faisceaux du LHC



Accélérateur de Van de Graaff

dès ~1931

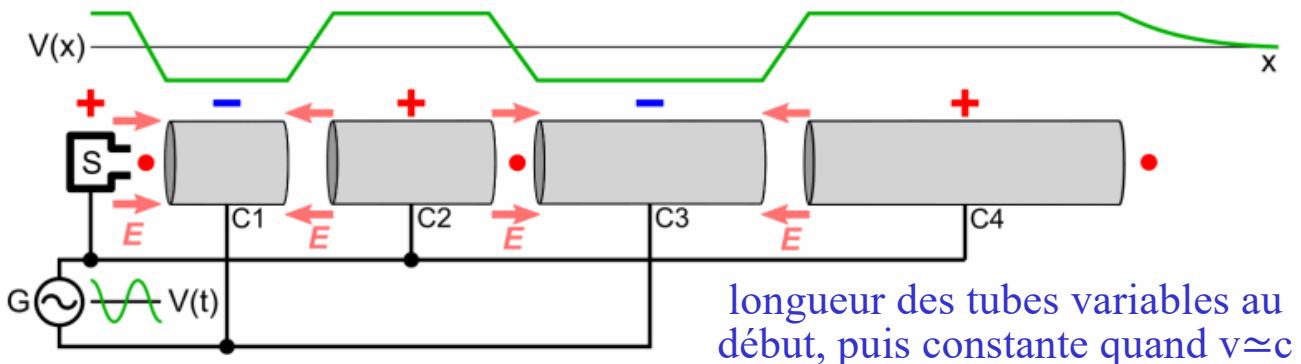


limité par V réalisable

$$E_{\text{cin}} = \int \vec{F} \cdot d\vec{\ell} = F\ell = qE\ell = qV \cong 15 \text{ MeV}$$

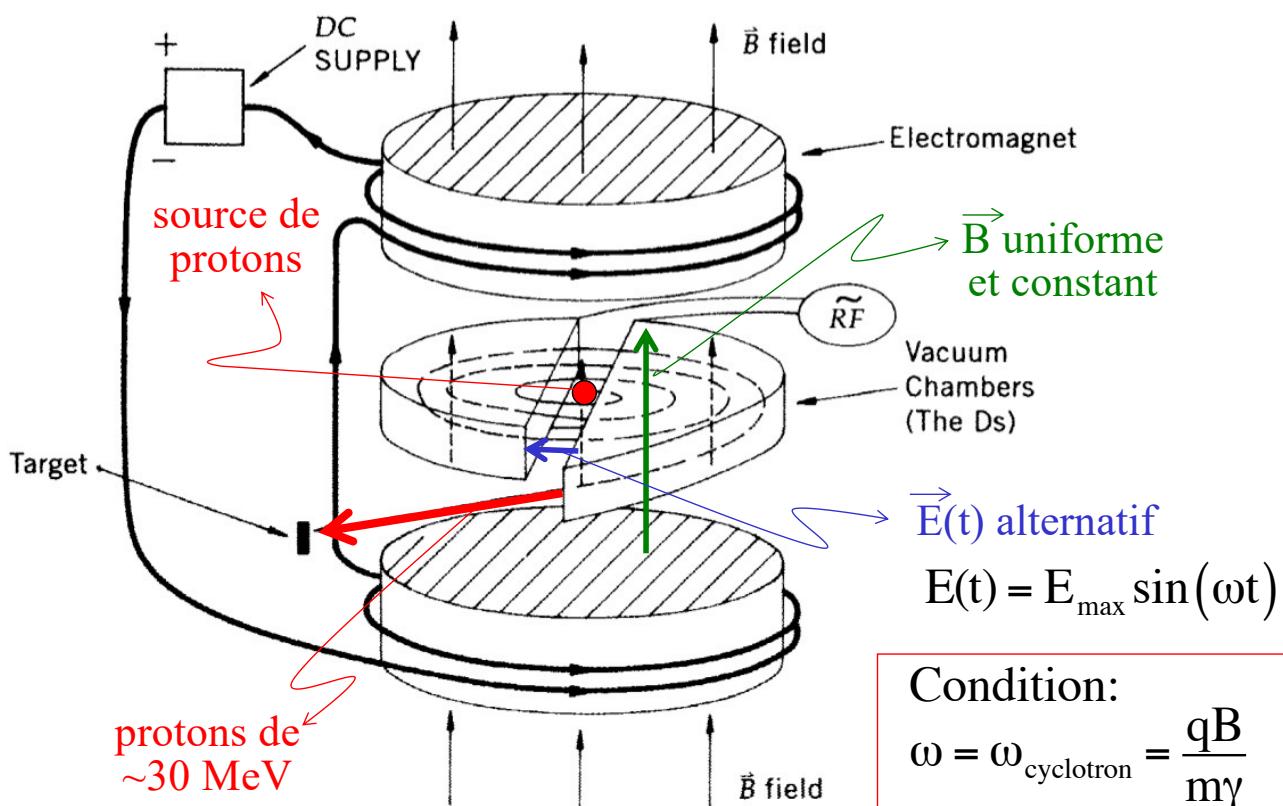
Accélérateur linéaire (LINAC)

n différences de potentiel V successives: $E_{cin} = n qV$



Cyclotron

(Lawrence, ~ 1930)



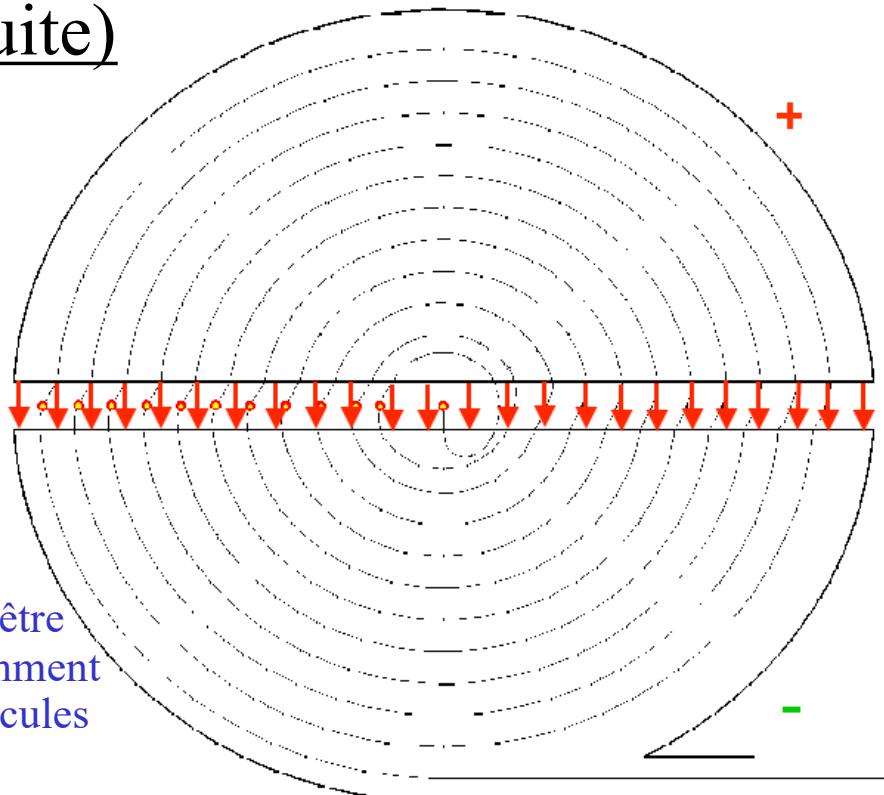
Cyclotron (suite)

$$\gamma = \frac{E}{mc^2} = 1 + \frac{E_{cin}}{mc^2}$$

Si $E_{cin} \ll mc^2$,
alors $\gamma \approx 1$ et

$$\omega_{cyclotron} = \frac{qB}{m}$$

- condition sur ω peut être satisfaite indépendamment de l'énergie des particules accélérées
- le cyclotron peut fonctionner "en continu"



Limitation: $E_{cin} \leq 30$ MeV pour des protons
pas possible pour des électrons

Synchrocyclotron (= cyclotron relativiste)

- Lorsque $\gamma > 1$, deux solutions pour garder la synchronisation, c'est-à-dire $\omega = \omega_{cyclotron}$

$$\omega_{cycl} = \frac{qB}{m\gamma}$$

- ① on diminue ω au cours de l'accélération avec champ B uniforme
 - synchronisation possible seulement pour les particules de même γ
 - accélération d'un paquet de particules à la fois → baisse d'intensité
- ② on garde ω constant au cours de l'accélération, mais on utilise un champ B non-uniforme
 - $B(r)$ croissant avec r

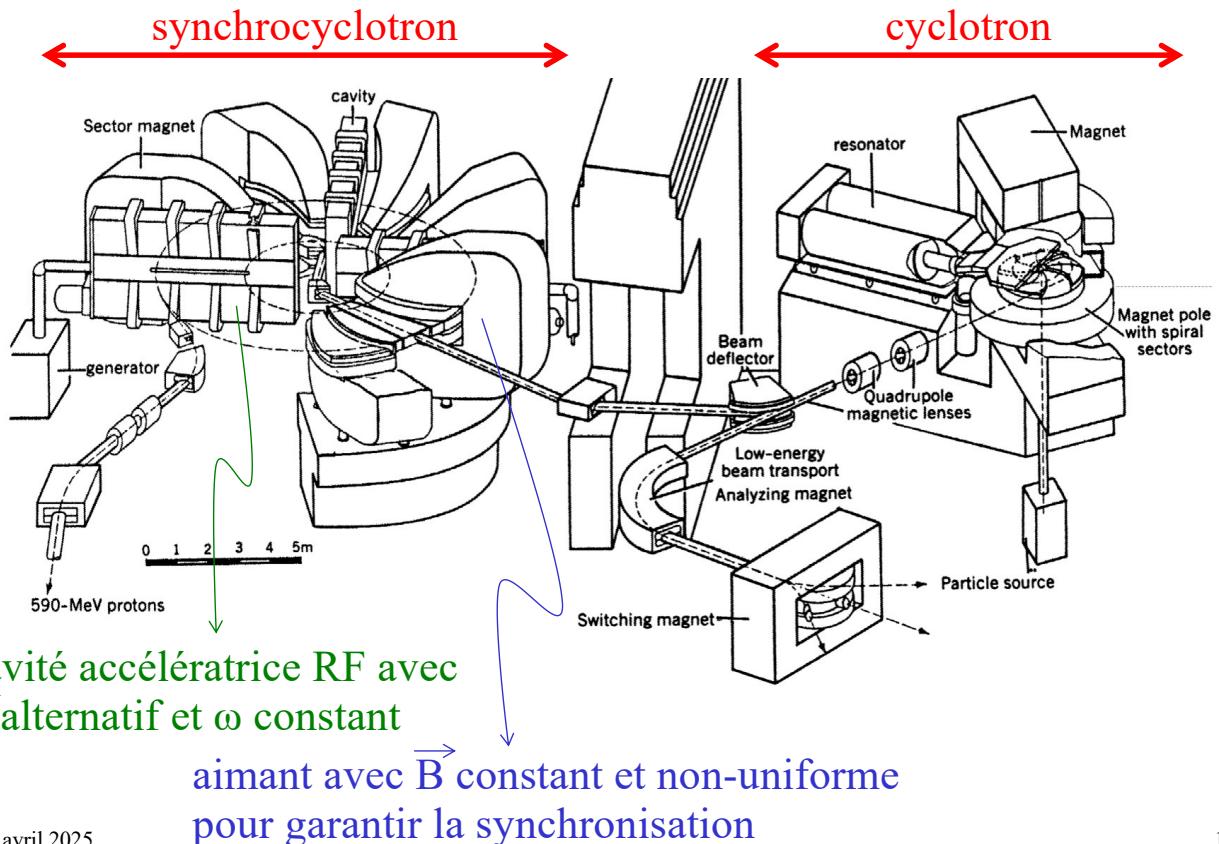


Premier accélérateur du CERN (1957–1990)

- diamètre orbite en fin d'accélération = 227 cm
- $E_{cin} = 600$ MeV

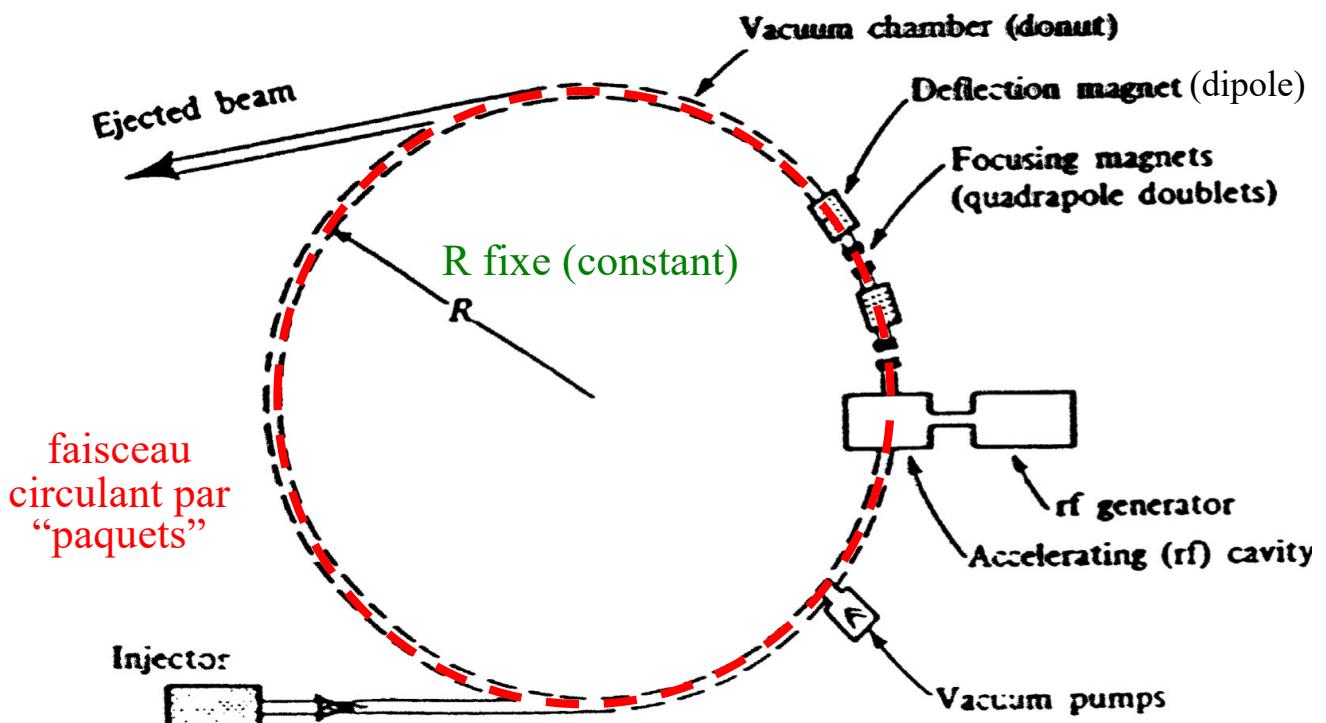
Synchrocyclotron du PSI

Paul Scherrer Institute,
Villigen, Suisse



Synchrotron

(1945, McMillan, Veksler)



Synchrotron

- Rayon des orbites = $R = \text{constante}$
- Deux conditions à satisfaire simultanément

$$\omega_{RF} = n \frac{pc^2}{RE} \quad n \text{ entier}$$

$$B = \frac{p}{qR}$$

$\Rightarrow \omega_{RF}, B \neq \text{constante au cours de l'accélération}$

Mais quand $\beta = \frac{pc}{E} \approx 1 \Rightarrow \omega_{RF} = \text{constante}$

Limitations techniques pour B et ω_{RF}
 \Rightarrow injection de particules pré-accélérées
 (LINAC ou synchrotron plus petit)

Synchrotrons

Date	Synchrotron	Particules	Energie faisceau (GeV)
1989–1995	LEP (CERN)	e^-, e^+	~ 46
1996–2000	LEP (CERN)	e^-, e^+	< 104.5
1986–1996	Tevatron (FNAL)	p, \bar{p}	900
2001–2011	Tevatron (FNAL)	p, \bar{p}	980
2009	LHC (CERN)	p	450
2010	LHC (CERN)	p	3500
2011–2012	LHC (CERN)	p	4000
2015–2018	LHC (CERN)	p	6500
2022–2026	LHC (CERN)	p	6800
2030–2041	LHC (CERN)	p	7000

- Si on veut E plus grand, il faut augmenter R , car
 - pour les protons: on ne peut pas créer un champ B arbitrairement élevé
 - pour les électrons: trop de perte d'énergie par rayonnement synchrotron

Rayonnement synchrotron

- Rayonnement émis par une particule accélérée (déviée)
- Perte d'énergie après 1 tour

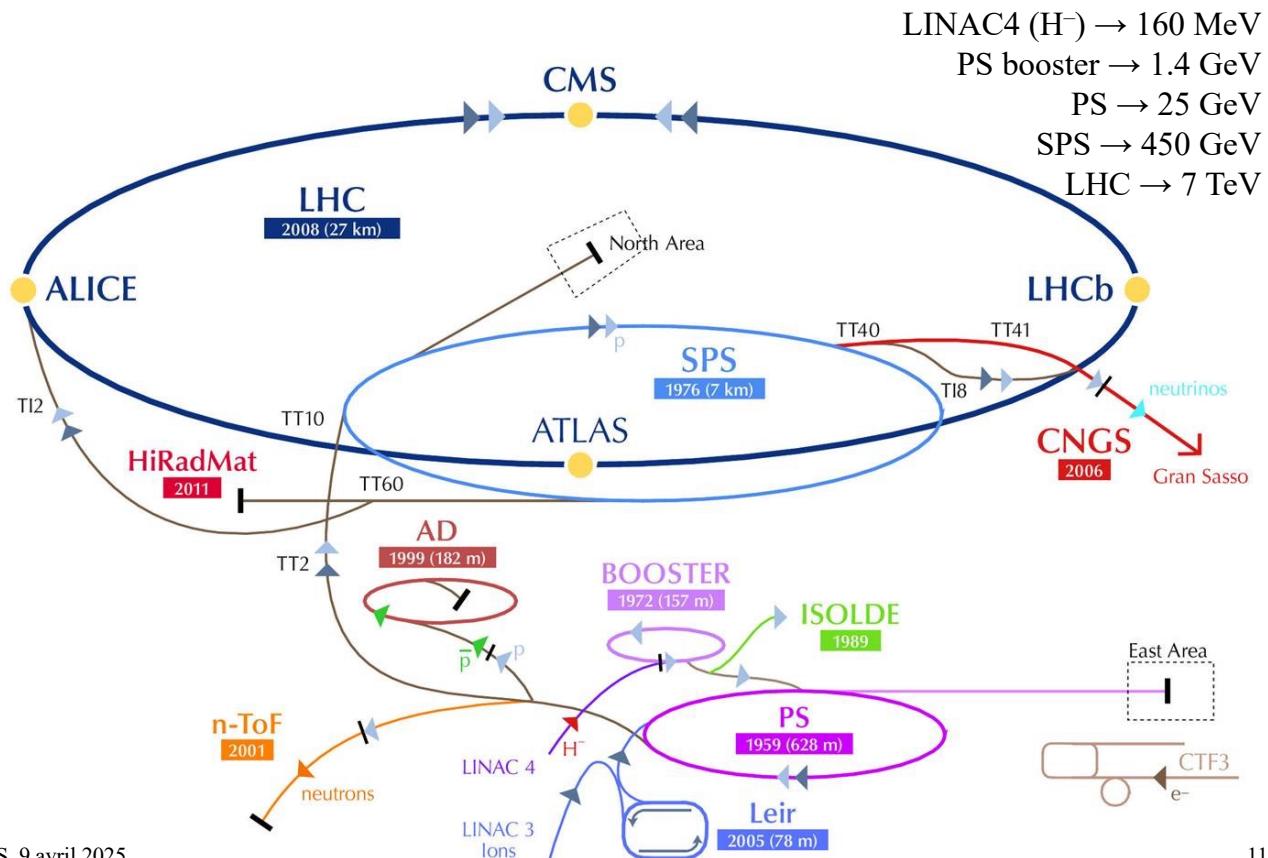
$$\Delta E = -\frac{4\pi\alpha\hbar c}{3R} \beta^3 \gamma^4 \quad \beta \approx 1, \quad \gamma = \frac{E}{mc^2}$$

- Effet 10^{13} fois plus grand pour les électrons que pour les protons
 - électrons de 20 GeV au LEP: $\Delta E = -3$ MeV/tour
 - électrons de 100 GeV au LEP: $\Delta E = -2$ GeV/tour
- Idée “récente”:
 - accélérer des muons à la place des électrons
 - permettrait d'avoir des leptons de très haute énergie (~ 1 TeV)
 - difficile technologiquement, peut-être dans 20 ans (?)

Accélérateurs circulaires

	Champ magnétique B	Fréquence accélératrice $v_{RF} = n \omega / (2\pi)$ $\omega = qB/(m\gamma) = v/R$	Rayon orbite R=p/(qB)	Energie cinétique maximale pour des protons
Cyclotron	constant uniforme	\simeq constant si $v \ll c$	$n=1$	variable
Synrocyclotron	constant uniforme	variable	$n=1$	1 GeV
	constant non-uniforme	constant	$n=1$	
Synchrotron	variable	variable \rightarrow constant si $v \approx c$	constant	7 TeV ou plus

Complexe des accélérateurs du CERN



Stabilité des faisceaux

- Les particules accélérées ne suivent pas l'orbite idéale
 - divergence à l'injection
 - asymétrie des champs
 - alignement imparfait des aimants
 - ...
- Les paquets de particules ont tendance à s'étaler

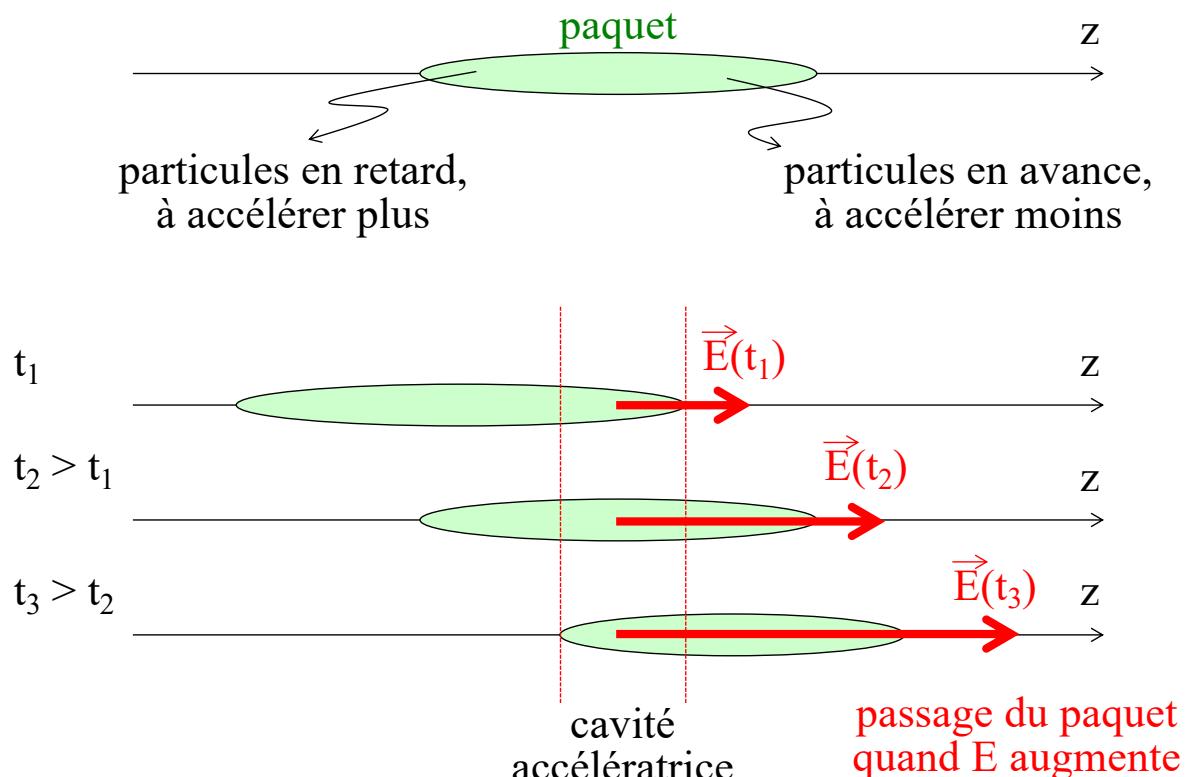
⇒ il faut une force de rappel transversale pour garantir la stabilité de l'orbite

- **oscillation bétatron** (voir exercice)

⇒ il faut une force de rappel longitudinal pour garder les paquets groupés

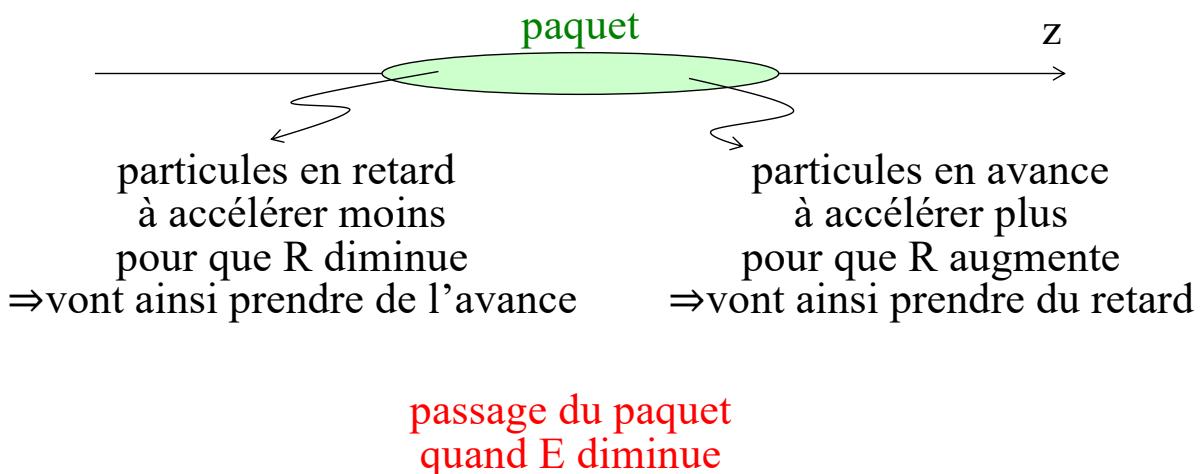
- **oscillation synchrotron**

Oscillations synchrotron (cas $\beta \ll 1$)



Oscillations synchrotron (cas $\beta \simeq 1$)

toutes les particules ont la même vitesse



- Energie de transition (entre régimes $\beta \ll 1$ et $\beta \simeq 1$)
- ω_{RF} grand (n grand), pour mieux localiser les paquets

Luminosité

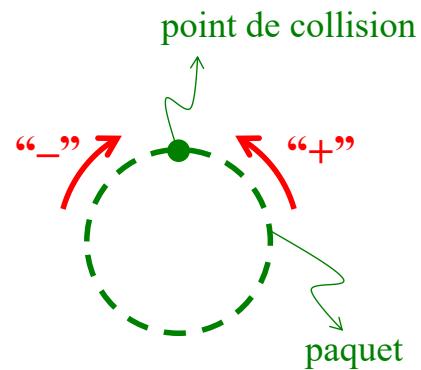
- Nombre d'événements d'un certain type par unité de temps:
– σ = section efficace [cm^2] pour le type d'événement considéré
– L = luminosité [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]

$$N = \sigma L$$

- Luminosité pour un collisionneur:

$$L = f n_{\text{paquets}} \frac{N_+ N_-}{A}$$

- f = fréquence de circulation [s^{-1}]
- n_{paquets} = nombre de paquets “+” = nombre de paquets “-”
- N_{\pm} = nombre de particules par paquet “ \pm ”
- A = section des paquets au point de collision [cm^2]



Chapitre 5

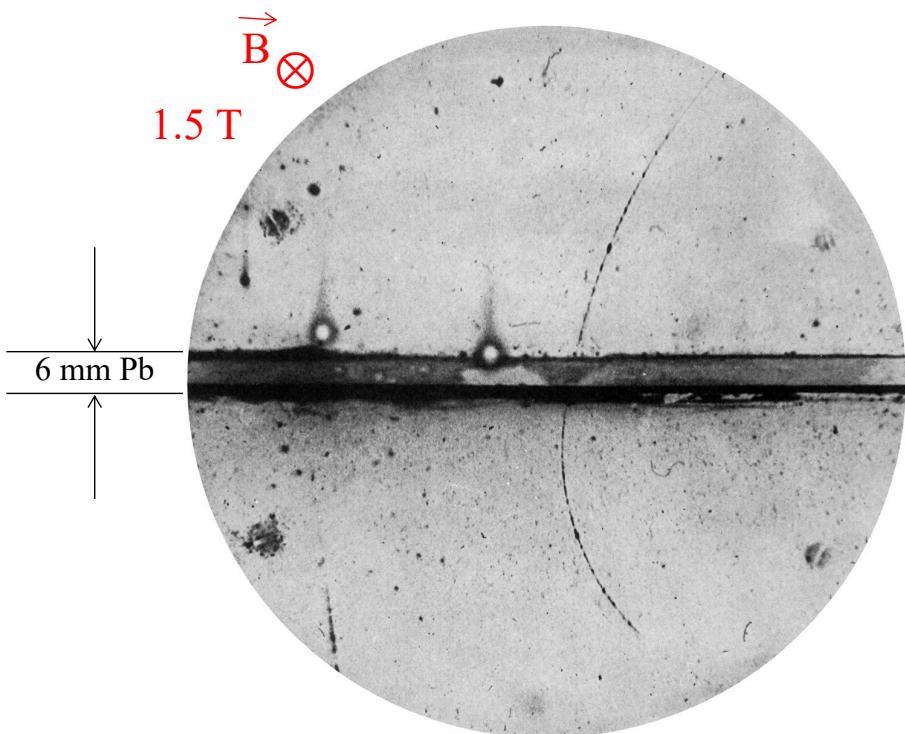
Théoriciens et expérimentateurs à l'oeuvre
à l'aube de la physique des particules

Prédictions et ...
... découvertes

e^+	positons (anti-matière)
ν	neutrinos
π	pions
μ	muons

Découverte du positon (1932)

la même année
que le neutron



Chambre de Wilson:



diamètre 14 cm
épaisseur 1 cm

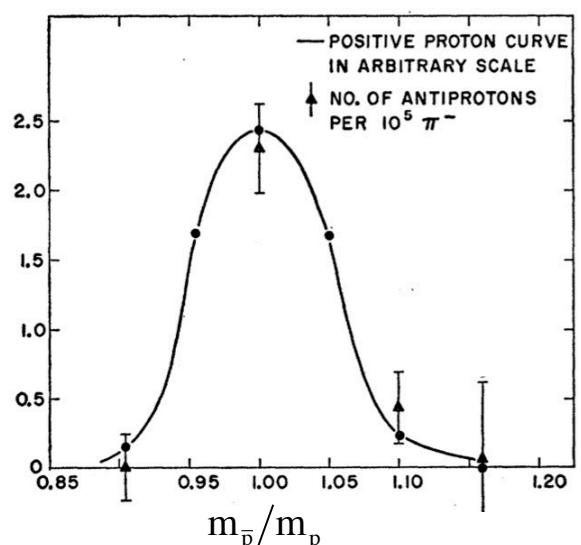
Anderson observe
15 positons
dans 1300 clichés:

$$0 < q_{e^+} < 2 q_p \text{ si } q_{e^+} = q_p, m_{e^+} < 20 m_e$$

[Carl D. Anderson, "The Positive Electron", Physical Review 43 (1933) 491–494]

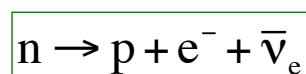
Découverte antiproton, ...

- Au Bevatron à Berkeley (USA)
 - 1955: $p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}$
[Phys. Rev. 100 (1955) 947]
 - 1956: $\bar{p} + p \rightarrow \bar{n} + n$
[Phys. Rev. 104 (1956) 1193]
- etc ...
- Au CERN
 - dès 1995: anti-atome d'hydrogène
 - état lié $\bar{p} e^+$



Radioactivité β et neutrino

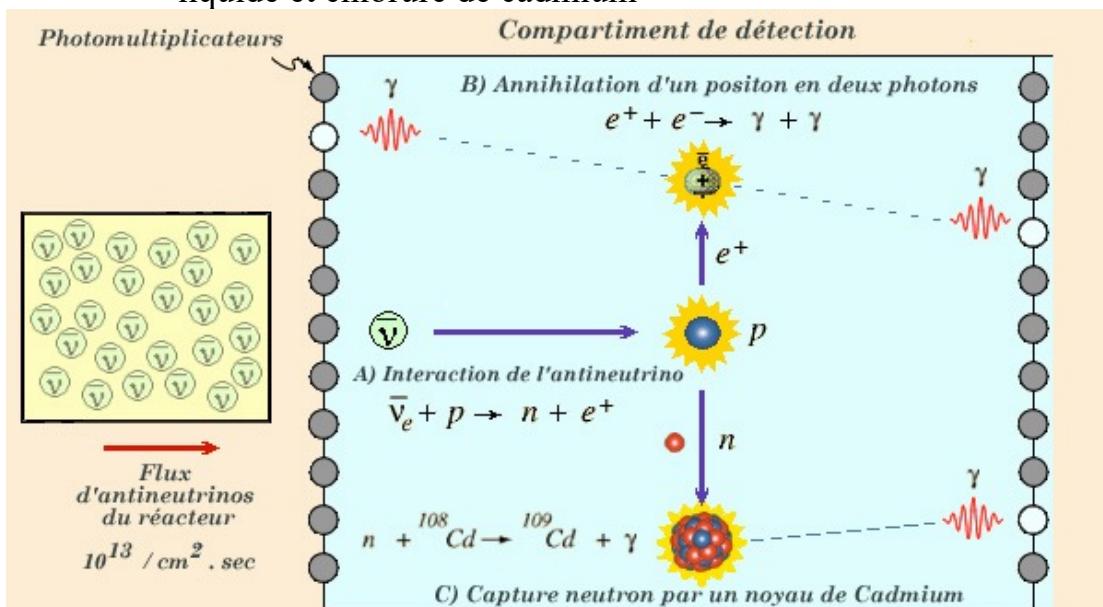
- 1898: Rutherford distingue radioactivités α et β
~ 1900: rayons β = électrons
1914: Chadwick et Rutherford constatent que la désintégration β viole la conservation de l'énergie
1930: Pauli postule l'existence d'une nouvelle particule pour rétablir les lois de conservation de l'énergie et du moment cinétique



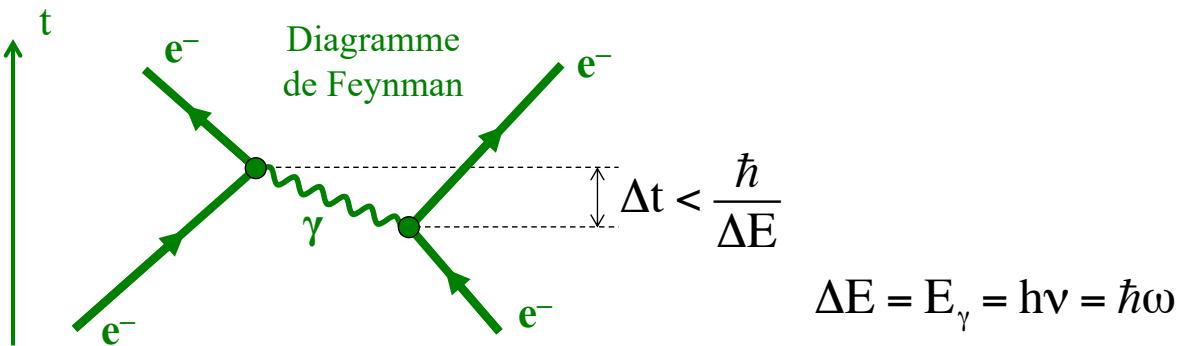
Neutrino: masse nulle
insensible à l'interaction é.m. (charge électrique nulle)
insensible à l'interaction forte
spin 1/2

Découverte du neutrino

- 1956: Reines & Cowan observent directement des anti-neutrinos au réacteur de Savannah River (USA)
– interactions dans un cuve de 200 l d'eau avec scintillateur liquide et chlorure de cadmium



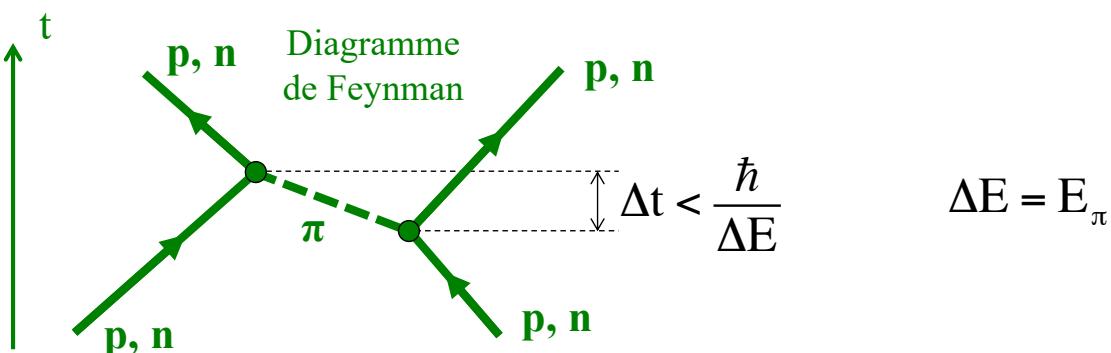
Photon = particule d'échange des forces électromagnétiques



- Effet du photon virtuel se propage sur une distance d : $d = c\Delta t \leq \frac{\hbar c}{\Delta E} = \frac{\hbar c}{\hbar\omega} = \frac{c}{\omega}$
- Si le photon est de très faible énergie, d est très grande
- Dans la limite $E_\gamma \rightarrow 0$, d n'est plus limitée

L'interaction électromagnétique a une portée infinie

Méson de Yukawa = particule d'échange des forces nucléaires



- 1934: Yukawa décrit les forces entre nucléons (protons, neutrons) par l'échange d'une nouvelle particule virtuelle, le méson π
- Il donne une masse à ce méson pour limiter la portée de l'interaction

$$d \leq c\Delta t \leq \frac{\hbar c}{\Delta E} \leq \frac{\hbar c}{m_\pi c^2} \equiv a$$

$a = \hbar/(m_\pi c)$
= portée (finie) de
l'interaction nucléaire

Maxwell et Yukawa

Théorie de Maxwell

potentiel de Coulomb $\propto \frac{e}{r}$
portée = ∞

photon γ
masse = 0

Théorie de Yukawa

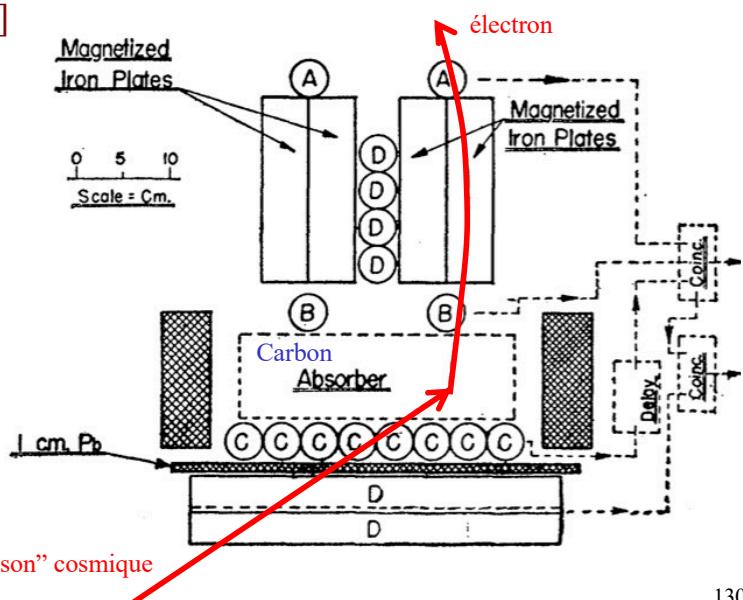
potentiel de Yukawa $\propto \frac{g}{r} \exp\left(-\frac{r}{a}\right)$
portée = a

méson π
masse = $m_\pi > 0$

$$a = \frac{\hbar}{m_\pi c}$$

Découverte de “mésons” cosmiques

- 1938–1943: plusieurs expériences confirment l’existence de “mésons” dans les rayons cosmiques
 - mésons instables, se désintègrent en électrons ($\tau \approx 2 \mu s$)
- 1947: expérience de Conversi, Pancini, Piccioni
[Phys. Rev. 71 (1947) 209]
 - les “mésons” positifs et négatifs se désintègrent de la même façon
 - “méson⁺” $\rightarrow e^+$
 - “méson⁻” $\rightarrow e^-$



Découverte de “mésons” cosmiques

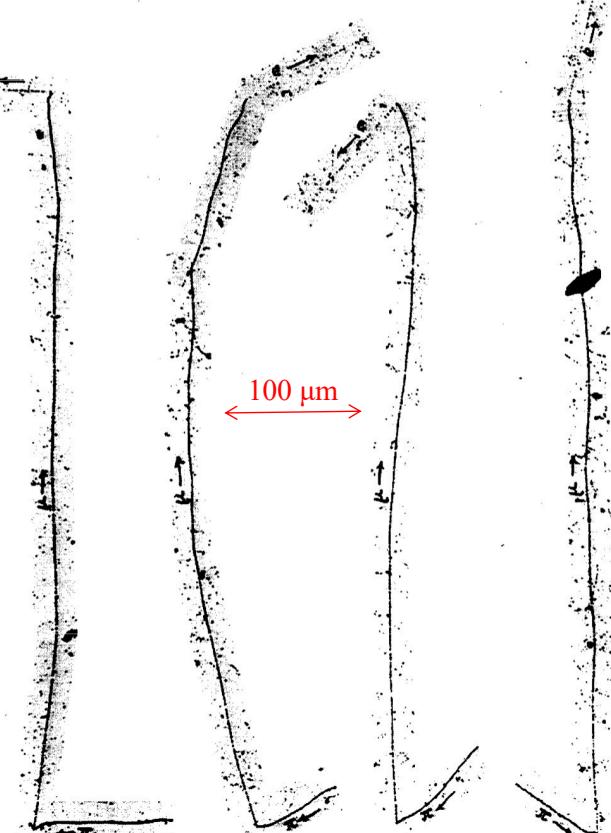
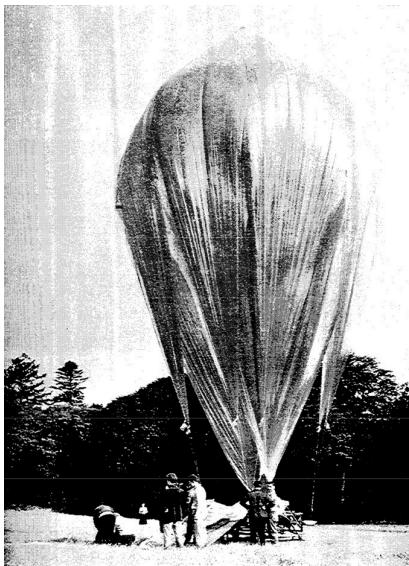
- Pour les théoriciens, ce “méson” cosmique ne peut pas être le méson de Yukawa
- Raisons:
 - temps de vie devrait être ~ 100 fois plus court
 - section efficace de diffusion méson-nucléon devrait être ~ 100 fois plus grande
 - mésons de Yukawa stoppés dans la matière devraient se comporter différemment
 - les π^+ sont repoussés par les noyaux positifs et se désintègrent normalement
 - les π^- sont attirés par les noyaux positifs, capturés sur une orbite de Bohr de rayon r_n , et une fois sur l’orbite la plus interne ($n=1$), sont absorbés par les noyaux (réaction nucléaire)

$$r_n = n^2 \frac{\hbar c}{z \alpha m_\pi c^2}$$

Découverte méson π

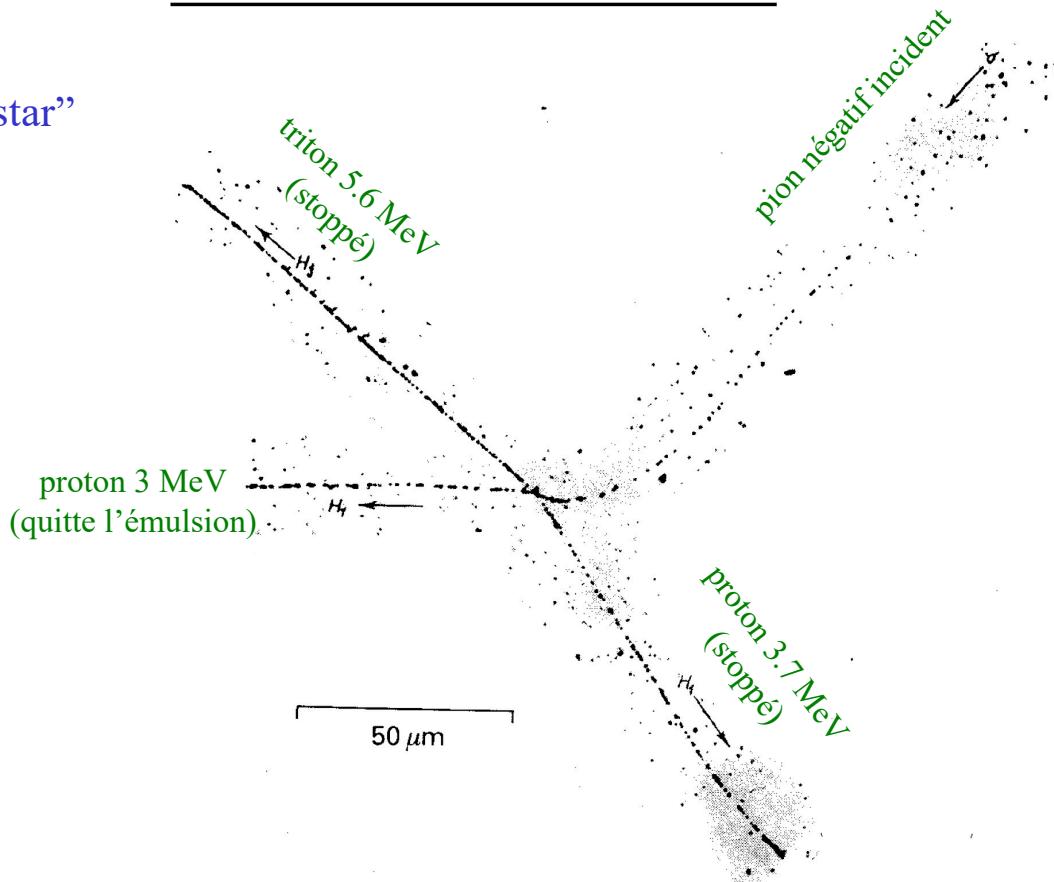
par C. Powell en 1947
(Nobel de physique en 1950)

- rayons cosmiques enregistrés par des émulsions photographiques à haute altitude ($\sim 25\text{--}30$ km)



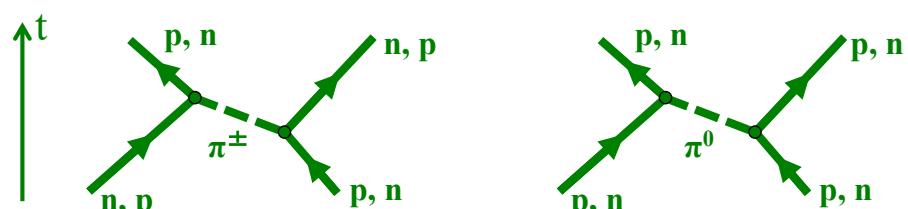
Découverte méson π

- “star”



Pion neutre: π^0

- Première particule à être
 - prédite par des arguments de symétrie (indépendance de charges des forces nucléaires)
 - ~1938: la force nucléaire s'exerçant entre deux nucléons ne dépend pas de leurs charges électriques



- ~1940: prédiction désintégration $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ avec $\tau \sim 10^{-16} \text{ s}$

- découverte à l'aide d'un accélérateur
 - ~1950: synchrocyclotron de 184 pouces (4.7 m) de diamètre à Berkeley avec protons de 330 MeV

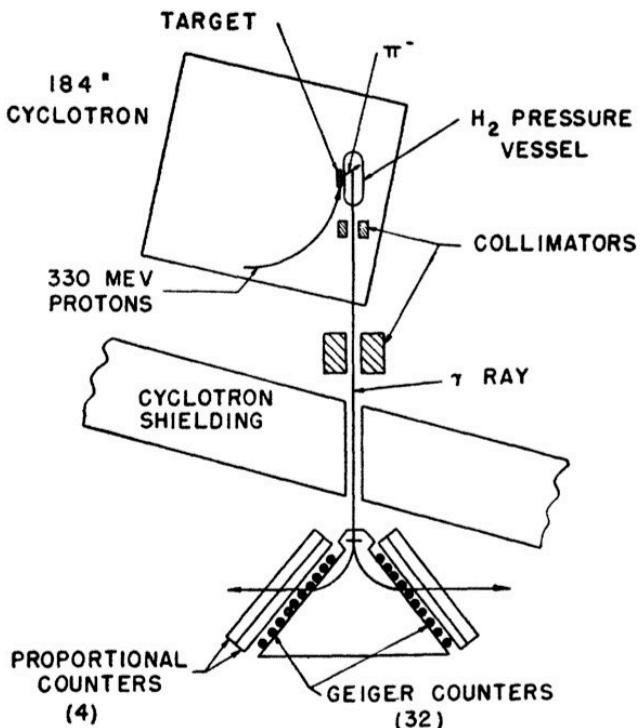
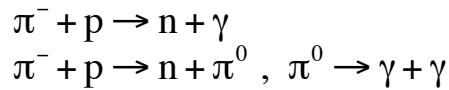
Mesure de la masse du π^0

[Panofsky, Aamodt, Hadley, Phys. Rev. 81 (1951) 802]

- Pions négatifs

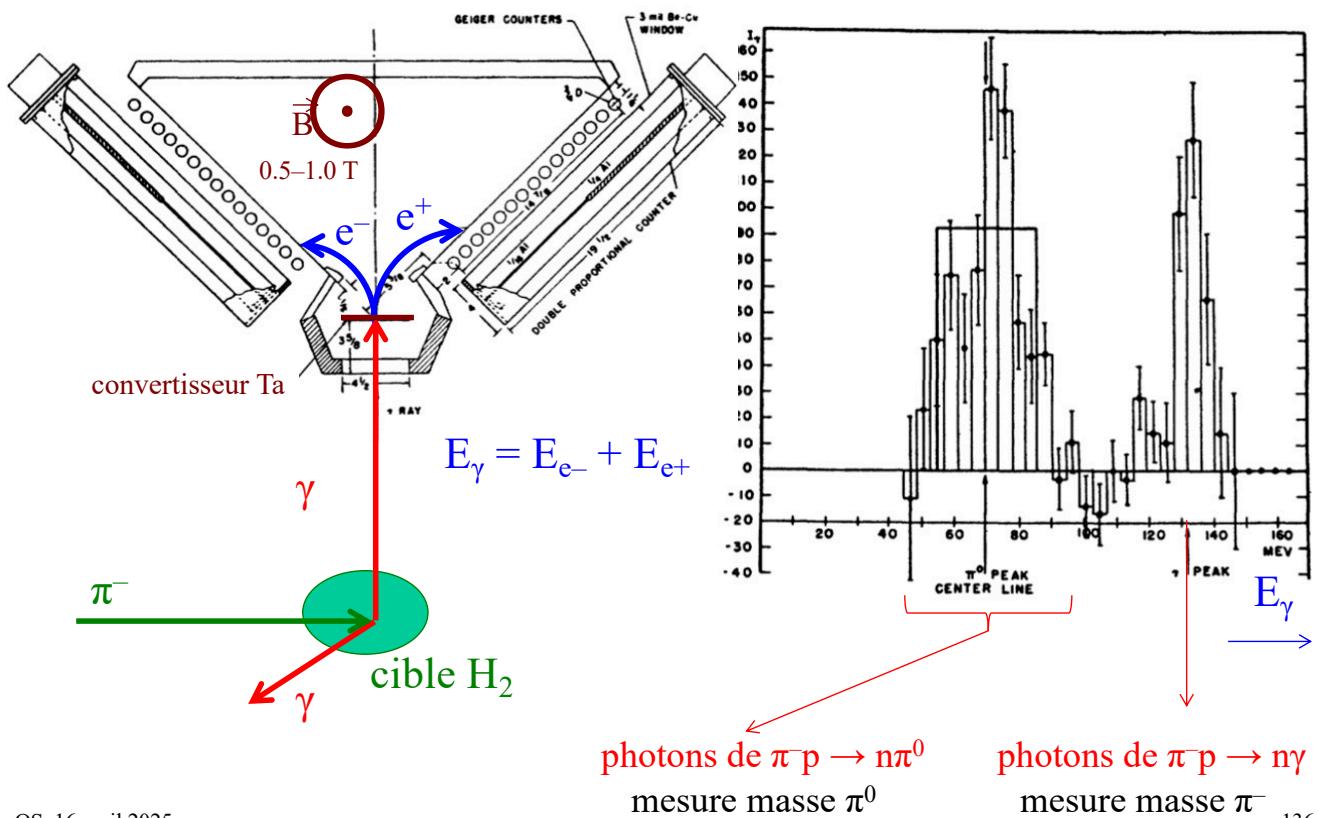
- produits par les protons de 330 MeV
- puis stoppés dans une cible d'hydrogène
- puis capturés sur l'orbite de Bohr la plus basse

- Réactions:



Mesure de la masse des pions

[Panofsky, Aamodt, Hadley, Phys. Rev. 81 (1951) 802]



Mésons et muons

- Mésons de Yukawa = mésons π = pions

	Contenu en quarks	Masse (MeV/c ²)	Temp de vie (s)	Mode de désintégration
π^-	$\bar{u}d$	139.57	2.6×10^{-8}	$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$
π^+	$u\bar{d}$			$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$
π^0	$u\bar{u}$ ou $d\bar{d}$	134.98	8.4×10^{-17}	$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$

antiparticules

- Muons = leptons μ (\neq mésons)

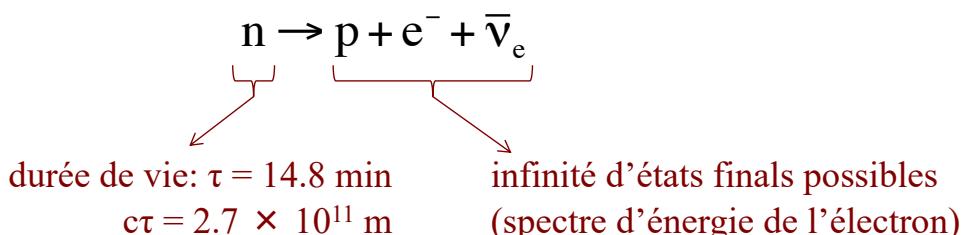
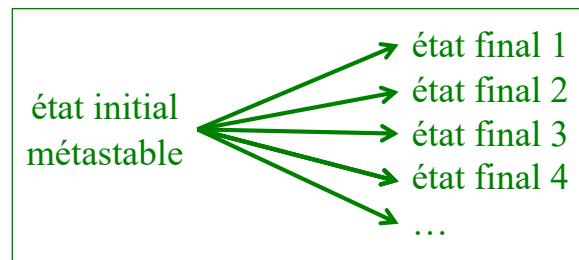
	Masse (MeV/c ²)	Temp de vie (s)	Mode de désintégration
μ^-	105.66	2.2×10^{-6}	$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$
μ^+			$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$

antiparticules

Chapitre 6: Etats métastables et résonances

- Métastable: se dit d'un système qui n'est pas stable en théorie, mais qui paraît tel en raison d'une vitesse de transformation très faible (Larousse)

- Exemple: désintégration d'une particule



Etats stationnaires non perturbés

- Hamiltonien $H = H_0 + H_{\text{int}}$
 - H_0 est l'hamiltonien non perturbé
 - H_{int} est petite perturbation (“ $H_{\text{int}} \ll H_0$ ”) responsable de l'instabilité
- Si $H_{\text{int}} = 0$:
 - équation de Schrödinger: $i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H_0 \psi$ où $\psi(\vec{x}, t)$ = fonction d'onde
 - solutions stationnaires:
$$\psi_n(\vec{x}, t) = u_n(\vec{x}) \exp\left(-\frac{iE_n t}{\hbar}\right) \quad n = \text{indice discret}$$
$$H_0 u_n(\vec{x}) = E_n u_n(\vec{x}) \quad \begin{matrix} \text{équ. aux valeurs propres} \\ \int u_n^*(\vec{x}) u_m(\vec{x}) d^3x = \delta_{nm} \end{matrix}$$
$$\text{orthonormalisation}$$

$\{u_n(\vec{x})\}$ = base des fonctions d'onde stationnaires
 $\{|u_n\rangle\}$ = base des états stationnaires

Perturbation

- Soit $|\alpha\rangle$ un état stationnaire du système non perturbé à $t=0$ $|\alpha\rangle \in \{|u_n\rangle\}$
- Si $H_{\text{int}} = 0$ $\langle \alpha | H | \alpha \rangle = \langle \alpha | H_0 | \alpha \rangle = E_\alpha$
 $\langle u_n | H | \alpha \rangle = \langle u_n | H_0 | \alpha \rangle = 0$ si $|u_n\rangle \neq |\alpha\rangle$
- Si $H_{\text{int}} \neq 0$ $\langle u_n | H | \alpha \rangle = \langle u_n | H_{\text{int}} | \alpha \rangle$ pas forcément nul
 - transition possible après un certain temps T de l'état $|\alpha\rangle$ vers un autre état $|u_n\rangle$ à condition que $E_n \sim E_\alpha$ (“conservation de l'énergie”)
 - probabilité de transition négligeable si $|E_n - E_\alpha| > \hbar/T$ (“principe d'incertitude”)
 - souvent les états accessibles forment un continuum d'états finals

Règle d'or de Fermi

- Taux de transition
(= probabilité de transition par unité de temps)
d'un état initial $|\alpha\rangle$ d'énergie E_α
vers un continuum d'états finals $|\beta\rangle$ d'énergies $E \simeq E_\alpha$

$$\omega_{\alpha \rightarrow \beta} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \beta | H_{\text{int}} | \alpha \rangle|^2 \rho(E)$$

- $\langle \beta | H_{\text{int}} | \alpha \rangle$ = élément de matrice moyen entre l'état $|\alpha\rangle$ et un état $|\beta\rangle$ de l'hamiltonien d'interaction (perturbation)
- $\rho(E) = dN/dE$ = densité d'états finals accessibles
(ou facteur d'espace de phase)

Etats métastables

- Probabilité de désintégration d'un état $|\alpha\rangle$ par unité de temps

$$\omega_\alpha = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle H_{\text{int}} | \alpha \rangle|^2 \rho(E) = \text{constante, si } H_{\text{int}} \text{ constante}$$

- η_0 = nombre de systèmes dans l'état $|\alpha\rangle$ à l'instant $t=0$
- $\eta(t)$ = nombre de systèmes dans l'état $|\alpha\rangle$ à l'instant $t>0$
- $\eta(t) \omega_\alpha dt$ = nombre de désintégrations entre t et $t+dt$

$$d\eta = -\eta(t) \omega_\alpha dt \Rightarrow \frac{d\eta}{dt} = -\eta(t) \omega_\alpha \Rightarrow \eta(t) = \eta_0 \exp(-\omega_\alpha t)$$

- On définit la durée de vie moyenne τ_α de l'état $|\alpha\rangle$

$$\tau_\alpha = \frac{1}{\omega_\alpha}$$

$$\eta(t) = \eta_0 \exp(-t / \tau_\alpha)$$

Loi de décroissance exponentielle des états métastables

Etats métastables (suite)

- Cas $H_{\text{int}} = 0$: $\omega_\alpha = 0$, $\eta(t) = \eta_0 = \text{constante}$
 - Fonction d'onde stationnaire de l'état $|\alpha\rangle$ $\psi_\alpha(\vec{x}, t) = u_\alpha(\vec{x}) \exp\left(-\frac{iE_\alpha t}{\hbar}\right)$
 - Probabilité de présence de l'état $|\alpha\rangle$ au temps t

$$\int |\psi_\alpha(\vec{x}, t)|^2 d^3\vec{x} = \int |u_\alpha(\vec{x})|^2 d^3\vec{x} = 1 = \text{constante}$$

- Cas $H_{\text{int}} \neq 0$: $\omega_\alpha = 1/\tau_\alpha \neq 0$, $\eta(t) = \eta_0 \exp(-t/\tau_\alpha)$
 - Probabilité de présence de l'état $|\alpha\rangle$ au temps t : $\exp(-t/\tau_\alpha) \neq \text{constante}$

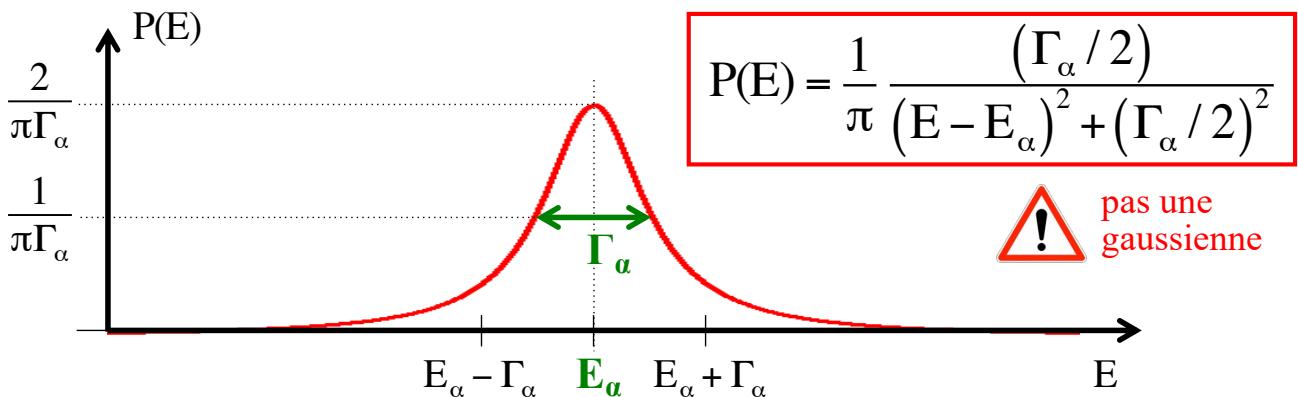
– On écrit $\psi_\alpha(\vec{x}, t) = u_\alpha(\vec{x}) \exp\left(-\frac{iE_\alpha t}{\hbar}\right) \exp\left(-\frac{t}{2\tau_\alpha}\right)$
de sorte que $\int |\psi_\alpha(\vec{x}, t)|^2 d^3\vec{x} = \int |u_\alpha(\vec{x})|^2 \exp\left(-\frac{t}{\tau_\alpha}\right) d^3\vec{x} = \exp\left(-\frac{t}{\tau_\alpha}\right)$

– On définit $\Gamma_\alpha = \frac{\hbar}{\tau_\alpha} = \hbar\omega_\alpha$ $\psi_\alpha(\vec{x}, t) = u_\alpha(\vec{x}) \exp\left(-\frac{i}{\hbar}\left(E_\alpha - i\frac{\Gamma_\alpha}{2}\right)t\right)$
énergie complexe

OS, 30 avril 2025

143

Résonance de Breit-Wigner



$P(E)dE$ = prob. pour que le système métastable
“d'énergie $E_\alpha - i\Gamma_\alpha/2$ ” ait effectivement
une énergie comprise entre E et $E+dE$

E_α = valeur la plus probable de l'énergie
 Γ_α = largeur (à mi-hauteur)
 $\tau_\alpha = \hbar/\Gamma_\alpha$ = durée de vie moyenne

} de l'état
métastable
(résonance)

OS, 30 avril 2025

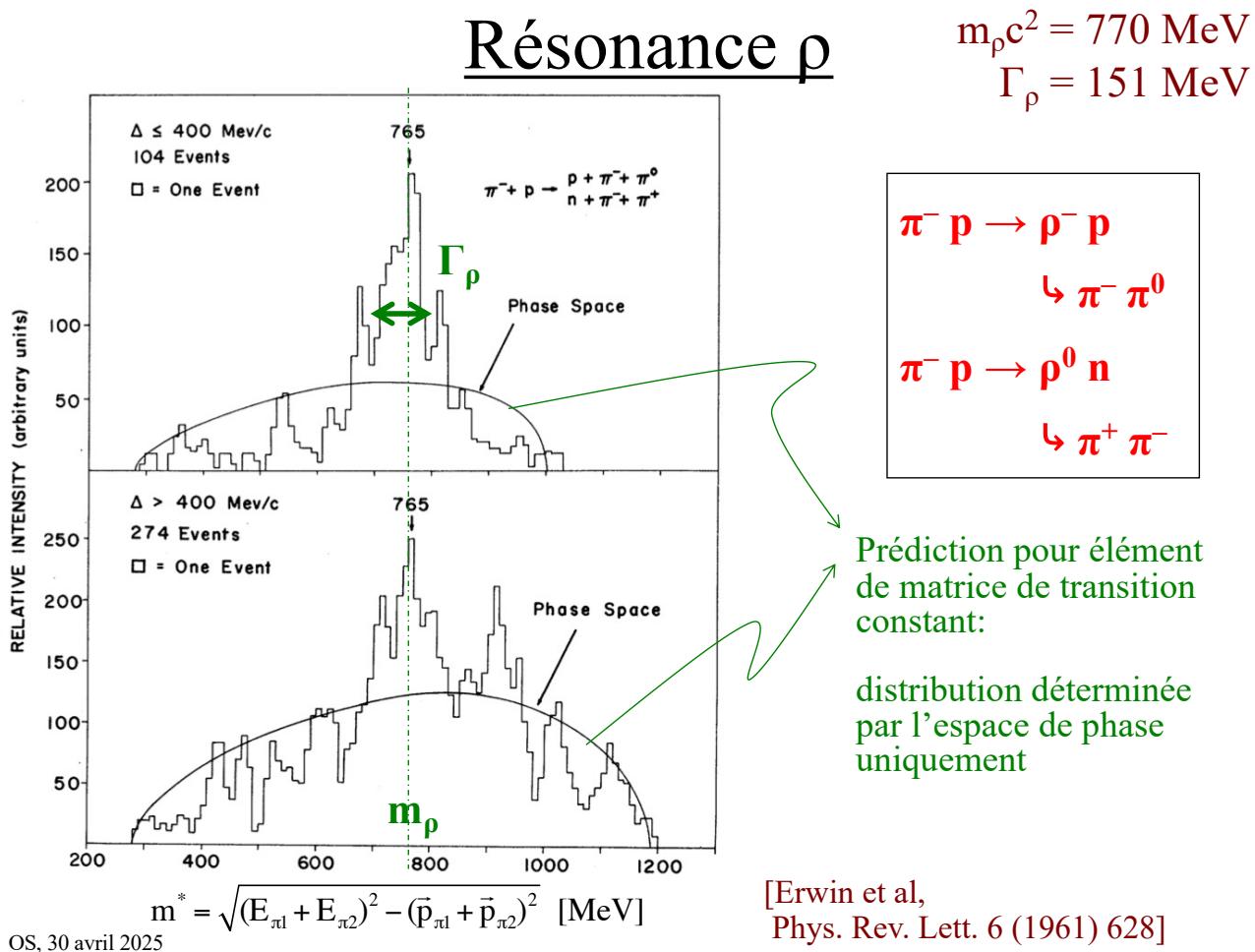
144

Interactions et temps caractéristiques

$$\text{intensité interaction} \propto \langle \alpha | H_{\text{int}} | \beta \rangle^2 \propto \omega \propto \Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$$

$$\hbar = \frac{\hbar c}{c} \cong \frac{197 \text{ MeV fm}}{3 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}} = 6.6 \times 10^{-22} \text{ MeV s}$$

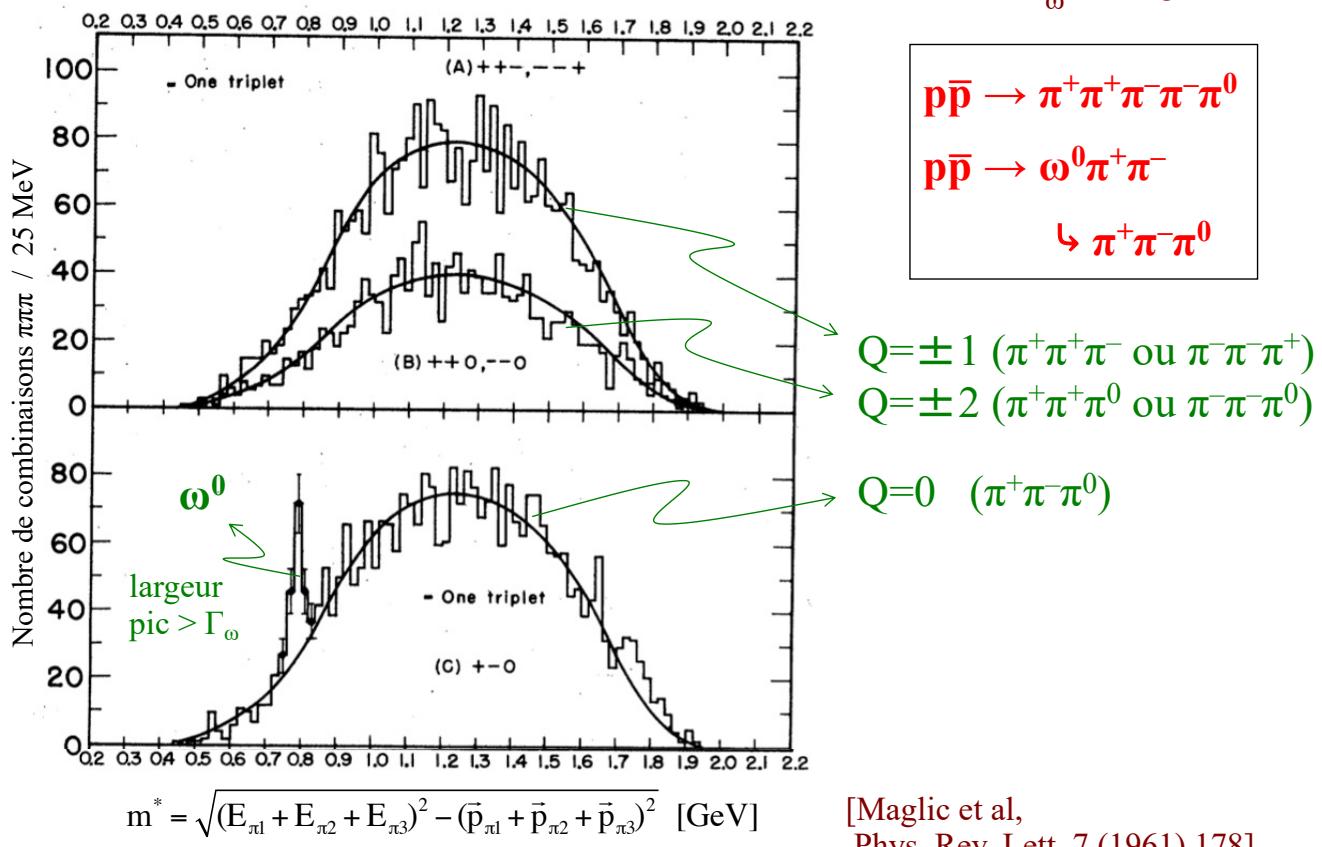
Interaction	Γ [MeV]	τ [s]	Exemple	
faible	$< 10^{-8}$	$> 10^{-13}$	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	$\tau = 2.6 \times 10^{-8} \text{ s}$ $\Gamma = 2.5 \times 10^{-8} \text{ eV}$
é.m.	$< 10^{-1}$	$> 10^{-20}$	$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	$\tau = 8.4 \times 10^{-17} \text{ s}$ $\Gamma = 7.8 \text{ eV}$
forte	$< 10^3$	$\geq 10^{-24}$	$\rho \rightarrow \pi\pi$	$\tau = 4.4 \times 10^{-24} \text{ s}$ $\Gamma = 151 \text{ MeV}$



Résonance ω^0

$$m_\omega c^2 = 782 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_\omega = 8 \text{ MeV}$$

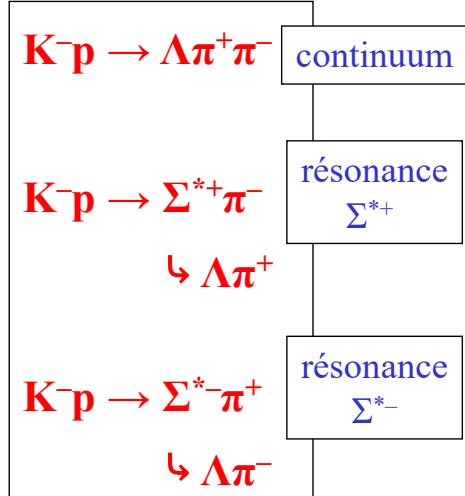
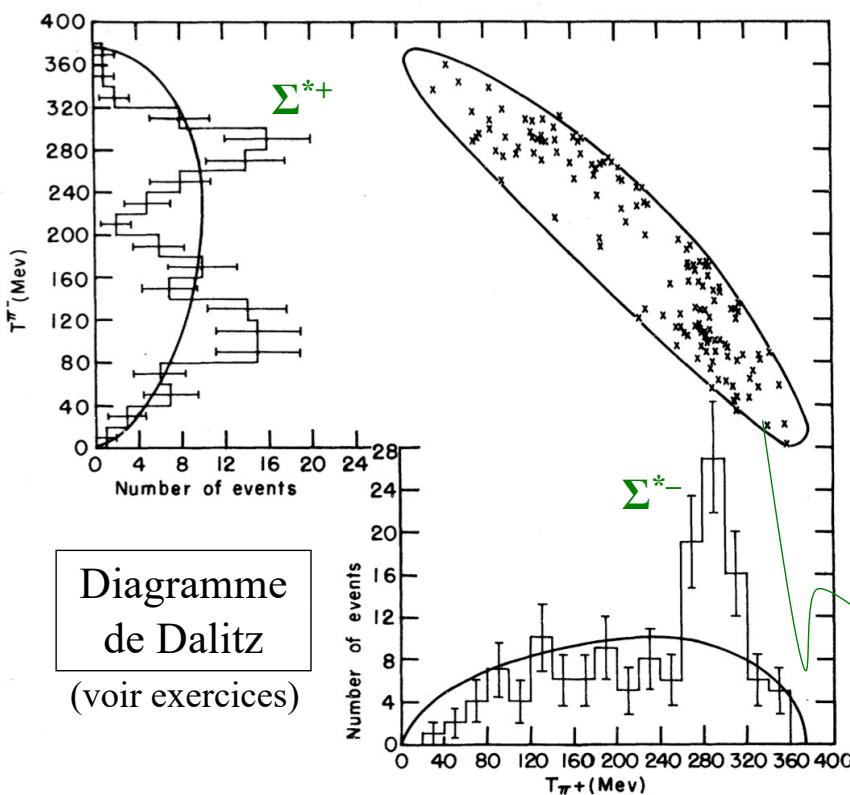


147

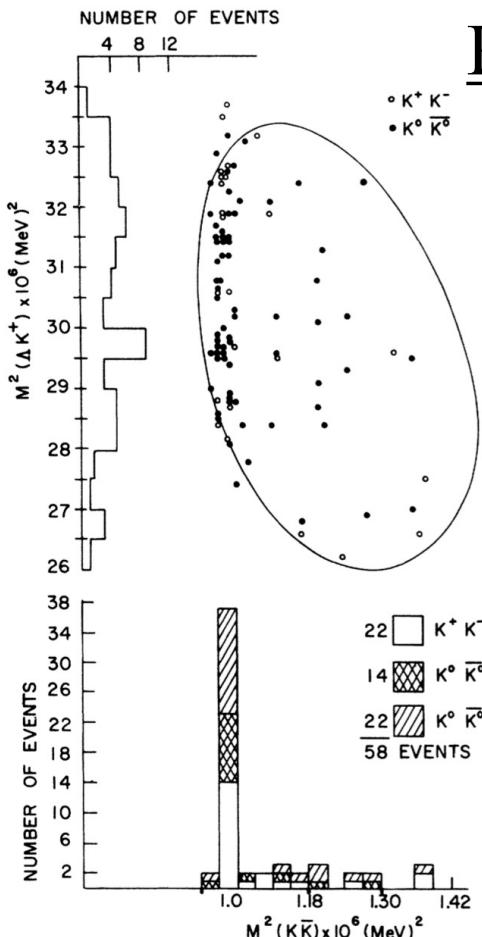
Résonance $\Sigma^{*\pm}$

$$m_{\Sigma^*} c^2 = 1383 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{\Sigma^*} = 36 \text{ MeV}$$



contour = limite cinétique
point = mesure effectuée sur un événement



Résonance ϕ

$$m_\phi c^2 = 1019 \text{ MeV}$$

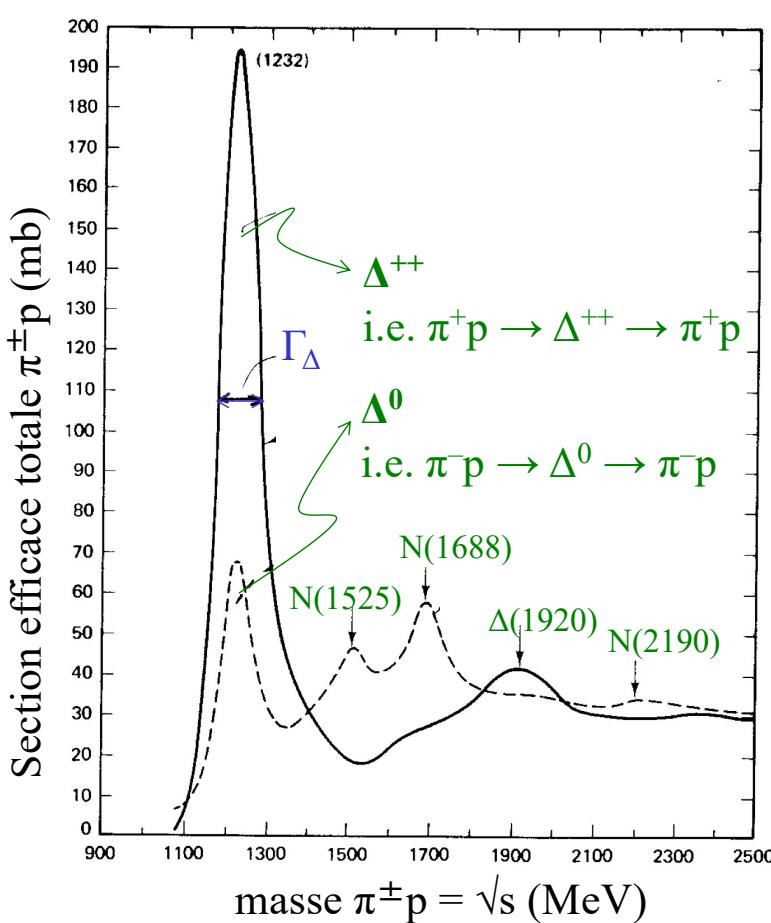
$$\Gamma_\phi = 4 \text{ MeV}$$

$K^- p \rightarrow \Lambda K^+ K^- \text{ ou } \Lambda K^0 \bar{K}^0$
 $K^- p \rightarrow \Lambda \phi$
 $\hookdownarrow K^+ K^- \text{ ou } K^0 \bar{K}^0$

[Connolly et al, Phys. Rev. Lett. 10 (1963) 371]

OS, 30 avril 2025

149



Diffusion pion-nucléon

$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$

$\pi^- p \rightarrow \pi^- p$

Plusieurs résonances observées,
certaines dans les deux canaux (Δ),
d'autres pas (N)

OS, 30 avril 2025

150

Quelques résonances (mésons) ...

• π^\pm	1 ⁻ (0 ⁻)	$f_1(1510)$	0 ⁺⁽¹⁺⁺⁾	$\pi_2(2005)$	1 ⁻⁽²⁺⁻⁾	• K^\pm	1/2(0 ⁻)	• D^\pm	1/2(0 ⁻)
• π^0	1 ⁻⁽⁰⁺⁺⁾	$f_2'(1525)$	0 ⁺⁽²⁺⁺⁾	• $f_2(2010)$	0 ⁺⁽²⁺⁺⁾	• K^0	1/2(0 ⁻)	• D^0	1/2(0 ⁻)
• η	0 ⁺⁽⁰⁺⁺⁾	$f_2(1565)$	0 ⁺⁽²⁺⁺⁾	$f_0(2020)$	0 ⁺⁽⁰⁺⁺⁾	• K_S^0	1/2(0 ⁻)	• $D^*(2007)^0$	1/2(1 ⁻)
• $f_0(500)$ aka ω ; was $f_0(600)$	0 ⁺⁽⁰⁺⁺⁾	$\rho(1570)$	1 ⁺⁽¹⁻⁻⁾	• $f_4(2050)$	0 ⁺⁽⁴⁺⁺⁾	• K_L^0	1/2(0 ⁻)	• $D^*(2010)^\pm$	1/2(1 ⁻)
• $\rho(770)$	1 ⁺⁽¹⁻⁻⁾	• $\pi_1(1600)$	1 ⁻⁽¹⁺⁺⁾	$\pi_2(2100)$	1 ⁻⁽²⁺⁻⁾	• $K_0^*(700)$ aka κ ; was $K_0^*(800)$	1/2(0 ⁺)	• $D_0^*(2300)^0$ was $D_0^*(2400)^0$	1/2(0 ⁺)
• $\omega(782)$	0 ⁻⁽¹⁻⁻⁾	• $a_1(1640)$	1 ⁻⁽¹⁺⁺⁾	$f_0(2100)$	0 ⁺⁽⁰⁺⁺⁾	• $K^*(892)$	1/2(1 ⁻)	• $D_0^*(2300)^\pm$ was $D_0^*(2400)^\pm$	1/2(0 ⁺)
• $\eta(958)$	0 ⁺⁽⁰⁺⁺⁾	$f_2(1640)$	0 ⁺⁽²⁺⁺⁾	$f_2(2150)$	0 ⁺⁽²⁺⁺⁾	• $K_1(1270)$	1/2(1 ⁺)	• $D_1(2420)^0$	1/2(1 ⁺)
• $f_0(980)$	0 ⁺⁽⁰⁺⁺⁾	• $\eta_2(1645)$	0 ⁺⁽²⁺⁺⁾	$\rho(2150)$	1 ⁺⁽¹⁻⁻⁾	• $K_1(1400)$	1/2(1 ⁺)	$D_1(2420)^\pm$	1/2(?)
• $a_0(980)$	1 ⁻⁽⁰⁺⁺⁾	• $\omega(1650)$	0 ⁺⁽¹⁻⁻⁾	$f_0(2200)$	0 ⁺⁽⁰⁺⁺⁾	• $K_1^*(1410)$	1/2(1 ⁻)	• $D_1(2430)^0$	1/2(1 ⁺)
• $\phi(1020)$	0 ⁻⁽¹⁻⁻⁾	• $\omega_3(1670)$	0 ⁻⁽³⁻⁻⁾	$f_0(2220)$	0 ⁺⁽²⁺⁺⁾ or 4 ⁺⁺	• $K_1^*(1430)$	1/2(0 ⁺)	• $D_1^*(2460)^0$	1/2(2 ⁺)
• $h_1(1170)$	0 ⁻⁽¹⁺⁺⁾	• $\pi_2(1670)$	1 ⁻⁽²⁺⁺⁾	$\eta(2225)$	0 ⁺⁽⁰⁺⁺⁾	• $K_1^*(1460)$	1/2(0 ⁻)	• $D_1^*(2460)^\pm$	1/2(2 ⁺)
• $b_1(1235)$	1 ⁺⁽¹⁺⁺⁾	• $\phi(1680)$	0 ⁻⁽¹⁻⁻⁾	$\rho_2(2250)$	1 ⁺⁽³⁻⁻⁾	• $K_2(1580)$	1/2(2 ⁻)	• $D(2550)^0$	1/2(?)
• $a_1(1260)$	1 ⁻⁽¹⁺⁺⁾	• $\rho_3(1690)$	1 ⁺⁽³⁻⁻⁾	• $f_2(2300)$	0 ⁺⁽²⁺⁺⁾	• $K(1630)$	1/2(?)	• $D_1^*(2600)$	1/2(?)
• $f_2(1270)$	0 ⁺⁽²⁺⁺⁾	• $\rho(1700)$	1 ⁺⁽¹⁻⁻⁾	$f_4(2300)$	0 ⁺⁽⁴⁺⁺⁾	• $K_1(1650)$	1/2(1 ⁺)	• $D(2600)$	1/2(?)
• $f_1(1285)$	0 ⁺⁽¹⁺⁺⁾	• $a_2(1700)$	1 ⁻⁽²⁺⁺⁾	$f_0(2330)$	0 ⁺⁽⁰⁺⁺⁾	• $K^*(1680)$	1/2(1 ⁻)	• $D_1^*(2640)$	1/2(?)
• $\eta(1295)$	0 ⁺⁽⁰⁺⁺⁾	• $f_0(1710)$	0 ⁺⁽⁰⁺⁺⁾	• $f_2(2340)$	0 ⁺⁽²⁺⁺⁾	• $K_2(1770)$	1/2(2 ⁻)	• $D_1^*(2740)^0$	1/2(?)
• $\pi(1300)$	1 ⁻⁽⁰⁺⁺⁾	$\eta(1760)$	0 ⁺⁽⁰⁺⁺⁾	$\rho_5(2350)$	1 ⁺⁽⁵⁻⁻⁾	• $K_2^*(1780)$	1/2(3 ⁻)	• $D_1^*(2750)$	1/2(3 ⁻)
• $a_2(1320)$	1 ⁻⁽²⁺⁺⁾	• $\pi(1800)$	1 ⁻⁽⁰⁺⁺⁾	$f_0(2510)$	0 ⁺⁽⁶⁺⁺⁾	• $K_2(1820)$	1/2(2 ⁻)	• $D_1^*(2800)$	1/2(?)
• $f_0(1370)$	0 ⁺⁽⁰⁺⁺⁾	$f_2(1810)$	0 ⁺⁽²⁺⁺⁾			• $K(1830)$	1/2(0 ⁻)	• $D_1^*(2840)^\pm$	1/2(?)
• $\pi_1(1400)$	1 ⁻⁽¹⁺⁺⁾	X(1835)	? ⁻⁽⁰⁺⁺⁾			• $K_0^*(1950)$	1/2(0 ⁺)	• $D_1^*(2860)$	1/2(?)
• $\eta(1405)$	0 ⁺⁽⁰⁺⁺⁾	• $\phi_3(1850)$	0 ⁻⁽³⁻⁻⁾			• $K_2^*(1980)$	1/2(2 ⁺)	• $D_1^*(2900)^0$	1/2(?)
• $h_1(1415)$ was $h_1(1380)$	0 ⁻⁽¹⁺⁺⁾	• $\eta_2(1870)$	0 ⁺⁽²⁺⁺⁾			• $K_4(2045)$	1/2(4 ⁺)	• $D_s(2536)^\pm$	0(1 ⁺)
• $a_1(1420)$	1 ⁻⁽¹⁺⁺⁾	• $\pi_2(1880)$	1 ⁻⁽²⁺⁺⁾			• $K_2(2250)$	1/2(2 ⁻)	• $D_s(2573)^\pm$	0(1 ⁺)
• $f_1(1420)$	0 ⁺⁽¹⁺⁺⁾	$\rho(1900)$	1 ⁺⁽¹⁻⁻⁾			• $K_3(2320)$	1/2(3 ⁺)	• $D_s^*(2600)^\pm$	0(1 ⁻)
• $\omega(1420)$	0 ⁻⁽¹⁻⁻⁾	$f_2(1910)$	0 ⁺⁽²⁺⁺⁾			• $K_2^*(2380)$	1/2(5 ⁻)	• $D_s^*(2640)^\pm$	0(3 ⁻)
• $f_2(1430)$	0 ⁺⁽²⁺⁺⁾	$a_0(1950)$	1 ⁻⁽⁰⁺⁺⁾			• $K_4(2500)$	1/2(4 ⁻)	• $D_{sJ}(3040)^\pm$	0(?)
• $a_0(1450)$	1 ⁻⁽⁰⁺⁺⁾	• $f_2(1950)$	0 ⁺⁽²⁺⁺⁾			• $K(3100)$? ^(?)	etc ...	
• $\rho(1450)$	1 ⁺⁽¹⁻⁻⁾	• $a_4(1970)$	1 ⁻⁽⁴⁺⁺⁾						
• $\eta(1475)$	0 ⁺⁽⁰⁺⁺⁾	$\rho_3(1990)$	1 ⁺⁽³⁻⁻⁾						
• $f_0(1500)$	0 ⁺⁽⁰⁺⁺⁾								

OS, 30 avril 2025

151

Quelques résonances (baryons) ...

p	1/2 ⁺ ****	$\Delta(1232)$	3/2 ⁺ ****	Λ	1/2 ⁺ ****	Σ^+	1/2 ⁺ ****	$\Xi(2620)$	**
n	1/2 ⁺ ****	$\Delta(1600)$	3/2 ⁺ ****	$\Lambda(1405)$	1/2 ⁻ ****	Σ^0	1/2 ⁺ ****	$\Xi(3000)$	*
$N(1440)$	1/2 ⁺ ****	$\Delta(1620)$	1/2 ⁻ ****	$\Lambda(1520)$	3/2 ⁻ ****	Σ^-	1/2 ⁺ ****	$\Xi(3170)$	*
$N(1520)$	3/2 ⁻ ****	$\Delta(1700)$	3/2 ⁻ ****	$\Lambda(1600)$	1/2 ⁺ ***	$\Sigma(1385)$	3/2 ⁺ ****		
$N(1535)$	1/2 ⁻ ****	$\Delta(1750)$	1/2 ⁺ *	$\Lambda(1670)$	1/2 ⁻ ****	$\Sigma(1480)$	*		
$N(1650)$	1/2 ⁻ ****	$\Delta(1900)$	1/2 ⁻ ***	$\Lambda(1690)$	3/2 ⁻ ****	$\Sigma(1560)$	**	Ξ^0	1/2 ⁺ ****
$N(1675)$	5/2 ⁻ ****	$\Delta(1905)$	5/2 ⁺ ****	$\Lambda(1710)$	1/2 ⁺ *	$\Sigma(1580)$	3/2 ⁻ *	Ξ^-	1/2 ⁺ ****
$N(1680)$	3/2 ⁺ ****	$\Delta(1910)$	1/2 ⁺ ***	$\Lambda(1800)$	1/2 ⁻ ***	$\Sigma(1620)$	1/2 ⁻ *	$\Xi(1530)$	3/2 ⁺ ****
$N(1700)$	3/2 ⁻ ***	$\Delta(1920)$	3/2 ⁺ ***	$\Lambda(1810)$	1/2 ⁺ ***	$\Sigma(1620)$		$\Xi(1620)$	*
$N(1710)$	1/2 ⁺ ****	$\Delta(1930)$	5/2 ⁻ ***	$\Lambda(1820)$	5/2 ⁺ ****	$\Sigma(1660)$	1/2 ⁺ ***	$\Xi(1690)$	***
$N(1720)$	3/2 ⁺ ****	$\Delta(1940)$	3/2 ⁻ **	$\Lambda(1830)$	5/2 ⁻ ****	$\Sigma(1670)$	3/2 ⁻ ****	$\Xi(1820)$	3/2 ⁻ ***
$N(1860)$	5/2 ⁺ **	$\Delta(1950)$	7/2 ⁺ ***	$\Lambda(1890)$	3/2 ⁺ ***	$\Sigma(1670)$		$\Xi(1950)$	***
$N(1875)$	3/2 ⁻ ***	$\Delta(2000)$	5/2 ⁺ **	$\Lambda(2000)$	1/2 ⁺ *	$\Sigma(1690)$	**	$\Xi(2030)$	$\frac{5}{2}?$ ***
$N(1880)$	1/2 ⁺ ***	$\Delta(2150)$	1/2 ⁻ *	$\Lambda(2020)$	7/2 ⁺ *	$\Sigma(1730)$	3/2 ⁺ *	$\Xi(2120)$	*
$N(1895)$	1/2 ⁻ ****	$\Delta(2200)$	7/2 ⁻ ***	$\Lambda(2050)$	3/2 ⁻ *	$\Sigma(1750)$	1/2 ⁻ ***	$\Xi(2250)$	**
$N(1900)$	3/2 ⁺ ****	$\Delta(2300)$	9/2 ⁺ **	$\Lambda(2100)$	7/2 ⁻ ****	$\Sigma(1770)$	1/2 ⁺ *	$\Xi(2370)$	**
$N(1990)$	7/2 ⁺ **	$\Delta(2350)$	5/2 ⁻ *	$\Lambda(2110)$	5/2 ⁺ ***	$\Sigma(1775)$	5/2 ⁻ ****	$\Xi(2500)$	*
$N(2000)$	5/2 ⁺ **	$\Delta(2390)$	7/2 ⁺ *	$\Lambda(2325)$	3/2 ⁻ *	$\Sigma(1840)$	3/2 ⁺ *	Ω^-	3/2 ⁺ ****
$N(2040)$	3/2 ⁺ *	$\Delta(2400)$	9/2 ⁻ **	$\Lambda(2350)$	9/2 ⁺ ***	$\Sigma(1880)$	1/2 ⁺ **	$\Omega(2012)$?- ***
$N(2060)$	5/2 ⁻ ***	$\Delta(2420)$	11/2 ⁺ ***	$\Lambda(2585)$	**	$\Sigma(1900)$	1/2 ⁻ *	$\Omega(2250)$	***
$N(2100)$	1/2 ⁺ ***	$\Delta(2750)$	13/2 ⁻ **			$\Sigma(1915)$	5/2 ⁺ ****	$\Omega(2380)$	**
$N(2120)$	3/2 ⁻ ***	$\Delta(2950)$	15/2 ⁺ **			$\Sigma(1940)$	3/2 ⁺ *	$\Omega(2470)$	**
$N(2190)$	1/2 ⁻ ****					$\Sigma(1940)$	3/2 ⁻ ***		
$N(2220)$	9/2 ⁺ ***					$\Sigma(2000)$	1/2 ⁻ *		
$N(2250)$	9/2 ⁻ ***					$\Sigma(2030)$	7/2 ⁺ ****		
$N(2300)$	1/2 ⁺ **					$\Sigma(2070)$	5/2 ⁺ *		
$N(2570)$	5/2 ⁻ **					$\Sigma(2080)$	3/2 ⁺ **		
$N(2600)$	11/2 ⁻ ***					$\Sigma(2100)$	7/2 ⁻ *		
$N(2700)$	13/2 ⁺ **					$\Sigma(2250)$	***		
						$\Sigma(2455)$	**		

**** Existence is certain, and properties are at least fairly explored.
 *** Existence ranges from very likely to certain, but further confirmation is desirable and/or quantum numbers, branching fractions, etc. are not well determined.
 ** Evidence of existence is only fair.
 * Evidence of existence is poor.

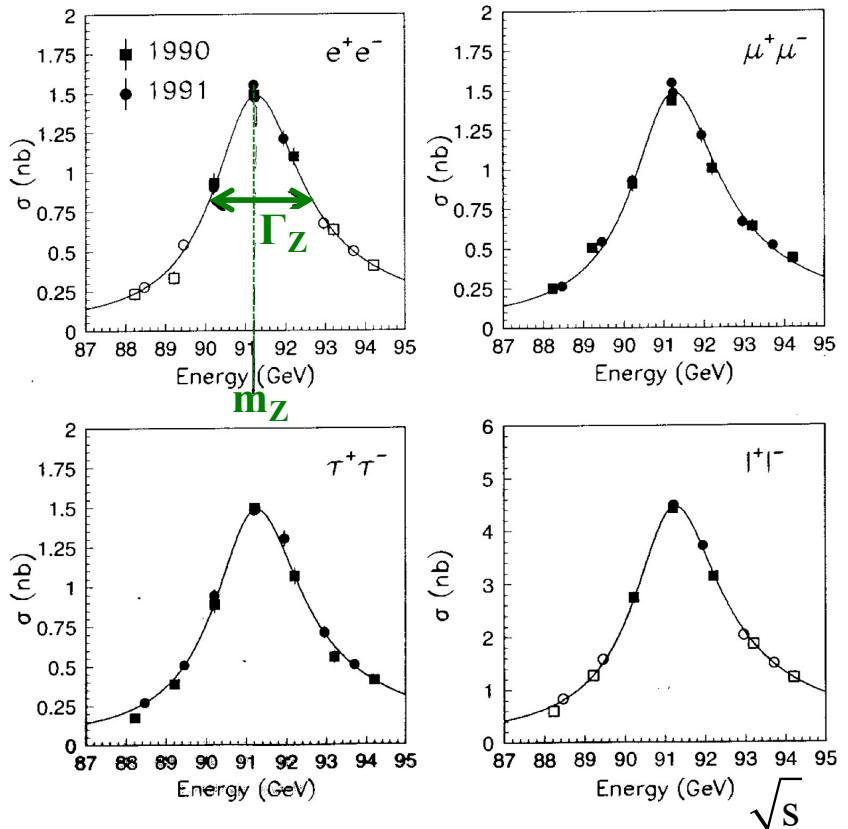
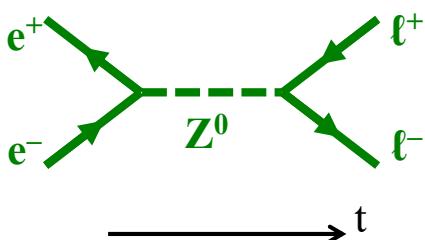
OS, 30 avril 2025

152

Résonance Z^0

Production de bosons Z^0 au LEP
(Large Electron Positron collider)

$$e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^- , \ell = e, \mu, \tau$$



Chapitre 7: Nombres quantiques et lois de conservation

- Lois de conservation
- Moment cinétique, spin, parité
- Isospin
- Charges baryonique et leptoniques
- Charge d'étrangeté
- Classification des hadrons

Lois de conservation

	Transformations ou symétries	Quantités conservées (si invariance respectée)	Interactions forte	é.m.	faible
Symétries continues Quantités additives	Translations espace-temps	Energie-impulsion	oui	oui	oui
	Rotations espace-temps	Moment cinétique	oui	oui	oui
	Rotations espace isospin	Isospin	oui	non	non
	Transformations de jauge	Charge électrique	oui	oui	oui
		Charge baryonique	oui	oui	oui
		Charges leptoniques	oui	oui	oui
		Charges d'étrangeté, ...	oui	oui	non
Symétries discrètes Quantités multiplicatives	P = inversion d'espace	Parité P = ±1	oui	oui	non
	C = conjugaison de charge	C = ±1	oui	oui	non
	CP	CP = ±1	oui	oui	presque
	T = renversement du temps	–	oui	oui	presque
	CPT	–	oui	oui	oui

Conservation du moment cinétique et de la parité dans un processus $1+2 \rightarrow 3+4$

- **Conservation du moment cinétique total**

$$\vec{J}_1 + \vec{J}_2 + \vec{L}_{12} = \vec{J}_3 + \vec{J}_4 + \vec{L}_{34}$$

Attention:
composition vectorielle
des moments cinétiques

- J_i = spin de la particule i (entier ou demi-entier)
- L_{ij} = moment cinétique orbital relatif entre les particules i et j (entier)

- **Conservation de la parité,
seulement si interaction forte ou é.m., par si interaction faible**

$$P_1 \cdot P_2 \cdot (-1)^{L_{12}} = P_3 \cdot P_4 \cdot (-1)^{L_{34}}$$

Attention: les parités sont multiplicatives

- P_i = parité intrinsèque de la particule i (+1 ou -1)
- L_{ij} = moment cinétique orbital relatif entre les particules i et j (entier)

Se généralise pour un processus avec un nombre quelconque de particules dans l'état final ou pour une désintégration

Spin = moment cinétique intrinsèque

- Chaque particule a un moment **cinétique intrinsèque J (= spin)**
 - contrairement au moment cinétique orbital L qui prend des valeurs entières (en unités de \hbar), le spin J peut être demi-entier ou entier
- **Fermions \Leftrightarrow J demi-entier**
 - leptons et quarks: $J = 1/2$
 - baryons: $J = 1/2, 3/2, 5/2, \dots$ [par exemple $J_p=J_n=1/2$]
- **Bosons \Leftrightarrow J entier**
 - boson de Higgs H: $J = 0$
 - bosons d'échange (γ, Z^0, W^\pm , gluons): $J = 1$
 - méstons: $J = 0, 1, 2, 3, \dots$ [par exemple $J_\pi=0$]

En mécanique quantique, deux particules identiques sont indistinguables. **L'état quantique d'un système de deux particules identiques doit être soit antisymétrique (cas des fermions) soit symétrique (cas des bosons) sous l'échange des deux particules.**

Parité intrinsèque

- Chaque hadron possède une **parité intrinsèque P (= ± 1)** qui décrit la manière dont son état quantique propre (au repos) se transforme sous une inversion d'espace
 - Exemples:
 - proton, neutron: $P_p = P_n = +1$
 - pion: $P_\pi = -1$
- Spin et parité intrinsèques sont souvent donnés ensemble et notés J^P
 - Exemples:
 - proton, neutron: $J^P = 1/2^+$
 - pion: $J^P = 0^-$

Nomenclature pour les mésons

$J^P = 0^-$	pseudo-scalaire
$J^P = 0^+$	scalaire
$J^P = 1^-$	vecteur
$J^P = 1^+$	pseudo-vecteur

Parité orbitale en mécanique quantique

- Inversion d'espace: opérateur \mathbf{P}

$\psi(\vec{r}) \rightarrow \psi(-\vec{r})$	fonction d'onde
$ \psi\rangle \rightarrow \mathbf{P} \psi\rangle$	"ket"
$\mathbf{P}^2 \psi\rangle = \psi\rangle$	\Rightarrow valeurs propres $= \pm 1$

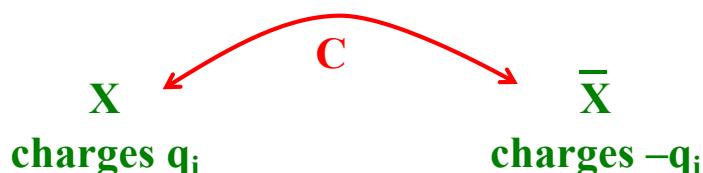
- Conservation de la parité $\Leftrightarrow [\mathbf{P}, \mathbf{H}] = 0$ (\mathbf{H} = Hamiltonien)
- Cas d'une particule (relative) dans un potentiel central:
 - conservation du moment cinétique $\Leftrightarrow [\mathbf{L}_x, \mathbf{H}] = [\mathbf{L}_y, \mathbf{H}] = [\mathbf{L}_z, \mathbf{H}] = 0$
 - Les états propres simultanés de \mathbf{H} , \mathbf{L}^2 et \mathbf{L}_z , de moment cinétique ℓ
 $\psi_{nlm}(\vec{r}) = R_{nl}(r)Y_\ell^m(\theta, \varphi)$ où (r, θ, φ) = coordonnées sphériques
 sont aussi états propres de \mathbf{P} , pour la valeur propre $(-1)^\ell$:

$$\begin{aligned}\mathbf{P}\psi_{nlm}(\vec{r}) &= \psi_{nlm}(-\vec{r}) = R_{nl}(r)Y_\ell^m(\pi - \theta, \varphi + \pi) \\ &= R_{nl}(r)(-1)^\ell Y_\ell^m(\theta, \varphi) = (-1)^\ell \psi_{nlm}(\vec{r})\end{aligned}$$

$$\boxed{\mathbf{P} = (-1)^\ell}$$

Conjugaison de charge C

- Opération consistant à changer le signe de toutes les charges d'une particule X pour obtenir son anti-particule \bar{X}



- Si $q_i = 0$, alors X est sa propre antiparticule
 \rightarrow deux cas:



Nombre quantique	Exemple
$C = +1$	π^0
$C = -1$	γ

- Les interactions forte et é.m. conservent C

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \quad \pi^0 \not\rightarrow \gamma\gamma\gamma$$

Nucléon (= proton ou neutron)

- Le nucléon a un spin $s = \frac{1}{2}$
 - Espace des états de spin de dimension $2s+1 = 2$
 - Base de l'espace des états de spin $\{\left|\uparrow\right\rangle, \left|\downarrow\right\rangle\}$ formée d'états propres de \vec{s}^2 et s_z

$$\vec{s}^2 |\uparrow\rangle = s(s+1)\hbar^2 |\uparrow\rangle = \frac{3}{4}\hbar^2 |\uparrow\rangle \quad s_z |\uparrow\rangle = +\frac{1}{2}\hbar |\uparrow\rangle$$
$$\vec{s}^2 |\downarrow\rangle = s(s+1)\hbar^2 |\downarrow\rangle = \frac{3}{4}\hbar^2 |\downarrow\rangle \quad s_z |\downarrow\rangle = -\frac{1}{2}\hbar |\downarrow\rangle$$

- Le nucléon est un fermion
 - il obéit à la statistique de Fermi-Dirac, et donc au principe d'exclusion de Pauli

En mécanique quantique, deux particules identiques sont indistinguables. L'état quantique d'un système de deux particules identiques doit être soit antisymétrique (cas des fermions) soit symétrique (cas des bosons) sous l'échange des deux particules.

Système de deux nucléons de spin $\frac{1}{2}$

- Base de l'espace de états de spin de dim. 4: $\{|\uparrow\uparrow\rangle, |\uparrow\downarrow\rangle, |\downarrow\uparrow\rangle, |\downarrow\downarrow\rangle\}$
 - pas états propres du spin total $\vec{S} = \vec{s}_1 + \vec{s}_2$
- Nouvelle base d'états propres du spin total: $\{|S; M_S\rangle\}$, $S = 0, 1, -S \leq M_S \leq S$

$ 0; 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow\rangle - \downarrow\uparrow\rangle)$	état singulet $S=0$, antisymétrique
$ 1; +1\rangle = \uparrow\uparrow\rangle$	
$ 1; 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow\rangle + \downarrow\uparrow\rangle)$	triplet d'états $S=1$, symétriques sous l'échange des deux nucléons
$ 1; -1\rangle = \downarrow\downarrow\rangle$	

Si l'état de mouvement est symétrique (ℓ pair, par ex. $\ell=0$)

- un système pp ou nn (fermions identiques) doit être dans un état antisymétrique, donc avoir $S=0$ ($S=1$ interdit)
- un système pn (fermions différents) peut avoir $S=0$ ou $S=1$

Interaction nucléon-nucléon:

faits d'expérience

- Deuton:



le seul système lié de deux nucléons est le système pn dans l'état $S=1$ et $\ell=0$

⇒ le force entre un proton et un neutron dépend du spin

- Indépendance de charge des forces nucléaires:

- si les deux nucléons sont dans le même état de mouvement relatif et de spin total, et si on ignore les forces de Coulomb, alors

force entre p et p = force entre n et n = force entre p et n

- de plus: $m_p \simeq m_n$

⇒ Le proton et le neutron sont très semblables;
ils seraient indiscernables si la seule force en jeu était la force nucléaire forte

la force é.m.
“lève la
dégénérescence”

Isospin du nucléon

- Le nucléon a un isospin $I = \frac{1}{2}$

- Le nucléon a $2I+1 = 2$ états de charge possible

- état proton $|p\rangle$
- état neutron $|n\rangle$

} “doublet d'isospin”

- Espace des états d'isospin de dimension $2I+1 = 2$

- Base de l'espace des états de spin formée d'états propres de \vec{I}^2 et I_3

$$\begin{aligned}\vec{I}^2|p\rangle &= I(I+1)|p\rangle = \frac{3}{4}|p\rangle & I_3|p\rangle &= +\frac{1}{2}|p\rangle \\ \vec{I}^2|n\rangle &= I(I+1)|n\rangle = \frac{3}{4}|n\rangle & I_3|n\rangle &= -\frac{1}{2}|n\rangle\end{aligned}$$

- opérateur de charge pour le nucléon: $Q = I_3 + 1/2$

$$\begin{aligned}Q|p\rangle &= +1|p\rangle & \text{valeur propre } +1 \\ Q|n\rangle &= 0|n\rangle & \text{valeur propre } 0\end{aligned}$$

même formalisme que le spin

Composition de deux isospins $\frac{1}{2}$

- Même formalisme que pour la compositions de deux spins $\frac{1}{2}$
- Isospin total: $\vec{I} = \vec{I}^{(1)} + \vec{I}^{(2)}$
- Les états propres de \vec{I}^2 et I_3 forment une base de l'espace des états d'isospin $\{|I; M_I\rangle\}, I = 0, 1, -I \leq M_I \leq I$

$ 0; 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(pn\rangle - np\rangle)$	état singulet $I=0$, antisymétrique
$ 1; +1\rangle = pp\rangle$	
$ 1; 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(pn\rangle + np\rangle)$	triplet d'états $I=1$, symétriques sous l'échange des deux nucléons
$ 1; -1\rangle = nn\rangle$	

Système de deux nucléons

- Etat de spin $|S; M_S\rangle$, avec $S = 0$ ou 1
- Etat d'isospin $|I; M_I\rangle$, avec $I = 0$ ou 1
- Etat de mouvement relatif $|\psi\rangle$
- L'état complet $|\psi\rangle \otimes |S; M_S\rangle \otimes |I; M_I\rangle$ doit être antisymétrique pour des fermions
 - Cas $\ell=0$ ($|\psi\rangle$ symétrique): 6 états internes possibles

$$\begin{aligned}
 & \underbrace{|S=0; M_S=0\rangle}_{\text{antisym.}} \otimes \underbrace{|I=1; M_I\rangle}_{\text{sym.}} \\
 & \left\{ \begin{array}{ll} |0;0\rangle \otimes |1;+1\rangle & \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle) \otimes |pp\rangle \\ |0;0\rangle \otimes |1; 0\rangle & \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle) \otimes \frac{1}{\sqrt{2}}(|pn\rangle + |np\rangle) \\ |0;0\rangle \otimes |1;-1\rangle & \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle) \otimes |nn\rangle \end{array} \right. \\
 & \underbrace{|S=1; M_S\rangle}_{\text{sym.}} \otimes \underbrace{|I=0; M_I=0\rangle}_{\text{antisym.}} \\
 & \left\{ \begin{array}{ll} |1;+1\rangle \otimes |0;0\rangle & |\uparrow\uparrow\rangle \otimes \frac{1}{\sqrt{2}}(|pn\rangle - |np\rangle) \\ |1; 0\rangle \otimes |0;0\rangle & \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle) \otimes \frac{1}{\sqrt{2}}(|pn\rangle - |np\rangle) \\ |1;-1\rangle \otimes |0;0\rangle & |\downarrow\downarrow\rangle \otimes \frac{1}{\sqrt{2}}(|pn\rangle - |np\rangle) \end{array} \right.
 \end{aligned}$$

Interaction forte et isospin

- Interaction dépend de l'isospin total

- état lié pn, avec $\ell=0$ et $S=1 \Rightarrow I=0$
- états pp et nn ont nécessairement $I=1$
puisque $I_3 = \pm 1$;
or pp ou nn n'est pas un état lié

Système avec $\ell=0$	I	M_I	S	
pp	1	+1	0	
pn	1	0	0	même force entre les deux nucléons
nn	1	-1	0	
pn (deuton)	0	0	1	force différente

Les forces nucléaires:

- peuvent dépendre de I
- sont indépendantes de M_I
- conservent l'isospin

indépendance de charge

invariance par rotation dans l'espace
d'isospin (ou espace de charge)
 $\Leftrightarrow \vec{I}$ conservé
 $\Leftrightarrow [H, I_1] = [H, I_2] = [H, I_3] = 0$

NB: les forces é.m et faible ne conservent pas (violent) l'isospin !

Isospin du pion

- Le pion de Yukawa (= méson π) a un isospin $I = 1$

- Il a donc $2I+1 = 3$ états de charge possibles

$$\underbrace{\left| \pi^+ \right\rangle, \left| \pi^0 \right\rangle, \left| \pi^- \right\rangle}_{\text{base de l'espace des états d'isospin du pion}} \quad \text{"triplet d'isospin"}$$

$$\begin{aligned} \vec{I}^2 \left| \pi^+ \right\rangle &= I(I+1) \left| \pi^+ \right\rangle & I_3 \left| \pi^+ \right\rangle &= + \left| \pi^+ \right\rangle && \text{valeur propre } +1 \\ \vec{I}^2 \left| \pi^0 \right\rangle &= I(I+1) \left| \pi^0 \right\rangle & I_3 \left| \pi^0 \right\rangle &= 0 \left| \pi^0 \right\rangle && \text{valeur propre } 0 \\ \vec{I}^2 \left| \pi^- \right\rangle &= I(I+1) \left| \pi^- \right\rangle & I_3 \left| \pi^- \right\rangle &= - \left| \pi^- \right\rangle && \text{valeur propre } -1 \end{aligned}$$

- opérateur de charge pour le pion: $Q = I_3$

Tout hadron a un isospin

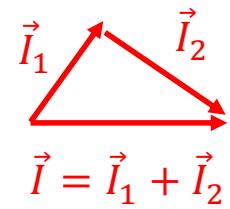
- Exemples:

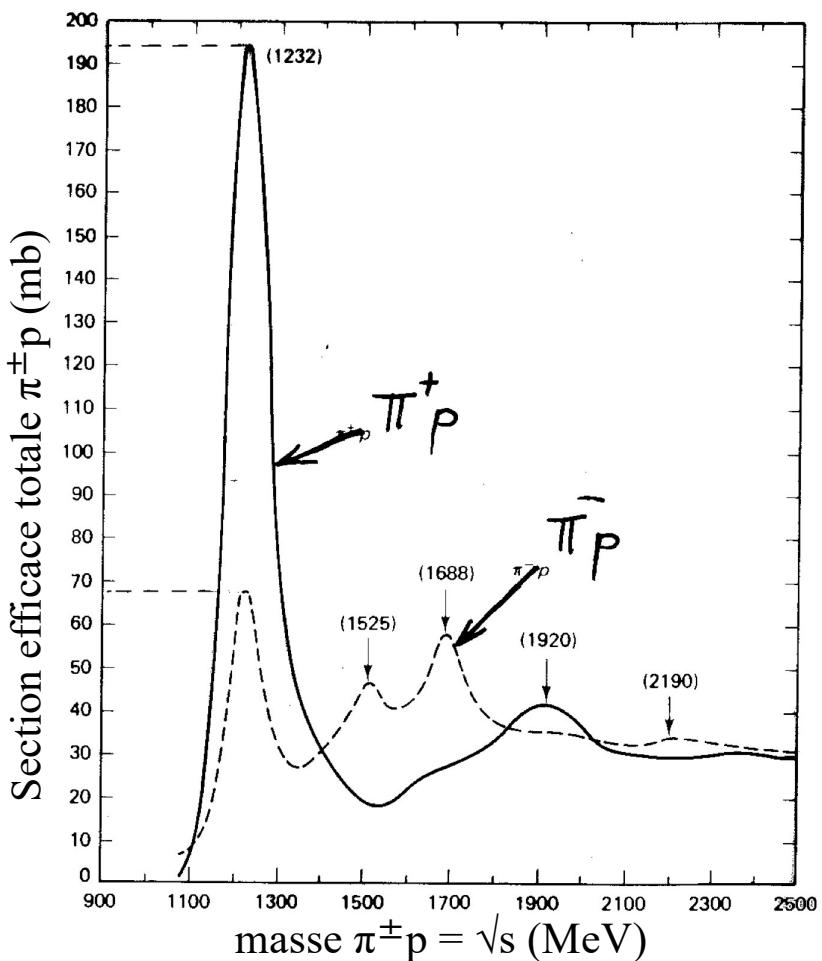
Hadron	Isospin I	Etats de charge	Valeur propre de I_3	Masse [MeV/c ²]	Spin et parité J ^P
N (nucléon)	1/2	p n	+1/2 -1/2	938.3 939.6	1/2 ⁺
π (pion)	1	π^+ π^0 π^-	+1 0 -1	139.6 135.0 139.6	0 ⁻
ρ (rho)	1	ρ^+ ρ^0 ρ^-	+1 0 -1	~770	1 ⁻
ω (omega)	0	ω^0	0	781.9	1 ⁻
Δ (delta)	3/2	Δ^{++} Δ^+ Δ^0 Δ^-	+3/2 +1/2 -1/2 -3/2	~1232	3/2 ⁺

hadron = particule sensible à l'interaction forte

Conservation de l'isospin total

- Le formalisme d'isospin est le même que le formalisme des moments cinétiques
- Somme (vectorielle) de deux isospins:
 - Règle de composition:
$$|I_1 - I_2| \leq I \leq I_1 + I_2, \text{ par pas de } 1$$
- Exemples de processus d'interaction forte (avec conservation de l'isospin, c'est-à-dire de I et I_3):
 - $\pi^+ + p \rightarrow \Delta^{++}$
 - $\rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$
 - $\omega^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$





Interaction pion-nucléon

à basse énergie

Pourquoi la résonance à 1232 MeV est-elle plus intense dans π^+p que dans π^-p ?

Pourquoi y a-t-il des résonances à 1525 et 1688 MeV dans π^-p mais pas dans π^+p ?

Discussion sur la base de:

- conservation de l'isospin
- indépendance de charge des forces nucléaires

Interaction pion-nucléon

à basse énergie

- Faisceau de pions chargés sur cible d'hydrogène:

$$\begin{array}{ll} \pi^+p \rightarrow \pi^+p & \text{diffusion élastique} \\ \pi^-p \rightarrow \pi^-p & \text{diffusion élastique} \\ \pi^-p \rightarrow \pi^0n & \text{échange de charge} \end{array}$$

- Isospin du pion π : $I_\pi = 1$
- Isospin du nucléon N: $I_N = 1/2$
- Isospin total du système πN : $I = 3/2$ ou $1/2$

$$\vec{I} = \vec{I}_\pi + \vec{I}_N$$

- Etats propres de l'isospin total (\vec{I}^2 et I_3):

$$|I; M\rangle = \sum_{\substack{M_\pi, M_N \\ M_\pi + M_N = M}} C_{I_\pi I_N}(I, M, M_\pi, M_N) \underbrace{|I_\pi; M_\pi\rangle \otimes |I_N; M_N\rangle}_{\text{coefficients de Clebsch-Gordan}}$$

Système pion-nucléon (suite)

- On exprime $|\pi^+p\rangle$, $|\pi^-p\rangle$, $|\pi^0n\rangle$ dans la base d'états propres de l'isospin total

$$|\pi^+p\rangle = \left| \frac{3}{2}; +\frac{3}{2} \right\rangle$$

$$|\pi^-p\rangle = \sqrt{\frac{1}{3}} \left| \frac{3}{2}; -\frac{1}{2} \right\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} \left| \frac{1}{2}; -\frac{1}{2} \right\rangle$$

$$|\pi^0n\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} \left| \frac{3}{2}; -\frac{1}{2} \right\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} \left| \frac{1}{2}; -\frac{1}{2} \right\rangle$$

π^+p	$1 \times 1/2$	$\begin{matrix} 3/2 \\ +3/2 \\ 1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 3/2 & 1/2 \\ +1/2 & +1/2 \end{matrix}$	
π^+n	$+1$	$\begin{matrix} 1/3 & 2/3 \\ 2/3 & -1/3 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 3/2 & 1/2 \\ -1/2 & -1/2 \end{matrix}$	
π^0p	0	$\begin{matrix} 0 & -1/2 \\ -1 & +1/2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 2/3 & 1/3 \\ 1/3 & -2/3 \end{matrix}$	$-3/2$
π^0n	-1	$\begin{matrix} 0 & -1/2 \\ -1 & -1/2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 1 & \\ & 1 \end{matrix}$	
π^-p				
π^-n				

Conservation de l'isospin:

$$\left\langle \frac{3}{2}; M \middle| H \middle| \frac{1}{2}; M' \right\rangle = 0$$

L'indépendance de charge permet de poser:

$$\left\langle \frac{3}{2}; M \middle| H \middle| \frac{3}{2}; M \right\rangle \equiv A_{3/2}$$

$$\left\langle \frac{1}{2}; M \middle| H \middle| \frac{1}{2}; M \right\rangle \equiv A_{1/2}$$

- Par la règle d'or de Fermi:

$$\sigma(\pi^+p \rightarrow \pi^+p) = \alpha_1 \left| \langle \pi^+p | H | \pi^+p \rangle \right|^2$$

$$\sigma(\pi^-p \rightarrow \pi^-p) = \alpha_2 \left| \langle \pi^-p | H | \pi^-p \rangle \right|^2$$

$$\sigma(\pi^-p \rightarrow \pi^0n) = \alpha_3 \left| \langle \pi^0n | H | \pi^-p \rangle \right|^2$$

avec $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \alpha$

car les 3 réactions font intervenir des particules de mêmes masses et mêmes spins

Interaction pion-nucléon (suite)

- Ainsi: $\sigma(\pi^+p \rightarrow \pi^+p) = \alpha |A_{3/2}|^2$

$$\sigma(\pi^-p \rightarrow \pi^-p) = \alpha \left| \frac{1}{3} A_{3/2} + \frac{2}{3} A_{1/2} \right|^2$$

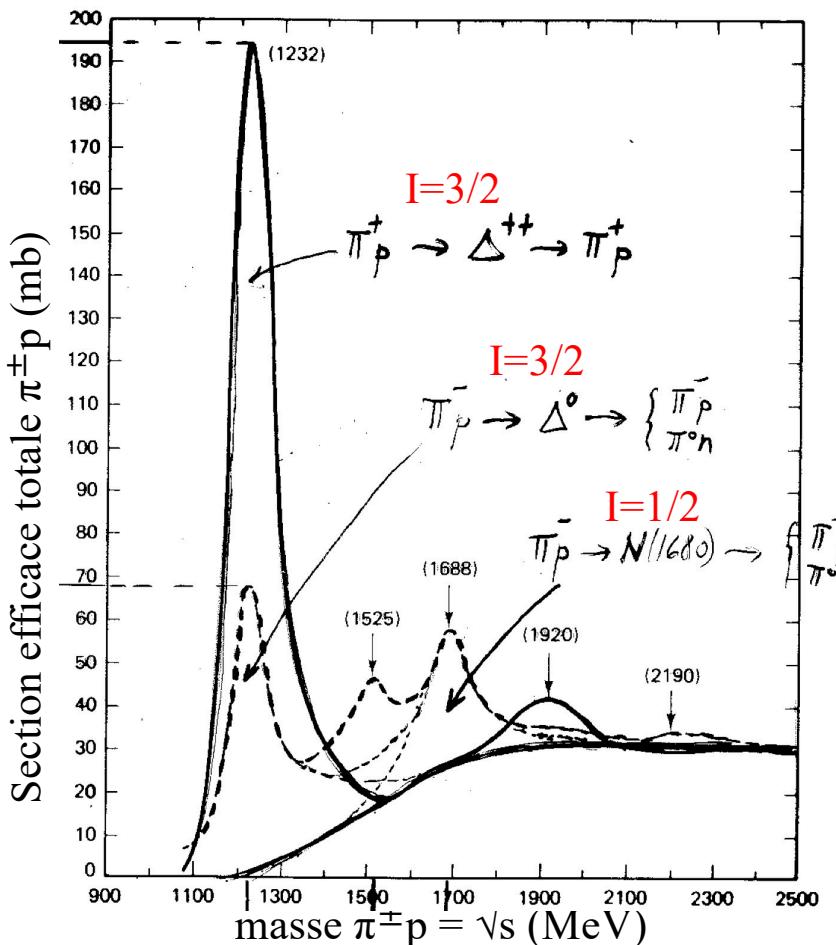
$$\sigma(\pi^-p \rightarrow \pi^0n) = \alpha \left| \frac{\sqrt{2}}{3} A_{3/2} - \frac{\sqrt{2}}{3} A_{1/2} \right|^2$$

- On définit:

$$R = \frac{\sigma_{\text{tot}}(\pi^+p)}{\sigma_{\text{tot}}(\pi^-p)} = \frac{\sigma(\pi^+p \rightarrow \pi^+p)}{\sigma(\pi^-p \rightarrow \pi^-p) + \sigma(\pi^-p \rightarrow \pi^0n)}$$

$$= \frac{|A_{3/2}|^2}{\left| \frac{1}{3} A_{3/2} + \frac{2}{3} A_{1/2} \right|^2 + \left| \frac{\sqrt{2}}{3} A_{3/2} - \frac{\sqrt{2}}{3} A_{1/2} \right|^2} = \begin{cases} 3 & \text{si } |A_{3/2}| \gg |A_{1/2}| \\ 1 & \text{si } |A_{3/2}| \approx |A_{1/2}| \\ 0 & \text{si } |A_{3/2}| \ll |A_{1/2}| \end{cases}$$

Interaction pion-nucléon (fin)



On observe:

$R \sim 3$ à $\sqrt{s} = 1232$ MeV
⇒ résonance d'isospin 3/2

$R \sim 0$ à $\sqrt{s} = 1525, 1688$ MeV
⇒ résonance d'isospin 1/2

Nombre (charge) baryonique B nombre quantique additif

Particules	B
nucléons	+1
anti-nucléons	-1
pions, leptons, γ , Z, W	0

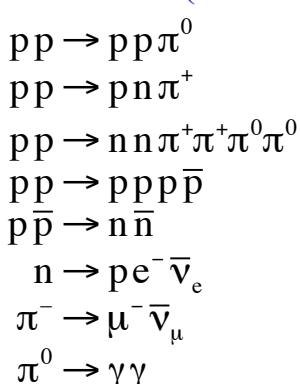
- La **conservation du nombre baryonique** explique pourquoi certaines réactions ne sont jamais observées:

$$pp \not\rightarrow p\bar{p}\pi^+\pi^+$$

$$pp \not\rightarrow ppn$$

$$n \not\rightarrow \pi^+\pi^0\pi^-$$

- Quelques réactions observées (B conservé)



- Quel est le nombre baryonique de la résonance Δ ?

$$\begin{aligned} \pi^- N &\rightarrow \Delta \rightarrow \pi^- N \\ 0 + 1 &= B(\Delta) = 0 + 1 \Rightarrow B(\Delta) = 1 \end{aligned}$$

- Charge électrique
 - $Q = I_3 + 1/2$ pour N, Δ, \dots avec $B=1$
 - $Q = I_3$ pour π, ω, \dots avec $B=0$
 - Généralisation: $Q = I_3 + B/2$

Nombres (charges) leptoniques L

nombres
quantiques
additifs

Particules	L _e	L _μ	L _τ
e ⁻ , ν _e	+1	0	0
e ⁺ , ν̄ _e	-1	0	0
μ ⁻ , ν _μ	0	+1	0
μ ⁺ , ν̄ _μ	0	-1	0
τ ⁻ , ν _τ	0	0	+1
τ ⁺ , ν̄ _τ	0	0	-1
tous les non-leptons	0	0	0

- La violation des nombres leptoniques (mais pas de leur somme !) est observée seulement dans les phénomènes d'oscillation des neutrinos
 - Prix Nobel de physique 2015

- **Conservation des nombres leptoniques (séparément)**

- exemples:

ν → γγ	interdit / pas observé
μ ⁻ → e ⁻ γ	interdit / pas observé
μ ⁻ → e ⁻ e ⁺ e ⁻	interdit / pas observé
μ ⁻ → e ⁻ ν̄ _e ν _μ	permis / observé
n → p e ⁻ ν̄ _e	permis / observé
Z → τ ⁺ τ ⁻	permis / observé
ν _e → ν _μ	interdit / observé

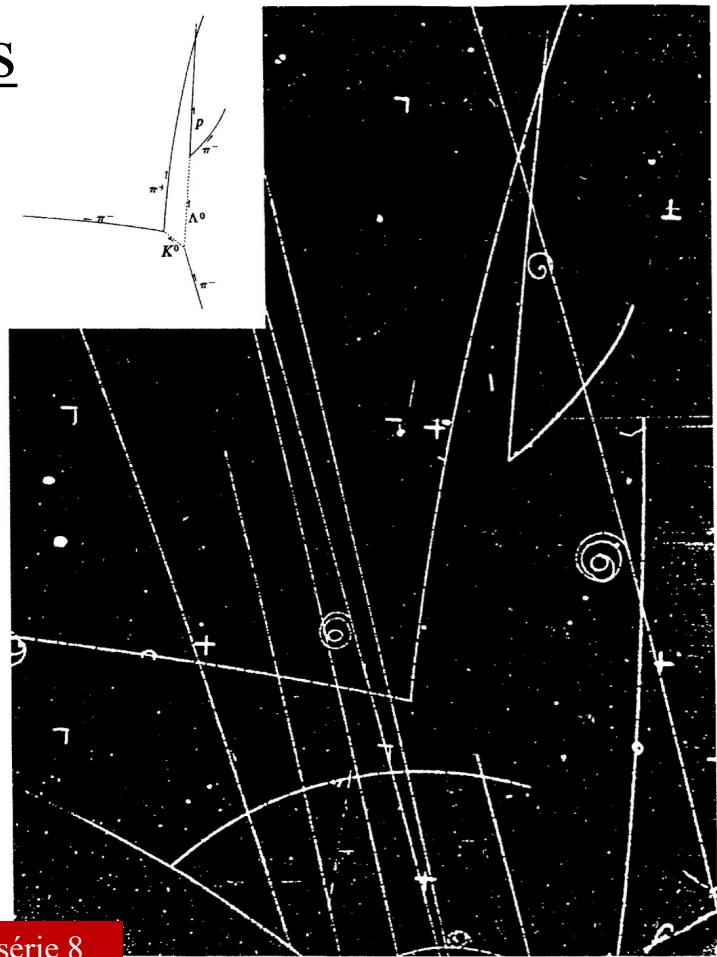
Nomenclature ...

- **Hadrons = particules sensibles à l'interaction forte**
(= particules formées de quarks)
 - Charactérisés par leur nombre baryonique:
 - **baryons** B = +1
 - **antibaryons** B = -1
 - **mésons** B = 0
 - L_e = L_μ = L_τ = 0
- **Leptons = particules insensibles à l'interaction forte**
 - Charactérisés par leur nombres leptoniques:
 - **e, ν_e** L_e = ±1
 - **μ, ν_μ** L_μ = ±1
 - **τ, ν_τ** L_τ = ±1
 - B=0, autres L = 0
- **gluons, γ, Z⁰, W⁺, W⁻, H = bosons d'échange**
 - B = L_e = L_μ = L_τ = 0

Particules étranges

découvertes dès ~ 1950

- Hadrons produits par interaction forte, mais avec une **durée de vie moyenne beaucoup trop grande** pour être des résonances caractéristiques de l'interaction forte
→ **étrange !?**



voir série 8

OS, 14 mai 2025

181

Charge d'étrangeté

nombre quantique additif

- Les désintégrations du K^0 et du Λ ne se font pas par interaction forte (sinon leur durée de vie serait de $\sim 10^{-23}$ s)
 - quelque chose (une loi de conservation !) les empêche de se désintégrer par interaction forte
 - ils se désintègrent quand même: c'est l'effet d'une autre interaction (l'interaction faible) qui viole cette loi de conservation
- Introduction du concept d'étrangeté S et de la loi de conservation de l'étrangeté, violée par l'interaction faible
 - $S=0$ pour toutes les particules connues jusqu'alors
 - $S \neq 0$ pour les particules étranges
 - On assigne arbitrairement $S(K^0) = +1$ et $S(\Lambda) = -1$, pour que l'étrangeté soit conservée dans la production par interaction forte

$$\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$$

$$0 + 0 = S(K^0) + S(\Lambda) \Rightarrow S(K^0) = -S(\Lambda)$$

OS, 14 mai 2025

182

Particules étranges (suite)

- Désintégrations (faibles) du K^0 et du Λ :
 - S pas conservé, B conservé

$$K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$$

$$\Lambda \rightarrow p \pi^-$$

$$S: \quad 1 \neq 0+0 \quad -1 \neq 0+0$$

$$B: B(K^0) = 0+0 \quad B(\Lambda) = 1+0$$

- Autres processus observés, par interaction forte:

- S et B conservés

$$\pi^+ n \rightarrow K^0 \Sigma^+$$

$$S: \quad 0+0 = 1+S(\Sigma^+) \Rightarrow S(\Sigma^+) = -1$$

$$B: \quad 0+1 = 0+S(\Sigma^+) \Rightarrow B(\Sigma^+) = +1$$

$$\pi^- p \rightarrow K^0 K^0 \Xi^0$$

$$S: \quad 0+0 = 1+1+S(\Xi^0) \Rightarrow S(\Xi^0) = -2$$

$$B: \quad 0+1 = 0+0+B(\Xi^0) \Rightarrow B(\Xi^0) = +1$$

etc ...

Particules étranges (fin)

- Finalement

Particules étranges	S	B	I	2I+1 = nombre d'états de charge
Λ	-1	+1	0	1
$\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$	-1	+1	1	3
Ξ^0, Ξ^-	-2	+1	1/2	2
Ω^-	-3	+1	0	1
K^-, \bar{K}^0	-1	0	1/2	2
K^+, K^0	+1	0	1/2	2

- Note: $Q = I_3 + B/2$ pas valable pour les particules étranges

- Généralisation

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}(B+S) = I_3 + Y/2$$

Formule de Gell-Mann et Nishijima

$$Y = B+S = \text{hypercharge}$$

Renversement du temps T

- Transformation T:
 - **renversement des vitesses**
 - **échange entre l'état initial et l'état final**
- Exemple d'invariances par T:
 - « prédition » des éclipses passées
 - particule dans un champ électromagnétique
 - réaction nucléaire $p + {}^{27}\text{Al} \rightleftharpoons \alpha + {}^{24}\text{Mg}$
- Attention:
 - l'irréversibilité de certains phénomènes macroscopiques (croissance de l'entropie) est de nature statistique; c'est une question indépendante de l'invariance par T !



Symétrie CPT

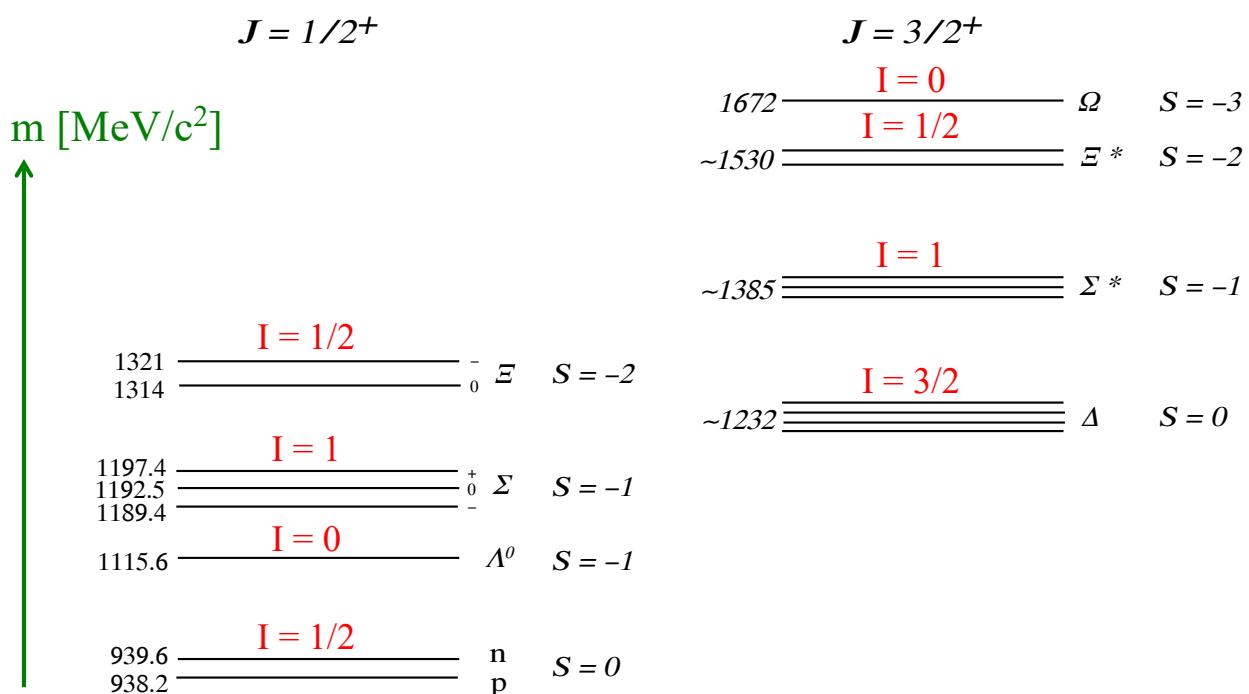
- Théorème:

Toute théorie quantique des champs locale qui incorpore l'invariance de Lorentz est automatiquement invariante sous la symétrie CPT
- Conséquences:
 - les masses d'une particule et de son anti-particule sont égales
 - les temps de vie moyen d'une particule et de son anti-particule sont égaux
- Une observation d'un non-respect de la symétrie CPT impliquerait une violation de l'invariance de Lorentz
 - pas observé jusqu'à présent
- Une violation de CP implique une violation de T

Particules et antiparticules

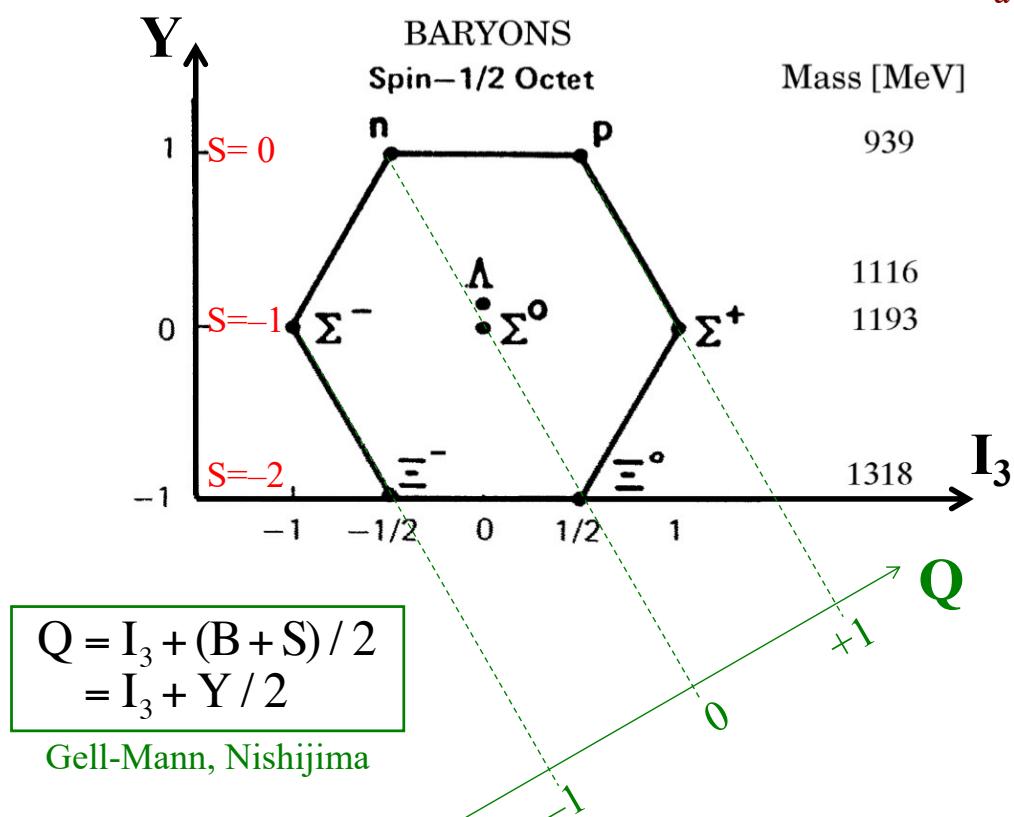
masses m	égales	(théorème CPT)
durées de vie moyennes τ	égales	(théorème CPT)
spins J	égaux	
isospins I	égaux	
composantes I_3	opposées	
parités P	égales si bosons opposées si fermions	
charges (électrique Q, baryonique B, leptoniques L, étrangeté S, ...)		

Multiplets d'isospin (baryons)



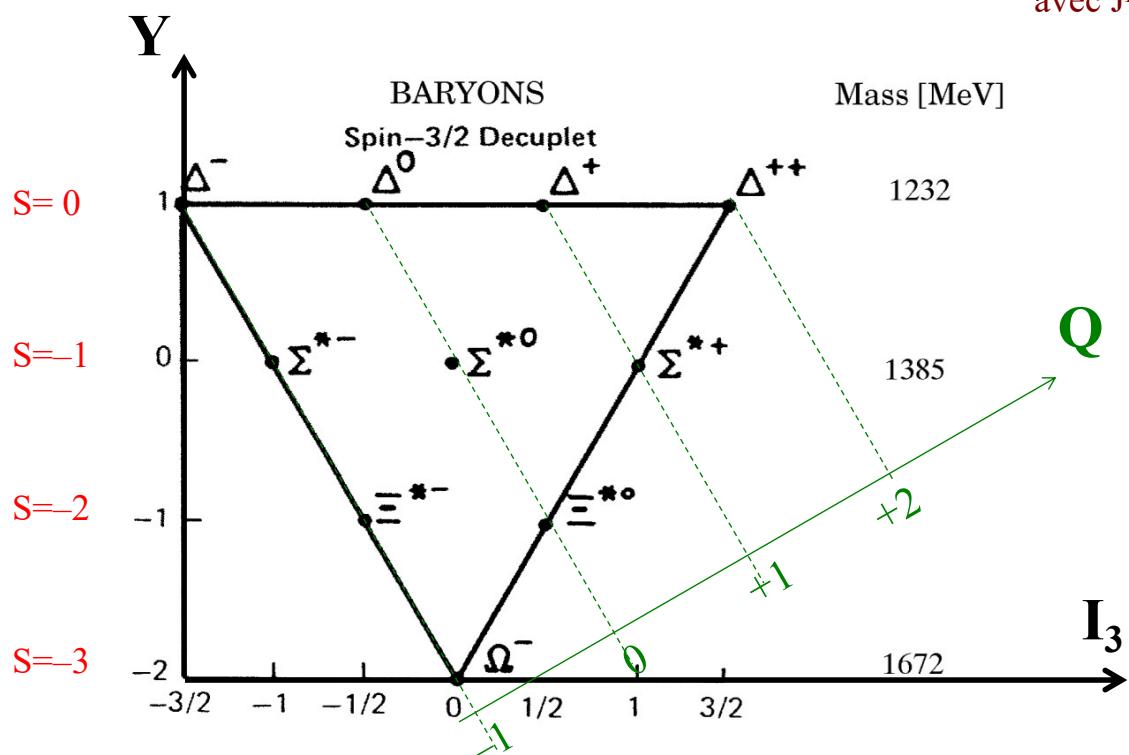
Baryons avec $J^P = 1/2^+$

octet similaire
pour les
antibaryons
avec $J^P=1/2^+$

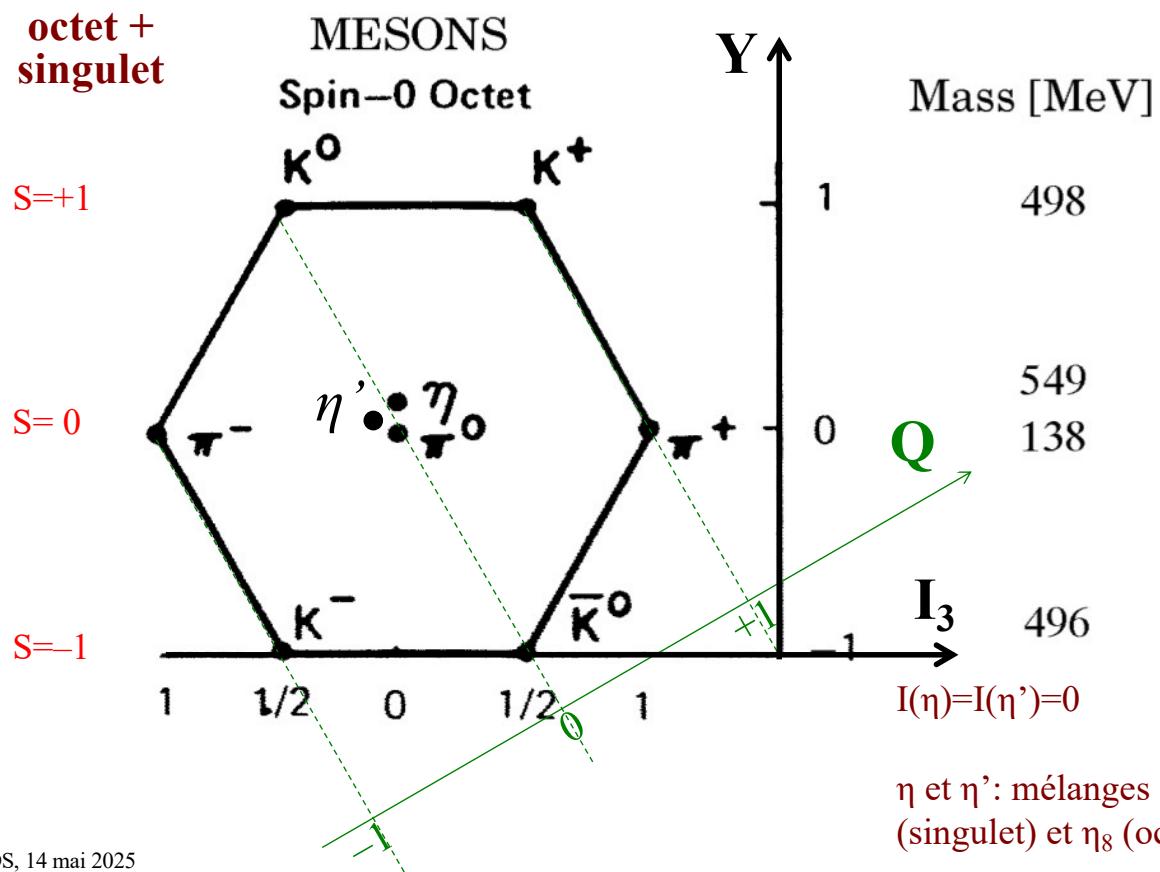


Baryons avec $J^P = 3/2^+$

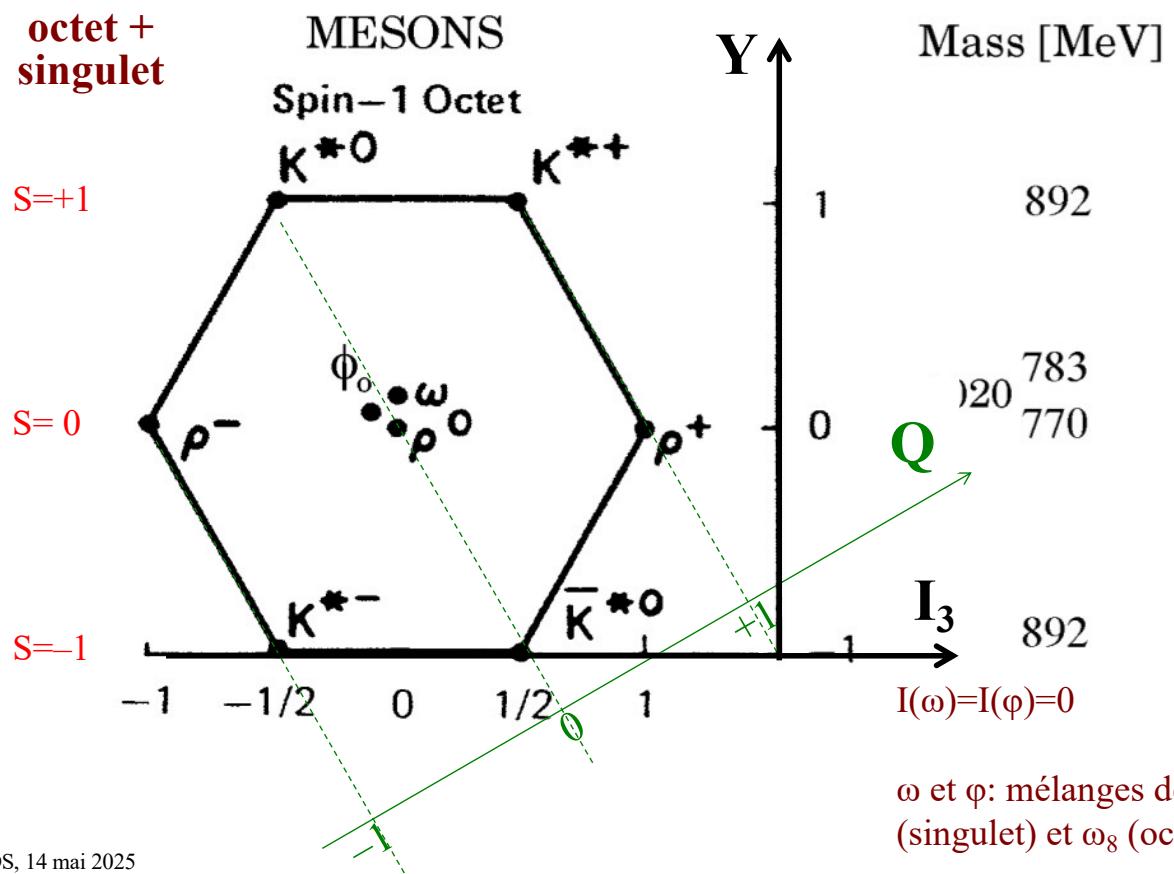
décuplet similaire
pour les
antibaryons
avec $J^P=3/2^+$



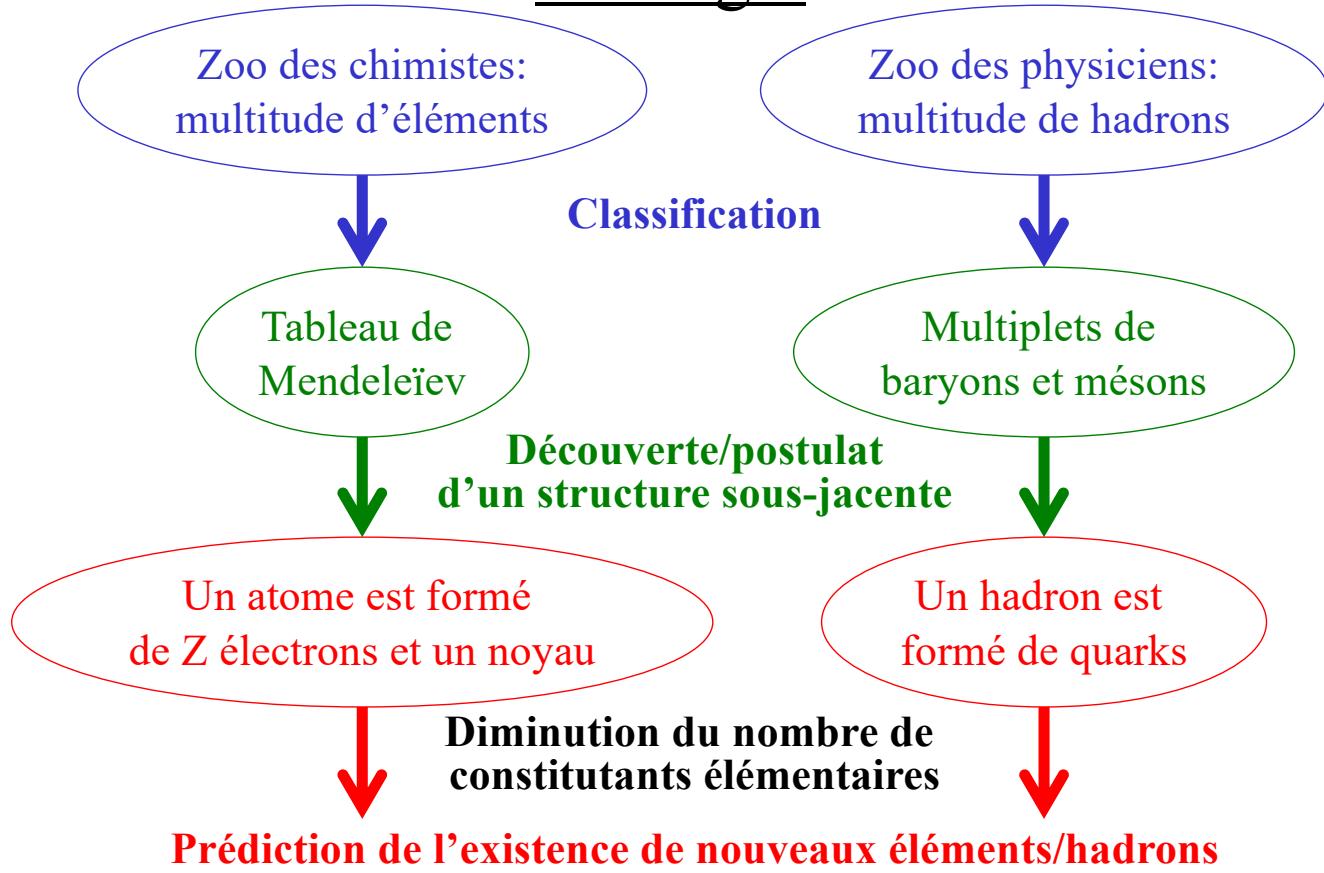
Mésons pseudoscalaires ($J^P = 0^-$)



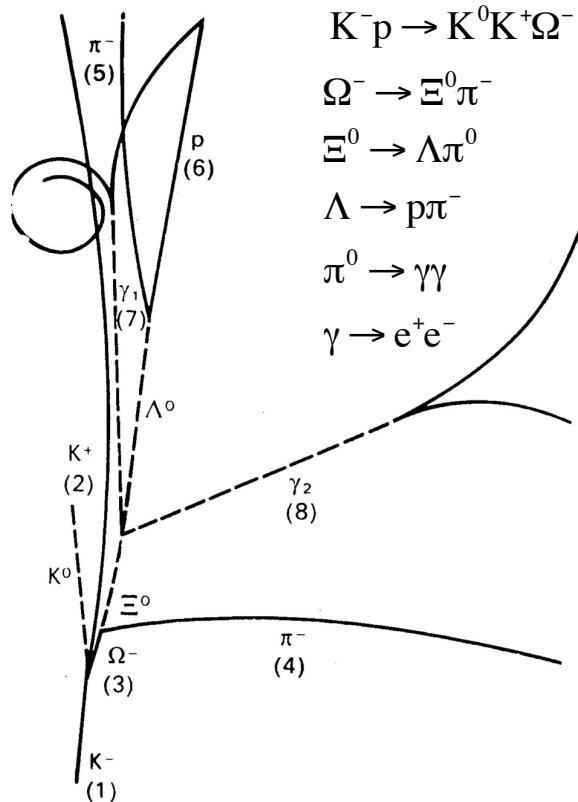
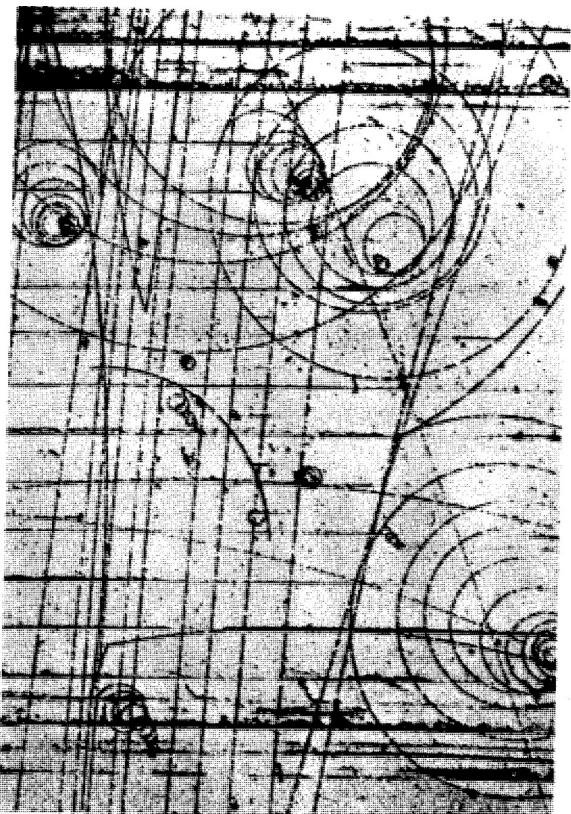
Mésons vecteurs ($J^P = 1^-$)



Analogie



Découverte du baryon Ω^-

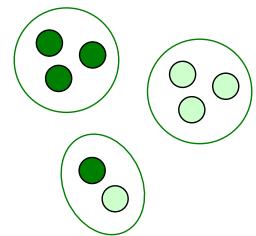


Le modèle des quarks

Gell-Mann
& Zweig
(~1964)

Postulat: tous les hadrons (connus à l'époque)
sont formés à partir de 3 sortes de quarks

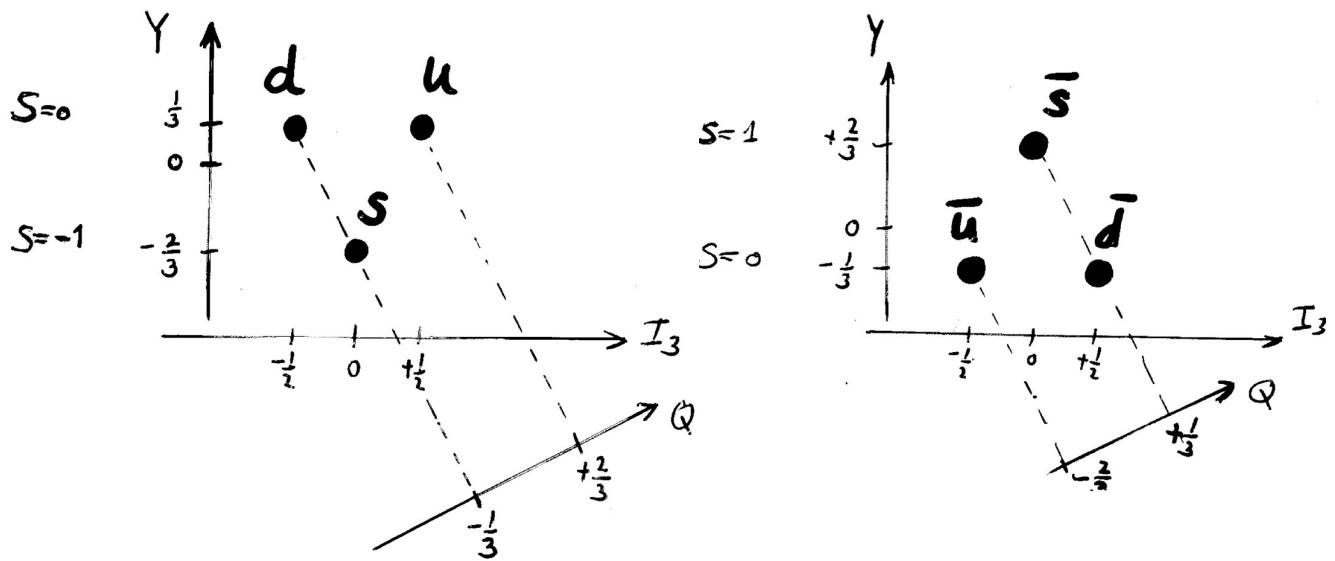
Baryon = quark + quark +quark
Méson = quark + anti-quark



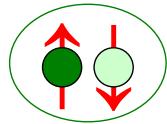
Quark	J^P	B	I	I_3	S	$Y = B+S$	$Q = I_3 + Y/2$
u = up	1/2 ⁺	+1/3	1/2	+1/2	0	1/3	+2/3
d = down	1/2 ⁺	+1/3	1/2	-1/2	0	1/3	-1/3
s = strange	1/2 ⁺	+1/3	0	0	-1	-2/3	-1/3

anti-quarks	1/2 ⁻	-1/3	=	$\times(-1)$	$\times(-1)$	$\times(-1)$	$\times(-1)$
-------------	------------------	------	---	--------------	--------------	--------------	--------------

Multiplet fondamental



Construction des mésons pseudoscalaires

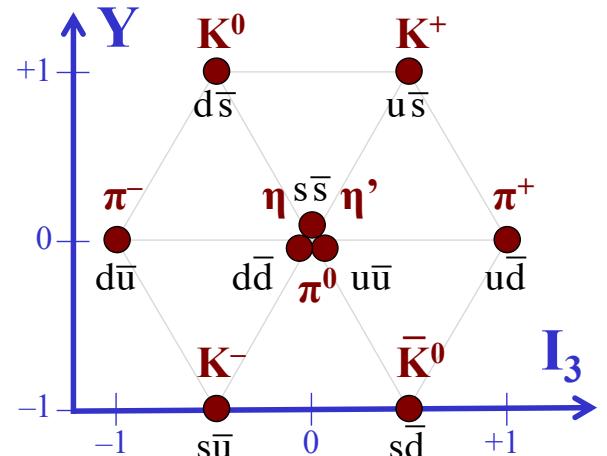


$$\ell = 0, \quad J^P = 0^-$$

- 9 combinaisons de quarks possibles:

$u\bar{u}$	$d\bar{u}$	$s\bar{u}$
$u\bar{d}$	$d\bar{d}$	$s\bar{d}$
$u\bar{s}$	$d\bar{s}$	$s\bar{s}$
- Plaçons-les sur le diagramme $Y - I_3$:
- Théorie des groupes $SU(3)$:

$$3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1 = \text{octet} + \text{singulet}$$

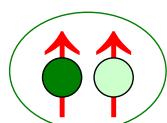


$$\begin{aligned}
 \text{singulet} \quad I=0, I_3=0 : & \left. \frac{1}{\sqrt{3}}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}) \right] \\
 \text{octet} \quad \left[\begin{array}{l} I=0, I_3=0 : \frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}) \\ I=1, I_3=0 : \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d}) \end{array} \right] & \xrightarrow{\text{mélange}} \begin{cases} \eta \\ \eta' \\ \pi^0 \end{cases}
 \end{aligned}$$

OS, 14 mai 2025

197

Construction des mésons vecteurs

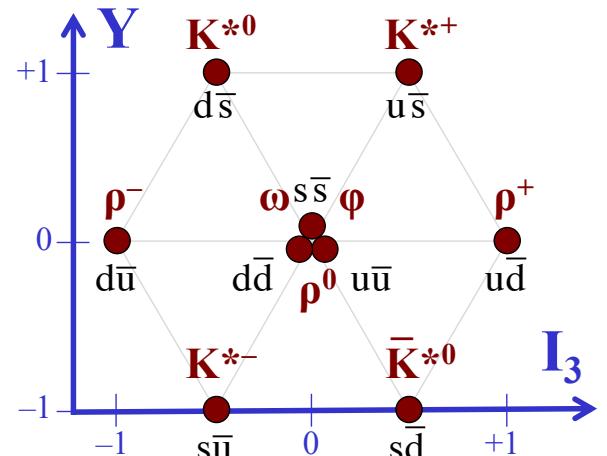


$$\ell = 0, \quad J^P = 1^-$$

- 9 combinaisons de quarks possibles:

$u\bar{u}$	$d\bar{u}$	$s\bar{u}$
$u\bar{d}$	$d\bar{d}$	$s\bar{d}$
$u\bar{s}$	$d\bar{s}$	$s\bar{s}$
- A nouveau:

$$3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1 = \text{octet} + \text{singulet}$$



+ construction d'autres mésons

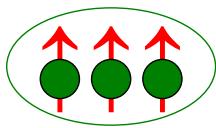
	S = 0	S = 1
$\ell = 0$	$J^P = 0^-$	$J^P = 1^-$
$\ell = 1$	$J^P = 1^+$	$J^P = 0^+, 1^+, 2^+$
$\ell = 2$	$J^P = 2^-$	$J^P = 1^-, 2^-, 3^-$
...

Exemple:
mésons tenseurs
 a_2^- , a_2^0 , a_2^+
avec $I=1$, $J^P=2^+$,
 $m \approx 1.32 \text{ GeV}/c^2$

OS, 14 mai 2025

198

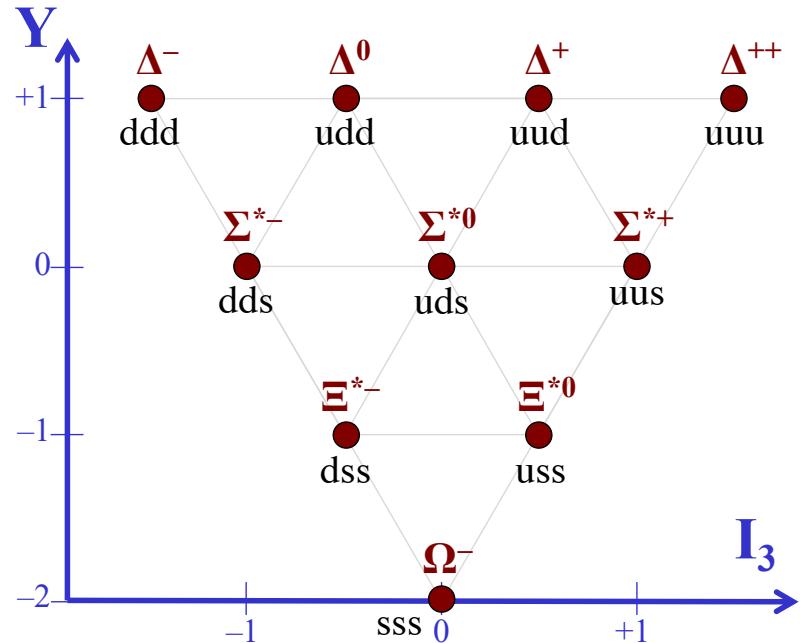
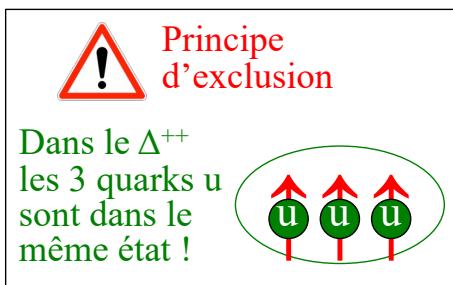
Construction des baryons avec $J^P=3/2^+$



$$\ell = \ell' = 0, \quad J^P = 3/2^+$$

- 10 combinaisons de quarks possibles:

uuu uud uus
 udd uds uss
 ddd dds dss
 sss



Couleur des quarks

- On admet l'existence d'un degré de liberté interne supplémentaire, appelé "**charge de couleur**"
 - il faut 3 couleurs (**rouge**, **vert**, **bleu**), pour que les 3 quarks u du Δ^{++} ne soient pas dans le même état
- Δ^{++} = système de 3 quarks u avec $J^P=3/2^+$ et $\ell=0$, antisymétrique sous l'échange de 2 quelconques des 3 quarks

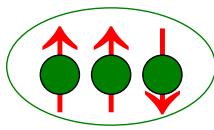
$$|\Delta^{++}\rangle \sim |\text{rouge vert bleu}\rangle - |\text{rouge bleu vert}\rangle + |\text{vert rouge bleu}\rangle - |\text{vert bleu rouge}\rangle + |\text{bleu rouge vert}\rangle - |\text{bleu vert rouge}\rangle$$

– Un tel état totalement antisymétrique est "incolore" (singulet de couleur)

- Tous les hadrons (pas seulement le Δ^{++}) doivent être incolores
- Les combinaisons de quarks incolores les plus simples sont:
 - **rouge+vert+bleu** \rightarrow baryons
 - **rouge+antirouge** ou **vert+antiver** ou **bleu+antibleu** \rightarrow mésons

Pas de combinaisons incolores de 1 ou 2 quarks !

Construction des baryons avec $J^P=1/2^+$



$$\ell = \ell' = 0, \quad J^P = 1/2^+$$

- On doit trouver des combinaisons incolores qui satisfassent au principe d'exclusion
 - il ne reste que 8 états possibles

+ construction d'autres baryons avec $\ell \neq 0$ et/ou $\ell' \neq 0$

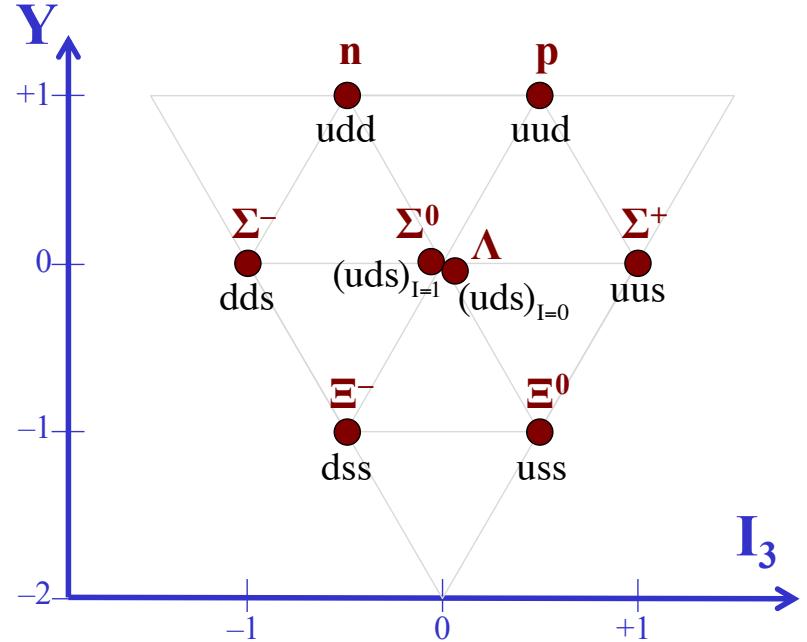


Table des particules

Particule	Q	I	I_3	$S = q_s$	q_c	q_b	q_t	J^P	Masse [MeV/ c^2]	Composition en quarks
<i>BOSONS D'ECHANGE</i>										
g	0	0	0	0	0	0	0	1^-	0	—
γ	0	—	—	0	0	0	0	1^-	0	—
Z	0	—	—	0	0	0	0	1	91.2×10^3	—
W^\pm	± 1	—	—	0	0	0	0	1^-	80.4×10^3	—
H	0	—	—	0	0	0	0	0^+	125.1×10^3	—
e ⁻	-1	—	—	0	0	0	0	$1/2^-$	0.511	—
ν_e	0	—	—	0	0	0	0	$1/2^-$	$<2 \times 10^{-6}$	—
μ^-	-1	—	—	0	0	0	0	$1/2^-$	105.7	—
ν_μ	0	—	—	0	0	0	0	$1/2^-$	<0.19	—
τ^-	-1	—	—	0	0	0	0	$1/2^-$	1776.9	—
ν_τ	0	—	—	0	0	0	0	$1/2^-$	<18.2	—
d	-1/3	1/2	-1/2	0	0	0	0	$1/2^+$	4.7	d
u	+2/3	1/2	+1/2	0	0	0	0	$1/2^+$	2.2	u
s	-1/3	0	0	-1	0	0	0	$1/2^+$	96	s
c	+2/3	0	0	0	+1	0	0	$1/2^+$	1.3×10^3	c
b	-1/3	0	0	0	0	-1	0	$1/2^+$	4.2×10^3	b
t	+2/3	0	0	0	0	0	+1	$1/2^+$	173.1×10^3	t

Particule	Q	I	I_3	$S = q_s$	q_c	q_b	q_t	J^P	Masse [MeV/ c^2]	Composition en quarks
<i>MÉSONS ($B = 0, L = 0$)</i>										
π^\pm	± 1	1	± 1	0	0	0	0	0^-	139.6	u \bar{d} , d \bar{u}
π^0	0	1	0	0	0	0	0	0^-	135.0	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$
η^0	0	0	0	0	0	0	0	0^-	547.9	$(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})/\sqrt{6}$
ρ^\pm	± 1	1	± 1	0	0	0	0	1^-	775.1	u \bar{d} , d \bar{u}
ρ^0	0	1	0	0	0	0	0	1^-	775.3	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$
ω	0	0	0	0	0	0	0	1^-	782.7	$(u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$
ϕ	0	0	0	0	0	0	0	1^-	1019.5	ss
K^\pm	± 1	1/2	$\pm 1/2$	± 1	0	0	0	0^-	493.7	u \bar{s} , s \bar{u}
K^0	0	1/2	$-1/2$	$+1$	0	0	0	0^-	497.6	d \bar{s}
K^0	0	1/2	$+1/2$	-1	0	0	0	0^-	497.6	s \bar{d}
D^\pm	± 1	1/2	$\pm 1/2$	0	± 1	0	0	0^-	1869.6	c \bar{d} , d \bar{c}
D^0	0	1/2	$-1/2$	0	+1	0	0	0^-	1864.8	c \bar{u}
D^0	0	1/2	$+1/2$	0	-1	0	0	0^-	1864.8	u \bar{c}
B^\pm	± 1	1/2	$\pm 1/2$	0	0	± 1	0	0^-	5279.3	ub, b \bar{u}
B^0	0	1/2	$-1/2$	0	0	+1	0	0^-	5279.6	db
B^0	0	1/2	$+1/2$	0	0	-1	0	0^-	5279.6	b \bar{d}
J/ψ	0	0	0	0	0	0	0	1^-	3096.9	c \bar{c}
$\Upsilon(1S)$	0	0	0	0	0	0	0	1^-	9460.3	bb
<i>HADRONS (liste non exhaustive)</i>										
<i>NUCLEON</i>										
p	+1	1/2	$+1/2$	0	0	0	0	$1/2^+$	938.3	uud
n	0	1/2	$-1/2$	0	0	0	0	$1/2^+$	939.6	udd
Δ^{++}	+2	3/2	$+3/2$	0	0	0	0	$3/2^+$	~1232	uuu
Δ^+	+1	3/2	$+1/2$	0	0	0	0	$3/2^+$	~1232	uud
Δ^0	0	3/2	$-1/2$	0	0	0	0	$3/2^+$	~1232	udd
Δ^-	-1	3/2	$-3/2$	0	0	0	0	$3/2^+$	~1232	ddd
Λ	0	0	0	-1	0	0	0	$1/2^+$	1115.7	uds
Σ^+	+1	1	$+1$	-1	0	0	0	$1/2^+$	1189.4	us
Σ^0	0	1	0	-1	0	0	0	$1/2^+$	1192.6	uds
Σ^-	-1	1	-1	-1	0	0	0	$1/2^+$	1197.4	dds
Ξ^{*+}	+1	1	$+1$	-1	0	0	0	$3/2^+$	1383	us
Ξ^{*0}	0	1	0	-1	0	0	0	$3/2^+$	1384	uds
Ξ^{*-}	-1	1	-1	-1	0	0	0	$3/2^+$	1387	dds
Ξ^0	0	1/2	$+1/2$	-2	0	0	0	$1/2^+$	1314.9	uss
Ξ^-	-1	1/2	$-1/2$	-2	0	0	0	$1/2^+$	1321.7	dss
Ξ^{*0}	0	1/2	$+1/2$	-2	0	0	0	$3/2^+$	1532	uss
Ξ^{*-}	-1	1/2	$-1/2$	-2	0	0	0	$3/2^+$	1535	dss
Ω^-	-1	0	0	-3	0	0	0	$3/2^+$	1672.5	sss
Λ_c	+1	0	0	0	+1	0	0	$1/2^+$	2286.5	ude
Λ_b	0	0	0	0	0	-1	0	$1/2^+$	5619.6	udb

Formule de Gell-Mann et Nishijima généralisée (quarks et hadrons) : $Q = I_0 + (B + S + q_c + q_b + q_t)/2$

Chapitre 8: Interactions forte et faible

- Quarks et gluons (chromodynamique)
- Saveurs lourdes
- Interaction électrofaible: bosons W, Z
- Boson de Higgs

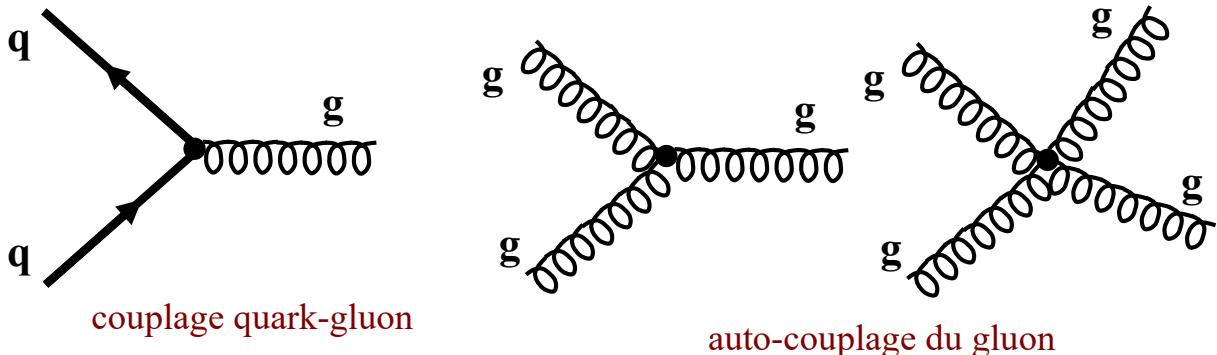
Chromodynamique quantique (QCD)

	Electrodynamique quantique (QED)	Chromodynamique quantique (QCD)
Charges	électriques	de couleur
Type de charges & anticharges	négative – positive +	rouge vert bleu antirouge antivert antibleu
Particule d'échange (de masse nulle)	le photon, qui est neutre électriquement	8 gluons, qui ne sont pas neutres de couleur (pas incolores)
Forces exercées entre	particules chargées électriquement	particules avec charge(s) de couleur, c'est-à-dire les quarks et les gluons

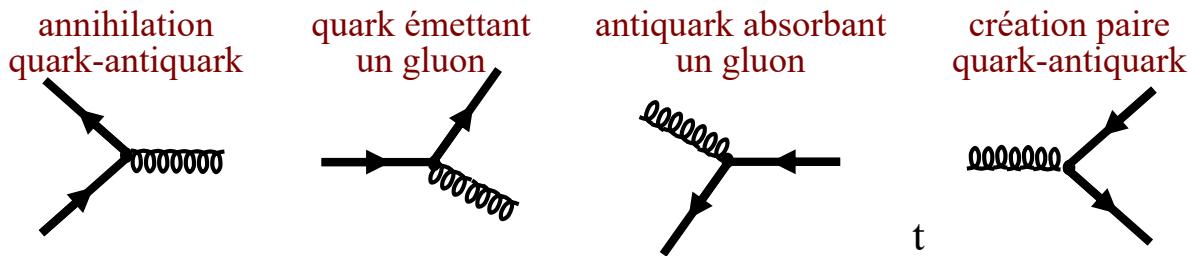
- Chaque quark porte une des trois couleurs
- Chaque antiquarks pour une des trois anticolours
- Chaque gluon porte une couleur et une anticolour
 - il existe 8 combinaisons non-incolores → 8 gluons

Diagrammes de Feynman en QCD

- 3 processus élémentaires:



- La flèche du quark représente le flux du nombre baryonique +1/3

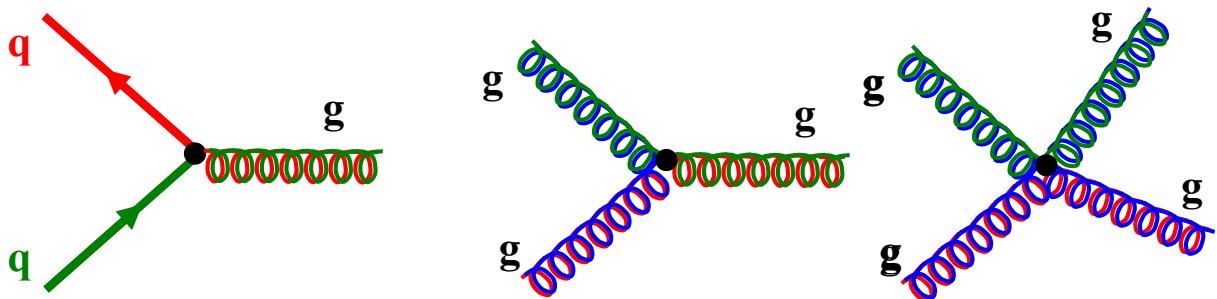


OS, 21 mai 2025

205

Diagrammes de Feynman en QCD (suite)

- La couleur est conservée à chaque vertex:



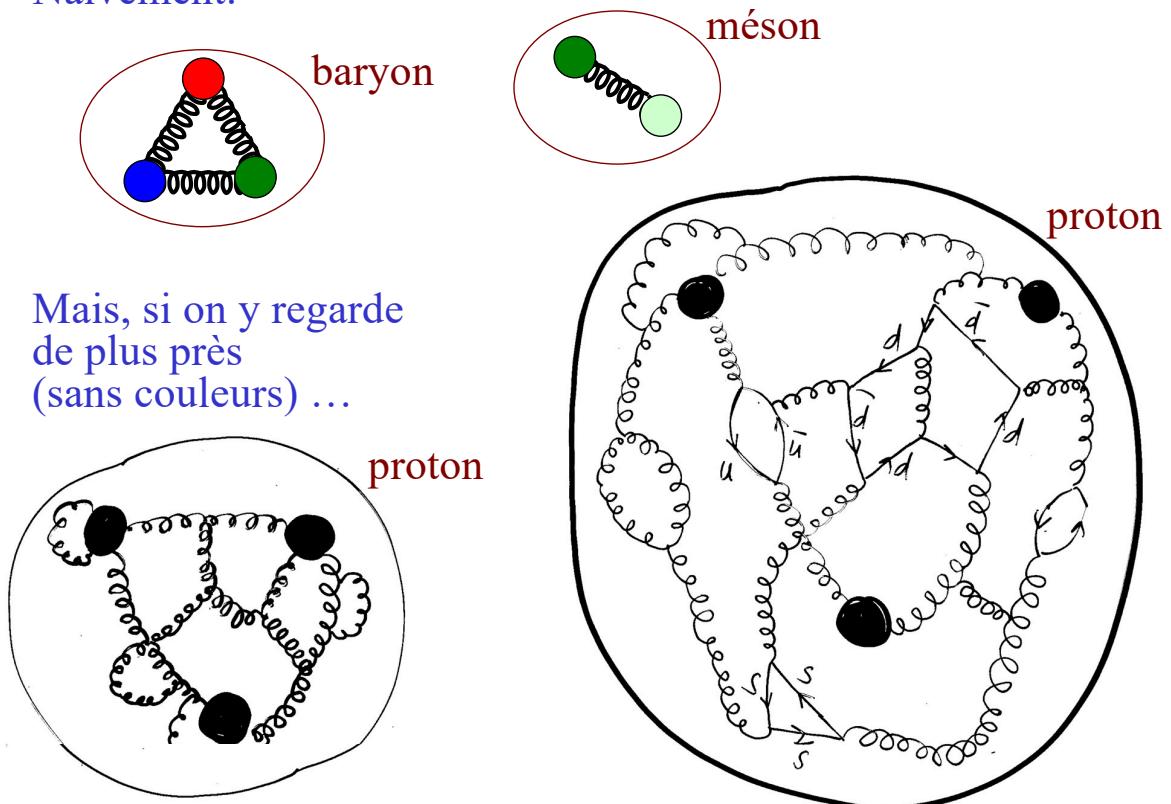
- La constante de couplage à chaque vertex est beaucoup plus grande qu'en QED

→ l'amplitude de probabilité d'un diagramme en QCD ne décroît pas avec le nombre de vertex

$$\alpha_{\text{QCD}} \sim 1 \gg \alpha_{\text{QED}} \sim \frac{1}{137}$$

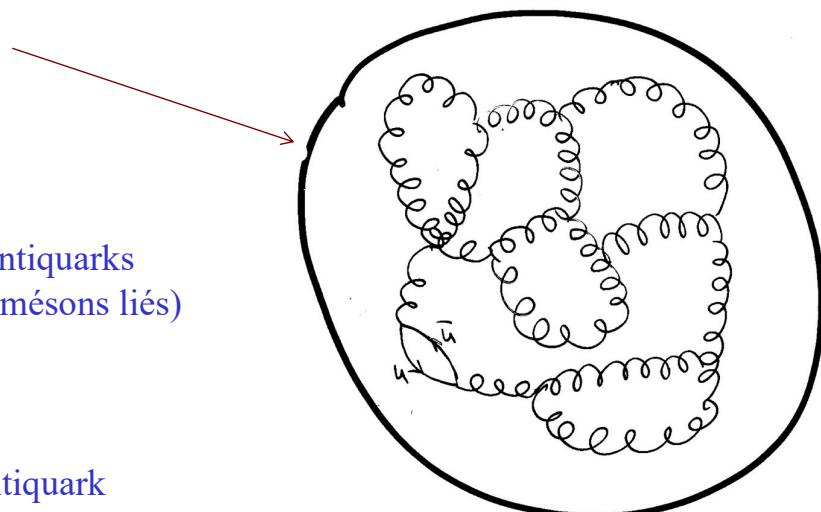
Hadrons

- Naïvement:



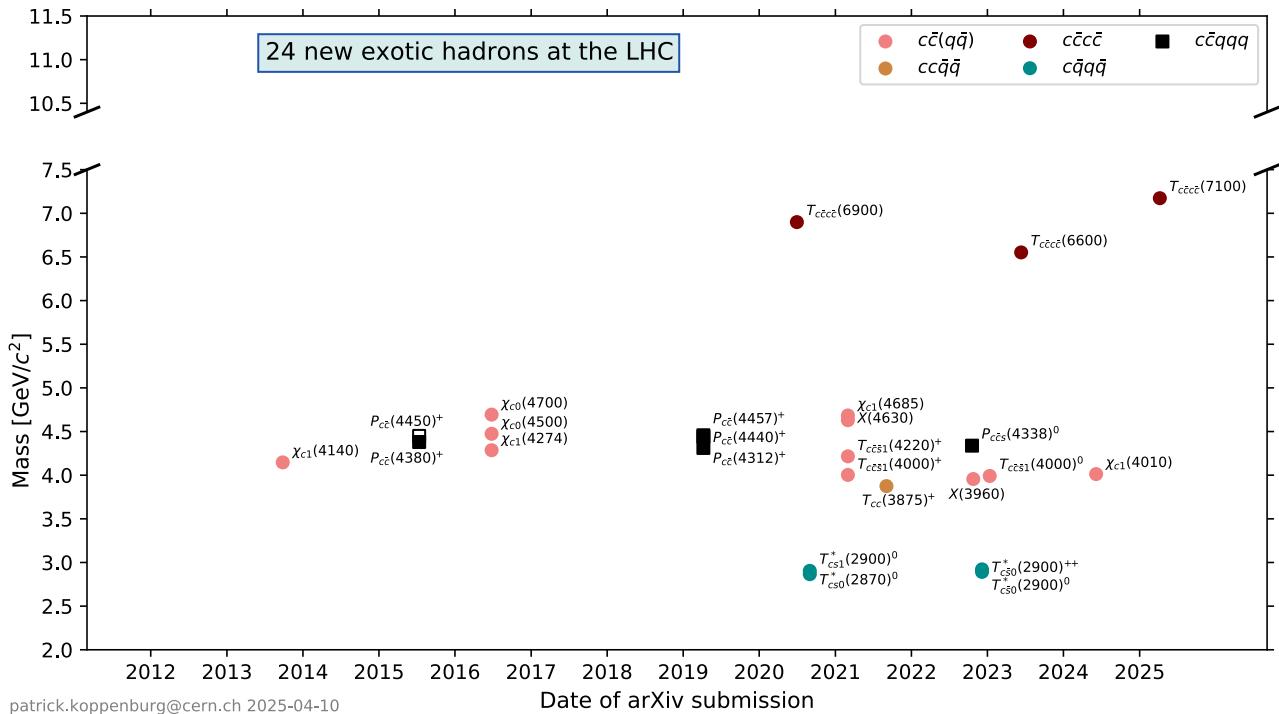
Hadrons “exotiques”

- Boules de glu:
 - 0 quark
- Tétraquarks
 - 2 quarks + 2 antiquarks
(comme deux mésons liés)
- Pentaquarks
 - 4 quark + 1 antiquark
(comme un baryon et un méson liés)
- Hybrides



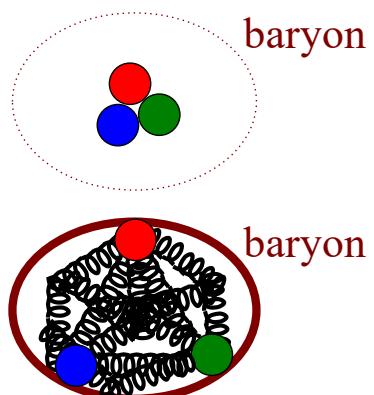
... mais toujours incolores !

Hadrons “exotiques”



Forces de couleur entre quarks

- **Liberté asymptotique**
 - à très faible distance (ou haute énergie) les quarks sont comme libres !
- **Confinement**
 - à grande distance (basse énergie) la force devient si intense que les quarks ne peuvent pas sortir de leur hadron

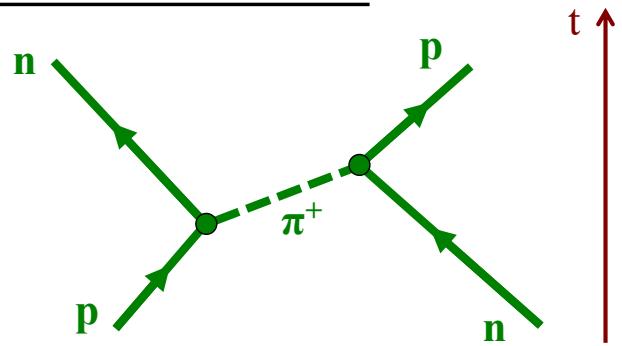


→ on ne peut pas isoler un quark !

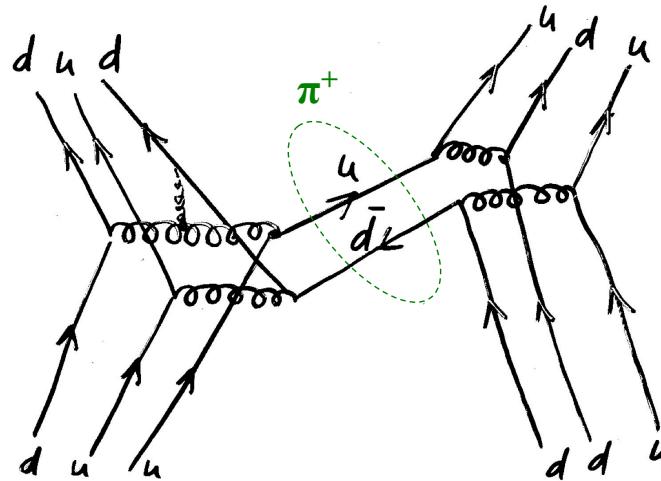


Forces fortes entre hadrons

- Echange d'un pion de Yukawa entre un proton et un neutron



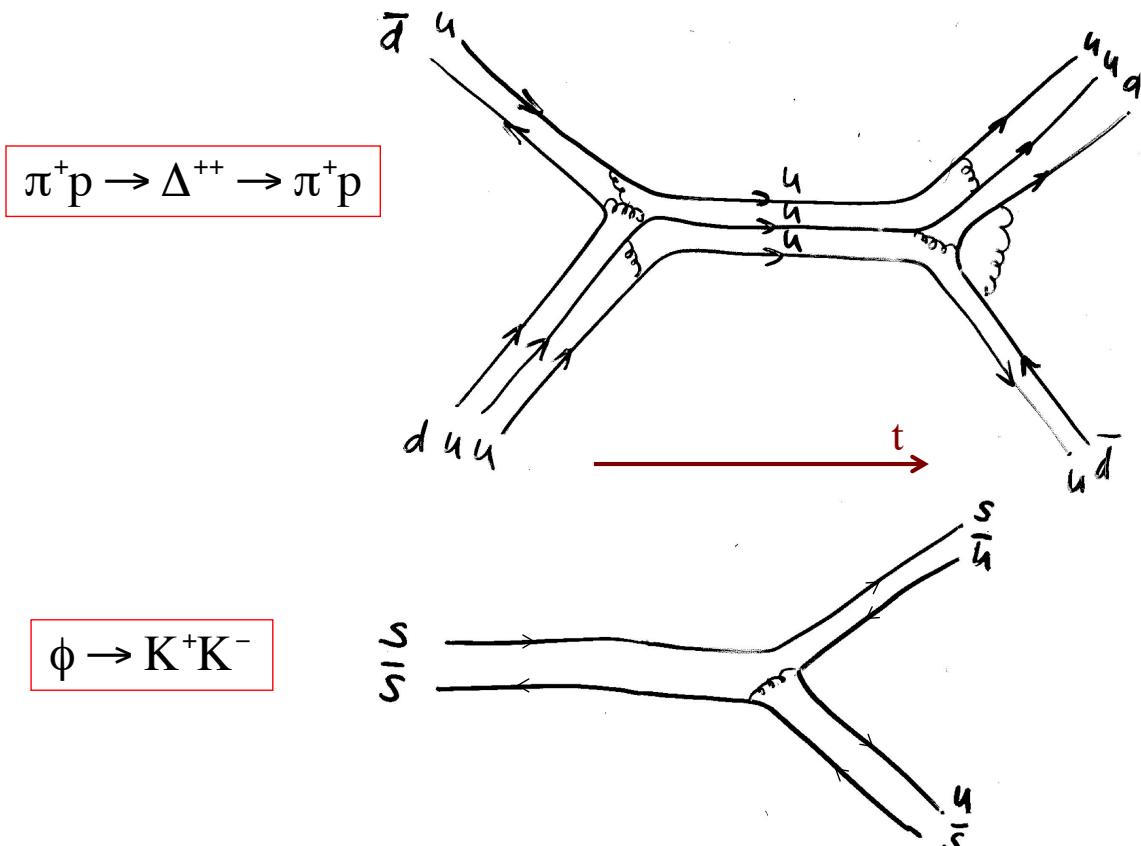
- Cette interaction résulte des forces de couleur !



OS, 21 mai 2025

211

Exemples: interaction forte



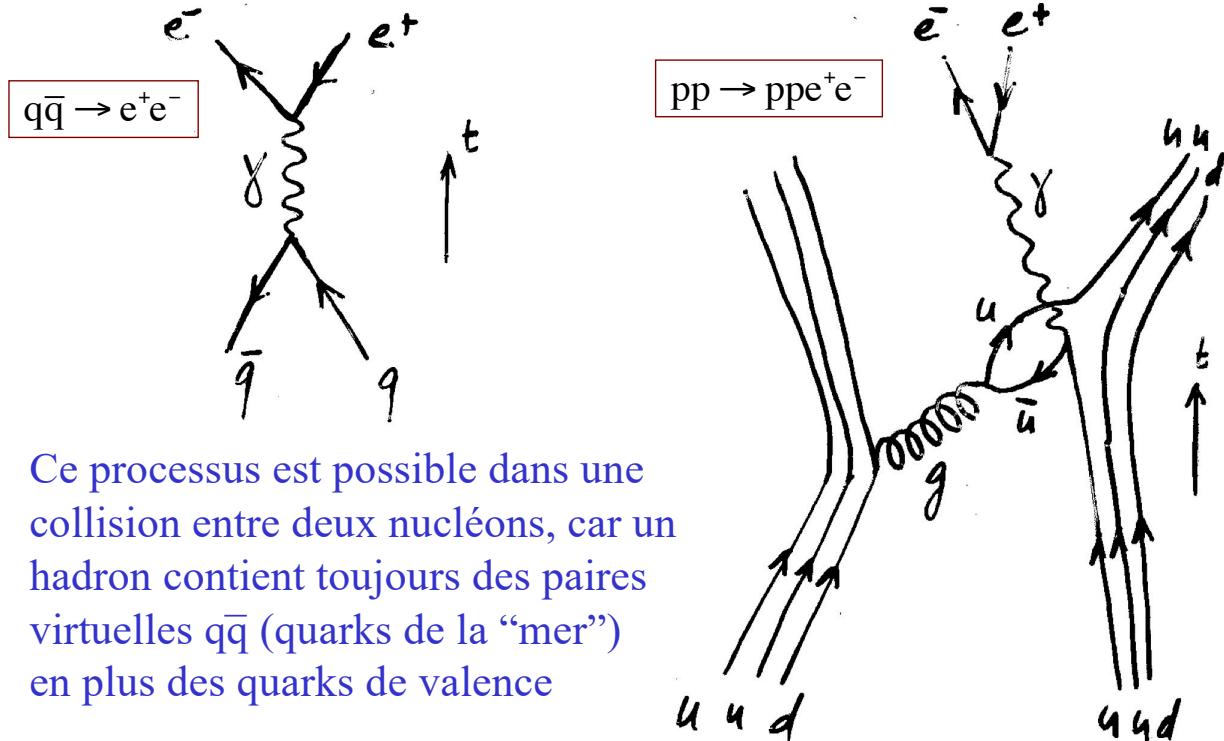
OS, 21 mai 2025

212

Processus de Drell-Yan

Drell & Yan
1971

- Création paire leptons chargés par annihilation quark-antiquark



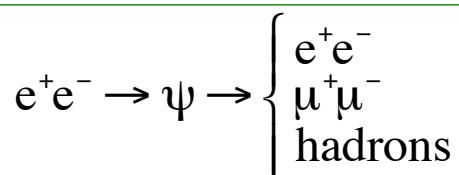
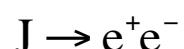
OS, 21 mai 2025

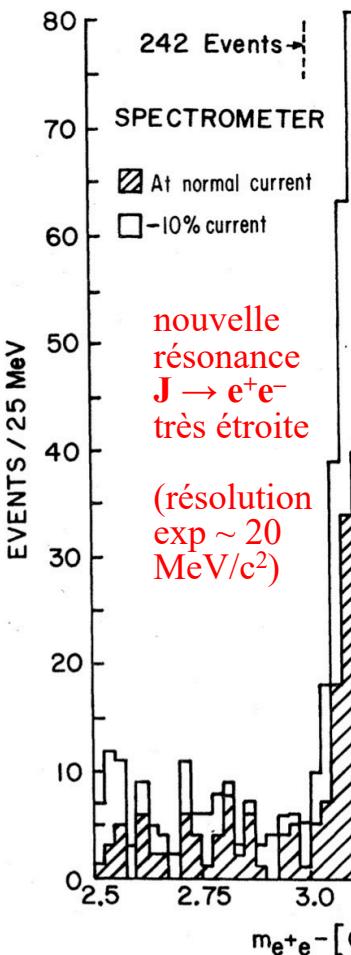
213

Découvertes (simultanées) du J/ψ

été
1974

- Ting et al. à Brookhaven
 - expérience avec faisceau de protons (28 GeV) sur cible de béryllium
 - découverte d'une résonance étroite, baptisée J , avec $m_J \sim 3.1 \text{ GeV}/c^2$
- Richter et al. à SLAC
 - expérience au collisionneur e^+e^- SPEAR
 - découverte d'une résonance très étroite, baptisée ψ , avec $\Gamma_\psi < 1.3 \text{ MeV}$ et $m_\psi = 3.105 \pm 0.003 \text{ GeV}/c^2$
- Les deux découvertes sont publiées simultanément le 2.12.1974
 - Prix Nobel décerné en 1976 à Ting et Richter pour la découverte du J/ψ



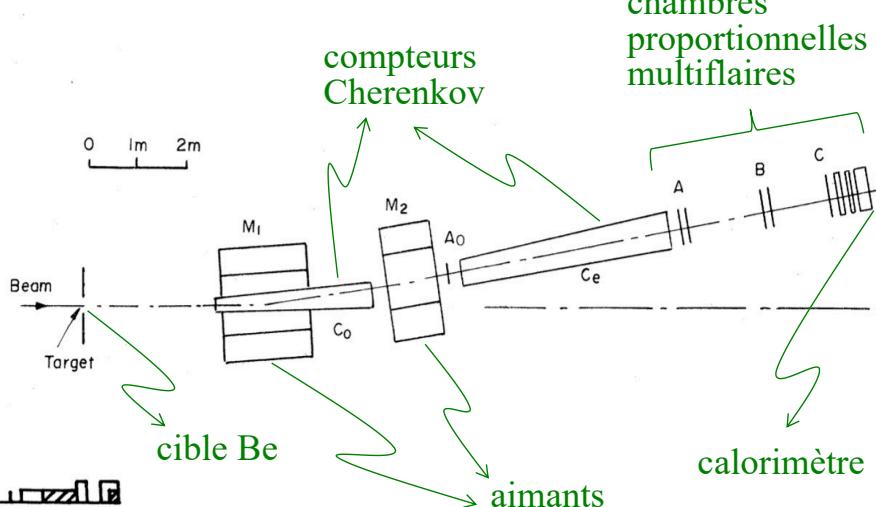


Découverte J

J.-J. Aubert et al.,
Phys. Rev. Lett. 33
(1974) 1404

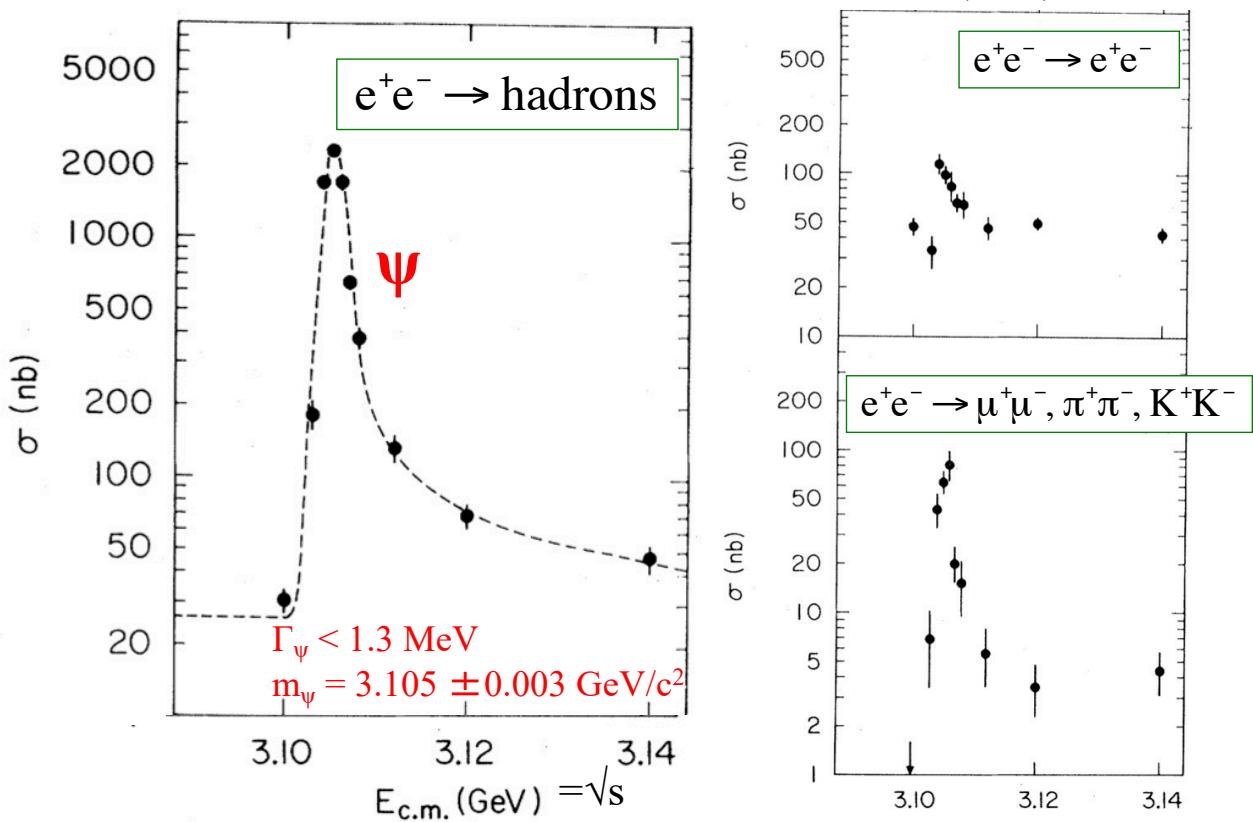
- Un des deux bras du spectromètre e^+e^- pour étudier les collisions $p(28 \text{ GeV}) + \text{Be}$
 - identification des électrons
 - mesure de leurs quantités de mouvement

J



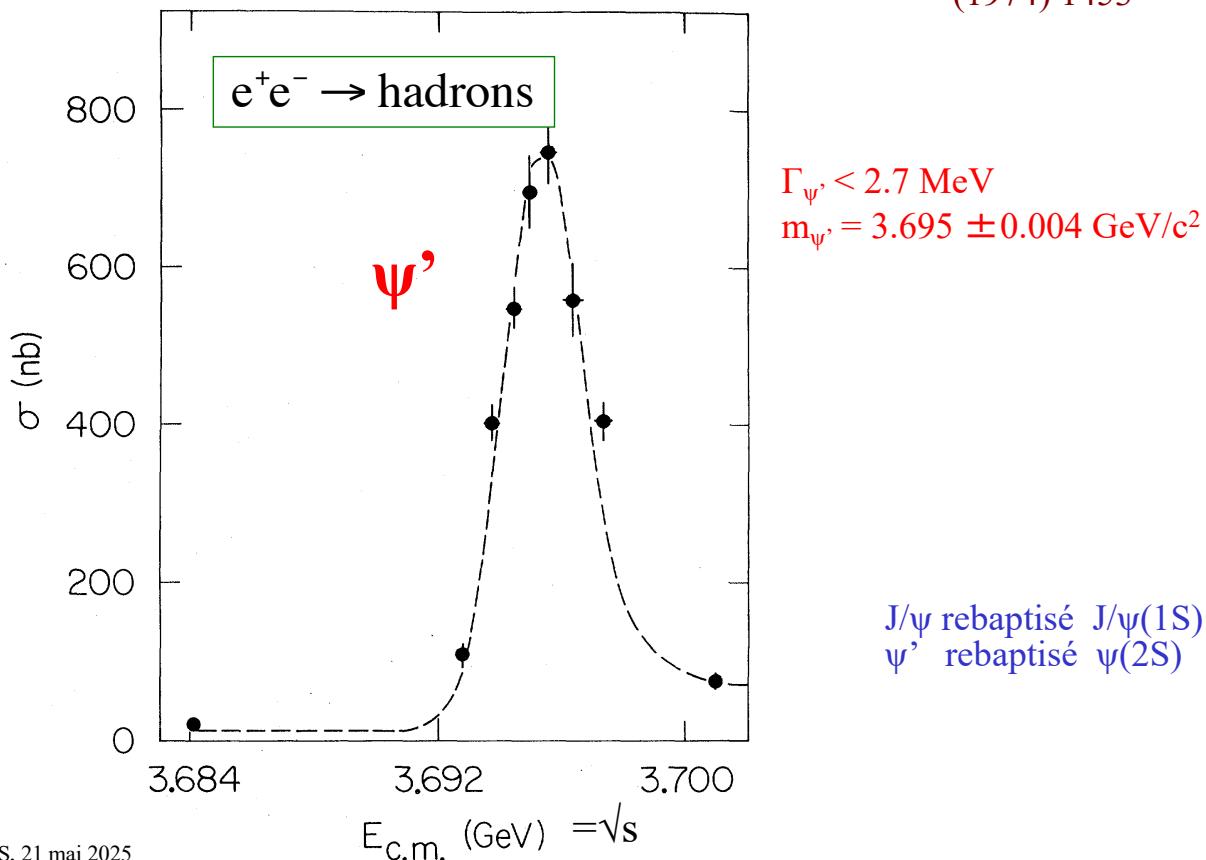
Découverte Ψ

J.-E. Augustin et al.,
Phys. Rev. Lett. 33
(1974) 1406



Découverte ψ'

G.S. Abrams et al.,
Phys. Rev. Lett. 33
(1974) 1453

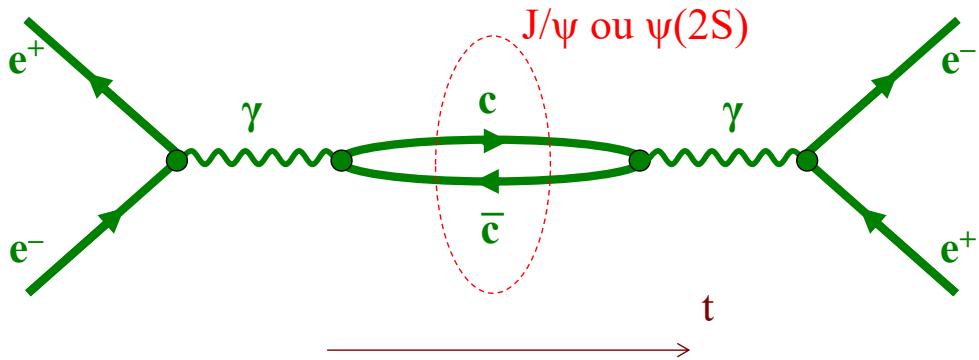


OS, 21 mai 2025

217

Qu'est-ce que le J/ψ ou $\psi(2S)$?

- Ne peut s'interpréter qu'à l'aide d'une nouvelle saveur de quark, le quark "c" (= charme)
 - J/ψ est un méson $c\bar{c}$ (état fondamental),
 - $\psi(2S)$ est un méson $c\bar{c}$ (état excité)



- Glashow et Bjørken avaient supposé l'existence d'un quatrième quark en 1964 déjà (4 quarks, car 4 leptons)
- En 1970, Glashow-Illiopoulos-Maiani (GIM) ont montré qu'un 4ème quark doit exister pour expliquer la non-observation de $K_L^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$

OS, 21 mai 2025

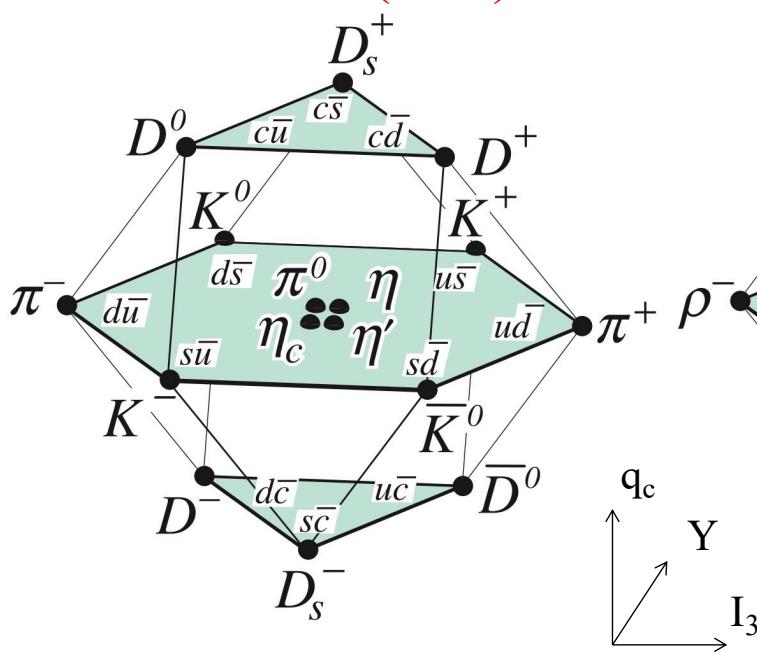
218

Charme

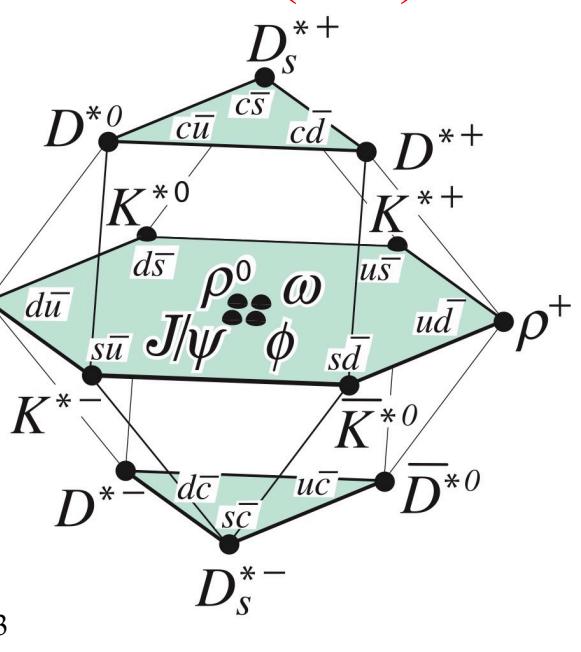
- 1975–1977: découvertes de baryons et mésons contenant un quark c (ou antiquark \bar{c})
- Le charme, comme l'étrangeté, est stable vis-à-vis de l'interaction forte, mais se désintègre par interaction faible
 - “longue” durée de vie moyenne: $\tau \sim 10^{-13}\text{--}10^{-12}$ s
- Nouveau nombre quantique, le charme (q_c)
- Nouvelle loi de conservation du charme, violée par l'interaction faible et respectée par les autres interactions

Multiplets de mésons de SU(4)

$J^P = 0^- (\ell=0)$



$J^P = 1^- (\ell=0)$

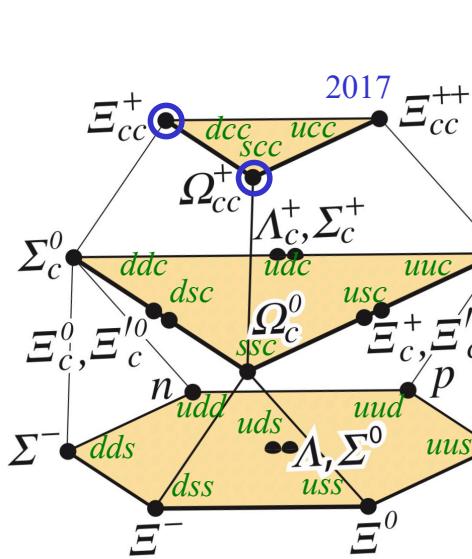


16 mésons pseudoscalaires

16 mésons vecteurs

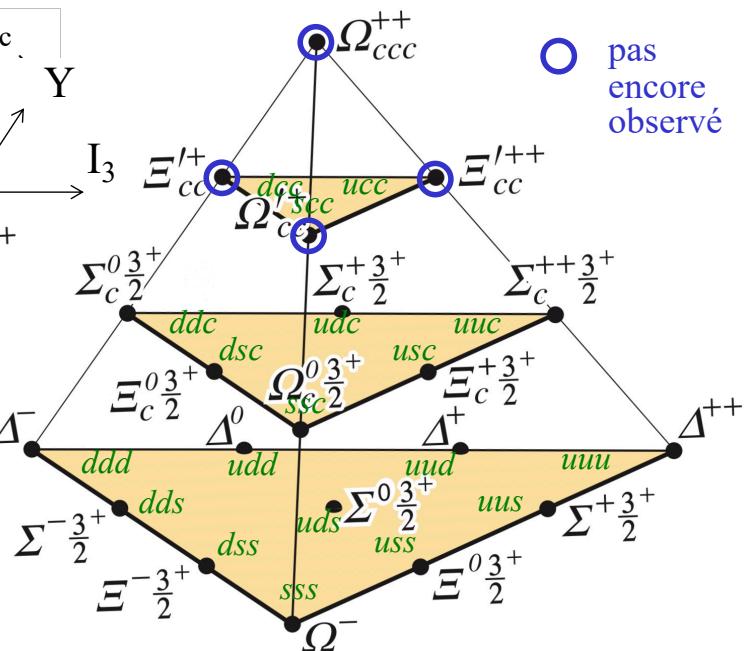
Multiplets de baryons de SU(4)

$\mathbf{J}^{\mathbf{P}} = \mathbf{1}/\mathbf{2}^+ (\ell=0)$



20 baryons de spin 1/2

$\mathbf{J}^{\mathbf{P}} = \mathbf{3}/\mathbf{2}^+ (\ell=0)$



20 baryons de spin 3/2

Découverte du lepton τ

M.L. Perl et al.,
Phys. Rev. Lett. 35
(1975) 1489

- Perl et al. à SLAC
 - étude de la production de J/ψ et $\psi(2S)$ au collisionneur e^+e^- SPEAR
 - observation $e^+e^- \rightarrow e^+\mu^-$ ou $e^-\mu^+$

sans hadron ou photon dans l'état final,
mais seulement pour $\sqrt{s} > 3.56$ GeV (effet de seuil)

- confirmation en 1976 par la collaboration PLUTO à DESY

- Interprétation des événements $e\mu$
 - $\tau =$ nouveau type de lepton chargé
 - $\nu_\tau =$ neutrino associé
 - $m_\tau = 1.78 \text{ GeV}/c^2 \rightarrow$ très massif
 - $\tau_\tau = 3 \times 10^{-13} \text{ s}$

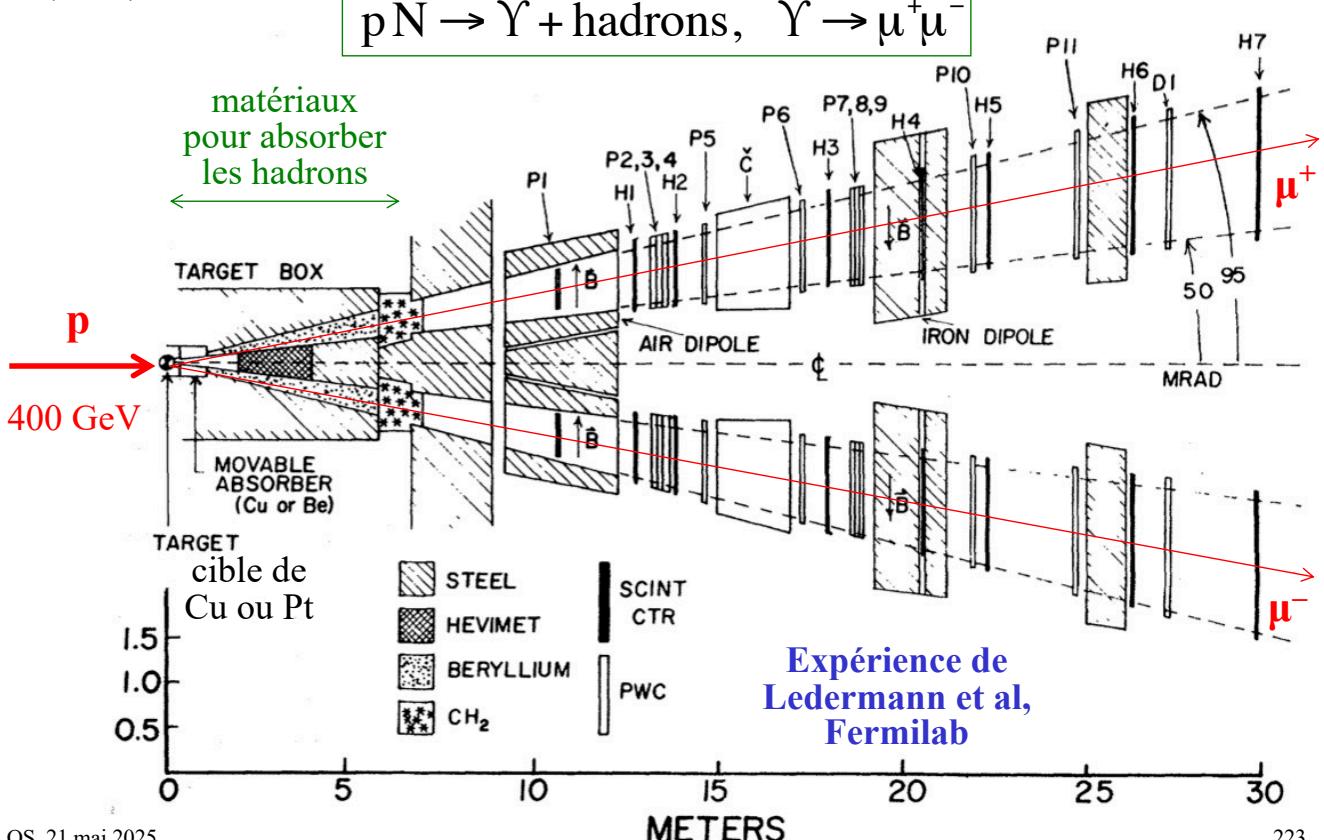
$$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$$

$$\begin{array}{l} \xrightarrow{} \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau \\ \xrightarrow{} e^+\bar{\nu}_e\bar{\nu}_\tau \end{array}$$

[s'il y a 6 leptons, pourquoi pas 6 quarks ?]

Découverte γ

$$pN \rightarrow \Upsilon + \text{hadrons}, \quad \Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-$$



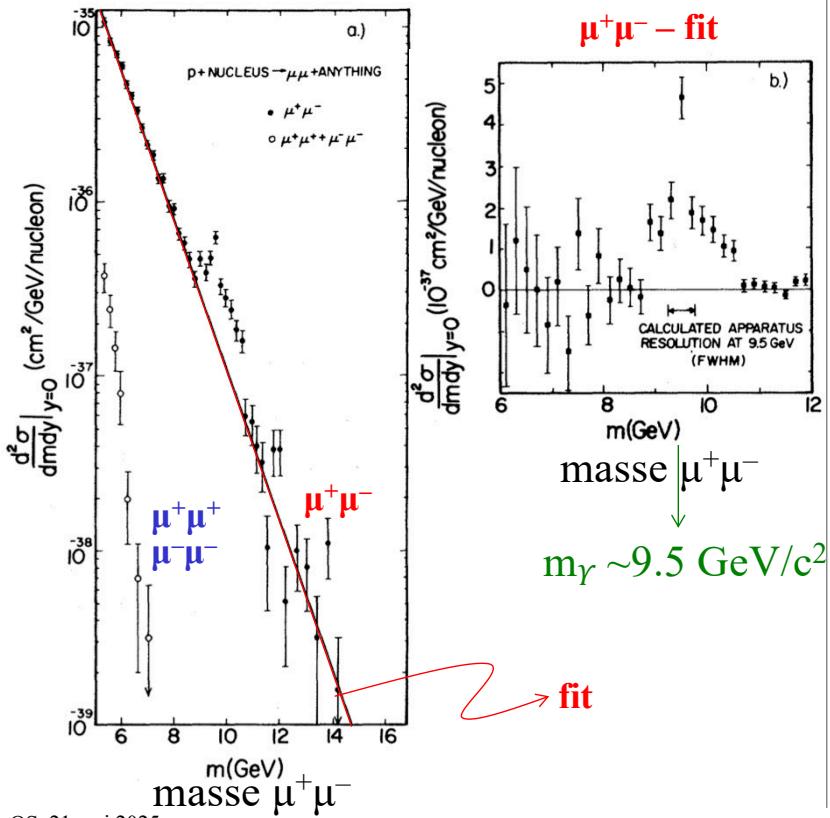
OS, 21 mai 2025

223

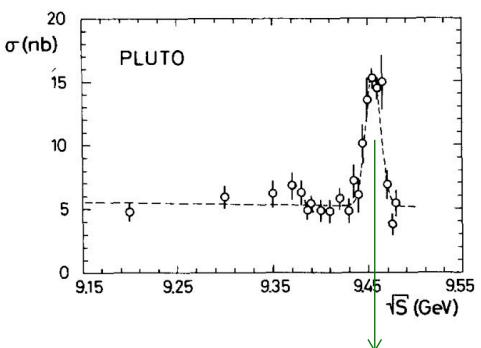
S.W. Herb et al.,
 Phys. Rev. Lett. 39
 (1977) 252

Méson γ

C. Berger et al.,
 Phys. Lett. B 76
 (1978) 243



- 1978: confirmation au collisionneur e^+e^- DORIS (à DESY) par la collab. PLUTO



$$m_\gamma = 9.46 \pm 0.01 \text{ GeV/c}^2$$

+ observation Y' ($= Y(2S)$)

$$m_{\nu} = 10.02 \pm 0.02 \text{ GeV/c}^2$$

OS, 21 mai 2025

224

Beauté

- Nouvelle saveur de quark: $b = \text{"bottom" ou "beauty"}$
 - $\Upsilon = \Upsilon(1S), \Upsilon' = \Upsilon(2S)$: mésons $b\bar{b}$
 - le quark b est très massif ($\sim 5 \text{ GeV}/c^2$)
- La beauté, comme l'étrangeté et le charme, est stable vis-à-vis de l'interaction forte, mais se désintègre par interaction faible
 - durée de vie moyenne: $\tau \sim 10^{-12} \text{ s}$
- Nouveau **nombre quantique, la beauté** (q_b)
- Nouvelle **loi de conservation de la beauté**, violée par l'interaction faible, et respectée par les autres interactions

Exemples de hadrons “beaux”:

$B^- = \bar{u}b$	}	mésons
$\bar{B}^0 = \bar{d}\bar{b}$		
$B^0 = d\bar{b}$		
$B^+ = u\bar{b}$		
$B_s^0 = s\bar{b}$		
$B_c^+ = c\bar{b}$		
$\Lambda_b^0 = udb$	baryons	
$\Xi_b^0 = usb$		
$\Xi_b^- = dsb$		
$\Omega_b^- = ssb$		

Génération	Saveur du quark	Q	B	I_3	$S=q_s$	q_c	q_b	q_t
1ère	d = down	-1/3	+1/3	-1/2	0	0	0	0
	u = up	+2/3	+1/3	+1/2	0	0	0	0
2ème	s = strange	-1/3	+1/3	0	-1	0	0	0
	c = charm	+2/3	+1/3	0	0	+1	0	0
3ème	b = bottom	-1/3	+1/3	0	0	0	-1	0
	t = top	+2/3	+1/3	0	0	0	0	+1

Génération	Saveur du lepton	Q	L_e	L_μ	L_τ
1ère	e = électron	-1	+1	0	0
	v_e	0	+1	0	0
2ème	μ = muon	-1	0	+1	0
	v_μ	0	0	+1	0
3ème	τ = tau	-1	0	0	+1
	v_τ	0	0	0	+1

Pour les quarks et les hadrons:

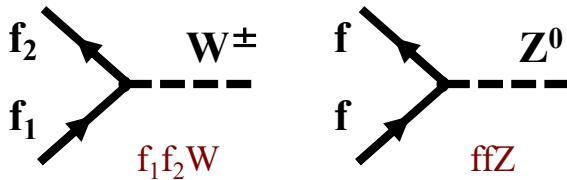
$$Q = I_3 + \frac{B + q_s + q_c + q_b + q_t}{2}$$

Toutes les charges changent de signe pour un antifermion

Direction flèche fermion dans un diagramme de Feynman:
 – flux de B pour les quarks
 – flux de L pour les leptons

Interaction faible

- Tous les fermions y sont sensibles
- Couplages (vertex) entre fermions (f) et bosons:



- Couplages (vertex) entre bosons uniquement:

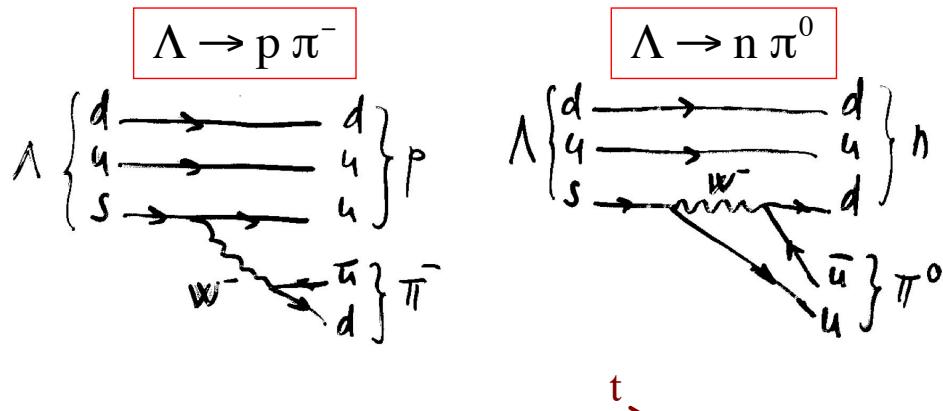
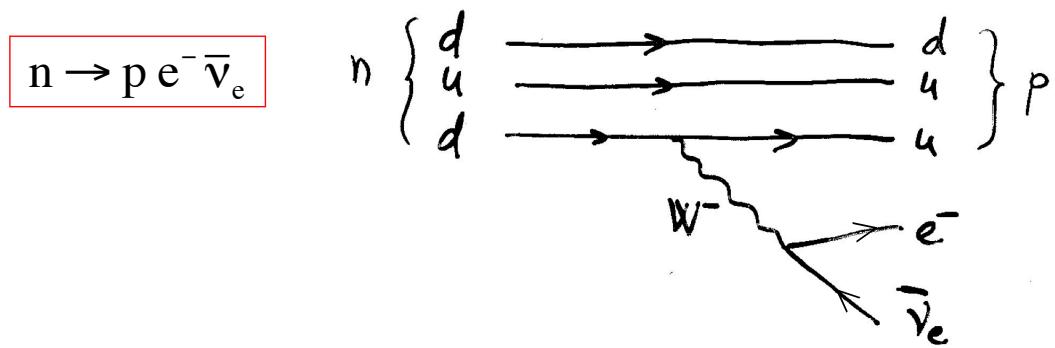
WW γ
WWZ
WWW
WWZZ
WWZ γ
WW $\gamma\gamma$

exemple: WWZ

W Z 0
W

- Lois de conservation respectées à chaque vertex $f_1 f_2 W$ ou $f_1 f_2 Z$
 - Q, B, L_e, L_μ, L_τ
 - couleur (si f_1 et f_2 sont des quarks)
 - saveur, seulement si « courant neutre » (Z)
- Note:
 - les saveurs de f_1 et f_2 sont différentes si « courant chargé » (W)

Exemples: interaction faible



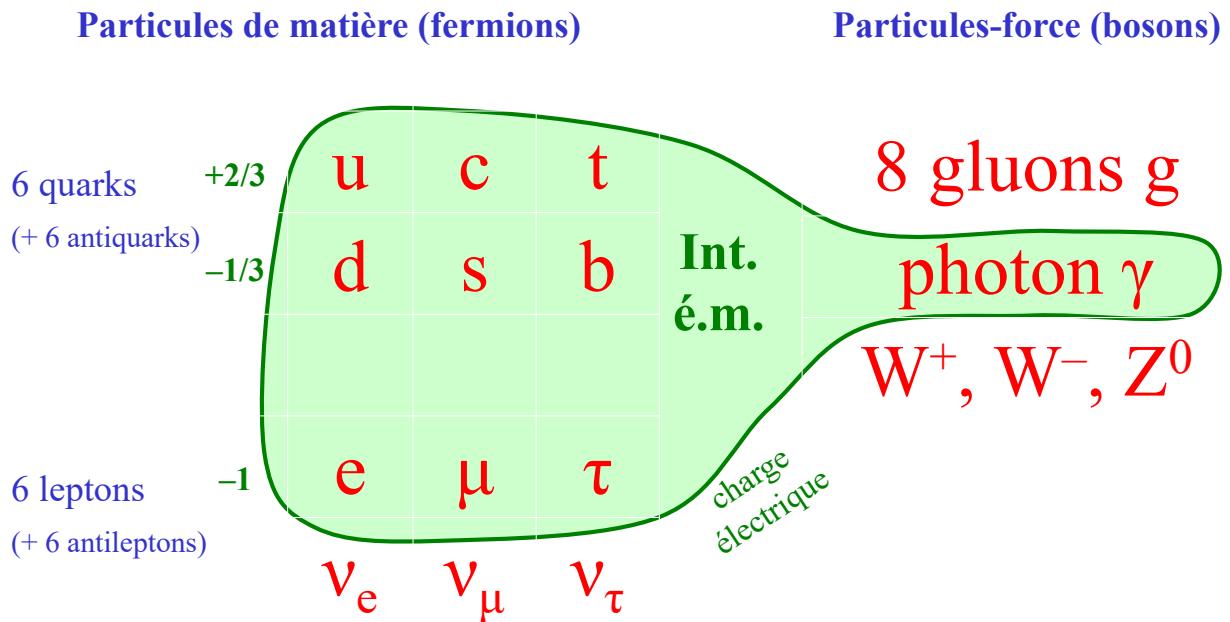
Modèle standard des particules

Particules de matière (fermions)	Particules-force (bosons)
6 quarks (+ 6 antiquarks)	u c t d s b
6 leptons (+ 6 antileptons)	e μ τ ν_e ν_μ ν_τ
	
	3 « générations » de quarks et de leptons

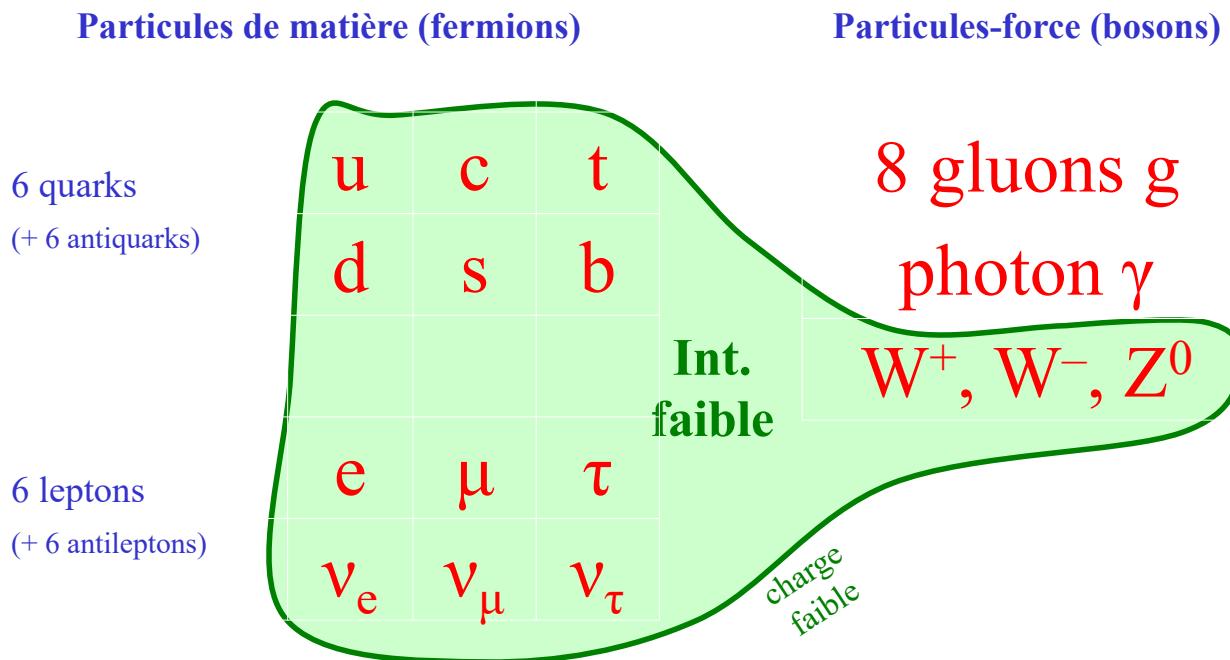
Modèle standard des particules

Particules de matière (fermions)	Particules-force (bosons)									
6 quarks (+ 6 antiquarks)	<table border="1" style="border-collapse: collapse; width: 100px;"> <tr> <td style="padding: 5px;">u</td><td style="padding: 5px;">c</td><td style="padding: 5px;">t</td> <td rowspan="2" style="padding: 5px; vertical-align: middle;">Int. forte</td> <td style="padding: 5px;">8 gluons g</td></tr> <tr> <td style="padding: 5px;">d</td><td style="padding: 5px;">s</td><td style="padding: 5px;">b</td> <td style="padding: 5px;">photon γ</td></tr> </table> <p style="text-align: center; margin-top: -10px;">charges de couleur</p>	u	c	t	Int. forte	8 gluons g	d	s	b	photon γ
u	c	t	Int. forte	8 gluons g						
d	s	b		photon γ						
6 leptons (+ 6 antileptons)	e μ τ ν_e ν_μ ν_τ									
	 <p>Confinement: pas de quark libre !</p> <p>→ hadrons</p> <p style="margin-left: 20px;">$\left\{ \begin{array}{l} \text{mésons: } \bar{q}q \\ \text{baryons: } qqq \\ \text{hadrons exotiques: } q\bar{q}\bar{q}\bar{q}, qqqq\bar{q}, \dots \end{array} \right.$</p>									

Modèle standard des particules

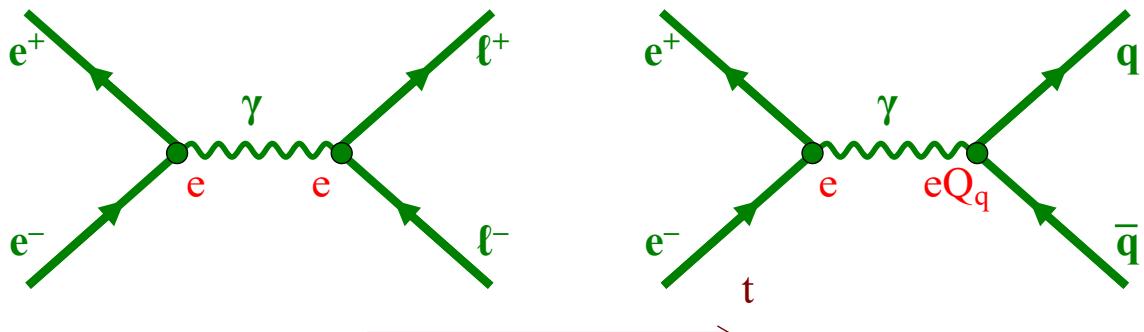


Modèle standard des particules



Production de fermions par e^+e^-

- Processus de QED



ℓ = lepton chargé (e, μ, τ)

q = quark (d, u, s, c, b, t)

$$A \propto e \cdot e = e^2$$

$$A \propto e \cdot e Q_q = e^2 Q_q$$

$$\sigma = |A|^2 \propto e^4 \propto \alpha^2$$

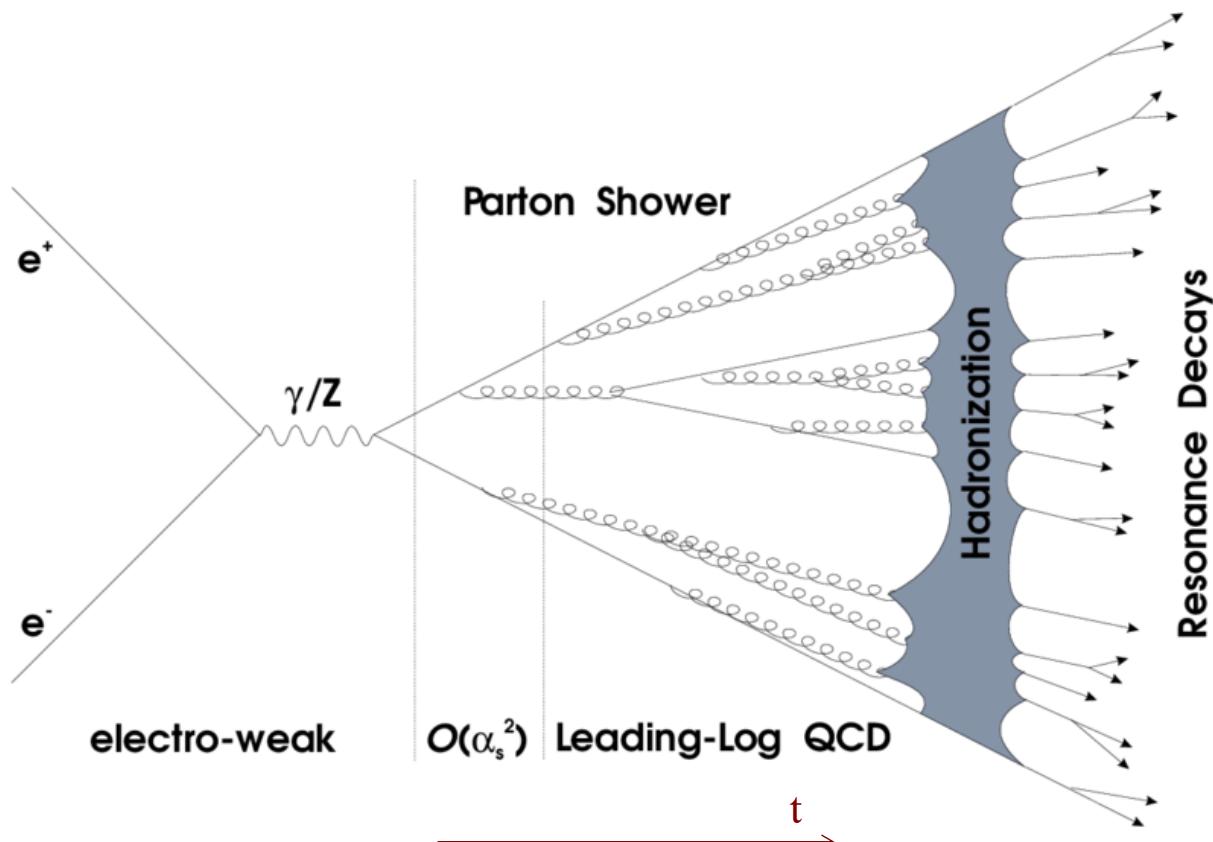
$$\sigma = |A|^2 \propto e^4 Q_q^2 \propto \alpha^2 Q_q^2$$

Q_q = charge du quark q
 $= -1/3$ (d, s, b) ou $+2/3$ (u, c, t)

233

OS, 28 mai 2025

$e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$



OS, 28 mai 2025

234

$$R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$$

- On définit

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \frac{\sum_q \sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \sum_q Q_q^2$$

où on doit sommer sur tous les quarks pouvant être produits à l'énergie \sqrt{s} de la collision:

- si $\sqrt{s} < \sim 3$ GeV (J/ψ), on produit $d, u, s \rightarrow R = (1/3)^2 + (2/3)^2 + (1/3)^2 = 6/9$
- si $3 < \sqrt{s} < \sim 10$ GeV (Υ), on produit $d, u, s, c \rightarrow R = \dots = 10/9$
- si $\sqrt{s} > \sim 10$ GeV, on produit $d, u, s, c, b: \rightarrow R = \dots = 11/9$

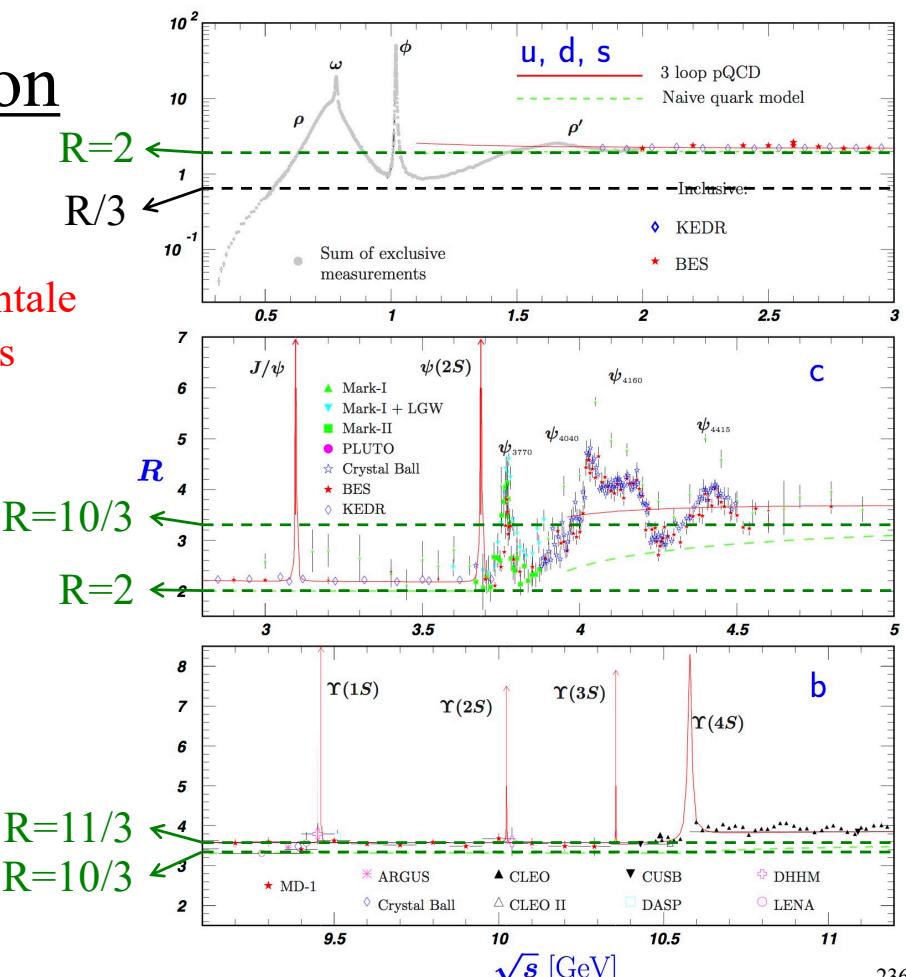


- Il faut tenir compte des couleurs des quarks, c'est-à-dire multiplier R par le nombre de couleurs (N_c)
 - pour $N_c = 3$, on prédit donc $R = 2, 10/3, 11/3$ en fonction de \sqrt{s}

R en fonction

de \sqrt{s}

→ preuve expérimentale
de l'existence des
(trois) couleurs



Quark top

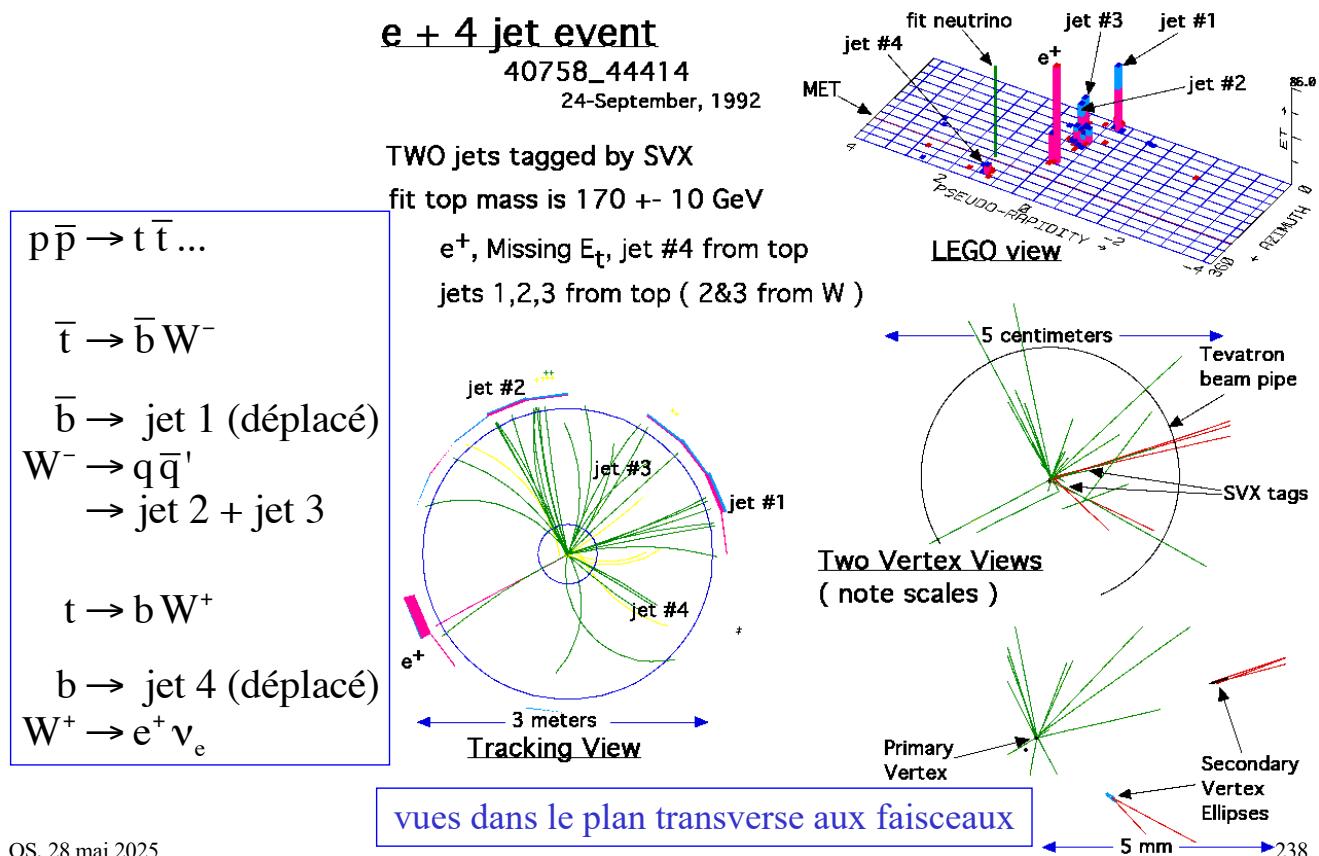
- Découvert en 1995 au Tevatron ($p\bar{p}$ à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV) à Fermilab par les collaborations CDF et D0
- La plus massive des particules élémentaires connues: $m_t = 172.57 \pm 0.29$ GeV/c²
- Le quark t se désintègre avant d'avoir eu le temps de s'hadroniser (de se lier à d'autres quarks)
 - pas de hadron contenant le quark top
- Comme $m_t > m_W$, on a

$$\begin{aligned} t &\rightarrow W^+ b \\ \bar{t} &\rightarrow W^- \bar{b} \end{aligned}$$

désintégration par interaction faible

- Nombre quantique q_t , conservé par interactions forte et électromagnétique, mais violé par l'interaction faible

Premier candidat top vu par CDF en 1992



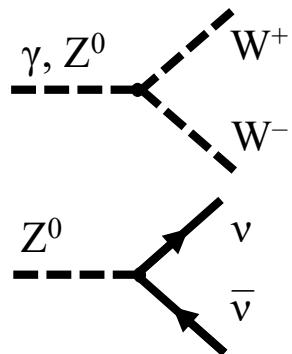
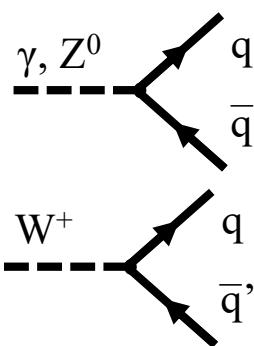
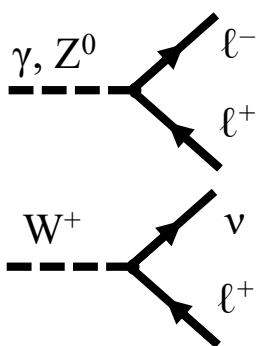
Théorie électrofaible

- 4 bosons d'échange: γ, Z^0, W^+, W^-
 - le mécanisme de Higgs (= brisure spontanée de la symétrie de jauge locale) engendre une masse pour les Z et W :
 - $m_{Z^0} = 93.8 \pm 2.5 \text{ GeV}/c^2$
 - $m_{W^\pm} = 83.0 \pm 3.0 \text{ GeV}/c^2$

Maxwell: ~1864
unification des forces électrique et magnétique

Glashow, Salam, Weinberg: 1961–1968
unification des forces électromagnétique et faible

- Couplages:



+ couplages quartiques

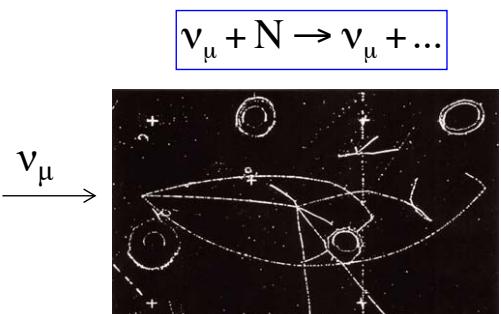
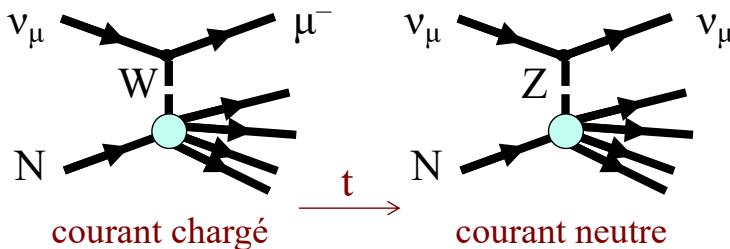
WWWW
WWZZ
WWZγ
WWγγ

OS, 28 mai 2025

239

Découvertes des bosons vecteurs W et Z

- 1973: découverte des courants neutres au CERN (chambre à bulles Gargamelle)



- 1979: Prix Nobel à Glashow, Weinberg et Salam
- 1983: découverte des W et Z réels au supersynchrotron à protons du CERN ($\sqrt{s} = 540 \text{ GeV}$)

$$\begin{array}{ll} p + \bar{p} \rightarrow W^\pm + \dots & m_W \approx 80 \text{ GeV} / c^2 \\ p + \bar{p} \rightarrow Z^0 + \dots & m_Z \approx 91 \text{ GeV} / c^2 \end{array}$$

Rubbia et al. (UA1)
Darriulat et al. (UA2)

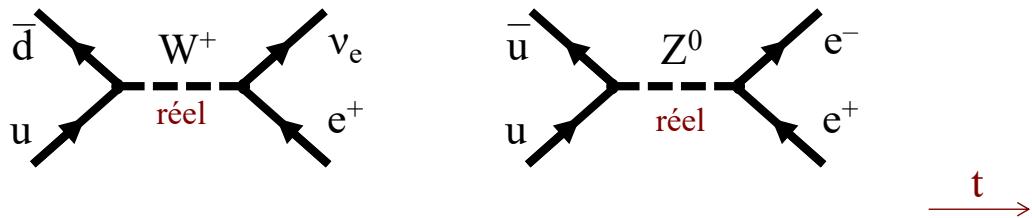
- 1984: prix Nobel à Rubbia et Van der Meer

OS, 28 mai 2025

240

Production de W et Z réels

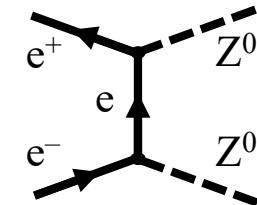
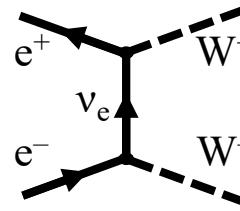
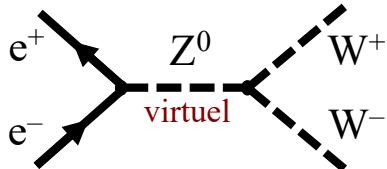
- Dans les collisions $p\bar{p}$ au SPS (1983–), puis Tevatron ...



- Dans les collisions e^+e^- au LEP

– 1989–1995: $\sqrt{s} \sim m_Z c^2$

– 1995–2000: $\sqrt{s} > 2m_Z c^2$



Nombre de neutrinos

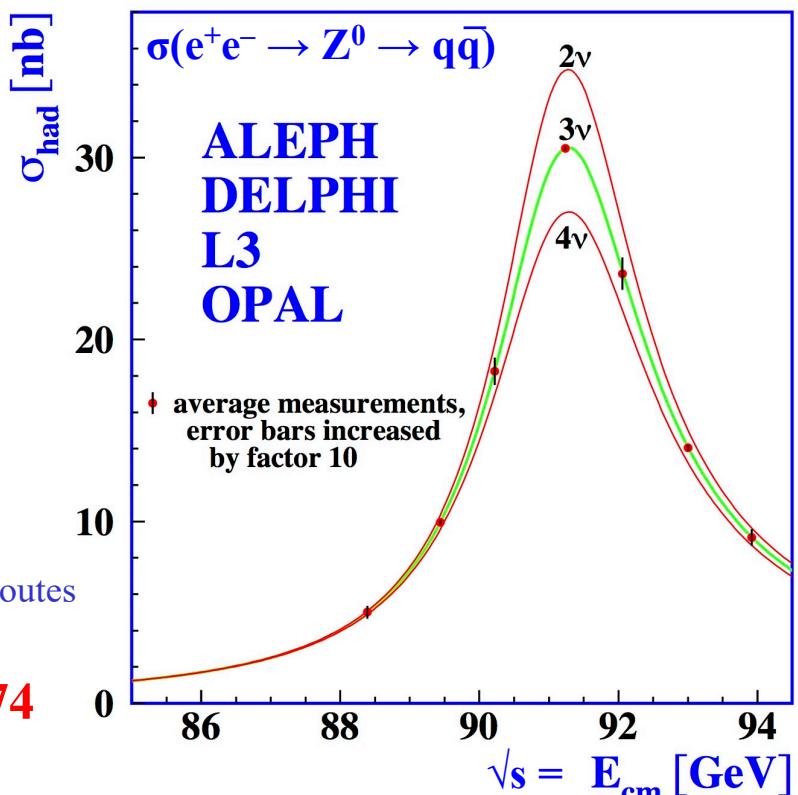
- N_v = nombre de types de neutrinos légers ($m_\nu < m_Z/2$) ayant un couplage avec le Z^0

$$\Gamma_{\text{inv}} = \Gamma_Z - \Gamma_{\text{had}} - 3 \Gamma_{\ell^+\ell^-}$$

$$N_v = \frac{\Gamma_{\text{inv}}}{\Gamma_{\ell^+\ell^-}} \left(\frac{\Gamma_{\ell^+\ell^-}}{\Gamma_{\nu\bar{\nu}}} \right)_{\text{MS}}$$

– détermination à partir de toutes les données du LEP:

$$N_v = 2.9963 \pm 0.0074$$



chambre à projection temporelle

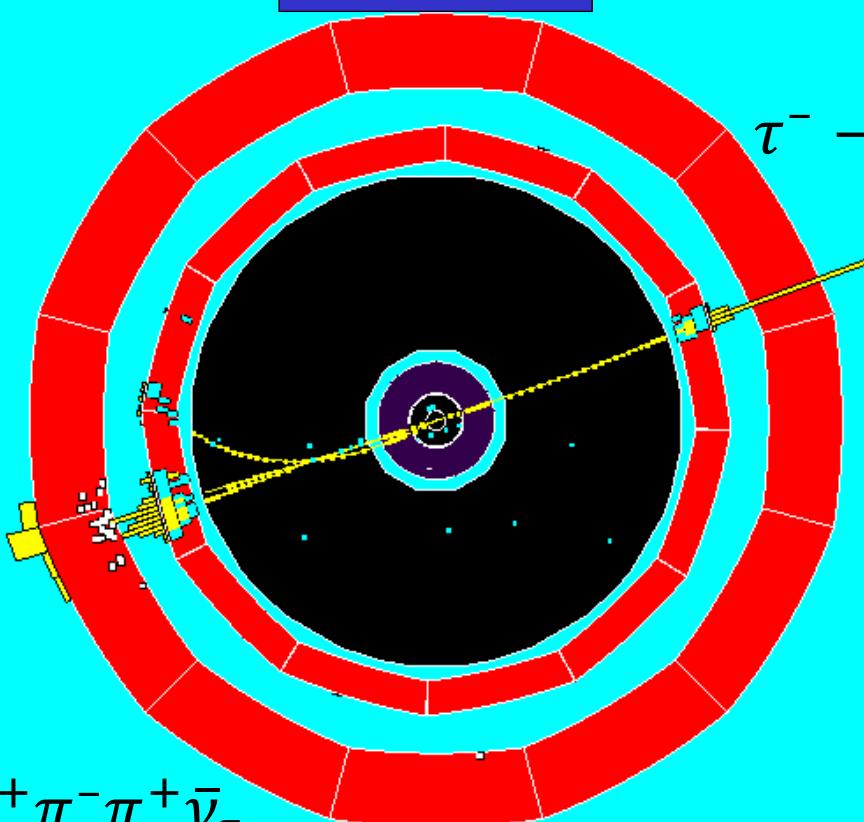
chambres à muons

muon

particule chargée

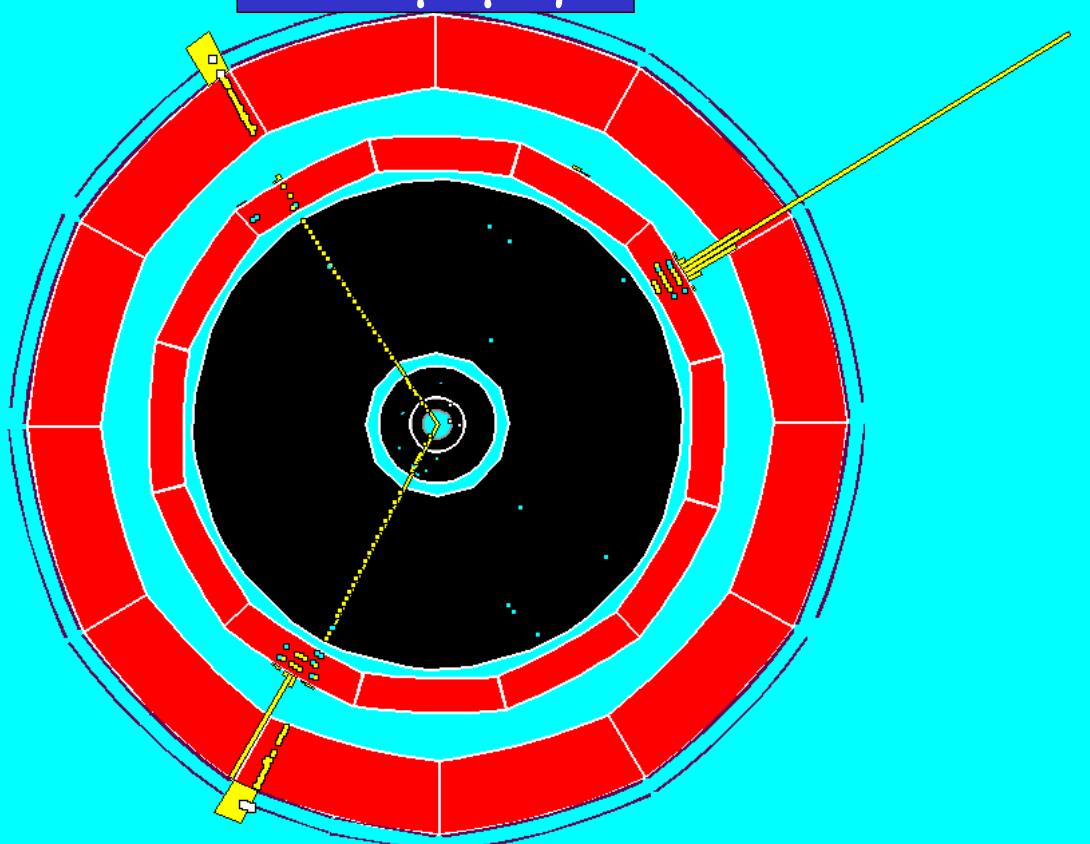
calorimètre électro-magnétique

calorimètre hadronique

$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ 

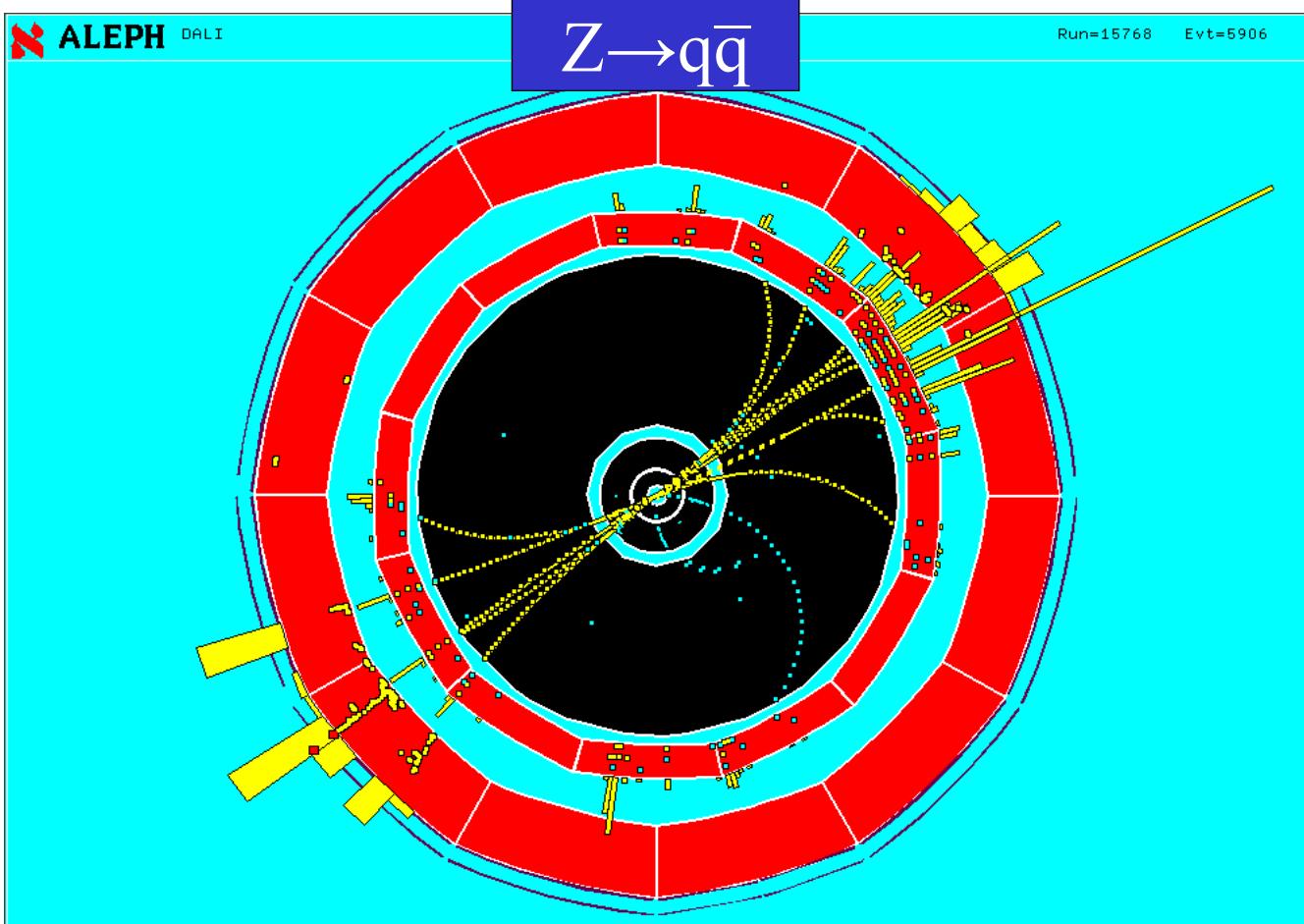
OS, 28 mai 2025

245

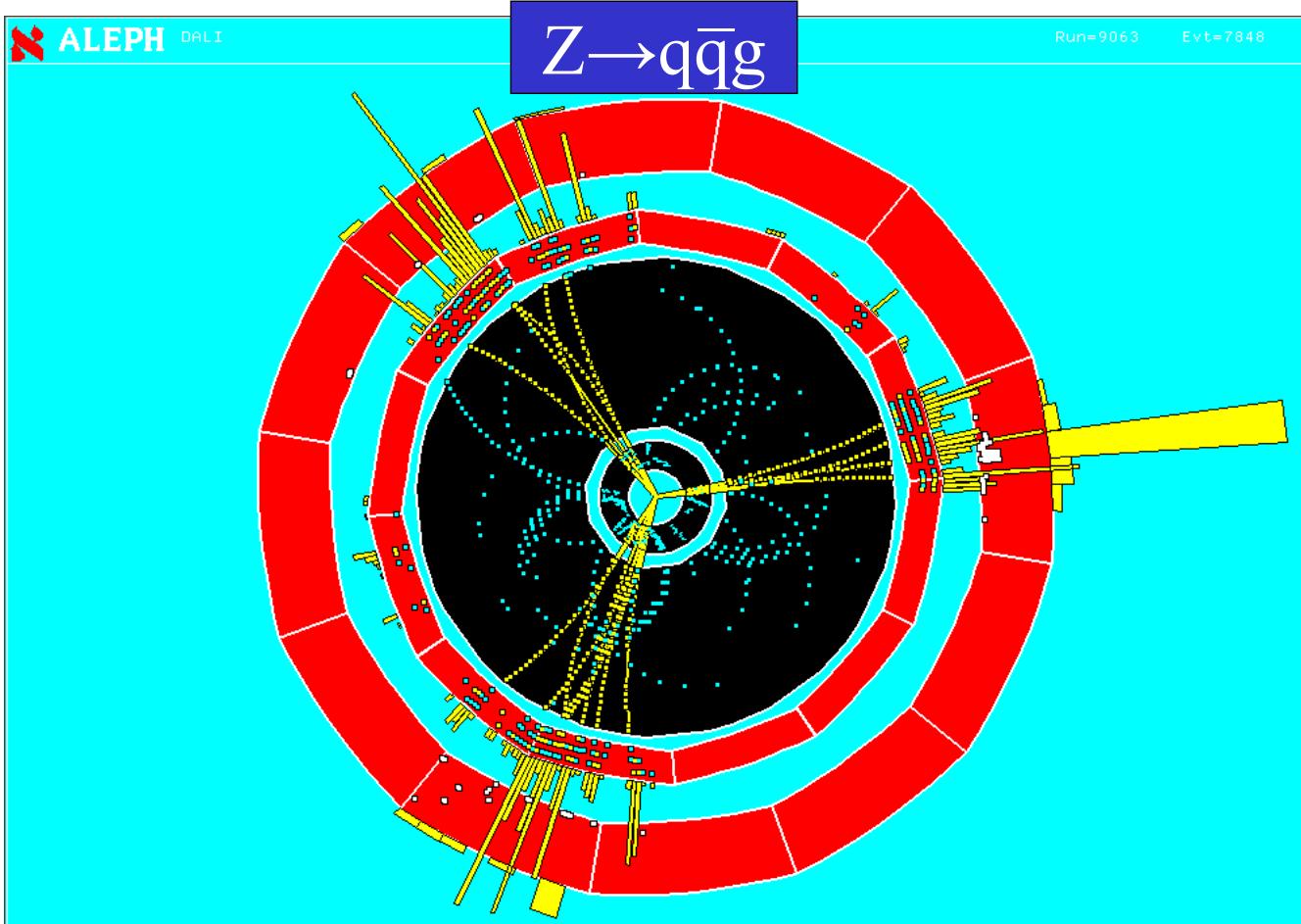


OS, 28 mai 2025

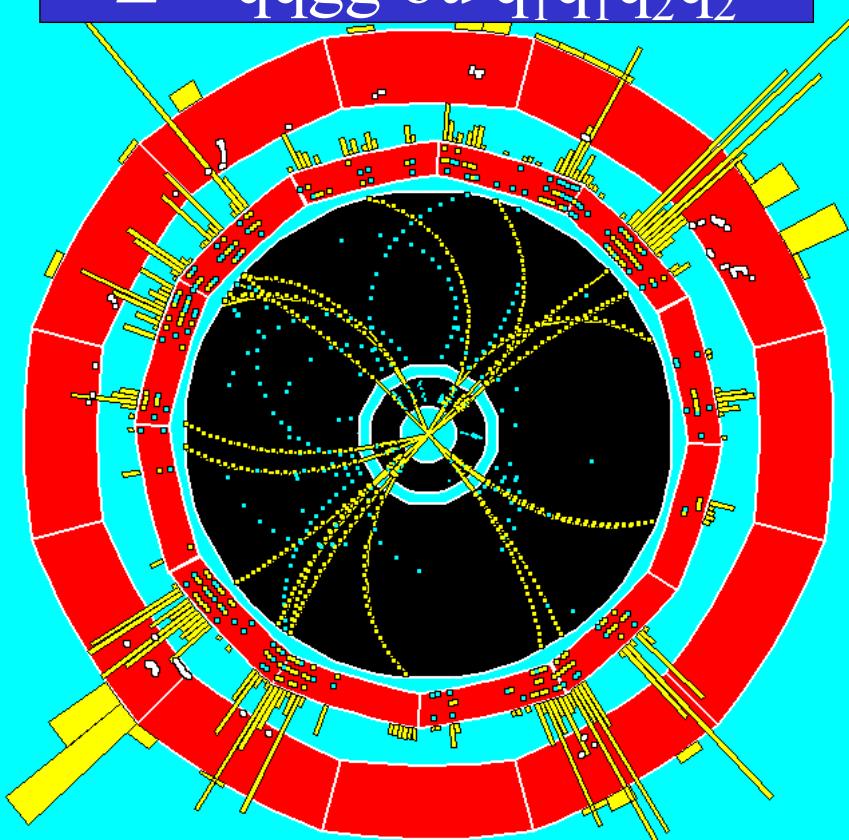
246



247



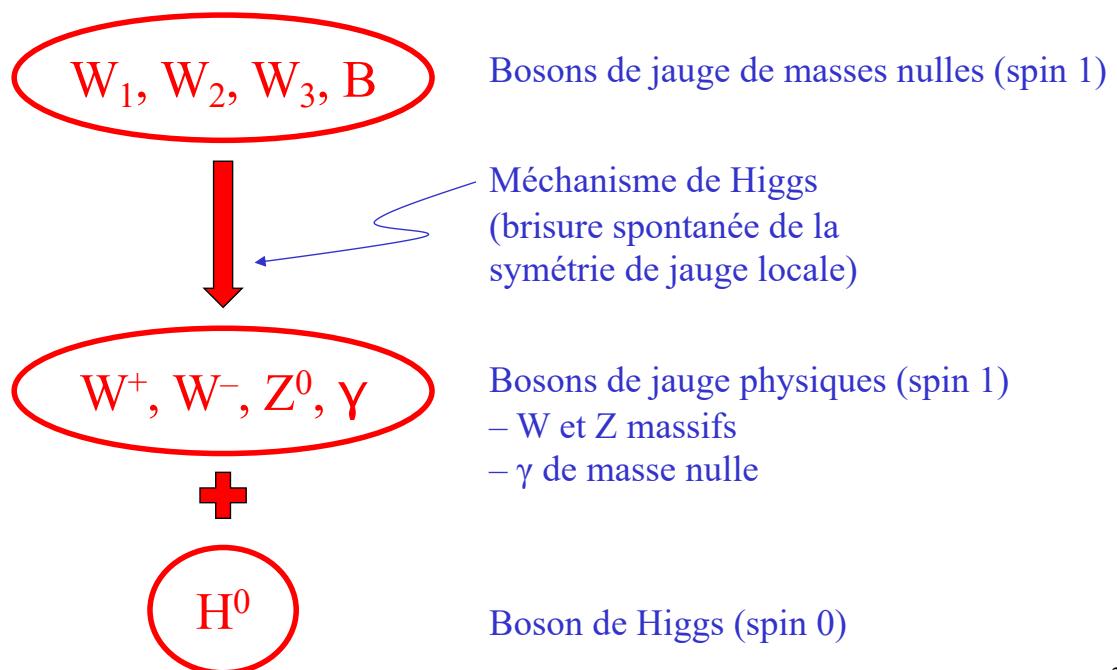
248



Théorie électrofaible

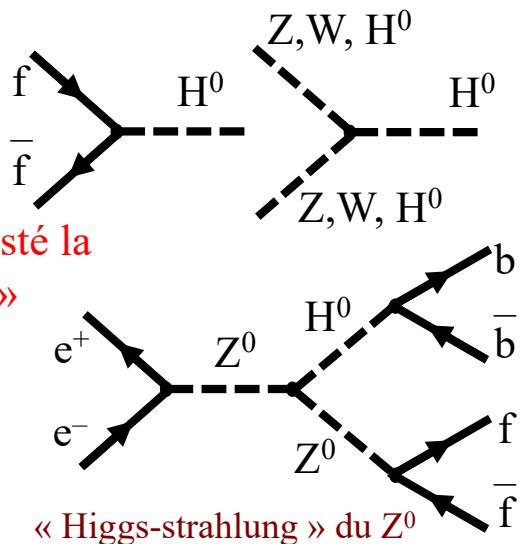
- Théorie quantique des champs avec invariance de jauge locale

Unification des forces électromagnétique et nucléaire faible
(Glashow, Weinberg, Salam)



Boson de Higgs H^0

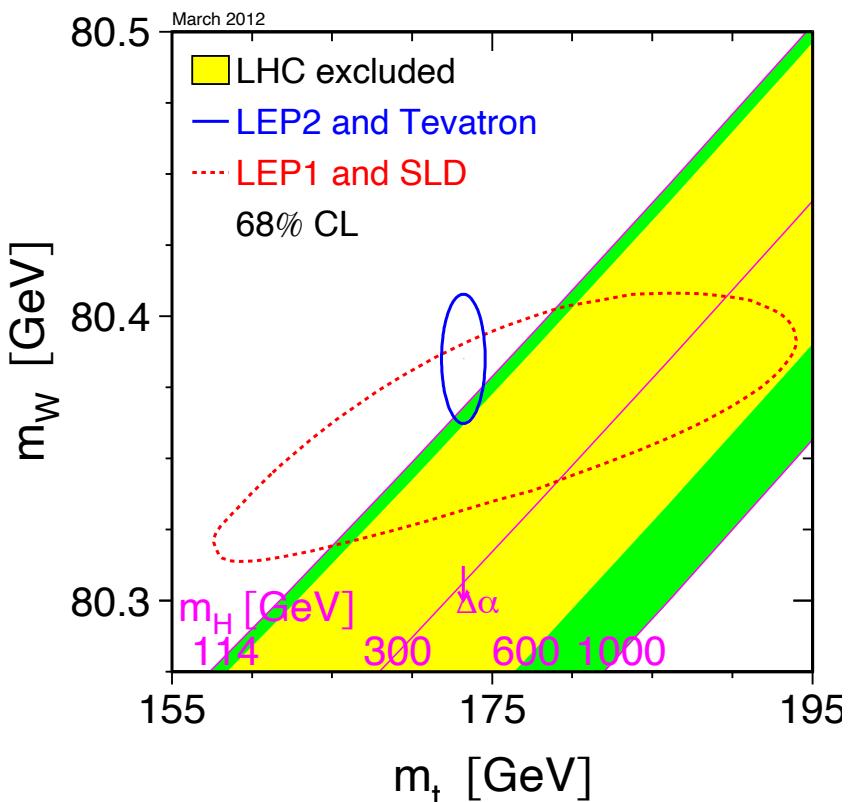
- Le boson de Higgs est responsable de la masse des bosons W et Z
... mais également de tous les fermions
 - constante de couplage
 \sim masse du fermion ou masse² du boson
- Jusqu'en 2012, le boson de Higgs est resté la « pièce manquante du modèle standard »
 - recherche du Higgs à LEP2 dans les collisions e^+e^- à $\sqrt{s} > m_Z$ (1996–2000)
 - $m_H > 114.3 \text{ GeV}/c^2$ (95% CL)
- Découverte en 2012 au LHC par les expériences ATLAS et CMS
 - prix Nobel en 2013 à François Englert et Peter Higgs



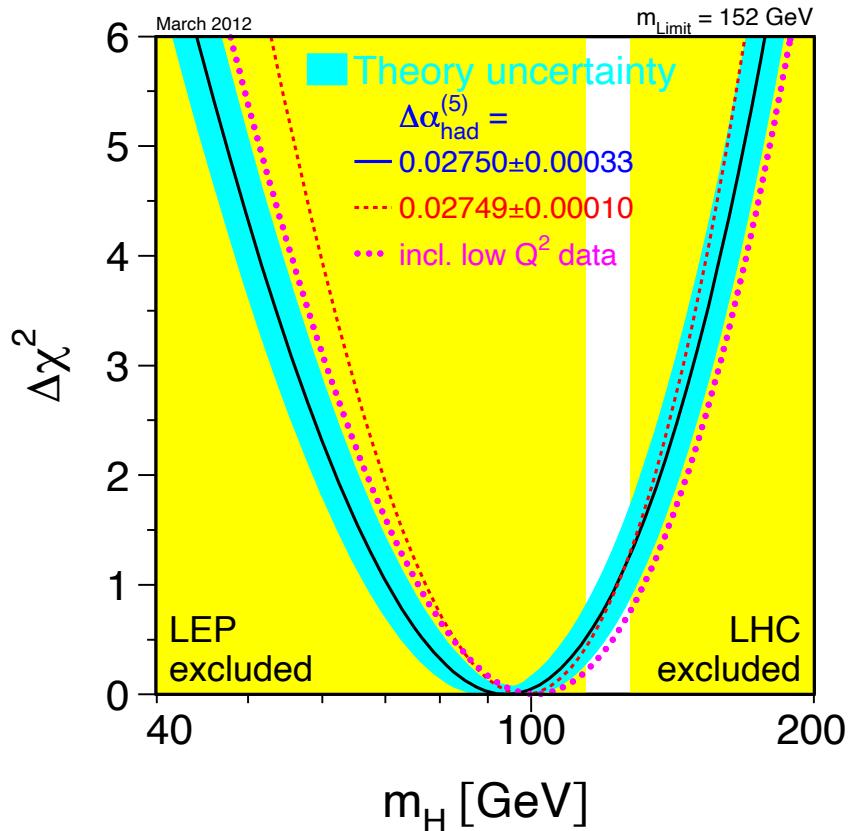
$$m_H = 125.1 \pm 0.14 \text{ GeV}/c^2$$

La cohérence du modèle standard

- Le modèle standard ne prédit pas la masse du Higgs, mais pour une valeur donnée de m_H , il prédit une relation entre m_W et m_t :
 - mesures directes de m_W et m_t
 - autres mesures pouvant être reliées m_W et m_t dans le cadre du modèle standard
 - prédiction du modèle standard pour $m_H = 114, 300, 1000 \text{ GeV}/c^2$



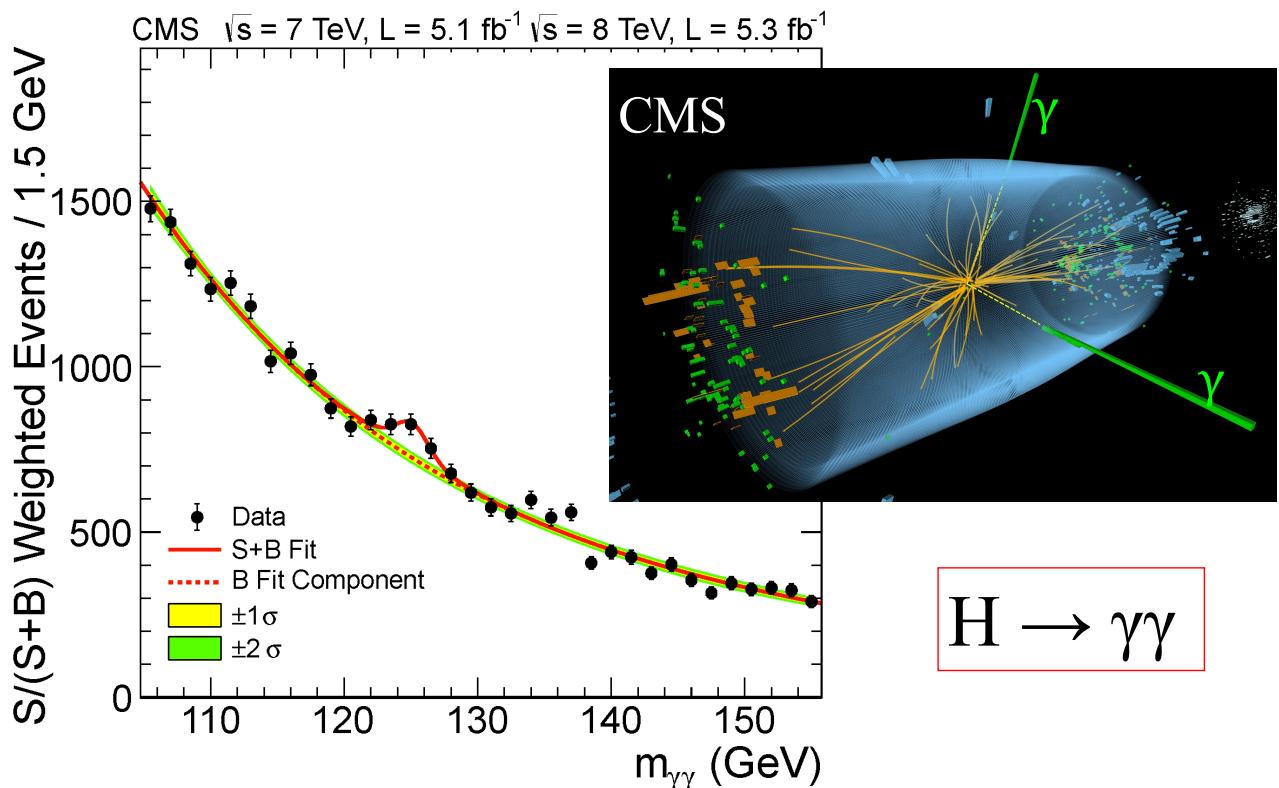
Masse du Higgs (mars 2012)



OS, 28 mai 2025

253

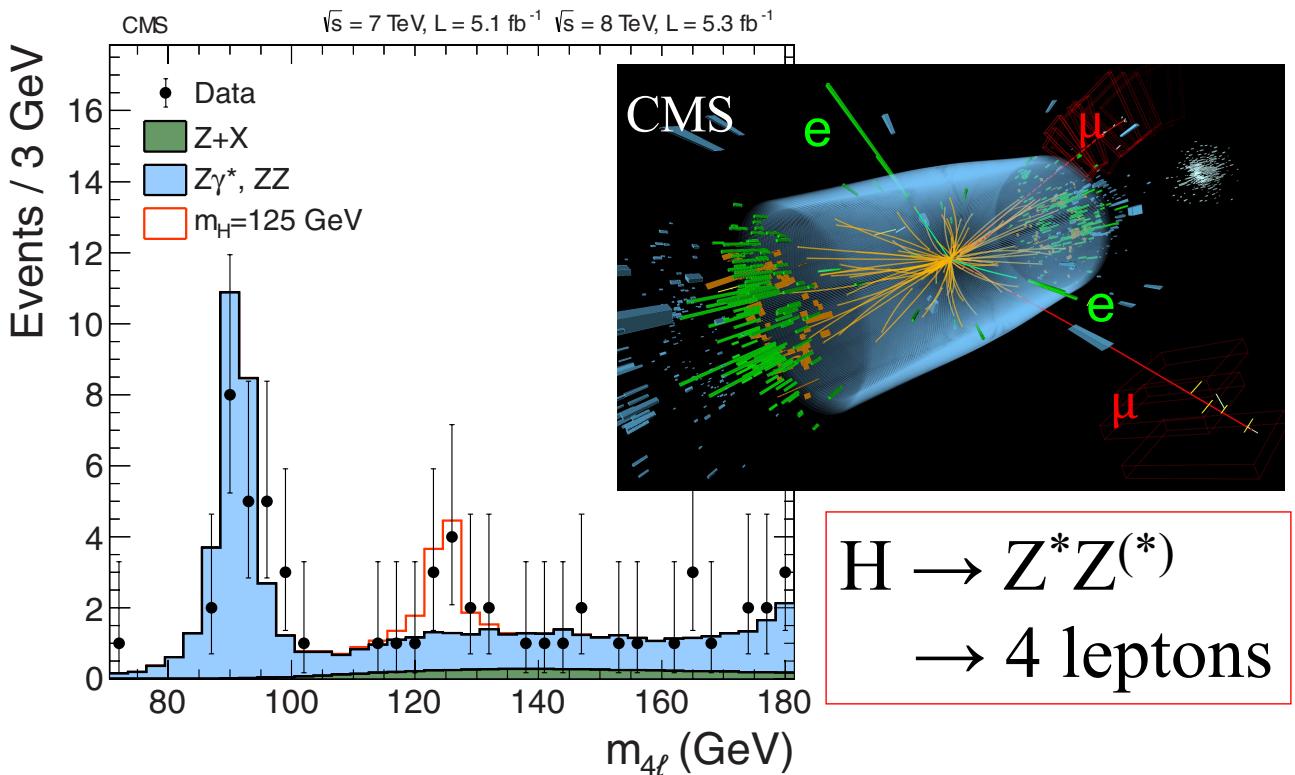
Découverte du Higgs (2012)



OS, 28 mai 2025

254

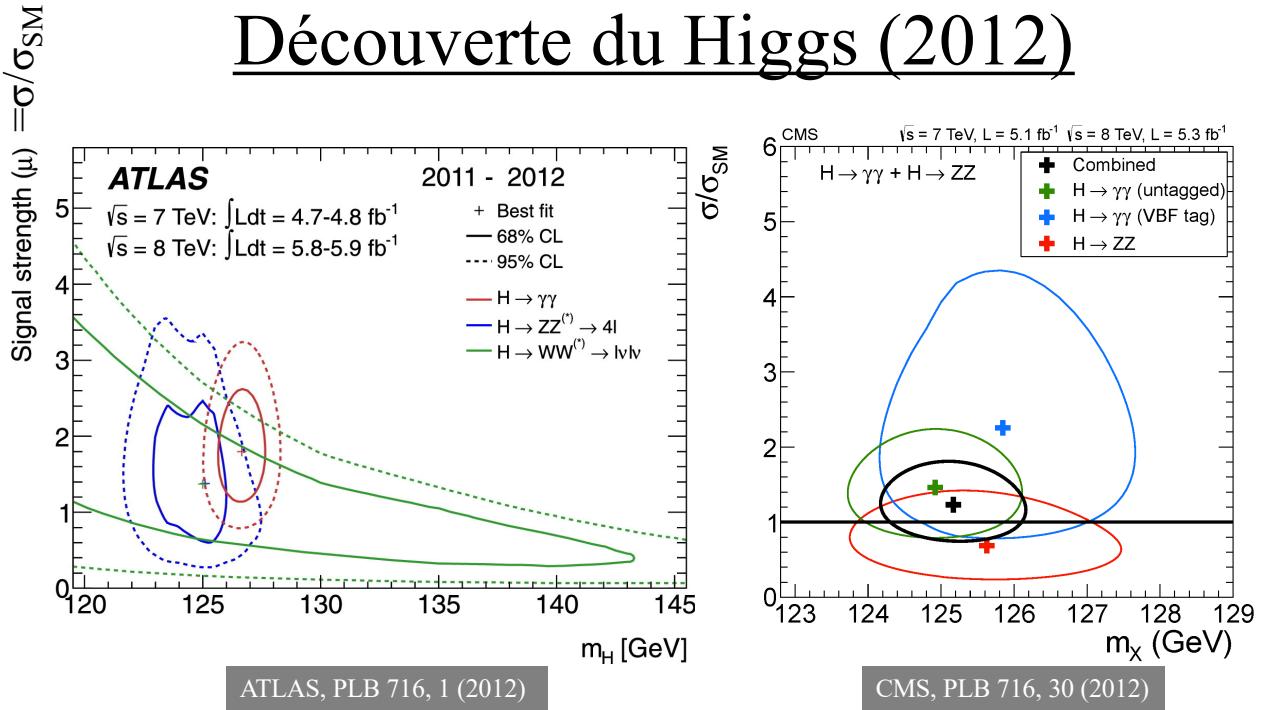
Découverte du Higgs (2012)



OS, 28 mai 2025

255

Découverte du Higgs (2012)



$$\begin{aligned} \text{ATLAS: } m_H &= 126.0 \pm 0.4 \pm 0.4 \text{ GeV}/c^2 \\ \text{CMS: } m_H &= 125.3 \pm 0.4 \pm 0.5 \text{ GeV}/c^2 \end{aligned}$$

$$\text{Valeur récente: } m_H = 125.25 \pm 0.17 \text{ GeV}/c^2 \quad \text{pdglive.lbl.gov}$$

OS, 28 mai 2025

255