

Per questa esercitazione è stata fatta una parte teorica. Può risultare più breve poiché c'è da includere anche la sezione § 5.5.3, 5.5.4 dei miei appunti teorici.

1) Abbiamo $c\bar{c}$, fermioni di spin $\frac{1}{2}$, e ci ricordiamo che vale

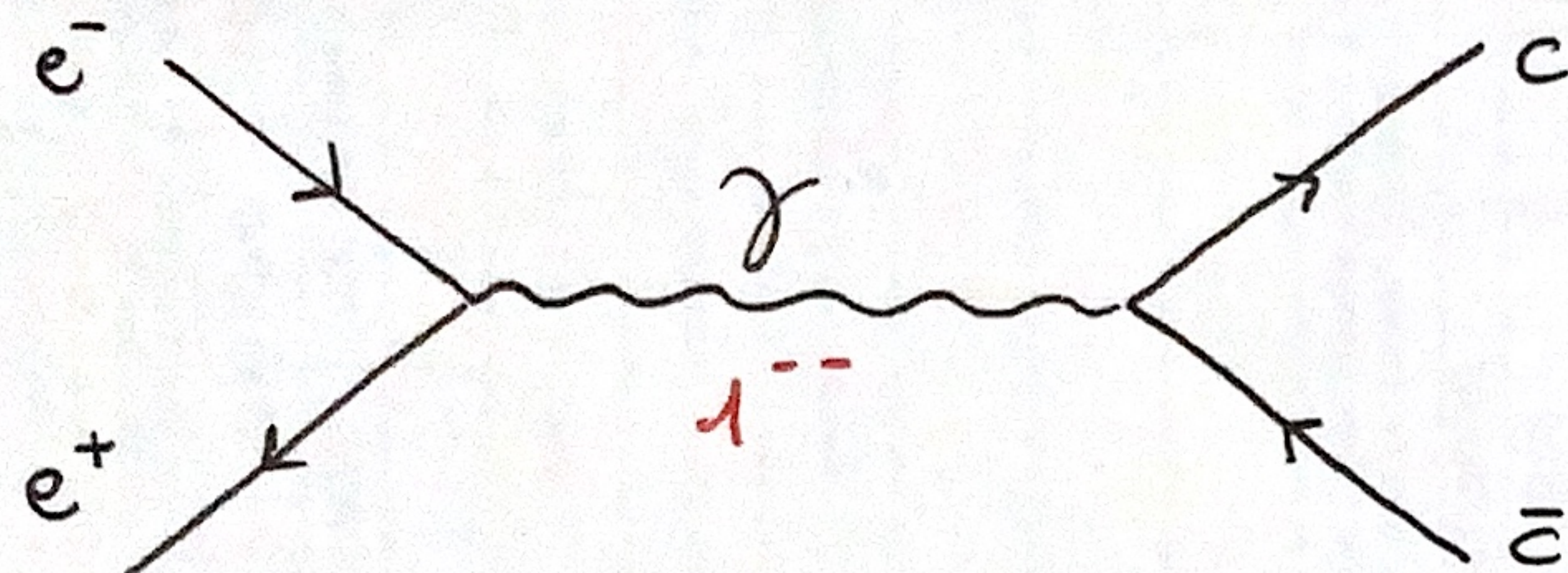
$$P |c\bar{c}\rangle = (-1)^{\ell+1} |c\bar{c}\rangle \quad (*)$$

$$C |c\bar{c}\rangle = (-1)^{\ell+s} |c\bar{c}\rangle$$

2) Omettendo gli stati del numero quantico principale (n) possiamo scriverci con la notazione spettroscopica (con le combinazioni di spin $\frac{1}{2}$ di due particelle)

ℓ	s	j	$2S+1$ L_j	nome	J^{PC} → usando (*)
0	0	0	1S_0	η_c	0^{-+}
	1	1	3S_1	J/ψ	1^{--}
1	0	1	1P_1	h_c	1^{+-}
	1	0, 1, 2	$^3P_{0,1,2}$	χ_c	$0, 1, 2^{++}$
2	0	2	1D_2		2^{-+}
	1	1, 2, 3	$^3D_{1,2,3}$		$1, 2, 3^{--}$

6 NEGLI ANNI 70' FURONO COSTRUITI I PRIMI COLLISORI e^+e^- , PER CUI È RILEVANTE VEDERE QUANDO SI POSSONO PRODURRE $c\bar{c}$ DA ANNICILIAZIONE, ABBIAMO:



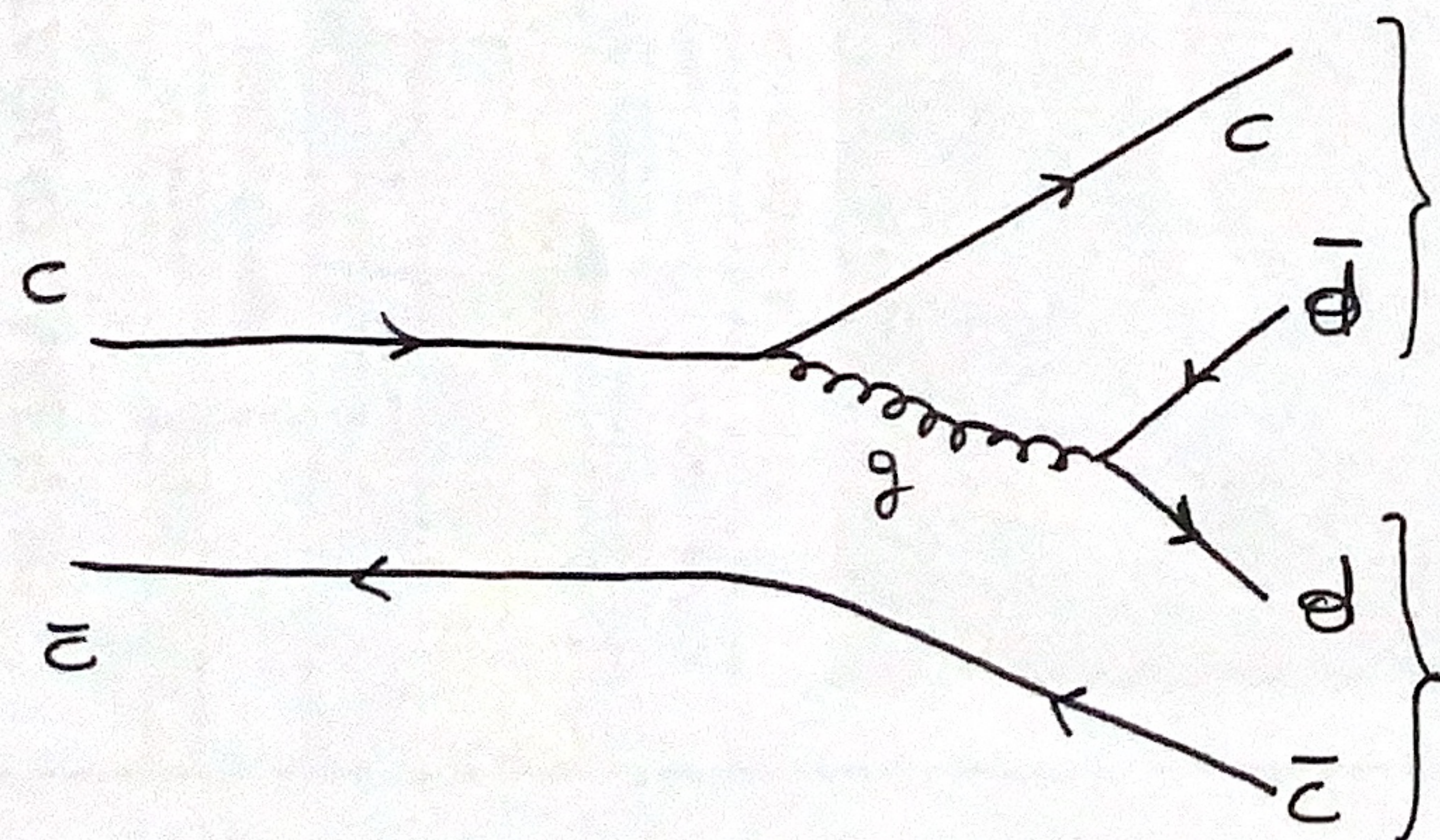
LE CORREZIONI AL TREE-LEVEL SAPPAMO ESSERE PICCOLE IN QED, PER CUI NON LE CONSIDERIAMO

DOBBIAMO CONSERVARE PER MOMENTO ANGOLARE, PARITÀ E CARICA NEI VERTICI, GLI UNICI STATI LEGATI POSSIBILI SONO:

$$J^{PC}(c\bar{c}) = J^{PC}(\gamma) = 1^{--}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} 1^{--} \\ 1^{--} \end{array} \right. \quad (J=1) \quad \begin{array}{l} {}^3S_1 \\ {}^3D_1 \end{array}$$

7 ABBIAMO IL DECADIMENTO:



$$c\bar{c} \rightarrow c\bar{c} + \bar{c}c \rightarrow \text{prodotti sono una coppia}$$

ESSENDO UN DIAGRAMMA DI INTERAZIONE FORTE CONSERVAMO CP: MOMENTO ANGOLARE DELLO STATO FINALE

$$P |m \bar{m}\rangle = (-1)^L |m \bar{m}\rangle$$

$$C |m \bar{m}\rangle = (-1)^L |m \bar{m}\rangle$$

S=0 POICHÈ PARTICELLE SCALARI

E ABBIAMO (POICHÈ PARTICELLE SCALARI) DECADIMENTI PERMESSI SE:

$$L = J$$

$$C |m \bar{m}\rangle = (-1)^{L+S} |m \bar{m}\rangle \quad (2)$$

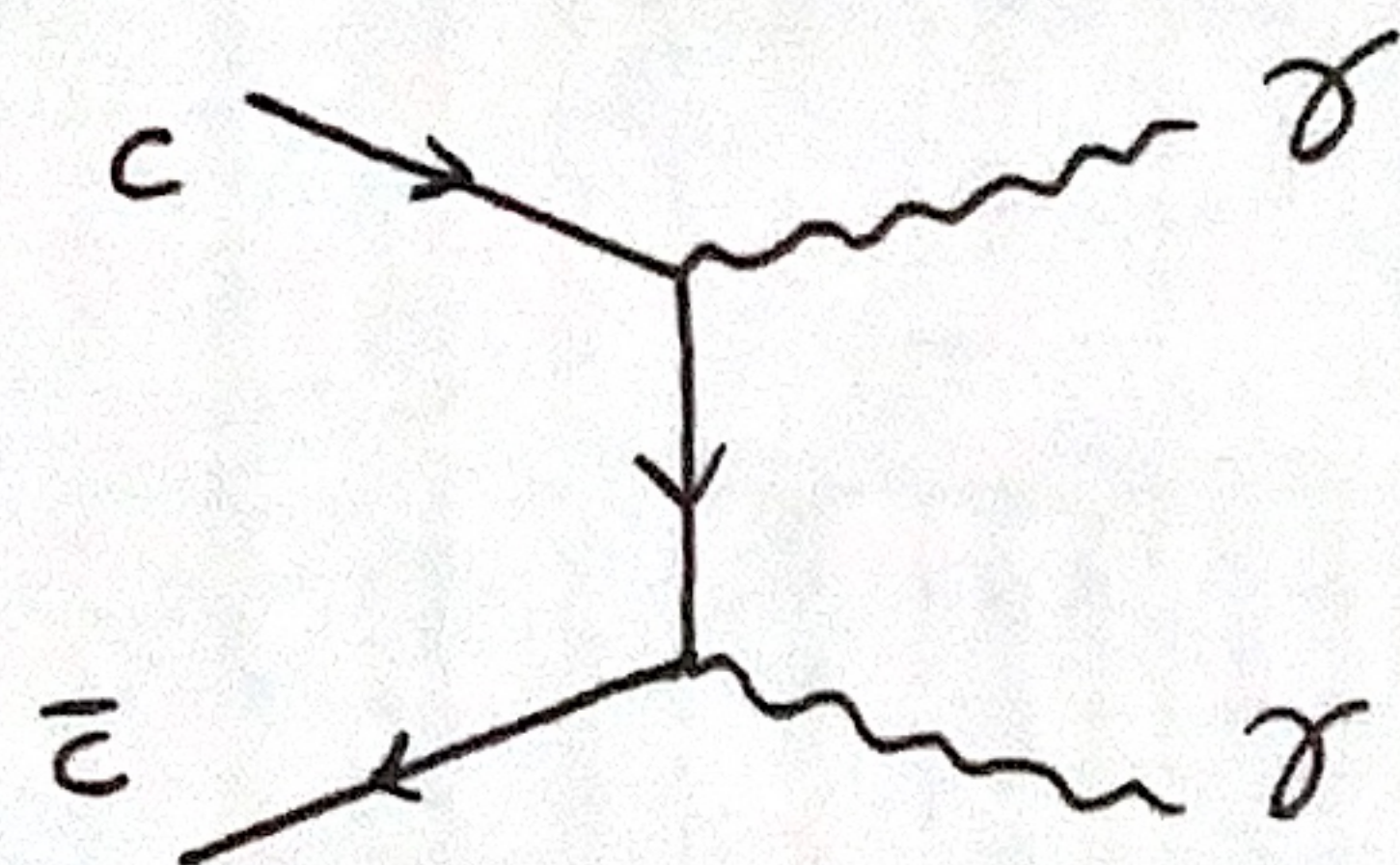
VEDIAMO CHE 1D_2 NON VA BENE, IDEM 3D_2 , MENTRE POSSONO REALIZZARE IL DECADIMENTO $^3D_{1,3}$.

PROVANDO I VARI j (DUNQUE L) SE CP È SODDISFATTA.

NOTA CHE PER CP SAREBBERO POSSIBILI I DECADIMENTI IN $^3S_1, ^3P_{0,1,2}, ^3D_{1,2,3}$, MA PER LA CONSERVAZIONE DEL MOMENTO ANGOLARE SOLAMENTE $^3S_1, ^3P_{0,2}, ^3D_{1,3}$ RIMANGONO.

ESSENDO UN PROCESSO EM, CONSERVIAMO LA CARICA (E P):

$$C = C |2\gamma\rangle = +1$$



DUNQUE TRA GLI STATI VEDIAMO QUELLI CHE HANNO $C(\cdot) = +$.

I DECADIMENTI PERMESSI SONO $^1S_0, ^3P_{0,1,3}, ^1D_2$. PER IL TEOREMA DI LANDAU-YANG LO STATO $^3P_{0,1,2}$ NON È PERMESSO. $\rightarrow$ UNA PARTICELLA MASSIVA CON SPIN 1, NON PUÒ DECADERE IN 2γ .

CON QUESTO PROBLEMA VEDIAMO CHE, GIÀ CON LA PREVISIONE TEORICA DEL QUARK c , SI POTEVANO CERCARE NEGLI ACCELERATORI DIVERSE PARTICELLE PRODOTTE.

2 IL PROBLEMA DEGLI ESPERIMENTI È CHE LA LARGHEZZA DELLA RISONANZA È DOMINATA DALLE INCERTEZZE SPERIMENTALI, PER CUI LA Γ NON LA SI RUSCINA A MISURARE, CON lineshape INTENDE LA REGIONE TRA m MENO m VOLTE Γ ED $m + m\Gamma$.

PRENDIAMO BREITH-WIGNER:

$$\sigma = \frac{2J+1}{(2S_1+1)(2S_2+1)} \frac{\pi}{p_{cm}^2} \frac{\Gamma_{in} \times \Gamma_{out}}{(E-E_0)^2 + \frac{\Gamma_{TOT}^2}{4}}$$

SE SIAMO AL PICCO RISONANTE ALLORA $E_c \sim |p_e|$ E ABBIAMO

$$E_c = \frac{m_{J/4}}{2}$$

POICHÉ SIAMO AL PICCO E POSSIAMO CONFONDERE ENERGIA E IMPULSO

PER CUI

$$\sigma = \frac{4\pi}{m_{J/4}^2} \frac{3}{2 \cdot 2} \frac{\Gamma_{ee} \Gamma_{\mu\mu}}{(E - m_{J/4})^2 + \frac{\Gamma_{J/4}^2}{4}}$$

$$= \frac{3\pi}{m_{J/4}^2} \frac{\Gamma_{ee} \Gamma_{\mu\mu}}{(E - m_{J/4})^2 + \frac{\Gamma_{J/4}^2}{4}}$$

$$\frac{\Gamma_{PARZIALE}}{\Gamma_{TOT}} = 3$$

$$E = m_{J/4}$$

$$\sigma_{PEAK} = \frac{12\pi}{m_{J/4}^2} \frac{\Gamma_{ee}}{\Gamma} \frac{\Gamma_{\mu\mu}}{\Gamma} = \frac{12\pi}{m_{J/4}^2} B_{ee} B_{\mu\mu}$$

$$E \text{ CON } \begin{cases} m_{J/4} = 3.097 \text{ GeV} \\ \Gamma = 0.0927 \text{ MeV} \\ B_{ee} = B_{\mu\mu} \sim 6\% \end{cases}$$

$$\sigma_{PEAK} = 0.0141 \text{ GeV}^{-2} \sim 5.4 \mu b$$

SONO LA STESSA INTERAZIONE E NON HA SENSO CHE SIANO DIFFERENTI

$$\begin{aligned}
 \underline{b} \quad \int \sigma(E) dE &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{3\pi}{m_{J/4}^2} \Gamma_{ee} \Gamma_{\mu\mu} \frac{dE}{(E - m_{J/4})^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \\
 &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{3\pi}{m_{J/4}^2} \Gamma_{ee} \Gamma_{\mu\mu} \frac{4}{\Gamma^2} \frac{dE}{1 + \left(\frac{2(E - m_{J/4})}{\Gamma}\right)^2} \\
 &= \frac{12\pi}{m_{J/4}^2} \frac{\Gamma_{ee} \Gamma_{\mu\mu}}{\Gamma^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dE}{1 + \left(\frac{2(E - m_{J/4})}{\Gamma}\right)^2} \\
 &\quad \left\{ \begin{array}{l} \alpha = \frac{2(E - m_{J/4})}{\Gamma} \\ d\alpha = \frac{2}{\Gamma} dE \end{array} \right. \\
 &= \frac{12\pi}{m_{J/4}^2} \frac{\Gamma_{ee} \Gamma_{\mu\mu}}{\Gamma^2} \frac{\Gamma}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\alpha}{1 + \alpha^2} \\
 &\quad \xrightarrow{\text{arctan}(\alpha) \Big|_{-\infty}^{+\infty} = \pi} \\
 &= \frac{6\pi}{m_{J/4}^2} \frac{\Gamma_{ee}}{\Gamma} \frac{\Gamma_{\mu\mu}}{\Gamma} \Gamma \cdot \pi \\
 &= \frac{6\pi^2}{m_{J/4}^2} B_{ee} B_{\mu\mu} \Gamma
 \end{aligned}$$

DA QUI, CHIAMANDO $I = \int_R \sigma(E) dE$,

$$\left\{ \begin{array}{l} I_{ee} = \frac{6\pi^2}{m_{J/4}^2} B_{ee}^2 \cdot \Gamma \\ I_{\mu\mu} = \frac{6\pi^2}{m_{J/4}^2} B_{\mu\mu}^2 \cdot \Gamma \\ I_h = \frac{6\pi^2}{m_{J/4}^2} B_{ee} B_h \cdot \Gamma \end{array} \right.$$

STESSO TRUCCO ANCHE PER TROVARE IL BOSONE τ DI HIGGS.

POSSIAMO TROVARE: (GENERALIZZANDO PER $e^+e^- \rightarrow (\text{QUALCOSA})$)

TALI PER CUI $B_{ee} + B_{\mu\mu} + B_h = 1$.

NOTIAMO CHE I VALORI DI I SONO MISURATI, IL VALORE DI $m_{J/4}$ (O IN GENERALE DI UNA RISONANZA) LO RICAVIAMO DAL PICCO, PER CUI LE INCOGNITE SONO $\Gamma, B_{ee}, B_{\mu\mu}, B_h$. PERÒ IL SISTEMA È RISOLVIBILE E POSSIAMO TROVARE, SENZA MISURE SPERIMENTALI:

$$\Gamma \approx 0.0926 \text{ MeV}$$