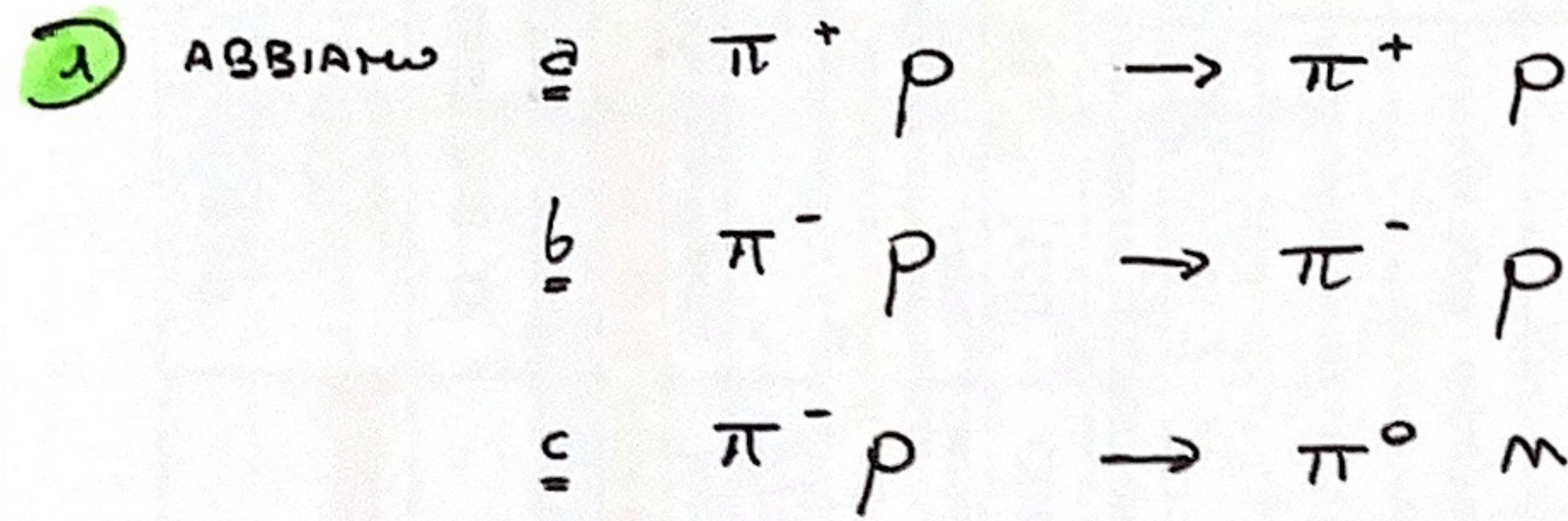




} sono urti elastici

NOTA CHE NON VENGONO CHieste LE SEZIONI D'URTO GENERICHE, CHE DIPENDONO DALL'ENERGIA S, BENSÌ VENGONO RICHIESTE IN SPECIFICI VALORI (m_π^2).

PROCESSO CHIAMATO "SCAMBIO DI CARICA" (URTO ANELASTICO)

$\sigma \sim mb$

E SONO PROCESSI DI FORZA FORTE. DENTRO $SU(2)_I$, CIOÈ SCAMBIANDO $u \leftrightarrow d$ POSSIAMO OTTENERE TUTTE QUESTE PARTICELLE.

LA SIMMETRIA DI ISOSPIN È BUONA COSA PERCHÉ CI DICE CHE LE MASSE SONO (QUASI) UGUALI E SAPPIAMO CHE GLI STATI, CHE POSSIAMO COSTRUIRE, SONO SIMMETRICI PER ISOSPIN, CIOÈ ESSO È CONSERVATO; DUNQUE, ESSENDO I CONSERVATO, CI POSSIAMO TRATTARE COME UN MOMENTO ANGOLARE E COSTRUIRE COMPOSIZIONI (ADRONI) CON CLEBSH-GORDAN, VEDIAMO CHE STATI ABBIAMO: $|I, I_3\rangle$

$$|\pi^+\rangle = |1, 1\rangle$$

$$|\pi^-\rangle = |1, -1\rangle$$

$$|\pi^0\rangle = |1, 0\rangle$$

$$|p\rangle = |\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle$$

$$|n\rangle = |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$$

$$\pi^+ = u\bar{d}$$

$$\pi^- = \bar{u}d$$

NOTA

RICORDANDO GLI ISOSPIN

$$I(u) = I(\bar{d}) = \frac{1}{2}; \quad I(d) = I(\bar{u}) = -\frac{1}{2}$$

POI TROVARE GLI ALTRI

$$I(\pi^+) = I(\pi^-) = I(\pi^0) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 1$$

$$I(p) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} - \frac{1}{2} = \frac{1}{2} \quad I(n) = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} - \frac{1}{2} = -\frac{1}{2}$$

POICHÉ I È UN MOMENTO ANGOLARE (SEPPUR FITTIZIO) È CONSERVATO.

POSSIAMO SCRIVERE GLI STATI FINALI COME COMBINAZIONE DI QUESTI MOMENTI ANGOLARI (CLEBSH - GORDAN):

$$|\pi^+ p\rangle = |1, 1\rangle |\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle = |\frac{3}{2}, \frac{3}{2}\rangle$$

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

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

C1 SERVE CHIARAMENTE CALCOLARE DEGLI ELEMENTI DI MATRICE

→ COLLEGATI ALLA SEZIONE D'URTO

$$\stackrel{a}{=} \langle \pi^+ p | \mathcal{H}_F | \pi^+ p \rangle = \mathcal{M}_{3/2}$$

ELEMENTO DI MATRICE DI UNO STATO (GENERICAMENTE) DI SPIN $3/2$, SIA INIZIALE CHE FINALE

È LO STESSO DI SOPRA POICHÉ, NONOSTANTE SIA $|3/2, -1/2\rangle$ AL POSTO DI $|3/2, 3/2\rangle$, A NOI POCO INTERESSA PERCHÉ SE I È CONSERVATO, ALLORA I_3 NON CONTA.

$$\stackrel{b}{=} \langle \pi^- p | \mathcal{H}_F | \pi^- p \rangle = \frac{1}{3} \mathcal{M}_{3/2} + \frac{2}{3} \mathcal{M}_{1/2}$$

SOPRANVIVONO SOLO I MODULI DEI VETTORI AVENTO STATI ORTOGONALI

$$\left(\frac{1}{\sqrt{3}} \left| \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle \right) \mathcal{H}_F \left(\frac{1}{\sqrt{3}} \left| \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle \right)$$

$$\stackrel{c}{=} \langle \pi^0 n | \mathcal{H}_F | \pi^- p \rangle = \frac{\sqrt{2}}{3} \mathcal{M}_{3/2} + \frac{\sqrt{2}}{3} \mathcal{M}_{1/2}$$

CHE NON ABBIAMO MODO DI CALCOLARLI ESPLICITAMENTE

PER CALCOLARE LE σ CHE CALCOLARE I RAPPORTI AGGIUNTIVI STESSE SAREBBE

C1 SERVIREBBERO GLI ELEMENTI, MA CHIEDENDOCI DI FARE CONTI, VISTO CHE SI ELIDONO E NEI VARI NUMERICI.

PERMETTE E σ SI COEFFICIENTI

NOTA $\Delta^{++} = uuu$
 $I(\Delta^{++}) = 3/2$

LE MISURE NELLO SPAZIO FASI SAREBBE UGUALE PER TUTTI, ESSENDO LA SIMMETRIA DI ISOSPIN

$$\begin{aligned} b: & \pi^- p \rightarrow \Delta^0 \rightarrow \pi^- p \\ c: & \pi^- p \rightarrow \Delta^0 \rightarrow \pi^0 n \end{aligned}$$

ESPlicitando LA RISONANZA CHE CI INTERESSA

POSSIAMO

CALCOLARE

A

$$\sqrt{5} = m_{\Delta}$$

$$\left(\frac{\sigma_a}{\sigma_b}\right) = \frac{|\langle \pi^+ p | \mathcal{H}_f | \pi^+ p \rangle|^2}{|\langle \pi^- p | \mathcal{H}_f | \pi^- p \rangle|^2} = 9$$

TOGLIENDO
TERME
SPIN $1/2$

A IL

VISTO
QUINDI

CHE GUARDIAMO
 $I = 1/2$ NON

UNA
È

RISONANZA A SPIN $3/2$,
AMMESSO.

$$\left(\frac{\sigma_a}{\sigma_c}\right) = \frac{|\langle \pi^+ p | \mathcal{H}_f | \pi^+ p \rangle|^2}{|\langle \pi^0 n | \mathcal{H}_f | \pi^0 n \rangle|^2} = \frac{9}{2}$$

E VEDIAMO

$$\sigma_a : \sigma_b : \sigma_c = 9 : 1 : 2$$

FACENDO LA STESSA COSA PER N^* :

$$\left(\frac{\sigma_a}{\sigma_b}\right) = \left(\frac{\sigma_a}{\sigma_c}\right) = 0$$

$$\left(\frac{\sigma_b}{\sigma_c}\right) = 2$$

NEUTRONE
ECCITATO

DUNQUE

$$\sigma_a : \sigma_b : \sigma_c = 0 : 2 : 1$$

NON AVENDO
IL TERMINE
DI $\mathcal{H}(I=1/2)$

NOTA

SE DA QUALCHE
SALTEREBBE.

PARTE

CI

FOSSE

UN

γ

(QUINDI

UN

PROCESSO

DI

QED)

TUTTO

2

ABBIAMO

$$\gamma p \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \pi^+ n$$

DUNQUE UN PROCESSO EM E CON $\sigma_{\text{PEAK}}^{\Delta} = 170 \mu\text{b}$

$$\pi^+ p \rightarrow \Delta^{++} \rightarrow \pi^+ p$$

$$\sigma_{\text{PEAK}}^{\Delta^{++}} = 200 \text{ mb}$$

QUINDI NON ABBIAMO LE SIMMETRIE DELL'INTERAZIONE FORTE

E

POSSIAMO

UTILIZZARE

BREITH - WIGNER!

PRIMA, POTENDO UTILIZZARE LA SIMMETRIA DI ISOSPIN, ERA LEGGERMENTE PIÙ SEMPLICE.

(NELLA

FORMA SEMPLIFICATA

ESSENDO AL PICCO)

$$\sigma_{\text{BW}} = \frac{\pi}{p_{\text{in}}^*{}^2} \frac{(2J+1)}{(2S_0+1)(2S_1+1)} \frac{\Gamma_{\text{in}} \Gamma_{\text{out}}}{(E - m_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$$

(STATI INIZIALI)

DO QUANDO CI METTIAMO IN RISONANZA

VALUTANDO

$$\sigma_{\text{PEAK}}^{\Delta} = \sigma_{\Delta} = \frac{\pi}{p_{\gamma}^*{}^2} \frac{4}{2 \cdot 2} \frac{\Gamma(\Delta^+ \rightarrow \gamma p) \Gamma(\Delta^+ \rightarrow \pi^+ n)}{\Gamma^2/4}$$

$$(J(\Delta^+) = 3/2)$$

$$\sigma_{\text{PEAK}}^{\Delta^{++}} = \sigma_{\Delta^{++}} = \frac{\pi}{p_{\pi}^*{}^2} \frac{4}{1 \cdot 2} \frac{\Gamma(\Delta^{++} \rightarrow \pi^+ p) \Gamma(\Delta^{++} \rightarrow \pi^+ p)}{\Gamma^2/4}$$

$$(J(\Delta^{++}) = 3/2)$$

FACCIAMO

IL

RAPPORTO:

$$\frac{\sigma_{\Delta}}{\sigma_{\Delta^{++}}} = 8.5 \cdot 10^{-4} = \frac{p_{\pi}^*{}^2}{2 p_{\gamma}^*{}^2} \frac{\Gamma(\Delta^+ \rightarrow \gamma p) \Gamma(\Delta^+ \rightarrow n \pi^+)}{[\Gamma(\Delta^{++} \rightarrow \pi^+ p)]^2} \cdot \frac{\Gamma(\Delta^+ \rightarrow p \pi^0)}{\Gamma(\Delta^+ \rightarrow p \pi^0)}$$

A NOI INTERESSA IL RAPPORTO CON QUESTI

$$\Rightarrow \frac{\Gamma(\Delta^+ \rightarrow p \gamma)}{\Gamma(\Delta^+ \rightarrow p \pi^0)} = 12 \frac{2 p_{\gamma}^*{}^2}{p_{\pi}^*{}^2} \frac{\Gamma(\Delta^{++} \rightarrow \pi^+ p)}{\Gamma(\Delta^+ \rightarrow p \pi^0)} \frac{\Gamma(\Delta^{++} \rightarrow \pi^+ p)}{\Gamma(\Delta^+ \rightarrow n \pi^+)}$$

CI SERVONO DUNQUE I VALORI DI p NEL CM PER LE PARTICELLE INIZIALI. PERÒ NON AVENDO UN PROCESSO GENERICO, MA ESSENDO INTORNO AD UNA RISONANZA, POSSIAMO TROVARLI.

SAPENDO CHE SIAMO A $S = m_\Delta$ E CHE ABBIAMO:

$$p^* = \frac{\lambda(m_\Delta, m_\rho, m_\pi)}{4m_\Delta} \rightarrow x = \{\gamma, \pi^+\}$$

PER PROCESSI
1 → 2

PERÒ SE $m_\gamma = 0 \Rightarrow p_\gamma^*$ SARÀ AL SUO VALORE MASSIMO E

VEDIAMO CHE $\frac{p_\gamma^{*2}}{p_\pi^{*2}} > 1$

E CALCOLANDO TROVIAMO $\sim 1.295 \cdot 2$.

LE Γ SONO RIGUARDANTI TUTTE INTERAZIONI FORTI, PER CUI POSSIAMO SCRIVERE I VARI STATI E PROCEDERE COME NELL'ESERCIZIO 1:

(VEDI GLI STATI DELL'ES 1)

($\Delta^{++} = uuu$; $\Delta^+ = uud$)

$$\Delta^{++} = \left| \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \right\rangle \rightarrow 3I_3(u) = \frac{3}{2}$$

$$\Delta^+ = \left| \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle$$

$$\rightarrow 2I_3(u) + I_3(d) = 2 \cdot \frac{1}{2} - \frac{1}{2} = \frac{1}{2}$$

CON TUTTE LE COMBINAZIONI:

$$|\pi^+ \rho\rangle = \left| \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \right\rangle$$

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

$$|\pi^0 \rho\rangle = |1, 0\rangle \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} \left| \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle - \sqrt{\frac{1}{3}} \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle$$

COSÌ CALCOLIAMO:

$$R_\theta = \frac{|\langle \pi^+ \rho | H_F | \Delta^{++} \rangle|^2}{|\langle \rho \pi^0 | H_F | \Delta^+ \rangle|^2} = \frac{3}{2}$$

SOPRAVVIVE
SOLO $I = \frac{3}{2}$ E
L'ALTRO BRACKET
= 0

COME
RASSE
FAZI

PRIMA, ESSENDO LE
UGUALI, LO SPAZIO
È UGUALE

$$R_6 = \frac{|\langle \pi^+ p | \mathcal{H}_F | \Delta^{++} \rangle|^2}{|\langle \pi^+ p | \mathcal{H}_F | \Delta^+ \rangle|^2} = 3$$

donque

$$\frac{\Gamma(\Delta^+ \rightarrow \pi p)}{\Gamma(\Delta^+ \rightarrow p \pi^0)} = 8.5 \cdot 10^{-4} \cdot 1.295 \cdot 2 \cdot \frac{3}{2} \cdot 3 \sim 0.01$$

È ABBASTANZA GRANDE SE CONFRONTATO CON
 ALTRI RAPPORTI: $(QED)/(QCD)$ E CIÒ È DOVUTO
 AL FATTO CHE SELEZIONAMO SPECIFICI STATI DI
 ISOSPIN.

3

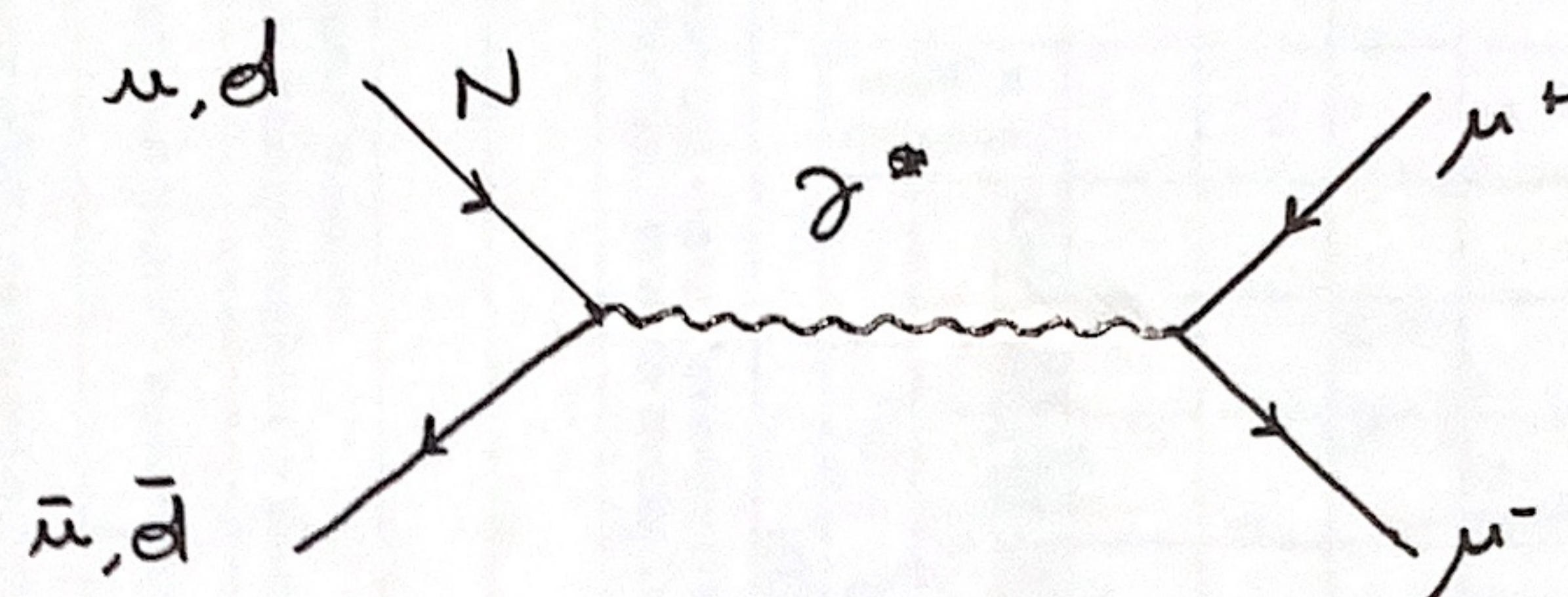
PRENDIAMO:

$$\sigma(pN \rightarrow \mu^+ \mu^-)$$

$$\sigma(\pi^+ N \rightarrow \mu^+ \mu^-)$$

$$\sigma(\pi^- N \rightarrow \mu^+ \mu^-)$$

E PROCESSI DEL TIPO:



N È IL NUCLEO, ISOSCALARE, OSSIA CHE CONTIENE LO STESSO NUMERO DI P ED N.

NOTA CHE NON SONO MOLTI I BERSAGLI ISOSCALARI (IDROGENO O BERILIO USATO PER ESTRARRE K).

PER QUESTO ESERCIZIO (E QUELLI CHE SEGUONO) DOBBIAMO UTILIZZARE IL MODELLO A QUARK. UTILIZZEREMO L'IPOTESI DI MODELLO STATICO, OVERTO PER CUI GLI ADRONI SONO STATI LEGATI DA UN CERTO NUMERO DI QUARK MA ESSI NON SI SCAMBIANO GLUONI CHE IRRADIANO ALTRI $q\bar{q}$ (NON C'È IL MARE).

PER: $\sigma(q\bar{q} \rightarrow \mu^+ \mu^-) = \frac{4\pi\alpha}{s} (Q_q)^2$ $q = u, d$

ABBIAMO:

$$\sigma^b_{(q=d)} = k \frac{1}{9}$$

$$\sigma^c_{(q=u)} = k \frac{4}{9}$$

$$\Rightarrow \frac{\sigma^b}{\sigma^c} = \frac{1}{4}$$

$\pi^+ = u\bar{d}$ e $\pi^- = \bar{u}d$
DUNQUE IN a ABBIAMO $\bar{d}$ E CERCHIAMO LA σ RELATIVA A Q_d , INVECE PER b CI INTERESSA PESCARE $\bar{u}$, DUNQUE GUARDIAMO Q_u .

NEL CASO a, IN CUI LA SONTA È P, NON ABBIAMO MODO DI AVERE NELLO STATO INIZIALE UN $\bar{q}$, DUNQUE $\sigma_a = 0$. IN REALTÀ SAPPIAMO CHE $\sigma_a \neq 0$ (BANALMENTE OASTA VEDERE L'ESPERIMENTO DI TING), MA PER NOI VALE ESSENDO IN UN MODELLO STATICO.

PER CUI ABBIAMO 0:1:4.

PER PROCESSI DI QED CAMBIA CHE IN α AVREMO LA CARICA E.

NOTA

QUELLO DETTO VALE PER UN N ISOSCALARE, MA SE AVESSIMO AD ESEMPIO IDROGENO, DUNQUE P+M, AVREMMO

$$\sigma(pp \rightarrow \mu^+ \mu^-) = 0$$

(NON POSSIBILE)

$$\sigma(\pi^+ p \rightarrow \mu^+ \mu^-)$$

$$\sigma(\pi^- p \rightarrow \mu^+ \mu^-)$$

E COMUNQUE IL PROCESSO b MOLTO PIÙ PROBABILE (AVENDO PIÙ QUARK u) DEL c (SI TROVA 0:1:8).

7

4

NON È UNO STATO ECCITATO HA IL SUO NOME
 Ξ^* (qss, $S = 3/2$)

TUTTI GLI SPIN SONO ALLINEATI, DUNQUE $l=0$, IL CHE IMPLICA CHE È UNO STATO FONDAMENTALE. QSS CI DICE CHE ESISTONO DUE CONFIGURAZIONI MSS E DSS CON CARICHE DIVERSE.

Ξ (qqs, $S = 1/2$)

LA COMPOSIZIONE qqs CI DÀ 3 POSSIBILITÀ: uus , uds , uds , CIOÈ 3 PARTICELLE SIMMETRICHE PER SU(2) E CON STESSA MASSA.

UN ESPRESSIONE GENERICA PER LA MASSA DEI BARIONI È:

$$m_b = m_{q_1} + m_{q_2} + m_{q_3} + K \left(\frac{\langle \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \rangle}{m_{q_1} m_{q_2}} + \frac{\langle \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_3 \rangle}{m_{q_1} m_{q_3}} + \frac{\langle \vec{S}_2 \cdot \vec{S}_3 \rangle}{m_{q_2} m_{q_3}} \right)$$

IL TERMINE SPIN-ORBITA NON C'È AVENDO STATI FONDAMENTALI ($l=0$) E LA PRIMA CORREZIONE È SPIN-SPIN (CORREZIONE IPERFINE)

CONSTANTE IGNOTA, CHE CONTIENE $\alpha_s(\mu)$

APPLICANDOLA AI NOSTRI STATI, CONSIDERANDO IL PRODOTTO GENERICO CU DA':

i, j , $1 \leq i, j \leq 3$, $i \neq j$

VALE $(\vec{S}_{ij})^2 = S_i^2 + S_j^2 + 2 \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$

$$\Rightarrow \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j = \frac{(\vec{S}_{ij})^2 - S_i^2 - S_j^2}{2}$$

PRENDENDO IL VALORE MEDIO O SIAMO GLI AUTOVALORI $S_i(S_i+1)$

$$\Rightarrow \langle \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \rangle = \frac{2 - \frac{3}{4} - \frac{3}{4}}{2}$$

$S_j(S_j+1)$ MA CON FERMIONI A $S=1/2$ (QUARK)
 $\Rightarrow S^2 = \frac{1}{2}(\frac{1}{2}+1) = \frac{3}{4}$

ABBIAMO STATI CON SPIN ALLINEATI $\rightarrow$ (SE GUARDIAMO Ξ^*)
 $\Rightarrow S=1 \Rightarrow 1(1+1)=2$

$$\Rightarrow \langle \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \rangle = \frac{1}{4} \quad \forall i, j$$

ESSENDO POSITIVA CI DICE CHE m_{BARIONI} SARÀ MAGGIORE DELLA SOMMA DEI QUARK COSTITUENTI.

DUNQUE

$$m_{\Xi^*} = m_q + 2m_s + \frac{K}{4} \left(\frac{1}{m_s^2} + \frac{2}{m_q m_s} \right)$$

NOTA SE ESPLORIAMO TUTTO IL DECUPLETTO qqq POSSIAMO VEDERE CHE SE PASSIAMO DA PARTICELLE CON DIVERSO $\#q=s$, CIOÈ $\Sigma=sss \rightarrow \Xi=qss \rightarrow \Xi=qqs$ VEDIAMO CHE LA CORREZIONE IPERFINE DEVE ESSERE UNA CORREZIONE PICCOLA POICHÈ VEDIAMO CHE LE MASSE SONO EQUISPACIATE (CIRCA) IL CHE È DOVUTO AL (DE)CRESCENTE NUMERO DI $(m_q)m_s$.

8

PER

$$m_{\Sigma} = 2m_q + m_s + K \left[\frac{\langle \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \rangle}{m_q^2} + \frac{\langle \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_3 \rangle + \langle \vec{S}_2 \cdot \vec{S}_3 \rangle}{m_q m_s} \right]$$

IN CUI NON POSSIAMO DIRE A PRIORI COS'È $(\vec{S}_{ij})^2$ POICHÉ LO SPIN TOTALE È $1/2$, DUNQUE NON TUTTI SONO ALLINEATI, E ABBIAMO PIÙ VALORI POSSIBILI.

VEDIAMO IN PARTICOLARE:

$$\langle \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \rangle = \frac{(\vec{S}_{12})^2 - \vec{S}_1^2 - \vec{S}_2^2}{2} \Rightarrow (S_{12})^2 = 1 \Rightarrow \langle \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \rangle = \frac{1}{4}$$

SCRIVIAMO LA FUNZIONE D'ONDA DI UNO STATO qq: $4(\uparrow\downarrow)4_{\text{COLORE}}4_{\text{SPIN-FLAVOUR}}$ SAPPIAMO BENE CHE, ESSENDO UN BARIONE, LA 4_{TOTALE} DEVE ESSERE ANTISIMMETRICA RISPETTO LO SCAMBIO DEI DUE QUARK; INOLTRE, AVENDO $\ell=0$, HA $4(\uparrow)$ SPAZIALE SIMMETRICA; LA 4_{COLORE} , ESSENDO UN SINGOLETTO DI COLORE, È ANTISIMMETRICA; PER CUI ABBIAMO BISOGNO CHE $4_{\text{SPIN-FLAVOUR}} = 4_{\text{SPIN}}4_{\text{FLAVOUR}}$ SIA SIMMETRICA PER LO SCAMBIO $q_1 \leftrightarrow q_2$. CIO È VERO PER OGNI BARIONE, LA 4_{FLAVOUR} DEVE ESSERE SIMMETRICA ESISTENDO 3 STATI (uus, uds, dds) PER Σ (SE 4_{FLAVOUR} FOSSE ANTISIMMETRICA ESISTEREBBE SOLO uds ; PENSANDO $\vec{L}$ COME MOMENTO ANGOLARE), DUNQUE ANCHE 4_{SPIN} DEVE ESSERE SIMMETRICA $\Rightarrow (S_{12})^2 = 1$.

CONSIDERIAMO ORA:

$$\vec{S}_{123} = \vec{S}_1 + \vec{S}_2 + \vec{S}_3 \quad (\vec{S}_{123})^2 = \vec{S}_1^2 + \vec{S}_2^2 + \vec{S}_3^2 + 2\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 + 2\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_3 + 2\vec{S}_2 \cdot \vec{S}_3$$

$$\Rightarrow \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_3 + \vec{S}_2 \cdot \vec{S}_3 = \frac{(\vec{S}_{123})^2 - S_1^2 - S_2^2 - S_3^2}{2} - \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2$$

$$\Rightarrow \langle \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_3 \rangle + \langle \vec{S}_2 \cdot \vec{S}_3 \rangle = -1$$

$$S_1^2 = \frac{3}{4} \rightarrow S_1(S_1+1) = \frac{3}{4}$$

$$\frac{(\frac{3}{4} - \frac{3}{4} - \frac{3}{4} - \frac{3}{4})}{2} - \frac{1}{4} = -2 \frac{3}{4} \frac{1}{2} - \frac{1}{4} = -\frac{3}{4} - \frac{1}{4} = -1$$

METTENDO I VARI AUTOVALORI

PER CUI

$$m_{\Sigma} = 2m_q + m_s + K \left[\frac{1}{4m_q^2} - \frac{1}{m_q m_s} \right]$$

QUESTA CORREZIONE, PER VIA DELLE SIMILITUDINI TRA m_q ED m_s , QUESTA CORREZIONE VIENE QUASI NULLA.

5

SAPPIAMO:

$$\vec{\mu} = g \frac{q}{2m} \vec{S} = \frac{q}{m} \vec{S}$$

$g \sim 2$ PER PARTICELLE ELEMENTARI
(CONVENZIONE)

INDICHIAMO

$$\mu = \frac{q}{m} S_{\text{MAX}}$$

$\Rightarrow S_{z, \text{MAX}}$ (CHE SARÀ POSITIVO)

$S_{z, \text{MAX}} = +1$ PER IL g

VEDIAMO:

$$\mu_{g^+} = \langle g^+ | \vec{\mu}_g | g^+ \rangle_{S_z=+1} = \langle u\bar{d} | \vec{\mu}_u + \vec{\mu}_d | u\bar{d} \rangle_{S_z=+1}$$

$$= \frac{q_u}{m_u} \frac{1}{2} - \frac{q_d}{m_d} \frac{1}{2}$$

"-" PERCHÉ $\bar{d}$

$$= \frac{1}{2m_q} \left(\frac{2}{3} e + \frac{1}{3} e \right)$$

AFFINCHÉ $\mu \bar{d}$

$S_z = +1$ DEVONO

AVERE

CONSTITUENTI, OSSIA $S_z(u, \bar{d}) = +\frac{1}{2}$.

$$= \frac{e}{2m_q}$$

$$\mu_{g^-} = \langle g^- | \vec{\mu}_g | g^- \rangle_{S_z=+1} = \langle d\bar{u} | \vec{\mu}_u + \vec{\mu}_d | d\bar{u} \rangle_{S_z=+1}$$

$$= -\frac{q_u}{2m_u} + \frac{q_d}{2m_d}$$

$$= -\frac{e}{2m_q}$$

NEL TESTO PARLA DEL MOMENTO MAGNETICO COME DI UNO SCALARE, MA OVVIAMENTE ESSENDO UN VETTORE SI RIFERISCE AD UN MODULO

NOTA OVVIAMENTE QUI DAVVERO RETTARE LA FUNZIONE D'ONDA COMPLETA E NON SOLO $|u\bar{d}\rangle$; PERÒ AVREMO ROBE DEL TIPO $(|u\bar{d}\rangle + |d\bar{u}\rangle)$ CHE FATTORI DI NORMALIZZAZIONE; ENTRAMBI I TERMINI CI DANNO LO STESSO CONTRIBUTO, POI RIMUOVENDO DALLA NORMALIZZAZIONE È LA STESSA COSA DI USARE $|u\bar{d}\rangle$. IN CUI μ AGISCE SOLO SU u E $\bar{d}$ SOLO SU $\bar{d}$

a

LEZIONE

ABBIAMO

SCRITTO:

$$|p^\uparrow\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}} \left(2u^\uparrow u^\uparrow d^\downarrow - u^\uparrow u^\downarrow d^\uparrow - u^\downarrow u^\uparrow d^\uparrow \right)$$

ANCORA DA SINTETIZZARE NEL FLAVOUR.
(PRESENTE NEGLI APPUNTI DI TEORIA)

VEDIAMO

$$\mu_p = \langle p^\uparrow | \vec{\mu}_u + \vec{\mu}_u + \vec{\mu}_d | p^\uparrow \rangle_{S_z = +1/2} \quad \rightarrow \text{PER } p \text{ ABBIAMO } S_{3, \text{MAX}} = 1/2$$

$$= \frac{1}{6} \left\{ 4 \left[\frac{q_u}{m_q} - \frac{q_d}{2m_q} \right] + \frac{q_d}{m_q} \frac{1}{2} + \frac{q_d}{m_q} \frac{1}{2} \right\} \quad \rightarrow \text{ABBIAMO ANCORA } S_{2, (u,d)} = +1/2$$

$$= \frac{1}{6m_q} \left[4 \left(q_u - \frac{q_d}{2} \right) + q_d \right]$$

$$= \frac{1}{6m_q} \left[4 \left(\frac{2}{3}e + \frac{1}{6}e \right) - \frac{1}{3}e \right]$$

$$= \frac{e}{6m_q} \left[4 \frac{5}{6} - \frac{1}{3} \right]$$

$$= \frac{e}{2m_q} \quad \checkmark$$