

Physique des Particules et Physique Nucléaire

PHYS-F305

Année 2025-2026

Première partie - L. Favart

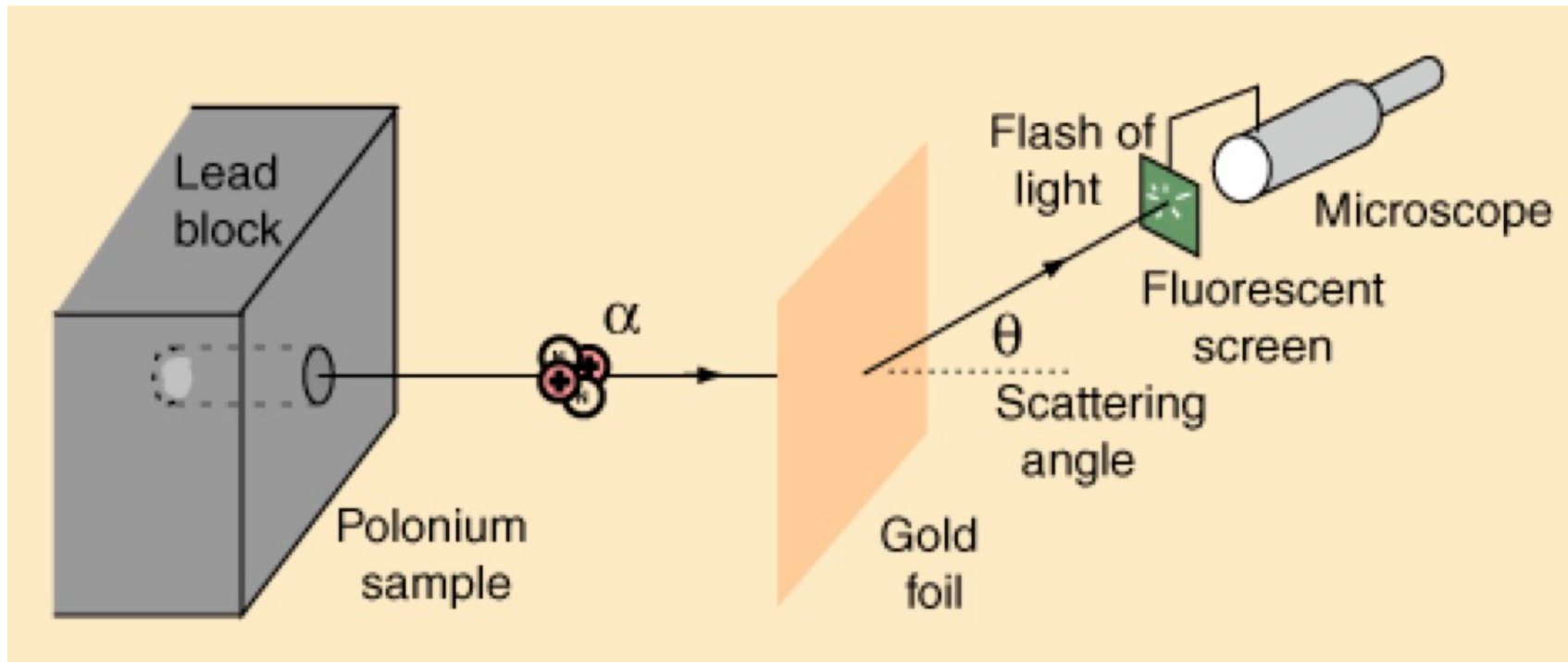
III - Découvertes (première moitié du XXème)

Contenu Chapitre III

III. Découvertes de particules et des interactions forte et faible

1. Découverte des constituants de l'atome (1897-1932)
2. L'équation de Klein-Gordon (1926)
3. L'interaction nucléaire et les mésons (1934-1947)
4. La stabilité du proton et le nombre baryonique (1939)
5. Le spin
6. L'équation de Dirac (1928)
7. Les antiparticules (1930-1956)
8. Les neutrinos et l'interaction faible (1930-1962)
9. Les particules étranges (1947-1960)
10. La voie octuple et le modèle des quarks

Découverte du noyau atomique

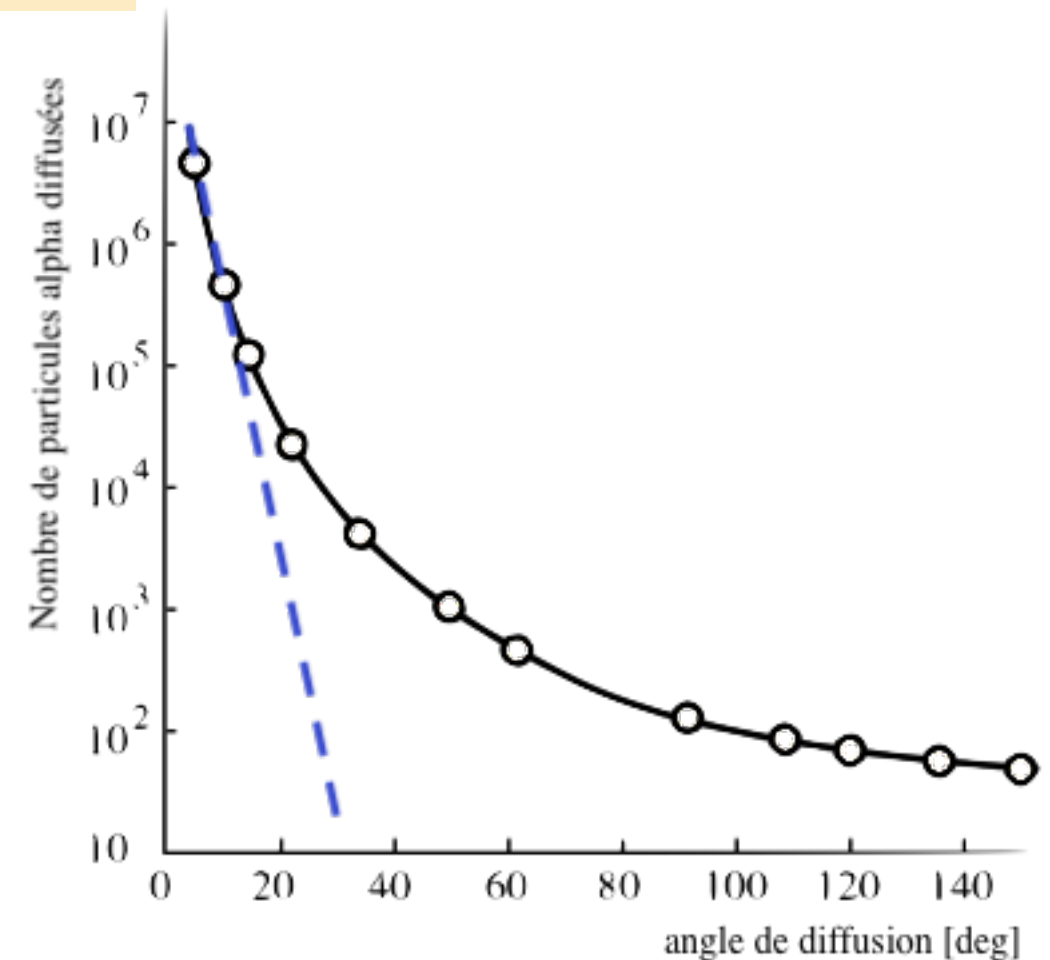


E.Rutherford, H.Geiger et E.Marsden - 1909-1913

$$\langle r_p \rangle = 2.7 \cdot 10^{-14} \text{ m}$$

$$\frac{d\sigma_{Ruth}}{d \cos \theta} = \pi r^2(\theta) = \pi \left(\frac{k Z e}{m v^2} \right)^2 \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta}$$

$$k = 1/4\pi\epsilon_0 \quad r : \text{distance d'approche minimale}$$



Découverte du proton et du neutron

1919: E. Rutherford : **proton** = noyau de l'atome le plus léger (H)



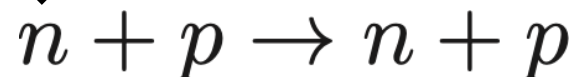
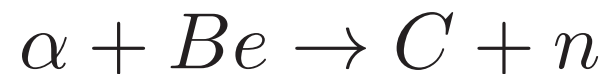
constituant du noyau et parcourt plus long dans la matière

neutron : E. Rutherford : incompatibilité entre masse et charge des noyaux

He est ++ mais $4 \times m_p$

1930 : W. Bothe et H. Becker : observe un rayonnement (neutre) pénétrant inconnu
Joliot-Curie : idem

1932 : Chadwick - envoie le rayonnement sur de la paraffine



recul mesuré

$\Rightarrow$ les n font partie du noyaux et sont très semblables au p

$\Rightarrow \text{He} = \{2p, 2n, 2e^-\}$: masse et charge OK

$\Rightarrow$ explication de la régularité du tableau de Mendeleev

Equation de Klein-Gordon

Rappel mécanique quantique : Eq de Schrödinger (non-relativiste)

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}(\vec{x}, t) = H \psi(\vec{x}, t)$$

où H prend la forme suivante, en utilisant le principe de correspondance et la relation: $E = \vec{p}^2/2m$

$$\vec{p} \rightarrow -i\hbar \frac{\partial}{\partial \vec{x}} = -i\hbar \vec{\nabla} \quad \text{et} \quad E \rightarrow -i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$$

Eq. de Schrödinger pour une particule libre (sans spin) de masse m :

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \vec{\nabla}^2 \psi$$

solutions du type :

$$\psi(\vec{x}, t) = A e^{i(\vec{p} \cdot \vec{x} - Et)/\hbar}$$

Equation de Klein-Gordon

Eq de Klein Gordon (1926) : point de vue relativiste $E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$

$$-\hbar^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = -\hbar^2 c^2 \vec{\nabla}^2 \psi + m^2 c^4 \psi$$

- mêmes solutions que l'éq. de Schrödinger pour une particule libre
- cas du photon $\Rightarrow$ éq d'onde de l'électro-magnétisme

$$\vec{\nabla}^2 \psi = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}$$

- pour une onde stationnaire : éq de Laplace

$$\vec{\nabla}^2 \psi = 0 \quad \text{ou en coordonnées sphériques} \quad \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dU}{dr} \right) = 0$$

dont le potentiel Coulombien $U(r) = q/(4\pi\epsilon_0 r)$ est une solution

ψ peut donc être interprété comme la fct d'onde d'un photon libre mais aussi comme le potentiel associé au champ EM

Intéraction forte et théorie de Yukawa

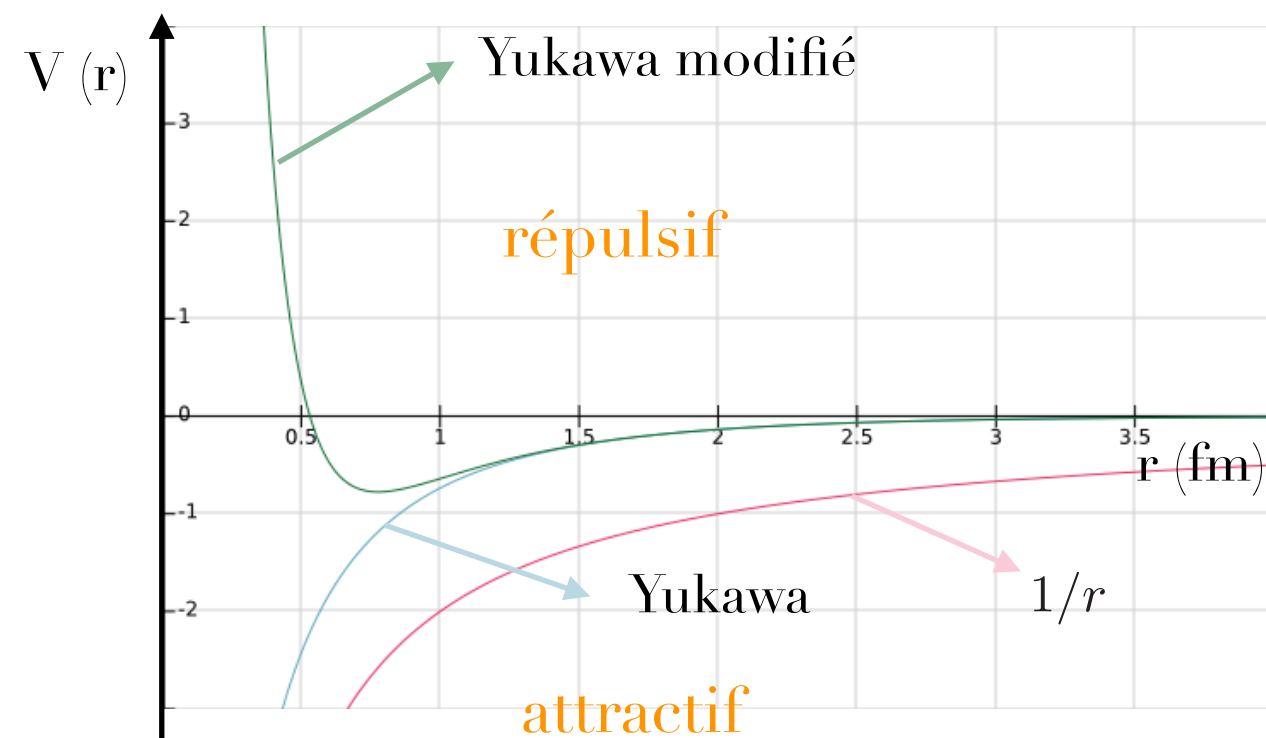
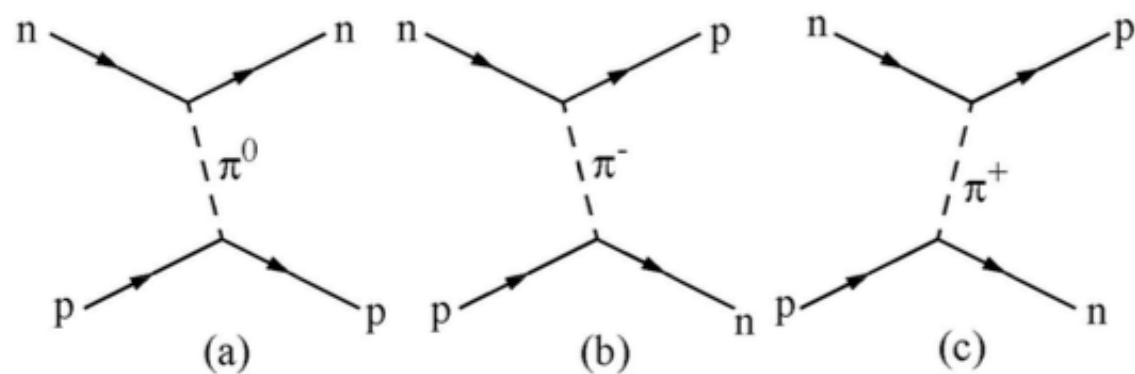
$$\frac{A}{Z}M = Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n - E_L \quad \Rightarrow \quad E_L/A \simeq 8 \text{ MeV},$$

Yukawa (1934)

$$\Delta p \cdot \Delta x \geq \hbar \quad \text{et} \quad \Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar \quad R \simeq c\Delta t \simeq \frac{c \hbar}{\Delta E} \quad \Rightarrow \quad m_X \simeq 150 \text{ MeV}$$

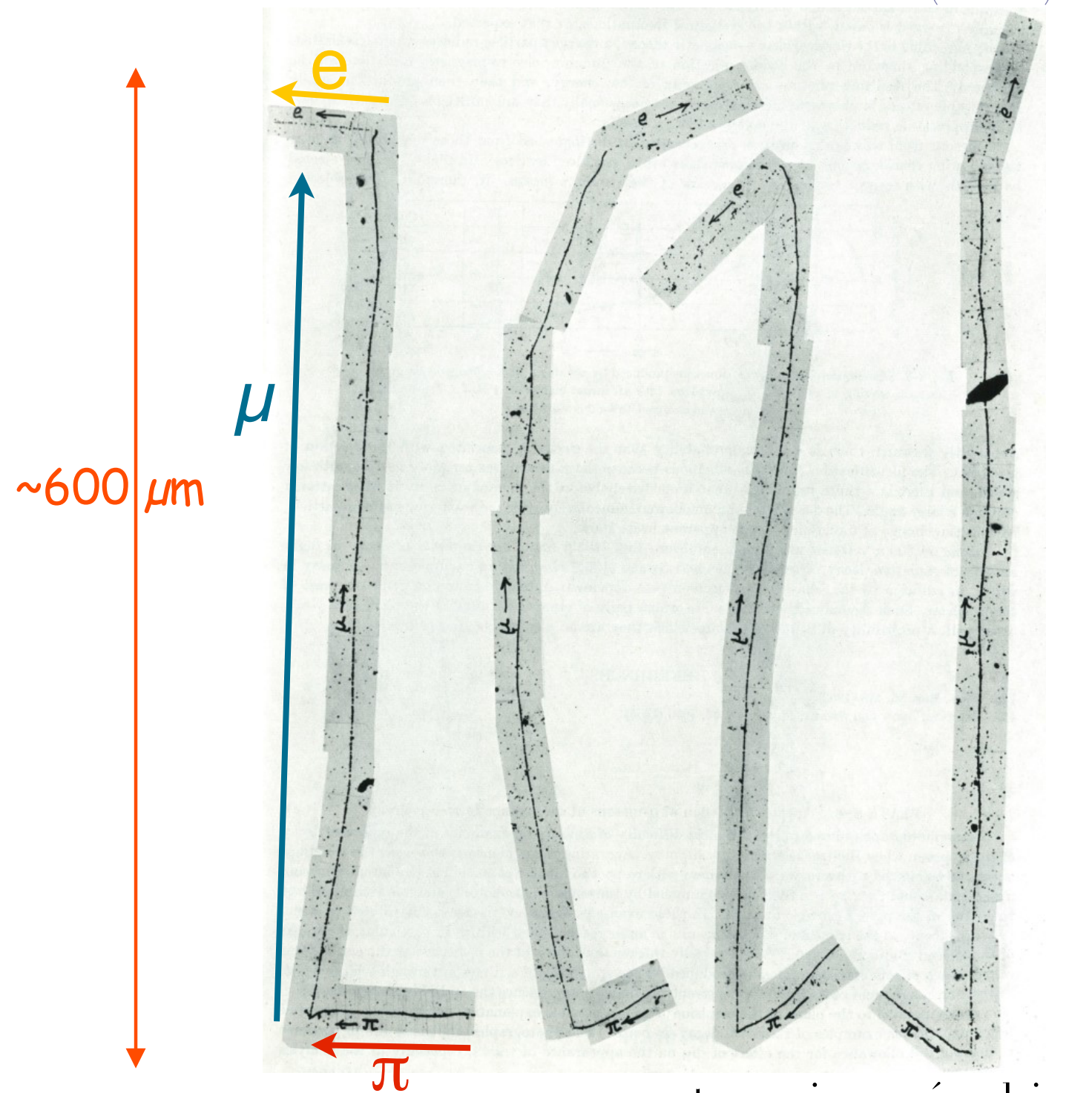
$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dU}{dr} \right) = \frac{m^2 c^4}{\hbar^2 c^2} U \quad \Rightarrow \quad U(r) = \frac{-g}{4\pi r} e^{-r/r_0} \quad r_0 = \hbar c / (mc^2) \simeq 1 \text{ fm}$$

ce potentiel doit être modifié pour tenir compte de la répulsion entre nucléons



La découverte des pions

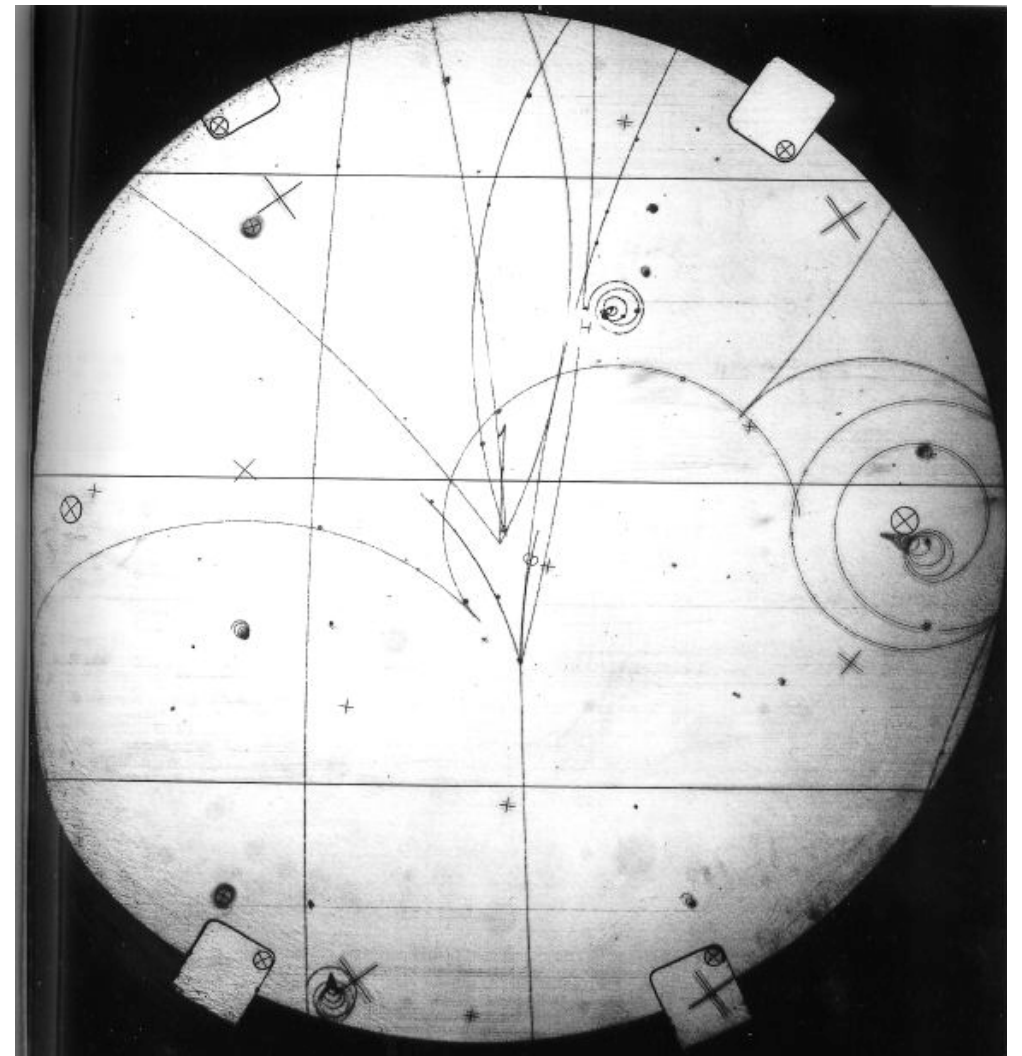
Lattes, Muirhead, Occhialini et Powell (1947) : mésons $\pi^\pm$



rayonnement cosmique - émulsion

$$m_{\pi^\pm} = 140 \text{ MeV}/c^2; \tau \sim 10^{-8} \text{ s}$$

1950



Cyclotron (Berkeley) - émulsion

$$\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$$

$$m_{\pi^0} = 134 \text{ MeV}/c^2; \tau \sim 10^{-16} \text{ s}$$

Stabilité du p et le nombre Baryonique

On observe : $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$
 $\hookrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$

Mais pas : $p \not\rightarrow \pi^+ + \dots$ $p \not\rightarrow \mu^+ + \dots$ $p \not\rightarrow e^+ + \dots$

$\Rightarrow$ On introduit le nombre Baryonique :

	B
n	1
p	1
π^+	0
μ^+	0
e^+	0
γ	0

	B
$\bar{n}$	-1
$\bar{p}$	-1
π^-	0
μ^-	0
e^-	0
π^0	0

observé

$$\begin{aligned} p + n &\rightarrow p + p + \pi^- \\ p + n &\rightarrow p + n + \bar{p} + p \\ \pi^- + p &\rightarrow n + \bar{p} + p \end{aligned}$$

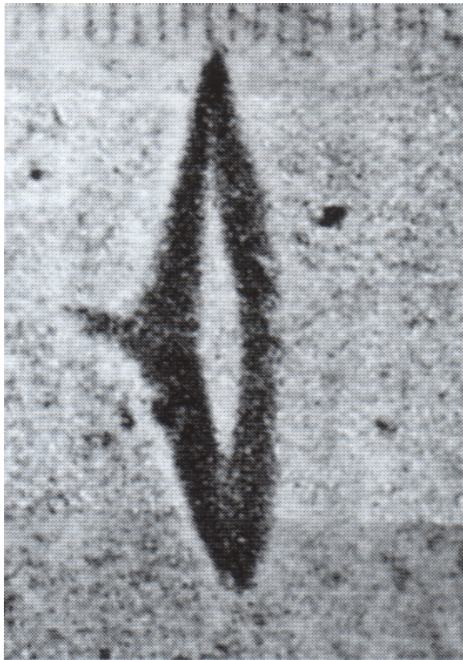
non observé

$$\begin{aligned} p + n &\not\rightarrow n + \pi^- \\ p + n &\not\rightarrow p + \bar{p} + p \\ \pi^- + p &\not\rightarrow p + \bar{p} \end{aligned}$$

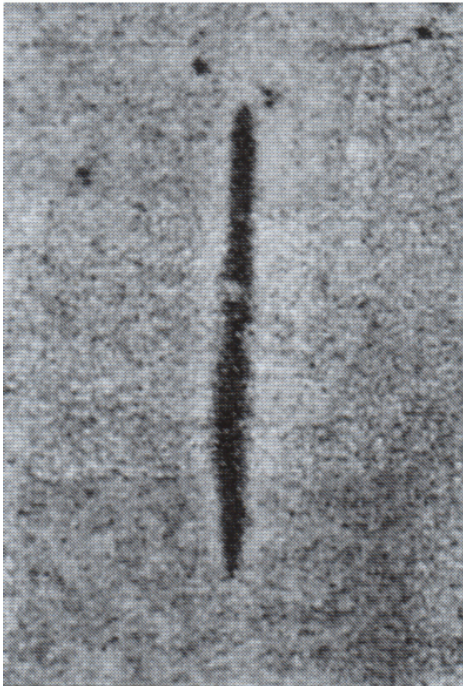
$\Rightarrow$ Le nombre baryonique est toujours conservé

Le spin

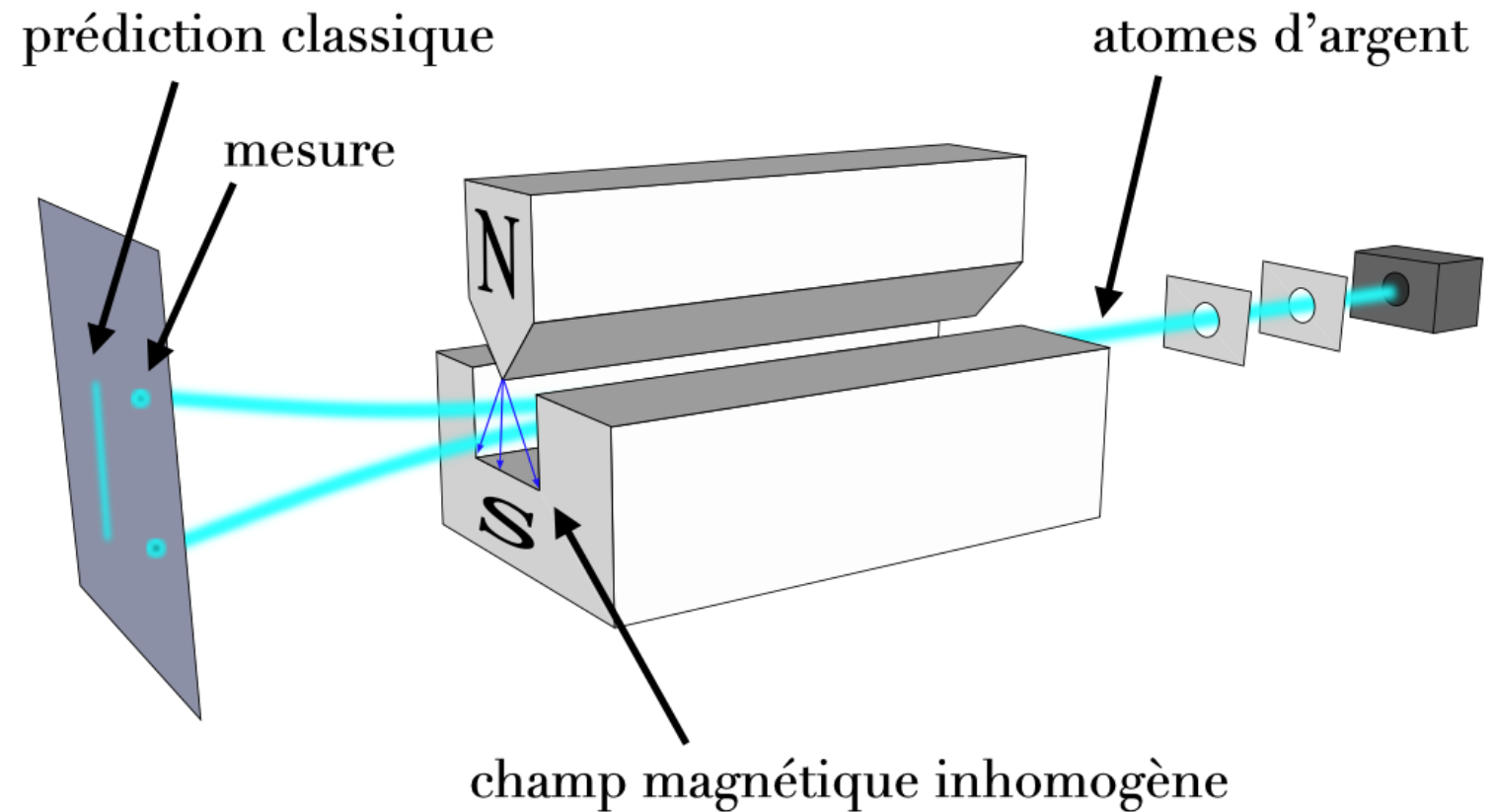
avec champ B



sans champ B



Stern et Gerlach (1922)



levée de la dégénérescence d'un niveau d'énergie dans les atomes

explication: Uhlenbeck et Goudsmit (1925) : le spin

spin : moment magnétique intrinsèque $S = \pm \frac{1}{2} \hbar$

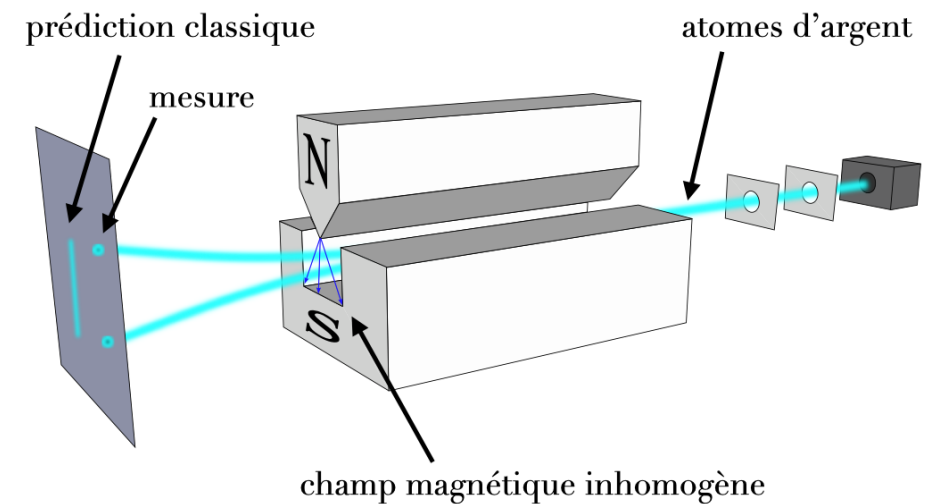
$$\vec{M}_S = g \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{S}$$

Le spin

de façon générale : moment magnétique

$$\vec{M} = g \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{L} \quad g : \text{facteur de Landé}$$

$$\mu_B = \frac{q \hbar}{2m} \quad \text{le magnéton de Bohr}$$



or ici l'Argent dans état fondamental : $\vec{L} = 0$

la force subie par le faisceau : $\vec{F} = \vec{\nabla}(\vec{M} \cdot \vec{B})$ car $\min U = -(\vec{M} \cdot \vec{B})$

observation de deux bandes $\rightarrow$ il y a bien un moment magnétique et il est **quantifié**

$$\vec{M}_S = g \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{S} \quad \vec{F} = \pm \frac{1}{2} g \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{\partial \vec{B}}{\partial z} \quad \text{pour } S = \pm 1/2$$

fermions	spin	bosons	spin
$e^\pm$	1/2	γ	1
$\mu^\pm$	1/2	$\pi^{\pm,0}$	0
p, n	1/2		

Principe d'exclusion
de Pauli

$$g_p = 5.5, g_e = 2, g_n = -3.8$$

anomalie pour les muons

$$a = (g - 2)/2 = 116\,591\,810(43) \cdot 10^{-11} \quad \text{théorie}$$

$$116\,592\,089(63) \cdot 10^{-11} \quad \text{mesure}$$

L'équation de Dirac

(1927)

Eq de Klein Gordon (1926)

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$$

$$-\hbar^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = -\hbar^2 c^2 \vec{\nabla}^2 \psi + m^2 c^4 \psi$$

$\Rightarrow$ solutions $E < 0$

pour éviter les solutions d'énergie négative, Dirac veut établir une équation linéaire

$$H \psi(x) = \left(\sum_{i=1}^3 \gamma_i (-i\hbar c \frac{\partial}{\partial x_i}) + \gamma_0 mc^2 \right) \psi(x) = i \frac{\partial}{\partial t} \psi(x)$$

principe de correspondance

$$E^2 \Rightarrow H^2 = \left(\sum_{i=1}^3 \gamma_i (-i\hbar c \frac{\partial}{\partial x_i}) + \gamma_0 mc^2 \right)^2 = \left(\sum_{i=1}^3 \gamma_i \hat{P}_i + \gamma_0 \hat{P}_0 \right)^2$$

qui doit être $= \sum_{i=1}^3 \gamma_i \hat{P}_i^2 + \gamma_0 \hat{P}_0^2$ car $E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$

$$\Rightarrow \gamma_i \gamma_j = -\gamma_j \gamma_i \quad \text{et} \quad \gamma_i^2 = 1, \quad \forall i \quad (\text{H est hermitien})$$

$\Rightarrow$ ce sont des matrices de $\dim \geq 4$

L'équation de Dirac

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix} \text{ spineur de Dirac}$$

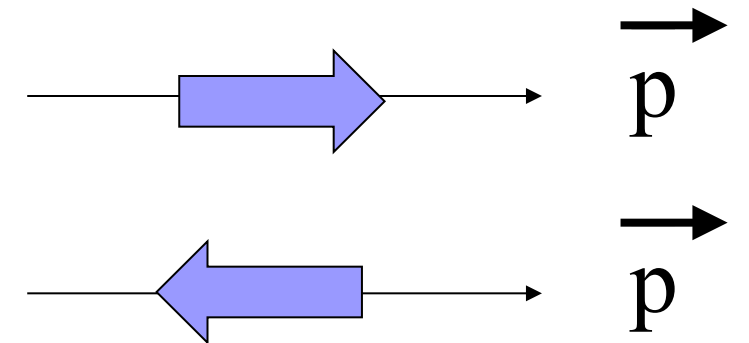
γ^μ matrices (4x4) de Dirac

$$(i\hbar\gamma^\mu\partial_\mu - mc)\psi = 0 \quad \text{où} \quad \partial_\mu = \frac{\partial}{\partial x_\mu} \quad \text{somme sur indices répétés}$$

Les deux premières composantes du spineur de Dirac représentent les deux états d'hélicité

$$\text{hélicité} = \frac{\vec{S} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|} = \pm \frac{1}{2}\hbar \quad h = +\frac{1}{2} \text{ hélicité positive}$$

$$h = -\frac{1}{2} \text{ hélicité négative}$$



Les deux autres composantes correspondent à des solutions d'énergie négative !

1940, Stuckelberg et indépendamment Feynman interprètent ces deux états d'énergie négative comme deux états d'énergie positive identiques mais remontant le temps

$$\psi \sim e^{i(\vec{p} \cdot \vec{x} - Et)/\hbar} \Rightarrow \text{anti-particules}$$

(même masse, spin, mais charge et B opposés)

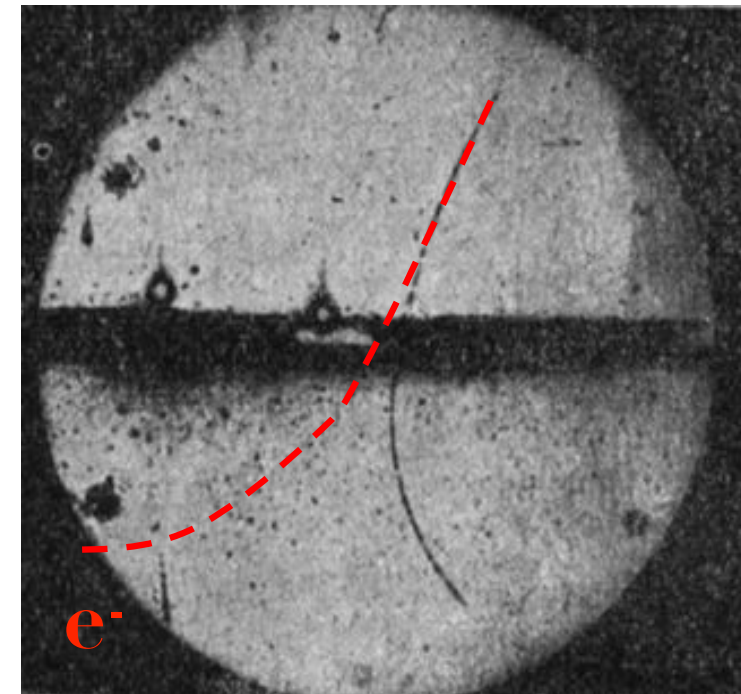
Découverte des premières anti-particules

- 1932 Anderson

particule de charge +, non compatible avec in p (elle traverse une épaisseur de 6 mm de Pb)

⇒ **anti-électron** ou positon (car de charge positive - en anglais : positron)

chambre à brouillard (avec B)
exposée au rayonnement cosmique



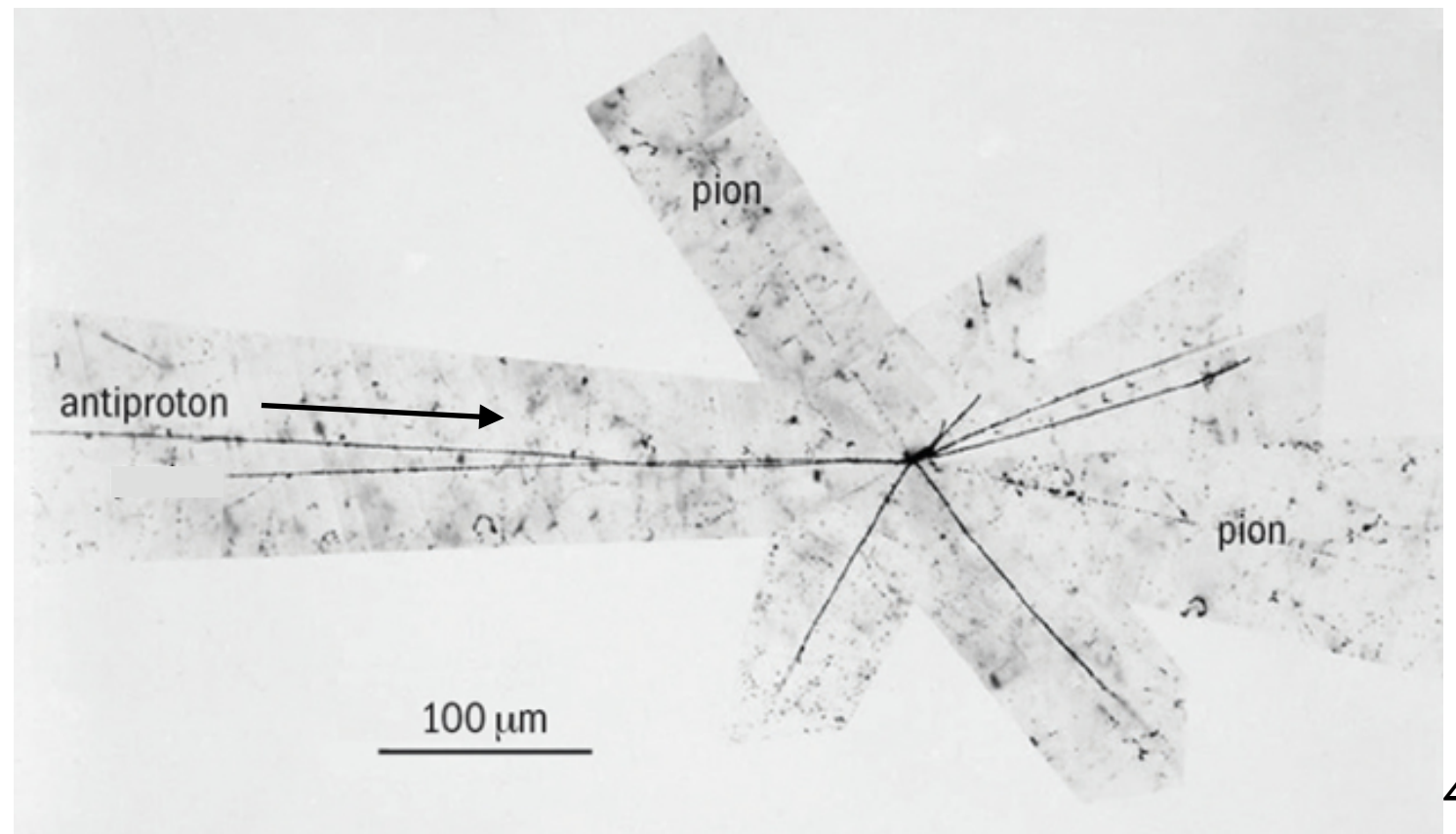
Pb

- 1955 : découverte du $\bar{p}$

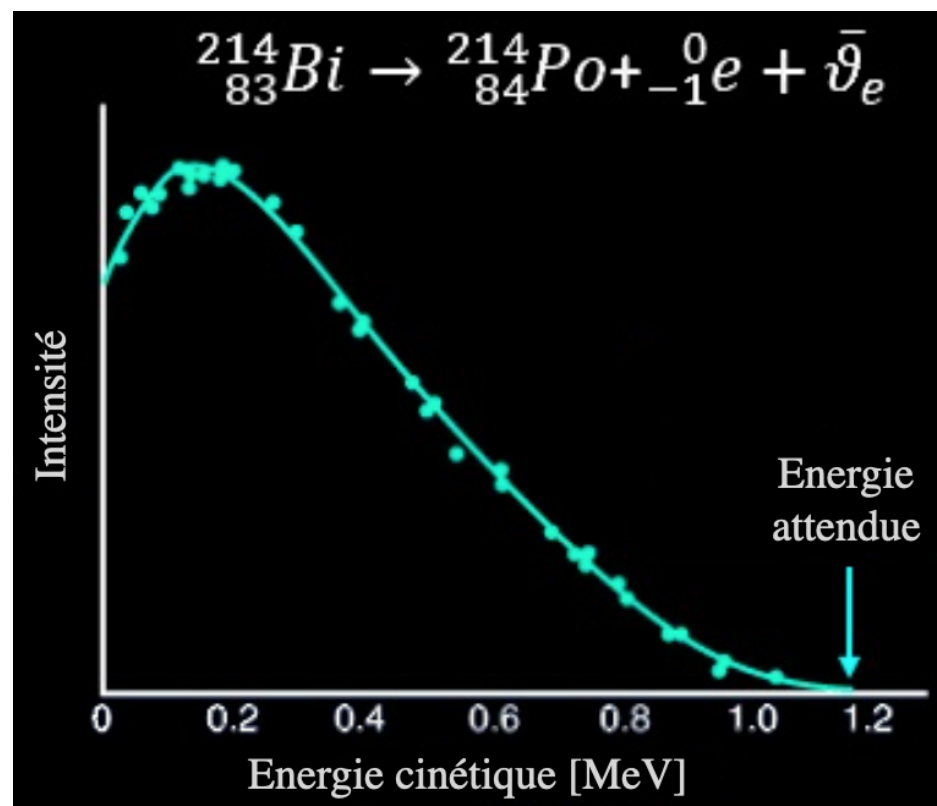
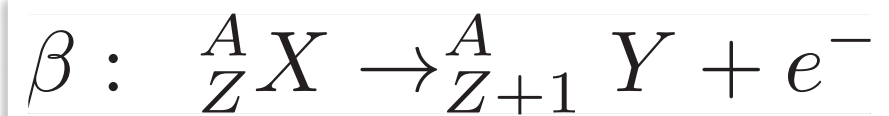
Bevatron (2 GeV): $e^+ + e^- \rightarrow p + \bar{p}$

$p + \bar{p} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+ + \pi^- + \dots$

- 1956 : découverte du $\bar{n}$



Anomalie dans les interactions faibles



$$E_X = E_Y + E_e$$

$$\vec{P}_X = \vec{P}_Y + \vec{P}_e$$

si deux corps
dans l'état final

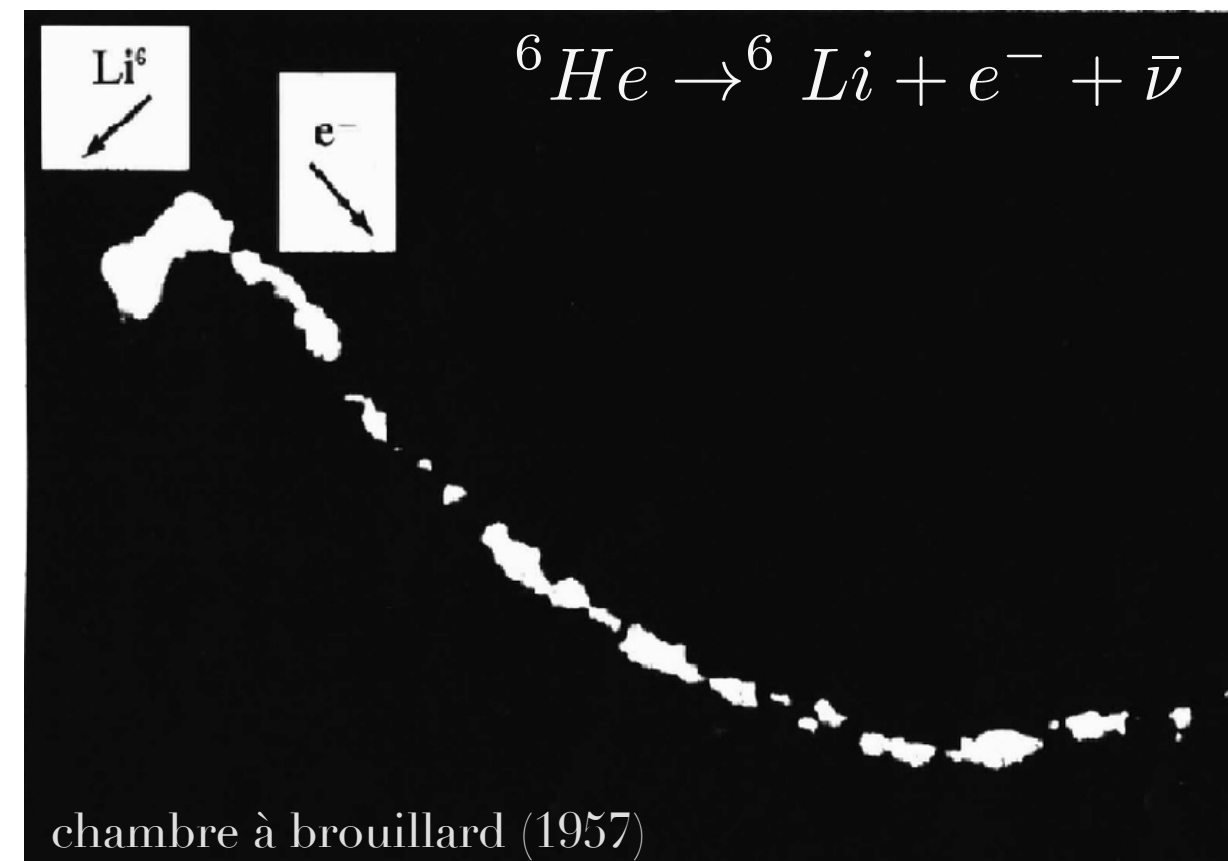
dans ref. repos de X : $\vec{P}_Y = -\vec{P}_e$

choix axes : $P_Y^z = -P_e^z = P$

$$\rightarrow M_X = \sqrt{M_Y^2 + P^2} + \sqrt{M_e^2 + P^2}$$

$\rightarrow P$ est fixé

L'hypothèse de Pauli -1930



$\rightarrow$ hypothèse du neutrino : ν

Théorie de Fermi -1934

une nouvelle interaction existe

$$\beta^- : \quad n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$$

$$\beta^+ : \quad p \rightarrow n + e^+ + \nu$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$$

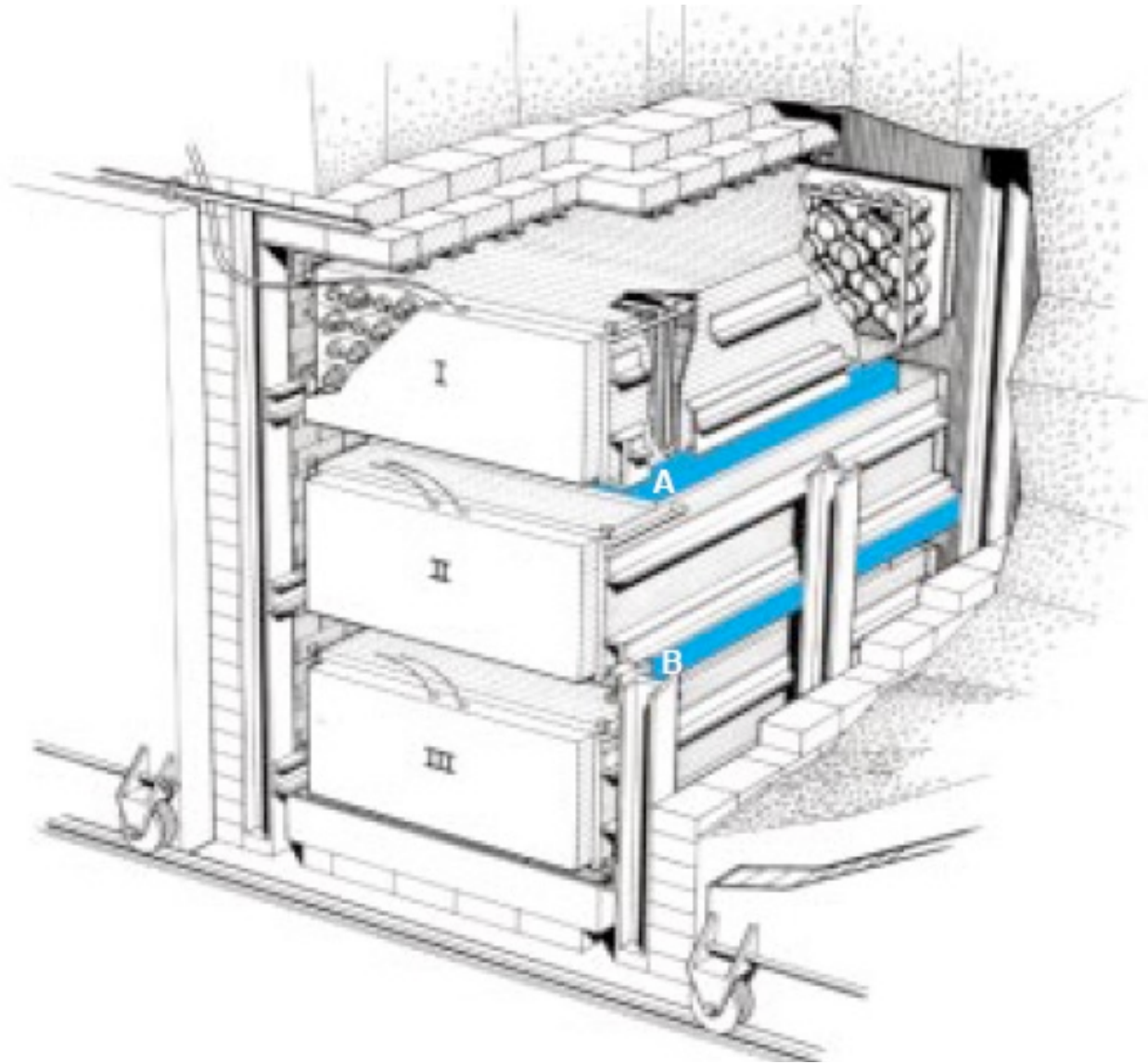
$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}$$

impossible à l'état libre

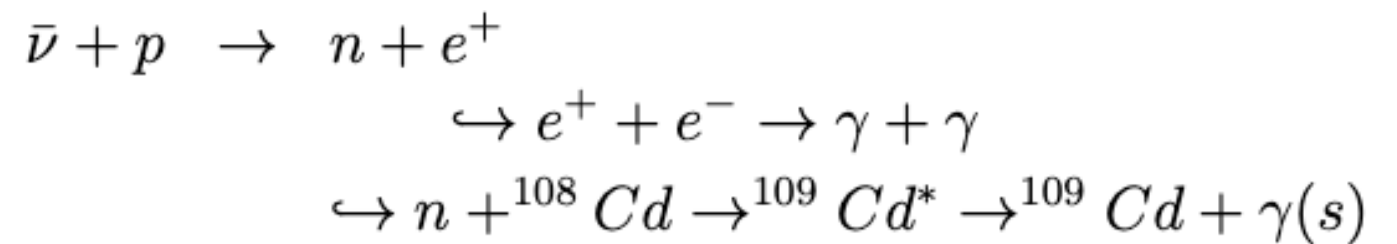
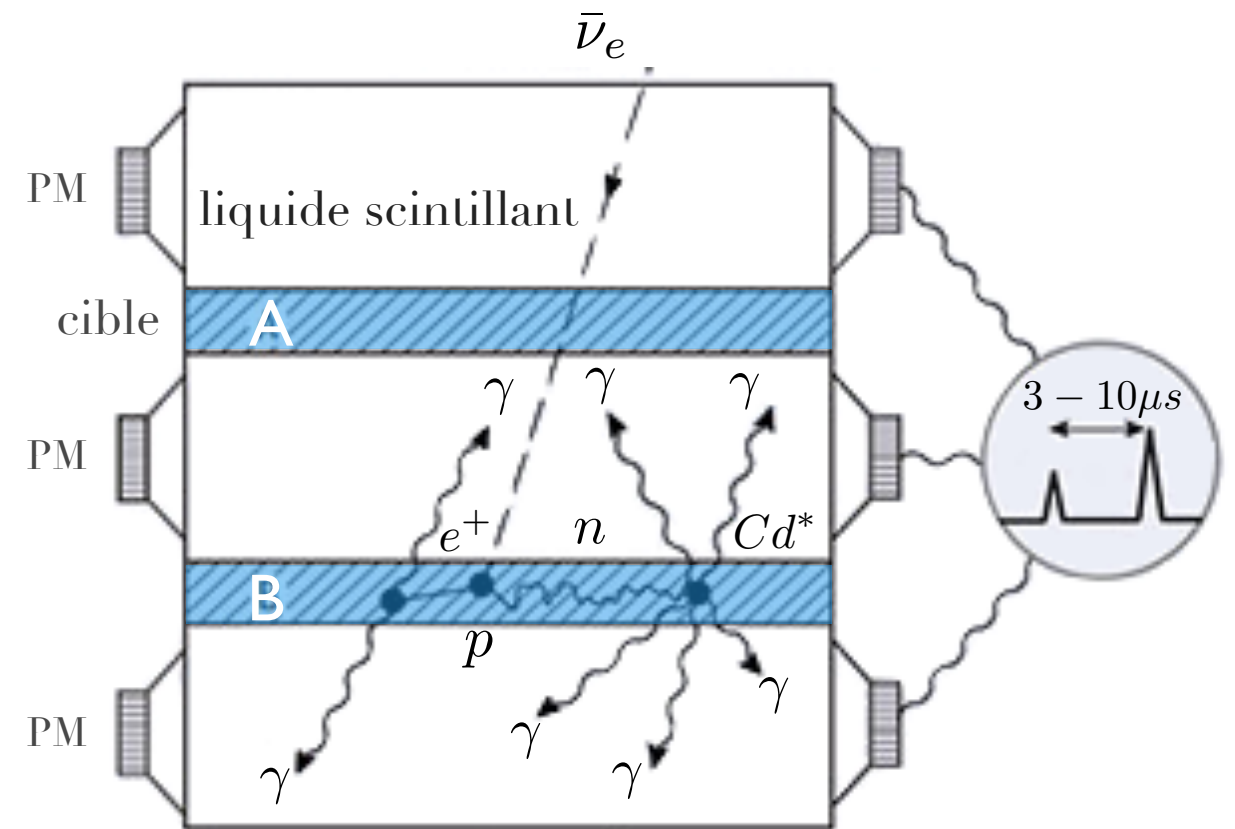
μ monocinétique

1^{ère} observation d'une interaction de ν

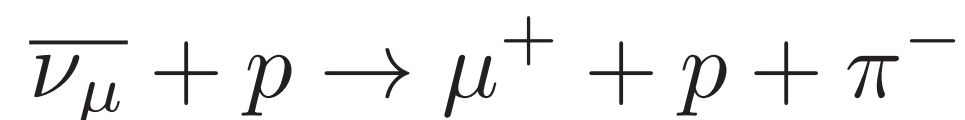
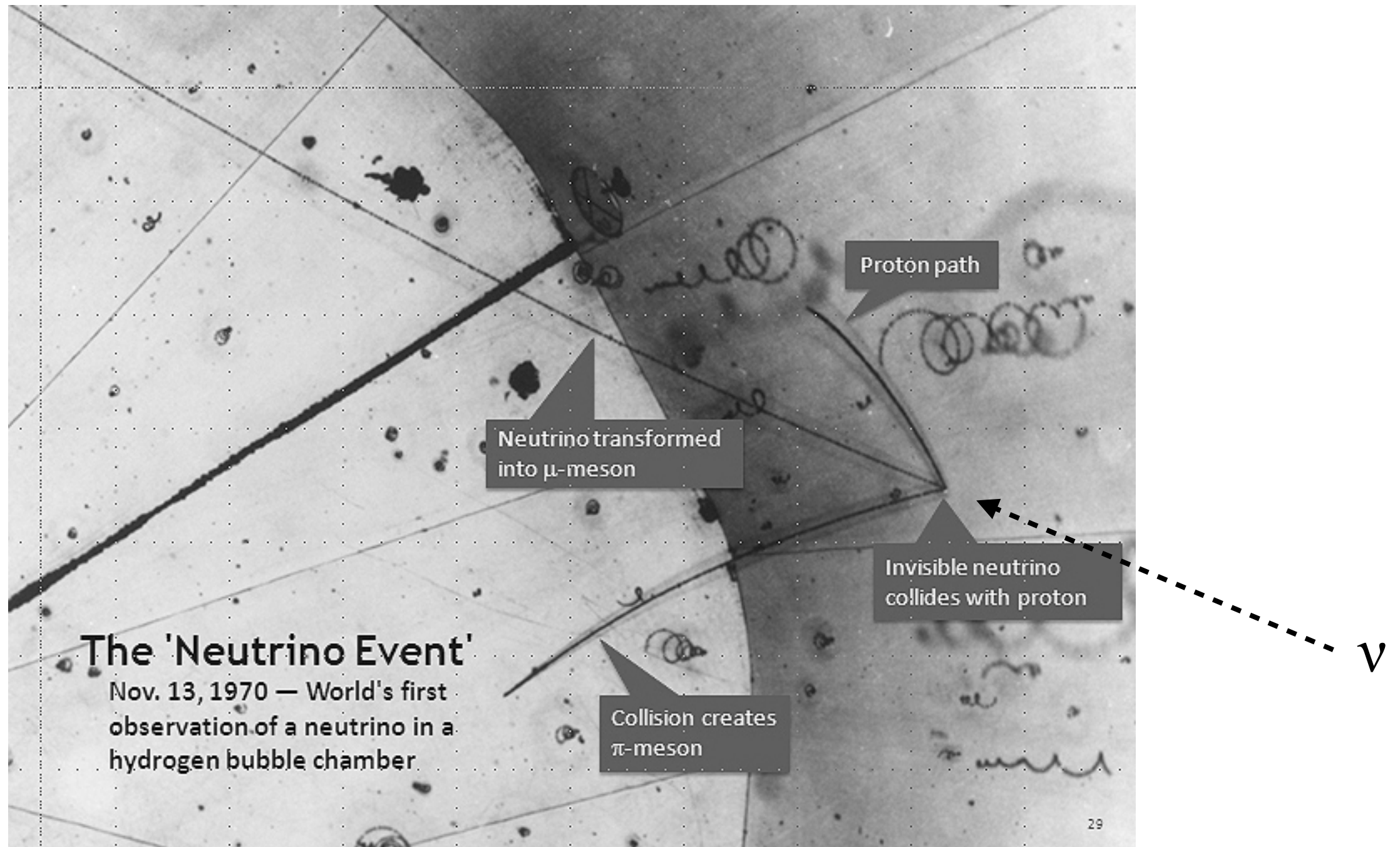
Cowan et Reines - 1953



Placé à 11 m du coeur du réacteur
de Savannah River à Los Alamos
flux : $10^{13} \nu/cm^2/s$



1^{ère} observation d'une interaction de ν en chambre à bulles (1970)



Les antineutrinos et le nombre quantique leptonique

Qu'est-ce qui différencie un neutrino d'un antineutrino?

1953 : Reines : $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$

1953 : Davis : $\bar{\nu} + n \not\rightarrow p + e^-$

$\Rightarrow$ nombre quantique leptonique

$L = +1$	e^-, μ^-, ν
$L = -1$	$e^+, \mu^+, \bar{\nu}$
$L = 0$	$\gamma, p, n, \pi, \dots$

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

$$L : 0 \rightarrow 0 + 1 - 1$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$$

$$L : 0 \rightarrow -1 + 1$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}$$

$$L : -1 \rightarrow -1 + 1 - 1$$

mais !

$$\mu^- \not\rightarrow e^- + \gamma$$

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X$$

$$\nu_\mu + N \not\rightarrow e^- + X$$

Les nombres quantiques leptoniques

⇒ 3 nombres quantiques leptoniques

L_e	$= +1$	e^-, ν_e
	$= -1$	$e^+, \bar{\nu}_e$
L_μ	$= +1$	μ^-, ν_μ
	$= -1$	$\mu^+, \bar{\nu}_\mu$
L_τ	$= +1$	τ^-, ν_τ
	$= -1$	$\tau^+, \bar{\nu}_\tau$

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

$$L_e : 0 \rightarrow 0 + 1 - 1$$

$$L_\mu : 0 \rightarrow 0 + 0 + 0$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$L_e : 0 \rightarrow 0 + 0$$

$$L_\mu : 0 \rightarrow -1 + 1$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

$$L_e : 0 \rightarrow -1 + 1 + 0$$

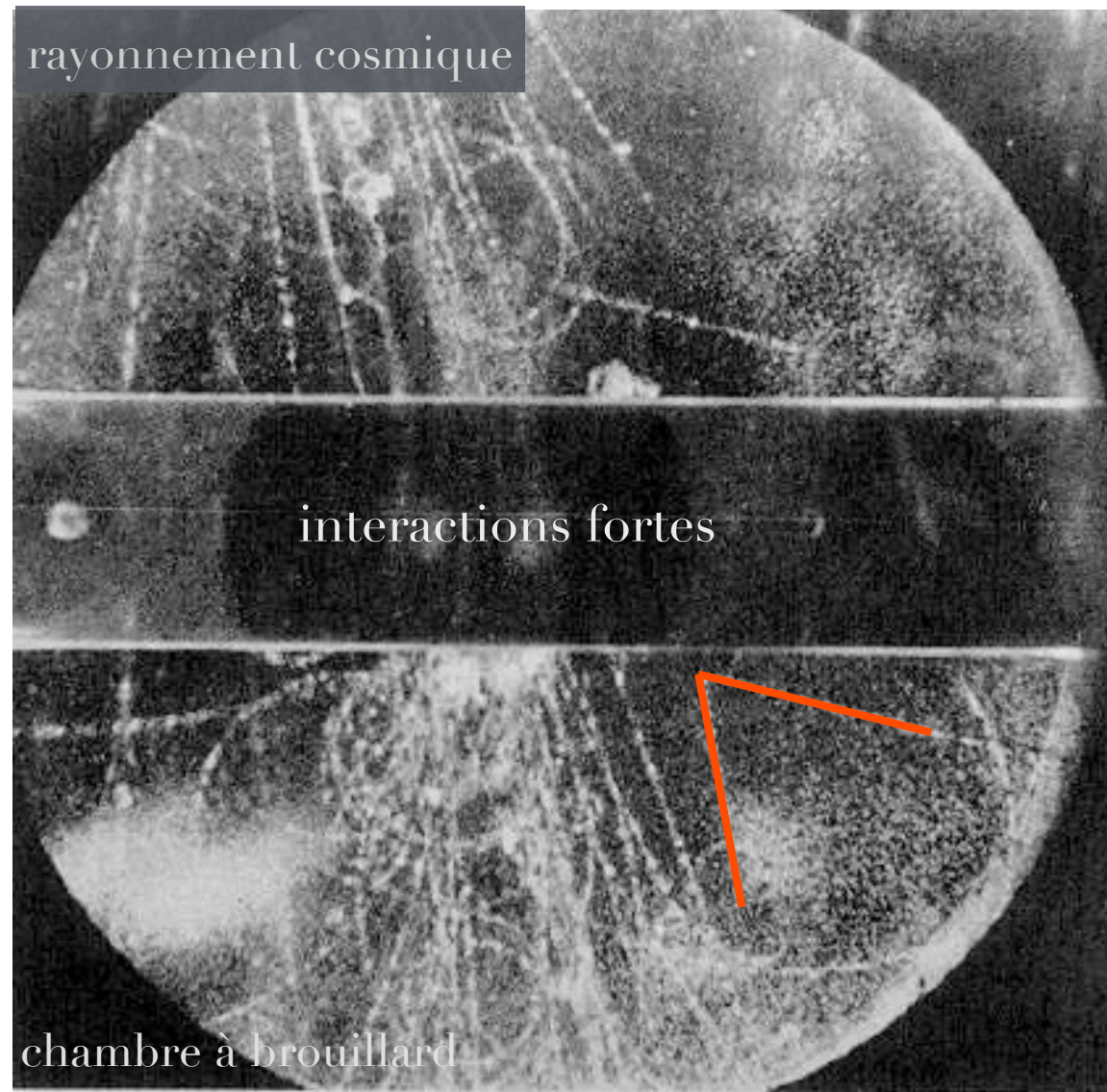
$$L_\mu : -1 \rightarrow 0 + 0 - 1$$

chacun des nombres quantiques leptoniques
doit toujours être conservé

Découverte des particules étranges

Découverte du méson K (kaon)

K^0 - Rochester et Butler - 1947

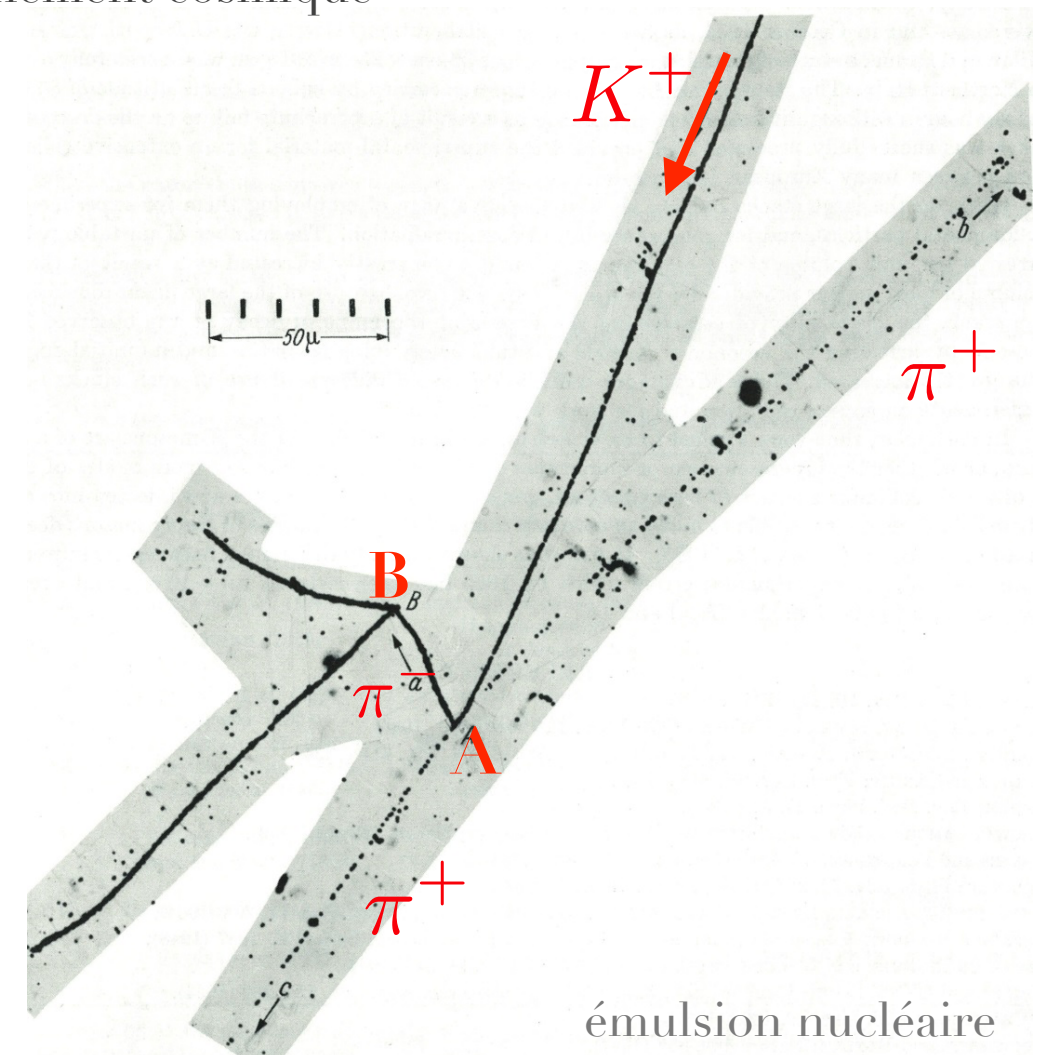


$$m_{K^0} \approx 500 \text{ MeV}/c^2$$



K^+ - Brown - 1949

rayonnement cosmique



$$m_{K^+} \approx m_{K^0}$$

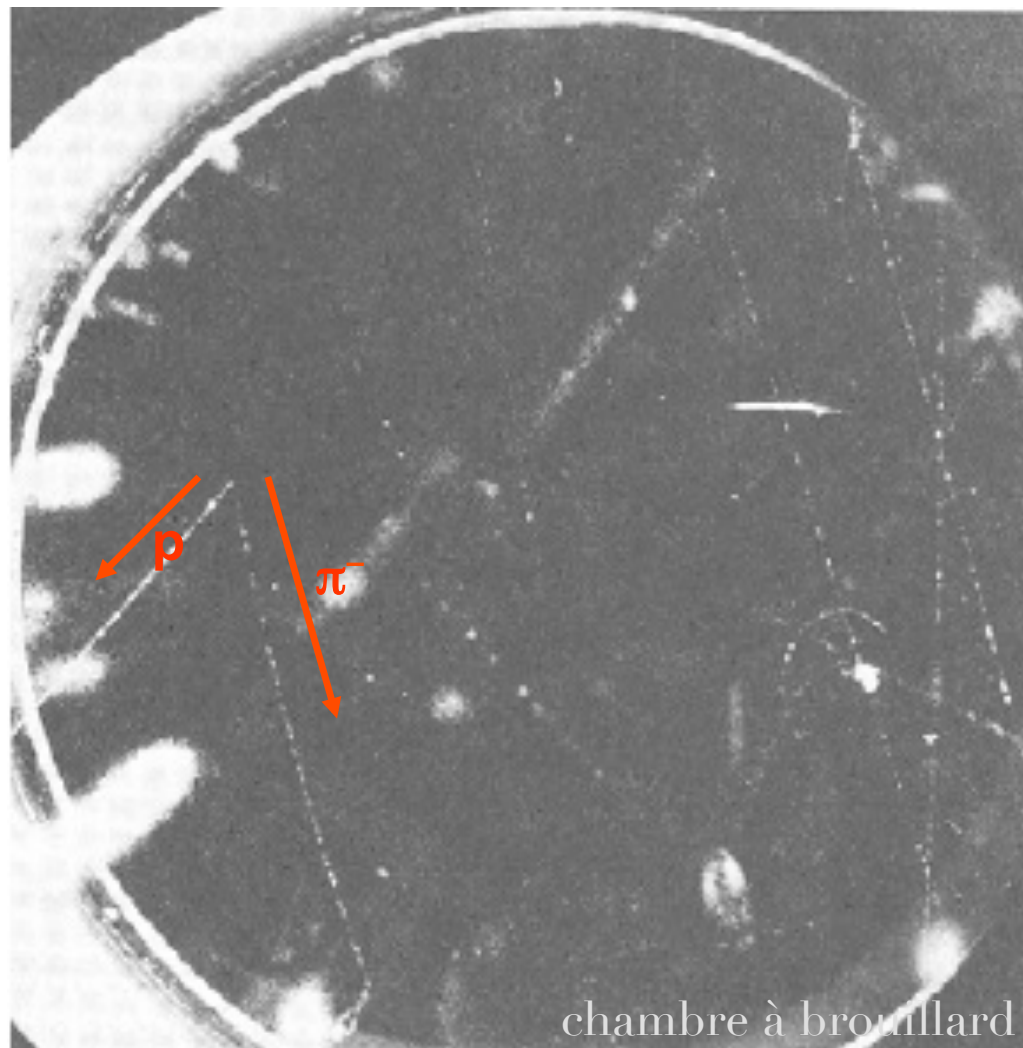


Ensuite découverte d'autres mésons : $\eta, \phi, \omega, \rho, \dots$

Découverte des particules étranges

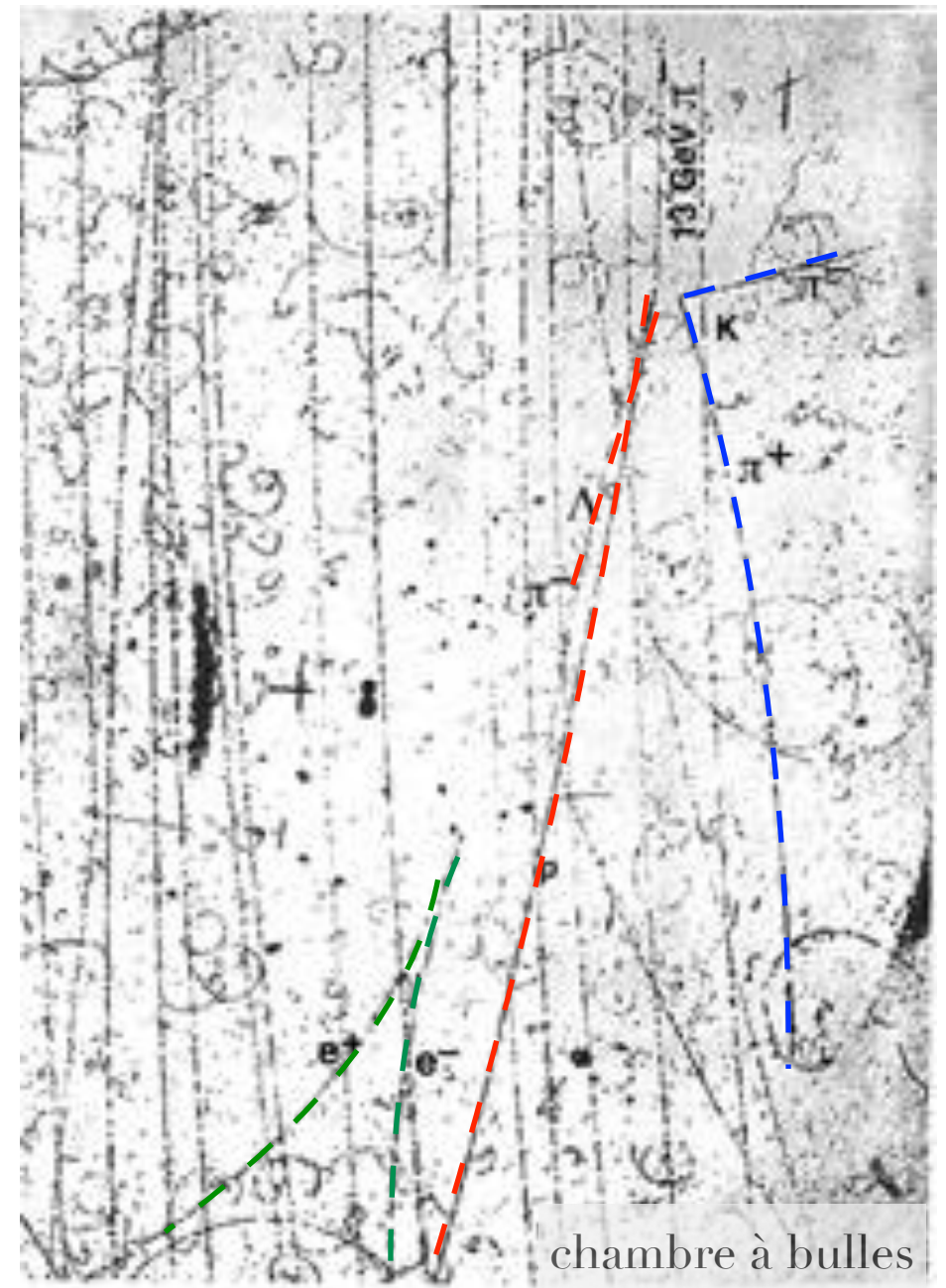
Observation de nouveaux baryons

Λ^0 – groupe d'Anderson - 1950



$$m_{\Lambda^0} \approx 1116 \text{ MeV}/c^2 > m_p$$

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



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

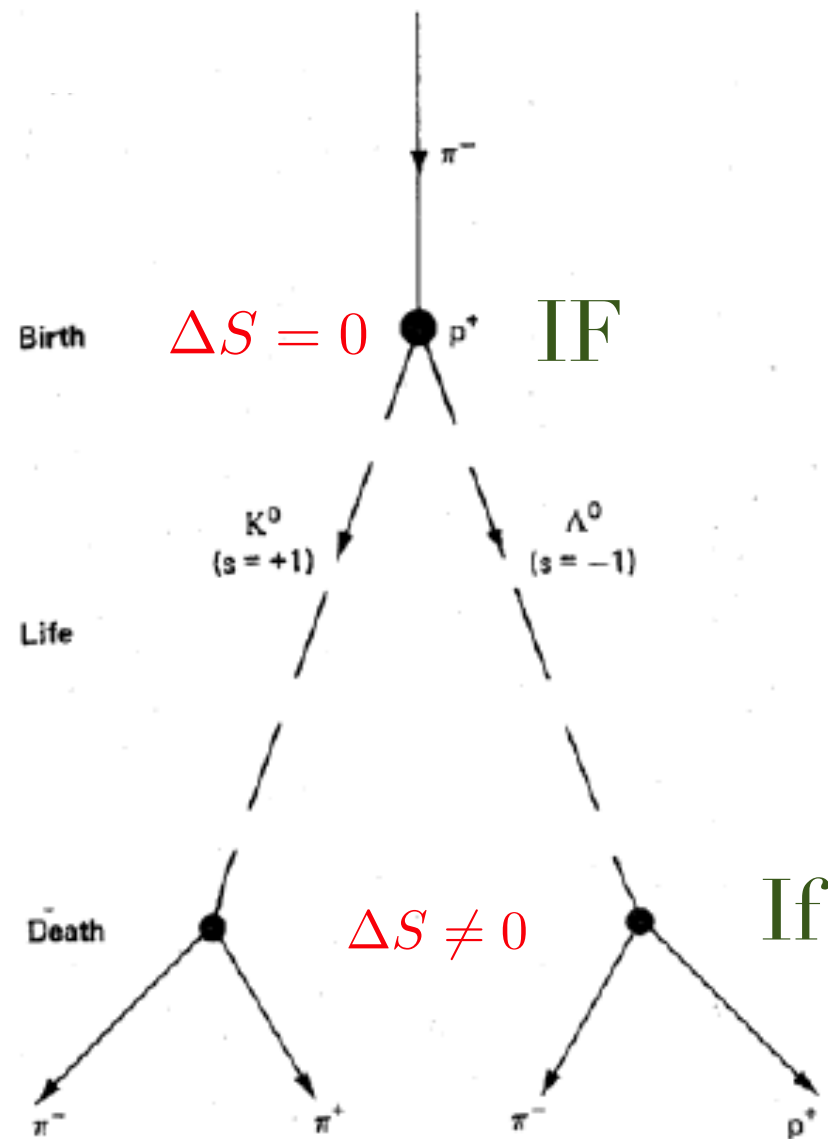
Σ^0 - 1956

$$K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \quad \Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$$

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^- \quad \gamma + A \rightarrow A + e^+ + e^-$$

$$m_{\Sigma^0} \approx 1193 \text{ MeV}/c^2 > m_{\Lambda^0}$$

Les particules étranges



observés

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

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

$$\pi^- + p \rightarrow K^+ + \Sigma^-$$

non observés

$$\pi^- + p \not\rightarrow \pi^0 + \Lambda^0$$

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

$$\pi^- + p \not\rightarrow \pi^+ + \Sigma^-$$

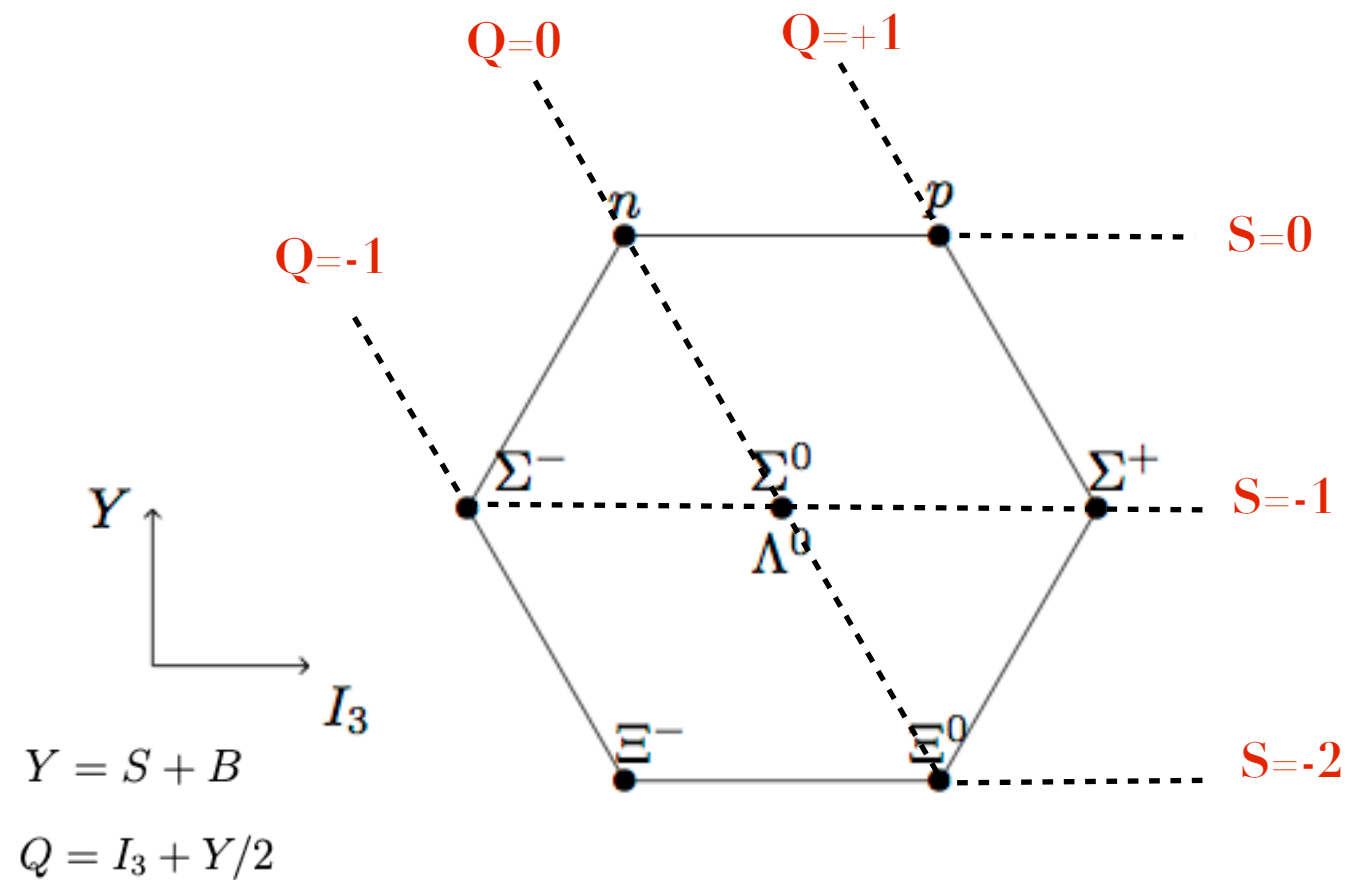
Les particules étranges (baryons ou mésons) apparaissent toujours par paire dans les IF $\rightarrow$
introduction du nombre quantique d'étrangeté : S
Mais S n'est pas conservé dans les If !!!

Quelques hadrons (et leptons)

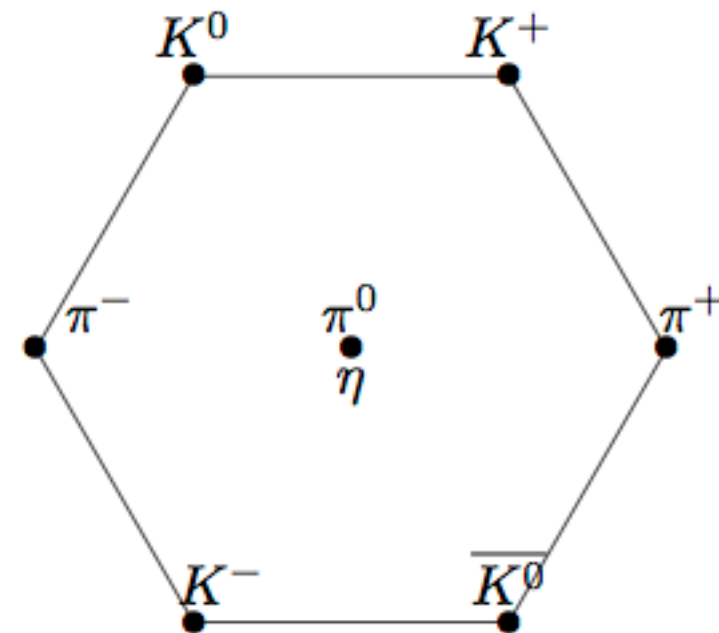
m [MeV]/charge	-1	0	+1	+2	S
Des baryons ($B = +1$)					
940		n	p		0
1115		Λ			-1
1190	Σ^-	Σ^0	Σ^+		-1
1232	Δ^-	Δ^0	Δ^+	Δ^{++}	0
1300	Ξ^-	Ξ^0			-2
1385	Σ^{*-}	Σ^{*0}	Σ^{*+}		-1
1530	Ξ^{*-}	Ξ^{*0}			-2
Des mésons ($B = 0$)					
140	π^-	π^0	π^+		0
495		K^0	K^+		+1
495	K^-	$\overline{K^0}$			-1
547		η			0
Des leptons ($B = 0$)					
0.51	e^-		e^+		0
106	μ^-		μ^+		0
~ 0		ν			0

La voie octuplet

Gell-Mann, Ne'eman - 1961



8 baryons les plus légers
spin 1/2

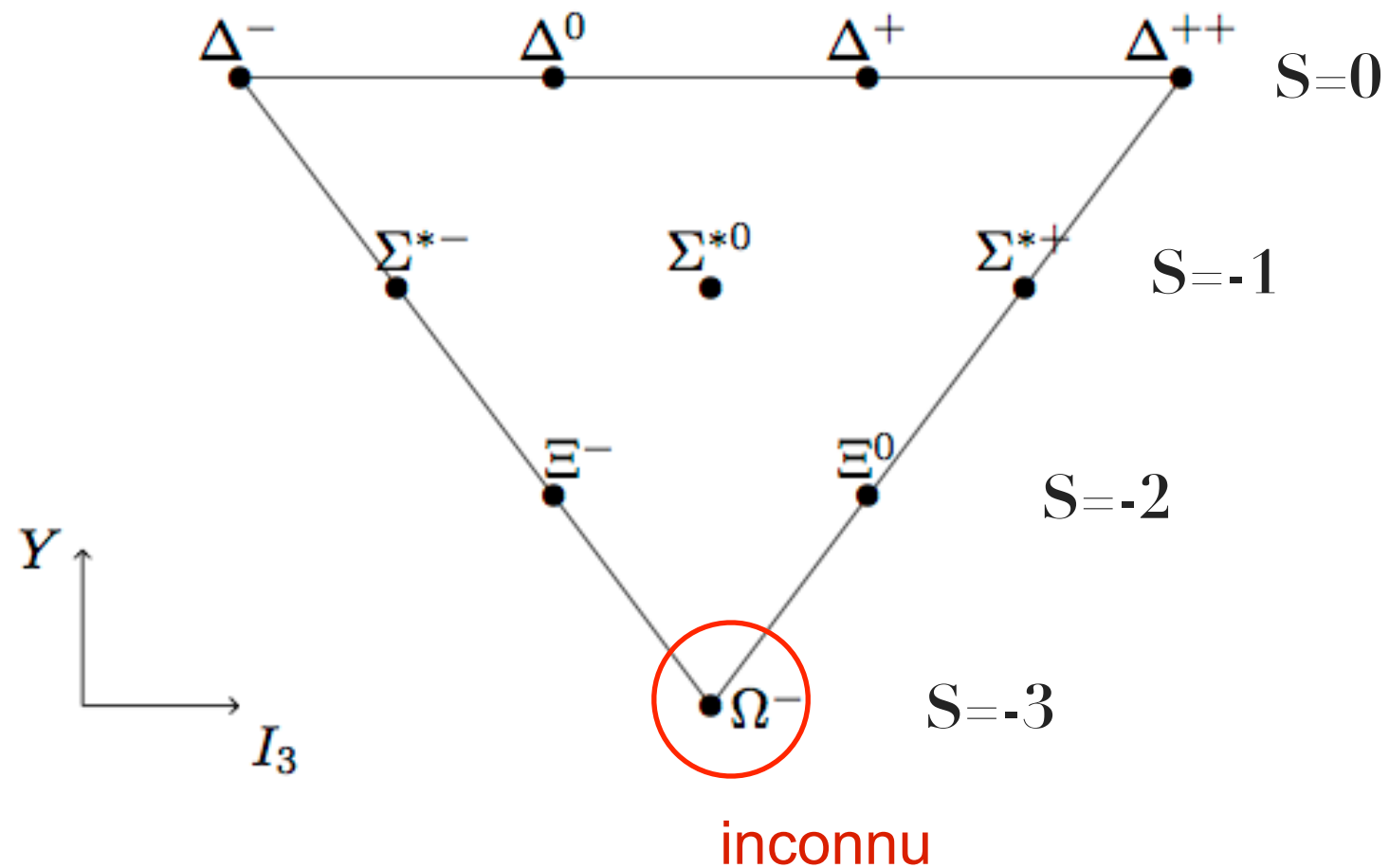


8 mésons les plus légers
spin 0

Regroupement des particules de propriétés communes (spin, masses proches,...) suivant leur charge Q et leur étrangeté S .

$\Rightarrow$ correspondent toutes à des représentations du groupe de symétrie $SU(3)$

La voie octuplet



Décuplet de baryons de spin 3/2

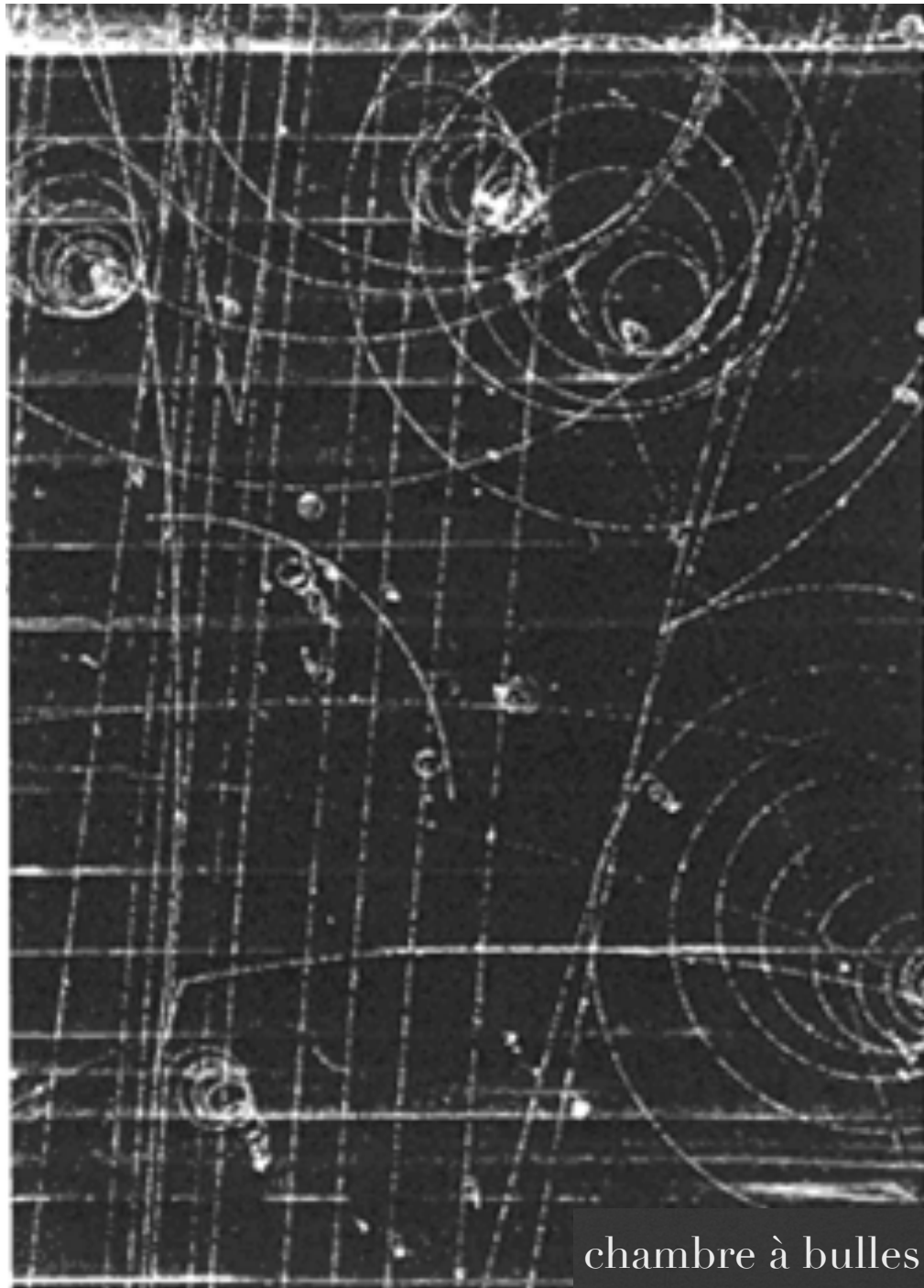
Note :

$$\Sigma^* = \Sigma(1385)$$

$$\Xi^* = \Xi(1530)$$

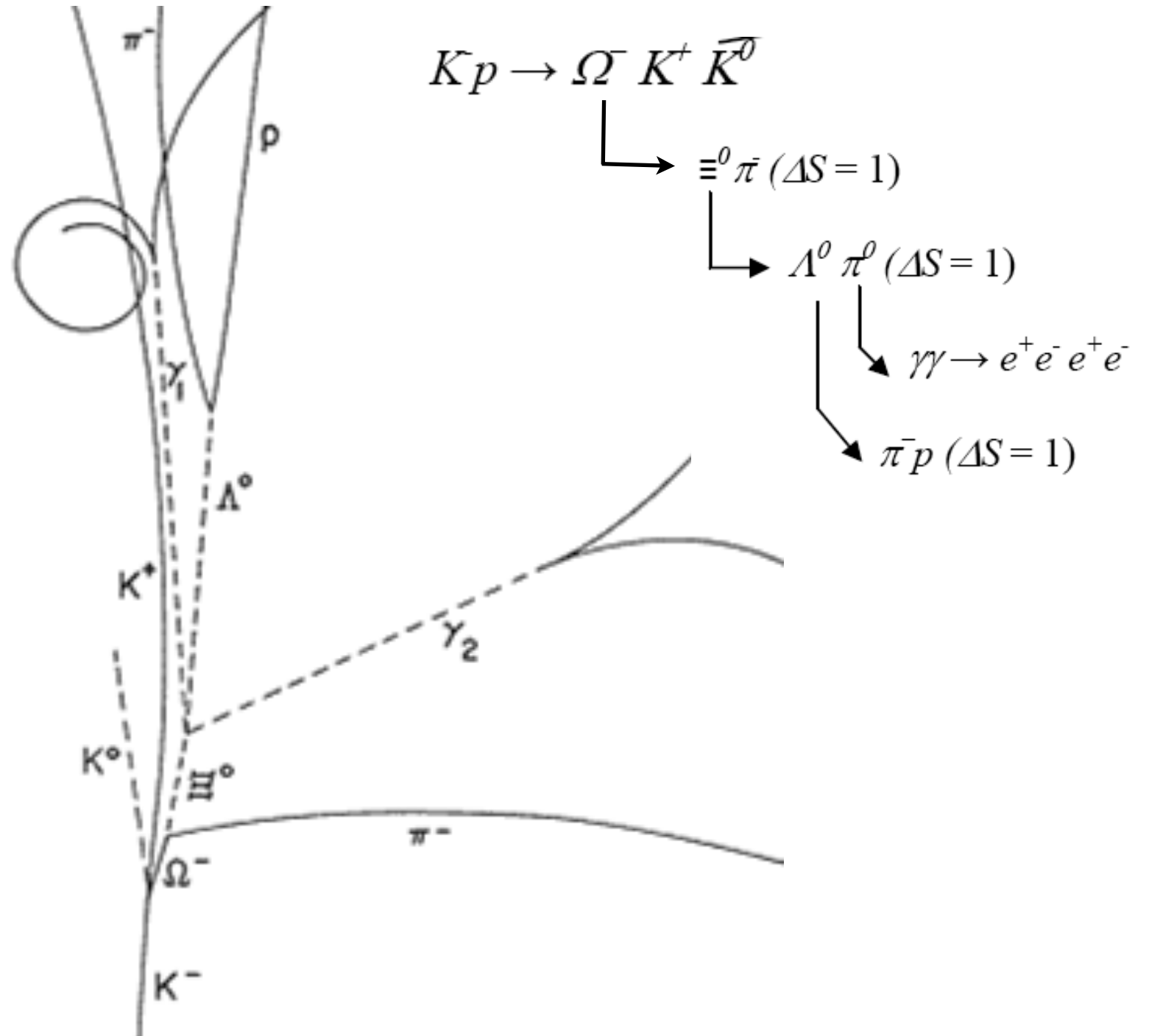
↑
masse (MeV/c²)

La découverte de l' Ω^- (1964)



chambre à bulles

Brookhaven



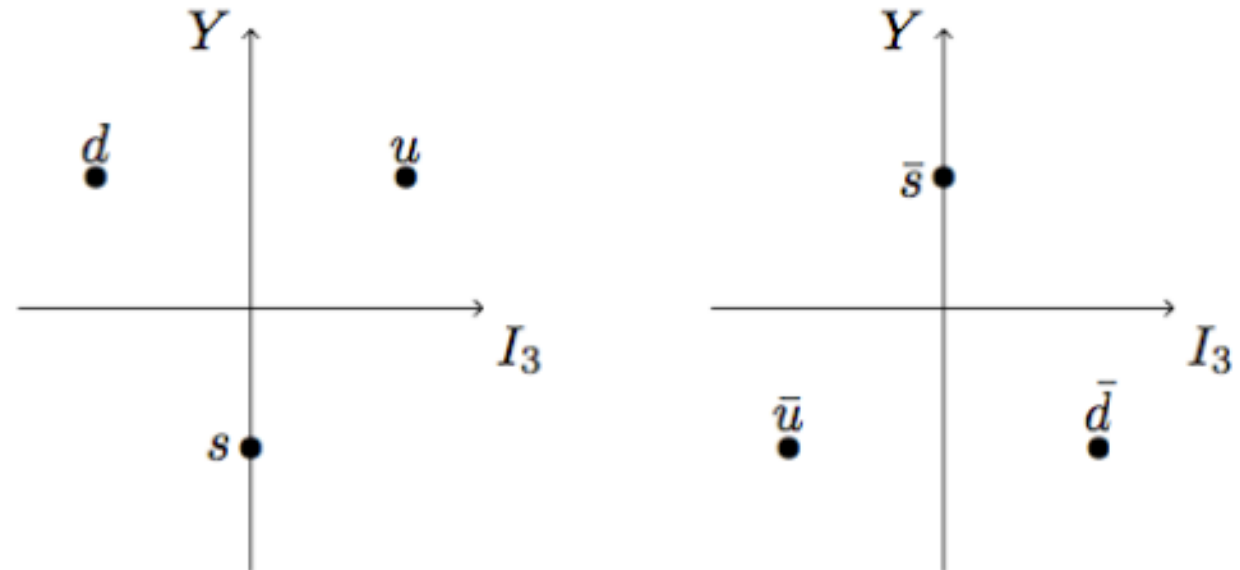
Le modèle des quarks (1964)

Zweig et Gell-Mann : pourquoi la représentation de base de SU(3) n'apparaît-elle pas ?

triplet de quarks

	u	d	s
Q	$2/3$	$-1/3$	$-1/3$
S	0	0	-1

	$\bar{u}$	$\bar{d}$	$\bar{s}$
Q	$-2/3$	$1/3$	$1/3$
S	0	0	1



modèle statique des quarks :

baryons : qqq

mésons : $q\bar{q}$

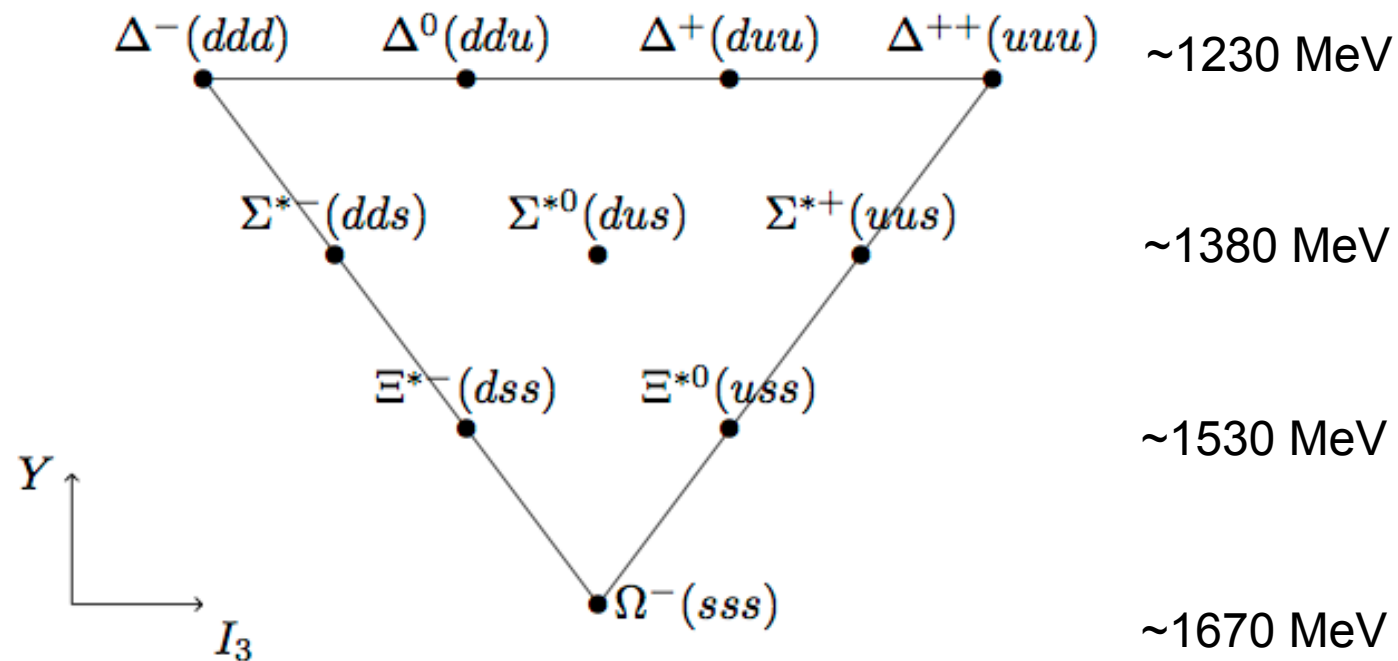
anti-baryons : $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$

anti-mésons : $\bar{q}q$

baryons	composition	Mésons	composition
p	uud	π^+	$u\bar{d}$
n	ddu	π^0	$1/\sqrt{2}(u\bar{u} - d\bar{d})$
Δ^{++}	uuu	π^-	$\bar{u}d$
Δ^+	uud	K^0	$d\bar{s}$
Δ^0	udd	K^+	$u\bar{s}$
Δ^-	ddd	$\bar{K}^0$	$\bar{d}s$
Λ	uds	η	$1/\sqrt{6}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})$
Σ^+	uus	ϕ	$s\bar{s}$
Σ^0	uds	η'	$1/\sqrt{3}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})$
Σ^-	dds		

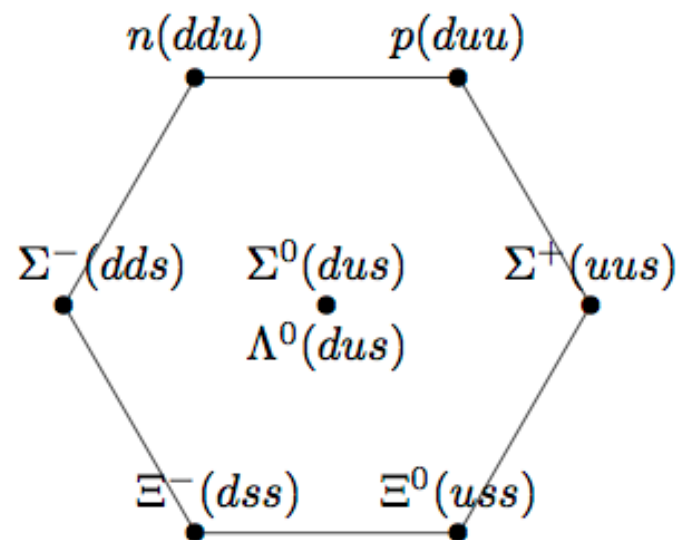
Le modèle des quarks

Décuplet de baryons de spin 3/2



Baryons ($B = +1$)					
qqq	charge	S	décuplet	octet	singulet
uuu	2	0	Δ^{++}		
uud	1	0	Δ^+	p	
ddu	0	0	Δ^0	n	
ddd	-1	0	Δ^-		
uus	1	-1	Σ^{*+}	Σ^+	
uds	0	-1	Σ^{*0}	Σ^0	Λ
dds	-1	-1	Σ^{*-}	Σ^-	
uss	0	-2	Ξ^{*0}	Ξ^0	
dss	-1	-2	Ξ^{*-}	Ξ^-	
sss	-1	-3	Ω^-		

Octet de baryons de spin 1/2



On a $M_\Lambda - M_n \sim 177 \text{ MeV}$

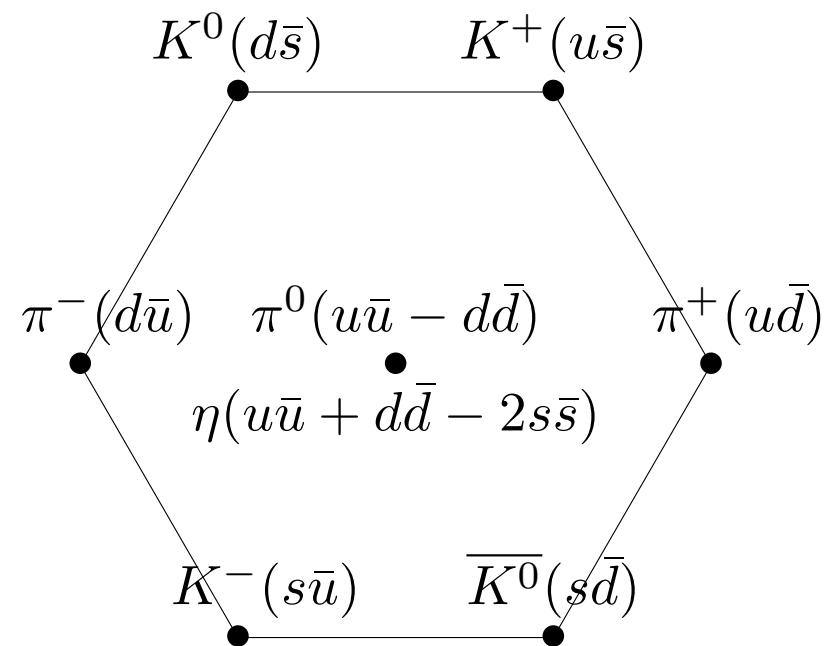
$M_\Xi - M_\Lambda \sim 203 \text{ MeV}$

$\rightarrow m_s \sim m_{u,d} + 180 \text{ MeV}$

$\neq$ du cas du décuplet $\rightarrow$ les forces entre q dépendent des spins !

Le modèle des quarks

Nonet de mésons de spin 0



spin 0 mésons ($B = +0$)			
$q\bar{q}$	charge	S	octet
$u\bar{u}$	0	0	π^0 et η
$u\bar{d}$	1	0	π^+
$d\bar{u}$	-1	0	π^-
$d\bar{d}$	0	0	π^0 et η
$u\bar{s}$	1	1	K^+
$d\bar{s}$	0	1	K^0
$s\bar{u}$	-1	-1	K^-
$s\bar{d}$	0	-1	$\bar{K}^0$
$s\bar{s}$	0	0	η'

$$\pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$$

$$\eta = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})$$

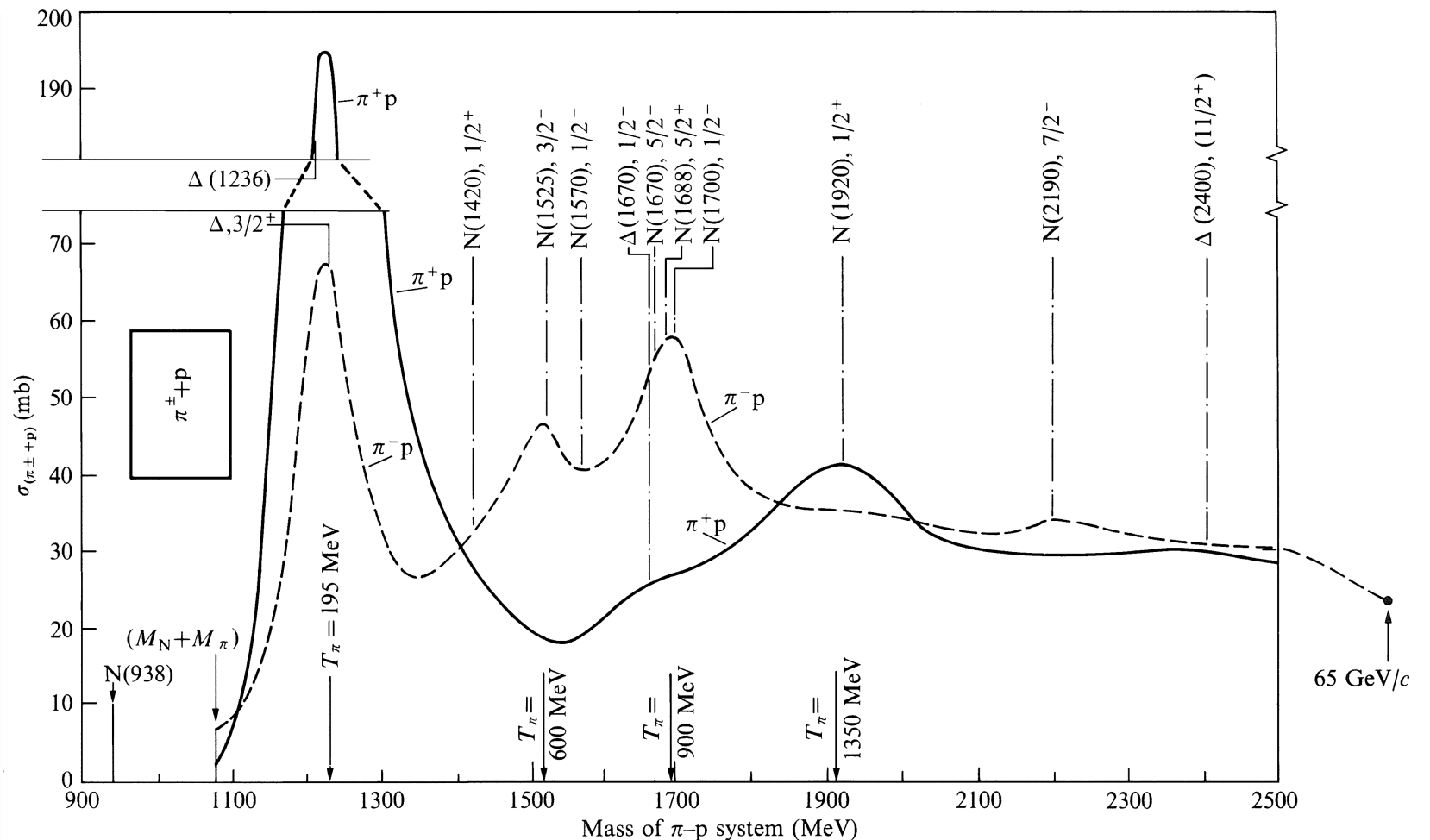
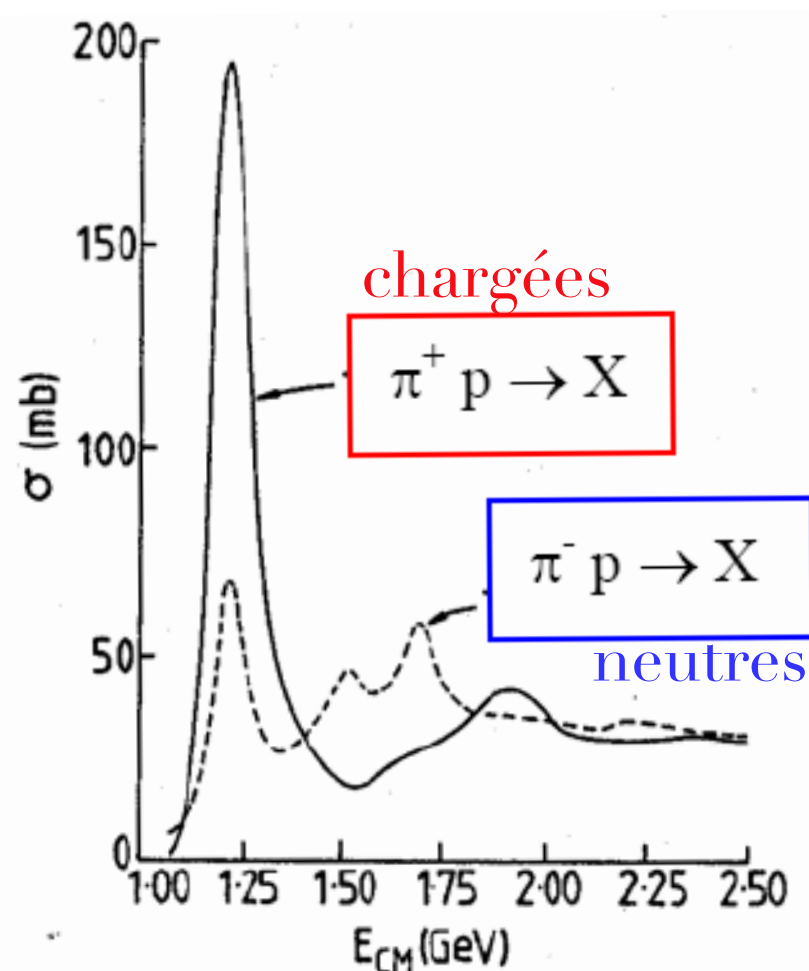
$$\eta' = \frac{1}{\sqrt{3}}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})$$

Les résonances (excitations)

Existe-t-il un seul état physique pour un ensemble donné de quarks ?

exemple :	$p(u \uparrow u \uparrow d \downarrow)$	$\Delta^+(u \uparrow u \uparrow d \uparrow)$
masse	938 MeV	1232 MeV
spin	1/2	3/2

1951: diffusion de pions sur protons par le groupe de Fermi à Chicago
→ différentes résonances de masses et spin différents



Largeur des résonances : Breit-Wigner

Pour une particule stable au repos

$$\Psi(t) = \Psi(0) e^{-iEt/\hbar} \quad \text{avec} \quad E = m_0 c^2$$

Pour une particule **instable** au repos

$$\Psi(t) = \frac{1}{\sqrt{\tau}} \Psi(0) e^{-iEt/\hbar} e^{-t/\tau}$$

en effet :

$$|\Psi(t)|^2 = \frac{1}{\tau} e^{iEt/\hbar} e^{-t/2\tau} e^{-iEt/\hbar} e^{-t/2\tau} |\Psi(0)|^2 = \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau}$$

$$\int_0^\infty t \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau} dt = \tau \quad \text{le temps de vie moyen}$$

en posant $\Gamma = \hbar/\tau$ et $c = 1$

$$\Psi(t) = \sqrt{\frac{\Gamma}{\hbar}} \Psi(0) e^{-im_0 t/\hbar} e^{-\Gamma t/2\hbar}$$

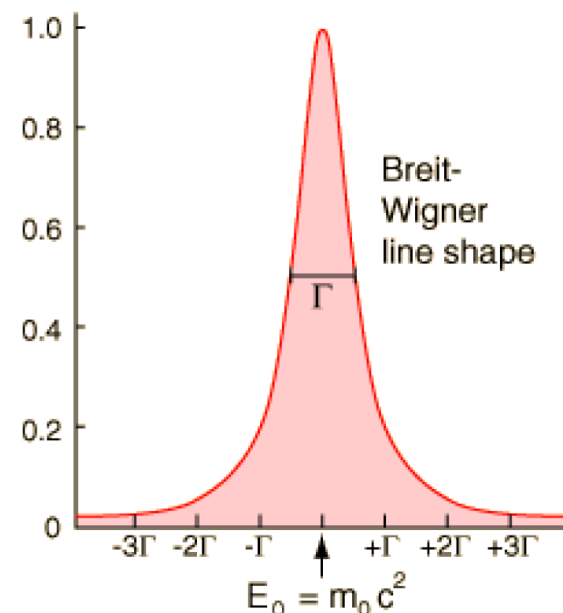
Largeur des résonances : Breit-Wigner

A cette indetermination sur le temps correspond une indétermination sur la variable conjuguée, l'énergie, qui au repos est la masse, obtenue par la transformée de Fourier :

$$\begin{aligned}\chi(m) &= \int \Psi(t) e^{imt/\hbar} dt \\ &= \Psi(0) \int \sqrt{\frac{\Gamma}{\hbar}} e^{\frac{-t}{\hbar}[(i(m_0-m)-\Gamma/2)]} dt \\ &\sim \frac{\Gamma}{(m_0 - m) - i\Gamma/2}\end{aligned}$$

$$|\chi(m)|^2 \sim \frac{\Gamma^2}{(m_0 - m)^2 + \Gamma^2/4}$$

distribution dite de **Breit-Wigner**
(ici non-relativiste)



le temps de vie n'est pas univoquement déterminé, donc la masse non plus !

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = \frac{6.6 \cdot 10^{-22} \text{MeV s}}{\tau}$$

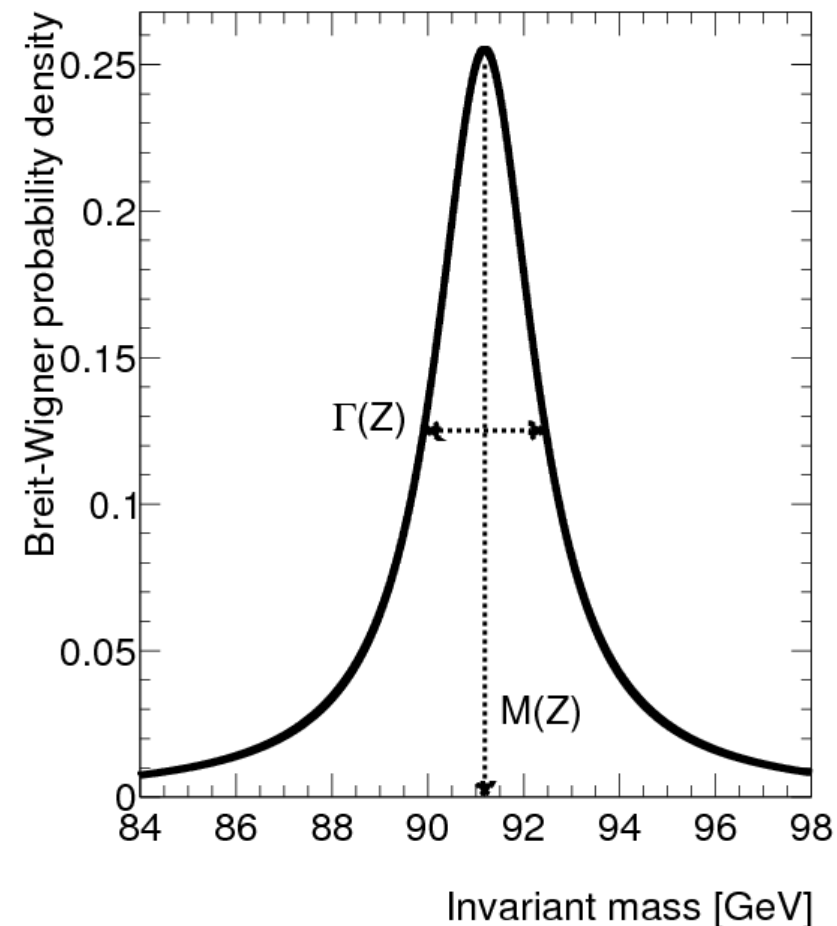
Largeur des résonances : Breit-Wigner

désintégration	interaction	temps de vie	largeur
$Z \rightarrow e^+ + e^-, \mu^+ \mu^-, \dots$	If	$2.6 \cdot 10^{-25} \text{ s}$	2.49 GeV
$\rho \rightarrow \pi^+ \pi^-$	IF	$4.5 \cdot 10^{-24} \text{ s}$	145 MeV
$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$	EM	$8.4 \cdot 10^{-17} \text{ s}$	7.8 eV
$K^0 \rightarrow \pi + \pi$	If	$8.9 \cdot 10^{-11} \text{ s}$	$7 \cdot 10^{-6} \text{ eV}$
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$	If	$2.6 \cdot 10^{-8} \text{ s}$	$2 \cdot 10^{-8} \text{ eV}$

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = \frac{6.6 \cdot 10^{-22} \text{ MeV s}}{\tau}$$

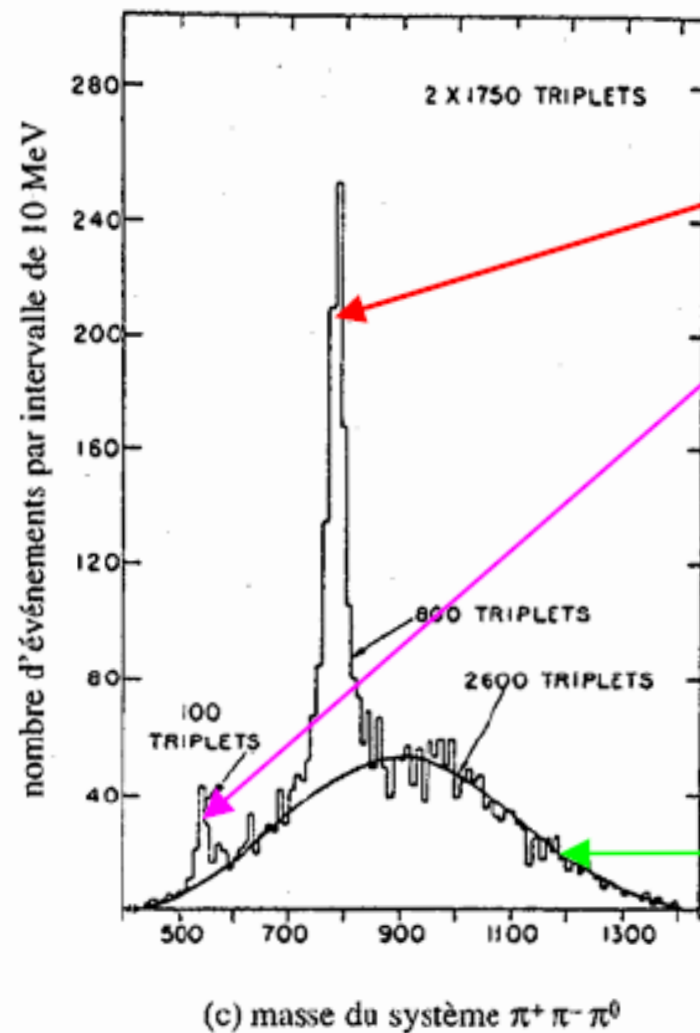
$$M_Z = 91.1875 \pm 0.0021 \text{ GeV}$$

$$\Gamma_Z = 2.4952 \pm 0.0023 \text{ GeV}$$



Mise en évidence de particules

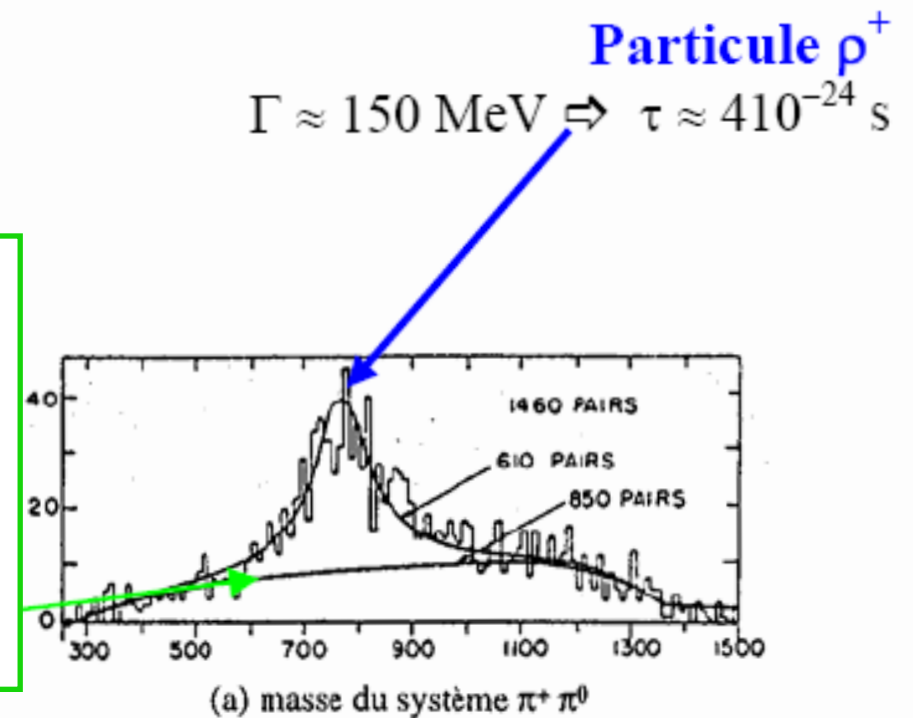
On reconstruit la masse invariante des particules de l'état final.
par ex. 2 et 3 pions :



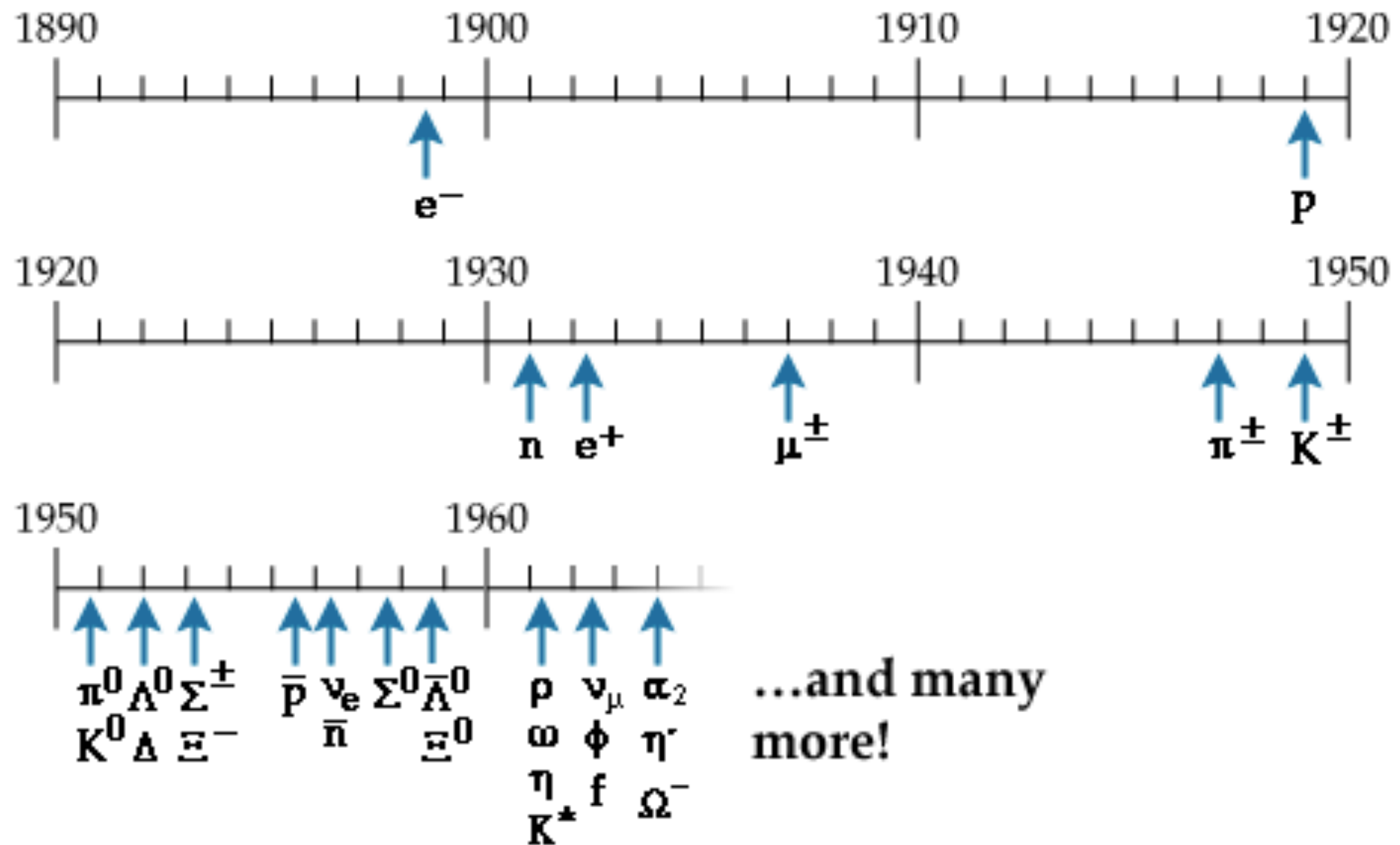
Particule ω : $M \approx 780 \text{ MeV}$ largeur $\approx 10 \text{ MeV} \Rightarrow \tau \approx 7 \cdot 10^{-23} \text{ s}$

Particule η : $M \approx 550 \text{ MeV}$

fond continu
remplissant l'espace
des phases
cinématiquement
possible



Particule ρ^+
 $\Gamma \approx 150 \text{ MeV} \Rightarrow \tau \approx 4 \cdot 10^{-24} \text{ s}$





The Review of Particle Physics (2025)

S. Navas *et al.* (Particle Data Group), Phys. Rev. D 110, 030001 (2024) and 2025 update

[pdgLive](#) - Interactive Listings

[Summary Tables](#)

[Reviews, Tables, Plots \(2024\)](#)

[Particle Listings](#)

[Errata](#)



Results provided by Google

Except where otherwise noted, content of the 2025 *Review of Particle Physics* is licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 International ([CC BY 4.0](#)) license. The publication is supported by [US DOE](#), [MEXT \(Japan\)](#), [INFN \(Italy\)](#), and [CERN](#), and the PDG activities from their respective institutes or funding agencies.

[Order PDG Products](#)

[Topical Index](#)

[Downloads & API](#)

Mobile Particle Physics Booklet

[Android App](#)

- [PDG Particle Physics Booklet](#) app on Google Play
- Works without Internet access



[Web Version](#)

- No installation needed – runs in any browser (iOS, Android, Windows, ...)
- [Full screen tip for iOS](#)



[Why no app for iOS \(Apple\)?](#)

- Our iOS app was seen by Apple as being primarily a book, so it is not available in the Apple App Store

PDG
particle data group

2024

PARTICLE PHYSICS BOOKLET

[Constants](#)

[Summary tables](#)

[Reviews](#)

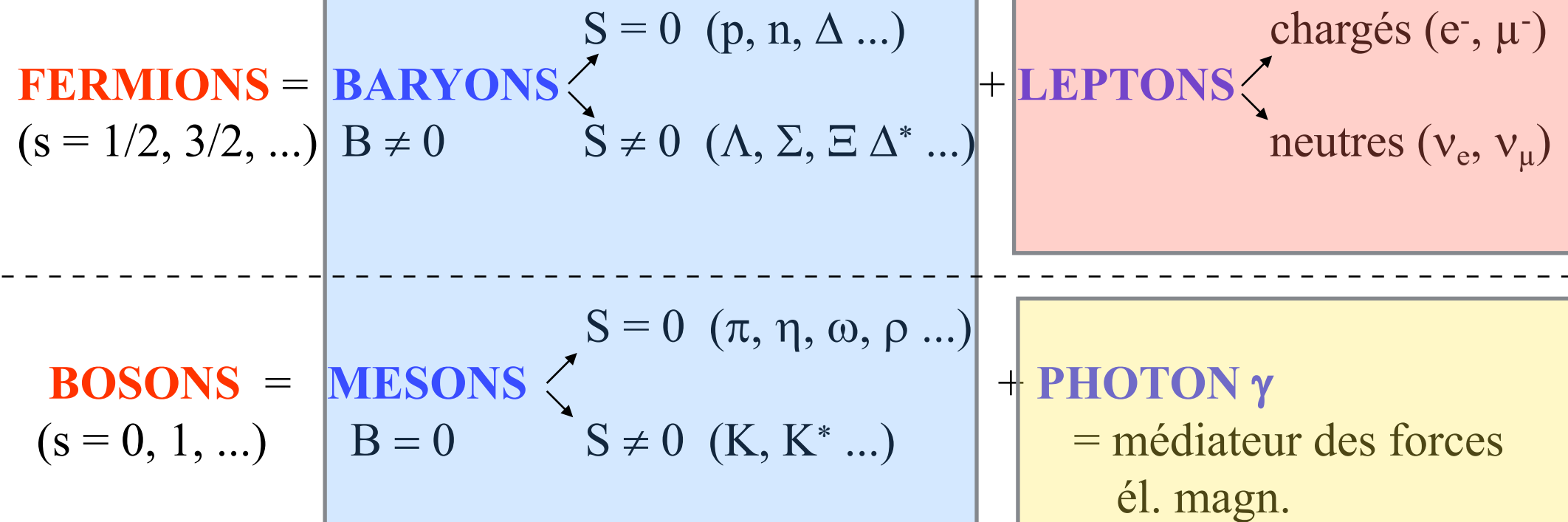
[About](#)

[PDG website \(Listings, all review articles...\)](#)

Version 0.6.1, December 9, 2024
© 2024, content licensed under CC BY 4.0.
[See privacy policy.](#)

Résumé de la situation fin des années 1960

Particules



Résumé de la situation fin des années 1960

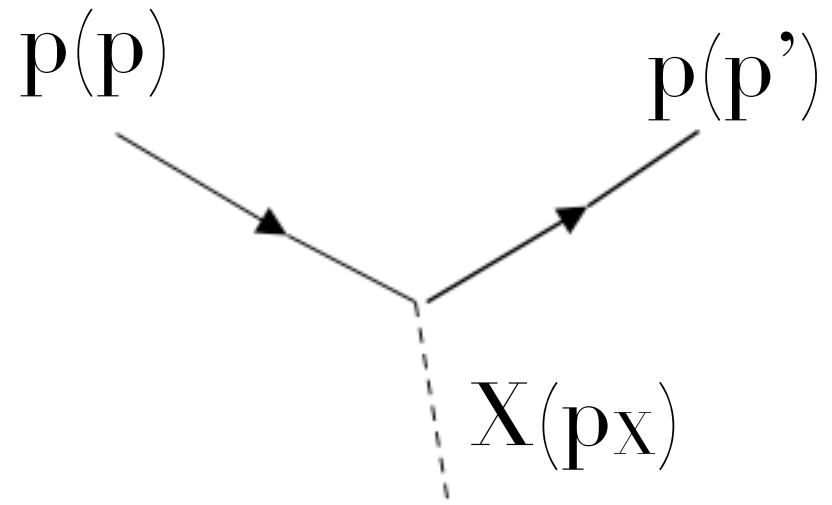
Interactions

intensité

Interaction Forte	- entre hadrons - courte portée - conservation de S	1
Interaction E-M	- entre particules chargées - portée infinie - conservation de S	10^{-2}
Interaction faible	- entre toutes les particules (sauf) - courte portée - PAS de conservation de S	10^{-5}

Toutes les interactions conservent : $E, \vec{P}, Q, \vec{J} = \vec{L} + \vec{S}, B, L_e, L_\mu$

particules virtuelles



$$\begin{aligned} p^2 = m_p^2 &= (p' + X)^2 = m_p^2 + m_X^2 + 2 p' \cdot p_X \\ &= m_p^2 + m_X^2 + 2 \{ (E_{p'} E_X) - (\vec{p}' \cdot \vec{p}_X) \} \end{aligned}$$

dans le ref au repos du proton diffusé

$$\begin{aligned} m_p^2 &= m_p^2 + m_X^2 + 2 m_p E_X \\ \Rightarrow m_X^2 &= -2 m_p E_X < 0 \end{aligned}$$