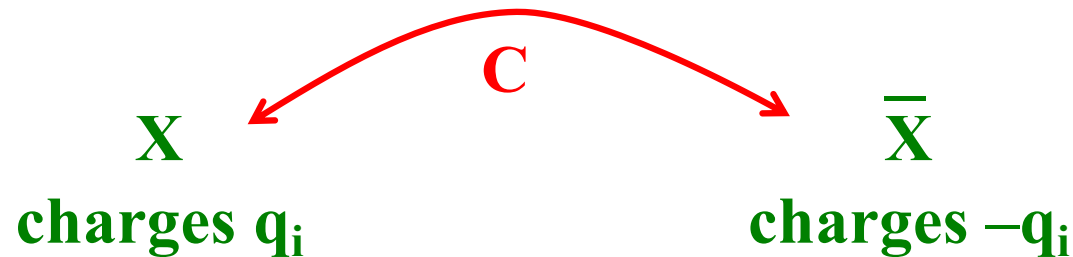


Conjugaison de charge C

- 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

→ deux cas:

$X \xrightarrow{C} +X$

$X \xrightarrow{C} -X$

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

- Les interactions forte et é.m. conservent C

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

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

Nucléon (= proton ou neutron)

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

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

- 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

$$|1; +1\rangle = |\uparrow\uparrow\rangle$$

$$|1; 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle)$$

$$|1; -1\rangle = |\downarrow\downarrow\rangle$$

triplet d'états $S=1$, symétriques
sous l'échange des deux nucléons

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

- Deuteron:



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 $\{|p\rangle, |n\rangle\}$
formée d’états propres de $\vec{I}^2$ et I_3

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

même
formalisme
que le spin

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

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

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

- Même formalisme que pour la composition 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

$$\{|I; M_I\rangle\}, \quad I = 0, 1, \quad -I \leq M_I \leq I$$

$$|0; 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|pn\rangle - |np\rangle)$$

état singulet $I=0$, antisymétrique

$$|1; +1\rangle = |pp\rangle$$

$$|1; 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|pn\rangle + |np\rangle)$$

$$|1; -1\rangle = |nn\rangle$$

triplet d'états $I=1$, symétriques
sous l'échange des deux nucléons

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

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

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	même force entre les deux nucléons
pn	1	0	0	
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

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

base de l'espace des états d'isospin du pion

$\vec{I}^2 \pi^+\rangle = I(I+1) \pi^+\rangle$	$I_3 \pi^+\rangle = + \pi^+\rangle$	valeur propre +1
$\vec{I}^2 \pi^0\rangle = I(I+1) \pi^0\rangle$	$I_3 \pi^0\rangle = 0 \pi^0\rangle$	valeur propre 0
$\vec{I}^2 \pi^-\rangle = I(I+1) \pi^-\rangle$	$I_3 \pi^-\rangle = - \pi^-\rangle$	valeur propre -1

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

Tout hadron a un isospin

hadron =
particule
sensible à
l'interaction
forte

- 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 ⁺

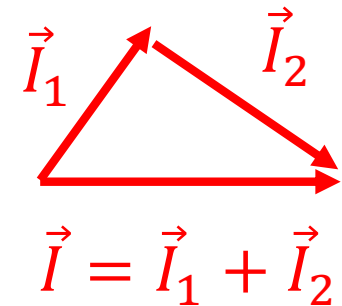
Conservation de l'isospin total

- Le formalisme d'isospin est le même que le formalisme des moments cinétiques

- Somme (vectorielle) de deux isospins:

- Règle de composition:

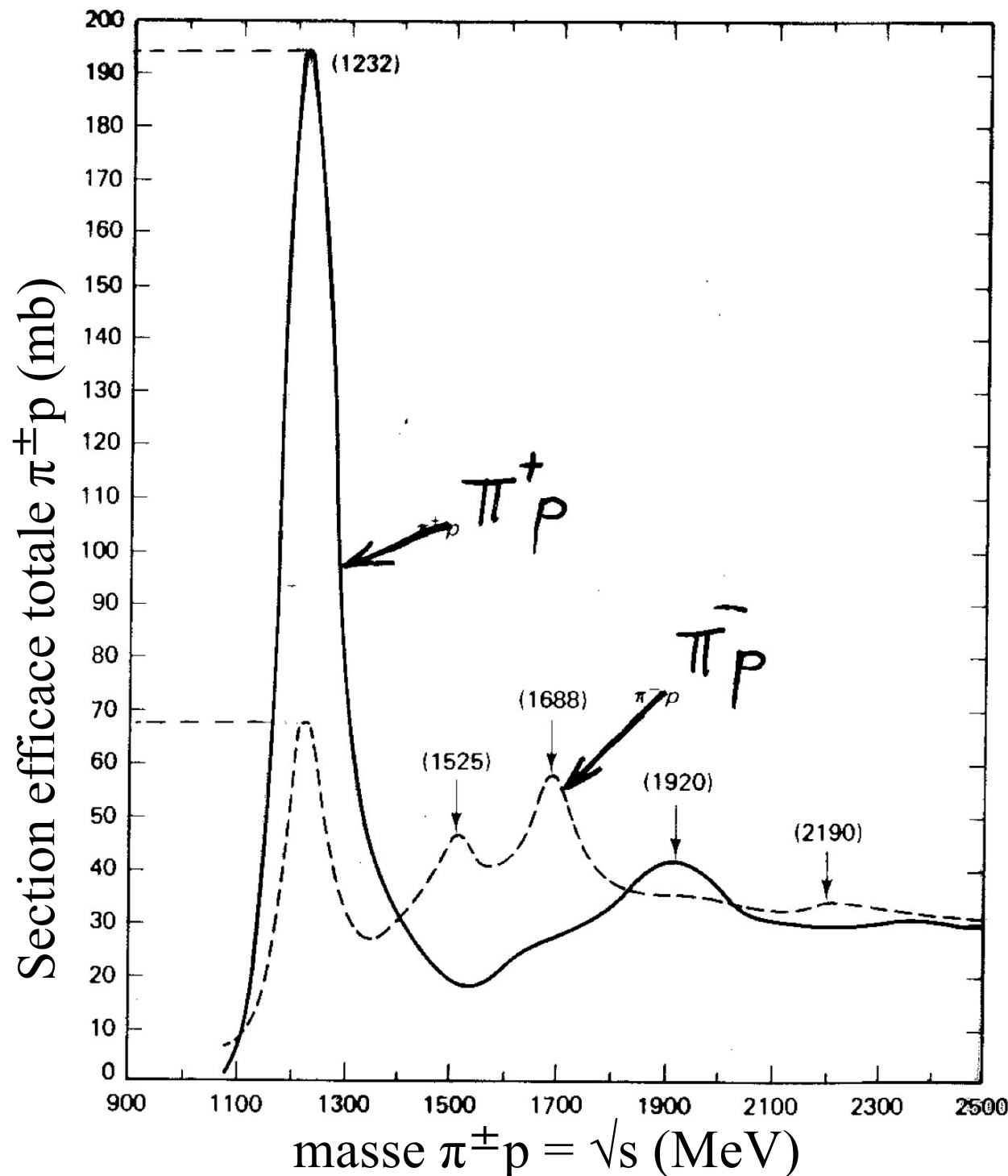
$|I_1 - I_2| \leq I \leq I_1 + I_2, \text{ par pas de } 1$



- 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 ?

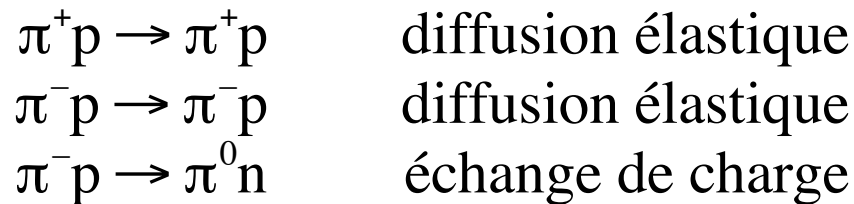
Discussion sur la base de:

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

Interaction pion-nucléon

à basse
énergie

- Faisceau de pions chargés sur cible d'hydrogène:



- Isospin du pion π : $I_\pi = 1$
- Isospin du nucléon N: $I_N = 1/2$
- Isospin total du système πN : $I = 3/2$ ou $1/2$
- Etats propres de l'isospin total ($\vec{I}^2$ et I_3):

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

$$|I; M\rangle = \sum_{\substack{M_\pi, M_N \\ M_\pi + M_N = M}} C_{I_\pi I_N}(I, M, M_\pi, M_N) |I_\pi; M_\pi\rangle \otimes |I_N; M_N\rangle$$


 coefficients de Clebsch-Gordan

Coefficients de Clebsch-Gordan

Note: A square-root sign is to be understood over *every* coefficient, e.g., for $-8/15$ read $-\sqrt{8/15}$.

$j_1 \quad j_2$
 $1/2 \times 1/2$

		1		
	+1	1	0	
+1/2 +1/2	1	0	0	
	+1/2 -1/2	1/2 1/2	1	
	-1/2 +1/2	1/2 -1/2	-1	
		-1/2 -1/2	1	

$j_1 \quad j_2$
 $1 \times 1/2$

		3/2		
	+3/2	3/2 1/2		
+1 +1/2	1	+1/2 +1/2		
	+1 -1/2	1/3 2/3	3/2 1/2	
	0 +1/2	2/3 -1/3	-1/2 -1/2	
		0 -1/2	2/3 1/3	3/2
		-1 +1/2	1/3 -2/3	-3/2
			-1 -1/2	1

2×1

		3		
	+3	3 2		
+2 +1	1	+2 +2		
	+2 0	1/3 2/3	3 2 1	
	+1 +1	2/3 -1/3	+1 +1 +1	
		+2 -1	1/15 1/3 3/5	
		+1 0	8/15 1/6 -3/10	
		0 +1	2/5 -1/2 1/10	

1×1

		2		
	+2	2 1		
+1 +1	1	+1 +1		
	+1 0	1/2 1/2	2 1 0	
	0 +1	1/2 -1/2	0 0 0	
		+1 -1	1/6 1/2 1/3	
		0 0	2/3 0 -1/3	2 1
		-1 +1	1/6 -1/2 1/3	-1 -1

$$Y_\ell^{-m} = (-1)^m Y_\ell^{m*}$$

0 -1	1/2 1/2	2
-1 0	1/2 -1/2	-2
	-1 -1	1

$$Y_1^0 = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \cos \theta$$

$$Y_1^1 = -\sqrt{\frac{3}{8\pi}} \sin \theta e^{i\phi}$$

$$Y_2^0 = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \left(\frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right)$$

$$Y_2^1 = -\sqrt{\frac{15}{8\pi}} \sin \theta \cos \theta e^{i\phi}$$

$$Y_2^2 = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{15}{2\pi}} \sin^2 \theta e^{2i\phi}$$

$3/2 \times 1$

		5/2		
	+5/2	5/2 3/2		
+3/2 +1	1	+3/2 +3/2		
	+3/2 0	2/5 3/5	5/2 3/2 1/2	
	+1/2 +1	3/5 -2/5	+1/2 +1/2 +1/2	

		3	2	1
	0	0	0	0
+1 -1	1/5 1/2 3/10			
0 0	3/5 0 -2/5	3 2 1		
-1 +1	1/5 -1/2 3/10	-1 -1 -1		

0 -1	2/5 1/2 1/10			
-1 0	8/15 -1/6 -3/10	3 2		
-2 +1	1/15 -1/3 3/5	-2 -2		

$$d_{m,0}^\ell = \sqrt{\frac{4\pi}{2\ell+1}} Y_\ell^m e^{-im\phi}$$

$2 \times 1/2$

		5/2		
	+5/2	5/2 3/2		
+2 +1/2	1	+3/2 +3/2		
	+2 -1/2	1/5 4/5	5/2 3/2	
	+1 +1/2	4/5 -1/5	+1/2 +1/2	

$3/2 \times 1/2$

		2		
	+2	2 1		
+3/2 +1/2	1	+1 +1		
	+3/2 -1/2	1/4 3/4	2 1	
	+1/2 +1/2	3/4 -1/4	0 0	

		2	1	
	+1/2 -1/2	1/2 1/2	2 1	
	-1/2 +1/2	1/2 -1/2	-1 -1	
		-1/2 -1/2	3/4 1/4	2
		-3/2 +1/2	1/4 -3/4	-2
			-3/2 -1/2	1

		5/2	3/2	1/2
	+1/2 -1	3/10 8/15 1/6		
	-1/2 0	3/5 -1/15 -1/3	5/2 3/2	
	-3/2 +1	1/10 -2/5 1/2	-3/2 -3/2	

		5/2	3/2	
	-1/2 -1	3/5 2/5	5/2	
	-3/2 0	2/5 -3/5	-5/2	
		-3/2 -1	1	

$$\langle j_1 j_2 m_1 m_2 | j_1 j_2 J M \rangle = (-1)^{J-j_1-j_2} \langle j_2 j_1 m_2 m_1 | j_2 j_1 J M \rangle$$

Système pion-nucléon

Diagram illustrating the addition of angular momenta for two spin-1/2 particles. The states are arranged in a triangular pattern, showing the decomposition of the total angular momentum into its constituent parts.

The states shown are:

- $1 \times 1/2$ (Total $J=1$, $M=3/2$)
- $\pi^+ p$ (Total $J=1$, $M=1/2$)
- $\pi^+ n$ (Total $J=1$, $M=1/2$)
- $\pi^0 p$ (Total $J=1$, $M=1/2$)
- $\pi^0 n$ (Total $J=1$, $M=1/2$)
- πp (Total $J=1$, $M=1/2$)
- πn (Total $J=1$, $M=1/2$)

The diagram shows the decomposition of the total angular momentum into its constituent parts, with the total angular momentum being the sum of the individual angular momenta.

- Quadruplet d'isospin total $I = 3/2$:

$$\left| \frac{3}{2}; +\frac{3}{2} \right\rangle = \left| 1; +1 \right\rangle \otimes \left| \frac{1}{2}; +\frac{1}{2} \right\rangle$$

$$= |\pi^+ p\rangle$$

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

$$= \sqrt{\frac{1}{3}} |\pi^+ \mathbf{n}\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} |\pi^0 \mathbf{p}\rangle$$

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

$$= \sqrt{\frac{2}{3}} |\pi^0 \mathbf{n}\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} |\pi^- \mathbf{p}\rangle$$

$$\left| \frac{3}{2}; -\frac{3}{2} \right\rangle = |1; -1\rangle \otimes \left| \frac{1}{2}; -\frac{1}{2} \right\rangle$$

$$= |\pi^- n\rangle$$

- Doublet d'isospin total $I = 1/2$:

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

$$= \sqrt{\frac{2}{3}} |\pi^+ \mathbf{n}\rangle - \sqrt{\frac{1}{3}} |\pi^0 \mathbf{p}\rangle$$

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

$$= \sqrt{\frac{1}{3}} |\pi^0 \mathbf{n}\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} |\pi^- \mathbf{p}\rangle$$

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

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

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

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

- Par la règle d'or de Fermi:

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

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

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

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

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

[illegible]

Conservation de l'isospin:

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

L'indépendance de charge permet de poser:

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

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

Interaction pion-nucléon (suite)

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

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

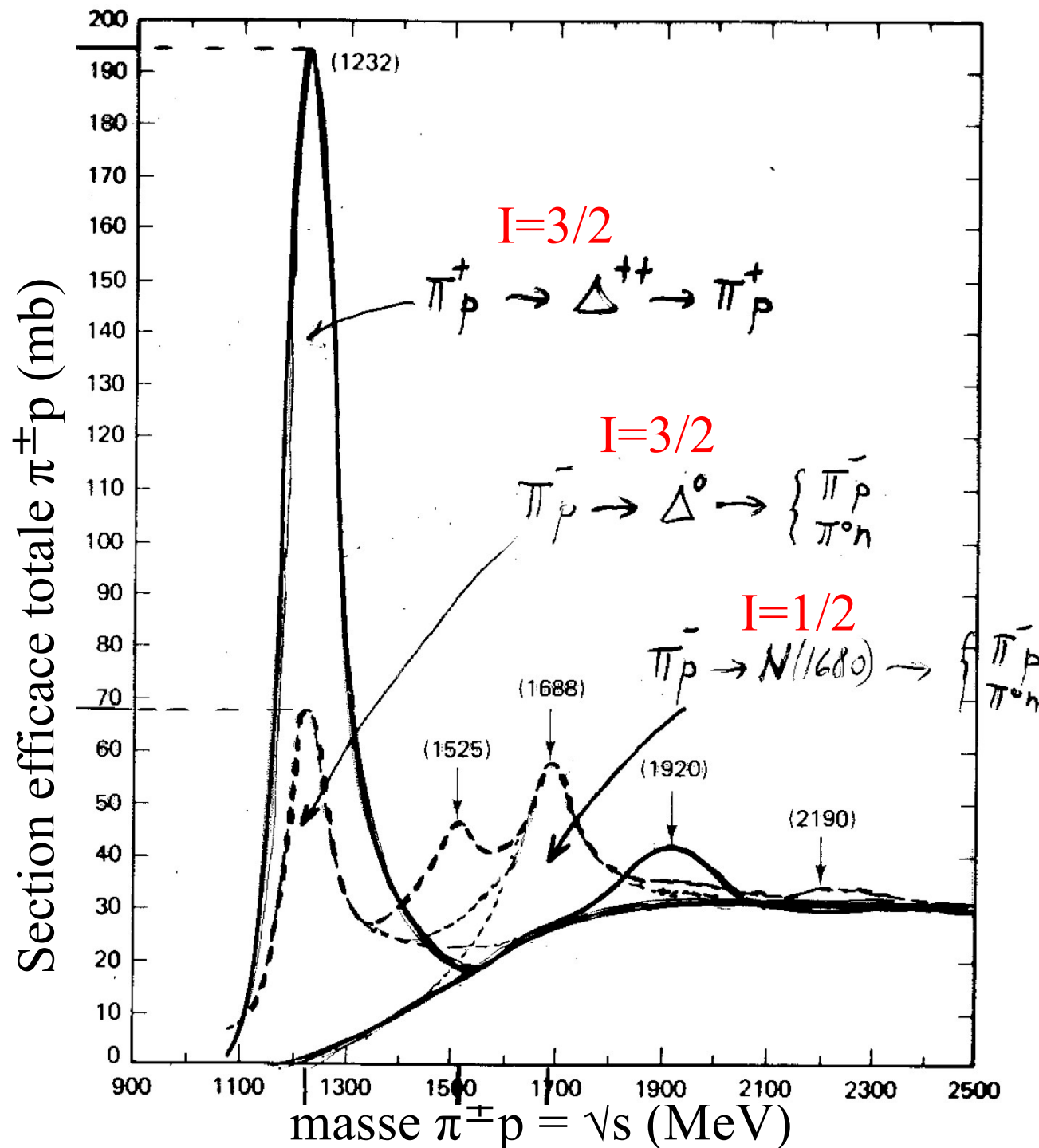
$$\sigma(\pi^-p \rightarrow \pi^0n) = \alpha \left| \frac{\sqrt{2}}{3} A_{3/2} - \frac{\sqrt{2}}{3} A_{1/2} \right|^2$$

- 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
 $\Rightarrow$ résonance d'isospin $3/2$

$R \sim 0$ à $\sqrt{s} = 1525, 1688$ MeV
 $\Rightarrow$ 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:

$$\begin{aligned} p p &\not\rightarrow p \bar{p} \pi^+ \pi^+ \\ p p &\not\rightarrow p p n \\ n &\not\rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^- \end{aligned}$$

- Quelques réactions observées (B conservé)

$$\begin{aligned} p p &\rightarrow p p \pi^0 \\ p p &\rightarrow p n \pi^+ \\ p p &\rightarrow n n \pi^+ \pi^+ \pi^0 \pi^0 \\ p p &\rightarrow p p p \bar{p} \\ p \bar{p} &\rightarrow n \bar{n} \\ n &\rightarrow p e^- \bar{\nu}_e \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \\ \pi^0 &\rightarrow \gamma \gamma \end{aligned}$$

- Quel est le nombre baryonique de la résonance Δ ?

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

- Charge électrique

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