

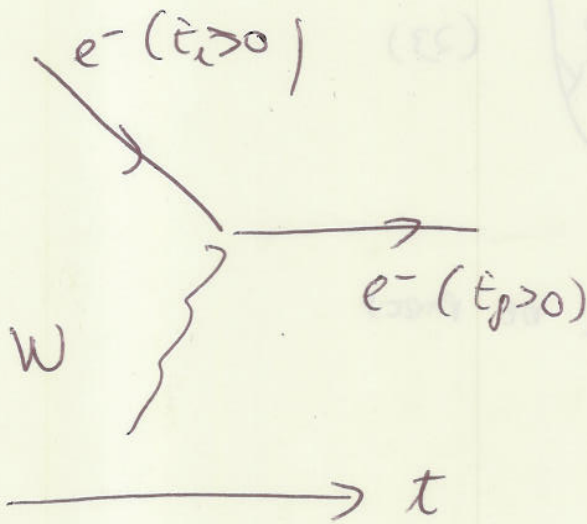
25

COMO INCLUÍMOS ANTI-PARTÍCULAS NESTE CONTEXTO?

SEJA O ESPALHAMENTO DE UM ESTADO $|E_i\rangle$ POR UM FOTON, ω ,
 E COM ELETRON DE ENERGIA E_p .

NO CASO COM ~~ESTADO~~ $V(\vec{r}) \rightarrow V(\vec{r}, t)$

(MUITO)



$$T_{fi} \propto \int e^{-iE_p t} e^{-i\omega t} e^{-iE_i t} dt$$

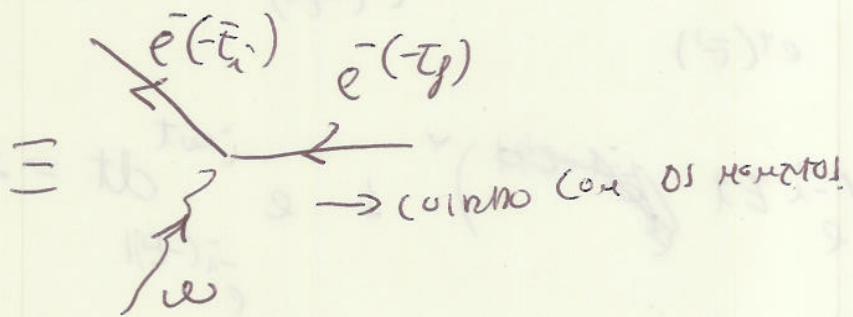
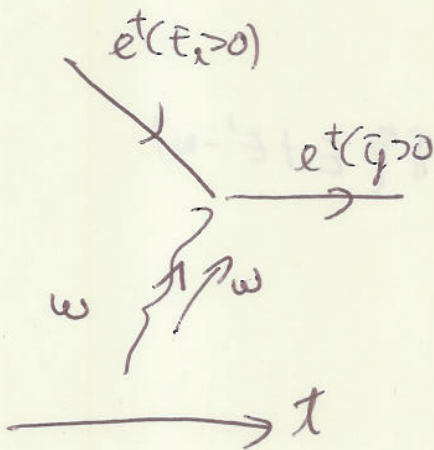
$$= 2\pi \delta(E_p - \omega - E_i)$$

CONSERVAÇÃO DE ENERGIA

(21)

NO CASO DE ANTI-PARTÍCULAS

EM TERMO DE ESTIMULO DE ELECTRON



NESTE DIAGRAMA

• O ESTADO DE ENERGIA

$e^-(E_p)$

SEJA $e^-(E_i)$

positivo

$$\int \left(e^{-i(-E_i)t} \right)^* e^{-i\omega t} e^{-i(-E_f)t} dt = 2\pi \delta(-E_i - \omega + E_f) \quad (22)$$

$-E_i = \omega - E_f$

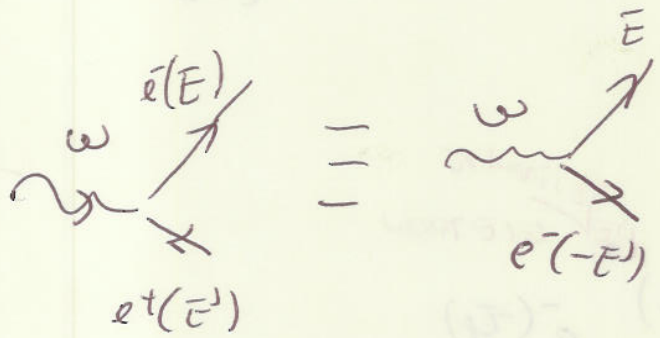
$E_f = E_i + \omega$

↑
CONDICÃO DE
ENERGIA

ENTÃO A REGRA CORRETA É

$$\int \phi_{OUT}^* V \phi_{IN} d^3y \quad (23)$$

OUTRO EXERCÍCIO: (REACÇÃO DE PAZ)



$$\int \left(e^{-iE't} \right)^* e^{-i\omega't} e^{-i(-E)t} dt = 2\pi \delta(E + E' - \omega)$$

~~OUTRO~~

ELETRODINÂMICA DE PARTÍCULAS SEM SPIN

NÃO EXISTEM CÁRTERES SEM SPIN. VAMOS VER O
 MÉTODO PARA PARTÍCULAS SEM SPIN E DEPOIS INTRODUZIR O
 O SPIN.

INTERAÇÃO DE ELÉTRONS NO CAMPO ELETROMAGNÉTICO A^μ

UM ELÉTRON DE SPIN ZERO SATISFIZ A EQ. KLEIN-GORDON

$$(\partial^\mu)_\mu (\partial_\mu)^2 \psi = 0 \quad (1)$$

EM ELETRODINÂMICA O MOMENTO DE UMA PARTÍCULA DE
 CARGA $-e$ NO POTENCIAL ELETROMAGNÉTICO $A^\mu = (A^0, \vec{A})$ É

DADO PELA SUBSTITUIÇÃO

$$\vec{p}^\mu \rightarrow \vec{p}^\mu + e A^\mu \quad (2)$$

CARGA $-e$

A versão quântica é

$$i)^\mu \rightarrow i)^\mu + eA^\mu \quad \therefore \quad \textcircled{i)^\mu} \rightarrow \textcircled{i)^\mu - ieA^\mu} \quad (3)$$

então a equação de KG com interação é

$$[(\gamma_\mu - ieA_\mu)(\gamma^\mu - ieA^\mu) + m^2] \psi = 0$$

$$\textcircled{i)^\mu} \psi - ieA_\mu \textcircled{i)^\mu} \psi + \gamma_\mu (-ieA^\mu \psi) + m^2 \psi - e^2 A_\mu A^\mu \psi = 0 \quad (4)$$

~~reescrevendo~~ REESCREVENDO,

$$(D + m^2) \psi = [ieA^\mu \gamma_\mu + \gamma_\mu (ieA^\mu + e^2 A_\mu A^\mu)] \psi \quad (5)$$

$$V = -ie [A^\mu \gamma_\mu + \gamma_\mu (A^\mu)] - e^2 A^2 \quad (6)$$

POTENCIAL DE
ESPINHEIRO.

o sinal é escolhido para ter a mesma forma da eq
Schrödinger

$$[H_0 + V(x,t)] \psi = i)^\dagger \psi$$

ou

$$H_0 \psi = -V \psi + i)^\dagger \psi \quad (7)$$

Podemos definir a cte de estrutura fina

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} = \frac{1}{137}$$

(29)

Como $V \propto e, e^2$, A AMPLITUDE SERÁ PROPORCIONAL À

$Amp \propto e, e^2$ E A TAXA DE PROBABILIDADE SERÁ

$$T \propto e^2 = \alpha$$

ENTÃO A TEORIA PERTURBATIVA SERÁ UMA SÉRIE EM α .
 EM 1ª ORDEM O TÓRMO e^2 NÃO CONTRIBUI, ENTÃO

$$T_{fi} = -i \int d^4x \phi_f^\dagger(x) V(x) \phi_i(x) \quad (8)$$

↳ SUBSTITUINDO A EXP. DA EQ. (6),

$$T_{fi} = -e \int d^4x \phi_f^\dagger(x) [A^\mu(x) + \lambda A^\mu] \phi_i(x)$$

DO 2ª TÓRMO

$$\int d^4x \phi_f^\dagger [\lambda A^\mu \phi_i], = \int d^4x \lambda [\phi_f^\dagger A^\mu \phi_i] - \int d^4x (\partial_\nu \phi_f^\dagger) A^\nu \phi_i$$

↑ por simetria

TÓRMO NO ILÍMITE

ENTÃO

$$T_{fi} = -e \int d^4x [\phi_f^\dagger(x) A^\mu \lambda \phi_i - \lambda \phi_f^\dagger A^\mu \phi_i] \quad (9)$$

COMO A^μ É FATORIAL, TEMOS

$$T_{\mu}^{\nu} = -i \int j_{\mu}^{\nu} A^{\mu} d^4x \quad (10)$$

Como

$$j_{\mu}^{\nu} = -ie [\phi_p^{\dagger} \gamma_{\mu} \phi_i - (\gamma_{\mu} \phi_p^{\dagger}) \phi_i] \quad (11)$$

CORRENTE ELETROMAGNÉTICA DA TRANSIÇÃO $i \rightarrow p$.

Temos QTE

$$\int j_{\mu}^{\nu} = 0 \quad (12)$$

CONSERVAÇÃO

7. NOËTHOR
A QTE SIMETRIA CONTÍNUA

↳ CORRESPONDE A QTE
CONSERVADA.

PARA UMA PARTÍCULA LIVRE TEMO

$$\phi_i = N e^{-i p_i x} \quad (13)$$

ENTÃO

$$j_{\mu}^{\nu} = -ie [N^{\dagger} e^{i p_p x} (i p_i)_{\mu} N e^{-i p_i x} - N^{\dagger} (i p_p)_{\mu} e^{i p_p x} N e^{-i p_i x}]$$

$$j_{\mu}^{\nu} = (-ie |N|^2) e^{i(p_p - p_i)x} (p_i + p_p)_{\mu}$$

$$j_{\mu}^{\nu} = -e |N|^2 e^{i(p_p - p_i)x} (p_i + p_p)_{\mu} \quad (14)$$

ESPAHAMENTO ELECTRON-MUON DE 1ª ORDEM



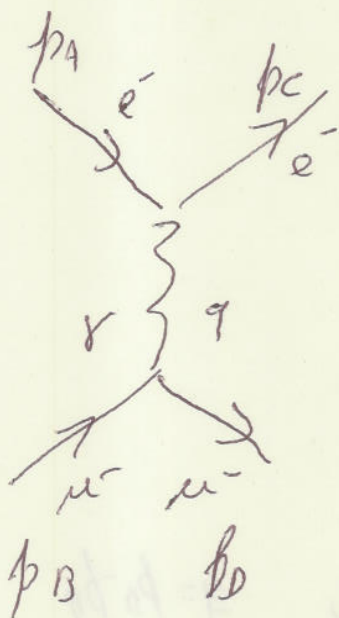
SEÇÃO 4.2

IRAMOS TRATAR DO ESPAHAMENTO ELECTRON-MUON (PARA EVITAR QUESTÕES DE PARTÍCULAS IDÊNTICAS).

VAMOS QUE A INTERACÇÃO ELECTROMAGNÉTICA ACONTEÇA ~~PO~~ PLO ACOPLAMENTO

$$T_{fi} = -i \int d^4x \bar{\psi} \gamma^\mu A^\mu \psi$$

DEVEMOS ENCONTRAR O CAMPO ELECTROMAGNÉTICO A^μ .



OS MUONS NÃO PRODUZEM UMA CORRENTE J^μ QUE PRODUZA UM CAMPO A^μ . A EXPRESSÃO É OBTIDA DE

$$\begin{cases} \square^2 A^\mu = J^\mu \\ \square^2 A^0 = J^0 \\ \square^2 \vec{A} = \vec{J} \end{cases} \quad \text{SOLUÇÃO PARA PARTÍCULAS}$$

A COMPLETE DO HOOR TWÉ A MESM FORMET

$$J(\omega) = -e N_B N_D (\omega_0 + \omega)^\mu e^{i(\omega_0 - \omega)x}$$

A SOLUÇÃO DE

$$\nabla^2 A^\mu = J^\mu(\omega)$$

$$A^\mu = a^\mu e^{i q x}$$

$$\nabla^2 A^\mu = (i q)^2 a^\mu e^{i q x}$$

$$= -q^2 a^\mu e^{i q x}$$

~~$$A^\mu = \frac{J^\mu(\omega)}{q^2}$$~~

COMO $\nabla^2 e^{i q x} = -q^2 e^{i q x}$

$$\nabla^2 A^\mu = -q^2 A^\mu = J^\mu(\omega)$$

$$A^\mu = \frac{-J^\mu(\omega)}{q^2}$$

$$q = \omega_0 - \omega$$

$$-q^2 a^\mu e^{i q x} = c^\mu e^{i(\omega_0 - \omega)x}$$

$$a^\mu = \frac{c^\mu}{q^2}$$

ISTO IMPLICA QUE

$$T_{fi} = -i \int J_n^{(0)}(x) \left(\frac{-1}{q^2} \right) J^\mu d^4 x$$

SUBSTITUINDO A FORMA DAS CORRENTES, $q = \omega_0 - \omega$

$$T_{fi} = -i \int (-e N_A N_C (\omega_1 + \omega_C) e^{i(\omega_C - \omega_1)x})$$

$$\left(\frac{-1}{q^2} \right) (-e N_B N_D (\omega_0 + \omega_D) e^{i(\omega_0 - \omega_D)x}) d^4 x$$



UNICAMP

33

~~26450/~~
~~2213070P~~

4-considerate

EMAE OBTENIDOS

$$T_{pe} = -i \epsilon_0 N_1 N_c N_B N_D \int^{(u)} (\beta_D + \beta_C - \beta_A - \beta_B) (2\pi)^4 \times d\ell$$

$$-i \epsilon_0 = \left[i e^{(\beta_A + \beta_C)} \left(-\frac{i \delta_{\mu\nu}}{q^2} \right) i e^{(\beta_B + \beta_D)} \right]$$

AMPLITUDE INVARIANTE

A SEÑAL DE MODELO É A AMPLITUDE INVARIANTE

PARA 1 PARTÍCULA

$$q = N_0^{-i b \nu}$$

$$p = 2 \epsilon_0 |N|^2$$

ESCOMUNOS

$$\int p dV = 2 \epsilon_0$$

$$N = \frac{1}{\sqrt{V}}$$

A TRANSMISSÃO

$$A + B \Rightarrow C + D$$

$$W_{pe} = \frac{|T_{pe}|^2}{TV}$$

$$T_{pe} = -i N_1 N_c N_0 N_D \epsilon_0 \int^{(u)} \delta^4 \times d\ell$$

$$W_{pe} = \frac{|T_{pe}|^2}{TV} = \frac{\epsilon_0^2 |N_1|^2 |N_c|^2 |N_0|^2 |N_D|^2 (2\pi)^4 \int^{(u)} \delta^4 \times d\ell}{TV}$$

$$W_{fi} = \frac{(\hbar\omega)^4 \int^{(4)} (k_c + k_D - k_A - k_B) |\omega|^2}{V}$$

O ESPALHAMENTO DE FÓTONS DE COERÊNCIA É DESCRITO POR

$$\sigma = \frac{W_{fi}}{I_{inc}} \quad \text{Número estados finais}$$

Fluxo inicial Covariância

Número de estados / partícula = $\frac{V d^3 p}{(2\pi)^3 2\epsilon}$

ENTÃO PARA C+D,

$$\frac{V d^3 k_c}{(2\pi)^3 2\epsilon_c} \quad \frac{V d^3 k_D}{(2\pi)^3 2\epsilon_D}$$

FEIXE DE PARTÍCULAS

$$|\vec{v}_1| \frac{2\epsilon_A}{V} \text{ e os outros } \frac{2\epsilon_j}{V}$$

ENTÃO O FLUXO INICIAL É

$$\text{FLUXO INICIAL} = |\vec{v}_1| \frac{2\epsilon_A}{V} \frac{2\epsilon_B}{V}$$

ENTÃO SOMANDO TUDO

$$\sigma = \frac{(\hbar\omega)^4 \int^{(4)} |\omega|^2}{V^4} \quad \frac{V^2 d^3 k_c}{(2\pi)^3 2\epsilon_c} \quad \frac{V d^3 k_D}{(2\pi)^3 2\epsilon_D}$$

$$|\vec{v}_1| \frac{2\epsilon_A}{V} \frac{2\epsilon_B}{V}$$



UNICAMP

35

$$d\sigma = \frac{1}{|\vec{V}_A| 2\vec{e}_A \cdot \vec{e}_B} |\omega|^2 (2\pi)^4 \delta^4(\dots) \frac{d^3 p_c}{(2\pi)^3 2E_c} \frac{d^3 p_D}{(2\pi)^3 2E_D}$$

$$d\sigma = \frac{|\omega|^2 dQ}{F}$$

$$dQ = (2\pi)^4 \delta^4(\dots) \frac{d^3 p_c}{(2\pi)^3 2E_c} \frac{d^3 p_D}{(2\pi)^3 2E_D}$$

$$F = |\vec{V}_A| 2\vec{e}_A \cdot \vec{e}_B$$

no CM

$$dQ \rightarrow (2\pi)^4 \delta^{(0)}(\vec{e}_c + \vec{e}_D - \vec{e}_A - \vec{e}_B) \frac{d^3 p_c}{2\pi^3 2E_c} \frac{1}{2E_D} \Big|_{p_c + p_D = p_A + p_B}$$

$$d^3 p_c = p_c^2 dp_c d\Omega$$

$$1 = \frac{E_{cm}^2}{E_{cm}}$$

$$dQ = \frac{1}{4\pi^2} \frac{p_f d\Omega}{4\sqrt{s}} = d\Omega \frac{1}{16\pi^2} \frac{|p_f|}{E_{cm}}$$

$$F = 4\pi \sqrt{s}$$

$$-i\omega = \lambda e^{(p_A + p_C) \cdot x} \left(\frac{-i\gamma_{\mu\nu}}{q^2} \right) i e^{(p_B + p_D) \cdot y}$$

$$|\omega|^2 = e^4 (p_A + p_C)^\mu \left(\frac{g_{\mu\nu}}{q^2} \right) (p_B + p_D)^\nu$$

$$\times (p_A + p_C)^\sigma \left(\frac{g_{\sigma\eta}}{q^2} \right) (p_B + p_D)^\eta$$

$$q = p_D - p_B$$

$$q^2 = p_D^2 + p_B^2 \rightarrow p_D \cdot p_B$$

$$q^2 = -2 p_D \cdot p_B$$

TRAD

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi^2} \frac{p_f}{4\sqrt{s}} \frac{1}{4\sqrt{s}} |\omega|^2$$

$$|\omega|^2 = \frac{e^4}{q^4} \left[\cancel{(p_A + p_C) \cdot (p_B + p_D)} \right]$$

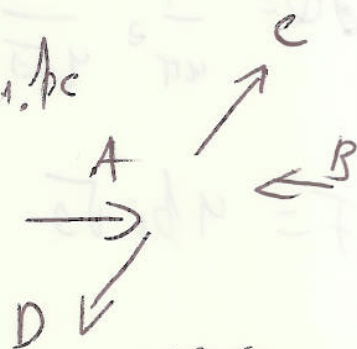
$$p_A \cdot p_B + p_A \cdot p_D + p_C \cdot p_B$$

$$|\omega|^2 = \frac{e^4}{q^4} \left[p_A \cdot p_C + p_A \cdot p_D + p_C \cdot p_B + p_C \cdot p_D \right]^2$$

EM ANTAS ETCAS $E \gg m_e, m_\mu$

$$\cancel{p_A \cdot p_C} = (p_A + p_C)^2 = \left(p_A^2 + p_C^2 + 2 p_A \cdot p_C \right)$$

$$q^2 = -2 \vec{E}_D \cdot \vec{E}_B + 2 \vec{p}_D \cdot \vec{p}_B$$



$$|\vec{p}_D| = |\vec{p}_B| \quad q^2 = -2 p_D^2 + 2 p_D^2 \cos\theta = -2 p_D^2 (1 - \cos\theta)$$



UNICAMP

37

$$p_A \cdot p_C = \frac{(p_A + p_C)^2}{2} = \frac{(\vec{e}_A + \vec{e}_C)^2}{2} - \frac{(p_A + p_C)^2}{2}$$

$$\approx \frac{(|p_A| + |p_C|)^2 - p_A^2 - p_C^2 - 2 p_A^2 \cos \theta}{2}$$

$$p_A \cdot p_C = |p_A|^2 (1 - \cos \theta)$$

~~$$p_A \cdot p_B = p_A (p_B + p_A + p_C) = p_A \cdot p_B + p_A^2 + p_A \cdot p_C$$~~

$$p_A \cdot p_D = E_A \vec{e}_D - (\vec{p}_A \cdot \vec{p}_D) \quad \vec{p}_D = -\vec{p}_C$$

$$= |p_A| |p_D| + p_A \cdot p_C = p_A p_D + p_A p_C \cos \theta$$

$$p_A \cdot p_D = |p_A|^2 (1 + \cos \theta) \quad \vec{p}_D = -\vec{p}_A$$

$$p_C \cdot p_B = E_C \vec{e}_B - \vec{p}_C \cdot \vec{p}_B = p_C^2 (1 + \cos \theta)$$

$$p_C \cdot p_B = p_C p_B + p_C p_A \cos \theta = p_C^2 + p_C^2 \cos \theta = 2 p_C^2 \cos \theta$$

$$p_C \cdot p_D = E_C \vec{e}_D - \vec{p}_C \cdot \vec{p}_D = p_C p_C + p_C^2 = 2 p_C^2$$

$$|M|^2 = e^4 |p_A|^4 \left[1 - \cos \theta + 1 + \cos \theta + 1 + \cos \theta + 1 \right]^2$$

$$(2 p_D^2)^2 (1 - \cos \theta)^2$$

NOTE USO $p_j = \hbar k_j$

$$q = \frac{e^2}{4\pi} \quad q^2 = \frac{e^4}{16\pi^2}$$

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{CM}} = \frac{1}{4} \frac{\alpha^2 (3 + \cos^2\theta)^2}{(1 - \cos\theta)^2}$$

CHARACTERÍSTICAS: $\frac{1}{\Delta}$ DIVERGÊNCIA

e DIVERGÊNCIA $\int q^2 \rightarrow 0$
FOTÓN RAZZ

PODEMOS TAMBÉM DECIDIR, NOTE USO TAMBÉM FOR

EXEMPLO $A \rightarrow 1+2$

~~SE A NÃO ESTÁ EM REPOUSO $p_A = (m_A, 0)$~~

$$d\Gamma = \left(\frac{1}{2E_A} \right) \frac{1}{(2\pi)^3 2E_1} \frac{1}{(2\pi)^3 2E_2} \delta^{(4)}(p_A - p_1 - p_2) (2\pi)^4$$

NO CASO DE A NÃO ESTÁ EM REPOUSO TAMBÉM $p_A = (m_A, 0)$

$$d\Gamma = \frac{1}{2m_A} \frac{1}{(2\pi)^3 2E_1} \frac{1}{(2\pi)^3 2E_2} \delta^{(4)}(m_A - E_1 - E_2) (2\pi)^4$$

$$\int d\Gamma = \Gamma = \int \frac{1}{2m_A} \frac{1}{(2\pi)^3 2E_1} \frac{1}{(2\pi)^3 2E_2} \delta^{(4)}(m_A - E_1 - E_2) (2\pi)^4$$

$\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0$



UNICAMP

NO REFERENCIONAMENTO DO PROCESSO $AB \rightarrow CD$ TEMOS,

$$dQ = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_c + p_d - p_A - p_B) \frac{d^3 p_c}{(2\pi)^3 2E_c} \frac{d^3 p_d}{(2\pi)^3 2E_d}$$

USAMOS A DADA $\delta^{(4)}(\vec{p}_c + p_d - \vec{p}_A - p_B)$ EM $\vec{p}_c + \vec{p}_d = \vec{p}_A + \vec{p}_B$

$$dQ = (2\pi)^4 \frac{d^3 p_c}{(2\pi)^3 2E_c} \frac{1}{2E_d} \delta^{(4)}(p_c + p_d - p_A - p_B)$$

$$\delta^{(4)}(\vec{E}_c + E_d - E_A - E_B)$$

INTEGRAL DE FUNÇÃO DETA

$$\int \delta(g(x)) dx = \int \frac{\delta(x - x_i)}{|g'(x_i)|}$$

OMÉ K_i SIAI
RAIZO DE $\delta(K_i) = 0$

~~MESMO CASO~~ $d^3 p_c = p_c^2 dp_c d\Omega$ $|p_c|$

$$\int \frac{dp_c p_c^2 d\Omega}{(2\pi)^2 2E_c 2E_d} \delta^{(4)}(E_c + E_d - E_A - E_B)$$

$$g(p_c) = \sqrt{p_c^2 + m_c^2} + \sqrt{p_D^2 + m_B^2} + \cancel{E_A} + \cancel{E_B}$$

↑
↳ $h\omega_B - h\nu_c$

$$g(p_c) = 0 \Rightarrow \cancel{E_A} + \cancel{E_B}$$

$$\int \frac{p_c^2 dp_c}{2\bar{E}_c 2\bar{E}_D} \delta^0(\bar{E}_c + \bar{E}_D - E_A - E_B)$$

$$E_c^2 = p_c^2 + m_c^2$$

$$2\bar{E}_c d\bar{E}_c \Rightarrow h\nu_c dh\nu_c$$

$$\int \frac{E_c dE_c \sqrt{E_c^2 - m_c^2}}{2\bar{E}_c 2\bar{E}_D} \delta^0(\bar{E}_c + \bar{E}_D - E_A - E_B)$$

NAO PORÉM NA
TUA ROTA.

$$E_D^2 = (1 + p_D - h\nu_c)^2 + m_B^2$$

$$g'(p_c) = \frac{h\nu_c}{\sqrt{p_c^2 + m_c^2}} + \frac{(-1) p_D}{\sqrt{p_D^2 + m_B^2}} = \frac{h\nu_c}{\bar{E}_c} - \frac{p_D}{\bar{E}_D} = \frac{p_D(\bar{E}_D + h\nu_c)}{\bar{E}_c \bar{E}_D}$$

$$\int \frac{p_c^2 dp_c}{2\bar{E}_c 2\bar{E}_D} \frac{1}{|p_c - p_D|} \frac{d}{dp_c} \sqrt{(p_A + p_B - p_c)^2 + m_B^2} =$$

$$\frac{(1/2) 2(p_D - p_c)}{\sqrt{\dots}}$$

EMAU

$$\Gamma(A \rightarrow 1+2) = \frac{1}{32\pi^2 m_A} \int |\mathcal{M}|^2 dR$$



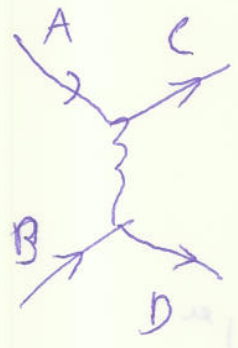
UNICAMP

SEÇÃO 4.5 DO HZEW

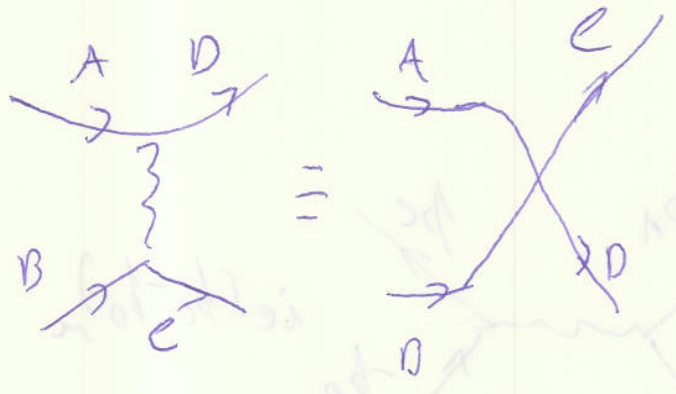
ESPANAMENTO ELETRON-ELETRON

PRATICAMENTE SEMPRE NO ESTADO INICIAL (FIM)

NESTE CASO ALÉM DO DIAGRAMA



PODEROS TNR OUTRO DIAGRAMA TROCANDO (A ↔ D) (C ↔ B)



QUAL DIAGRAMA OUTRO? AMBOS PODEM NÃO PODEREM DISCRIMINAR COMO FOI FEITO O ESPANAMENTO.



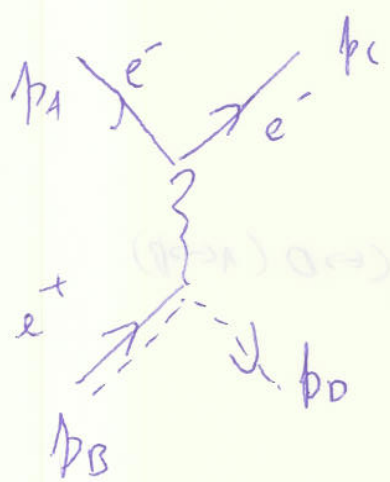
UNICAMP

$$-i\mu = \left[(tie)(p_A + p_C)^\mu \left(\frac{-ig_{\nu\sigma}}{(p_B - p_D)^2} \right) (tie)(p_B + p_D)^\nu \right.$$

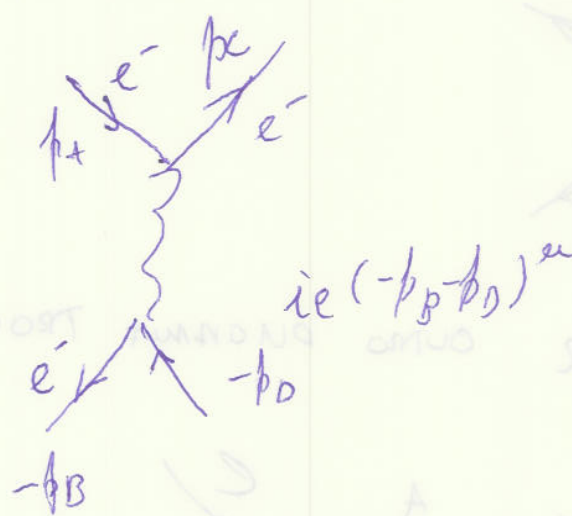
$$\left. + (tie)(p_A + p_D)^\mu \left(\frac{-ig_{\nu\sigma}}{(p_C - p_B)^2} \right) (tie)(p_B + p_C)^\nu \right]$$

O PROCESSO DE ESPALHAMENTO ELETRON-POSITRON

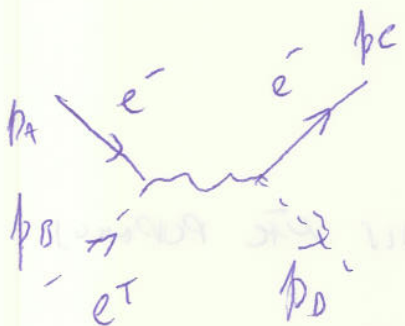
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$



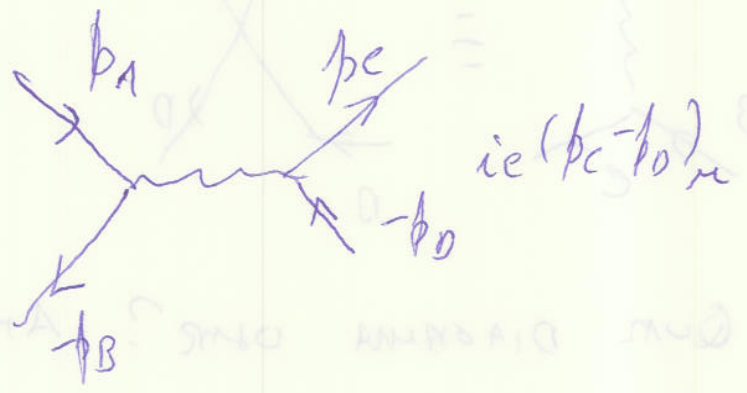
$=$



E O OUTRO DIAGRAMA,



$=$





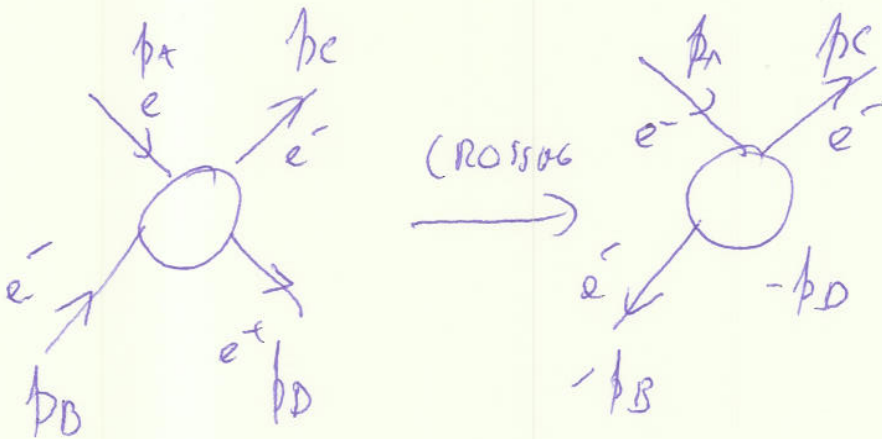
UNICAMP

ERNAO PORTAS ESCALON

$$-iM_{e^+e^-} = \left\{ ie (-p_D - p_B)^{\mu} \left(\frac{-i g_{\mu\nu}}{(-p_D + p_D)^2} \right) ie (p_A + p_C)^{\nu} \right.$$

$$\left. + ie (p_A - p_B)^{\mu} \left(\frac{-i g_{\mu\nu}}{(p_C + p_D)^2} \right) (-p_D + p_C)^{\nu} \right\}$$

OU PORTAS USAR O CROSSING



$$M_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-} (p_A, p_D, p_C, p_D) = M_{e^-e^- \rightarrow e^-e^-} (p_A, p_D, p_C, p_B)$$

~~AD~~ $AD \rightarrow CB$

$AB \rightarrow CD$

