



ANDRÉ TACLA

IFT, TM - 03/88

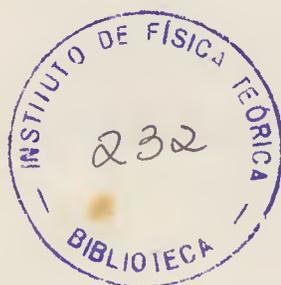
CONTRIBUIÇÕES ANÔMALAS À INTERAÇÃO  $e\bar{e} \Rightarrow \gamma\gamma$

Dissertação de Mestrado

apresentada no

Instituto de Física Teórica

Orientador: Prof. Adriano A. Natale



São Paulo

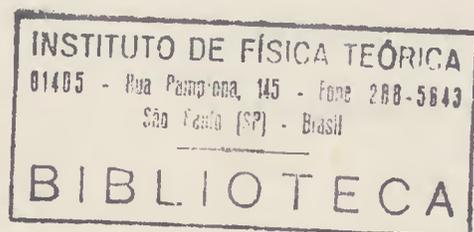
Maio de 1.988

## RESUMO

É feito um estudo da possível contribuição de uma "nova física" além do modelo padrão para a reação  $e\bar{e} \Rightarrow \gamma\gamma$ . O método utilizado é o da análise de lagrangeanas efetivas. Verificamos se será factível observarmos efeitos destas interações em anéis de colisão  $e^+e^-$  através da reação  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ , e também estudamos a consequência destas novas contribuições serem de importância na perda de energia estelar através da reação  $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$ .

## ABSTRACT

We study possible new contributions, described by effective lagrangians, to the reaction  $e\bar{e} \Rightarrow \gamma\gamma$ . The consequences of these new interactions are analysed in the case of the  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  reaction at  $e^+e^-$  colliders, and in the case of  $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$ , as a mechanism for stellar energy loss.



AGRADECIMENTOS

Agradeço a todos aqueles, que com grande paciência, colaboraram de alguma forma para o término deste trabalho, especialmente meu orientador, Adriano Natale, e à CAPES, pelo apoio financeiro recebido.

	Pág.
I. INTRODUÇÃO	1.
II. O PROCESSO $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$	5.
II.1. $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ NA ELETRODINÂMICA	5.
II.2. LAGRANGEANAS EFETIVAS	10.
II.3. LÉPTON EXCITADO	11.
II.4. HIGGS COMPOSTO	16.
II.5. TERMOS DE CONTATO	20.
II.5.1. DIM 6	21.
II.5.2. DIM 7	27.
II.5.3. DIM 8	28.
II.6. $Z^0$ ANÔMALO	32.
III. PERDA DE ENERGIA ESTELAR E A REAÇÃO $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$	36.
IV. CONCLUSÕES	53.
IV.1. $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$	53.
IV.2. $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$	55.
V. APÊNDICE	57.
VI. REFERÊNCIAS	60.

## I. INTRODUÇÃO

INSTITUTO DE FÍSICA TEÓRICA  
01405 - Rua Pamplona, 145 - Fone 288-5643  
São Paulo (SP) - Brasil

BIBLIOTECA

Durante muito tempo tentou-se encontrar uma teoria fundamental para descrever as interações existentes, e como resultado dessa busca chegou-se a um único modelo que, das quatro interações conhecidas, consegue descrever três delas, as interações fortes, fracas e eletromagnéticas. Partiu-se da idéia básica de que todas as três podem ser tratadas como interações de gauge e assim colocadas dentro de um grupo de simetria, o  $SU(3)_c \times SU(2)_l \times U(1)$ . O resultado foi o modelo padrão, uma teoria de concepção relativamente simples se pensarmos na quantidade de resultados experimentais por ele justificado com muito boa precisão, e a maneira pela qual inclui o espectro de todas as partículas até agora observadas.

Porém, as mesmas suspeitas que ora levaram a sua construção, agora começam a indicar que esta não é uma teoria acabada, e que alguns de seus aspectos obscuros podem estar encobrindo o conhecimento de uma nova física, tais como extensões do modelo padrão com grupos de simetria maiores, modelos compostos, supersimetria, etc. Dentre as dificuldades podemos ressaltar a difícil e crucial observação do bóson de Higgs, responsável pela geração das massas dos férmions e dos bósons de gauge através do mecanismo de quebra espontânea de simetria, as repetições das famílias fermiônicas, semelhante ao que já ocorreu no passado aos átomos e núcleos, parecendo-nos

revelar que estas não são partículas fundamentais.

Outra questão que se abre, refere-se à física de neutrinos, que por serem partículas neutras e interagirem muito pouco com a matéria têm muitas de suas propriedades fenomenológicas pouco conhecidas. Por exemplo, não existe nenhum argumento teórico que impeça os neutrinos de possuírem massa, e se assim o for, fenômenos tais como oscilações de neutrinos poderão ser observados. Futuramente, a observação ou não destes fenômenos, (tal como a determinação de uma massa não nula para o neutrino) deverão desempenhar um papel decisivo na seleção de novos modelos.

Finalmente, podemos nos perguntar se todas as interações de gauge não passam de interações residuais (isto é, as forças devido a troca de bósons de gauge poderiam ser vistas como forças semelhantes às forças de van der Waals). No caso de uma resposta afirmativa, qual deve ser a teoria que unifica todas as interações?

Na busca de respostas a essas questões, tem-se tentado construir extensões do modelo padrão, tais como teorias de grande unificação, onde as interações são vistas como o resultado da quebra de uma grande simetria, ou seja um grupo de simetria maior do que o  $SU(3)_c \times SU(2)_l \times U(1)$ .

Porém, antes de respondermos a tais perguntas, devemos ex-

plorar um pouco mais os modelos alternativos, onde a experiên-  
 cia deve nos indicar o caminho a ser seguido. Dessa forma,  
 por ser QED a teoria melhor conhecida e cujos resultados são  
 obtidos com maior precisão, podemos esperar que grande parte  
 dessas respostas possam ser vistas nos novos aceleradores  
 $e^+e^-$  com maiores energias e luminosidades, já que nestes pode-  
 mos realizar experiências não envolvendo a física hadrônica,  
 eliminando portanto uma grande quantidade de incertezas resul-  
 tantes dos fenômenos tipicamente não-perturbativos associados  
 aos hadrons.

Dentro de QED, um processo que desempenha um papel espe-  
 cial é  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  por ser este puramente eletromagnético,  
 como abordaremos em detalhes mais adiante.

Dentro dessas premissas, vamos procurar na primeira parte  
 dessa tese, apresentar de que forma uma nova física pode ser  
 revelada através do processo  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ . Esta "nova físi-  
 ca" será descrita através de lagrangeanas efetivas, da mesma  
 forma que a interação de Fermi descreve a baixas energias as  
 interações do modelo de Weinberg-Salam, e nossos cálculos se-  
 rão apresentados no capítulo II.

As mesmas interações efetivas que podem dar origem a novas  
 contribuições para  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  também poderão ter consequên-  
 cias para a interação  $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$ , e esta por sua vez já  
 foi considerada como um possível mecanismo de perda de ener-

gia estelar. O nosso estudo sobre possíveis novas contribuições a interação  $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$  encontra-se no capítulo III. Nossas conclusões serão apresentadas no capítulo IV.

## II. O PROCESSO $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

### II.1. $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ NA ELETRODINÂMICA

A importância do processo de aniquilação de um par elétron-positron em dois fótons, na ordem  $\alpha^2$  ( $\alpha = e^2/4\pi$ ) de teoria de perturbações, reside no fato deste não apresentar efeitos de interações fracas ao nível de árvore, sendo por este motivo um teste conveniente para a verificação experimental de QED, no sentido de indicar qualquer possível desvio do que é previsto teoricamente (para uma discussão dos resultados experimentais veja a Ref.1 e referências contidas nestas), isto é, por uma teoria onde férmions bem como os fótons são partículas fundamentais que interagem de acordo com o modelo de gauge do grupo  $U(1)_{e.m.}$ . Perturbações ao nível de um loop incluem efeitos de interações fracas de acordo com o modelo padrão  $SU(2)_1 \times U(1)_y$  (Ref.2), porém as correções produzidas são da ordem de poucos por cento da aproximação de Born. Num trabalho recente, Böhm e Sack (Ref.3) calculam tais correções e obtêm, para energias no centro de massa da ordem de 500 GeV, desvios da ordem de 20%. Sendo que, as contribuições devidas aos loops de bósons vetoriais  $W^\pm$  e  $Z^0$  são inferiores a 4%. Isto tem como consequência que se desvios de QED forem observados acima dos 20%, não poderão ser explicados pelo modelo padrão, portanto sua origem deverá ser em razão de algu-

ma física nova.

O resultado que vamos apresentar a seguir é clássico na literatura, tendo sido obtido pela primeira vez por Dirac, e o interesse básico na sua apresentação é tanto a termo de comparação, bem como para fixar a notação. A lagrangeana de interação de QED é dada por:

$$\mathcal{L}_I = -e \bar{\psi} \gamma^\mu \psi A_\mu \quad (1)$$

Os diagramas de Feynman para o processo  $e^-(P_a) + e^+(P_b) \rightarrow \gamma(K_1) + \gamma(K_2)$ , onde  $P_a$ ,  $P_b$ ,  $K_1$  e  $K_2$  são os respectivos quadrimomentos de cada uma destas partículas, como estão representados na fig. 1. De acordo com (1) os elementos de matriz são:

$$M = \bar{v}(b) i e \not{\epsilon}_2 i \frac{(\not{\ell} + m)}{e^2 - m^2} i e \not{\epsilon}_1 u(a) + 1 \leftrightarrow 2 \quad (2)$$

onde  $m$  é a massa de elétron,  $\epsilon_i$  o vetor polarização do fóton  $i$ , e os demais fatores cinemáticos encontram-se definidos no apêndice A. Fazendo a média sobre os spins iniciais e somando sobre todas as polarizações finais, obtemos a partir de (2), a secção de choque diferencial no Sistema Centro de Momentum, sendo dada por:

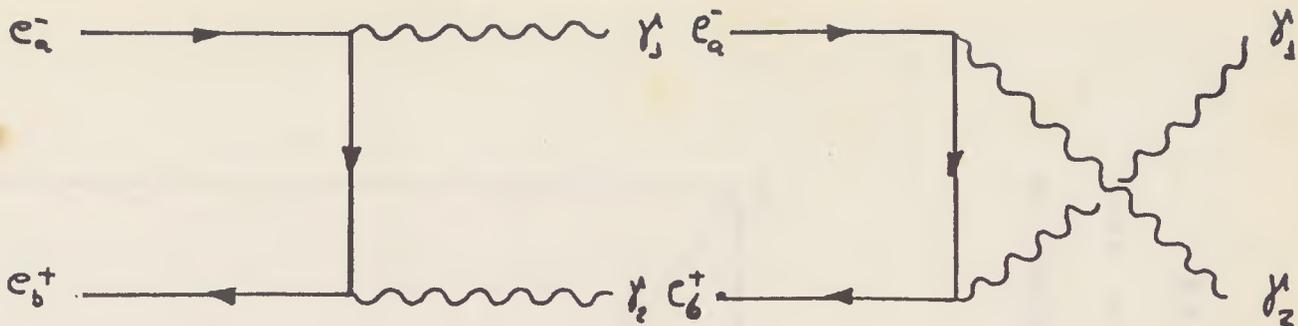


Fig. 1: Gráficos de Feynman do processo  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{s\beta} \left[ \frac{2(1+\gamma)}{1-\beta^2x^2} - 1 - \frac{2\gamma^2}{(1-\beta^2x^2)^2} \right] \quad (3)$$

(ver fig. 2) e a secção de choque total:

$$\sigma = \frac{\pi\alpha^2}{s\beta} \left[ (2+2\gamma-\gamma^2) \frac{I_0}{\beta} - 2(1+\gamma) \right] \quad (4)$$

(ver fig. 3), onde:

$$\gamma = 1 - \beta^2 = 4m^2/s$$

$$I_0 = \ln \left( \frac{1+\beta}{1-\beta} \right)$$

$$x = \cos \Theta$$

(5)

sendo  $\sqrt{s}$  a energia total do sistema e  $\Theta$  o ângulo entre um dos fótons e a direção do feixe (para maiores detalhes sobre

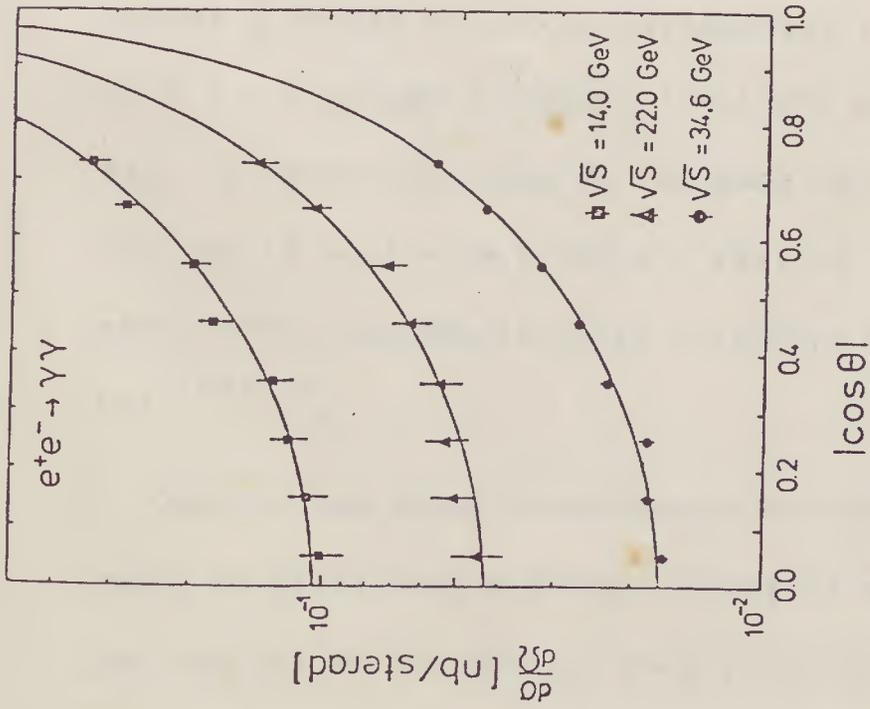


Fig. 2: medidas da seção de choque diferencial no processo  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  (Ref.1)

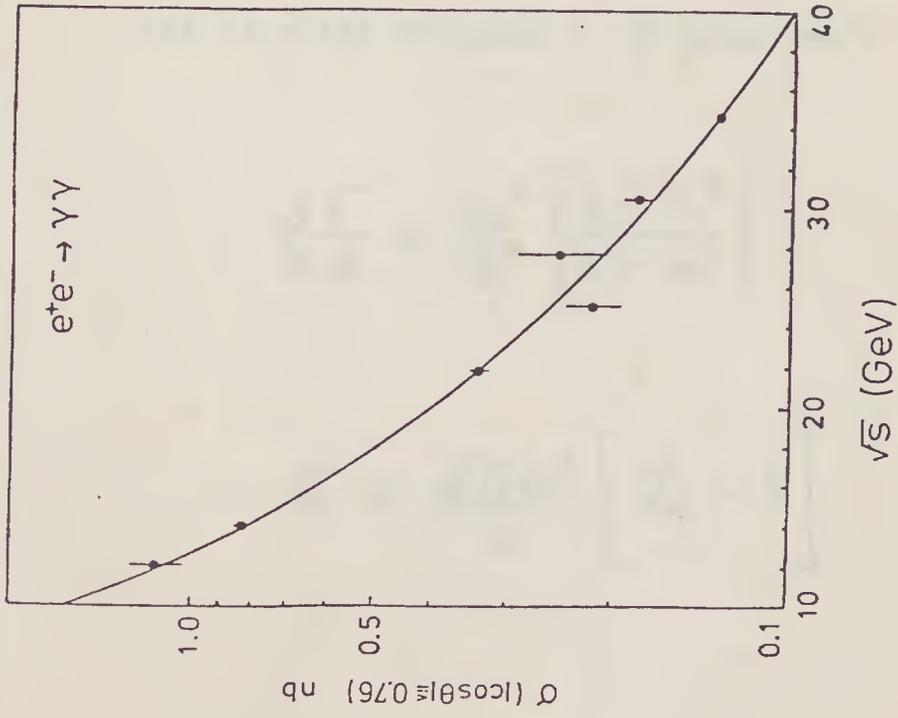


Fig. 3: medidas da seção de choque total no processo  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  (Ref.1)

o cálculo e aplicações a aceleradores  $e^+e^-$  sugerimos a leitura da Ref.4). O comportamento assintótico de (3) e (4) no limite de altas energias (  $S \gg m^2$  ) é:

$$\frac{d\Gamma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{S} \left[ \frac{1+x^2}{1-x^2} \right] \quad (6)$$

$$\Gamma = \frac{2\pi\alpha^2}{S} \left[ L_e - 1 \right] \quad (7)$$

onde:

$$L_e = \ln \left( S/m^2 \right) \quad (8)$$

É importante notar que a massa do elétron é essencial para manter a secção de choque diferencial (6) finita para  $x = \pm 1$  e a secção de choque total (7) diferente de zero. A fig. 2 mostra medidas de (6) para valores de energia no C.M. de 14 - 22 - 34,6 GeV e a fig. 3 , medidas de (7) com excelente concordância entre o teórico e o experimental (Ref.1).

Observe que mesmo sendo máxima a produção de fótons na direção do feixe, não é possível medi-la pois o detector é cego nas regiões de incidência. Esta limitação experimental impõe

cortes para ângulos  $\Theta$  ao redor de  $0^\circ$  e  $180^\circ$ . Nessas condições, a massa do elétron pode ser desprezada sem risco do termo logarítmico (8) divergir e a secção de choque total tem seu valor reduzido ficando dependente das condições experimentais de cada máquina. Nota-se também que os resultados são simétricos em relação aos hemisférios determinados por  $\Theta$  maior e menor que  $90^\circ$ .

## II.2. LAGRANGEANAS EFETIVAS

Na ausência de um modelo, ou melhor, sem elegermos um modelo específico, a melhor abordagem para verificarmos o efeito de novas interações é adicionarmos lagrangeanas efetivas à teoria de W-S. Tal procedimento foi largamente empregado no estudo de teorias de grande unificação (Ref.7) e ainda remonta ao que a teoria de Fermi representa para as interações fracas.

Lagrangeanas efetivas não são renormalizáveis e se prestam apenas para cálculos ao nível de árvore. Sua escolha deve obedecer a critérios mínimos de construção, em geral assume-se CPT válida, mas mesmo os princípios mais sagrados, como a invariância de gauge, poderiam ser violados. Em nosso estudo, manteremos sempre válida a invariância de gauge do eletromagnetismo, porém alguns casos podem até violar a simetria do modelo de W-S, desde que estes fenômenos não ocorram em níveis

que contradigam os atuais resultados experimentais.

### II.3. LÉPTON EXCITADO

Uma suspeita teórica, dada a repetição das famílias fermiônicas, seria que os léptons não são partículas fundamentais, e sua estrutura interna não foi observada até agora, caso exista, devido ao fato de não termos ainda atingido energias da ordem da escala de composição. Suponhamos que o elétron seja constituído de subpartículas ligadas por algum tipo de interação forte, e que estados excitados interajam com o estado fundamental, a energias abaixo da escala de composição, através da seguinte lagrangeana efetiva:

$$\mathcal{L}_I = \frac{g}{2} \bar{e} \sigma_{\mu\nu} F^{\mu\nu} e^* + h.c. \quad (9)$$

onde  $e^*$  é o campo do lépton excitado. (Note que o operador que aparece em (9) possui dimensão  $[M]^5$  portanto para que  $\mathcal{L}_I$  tenha dimensão  $[M]^4$  devemos ter  $[g] = [M]^{-1}$ ).

Para efeito de simplicidade estamos considerando em (9) apenas o acoplamento vetorial, desprezando um possível termo axial (para maiores detalhes consultar Ref.8). Dessa forma, dos diagramas da fig. 4, podemos escrever os elementos de matriz desse processo:

$$m_2 = -ig^2 \bar{\nu}(b) \not{\epsilon}_2 \frac{(\not{\epsilon} + M)}{l^2 - M^2} \not{\epsilon}_1 u(a) + 1 \leftrightarrow 2 \quad (10)$$

onde  $M$  é a massa do lépton excitado.

A secção de choque diferencial, incluindo a contribuição de QED e sua interferência com (10), e desprezando a massa do elétron, será:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{S} & \left\{ \left[ \frac{1 + \chi^2}{1 - \chi^2} \right] + \frac{g^2 S}{e^2} \cdot \frac{[\omega + (\omega - 2)\chi^2]}{(\omega^2 - \chi^2)} + \right. \\ & + \left( \frac{g^2 S}{2e^2} \right)^2 \frac{1}{(\omega^2 - \chi^2)^2} \left[ \omega^2(4\omega - 3) - (8\omega^2 - 4\omega - 1)\chi^2 - \right. \\ & \left. \left. - (\omega^2 - 8\omega + 4)\chi^4 - \chi^6 \right] \right\} \quad (11) \end{aligned}$$

e a secção de choque total é dada por:

$$\begin{aligned} \sigma = \frac{2\pi\alpha^2}{S} & \left\{ \int_0 - 1 + \frac{g^2 S}{2e^2} [(\omega - 1)^2 \int_0^* + 2(2 - \omega)] + \right. \\ & \left. + \left( \frac{g^2 S}{2e^2} \right)^2 \left[ (\omega - 1)^2 (2\omega^2 - 2\omega - 1) \frac{\int_0^*}{\omega} + \frac{8}{\omega + 1} - (2\omega - 3)^2 - \frac{7}{3} \right] \right\} \quad (12) \end{aligned}$$

onde:

$$\begin{aligned} \omega &= 1 + \frac{2M^2}{S} \\ \int_0^* &= \ln \left( \frac{\omega + 1}{\omega - 1} \right) \end{aligned} \quad (13)$$

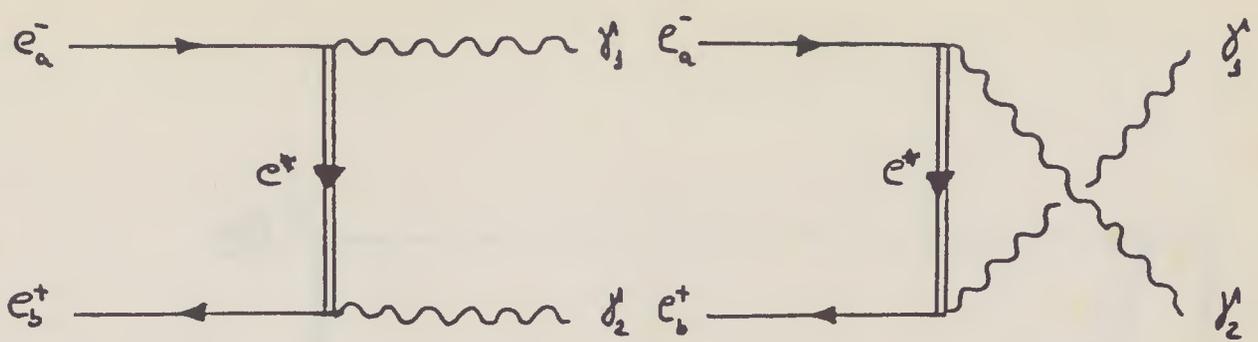


Fig. 4: Diagramas devido ao lépton excitado.

Existem dois parâmetros livres,  $g$  e  $M$  (massa do lépton excitado). Para apresentarmos nossos resultados, podemos colocar (11) e (12) em função de um único parâmetro assumindo  $g^2 = 4\pi / M^2$ , já que esperamos que a massa do lépton excitado seja da ordem da escala de composição. A fig. 5 mostra a distribuição angular para valores de  $M = 700, 800, 900, 1000, 1100$  GeV quando  $\sqrt{s} = 190$  GeV (que é a energia esperada obter na fase II do acelerador Lep do Cern). A maior diferença entre QED (curva contínua) e  $e^*$  ocorre para ângulos  $\theta$  ao redor de  $90^\circ$ . De acordo com os parâmetros acima, esta diferença será de no máximo 20% quando  $M$  for no mínimo  $6,3\sqrt{s}$  (quando  $\sqrt{s} = 190$  GeV,  $M = 1200$  GeV) aumentando para massas menores que 1,2 TeV. A fig. 6 mostra a secção de choque total integrada no intervalo  $|\cos\theta| \leq 0,85$  (compatível com corte experimental) para valores de  $M = 800, 1000, 1200, 1400, 1600, 1800, 2000$  GeV.

Da fig. 5 de  $d\sigma / d\Omega$  podemos concluir que se existiram léptons excitados com massa (e escala de confinamento) até a ordem de 1200 GeV, seus sinais poderão ser observados na se-

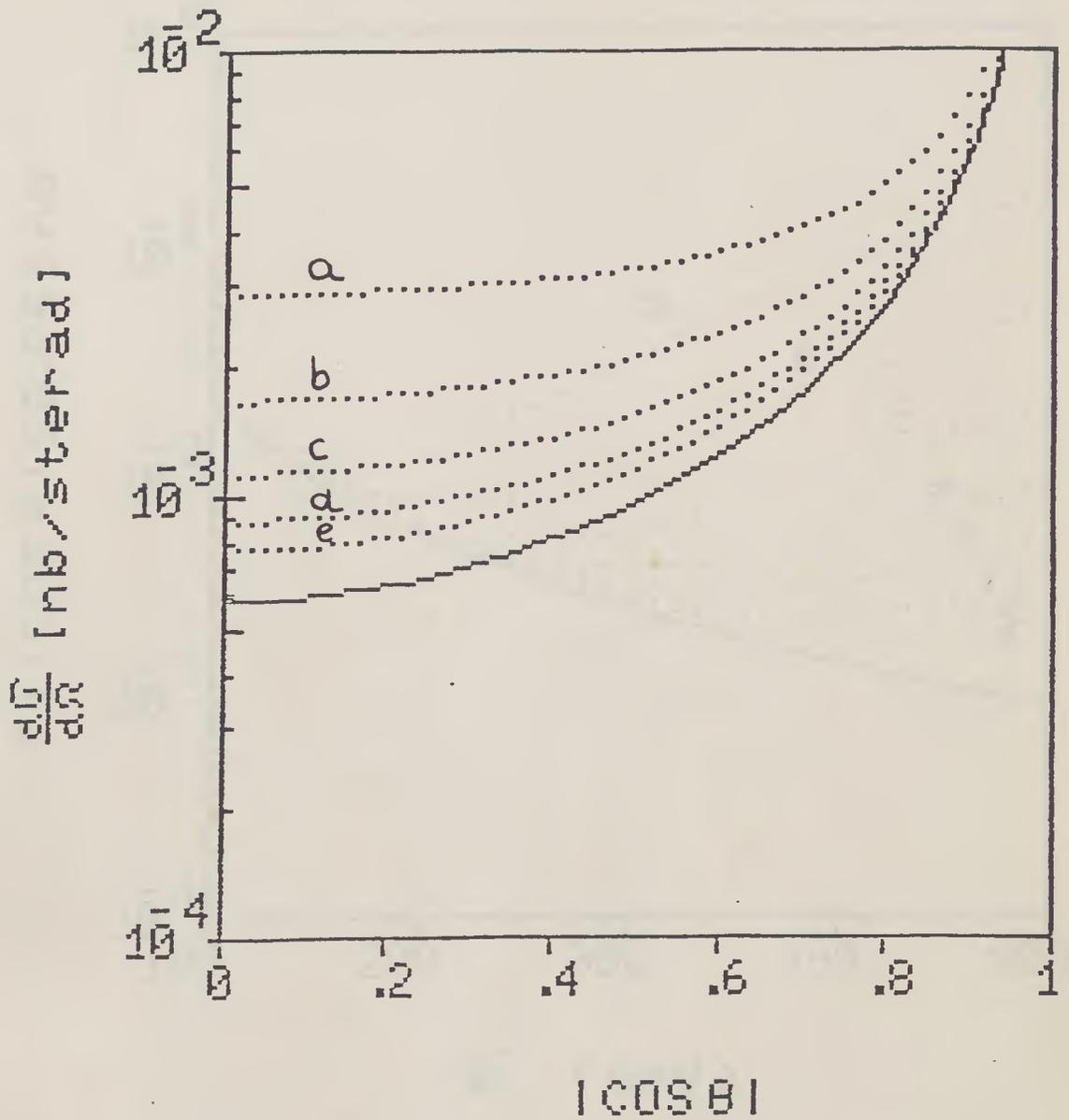


Fig. 5: A curva contínua representa a secção de choque diferencial devido a QED e as linhas pontilhadas incluem um lépton excitado com massa de: a) 700                      b) 800  
c) 900                      d) 1.000                      e) 1.100 GeV

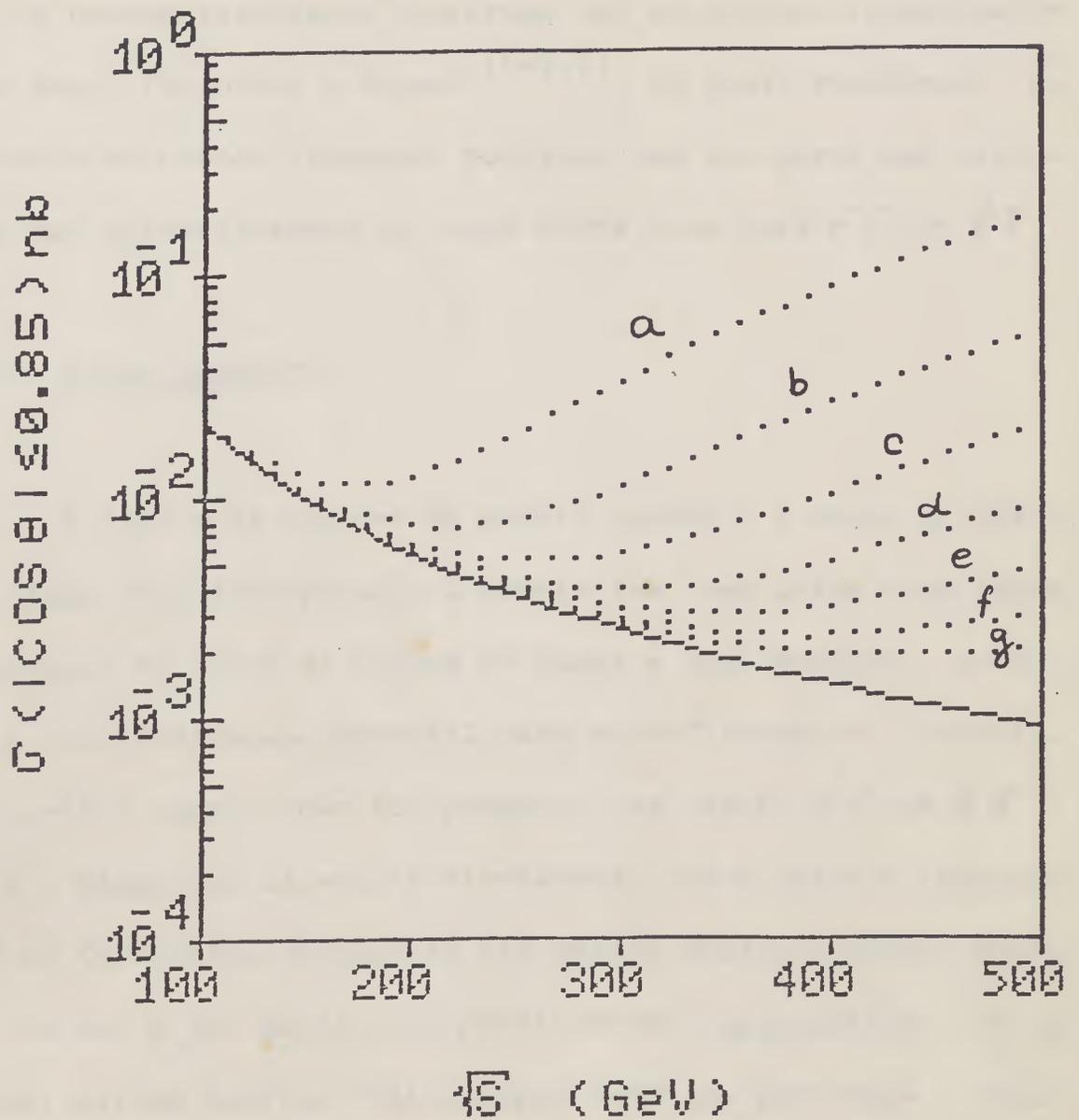


Fig. 6: A curva contínua representa a secção de choque total para QED e as linhas pontilhadas incluem um lépton excitado com massa de: a) 800      b) 1.000      c) 1.200  
d) 1.400      e) 1.600      f) 1.800      g) 2.000 GeV

$\sqrt{s} = 200$

gunda fase do acelerador LEP (i.e. LEP II,  $\sqrt{s} = 190 \text{ GeV}$ ).

Os nossos resultados concordam com os obtidos recentemente por Méry, Perrottet e Renard (Ref.9), os quais recebemos ao término de nossos trabalhos cobrindo uma boa parte dos cálculos que apresentaremos ao longo desta tese para  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ .

#### II.4. HIGGS COMPOSTO

O lado mais obscuro do modelo padrão é o setor do bóson de Higgs. Sua incorporação à teoria tem como única finalidade a geração de massa de bósons de gauge e dos férmions, tornando a sua observação essencial para a confirmação do modelo. Isto até o momento não foi possível (na reação  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ ) pois o Higgs não se acopla diretamente com o fóton e interage com os férmions na proporção das massas destes últimos, fazendo com que o seu sinal seja praticamente imperceptível. No entanto, alguns modelos tratam Higgs como uma partícula composta possibilitando seu acoplamento com dois fótons como mostra a fig. 7, sendo que no modelo padrão, este acoplamento só ocorre em ordens mais altas como por exemplo, o da fig. 8.

Em vista disso, consideremos a seguinte lagrangeana:

$$\mathcal{L}_I = \frac{m}{\Lambda_S} \phi_S \bar{e}e + \frac{im}{\Lambda_P} \phi_P \bar{e}\gamma_5 e + \frac{g_S}{4} \phi_S F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{g_P}{4} \phi_P F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} \quad (14)$$

onde  $\phi_S$  e  $\phi_P$  são campos escalares e pseudoescalares e

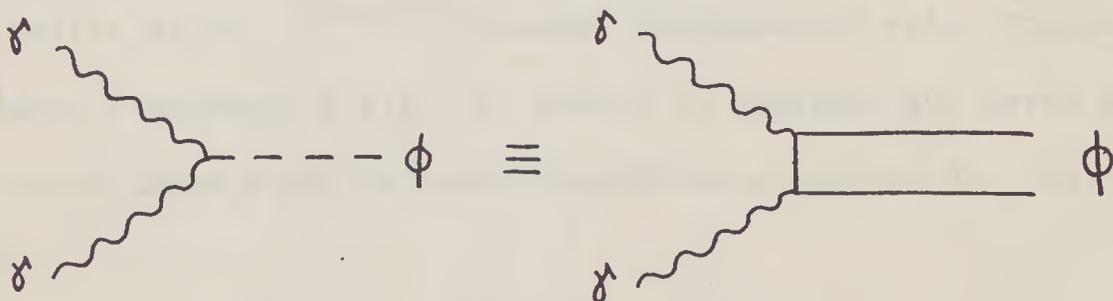


fig. 7 : acoplamento efetivo do Higgs com dois fótons equivalente ao acoplamento de um Higgs composto.

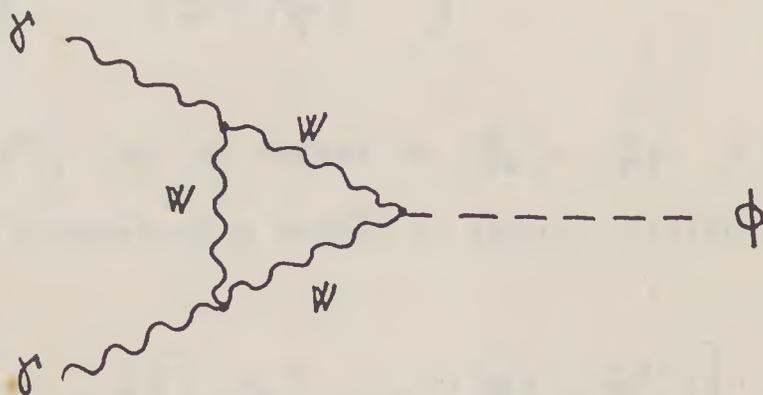


fig. 8 : acoplamento do bóson de Higgs com dois fótons, no modelo padrão, através de um loop de  $W^\pm$  ou  $Z^0$ .

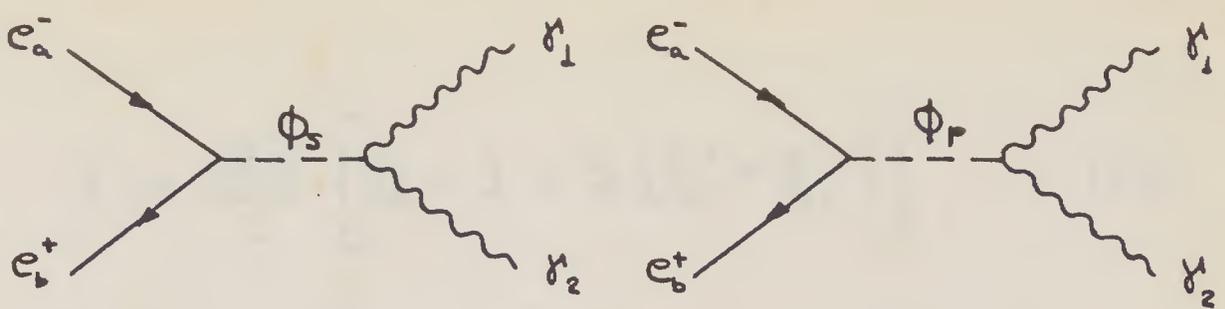


Fig. 9: Diagramas devido a campos escalares

$\Lambda_s^{-1}$ ,  $\Lambda_p^{-1}$ ,  $g_s$ ,  $g_p$  são constantes de acoplamento. Veja que o primeiro termo de (14) é esperado no modelo de w-S. Lagrangeanas similares foram estudadas por Renard, Bopp et al. e Hollik et al. (Ref.10) contendo acoplamentos entre fótons e bósons escalares. A fig. 9 mostra os gráficos que devem ser acrescentados à QED, e seus respectivos elementos de matriz são:

$$\begin{aligned}
 m_2 = \bar{v}(b) & \left\{ \frac{i m g_s}{\Lambda_s} \cdot \frac{[(12)g_{\alpha\beta} - 1_\beta 2_\alpha]}{(s - M_s^2)} + \right. \\
 & \left. + \frac{m g_p}{\Lambda_p} \cdot \frac{\gamma_5 \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} 1^\mu 2^\nu}{(s - M_p^2)} \right\} u(a) E_1^\alpha E_2^\beta
 \end{aligned} \tag{15}$$

onde  $M_s$  e  $M_p$  são as massas de  $\phi_s$  e  $\phi_p$ . A partir de (15) podemos determinar a secção do choque diferencial:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{s} \left[ \frac{1 + \chi^2}{1 - \chi^2} + s (g_s^2 + g_p^2) \right] \tag{16}$$

e a secção de choque total:

$$\sigma = \frac{2\pi\alpha^2}{s} \left[ \mathcal{L} - 1 + S (\xi_s^2 + \xi_p^2) \right] \quad (17)$$

onde:

$$\xi_s = \frac{m g_s}{4e^2 \Lambda_s} \cdot \frac{s}{s - M_s^2} \quad (18)$$

$$\xi_p = \frac{m g_p}{4e^2 \Lambda_p} \cdot \frac{s}{s - M_p^2}$$

Assumindo a existência de um acoplamento como o da fig. 7, podemos esperar que  $g_s$  e  $g_p$  sejam da forma  $e^2/\Lambda_s$  e  $e^2/\Lambda_p$ . Sem perda de generalidade, podemos fazer ainda  $M = M_s = M_p$  e ainda:

$$\frac{1}{\Lambda_s^4} + \frac{1}{\Lambda_p^4} = \frac{1}{\Lambda^4} \quad (19)$$

e teremos que:

$$S(\xi_s^2 + \xi_p^2) = \frac{m^2 s}{16\Lambda^4} \cdot \frac{s^2}{(s - M^2)^2} \quad (20)$$

Podemos verificar por (20) que nas condições assumidas ( para  $\sqrt{s} = 190 \text{ GeV}$ ,  $\Lambda \approx 1 \text{ TeV}$ ,  $M \approx 100 \text{ GeV}$ ), o pequeno acoplamento não permite a observação de tal bóson escalar. Tal fato poderia ser diferente se o acoplamento dos férmions com

os bósons escalares não fosse proporcional à massa dos mesmos (isto é, no nosso caso  $M = M_e$ ), que é a principal razão de termos uma secção de choque diminuta, porém neste caso, tal acoplamento seria muito diferente do que ocorre no modelo W-S e não teríamos como justificar um acoplamento grande. Hikasa (Ref.10) estudou a possibilidade de tais acoplamentos produzirem uma assimetria em  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ , porém como observamos acima as contribuições devido a troca de escalares são tão pequenas que não acreditamos que seja possível observar tais assimetrias.

## II.5. TERMOS DE CONTATO

Termos de contato como os apresentados na fig. 10 também são permitidos impondo-se na teoria a invariância de gauge do eletromagnetismo, os quais descrevem interações residuais abaixo de uma escala de energia  $\Lambda$ . Existem diversas possibilidades para os mesmos dependendo de sua dimensão, porém vamos considerá-los até dimensão 8 já que, conforme aumentamos a dimensão do operador em questão maior será a supressão das secções de choque em potência de  $\Lambda^{-1}$ .

Tais correções a QED já foram propostas a muito tempo e alguns trabalhos recentes que tratam do assunto são: Leung, Love e Rao, e King e Sharpe (Ref.11) para termos de dimensão 6 e Drell e Parke (Ref.12), Dicus e Tata (Ref.13), e del

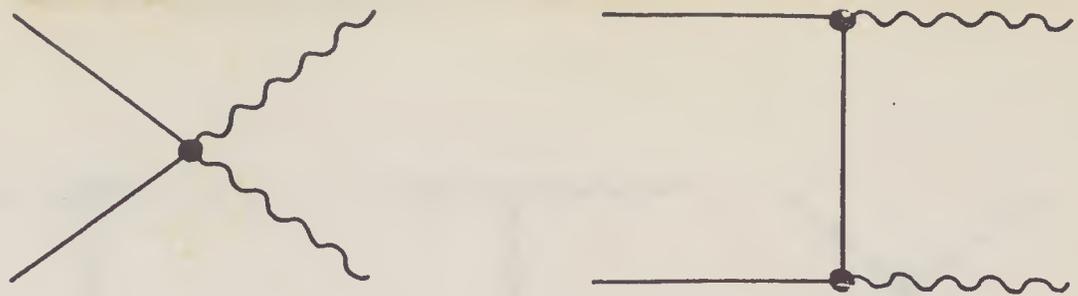


Fig. 10: Possíveis termos de contato.)

Águila et al. (Ref.14).

### II.5.1. DIM 6

A langrangeana efetiva para o processo é dada por:

$$\mathcal{L}_I = i \bar{e} \gamma_\mu (g_1 F^{\mu\nu} + g_2 \tilde{F}^{\mu\nu}) D_\nu e \quad (21)$$

onde:

$$D_\nu = \partial_\nu + ie A_\nu$$

Esta lagrangeana produz dois tipos de vértices, um que acopla o elétron a um fóton e modifica o termo de interação QED pura, e um segundo que acopla o elétron a dois fótons. Porém, pode-se verificar que, quando se escreve o elemento de matriz completo, todos os termos em ordem  $eg$  se cancelam e o termo com acoplamento de 2 fótons desaparece, restando apenas QED e termos em ordem  $g^2$ . A fig. 11 mostra os diagramas que se cancelam, onde os vértices devido a (21) estão assinalados, e a fig. 12 mostra os que produzem o ele-

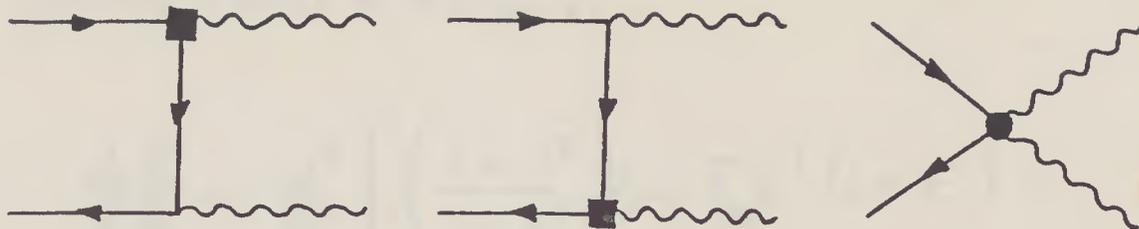


fig. 11 : os diagramas acima e seus cruzados quando somados se cancelam.

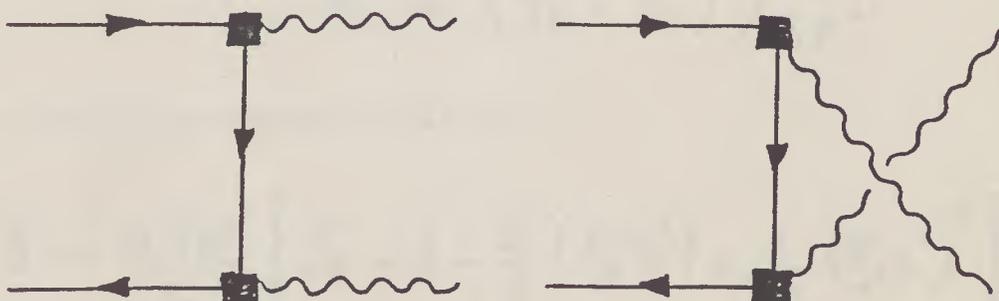


fig. 12 : os diagramas acima produzem o elemento de matriz não nulo.

mento de matriz:

$$M = \frac{i}{4} \bar{v}(b) R \not{x}_2 \not{x}(\ell - m) \not{x}_1 R u(a) + 1 \leftrightarrow 2 \quad (2d)$$

onde:

$$R = g_1 + i g_2 \gamma_5$$

A secção de choque diferencial incluindo QED e desprezando a massa do elétron é:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{S} \left[ \left( \frac{1+\chi^2}{1-\chi^2} \right) \left( \xi_+ S^2 (1+\chi^2) + \frac{(\xi_+ S^2)^2}{4} (1-\chi^4) \right) \right] \quad (23)$$

onde:

$$\xi_+ = (g_1^2 + g_2^2) / 8e^2 \quad (24)$$

E a secção de choque total é:

$$\sigma = \frac{2\pi\alpha^2}{S} \left[ \mathcal{L}_e - 1 - \frac{4}{3} (\xi_+ S^2) + \frac{1}{5} (\xi_+ S^2)^2 \right] \quad (25)$$

Fazendo  $g_1^2 + g_2^2 = 4\pi/\Lambda^4$ , apresentamos na fig. 13 a distribuição angular para  $\Lambda = 340, 375, 415, 450, 490, 525$  GeV com  $\sqrt{S} = 190$  GeV. Para um limite de no máximo 20% entre QED e Dim 6 em  $\theta \approx 90^\circ$ ,  $\Lambda$  deve ser no mínimo  $3\sqrt{S}$ . Observe que este acoplamento é destrutivo, isto é; quanto menor  $\Lambda$  mais rápido  $d\sigma/d\Omega$  vai a zero. A fig. 14 mostra a secção de choque total para  $\Lambda = 375, 565, 752, 940, 1128$  GeV com  $|\cos\theta| \leq 0.85$ . Este processo é fortemente dependente dos limites de observação em  $\cos\theta$ , se este for próximo da unidade o efeito da parte abaixo de QED torna-se quase im-

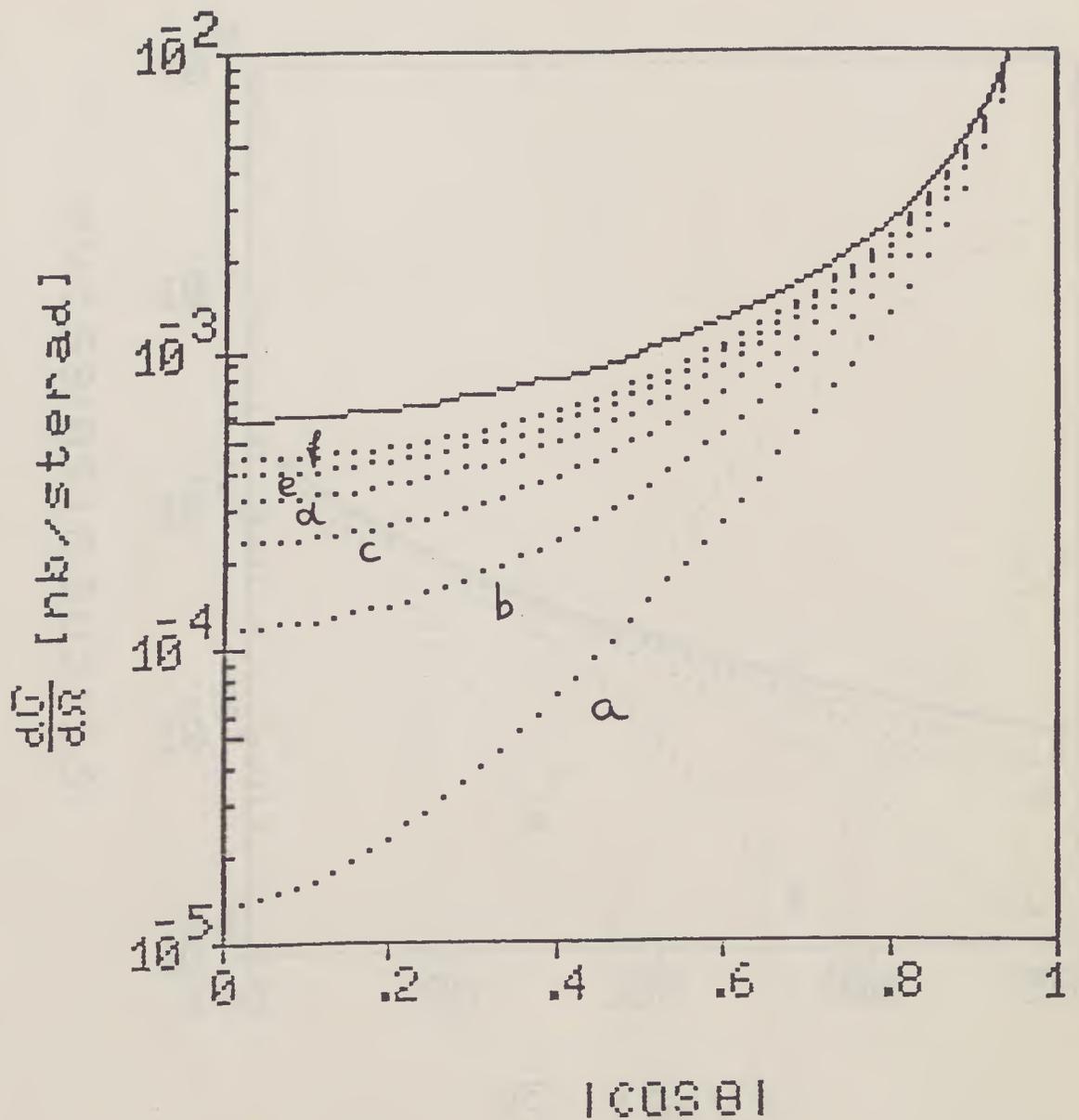


Fig. 13: A curva contínua representa a secção de choque diferencial devido a QED e as curvas pontilhadas incluem um termo de DIM 6 para os seguintes valores de  $\sqrt{s}$  :

a) 340      b) 375      c) 415      d) 450      e) 490  
 f) 525 GeV

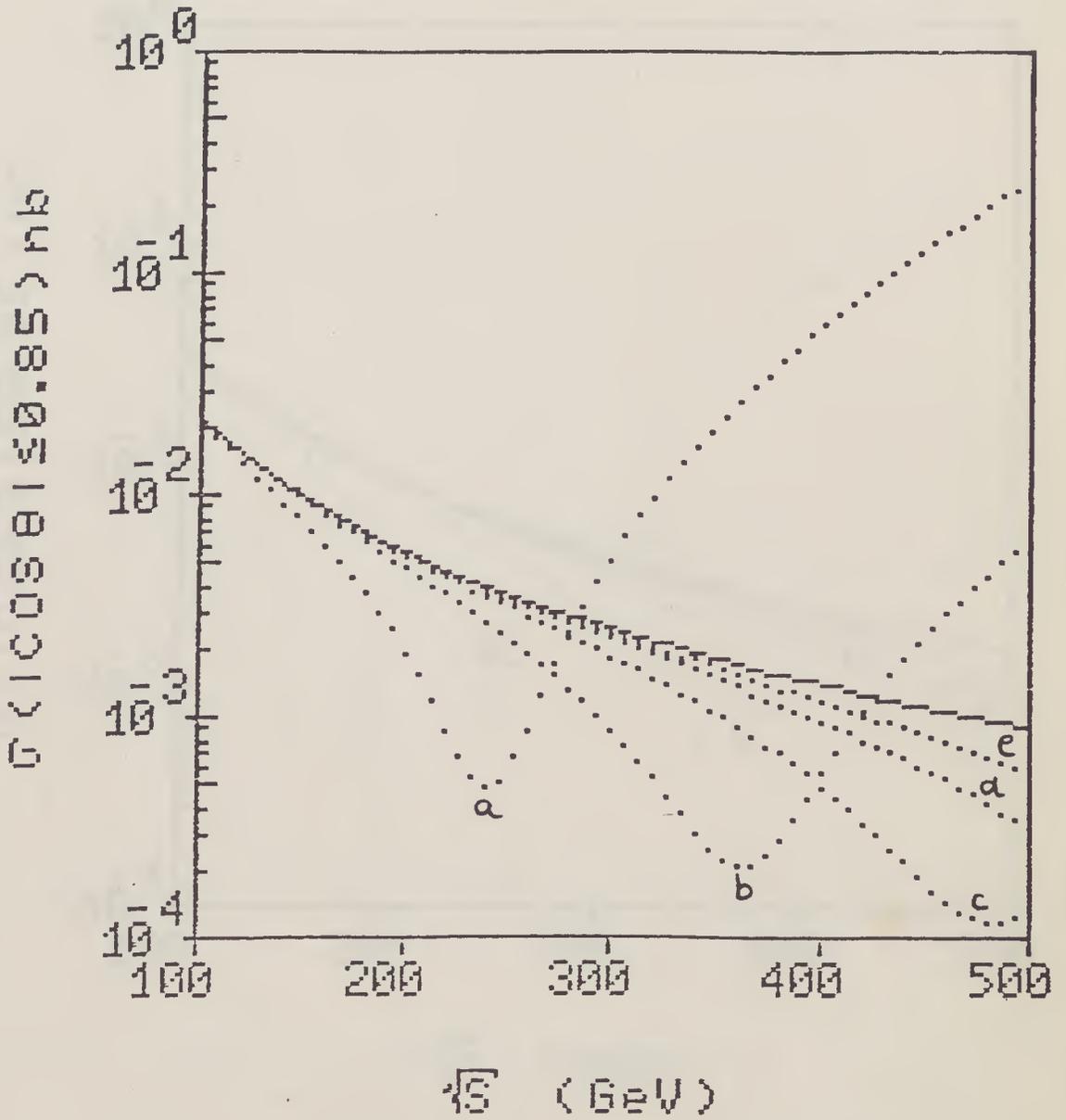


Fig. 14: A curva contínua representa a secção de choque total devido a QED e as curvas pontilhadas incluem um termo DIM 6 para os seguintes valores de  $\sqrt{s}$ : a) 375 b) 565 c) 752 d) 940 e) 1.128 GeV

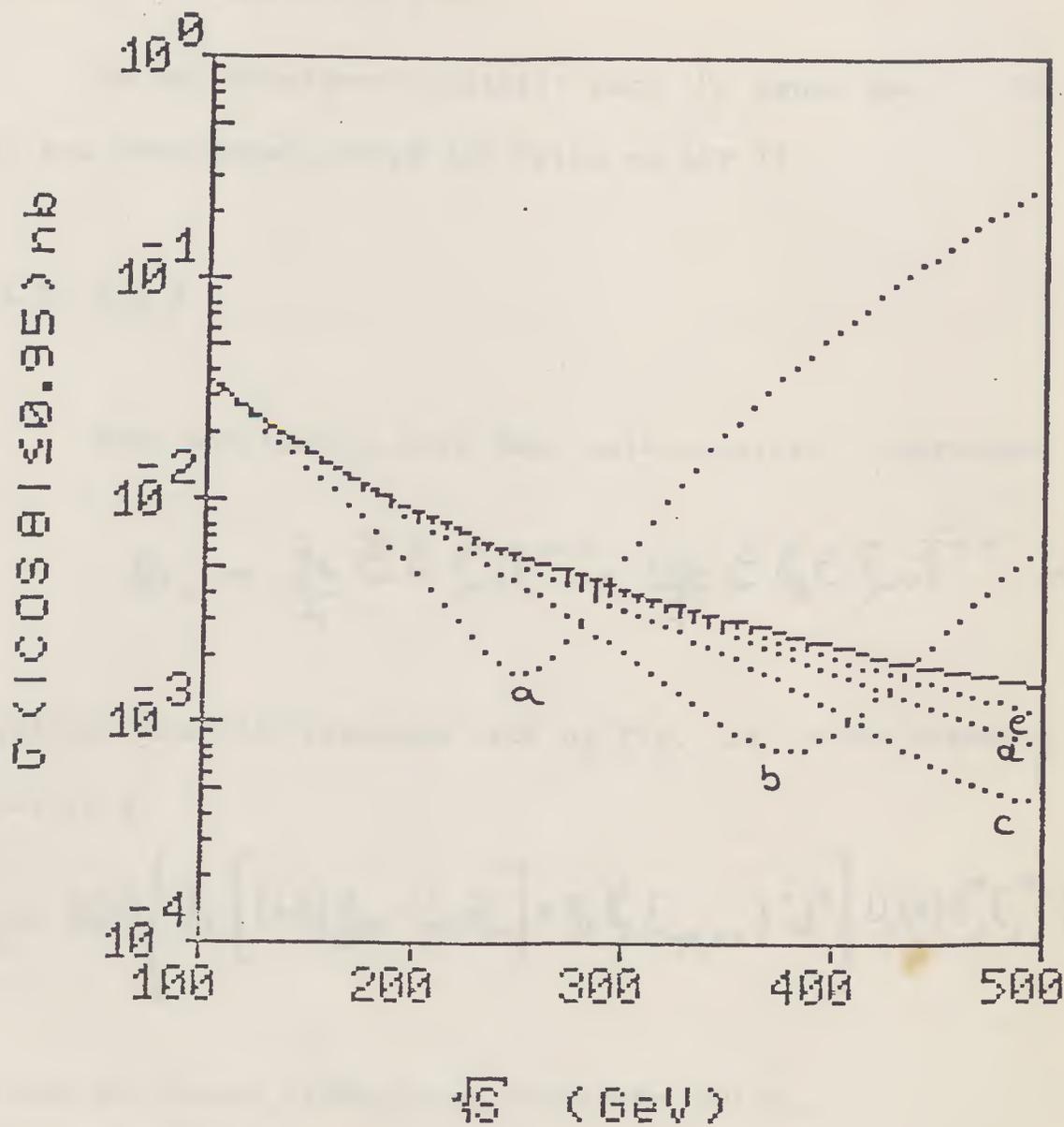


FIG. 15: Idêntico a fig. 14 mudando apenas os limites de integraçã

perceptível. A fig. 15 é idêntica a fig. 14 só diferindo no limite  $|\cos \theta| \leq 0.95$ .

Se tal acoplamento existir para  $\Lambda$  menor que 570 GeV, sua observação poderá ser feita no LEP II.

### II.5.2. DIM 7

Este acoplamento será dado pela seguinte lagrangeana:

$$\mathcal{L}_I = \frac{g_s}{4} \bar{e} e F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{ig_P}{4} \bar{e} \gamma_5 e F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} \quad (26)$$

O gráfico para este processo está na fig. 16 e seu elemento de matriz é:

$$M = \bar{v}(b) \left\{ g_s \left[ (1/2) g_{\alpha\beta} - 1/3 \delta_{\alpha\beta} \right] + g_P \gamma_5 \epsilon_{\alpha\beta\mu\nu} 1^{\mu} 2^{\nu} \right\} U(a) E_1^{\alpha} E_2^{\beta} \quad (27)$$

A secção de choque diferencial incluindo QED é:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{s} \left[ \left( \frac{1+\kappa^2}{1-\kappa^2} \right) + S \left( \mathbb{E}_S^2 + \mathbb{E}_P^2 \right) \right] \quad (28)$$

e a secção de choque total é:

$$\sigma = \frac{2\pi\alpha^2}{s} \left[ \mathcal{L} - 1 + S \left( \mathbb{E}_S^2 + \mathbb{E}_P^2 \right) \right] \quad (29)$$

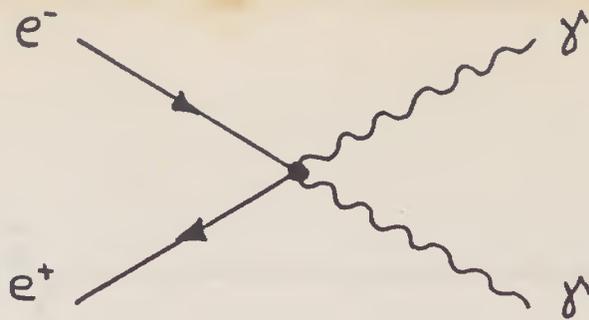


Fig. 16: Diagrama para um termo de DIM 7

onde:

$$\int_0^{\Lambda} g_S = - \frac{g_S}{4e^2} \cdot S \quad (30)$$

$$\int_0^{\Lambda} g_P = - \frac{g_P}{4e^2} \cdot S$$

Fazendo  $g_S^2 + g_P^2 = 4\pi/\Lambda^6$ , ficamos com apenas um parâmetro livre. A fig. 17 mostra a distribuição angular para  $\sqrt{S} = 190$  GeV e  $\Lambda = 300, 345, 390, 435, 480, 525$  GeV. O limite inferior de  $\Lambda$  que coloca o processo dentro das correções radiativas é  $\Lambda > 2,8 \sqrt{S}$ . A fig. 18 mostra a secção de choque total para  $|\cos \theta| \leq 0,85$  com  $\Lambda = 300, 450, 600, 750, 900, 1050$  GeV.

Se  $\Lambda$  for menor que 530 GeV o processo Dim 7 poderá ser observado no LEP II, caso contrário, para  $\Lambda$  menor que 5,6 TeV, poderá ocorrer no CLIC, o qual é o acelerador que está sendo estudado no CERN, proposto para realizar colisões  $e^+e^-$  com feixes de 1 TeV.

### II.5.3. DIM 8

Para um termo de contato de Dim 8 (Ref.12, 13), con-

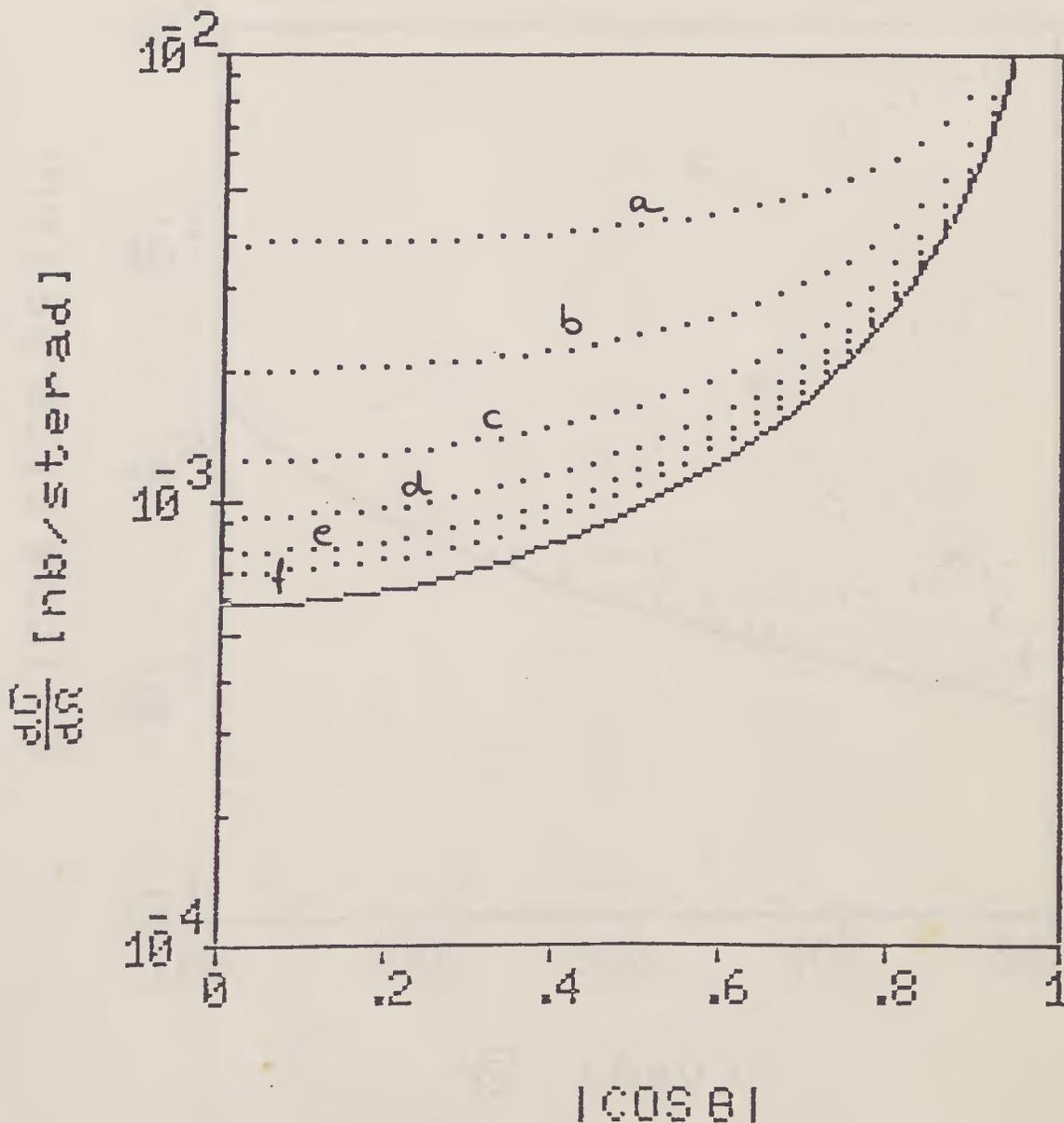


Fig. 17: A linha contínua representa a secção de choque diferencial devido a QED e as curvas pontilhadas incluem um termo de DIM 7 para os seguintes valores de  $\sqrt{s}$  :

a) 300      b) 345      c) 390      d) 435      e) 480

f) 525 GeV

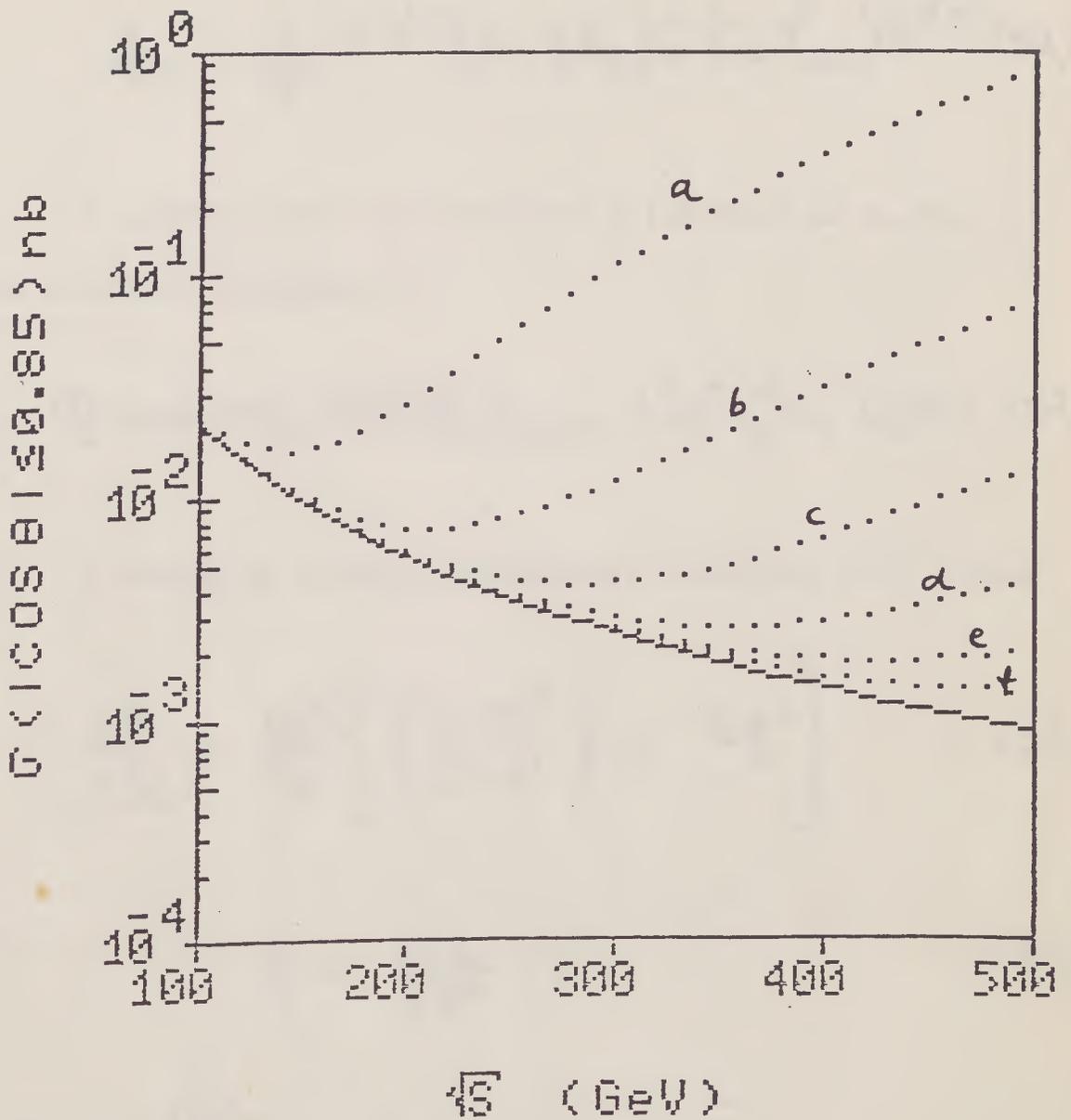


Fig. 18: A linha contínua representa a secção de choque total devido a QED e as curvas pontilhadas incluem um termo de DIM 7 para os seguintes valores de  $\sqrt{s}$ : a) 300 b) 450 c) 600 d) 750 e) 900 f) 1.050 GeV

sideremos a lagrangeana:

$$\mathcal{L}_I = \frac{1}{4} \bar{e} \gamma^\mu (\kappa - y \gamma_5) e (\partial_\mu \tilde{F}_{\alpha\beta}) F^{\beta\alpha} \quad (31)$$

O gráfico para este processo é idêntico ao da fig. 16 e seu elemento de matriz é:

$$M = 2m y \bar{v}(b) \gamma_5 \epsilon_{\alpha\beta\mu\nu} \not{1}^\mu \not{2}^\nu \epsilon_1^\alpha \epsilon_2^\beta u(a) \quad (32)$$

A secção de choque diferencial, incluindo QED, é dada por:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{S} \left[ \left( \frac{1+\kappa^2}{1-\kappa^2} \right) + S \mathcal{G}^2 \right] \quad (33)$$

onde:

$$\mathcal{G} = \frac{mS}{2e^2} \cdot y \quad (34)$$

Fazendo  $y = \sqrt{4\pi}/\Lambda^4$ , obtemos que:

$$S \mathcal{G}^2 = \left( \frac{9,9 \cdot 10^3 \text{ GeV}}{\sqrt{S}} \right)^2 \left( \frac{S}{\Lambda^2} \right)^4 \quad (35)$$

O que é muito pequeno devido ao acoplamento ser proporcional a massa do elétron, dificilmente observaremos efeitos devido a este tipo de interação até mesmo no acelerador CLIC.

Note que este operador de dimensão 8 possui uma chi-

ralidade tal que faz a secção de choque ser proporcional a massa do férmion ( $m_e$ ) e portanto tornando-a muito pequena.

## II.6. Z<sup>0</sup> AN OMALO

O bóson de gauge Z<sup>0</sup> no modelo padrão não se acopla com dois fótons tal como o bóson de Higgs, isto é; ao nível de  rvore. Tal acoplamento existe ao nível de um loop, mas mesmo assim são fortemente suprimidos pelo teorema de Yang (Ref.15) Como exemplo, corre es para  $e^+e^- \longrightarrow \gamma\gamma$  através de loops de Z<sup>0</sup> causam um desvio de menos de 0,5% para energia do C.M. da ordem de 1 TeV (Ref.3).

Em modelos compostos, existe a possibilidade do bóson Z<sup>0</sup> se acoplar diretamente com dois fótons, como mostra a fig. 19, e que pode ser descrito pela lagrangeana efetiva da forma:

$$\mathcal{L}_I = \frac{G}{4} Z_\mu (\partial^\mu \tilde{F}_{43}) F^{43} \quad (36)$$

Este acoplamento foi usado por Dicus (Ref.16) na época em que foram detectados os "eventos an omalos" no CERN.

Levando em conta o acoplamento dos f ermions com Z<sup>0</sup> no modelo padrão, podemos construir o diagrama da fig. 20, e seu respectivo elemento de matriz é dado por:

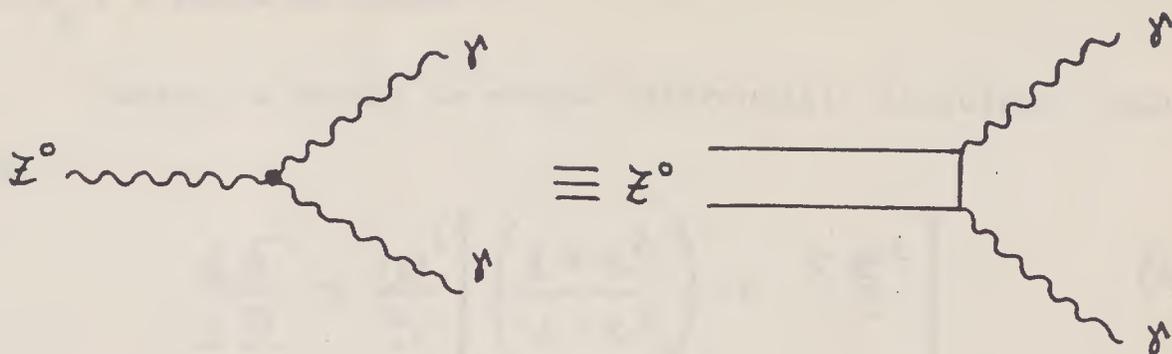


Fig. 19: Vértice efetivo  $Z^0 \gamma \gamma$  e seu correspondente quando  $Z^0$  é composto.

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M} = & -\bar{N}(b) \gamma^\mu (\chi - y \gamma_5) U(a) \left( g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / M^2 \right) \cdot \\
 & \cdot \left( q^2 - M_z^2 \right)^{-1} G q^\nu \epsilon_{\mu\beta\gamma\lambda} \int d^4 \alpha \epsilon_1^\alpha \epsilon_2^\beta
 \end{aligned} \tag{37}$$

onde:

$$\chi = \frac{g}{2 \cos \theta_w} (C_L + C_R) \tag{38}$$

$$y = \frac{g}{2 \cos \theta_w} (C_L - C_R)$$

e os acoplamentos entre o  $Z^0$  e os férmions são os do modelo padrão:

$$\begin{aligned}
 C_L &= \sin^2 \theta_w - 1/2 \\
 C_R &= \sin^2 \theta_w
 \end{aligned} \tag{39}$$

e  $M_z$  é a massa do bóson  $Z^0$ .

Assim, a secção de choque diferencial, incluindo QED, é:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{s} \left[ \left( \frac{1+x^2}{1-x^2} \right) + s \xi^2 \right] \quad (40)$$

e a secção de choque total é:

$$\sigma = \frac{2\pi\alpha^2}{s} \left[ \mathcal{L}_e - 1 + s \xi^2 \right] \quad (41)$$

onde:

$$\xi = \frac{m_y s}{4e^2 M_z^2} \cdot G \quad (42)$$

Fazendo  $G = 1/\Lambda^2$ , e usando  $M_w = 82$  GeV,  $\sin^2 \theta_w = 0,227$ ,  $C_L = 1$  e  $C_R = 0$  obtemos:

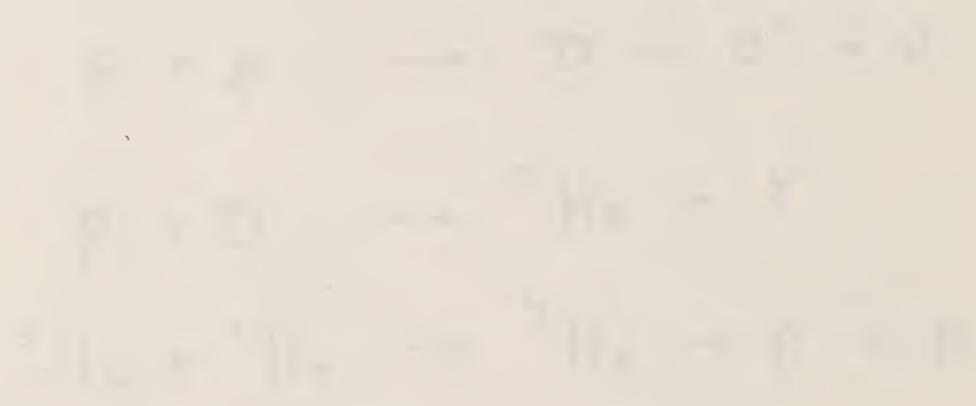
$$s \xi^2 \approx 2,25 \cdot 10^{-11} \left( \frac{\sqrt{s}^3}{\Lambda^2 M_w} \right)^2 \quad (43)$$

o que é completamente desprezível, e este resultado poderia ser esperado considerando a supressão prevista pelo teorema de Yang.

No capítulo IV onde apresentamos nossas conclusões ge-

rais, faremos um breve resumo das possibilidades de observarmos algumas das interações propostas neste capítulo.

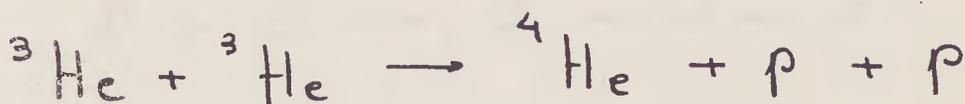
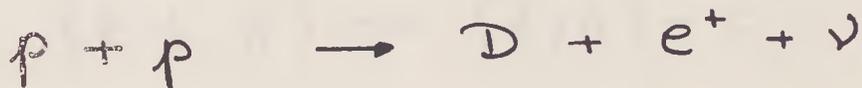
As interações propostas são:



As interações propostas são:

As interações propostas são:

Numa estrela como o Sol a energia é produzida através de reações nucleares tais como (Ref.17):

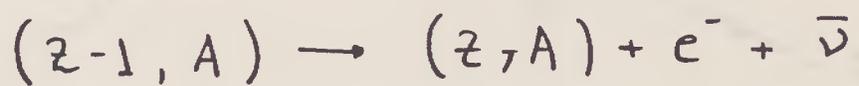


Apesar de muita energia ser produzida na forma de positrons, e raios gama como mostram as reações acima, estes sofrem inúmeros espalhamentos e apenas fótons de pequeno comprimento de onda acabarão escapando através do envelope externo da estrela. Na verdade o grande responsável por drenar grandes quantidades de energia de uma estrela são os neutrinos. Devido a sua fraca interação com a matéria, eles escapam do núcleo estelar praticamente sem interagir.

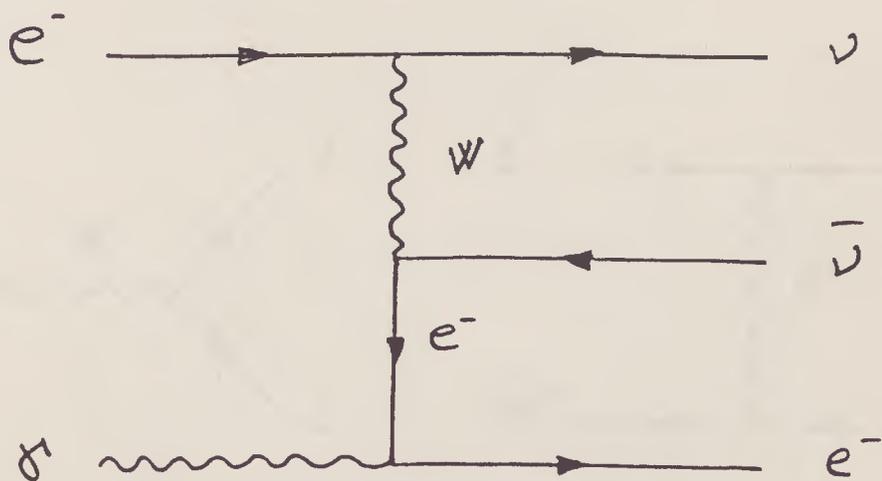
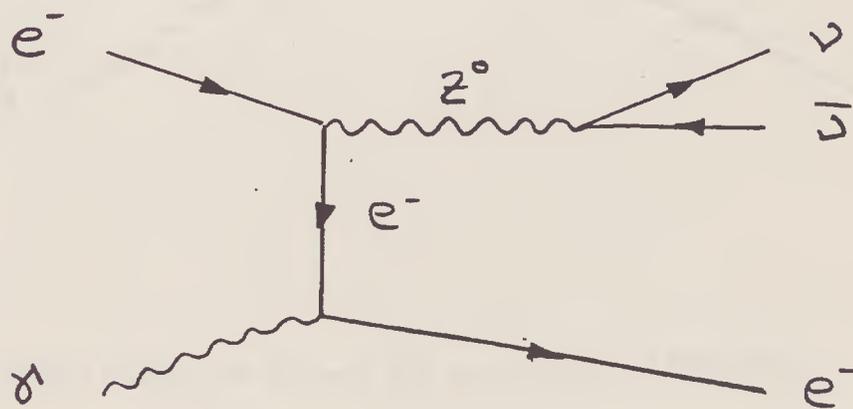
Dependendo da massa da estrela, e seu estágio de evolução (e conseqüentemente sua temperatura) um ou outro processo de emissão de neutrinos poderá ser mais ou menos importante para o resfriamento da estrela.

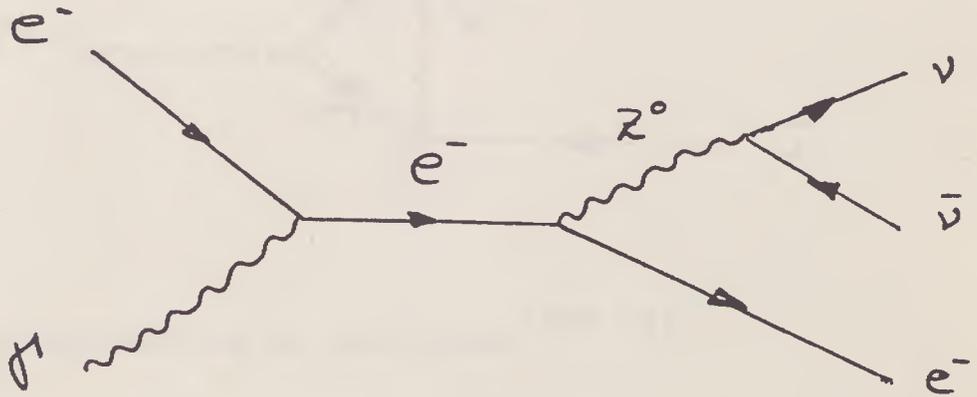
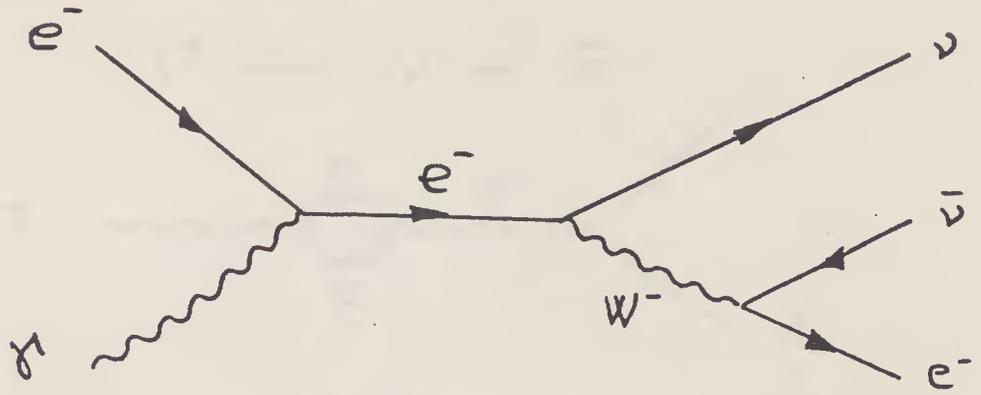
Alguns dos processos responsáveis pela emissividade de neutrinos são:

a) Processo URCA (Ref.18):

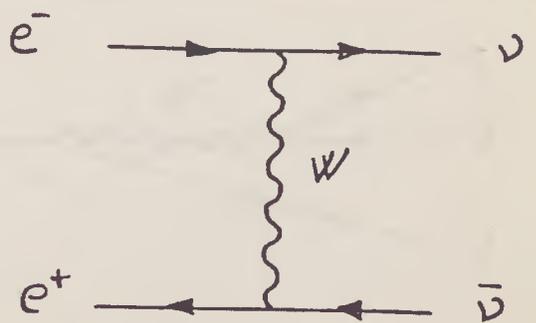
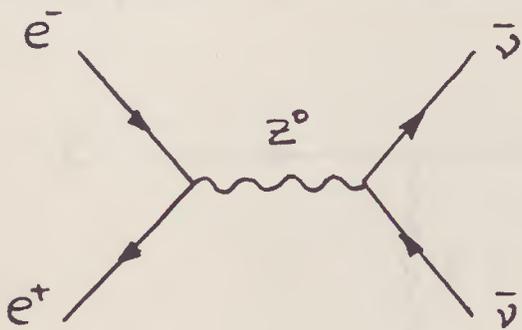


b) Foto neutrinos (Ref.19):

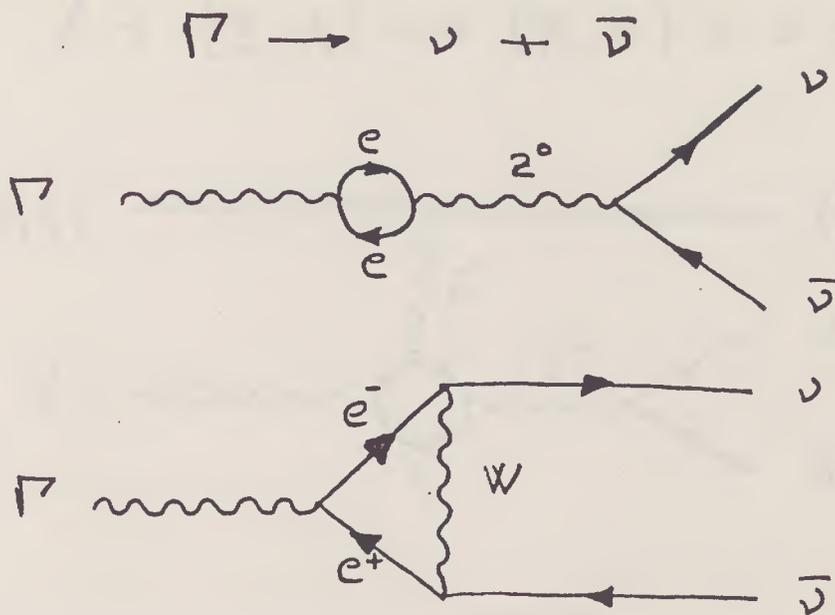




c) Aniquilação de pares de neutrinos (Ref.20):

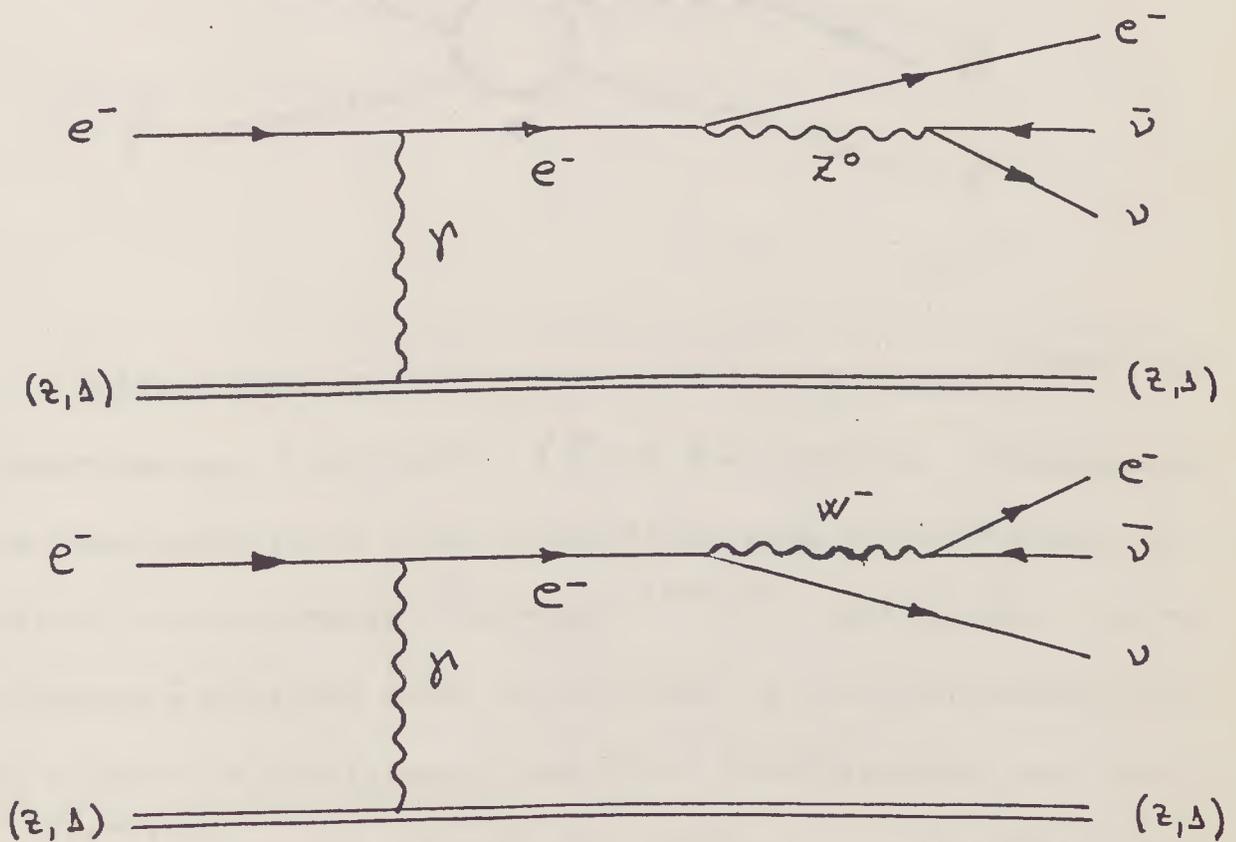


d) Decaimento de plasma (Ref.21):

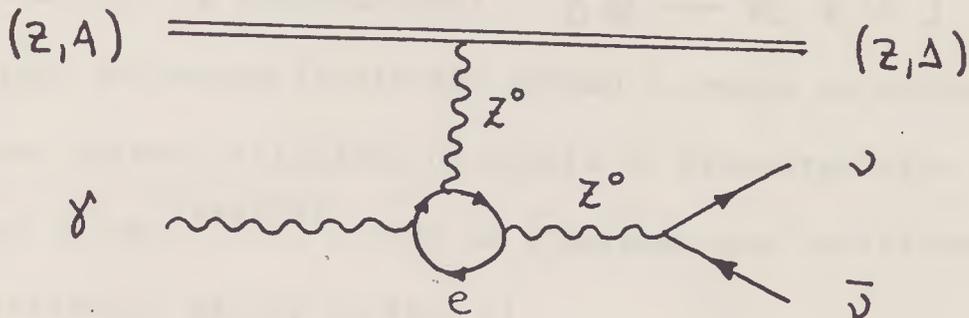


e) Bremsstrahlung de neutrinos (Ref.22):

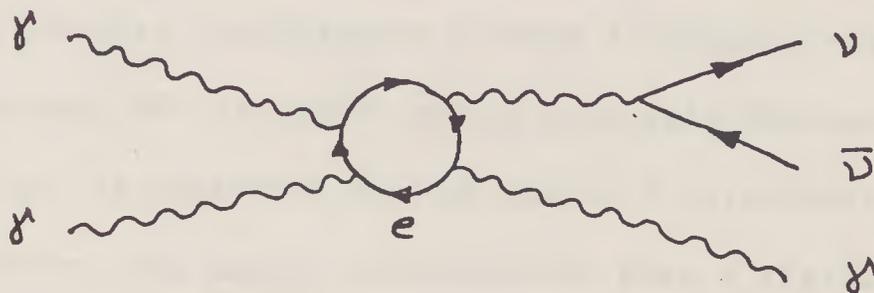
$$e^- + (Z, \Delta) \rightarrow e^- + (Z, \Delta) + \nu + \bar{\nu}$$



f) Foto coulomb neutrinos (Ref.23):



g) Fóton-fóton neutrinos (Ref.24):



Alguns anos atrás Poutecorvo, Chiu e Morrison (Ref.25) sugeriram que o processo  $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$  poderia desempenhar um importante papel como um mecanismo para o resfriamento estelar. Posteriormente, Gell-Mann (Ref.26) mostrou que este processo é proibido numa teoria local (V - A). Entretanto, pode ocorrer ao nível de um loop tendo sido calculado por Levine (Ref.27), usando a teoria dos bósons intermediários

(V - A), e a taxa de perda de energia através da reação  $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$  foi determinada como sendo muito menor do que as taxas dos processos concorrentes (aniquilação de pares  $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}$  e fotoneutrinos  $\gamma e \rightarrow e \nu\bar{\nu}$ ). Este resultado permanece inalterado quando a secção de choque do processo acima é calculada no modelo de Wienberg-Salam como mostrou Dicus (Ref.28), onde os diagramas que contribuem para esta interação são os da fig. 21.

As condições para as quais a reação  $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$  é suprimida (Ref.26) são relaxadas se tivermos acoplamentos mais exóticos entre fótons e neutrinos, sendo um dos fótons virtual ou os neutrinos massivos. Muitas extensões do modelo padrão conduzem naturalmente a novas interações entre fótons e neutrinos, não existindo nenhum princípio fundamental que impeça que os neutrinos possuam massa. A existência de neutrinos massivos tem amplas consequências para a física do modelo padrão, sendo uma das grandes controvérsias para a física de partículas atual. Sob esse ponto de vista é interessante investigar se novas contribuições para  $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$  são astrofisicamente ou cosmologicamente relevantes.

Novas interações entre fótons e neutrinos podem surgir em diferentes contextos (por exemplo, modelos compostos, modelos com neutrinos de mão direita, etc.). Aqui, sem eleger um modelo específico calcularemos as secções de choque e as taxas de perda de energia das novas contribuições para

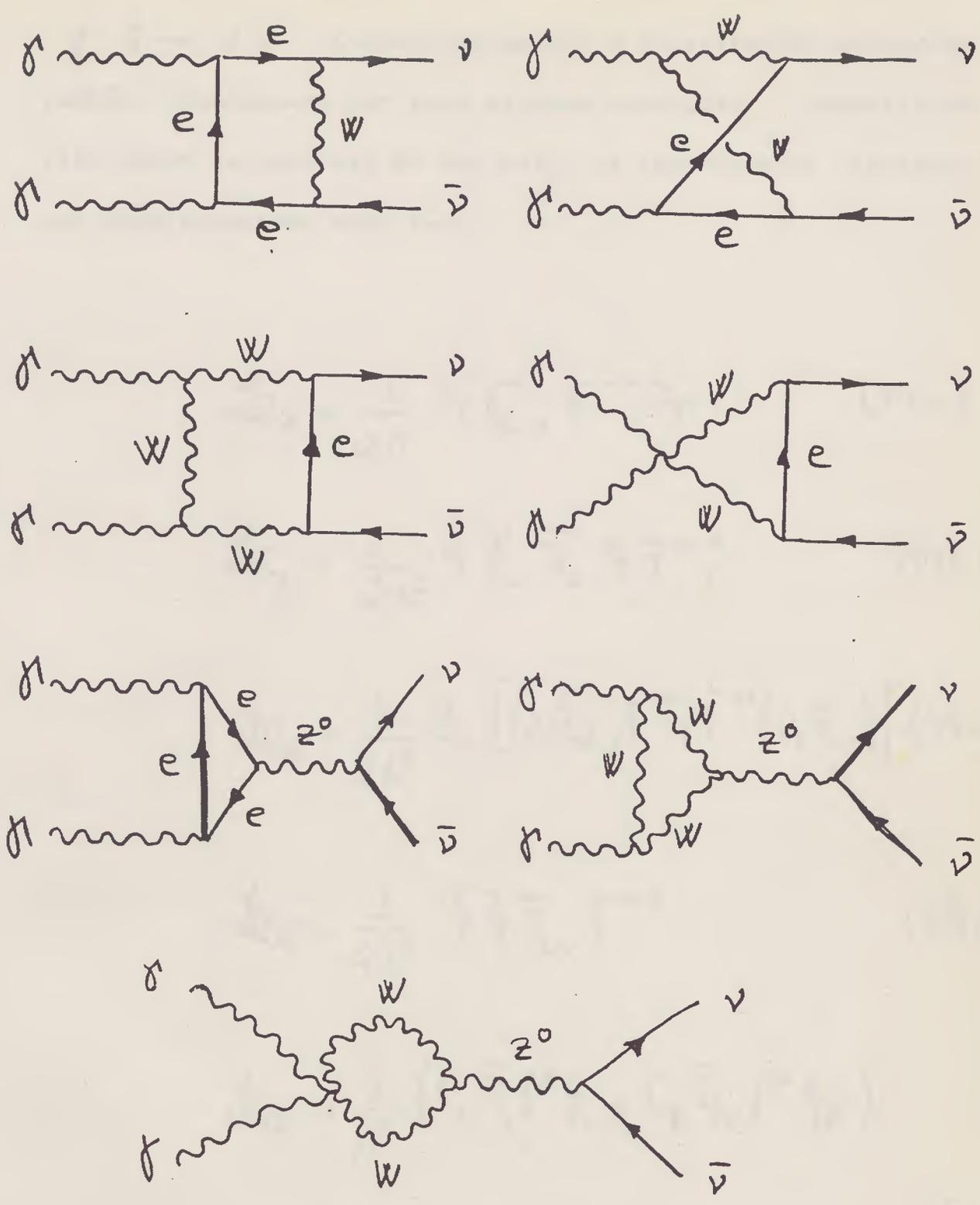


Fig. 21: Diagramas de Feynman para o processo  $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$  no modelo Wienberg-Salam

$\gamma \delta \rightarrow \nu \bar{\nu}$ . Comparando-as com a contribuição do modelo padrão, constatamos que para algumas condições específicas elas podem ser maiores do que esta. As lagrangeanas efetivas que consideraremos aqui são:

$$\mathcal{L}_I = \frac{1}{2\lambda} \bar{\psi} \sigma_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \psi \quad (44a)$$

$$\mathcal{L}_{II} = \frac{i}{2\lambda^2} \bar{\psi} \gamma_{\mu} \overleftrightarrow{\partial}_{\nu} \psi F^{\mu\nu} \quad (44b)$$

$$\mathcal{L}_{III} = \frac{1}{2\lambda^2} \bar{\psi}_{\mu} \left[ (\partial_{\nu} \tilde{F}_{\mu\lambda}) F^{\nu\lambda} + \tilde{F}^{\nu\lambda} (\partial_{\nu} F_{\mu\lambda}) \right] \quad (44c)$$

$$\mathcal{L}_{IV} = \frac{1}{4\lambda^3} \bar{\psi} \psi F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (44d)$$

$$\mathcal{L}_V = \frac{1}{\lambda^4} (C_L \bar{\psi}_L \gamma^{\mu} \psi_L + C_R \bar{\psi}_R \gamma^{\mu} \psi_R).$$

$$\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} (\partial^{\nu} F^{\alpha\lambda}) F^{\beta}_{\lambda} \quad (44e)$$

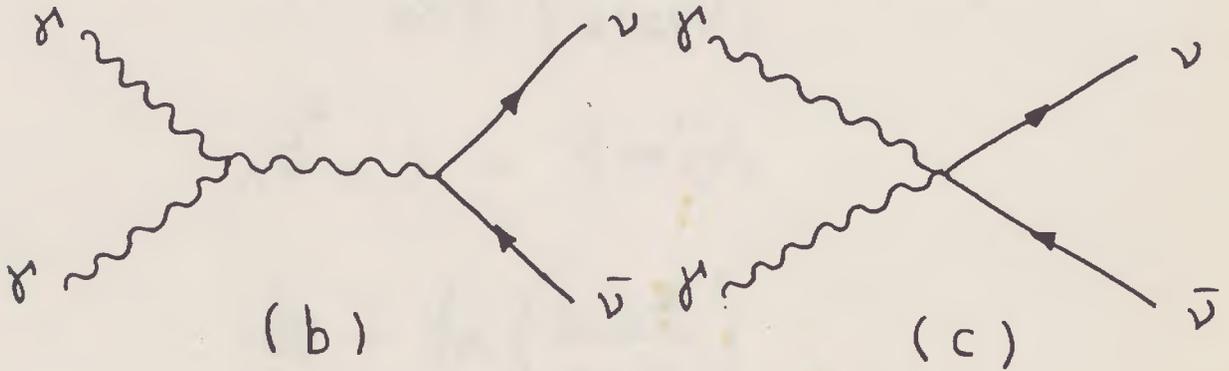
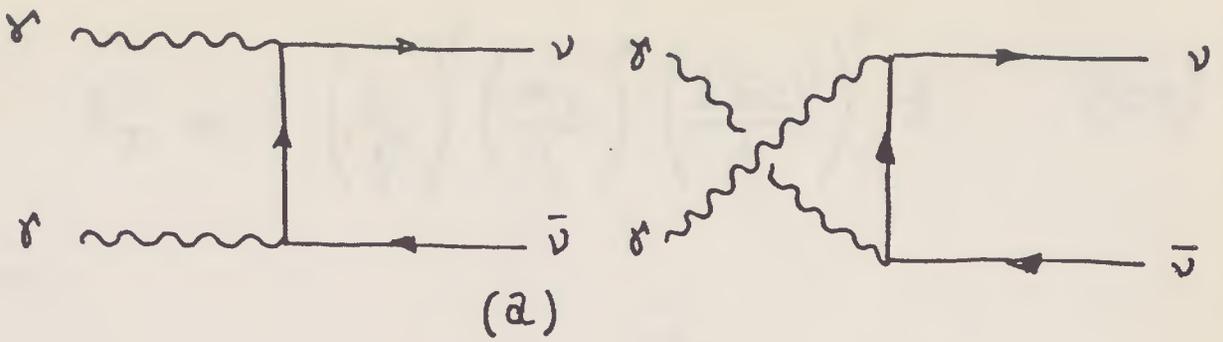


Fig. 22: (a) Diagramas contribuindo para  $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$  provenientes das interações efetivas (44a) e (44b); (b) o mesmo para a interação (44c); e (c) o mesmo para (44d) e (44e).

$$\sigma_{III} = 4\pi\alpha \delta \frac{\cos^2\theta_w}{\sin^2\theta_w} \left(\frac{S}{M_\nu^2}\right)^2 \left(\frac{m_\nu}{\Lambda}\right)^2 \left(\frac{1\text{GeV}}{\Lambda}\right)^2 / 3 \quad (45c)$$

$$\sigma_{IV} = \delta \left(\frac{S}{\Lambda^2}\right)^2 \left(\frac{1\text{GeV}}{\Lambda}\right)^2 / 3^3 \quad (45d)$$

$$\sigma_{\text{I}} = \delta \left( \frac{s}{\Lambda^2} \right)^2 \left( \frac{m_\nu}{\Lambda} \right)^2 \left( \frac{1 \text{ GeV}}{\Lambda} \right)^2 \beta^3 \quad (45e)$$

onde:

$$\delta = \frac{1}{64\pi} \left( \frac{\hbar c}{1 \text{ GeV}} \right)^2 [\text{cm}]^2$$

$$\beta^2 = 1 - 4m_\nu^2/s$$

$$\beta = \ln \left( \frac{1+\beta}{1-\beta} \right)$$

e  $m_\nu$  é a massa do neutrino. Em (44a),  $(\Lambda^{-1})$  foi substituído por  $(f/2m_e)$ , onde  $f$  é o momento magnético do neutrino em unidades do magnéton de Bohr do elétron, e em (44e), assumimos por simplicidade  $C_R=0$  e  $C_L=1$ .

A taxa para a qual a energia dos fótons (em equilíbrio térmodinamico) é convertida em pares de neutrinos é dada por:

$$Q = \frac{4c}{(2\pi\hbar c)^6} \int \frac{d^3k_1 d^3k_2 (\omega_1 + \omega_2) |\vec{v}_{\text{rel}}| \sigma(s)}{\left[ \exp\left(\frac{\omega_1}{kT}\right) - 1 \right] \left[ \exp\left(\frac{\omega_2}{kT}\right) - 1 \right]} \quad (46)$$

onde  $\omega_1$  e  $\omega_2$  são as energias dos fótons,  $\vec{k}_i$  são seus momentos,  $|\vec{v}_{rel}|$  é o fator de velocidade relativa, e as secções de choque  $[\sigma(s)]$  dadas por (45a) - (45e) podendo ser expressas em termos de  $\omega_1$ ,  $\omega_2$ , e  $\Theta$ , onde  $\Theta$  é o ângulo entre os fótons.

Para cada uma das secções de choque (45a) - (45e), após integrarmos nos ângulos e definir as variáveis:

$$\omega_1 = m_\nu x$$

$$\omega_2 = m_\nu y$$

$$r = \sqrt{x \cdot y}$$

$$\eta = 2m_\nu c^2 / kT$$

e

$$f(x, y, \eta) \equiv \frac{x + y}{\left[ \exp\left(\frac{\eta x}{2}\right) - 1 \right] \left[ \exp\left(\frac{\eta y}{2}\right) - 1 \right]}$$

obtemos:

$$Q_I = K f^4 \left( \frac{m_\nu}{m_e} \right)^4 \eta^5 T_9^5 J_I(\eta) \quad (47a)$$

$$Q_{II} = K \left( \frac{m_\nu}{\lambda} \right)^8 \eta^5 T_9^5 J_{II}(\eta) \quad (47b)$$

$$Q_{III} = 4\pi\alpha K \frac{\cos^2 \theta_w}{\sin^2 \theta_w} \left( \frac{m_\nu}{\lambda} \right)^4 \left( \frac{m_\nu}{M_w} \right)^4 \eta^5 T_9^5 J_{III}(\eta) \quad (47c)$$

$$Q_{IV} = K \left( \frac{m_\nu}{\lambda} \right)^6 \eta^5 T_9^5 J_{IV}(\eta) \quad (47d)$$

$$Q_{V} = K \left( \frac{m_\nu}{\lambda} \right)^8 \eta^5 T_9^5 J_{V}(\eta) \quad (47e)$$

onde:

$$J_i(\eta) = \frac{1}{16} \int_0^\infty dx \int_{1/\eta}^\infty dy f(x, y, \eta) W_i(x)$$

$$W_I(x) = \frac{x\sqrt{x^2-1}}{9} (2x^4 + 10x^2 + 3) +$$

$$+ \frac{1}{3} (1 - 6x^2) \ln(x + \sqrt{x^2-1})$$

$$W_{II}(\gamma) = \frac{\gamma \sqrt{\gamma^2 - 1}}{300} (192\gamma^8 + 490\gamma^6 - 728\gamma^4 + 10\gamma^2 + 15) -$$

$$+ \frac{1}{20} \ln(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1})$$

$$W_{III}(\gamma) = \frac{\gamma \sqrt{\gamma^2 - 1}}{12} (48\gamma^2 - 8\gamma^4 - 10\gamma^2 - 15) -$$

$$- \frac{5}{4} \ln(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1})$$

$$W_{IV}(\gamma) = \frac{\gamma \sqrt{\gamma^2 - 1}}{4} (16\gamma^2 - 24\gamma^4 + 2\gamma^2 + 3) -$$

$$- \frac{3}{4} \ln(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1})$$

$$W_{I}(\gamma) = W_{III}(\gamma)$$

$$K = \frac{\delta}{\pi^4} \cdot \frac{c}{(\hbar c)^6} (kT_0)^5 \quad \left[ \text{erg/cm}^3 \text{seg} \right]$$

$$T_q = T / T_0, \quad T_0 = 10^9 \text{ } ^\circ\text{K}$$

Essas equações, (47a) - (47e), podem ser integradas analiticamente com a aproximação  $2 m_\nu c^2 < kT$  (ou, como também foi feito, numericamente), obtendo:

$$Q_I = \frac{8}{9} K f^4 \left( \frac{kT_0}{m_e c^2} \right)^4 T_q^9 \Gamma(4) \Gamma(5) \zeta(4) \zeta(5) \quad (48a)$$

$$Q_{II} = \frac{64}{25} K \left( \frac{kT_0}{\Lambda c^2} \right)^8 T_q^{13} \Gamma(6) \Gamma(7) \zeta(6) \zeta(7) \quad (48b)$$

$$Q_{III} = 64 \pi \alpha K \frac{\cos^2 \Theta_\nu}{\sin^2 \Theta_\nu} \left( \frac{kT_0}{\Lambda c^2} \right)^4 \left( \frac{kT_0}{M_\nu c^2} \right)^2 \left( \frac{m_\nu}{M_\nu} \right)^2. \quad (48c)$$

$$T_q^{11} \Gamma(5) \Gamma(6) \zeta(5) \zeta(6)$$

$$Q_{IV} = 16 K \left( \frac{kT_0}{\Lambda c^2} \right)^6 T_q^{11} \Gamma(5) \Gamma(6) \zeta(5) \zeta(6) \quad (48d)$$

$$Q_{\text{I}} = 16\pi \left(\frac{kT_0}{1c^2}\right)^6 \left(\frac{m_\nu}{1}\right)^2 T_9^{11} \Gamma(5)\Gamma(6)\zeta(5)\zeta(6) \quad (48e)$$

Nossos resultados estão apresentados na fig.23, onde usamos  $m_\nu = 10$  eV,  $f = 2,0 \times 10^{-11}$  o qual é proveniente de um modelo de superstring <sup>(Ref.34)</sup>,  $\Lambda = 1$  TeV,  $\text{sen}^2\theta_w = 0,226$  e  $M_W = 83$  GeV. Representamos na fig. 23 a taxa de perda de energia para  $\gamma \rightarrow \nu \bar{\nu}$  do modelo padrão,  $Q_{\text{SM}}$  <sup>(Ref.35)</sup>:

$$Q_{\text{SM}} \approx 2 \cdot 10^{-12} T_9^{13} \quad [\text{erg} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{seg}^{-1}] \quad (4)$$

Nossas conclusões sobre a importância ou não desta reação serão apresentadas no capítulo IV.

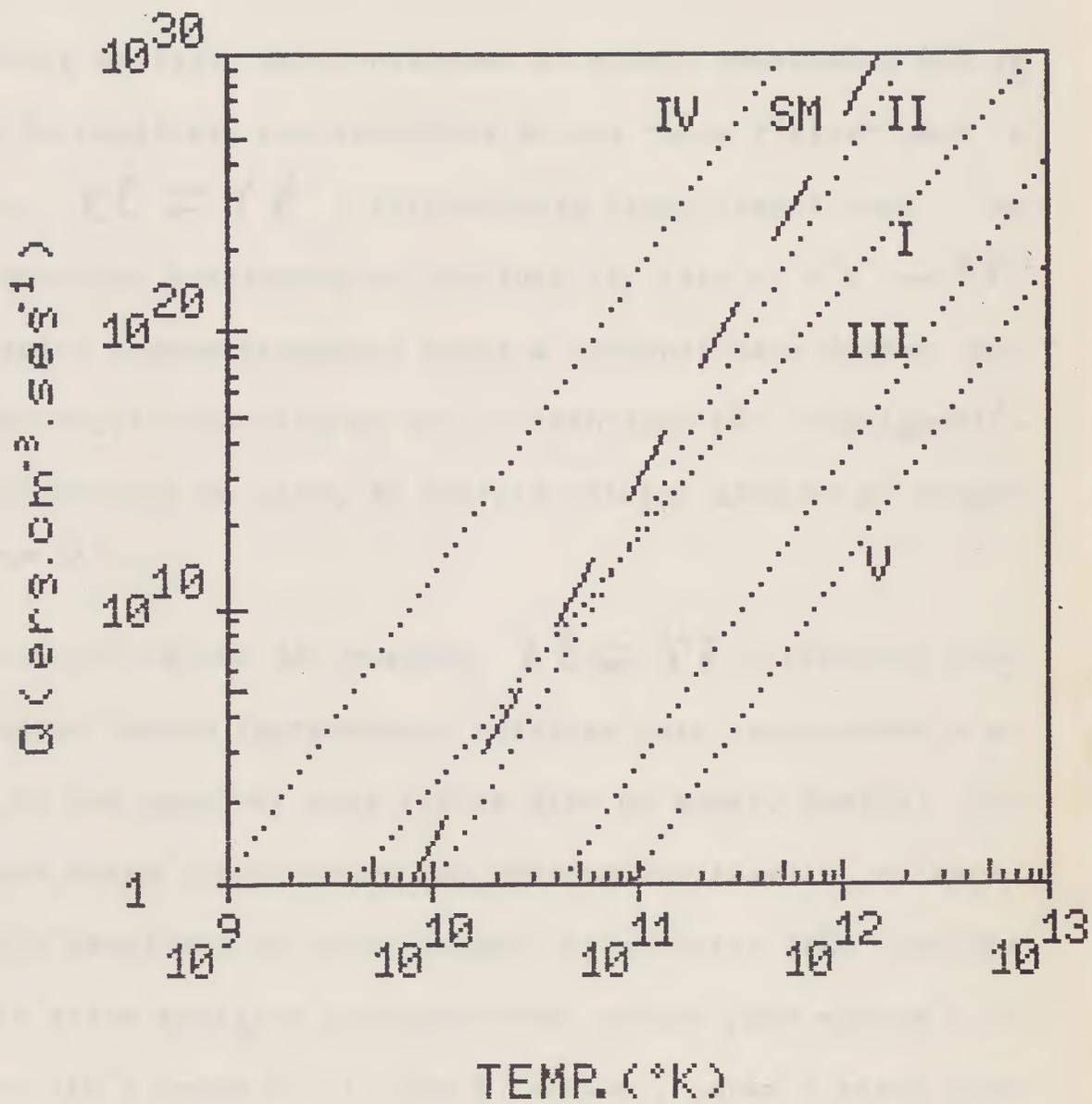


Fig. 23: Resultados da integração numérica das eqs. ( 47 a)-  
 ( 47e ), para  $m = 10 \text{ eV}$

#### IV. CONCLUSÕES

Neste capítulo apresentaremos as nossas conclusões com relação às possíveis contribuições de uma "nova física" para a reação  $e\bar{e} \rightarrow \gamma\gamma$ . Inicialmente discutiremos cada um dos casos que analisamos no capítulo II, isto é;  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ . Em seguida iremos discorrer sobre a possibilidade destas novas interações acarretarem uma contribuição não negligenciável ao processo de perda de energia estelar através da reação  $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$ .

Em nosso estudo das reações  $e\bar{e} \rightarrow \gamma\gamma$  utilizamos como ferramenta básica lagrangeanas efetivas para representar o efeito de uma possível nova física além do modelo padrão. Obviamente estas lagrangeanas não são renormalizáveis, e apresentarão problemas de unitariedade, porém estes irão ocorrer a muito altas energias portanto nosso estudo para massas e energias até a ordem de 1 TeV é factível, porém o mesmo pode não ser verdade para energias  $E \gg 1$  TeV (na maior parte dos casos assumimos  $\Lambda = 1$  TeV).

##### IV.1. $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

De todos os processos estudados, o caso do lépton excitado é o que oferece as melhores possibilidades de observação. Acoplamentos mais complexos do que o considerado em nos-

so estudo poderiam ter sido feitos, como a inclusão de um termo axial, o que não mudaria em muito nossos resultados, apesar que poderia ser importante se fossemos estudar assimetrias na reação  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

Para o caso do lépton excitado discutido na (secção II.3) a fase II do LEP será capaz de discernir entre a existência ou não de tal estado, para a massa do mesmo até 1,2TeV

Com relação a troca de escalares compostos (secção II.4) concluimos que se estes existirem seu efeito na reação  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  será desprezível. Aqui nós discordamos de Hikasa (Ref.10) sobre a possibilidade de ver alguma assimetria em  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  devido aos escalares compostos, já que as secções de choque são realmente diminutas, tais assimetrias seriam menores que outros possíveis efeitos (tal como, interações fracas). A única possibilidade de aumentarmos a secção será a introdução de acoplamentos totalmente não naturais entre os léptons e os escalares.

Com relação aos termos de contato, verificamos que os de dimensão 6 e 7 levam a grandes secções de choque mesmo quando relacionados com uma "escala de composição"  $\Lambda$  da ordem de 1 TeV. A lagrangeana dada pelo operador de dimensão 6 leva a uma distribuição angular dos gamas com um pico para grandes ângulos, e nesta região ele pode dominar sobre QED.

O operador de dimensão 7 nos leva a uma secção de choque cujos efeitos são similares ao do chamado de lépton excitado

(ou de dimensão 5) porém não tão espetacular, devido a supres  
 são de várias potências em  $(\downarrow/\Lambda)$  que aparecem em  
 $d\sigma/d\Omega$ .

O operador de dimensão 8 por sua vez é tal que o acopla-  
 mento será proporcional a massa do elétron, portanto acarreta-  
 rá numa pequena secção de choque. E, finalmente, o acoplamen-  
 to denominado de  $Z^0$ -anômalo, ou seja, onde  $Z^0$  acopla-se a  
 dois fótons, também não é um fenômeno importante, porém isto  
 poderia ser esperado como uma consequência do Teorema de  
 Yang.

Em resumo, cremos que os únicos acoplamentos que sem dú-  
 vida poderão evidenciar a existência de uma nova física são  
 os de dimensão 5 e 7, cujos efeitos a altas energias irão cla-  
 ramente sobressair sobre os de QED.

#### IV.2. $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$

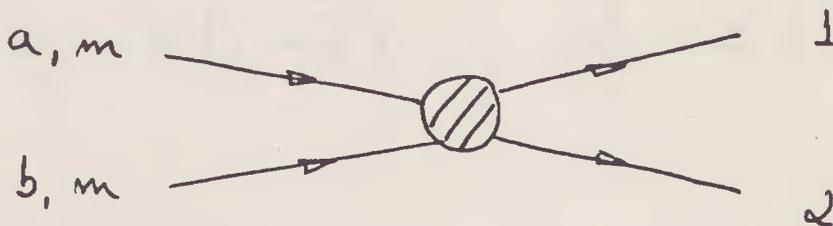
Como observamos antes, a reação  $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$  pode ser  
 importante apenas para temperaturas cosmológicas. A interação  
 (44d) dá uma produção de energia algumas ordens de magnitude  
 maior que a do modelo padrão. Todas essas contribuições são  
 menores do que aquela proveniente de  $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}$ , à mesma  
 temperatura.

Em alguns dos casos estudados não existe razão para se  
 ter um valor pequeno de  $Q$ , além da pequena secção de choque

devido a supressão de muitas potências em  $(\Delta/\Lambda)$ , e fomos conservadores quando tomamos  $\Lambda = 1$  TeV. Um valor menor de  $\Lambda$ , como é possível em alguns modelos compostos, causariam uma modificação substancial de nossos resultados. Teremos também considerável aumento na energia emitida se tivermos maiores massas para os neutrinos (Ref.36), ver Eqs. (48c) e (48e)

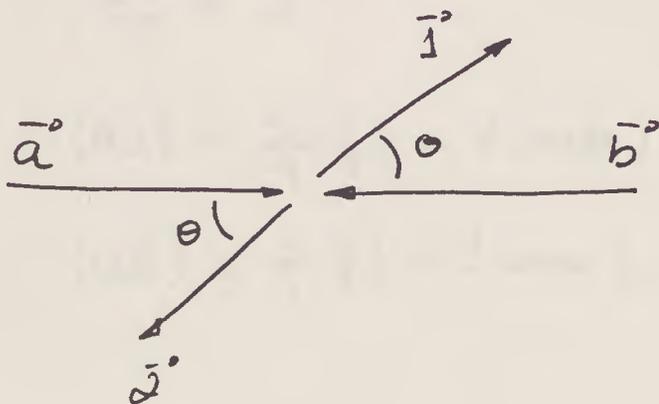
Comparando a produção de energia de  $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$  com aquela do decaimento do plasmom ( $\Gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$ ) (Ref.37), vemos que a primeira supera a segunda no intervalo de temperaturas de  $10^8 - 10^{13}$  °K e densidades  $(\rho/\mu_e)$  até  $10^6$  g/cm<sup>3</sup>, para densidades maiores ( $10^6 - 10^9$  g/cm<sup>3</sup>) do plasmom se sobrepõe até temperaturas  $\sim 10^{11}$  °K. Os fótons são bastante sensíveis ao efeito de plasma a grandes densidades; introduzindo esses efeitos no cálculo de Q para  $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$ , a dependência na temperatura será modificada e esperamos que isso possa conduzir a luminosidades um pouco diferentes de neutrinos através de  $\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$

Seja o processo  $a + b \rightarrow 1 + 2$  :



onde  $a, b, 1, 2$  são quadrimomentos e  $m$  a massa dos fêrmions.

Considerando a colisão no sistema C.M.:



podemos definir as variáveis de Mandelstam como:

$$\begin{aligned}
 s &= (a+b)^2 = (1+2)^2 \\
 t &= (a-1)^2 = (2-b)^2 \equiv e^2 \\
 u &= (a-2)^2 = (1-b)^2 \equiv k^2
 \end{aligned}
 \tag{A1}$$

E assim os quadrimomentos podem ser escritos como:

$$a_{\mu} = E (1, \vec{\beta}) \quad \downarrow_{\mu} = E (1, \vec{\beta}_{\gamma}) \quad (A2)$$

$$b_{\mu} = E (1, -\vec{\beta}) \quad \downarrow_{\mu} = E (1, -\vec{\beta}_{\gamma})$$

onde  $E$  é a energia da partícula no Sistema C.M. e:

$$E = \sqrt{s}/2$$

$$\beta^2 = 1 - 4m^2/s$$

$$\beta_{\gamma}^2 = 1 \quad (A3)$$

$$(a1) = \frac{s}{4} (1 - \beta \cos \theta)$$

$$(a2) = \frac{s}{4} (1 + \beta \cos \theta)$$

Dessa forma, a secção de choque diferencial para o processo  $e\bar{e} \rightarrow \gamma\gamma$  pode ser escrita como:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{|\overline{m2}|^2}{64\pi^2 s \beta} = \frac{\alpha^2}{s \beta} \cdot \frac{|\overline{m2}|^2}{4e^4} \quad (A4)$$

onde  $\overline{m2}$  é o elemento de matriz do processo, e a secção de choque total será:

$$\sigma = \frac{\pi \alpha^2}{9} \int_{-1}^{+1} \frac{|m|^2}{4e^2} dx \quad (A5)$$

## REFERENCIAS

- (1) Jade Collaboration, Z. Phys. C19(1983)197  
Behrend, H.-J. et al., Cello Collaboration, Phys. Lett. 123B(1983)127  
Behrend, H.-J. et al., Cello Collaboration, Phys. Lett. 140B(1984)130
- (2) Glashow, S. L., Nucl. Phys. 22(1961)579  
Wienberg, S., Phys. Rev. Lett. 19(1967)1264  
Salam, A., 'Elementary Particle Theory: Relativistic Groups and Analyticity' (Nobel Symposium n°8), edited by N. Svartholm (Almqvist and Wiksell, Stockholm), (1968), 367
- (3) Berends, F. A. e Gastmanns, R., Nucl. Phys. B61(1973)414  
Böhm, M. e Sack, T., Z. Phys. C33(1986)157
- (4) Renard, F. M., 'Basics of e+e- Collisions', ed. Frontières (1981)
- (5) Peskin, M. E., AIP Conf. Proc. (USA) n°116(1984)127
- (6) Eichten, E., Hinchliffe, I., Lane, K., e Quigg, C., Rev. Mod. Phys. 56(1984)579
- (7) Wienberg, S., Phys. Lett. 91B(1980)51  
Ovrut, B. e Schnitzer, H. J., Phys. Rev. D21(1980)3369

(8) Low, F. E., Phys. Rev. Lett. 14(1965)238

Renard, F. M., Z. Phys. C14(1982)209

Perl, M. L., SLAC-PUB-4092(September,1986), talk presented at The 23rd International Conference on High Energy Physics, Berkeley, California,(July 16-23,1986)

Cello Collaboration, Phys. Lett. 168B(1986)420

(9) Méry, P., Perrottet, M. e Renard, F. M., preprint CERN-TH.4741/87(May,1987)

(10) Renard, F. M., Phys. Lett. 126B(1983)59

Boop, F. W. et al., Z. Phys. C24(1984)367

Hollik, W., Schrempp, F. e Schrempp, B., Phys. Lett. 140B(1984)424

Cello Collaboration, Phys. Lett. 140B(1984)130

Hikasa, K., Phys. Rev. D33(1986)3203

(11) King, S. F. e Sharpe, S. R., Nucl. Phys. B253(1985)1

Leung, C.N., Love, S.T. e Rao, S., Z. Phys. C31(1986)433

(12) Drell, S.D. e Parke, S.J., Phys. Rev. Lett. 53(1984)1993

(13) Dicus, D. A. e Tata, X., Phys. Lett. 155B(1985)103

(14) Aguila, F., Mendez, A. e Pascual, R., Phys. Lett. 140B(1984)431

(15) Yang, C. N., Phys. Rev. 77(1950)242

(16) Abbott, L. F. e Farhi, E., Phys. Lett. 101B(1981)69

Abbott, L. F. e Farhi, E., Nucl. Phys. 189B(1981)547

Tomozawa, Y., Phys. Lett. 139B(1984)455

Jaffe, R. L., Johnson, K. e Ryzak. Z., Ann. Phys. 168(1986)344

- (17) Bethe, H., Phys. Rev. 55(1939)434
- (18) Gamow, G. e Schoenberg, M., Phys. Rev. 109(1941)193
- (19) Chiu, H.-Y. e Stabler, R., Phys. Rev. 122(1961)1317  
Ritus, V. I., Zh. Eskper. Teor. Fiz. 41(1961)1285 [Sov. Phys.-JETP 14(1962)915]
- (20) Chiu, H.-Y. e Morrison, P., Phys. Rev. Lett. 5(1960)573  
Chiu, H.-Y., Ann. Phys., N.Y., 15(1961)1; ibid., 16(1961)321
- (21) Adams, J. B., Ruderman, M. A. e Woo, C.-H., Phys. Rev. 129(1963)1383  
Inman, C.L. e Ruderman, M.A., Astrophys. J. 140(1964)1025
- (22) Gandel'man, G. e Pinaev, V., Sov. Phys.-JETP 10(1960)764  
Pontecorvo, B. M., Zh. Eskper. Teor. Fiz. 36(1959)1615 [Sov. Phys.-JETP 9(1960)1148]
- (23) Matinyan, S. G. e Tsilosani, N.N., Zh. Eskper. Teor. Fiz. 41(1961)1681  
Rosenberg, L., Phys. Rev. 129(1963)2786  
Marx, G. e Nagy, T., Acta Physiol. Hung. 16(1963)141  
Marx, G. e Németh, J., Communications of The Observatory n°52(1962)(Budapeste: Hung. Acad. Sci.)
- (24) van Hieu, N. e Shabalin, E.P., Sov. Phys.-JETP 17(1963)681
- (25) Pontecorvo, B. M., Zh. Eskper. Teor. Fiz. 36(1959)1615 [Sov. Phys.-JETP 9(1960)1148]  
Chiu, H.-Y. e Morrison, P., Phys. Rev. Lett. 5(1960)573

- (26) Gell-Mann, M., Phys. Rev. Lett. 6(1961)70
- (27) Levine, M. J., Nuovo Cimento 48A(1966)67
- (28) Dicus, D. A., Phys. Rev. D6(1972)941
- (29) Veja, por exemplo, para a interação (44b):
- King, S. F. e Sharpe, S. R., Nucl. Phys. B253(1985)1
- para (44c):
- Tomozawa, Y., Phys. Lett. 139B(1984)455
- Abbott, L.F. e Farhi, E., ibid. 101B(1981)69; Nucl. Phys. 189B(1981)547
- Ryzak, Z., ibid. 289B(1987)301
- para (44e):
- Drell, S.D. e Parke, S.J., Phys. Rev. Lett. 53(1984)1993
- Dicus, D. A. e Tata, X., Phys. Lett. 155B(1985)103
- Dicus, D. A., Phys. Rev. 31D(1985)2999
- A interação (44d) deve ser considerada com cautela pois se for aplicada ao setor leptônico carregado, em certas condições, poderá dar um momento magnético anômalo para o muon ou para o elétron muito grande [ Veja del Aguila, F., Mendez, A. e Pascual, R., Phys. Lett. 104B(1984)431].
- (30) Bernstein, J., Ruderman, M.A. e Feinberg, G., Phys. Rev. 132(1963)1227
- (31) Kim, J. E., Mathur, V. S. e Okubo, S. C., Phys. Rev. D9(1974)3050
- (32) Sutherland, P. et al., Phys. Rev. D13(1976)2700
- Dicus, D. A. e Kolb, E. W., ibid. 15(1977)977

(33) Não temos contribuição devido a (44a) ao momento magnético anômalo para massas de Majorana, no entanto a maioria de nossas conclusões não sofrerão alteração se as massas forem de um ou de outro tipo.

(34) Grifols, J. A. e Solá, J., Phys. Lett. 182B(1987)53

(35) A equação (49) é um resultado devido a Levine (Ref.27) corrigida para  $M_w = 83 \text{ GeV}$ . No caso de neutrinos massivos a contribuição do modelo padrão foi calculada por Halprin, A., Phys. Rev. D11(1975)147; para neutrinos com pequenas massas este não difere substancialmente do resultado da eq.(49).

(36) Existem modelos com neutrinos massivos mesmo próximos do limite superior experimental, veja:

Gelmini, G.B. e Valle, J.W.F., Phys. Lett. 142B(1984)181

Glashow, S. L., Phys. Lett. 187B(1987)307

(37) Usamos os cálculos de:

Beandet, G., Petrossian, V. e Salpeter, E., Astrophys. J. 150(1967)979

