

# Physique des Particules et Physique Nucléaire

PHYS-F305

*Année 2022-2023*

Première partie - L. Favart

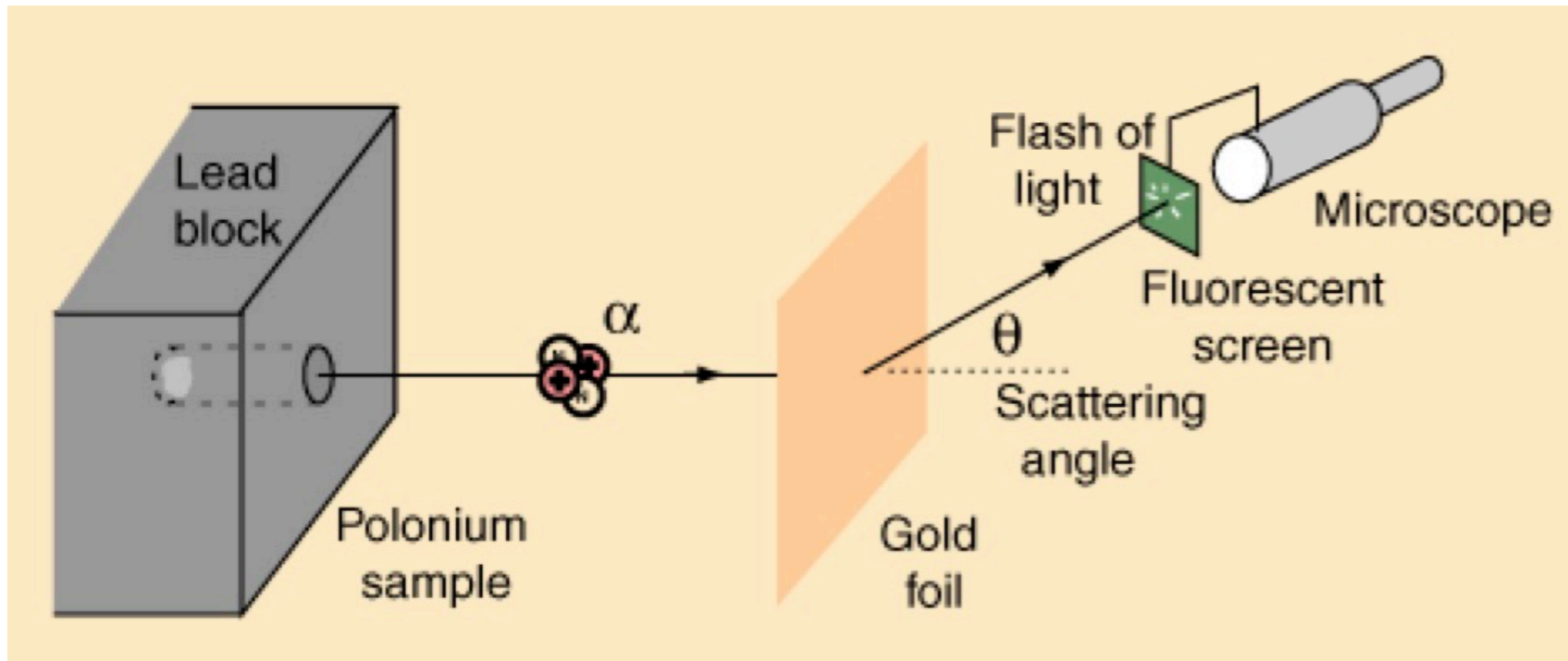
## **III - Découvertes** (première moitié du *XXème*)

# Contenu Chapitre III

## III. Découvertes de particules et des interactions forte et faible (1ère approche)

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

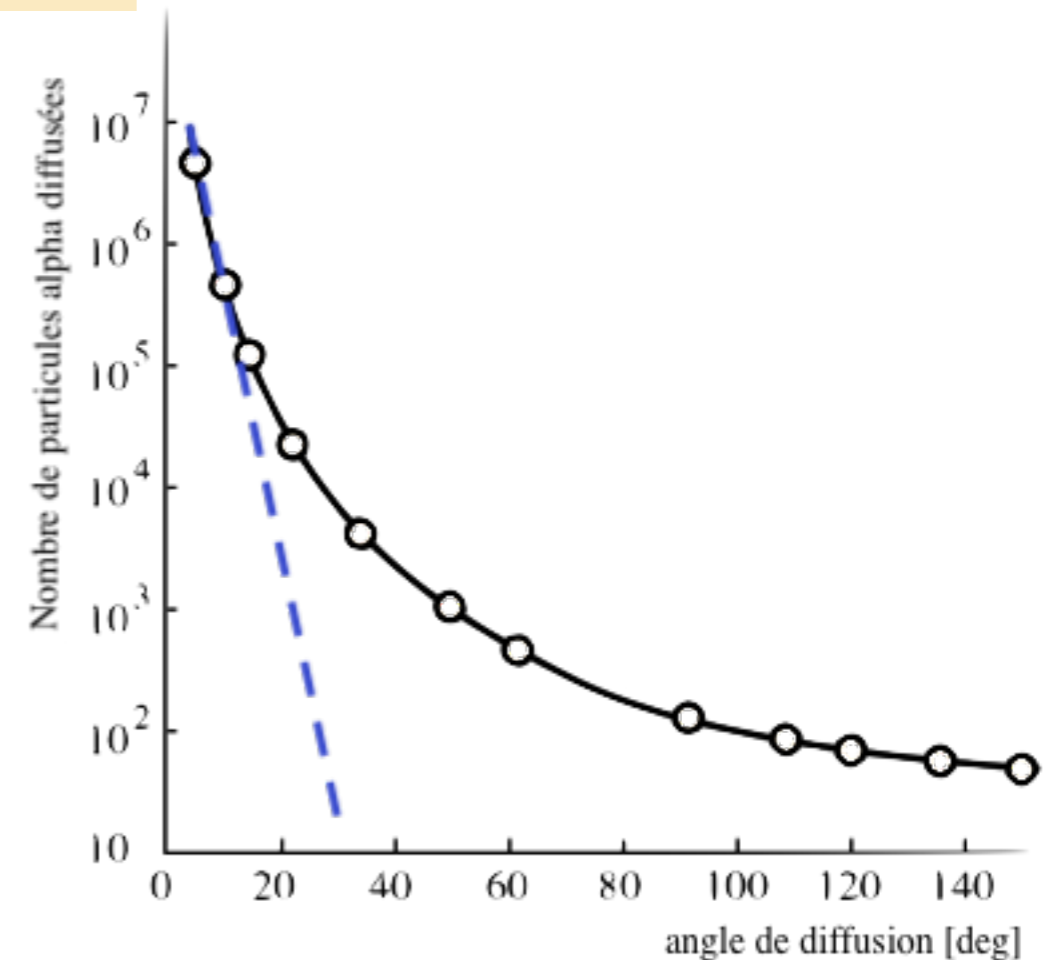


E. Rutherford, H. Geiger et E. Marsden - 1909 - 1913

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

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

$$k = 1/4\pi\epsilon_0$$



# 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

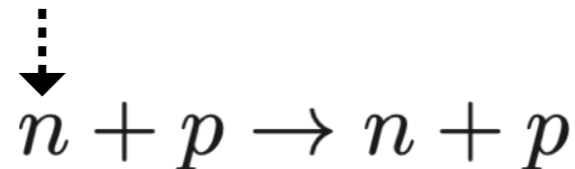
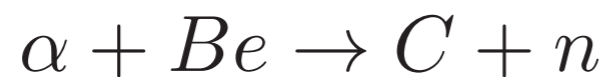
**neutron** : E. Rutherford : incompatibilité entre masse et charge des noyaux

He est  $2 \times$  mais  $4 \times m_p$

1930 : W. Bothe et H. Becker : observe un rayonnement pénétrant inconnu

Joliot-Curie : idem

1932 : Chadwick - envoie le rayonnement sur de la paraffine



↓  
recul mesuré

⇒ les n font partie du noyaux très proches du p

⇒ He = {2p, 2n , 2e<sup>-</sup>} : masse et charge OK

# Equation de Klein-Gordon

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

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

solutions du type :

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

pour  $E = p^2/2m$  et en appliquant le principe de correspondance :

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

Eq de Schrodinger pour une particule libre de masse  $m$  :

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

# 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 Schrodinger 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 Lapace

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

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

$\psi$  peut donc être interprété comme la fct d'onde d'un photon échangé mais aussi comme le potentiel associé au champ EM

# Intéraction forte et théorie de Yukawa

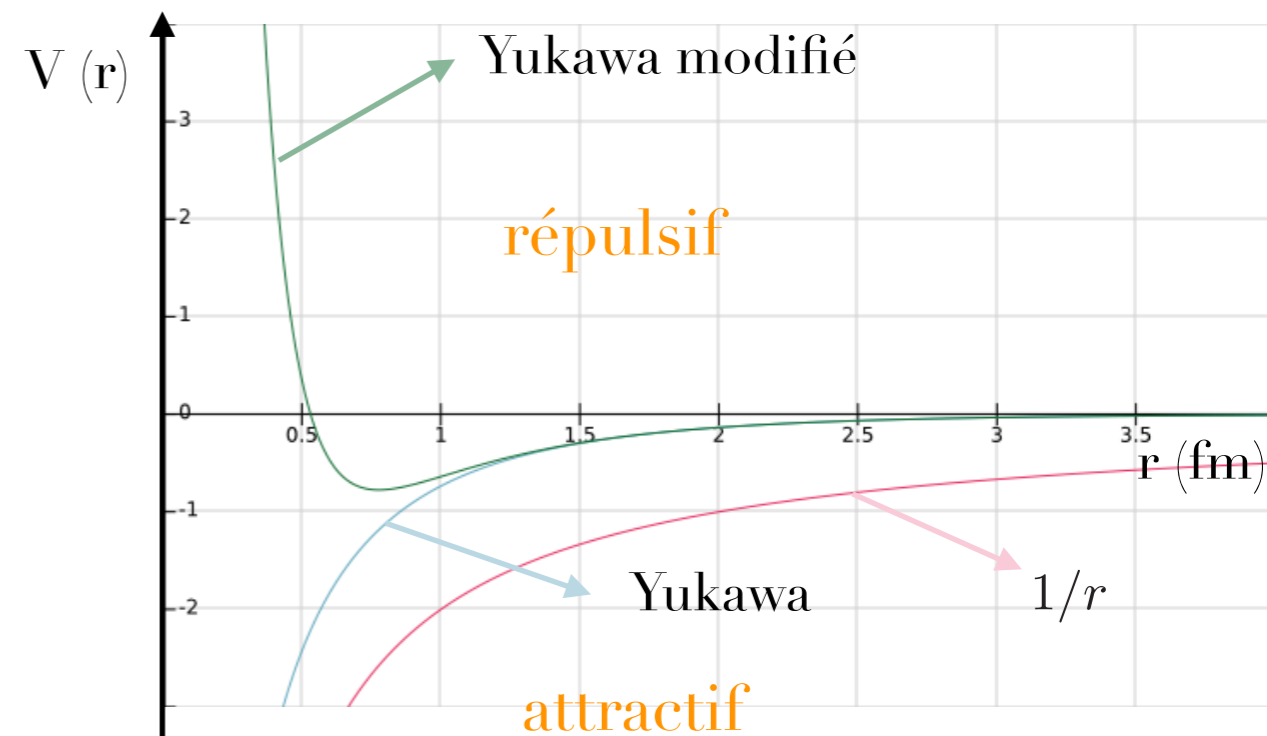
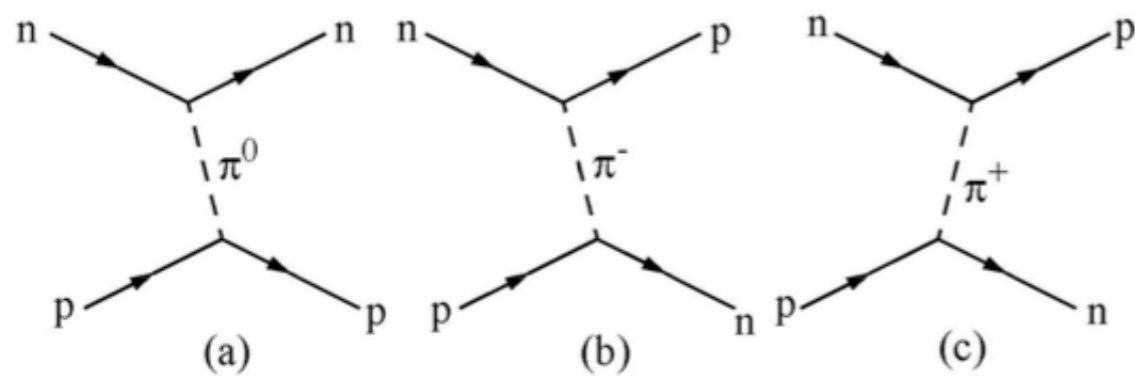
$${}^A_Z M = Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n - E_L \quad \Rightarrow \quad E_L/A \simeq 8 \text{ MeV},$$

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

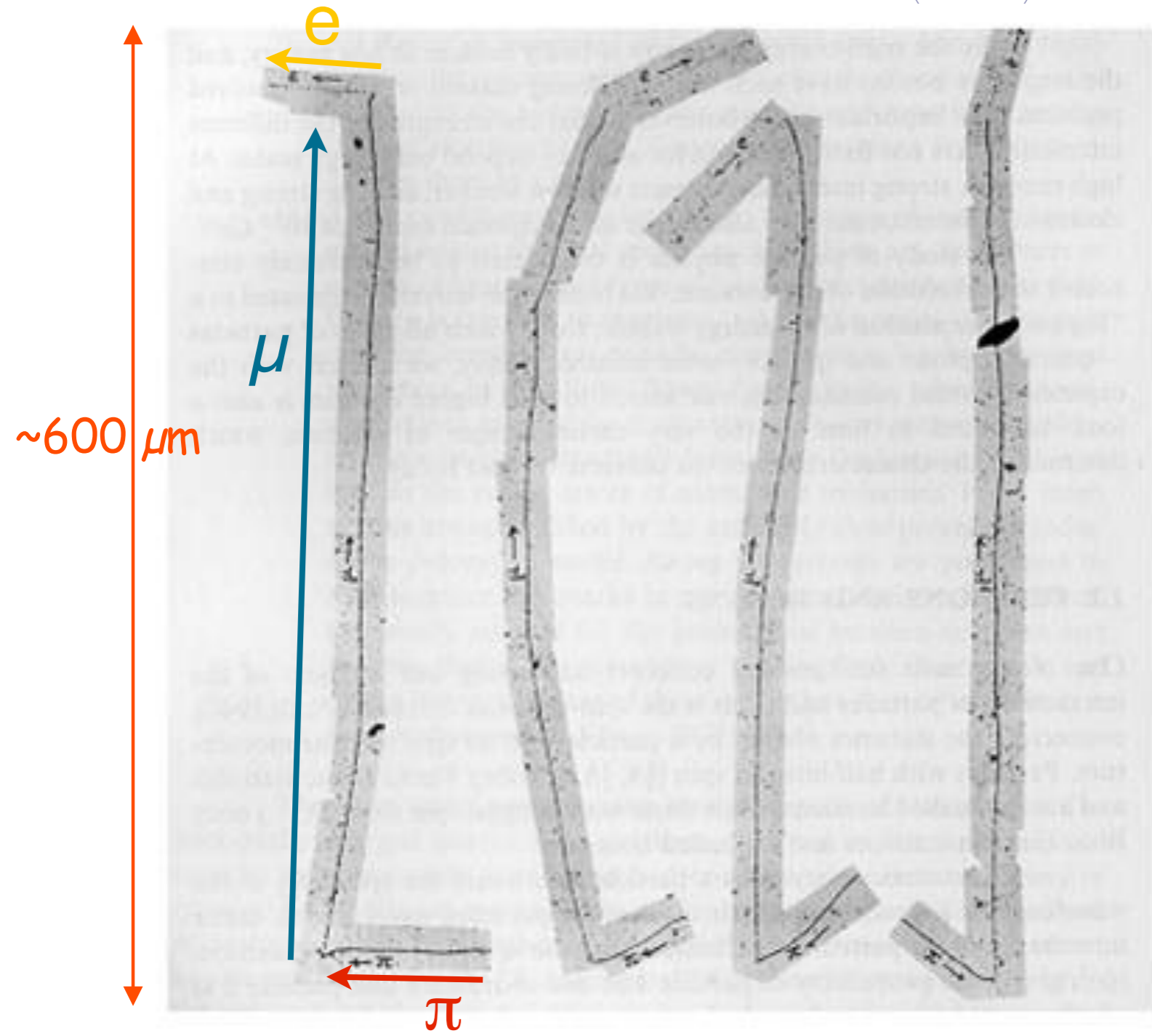


Potentiel de Yukawa (1934)

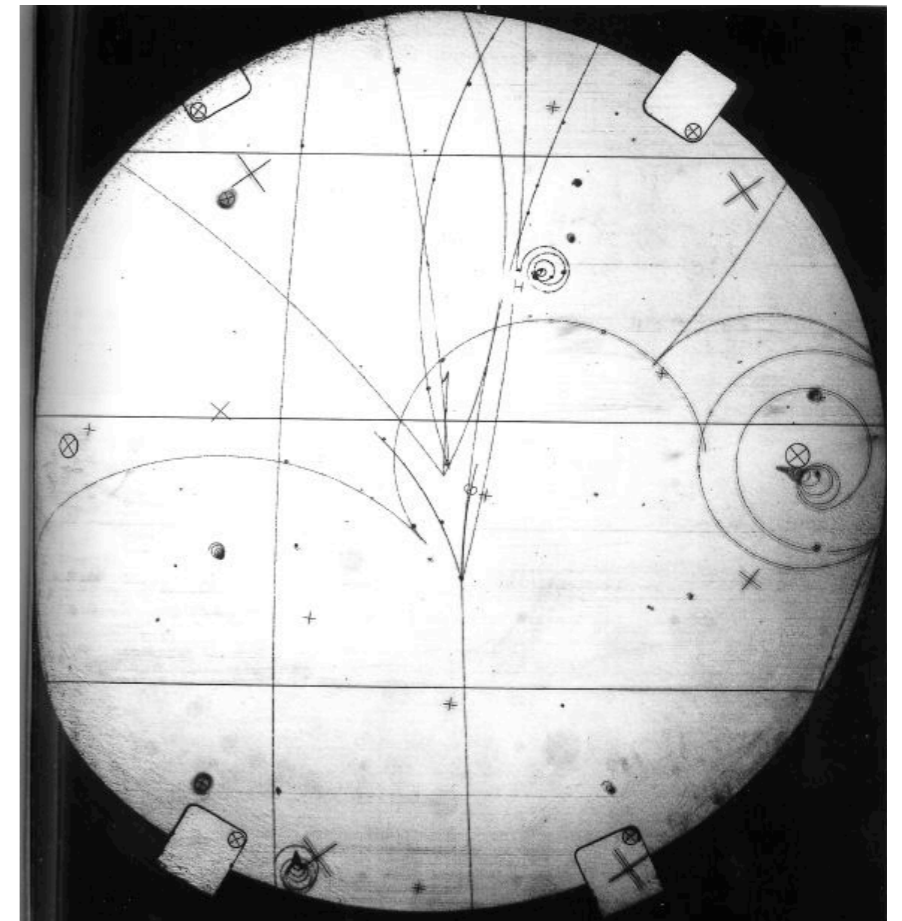
# La découverte des pions

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

1950



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



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

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



# 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
$\pi^+$	0
$\mu^+$	0
$e^+$	0
$\gamma$	0

	$B$
$\bar{n}$	-1
$\bar{p}$	-1
$\pi^-$	0
$\mu^-$	0
$e^-$	0
$\pi^0$	0

observé

$$p + n \rightarrow p + p + \pi^-$$

$$p + n \rightarrow p + n + \bar{p} + p$$

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

non observé

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

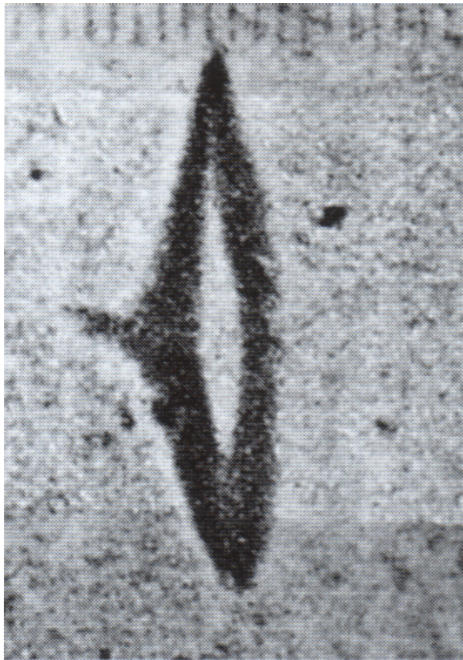
$$p + n \not\rightarrow p + \bar{p} + p$$

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

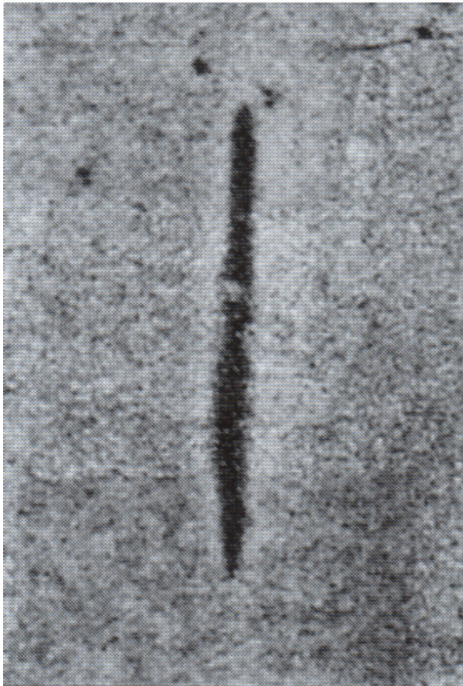
$\Rightarrow$  Le nombre baryonique est toujours conservé

# Le spin

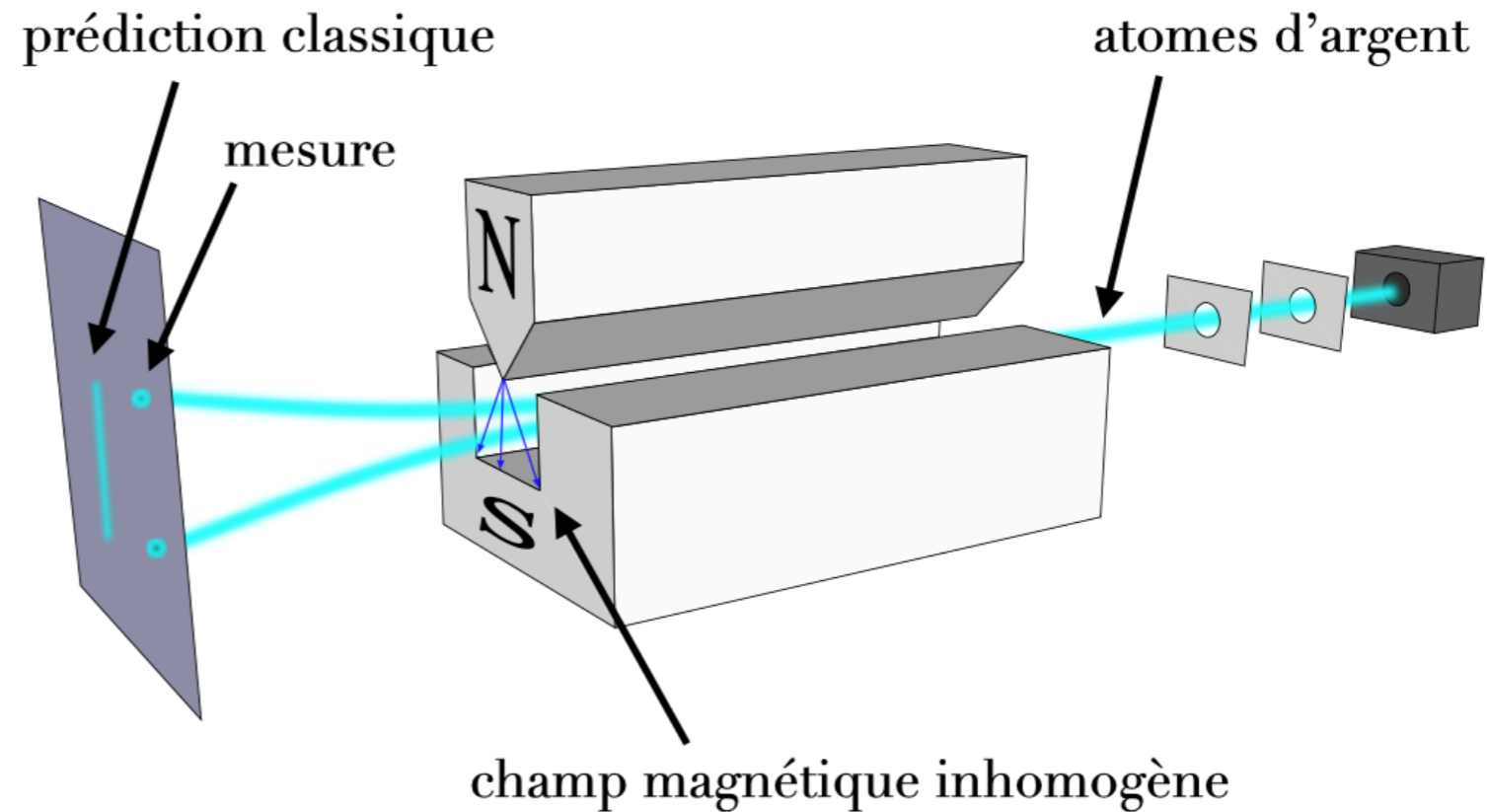
avec champ B



sans champ B



Stern et Gerlach (1922)



explication: Uhlenbeck et Goudsmit (1925) : le spin

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

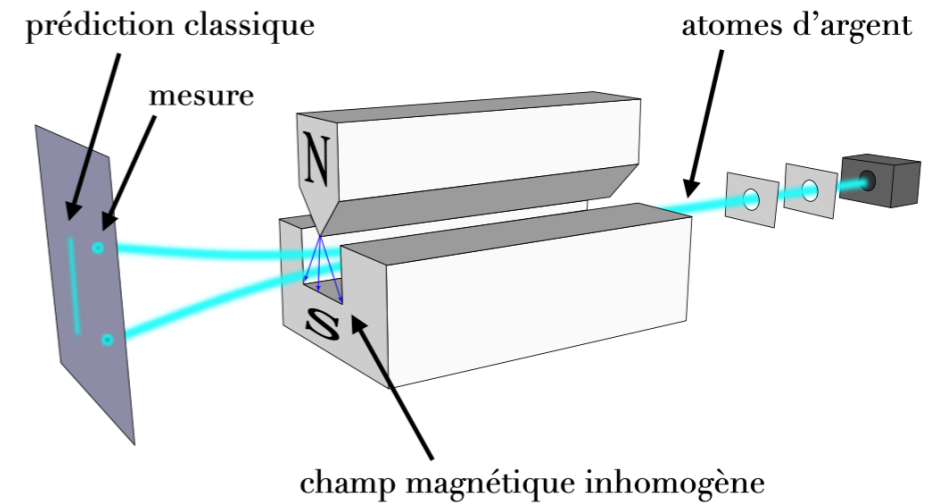
$$\vec{M}_S = g \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{S}$$

# Le spin

de façon générale : moment magnétique

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

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



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

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

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	$\gamma$	1
$\mu^\pm$	1/2	$\pi^{\pm,0}$	0
$p, n$	1/2		

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

**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

Eq de Klein Gordon (1926)

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

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

⇒ 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  $E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$

$$\Rightarrow \gamma_i \gamma_j = -\gamma_j \gamma_i \quad \text{et} \quad \gamma_i^2 = 1, \quad \forall i$$

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

# L'équation de Dirac

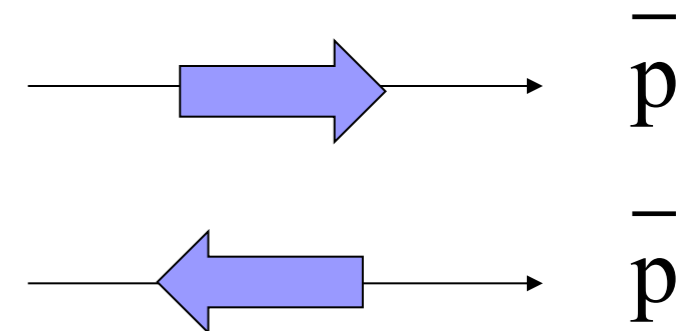
$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix} \text{ spineur de Dirac} \quad \gamma^\mu \text{ matrices (4x4) de Dirac}$$

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

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**

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

**⇒ anti-particules**

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

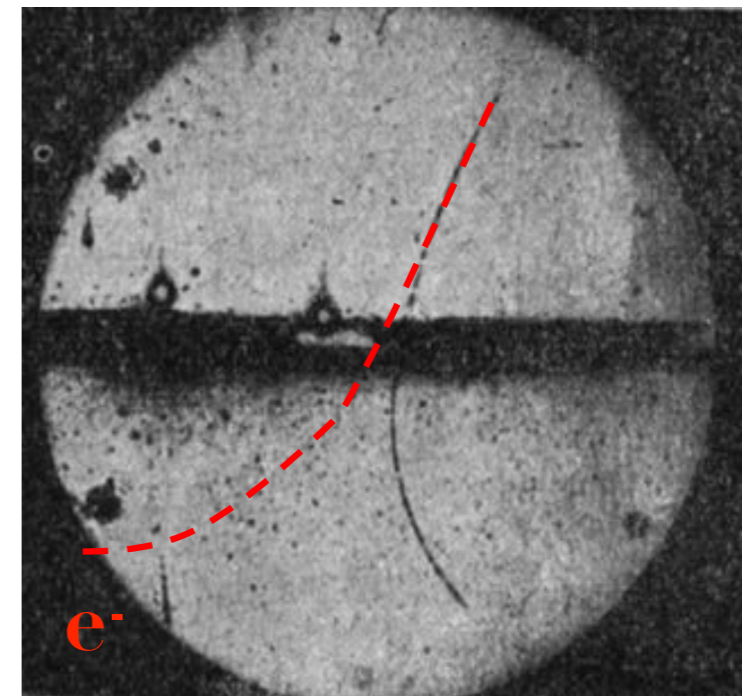
# Découverte des premières anti-particules

- 1932 Anderson

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

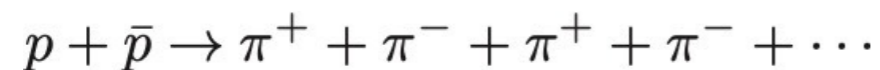
⇒ **anti-électron** ou positon (car de charge positive - en anglais : positron)

chambre à brouillard (avec B)  
exposée au rayonnement cosmique

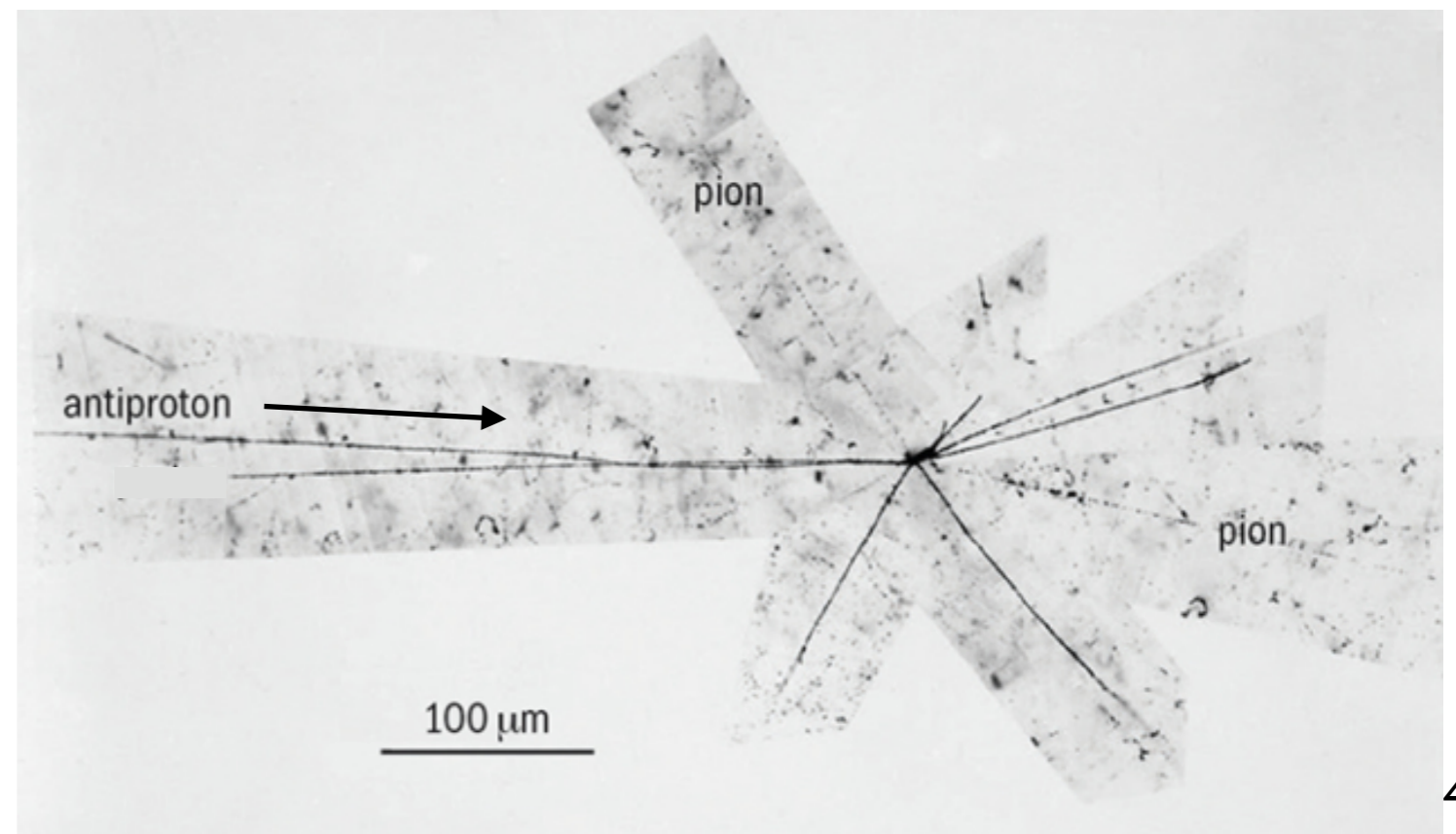


Pb

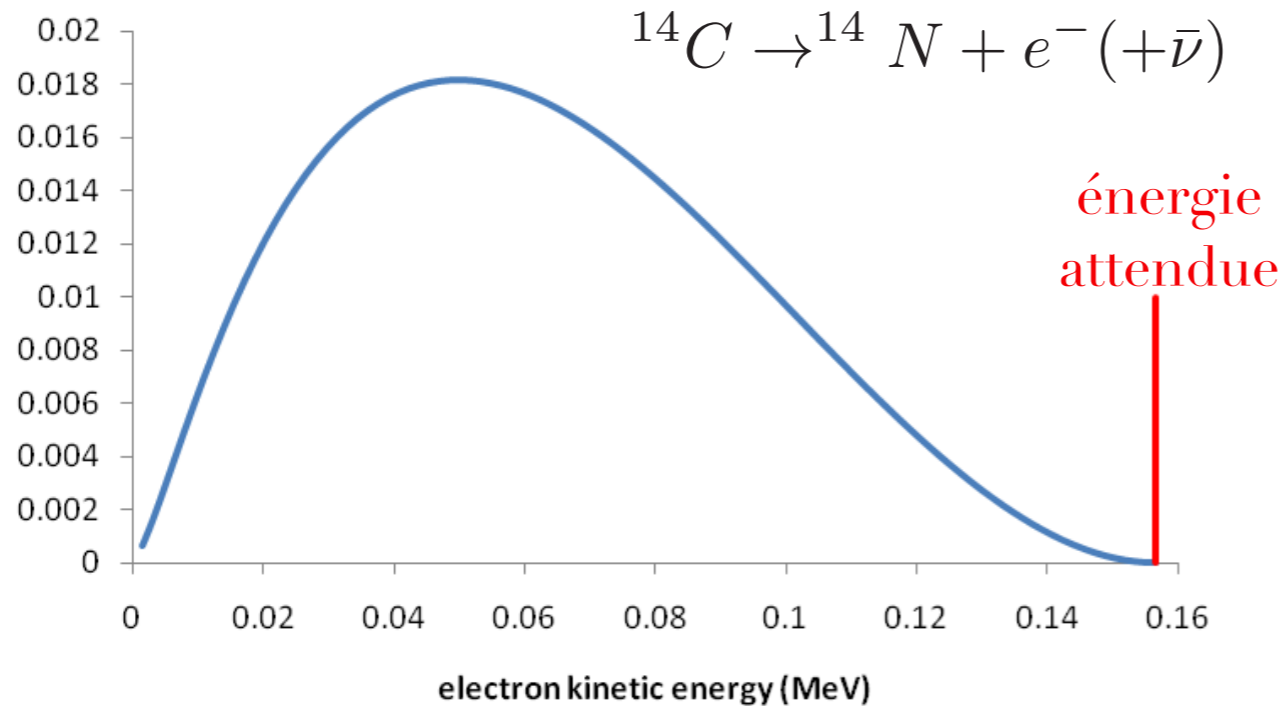
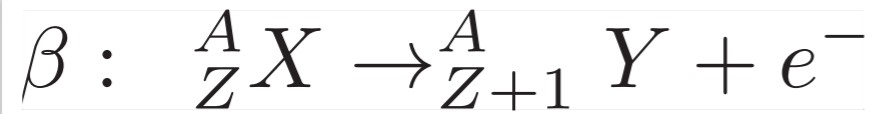
- 1955 : découverte du  $\bar{p}$



- 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

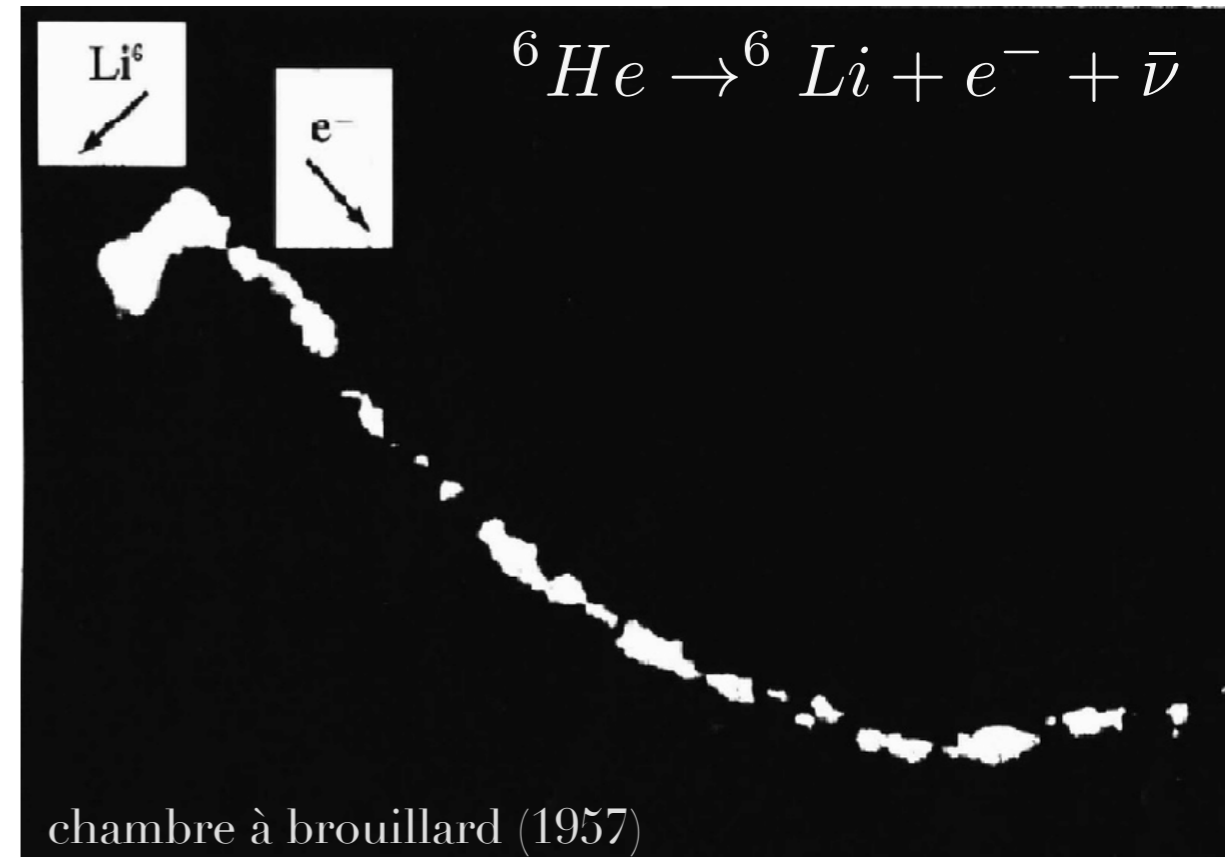
dans ref. repos de X :  $\vec{P}_Y = -\vec{P}_e$

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 :  $\nu$

Théorie de Fermi -1934

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

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

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

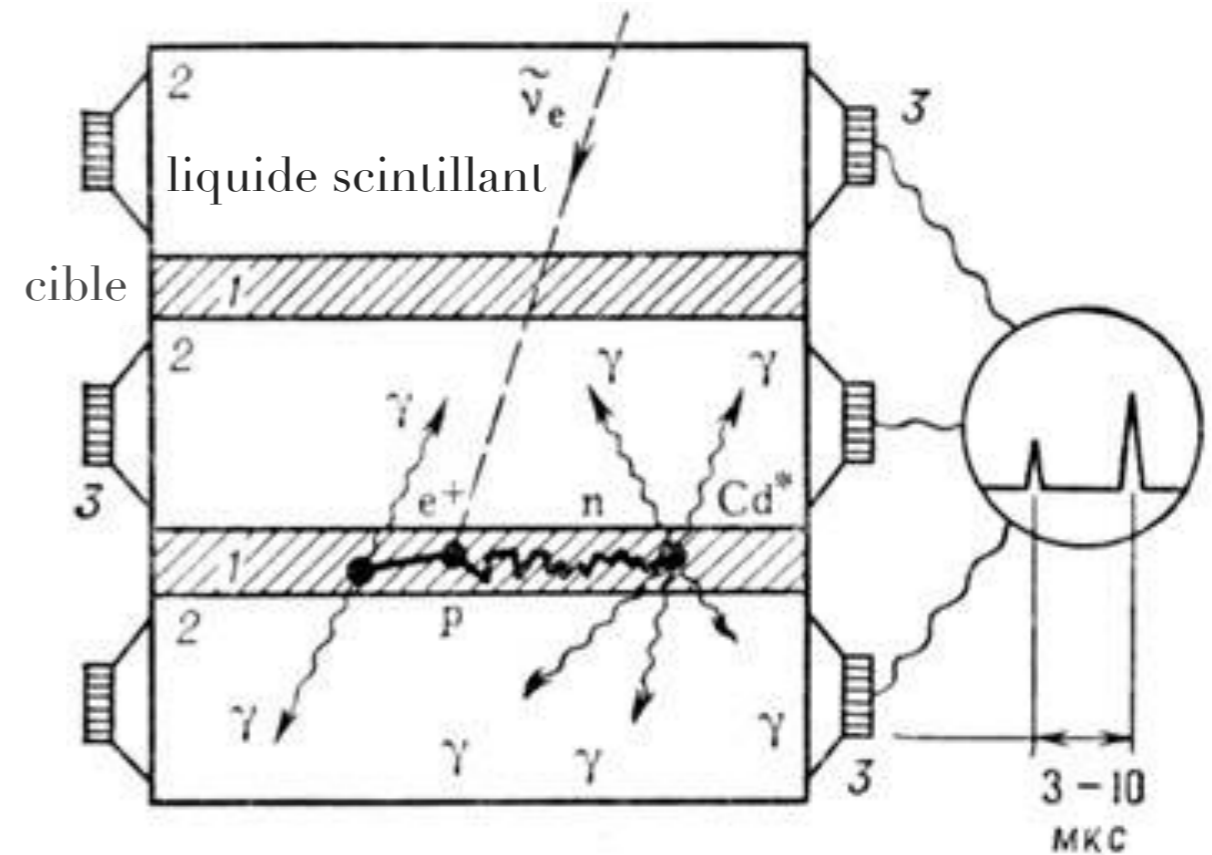
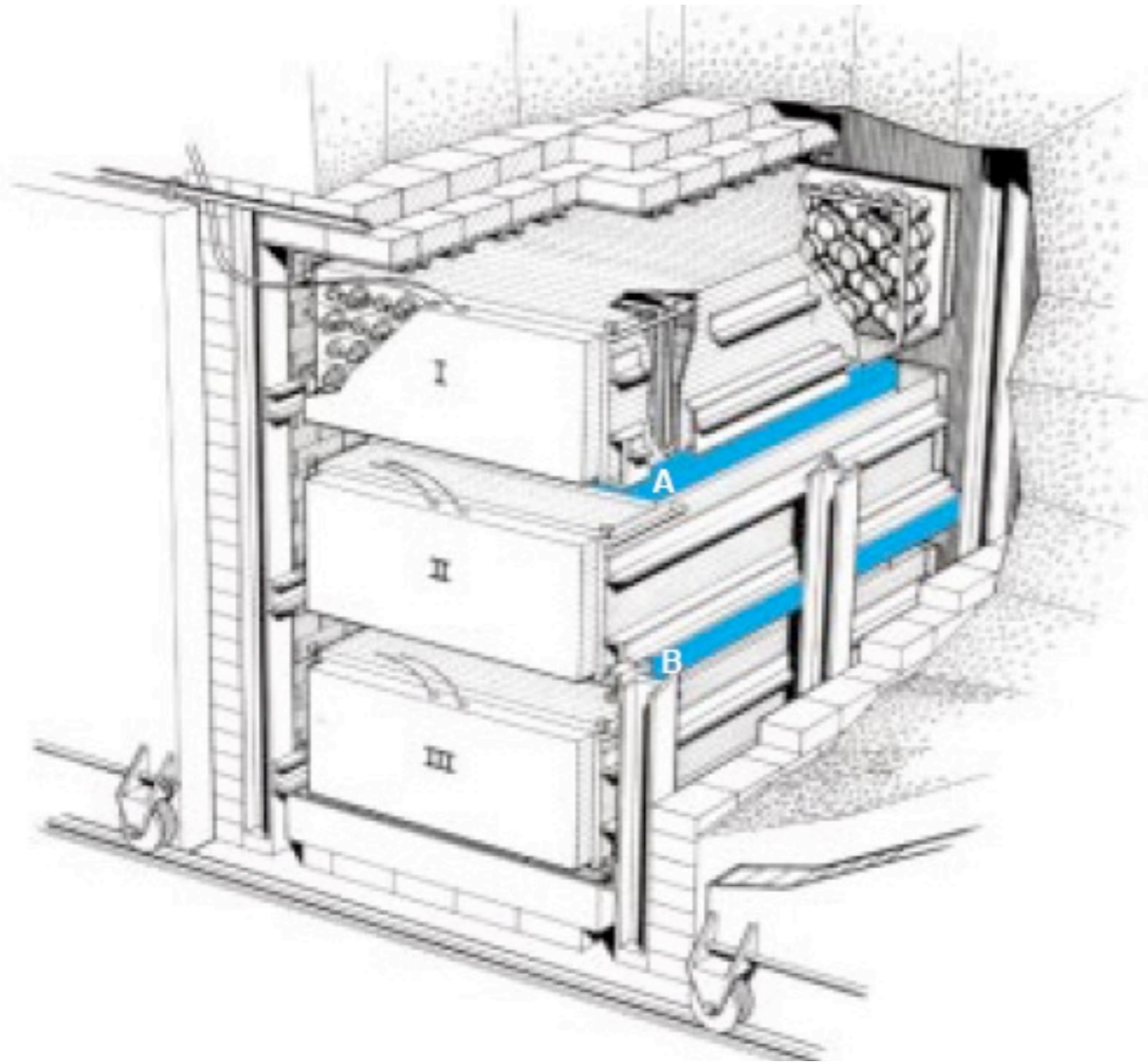
$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}$$

impossible à l'état libre

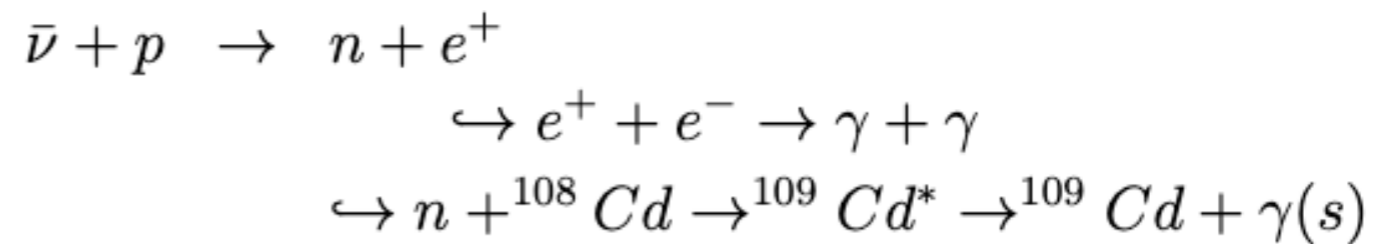
$\mu$  monocinétique

# 1<sup>ère</sup> observation d'une interaction de $\nu$

Cowan et Reines - 1953

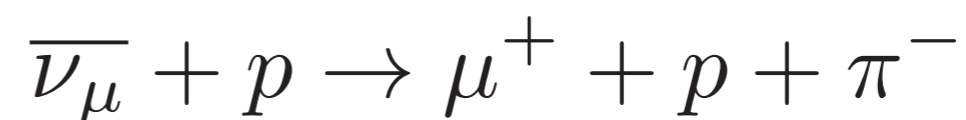
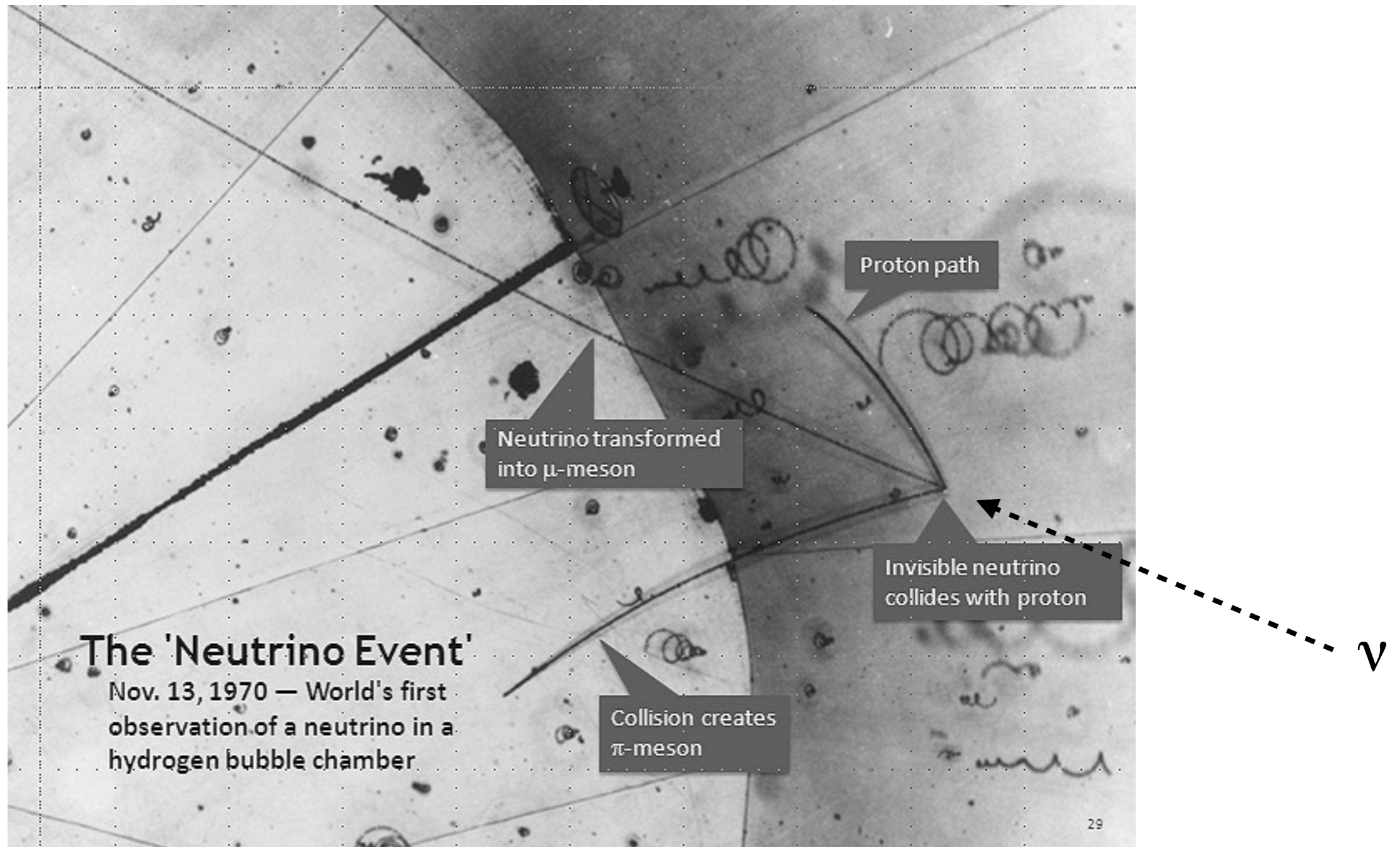


Placé à 11cm du coeur du réacteur  
de Savannah River à Los Alamos  
flux :  $10^{13} \nu/cm^2/s$





# 1<sup>ère</sup> observation d'une interaction de $\nu$ en chambre à bulles (1970)



# Les antineutrinos et le nombre quantique leptonique

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

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

⇒ nombre quantique leptonique

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

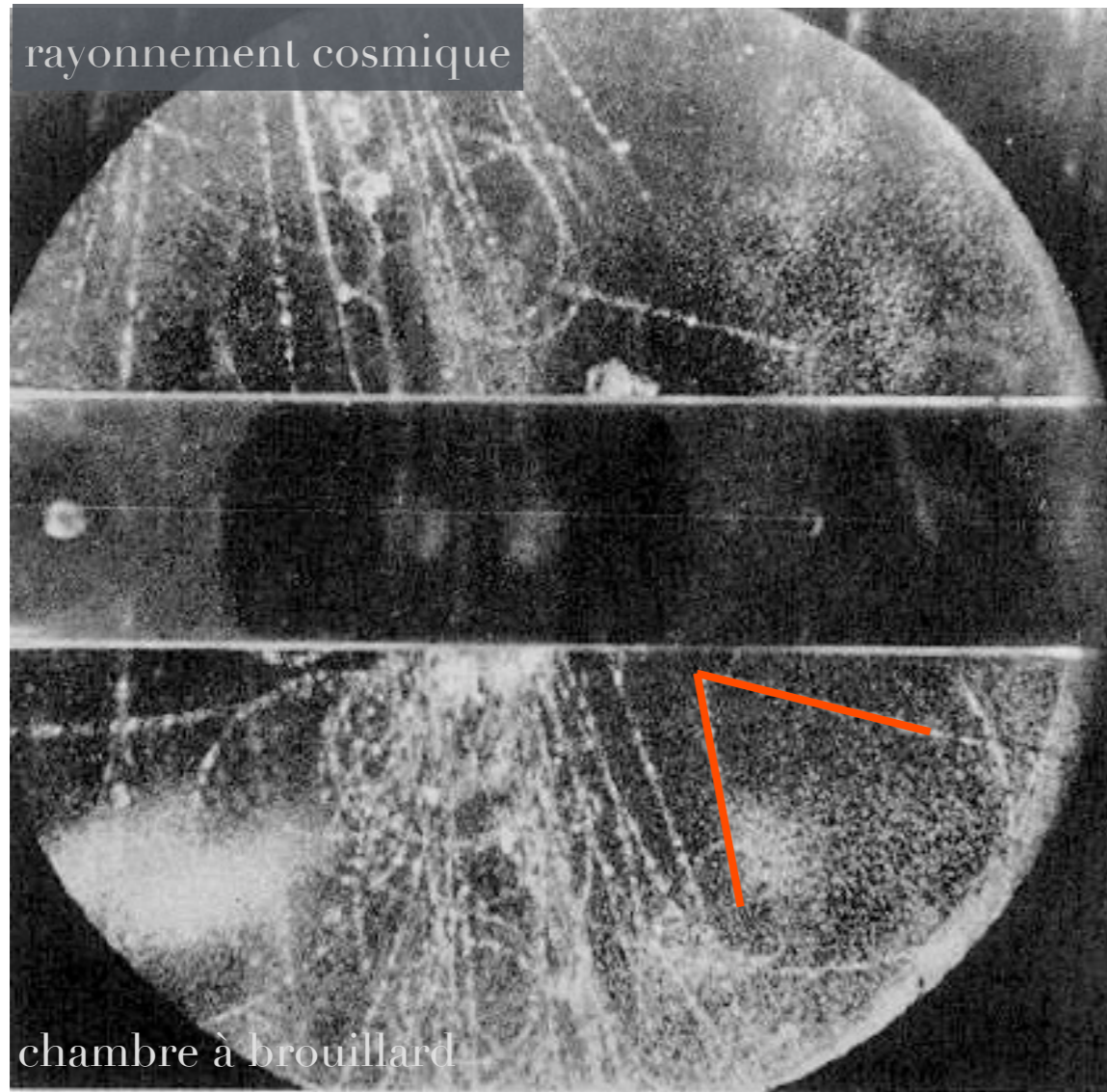
$$L_e : 0 \rightarrow -1 + 1 + 0$$

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

chacun des nombres quantiques leptoniques  
doit toujours être conservé

# Découverte des particules étranges

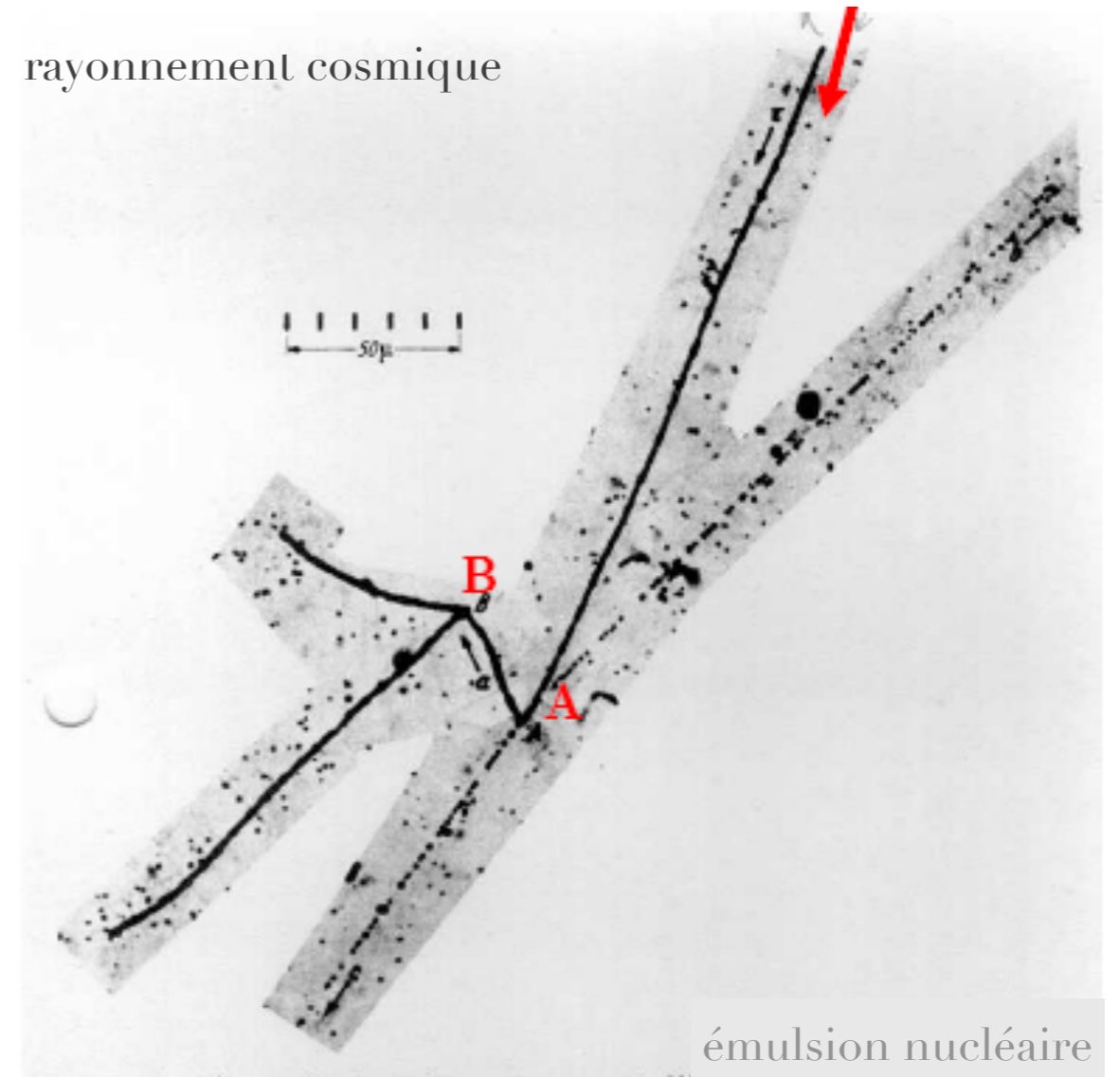
$K^0$  - Rochester et Butler - 1947



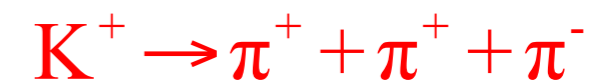
$$m_{K^0} \approx 500 \text{ MeV}/c^2$$



$K^+$  - Brown - 1949



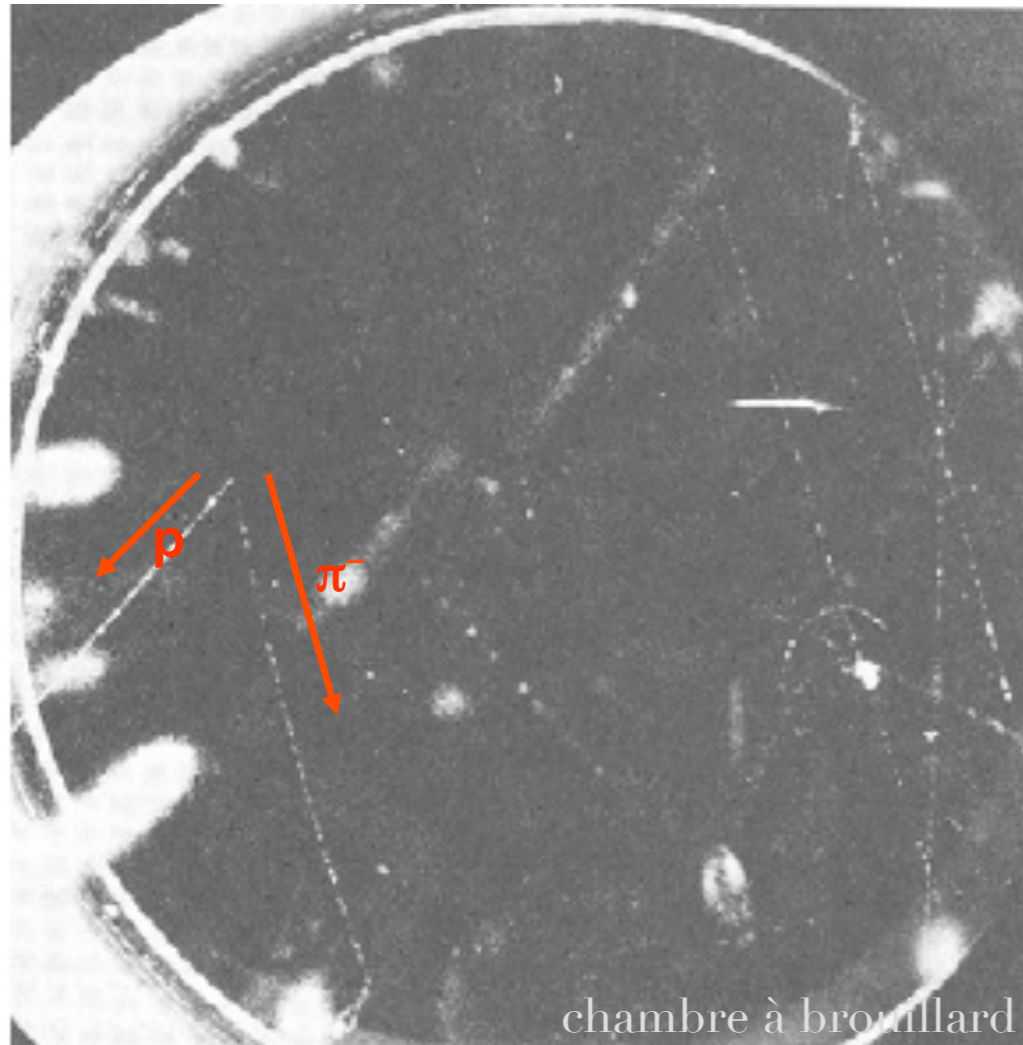
$$m_{K^+} \approx m_{K^0}$$



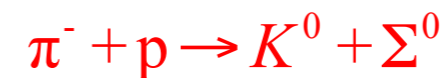
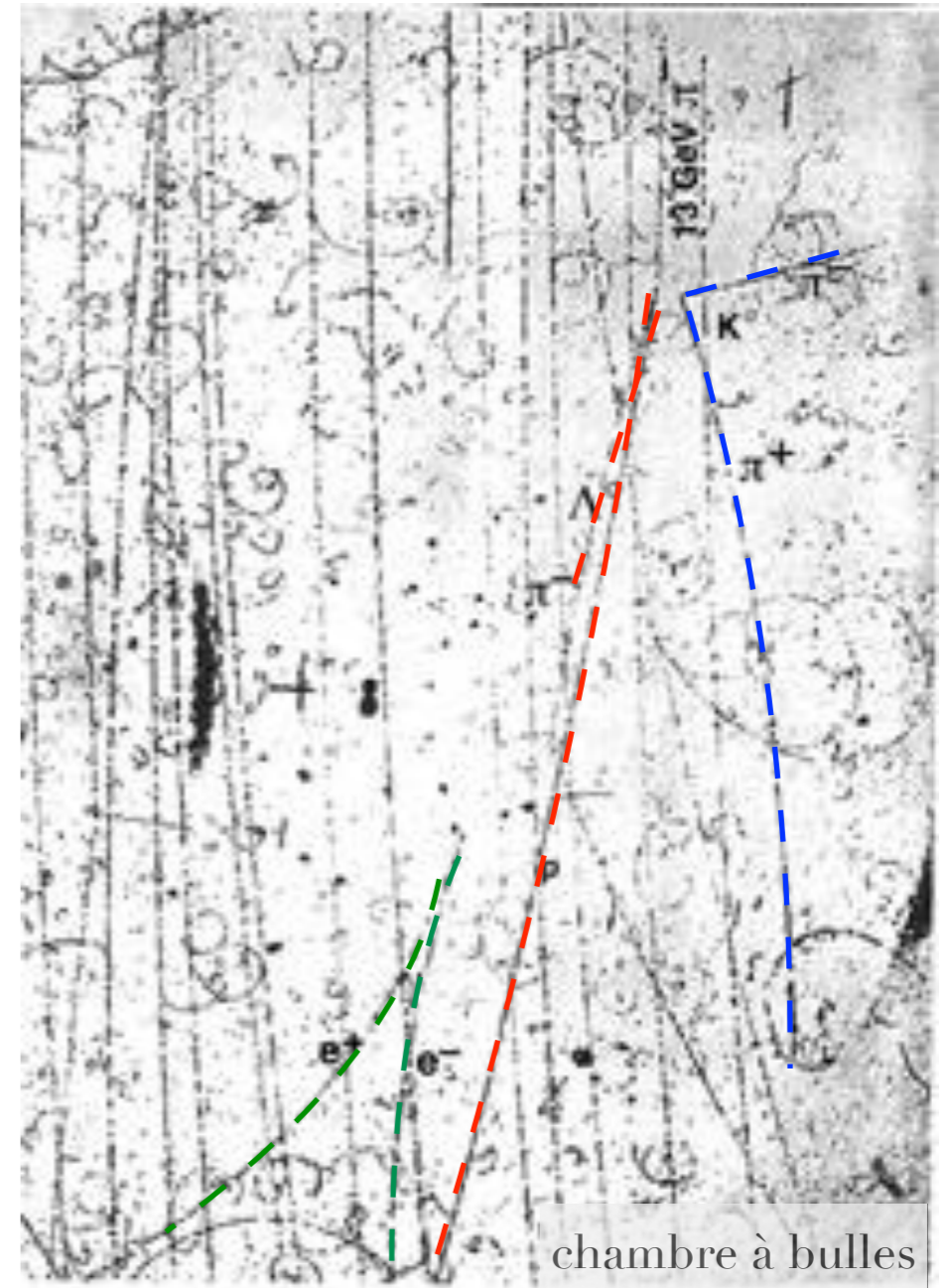
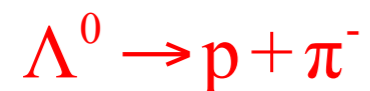
# Découverte des particules étranges

## Observation de nouveaux baryons

$\Lambda^0$  – groupe d'Anderson - 1950



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

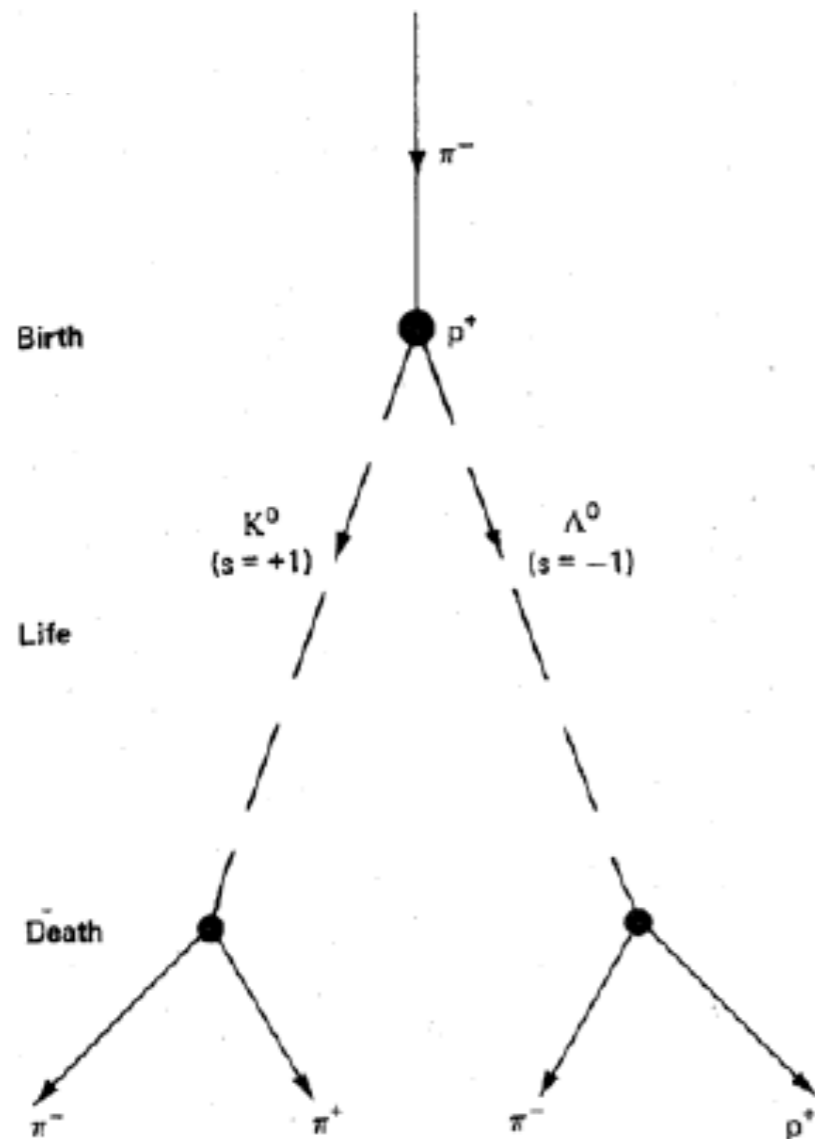


$\Sigma^0$  - 1956

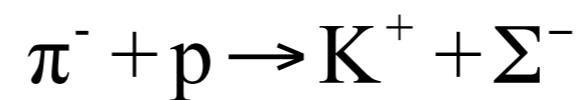
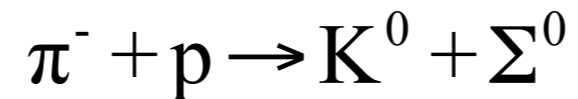
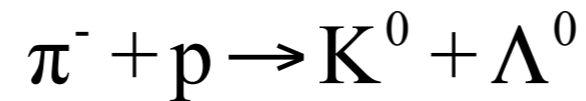


$$m_{\Sigma^0} \approx 1193 \text{ MeV}/c^2 > m_{\Lambda^0}$$

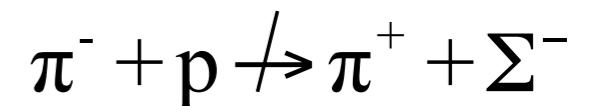
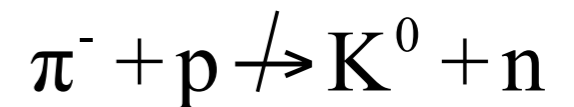
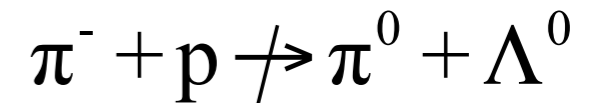
# Les particules étranges



observés



non observés



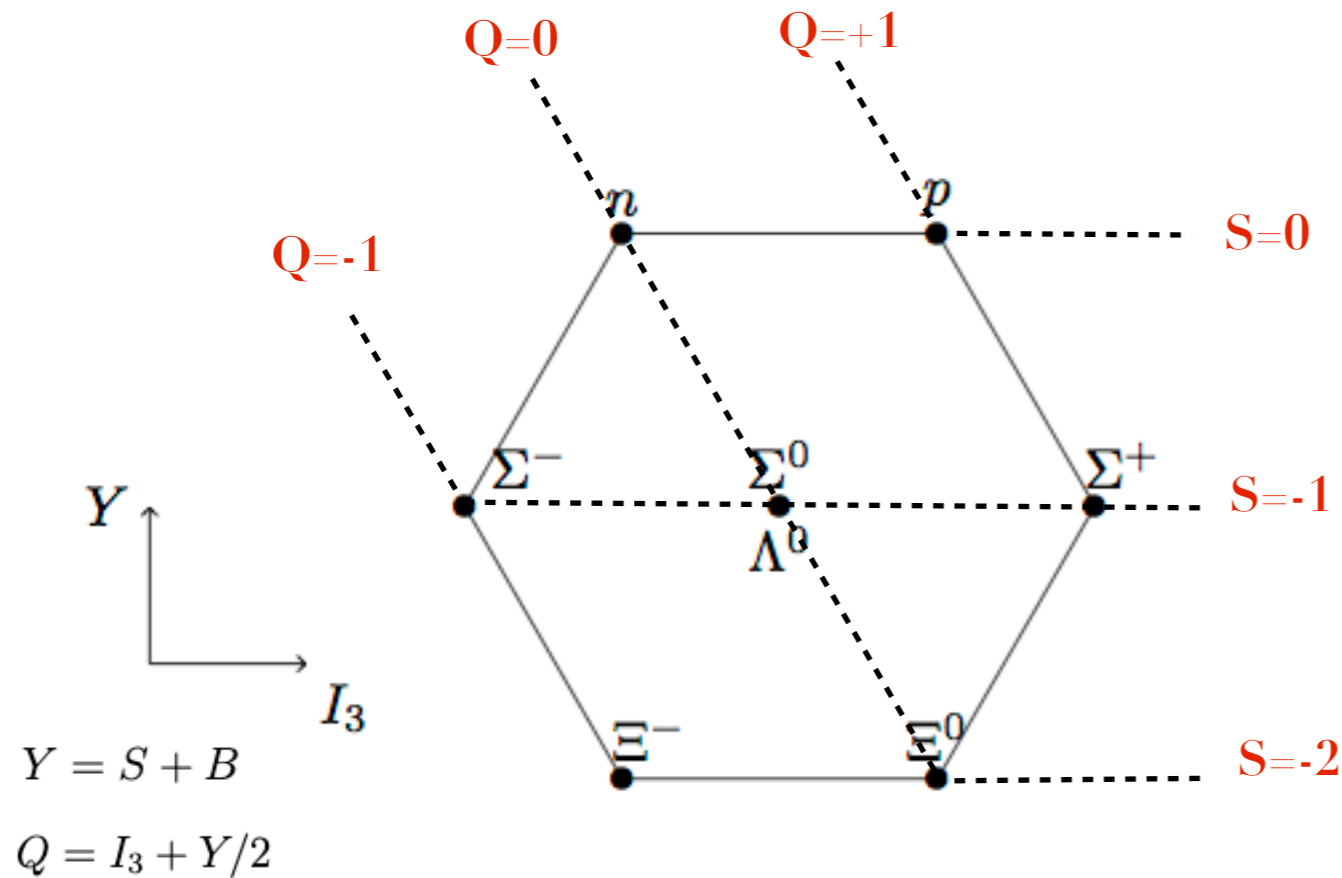
Les particules étranges (baryons ou mésons) apparaissent toujours par paire →  
introduction du nombre quantique d'étrangeté : S

# Quelques hadrons (et leptons)

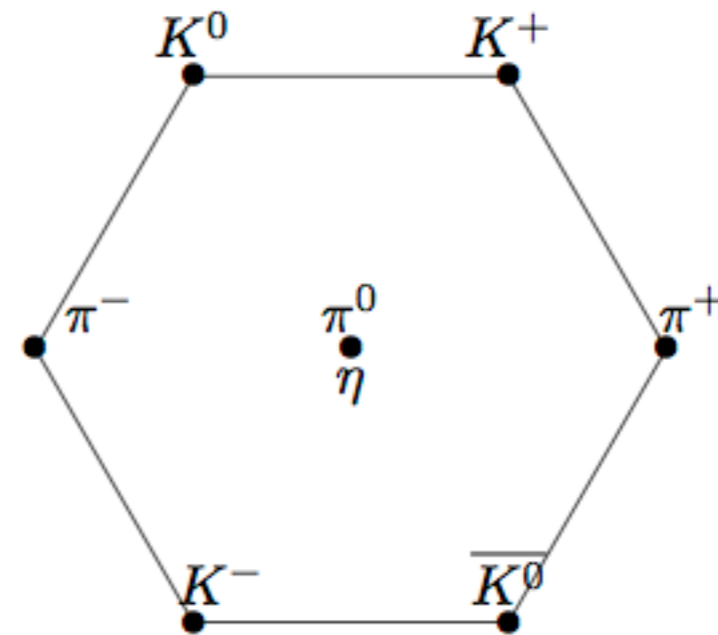
m [MeV]/charge	-1	0	+1	+2	$S$
Des baryons ( $B = +1$ )					
940		$n$	$p$		0
1115		$\Lambda$			-1
1190	$\Sigma^-$	$\Sigma^0$	$\Sigma^+$		-1
1232	$\Delta^-$	$\Delta^0$	$\Delta^+$	$\Delta^{++}$	0
1300	$\Xi^-$	$\Xi^0$			-2
1385	$\Sigma^{*-}$	$\Sigma^{*0}$	$\Sigma^{*+}$		-1
1530	$\Xi^{*-}$	$\Xi^{*0}$			-2
Des mésons ( $B = 0$ )					
140	$\pi^-$	$\pi^0$	$\pi^+$		0
495		$K^0$	$K^+$		+1
495	$K^-$	$\overline{K^0}$			-1
547		$\eta$			0
Des leptons ( $B = 0$ )					
0.51	$e^-$		$e^+$		0
106	$\mu^-$		$\mu^+$		0
$\sim 0$		$\nu$			0

# La voie octuplet

Gell-Mann, Ne'eman - 1961



8 baryons les plus légers  
spin 1/2



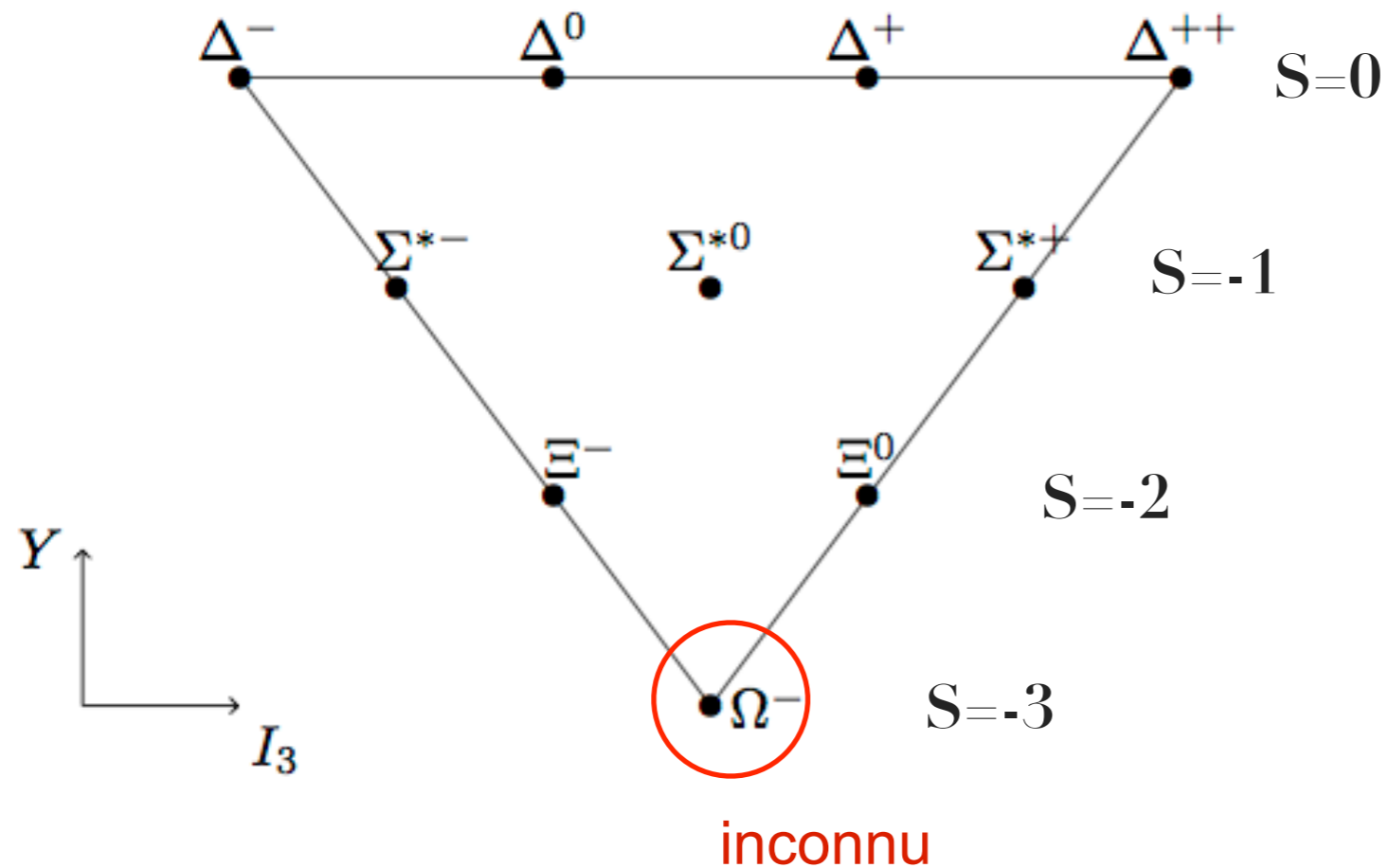
8 mésons les plus légers  
spin 0

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

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



# La voie octuplet



**Note :**

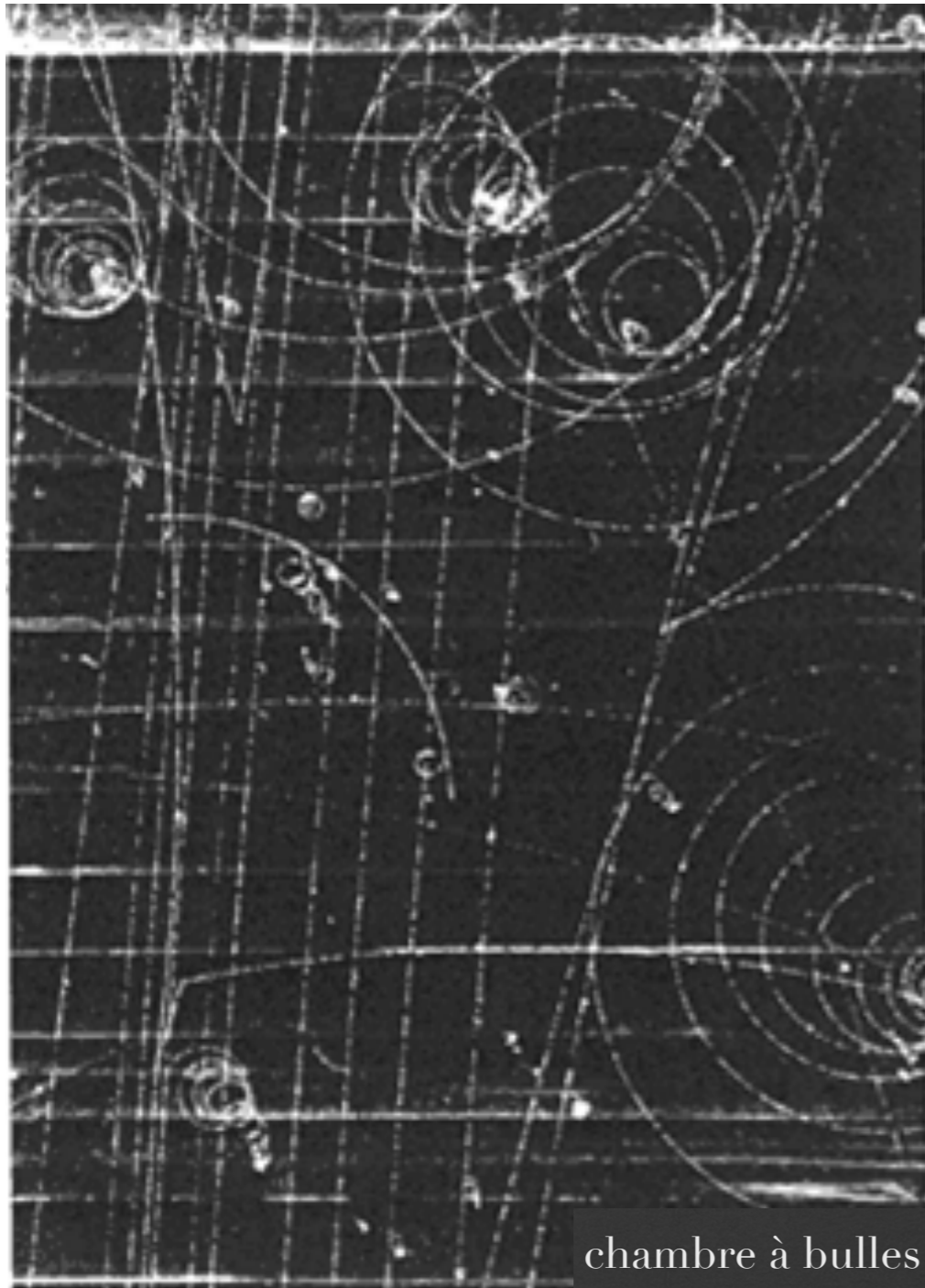
$$\Sigma^* = \Sigma(1385)$$

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



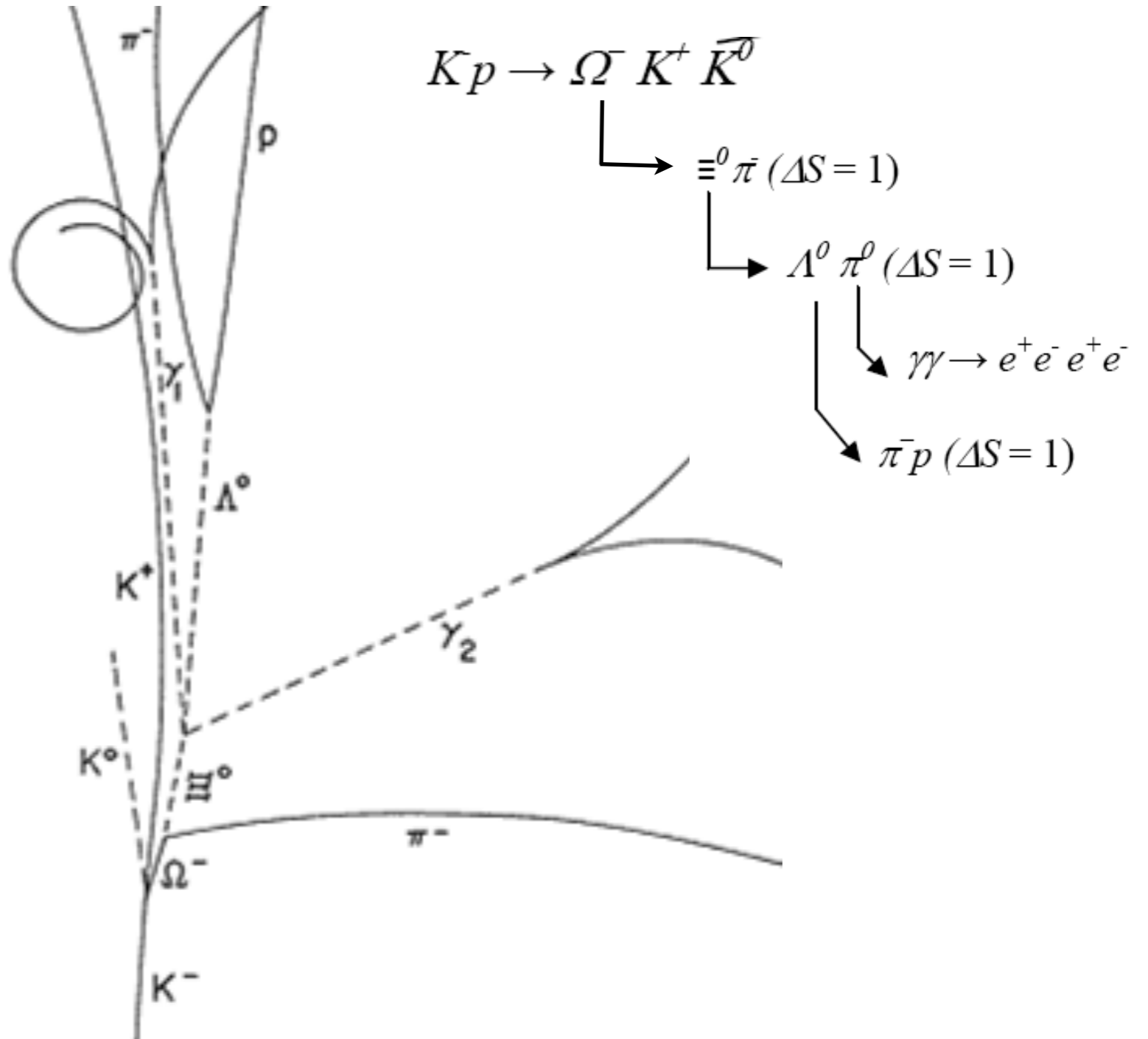
masse (MeV/c<sup>2</sup>)

# La découverte de l' $\Omega^-$ (1964)



chambre à bulles

Brookhaven

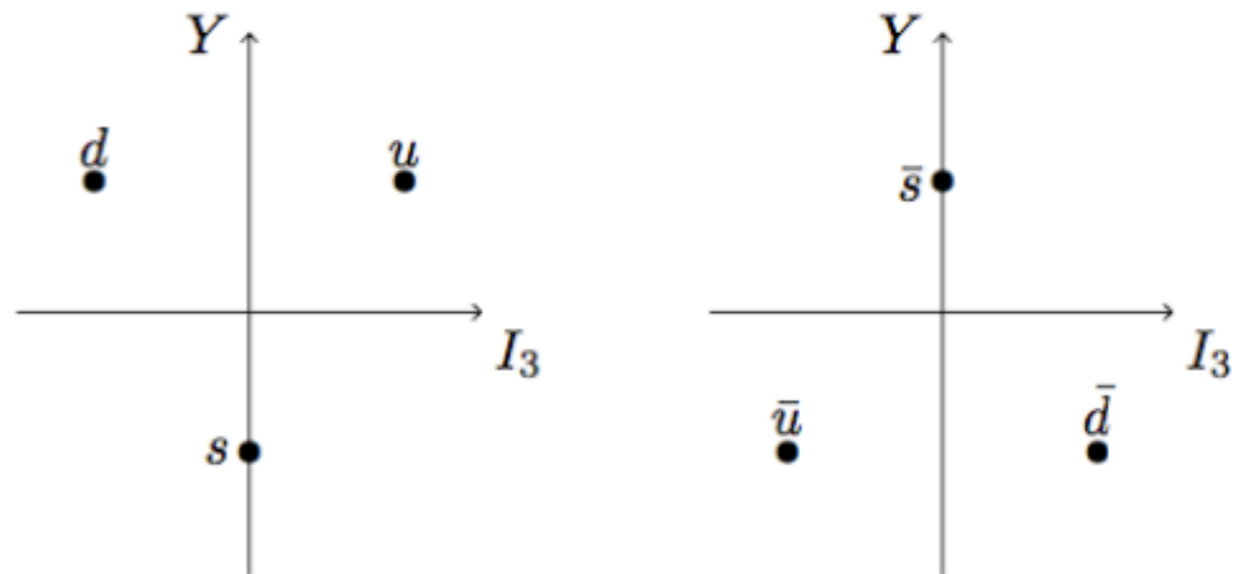


# Le modèle des quarks (1964)

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

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

triplet de quarks



modèle statique des quarks :

baryons :  $qqq$

mésons :  $q\bar{q}$

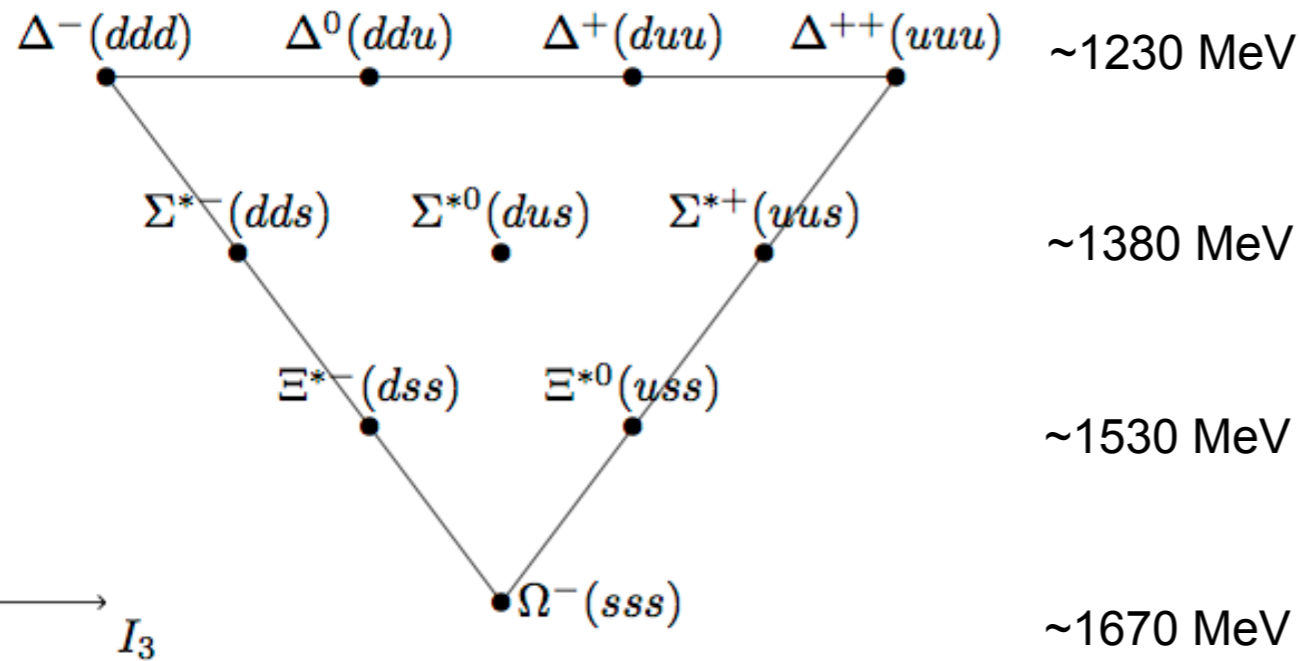
anti-baryons :  $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$

anti-mésons :  $\bar{q}q$

baryons	composition	Mésons	composition
$p$	$uud$	$\pi^+$	$u\bar{d}$
$n$	$ddu$	$\pi^0$	$1/\sqrt{2}(u\bar{u} - d\bar{d})$
$\Delta^{++}$	$uuu$	$\pi^-$	$\bar{u}d$
$\Delta^+$	$uud$	$K^0$	$d\bar{s}$
$\Delta^0$	$udd$	$K^+$	$u\bar{s}$
$\Delta^-$	$ddd$	$\bar{K}^0$	$\bar{d}s$
$\Lambda$	$uds$	$\eta$	$1/\sqrt{2}(u\bar{u} + d\bar{d})$
$\Sigma^+$	$uus$	$\phi$	$s\bar{s}$
$\Sigma^0$	$uds$		
$\Sigma^-$	$dds$		

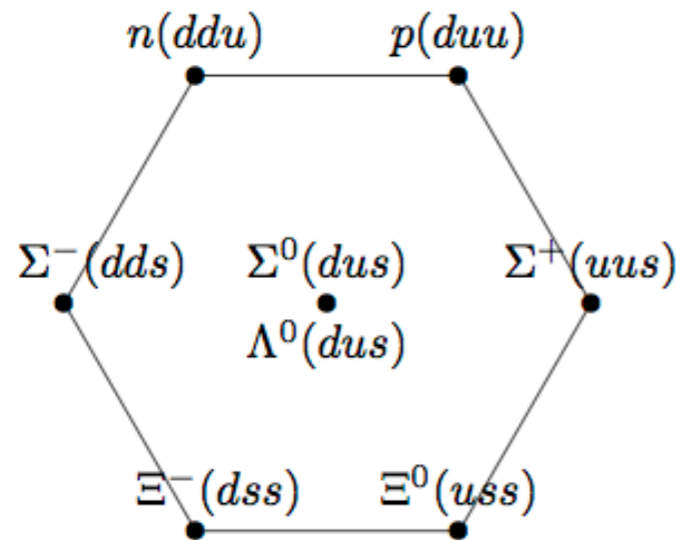
# Le modèle des quarks

## Décuplet de baryons de spin 3/2



Baryons ( $B = +1$ )					
$qqq$	charge	$S$	décuplet	octet	singulet
$uuu$	2	0	$\Delta^{++}$		
$uud$	1	0	$\Delta^+$	$p$	
$ddu$	0	0	$\Delta^0$	$n$	
$ddd$	-1	0	$\Delta^-$		
$uus$	1	-1	$\Sigma^{*+}$	$\Sigma^+$	
$uds$	0	-1	$\Sigma^{*0}$	$\Sigma^0$	$\Lambda$
$dds$	-1	-1	$\Sigma^{*-}$	$\Sigma^-$	
$uss$	0	-2	$\Xi^{*0}$	$\Xi^0$	
$dss$	-1	-2	$\Xi^{*-}$	$\Xi^-$	
$sss$	-1	-3	$\Omega^-$		

## Octet de baryons de spin 1/2



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

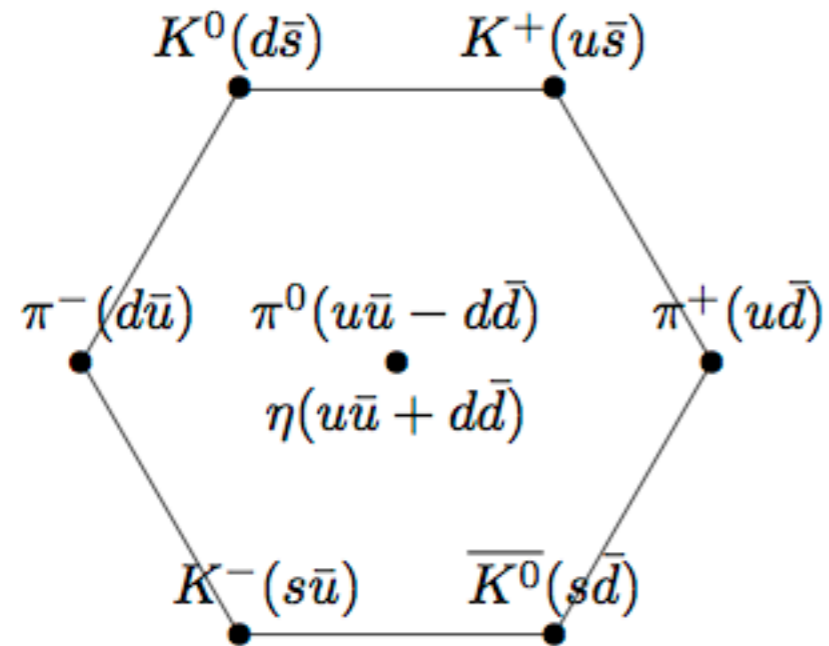
$M_\Xi - M_\Lambda \sim 203 \text{ MeV}$

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

$\neq$  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	$\pi^0$ et $\eta$
$u\bar{d}$	1	0	$\pi^+$
$d\bar{u}$	-1	0	$\pi^-$
$d\bar{d}$	0	0	$\pi^0$ et $\eta$
$u\bar{s}$	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	$\eta'$

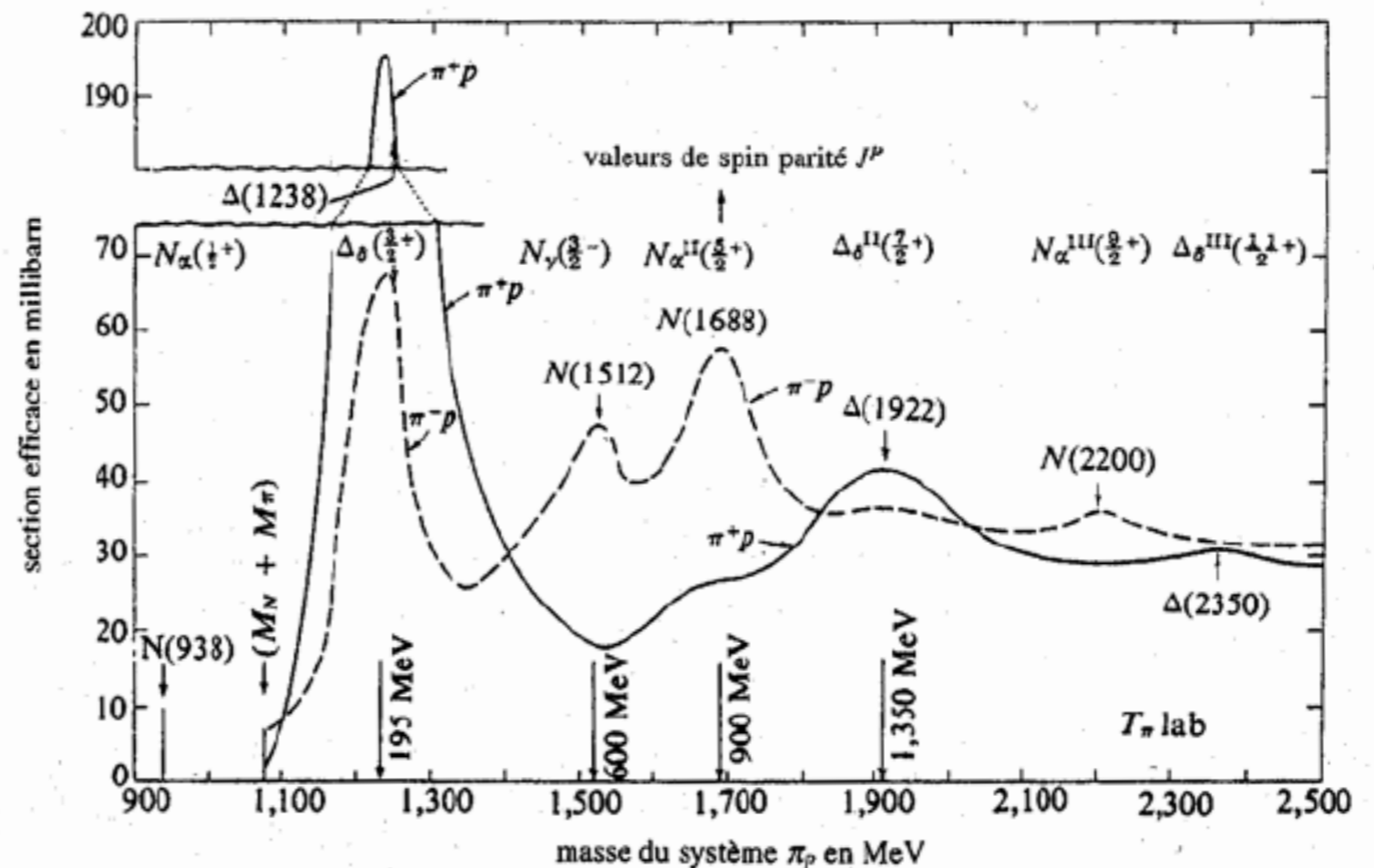
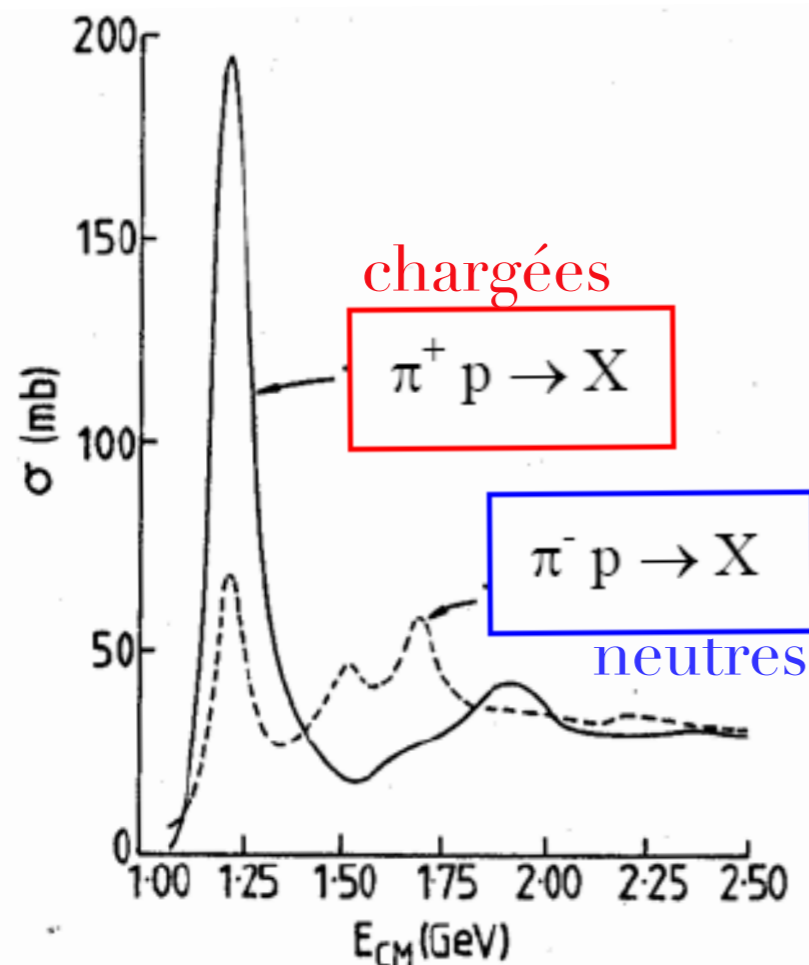
$$\pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} - d\bar{d})$$

# 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  $c = 1$

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

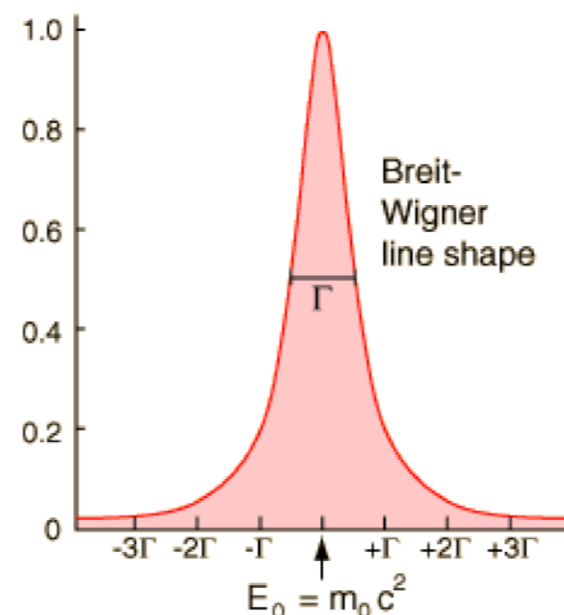
# Largeur des résonances : Breit-Wigner

dépendance en masse : 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 !

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

en posant :



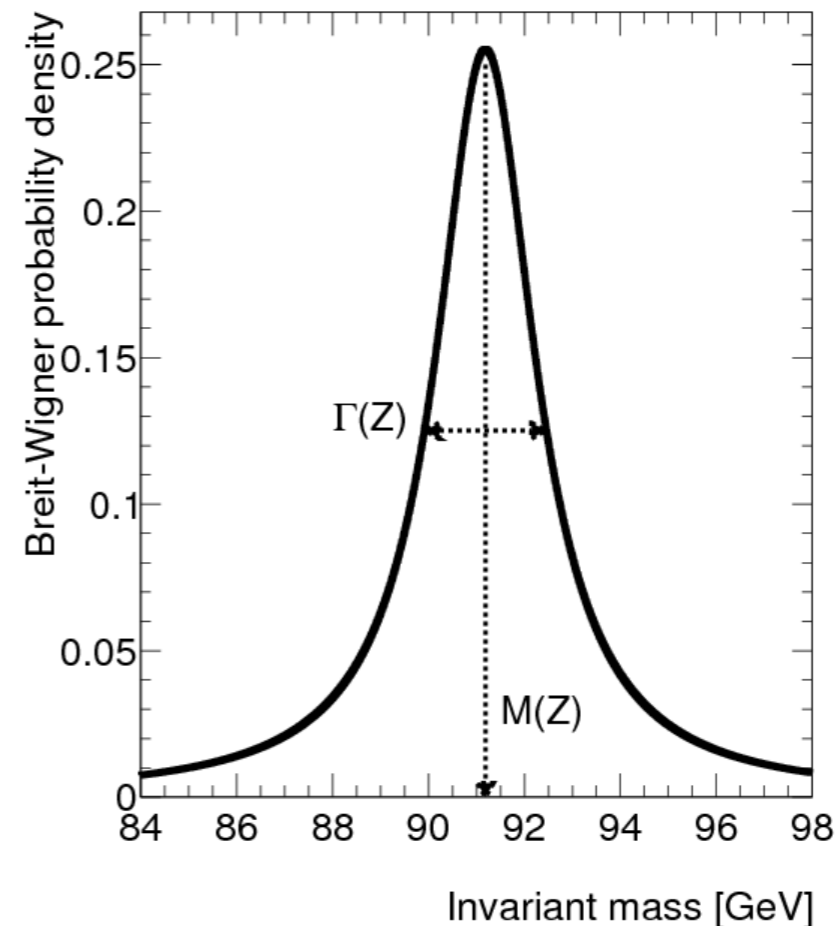
# Largeur des résonances : Breit-Wigner

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

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

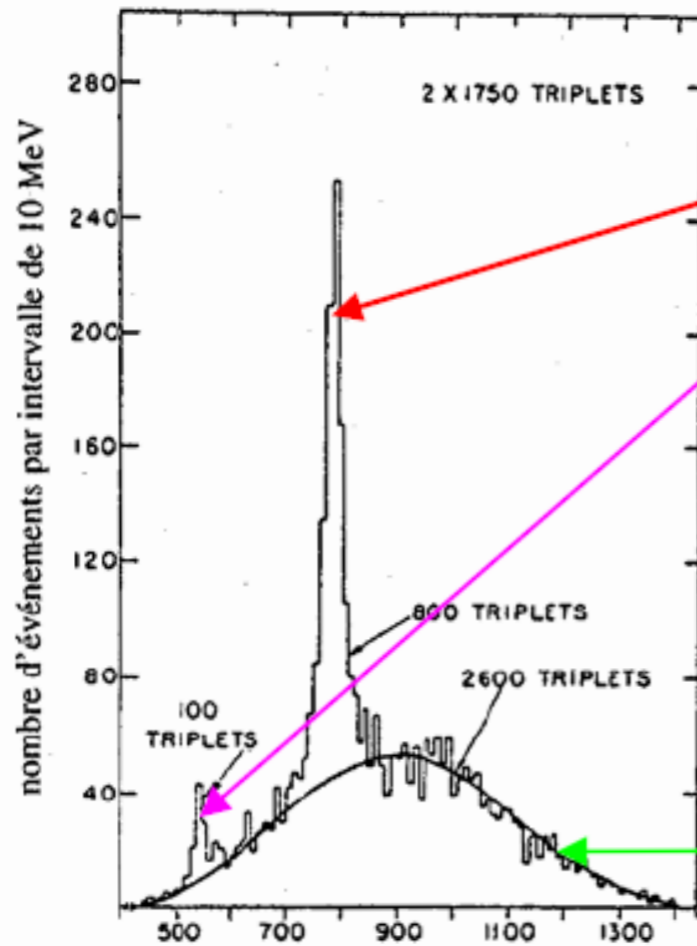
$$M_Z = 91.1875 \pm 0.0021 \text{ GeV}$$

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



# Mise en évidence de particules

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



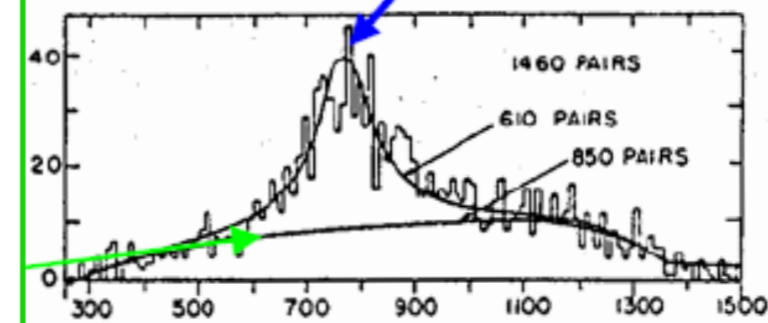
(c) masse du système  $\pi^+ \pi^- \pi^0$

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

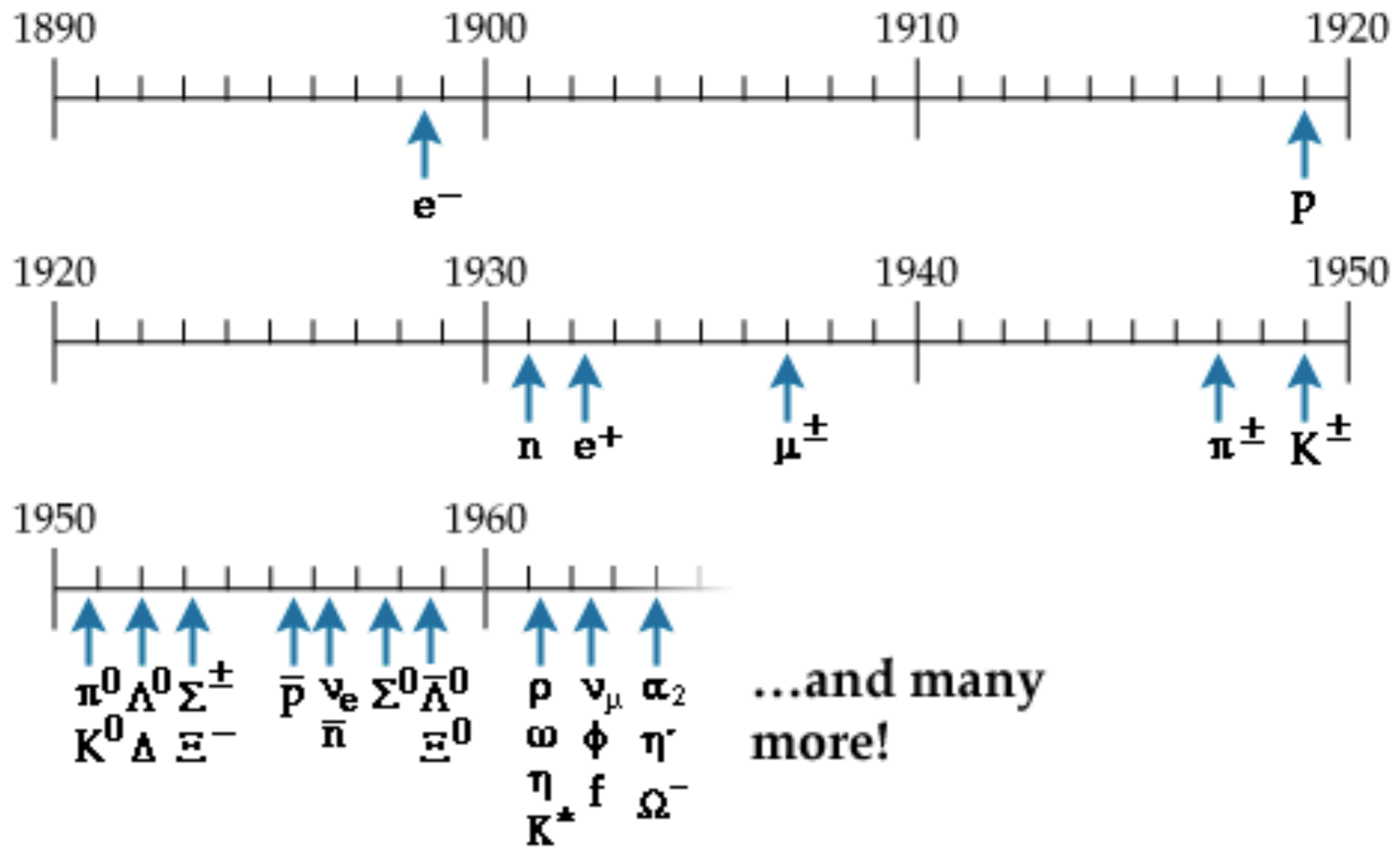
**Particule  $\eta$  :  $M \approx 550 \text{ MeV}$**

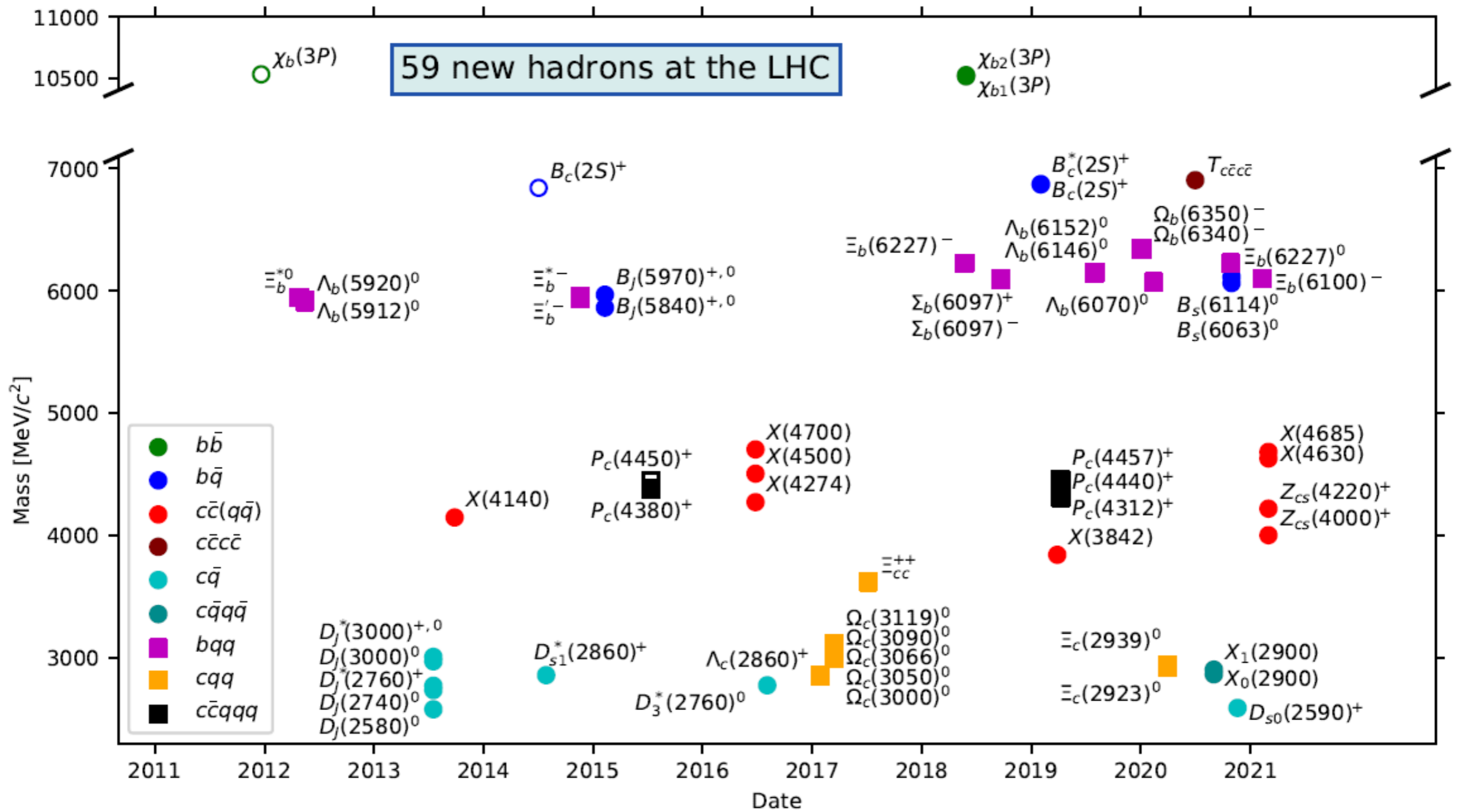
fond continu  
remplissant l'espace  
des phases  
cinématiquement  
possible

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



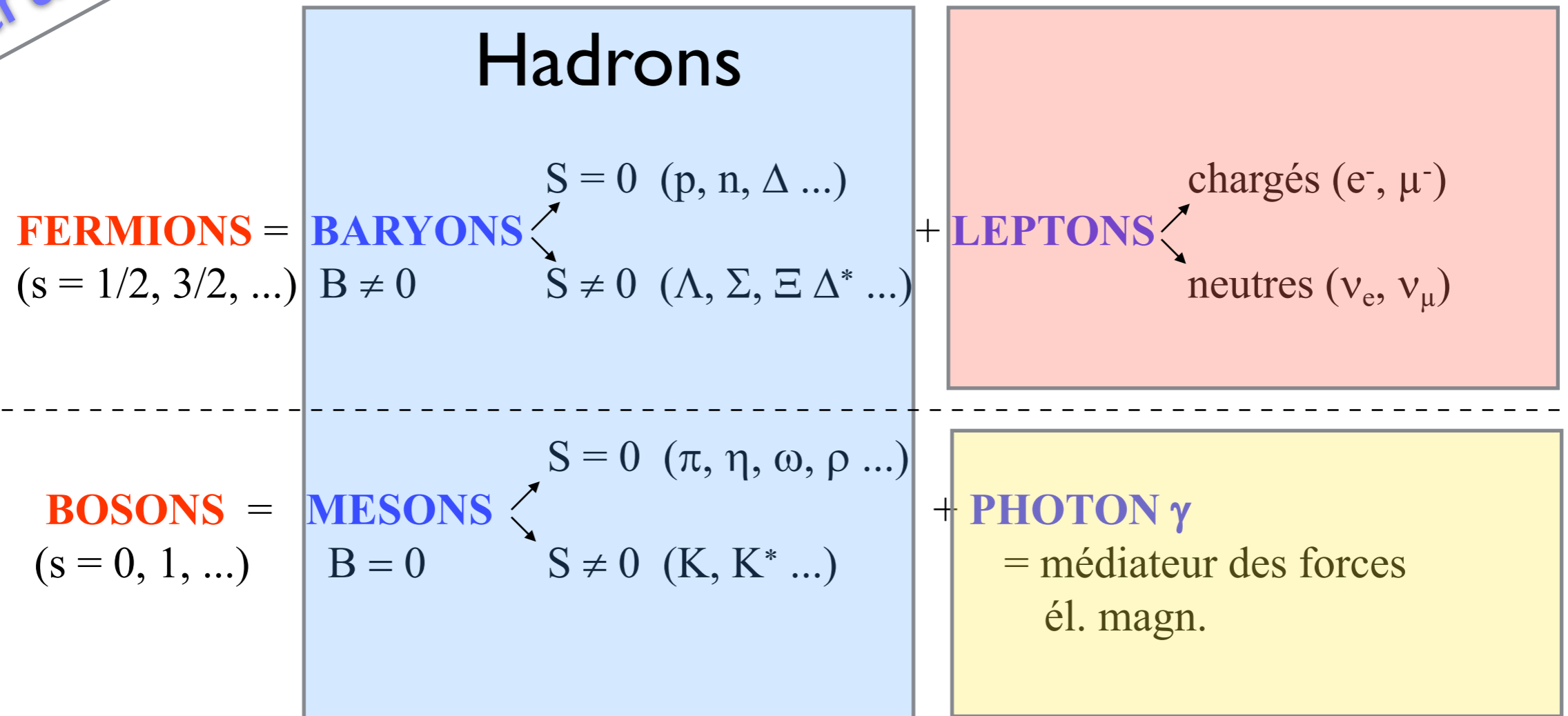
(a) masse du système  $\pi^+ \pi^0$





# Résumé de la situation fin des années 1960

Particules



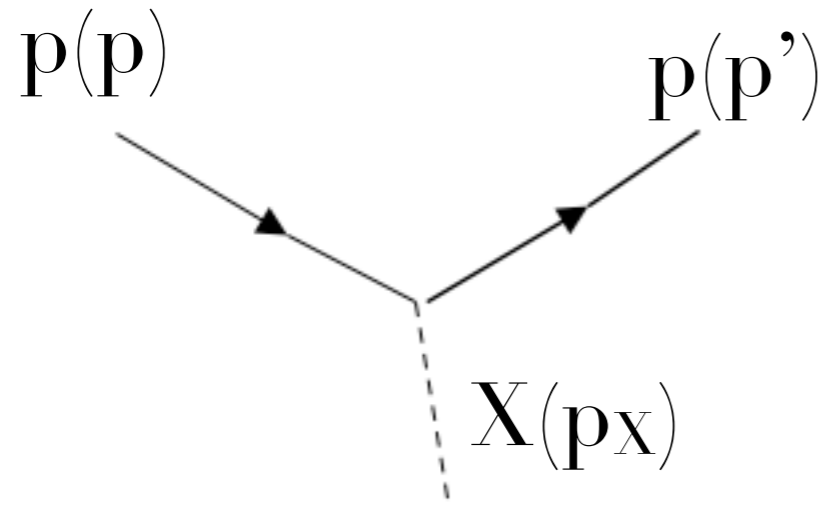
# Résumé de la situation fin des années 1960

Interactions

		intensité
Interaction Forte	<ul style="list-style-type: none"><li>- entre hadrons</li><li>- courte portée</li><li>- conservation de S</li></ul>	1
Interaction E-M	<ul style="list-style-type: none"><li>- entre particules chargées</li><li>- portée infinie</li><li>- conservation de S</li></ul>	$10^{-2}$
Interaction faible	<ul style="list-style-type: none"><li>- entre toutes les particules (sauf )</li><li>- courte portée</li><li>- PAS de conservation de S</li></ul>	$10^{-5}$

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**

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