IFT

Instituto de Física Teórica
Universidade Estadual Paulista

162

TESE DE DOUTORAMENTO IFT–T.002/00

Consequências Fenomenológicas em Anéis de Colisão de Modelos Alternativos de Quebra Espontânea de Simetria

Alfonso Raúl Zerwekh Arroyo

BIBLIOTECA INSTITUTO DE FISICA TEÓRICA
360

Orientador

Dr. Rogério Rosenfeld

Fevereiro de 2000

Agradecimentos

Desejo, em primeiro lugar, agradecer a Deus pois "Ele é bom, porque a Sua misericórdia dura para sempre"(Sal. 106:1). Sem a Sua ajuda, este trabalho jamais podera ter sido realizado. Por isso, esta tese é em primeiro lugar dedecada a Ele.

Quero agradecer muito especialmente aos meus pais que, apesar da distância, sempre me manifestaram seu apoio e seu amor.

Agradeço de maneira muito especial a mina esposa Josinéia, pelo carinho, pela extrema paciência e comprensão e o incondicional apoio mesmo nas horas de maior cansaço. Quero lhe agradecer também por ajudar na correção ortográfica desta tese.

Quero expressar toda minha admiração, respeito e gratidão ao professor Rogério Rosenfeld por toda a paciência, pela amizade, por ter acreditado em mim, pelos ensinamentos e conselhos sempre oportunos e a orientação sábia.

Quero agradecer em forma especial a Alexander Belyaev pela amizade, por tantas discussões interessantes e pela paciência ao me ensinar os segredos de COMPHEP.

Desejo registrar meu "Muito Obrigado" a todo o pessoal do IFT: Pólo Computacional, biblioteca, secretarias, etc... pois sem eles a nossa vida seria infinitamente mais difícil.

Agradeço também a todos os meus colegas do IFT pois o convívio, sempre agradável, contribuiu muito na superação desta etapa.

Agradeço também e de forma profunda o apoio financeiro da FAPESP sem o qual este trabalho não poderia ter sido realizado.

Resumo

Apesar do bem conhecido sucesso fenomenológico do Modelo Padrão, o setor de quebra de simetria eletrofraca ainda não tem sido testado experimentalmente. Por outro lado, é geralmente reconhecido que o mecanismo de quebra de simetria proposto pelo Modelo Padrão apresenta dificuldades teóricas como o problema de hierarquia. Por este motivo, vários tipos de modelos alternativos tem sido propostos sendo os principais: supersimetria, gravitação quântica na escala de TeV e quebra dinâmica de simetria. Nesta tese estudamos consequências fenomenológicas de modelos de quebra dinâmica de simetria eletrofraca. Em primeiro lugar introduzimos os princípios básicos de Technicolor e o modelo BESS (Breaking Electroweak Symmetry Strongly). Isto nos proporcionará os antecedentes necessários para apresentar os resultados dos nossos estudos. Primeiramente estudamos o processo $e^+e^- \to \gamma\gamma \not{E}$ no contexto do modelo BESS. Logo apresentamos os resultados obtidos para o processo $e^+e^- \to \omega_T \to W^+W^-Z^0$ no NLC. A seguir estudamos a produção de um technieta octeto de cor no Tevatron. Finalizamos, analisamos criticamente o método de dominância vetorial e aplicamos os resultados à dupla produção de technietas.

Palavras Chaves: Quebra Dinâmica de Simetria; Technicolor

Áreas do conhecimento: Física de Pertículas Elemntares

Abstract

The Standard Model of electroweak interactions has known a great phenomenological success. However, its symmetry breaking sector has not been directly tested by experiment. On the other hand, it is well known that symmetry breaking mecanism of the Standard Model is not satisfactory from the theoretical point of view due to the hierarchy problem. For this reason many alternatives to the Standard Model have been proposed. The main alternatives are: supersymmetry, quantum gravitation at TeV scale and dynamical symmetry breaking. In this thesis we study the phenomenologie of models based on the idea of dynamical symmetry breaking. First we describe Technicolor and the so called BESS (Breaking Electroweak Symmetry Strongly). After this necessary background we present our results. First we study the process $e^+e^- \to \gamma\gamma \not{E}$ in the context of the BESS model. In the following chapter we study the process $e^+e^- \to \omega_T \to W^+W^-Z^0$ in the Next Linear Collider. The production of color octet technieta at Tevatron is also studied. Finally, we make a critical analysis of the vector dominance method in the case of non-abelian interactions and we apply the results to the double technieta production

Conteúdo

1 Introdução **2**

1.1 Construção do Modelo Padrão 3

1.2 Virtudes e Fraquezas do Modelo Padrão 8

1.2.1 Virtudes 9

1.2.2 Fraquezas 10

1.2.3 O Problema de Hierarquia 11

1.3 Algumas Alternativas ao Modelo Padrão 14

1.3.1 Supersimetria 14

1.3.2 Gravitação Quântica na Escala de TeV 17

1.3.3 Quebra Dinâmica de Simetria 18

2 Technicolor **20**

2.1 Modelo Mínimo de Technicolor 21

2.1.1 Origem da Massa dos Bósons $W^{\pm}$ e Z^0 22

2.1.2 Espectro do Modelo Mínimo 25

2.2 Modelo de uma Família 25

2.3 Technicolor Estendido 27

2.3.1 Uma Massa para os Technipions 31

2.3.2 Quebrando Technicolor Estendido 32

2.3.3 Dificuldades de Technicolor Estendido 34

2.4 Algumas Alternativas a ETC 36

2.5 Walking Technicolor 37

2.5.1 Technicolor com Múltiplas Escalas 42

2.6 Modelos recentes 44

2.6.1 Topcolor e Technicolor Assistido por Topcolor 44

2.6.2 Condensação do Top com Mecanismo de Seesaw 45

3 Modelo BESS **47**

3.1 Contrução do Modelo 48

3.2 Diagonalização da Matriz de Massa 53

3.3 Regras de Feynman 58

3.4 Acoplamento com os Férmions 61

3.5 O Modelo BESS e Technicolor 63

3.6 O Modelo BESS e Medidas de Precisão 64

4 $e^+e^- \to \gamma\gamma + \not{E}$ no Modelo BESS **65**

5 $\omega_T \to W^+W^-Z$ no NLC **74**

6 $\eta_T \to \gamma +$ jet no Tevatron **84**

6.1 Acoplamentos efetivos 85

6.2 Cálculos a Nível Partônico 87

6.3 Simulação Completa de Sinal e Background 89

7 Produção dupla de η_T 95

7.1 Método "Tradicional" de Dominância Vetorial 96

7.2 Crítica ao Método "Tradicional" 98

7.3 Nosso Modelo 100

7.3.1 Introduzindo os Technietas 104

7.3.2 Introduzindo os Férmions 105

7.3.3 Regras de Feynman 105

7.3.4 Um Comentário Sobre a Transformação dos Campos Físicos 107

7.4 Dupla Produção de Technietas 108

8 Conclusão 114

Capítulo 1

Introdução

O ano de 1983 será lembrado como um marco na história da Física do século XX . Naquele ano, experiências realizadas no CERN, [1] confirmaram para sempre a existência dos bósons de gauge vetoriais massivos previstos pelo modelo das interações eletrofracas proposto por Glashow, Weinberg e Salam [2], conhecido como Modelo Padrão. Isto significou não somente a coroação do grande esforço iniciado por Fermi nos anos trinta para compreender a interação fraca, mas também uma grande vitória para todo o programa das teorias de gauge.

Na década de 1990, foram realizadas medidas de alta precisão no Large Electron Positron (LEP) Collider do CERN que permitiram testar o Modelo Padrão, nas variáveis relacionadas aos acoplamentos fermiônicos, no regime quântico (isto é, levando em conta correções radiativas e contribuições em nível de loop). Em todos estes testes o Modelo Padrão tem se mostrado em surpreendente acordo com os dados experimentais (ver por exemplo [3]).

Nesta Introdução revisaremos brevemente a construção do Modelo Padrão

(concentrando-nos principalmente no setor leptônico) afim de mostrar as suas principais características. Logo discutiremos o mecanismo adotado pelo modelo para a quebra espontânea de simetria, mostrando suas virtudes e seus aspectos insatisfatórios. Finalmente mostraremos algumas alternativas propostas para resolver as deficiências teóricas apresentadas pelo modelo.

1.1 Construção do Modelo Padrão

Como já dissemos, o objetivo desta breve exposição da construção do Modelo Padrão é introduzir alguns conceitos básicos e a notação que serão usados ao longo desta tese. Para tal efeito concentrar-nos-emos exclusivamente no setor leptônico da primeira familia. Em outras palavras, os campos fermiônicos que consideraremos são:

$$L = \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L \qquad R = e_R \tag{1.1}$$

Férmions de mão esquerda e direita são definidos respectivamente como:

$$\psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi \tag{1.2}$$

$$\psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi. \tag{1.3}$$

Notemos que a equação (1.1) já sugere que consideraremos que os férmions de mão esquerda formam um dubleto de $SU(2)_L$ enquanto que os férmions de mão direita transformam-se como singletos.

Como é bem sabido, o Modelo Padrão está baseado no grupo de gauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ *. Denotaremos por B_μ o campo de gauge associado ao grupo $U(1)_Y$ e por W^i_μ $(i = 1, 2, 3)$ o campo de gauge associado ao grupo $SU(2)_L$.

É bem conhecido o fato de que a introdução explícita de um termo de massa para os campos de gauge viola o princípio de invariância de gauge local. Por outro lado, pelo fato dos férmions de mão esquerda e direita transformarem de formas diferentes sob $SU(2)_L$, termos de massa explícitos para os férmions violam a invariância do modelo sob o grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Para resolver estas dificuldades será necessária a introdução de um dubleto de escalares (dubleto de Higgs) com hipercarga $Y = 1$:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}. \tag{1.4}$$

A única lagrangiana renormalizável e invariante de gauge que pode ser escrita com estes elementos é:

*Como é usual, Y representa a hipercarga que pode ser definida como $Y = -2N_R - N_L$ onde N_L (N_R) é 1 se o férmion for de mão esquerda (direita) e zero em outro caso. A hipercarga, o isospin fraco (número quântico(I) associado ao grupo $SU(2)_L$)e a carga elétrica Q estão relacionados pela fórmula de Gell-Mann-Nishijima, a saber, $Q = I_3 + \frac{1}{2}Y$.

$$
\begin{aligned}
\mathcal{L} \;=\; & -\frac{1}{4}\left(\partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g W_\nu^a W_\mu^b \epsilon^{abi}\right)^2 - \frac{1}{4}\left(\partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu\right)^2 + \\
& \bar{R} i\gamma^\mu \left(\partial_\mu + \frac{ig'}{2} Y B_\mu\right) R + \bar{L} i\gamma^\mu \left(\partial_\mu + \frac{ig'}{2} Y B_\mu + \frac{ig}{2}\boldsymbol{\tau}\cdot\boldsymbol{W}_\mu\right) L + \\
& + \frac{1}{2}\left|\left(\partial_\mu + \frac{ig'}{2} Y B_\mu + \frac{ig}{2}\boldsymbol{\tau}\cdot\boldsymbol{W}_\mu\right)\phi\right|^2 - \mu^2\left(\phi^\dagger\phi\right) - \lambda\left(\phi^\dagger\phi\right)^2 + \\
& - G_e\left[\bar{R}\phi^\dagger L + \bar{L}\phi R\right] \qquad (1.5)
\end{aligned}
$$

Onde g e g' são as constantes de acoplamento dos associadas aos grupos $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$ respectivamente.

A quebra espontânea de simetria ocorre quando $\mu^2 < 0$. Neste caso o campo de Higgs adquire um valor esperado no vácuo que escolhemos ser da forma:

$$
< \phi >= \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \qquad v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}. \qquad (1.6)
$$

Esta escolha para o valor esperado do dubleto de Higgs quebra a simetria descrita por $SU(2)_L \times U(1)_Y$ mas preserva a invariância eletromagnética $(U(1)_{EM})$.

É conveniente neste ponto reparametrizar o campo ϕ e escrevê-lo como:

$$
\phi = \frac{(v+H)}{\sqrt{2}} e^{i\frac{\boldsymbol{\xi}\cdot\boldsymbol{\tau}}{2v}}. \qquad (1.7)
$$

Depois de substituir as equações(1.6) e (1.7) (na aproximação de pequenas oscilações, isto é, $\xi \ll v$) em (1.5) e passar para o gauge unitário mediante a transformação

$$\phi \to \phi e^{-i\frac{\xi \cdot \tau}{2v}},$$

podemos realizar as seguintes constatações. Primeiro observamos que a última linha da equação (1.5) pode ser reescrita como:

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -G_e \frac{(v+H)}{\sqrt{2}} \left(\bar{e}_R e_L + \bar{e}_L e_R\right) \tag{1.8}$$

ou

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\frac{G_e v}{\sqrt{2}} \bar{e}e - \frac{G_e}{\sqrt{2}} H \bar{e}e \tag{1.9}$$

Notemos que o primeiro termo da equação anterior constitui um termo de massa para o elétron.

Em segundo lugar, analisemos os termos que aparecem na terceira linha da equação (1.5). Após as substituições já mencionadas, estes termos podem ser reescritos como:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{escalar}} &= \frac{1}{2} \left(\partial^\mu H\right) \left(\partial_\mu H\right) - \mu^2 H^2 + \\ &+ \frac{v^2}{8} \left[g^2 \left|W_\mu^1 - iW_\mu^2\right|^2 + (g' B_\mu - g W_\mu^3)^2\right] + \\ &+ \text{termos de interação.} \end{aligned} \tag{1.10}$$

A primeira linha da equação anterior, representa o termo cinético de uma partícula escalar cuja massa é dada pela relação

$$m_H^2 = -2\mu^2 > 0. \tag{1.11}$$

Este bóson escalar (que corresponde ao bóson de Higgs) permanece no espectro físico da teoria diferentemente do campo ξ (que definimos na equação (1.7)) cujas componentes foram absorvidas pelos bósons de gauge para adquirirem massa. Os termos de massa dos bósons vetoriais aparecem na segunda linha da equação (1.10). Neste ponto é útil introduzir as seguintes definições:

$$W_\mu^\pm \equiv \frac{W_\mu^1 \mp iW_\mu^2}{\sqrt{2}} \tag{1.12}$$

$$Z_\mu \equiv \frac{-g'B_\mu + gW_\mu^3}{\sqrt{g^2+g'^2}} \tag{1.13}$$

$$A_\mu \equiv \frac{g'B_\mu + gW_\mu^3}{\sqrt{g^2+g'^2}} \tag{1.14}$$

Com estas definições a segunda linha da equação (1.10) pode ser reescrita como:

$$\mathcal{L}_{\text{mass}} = M_{\text{W}}^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} M_{\text{Z}}^2 Z_\mu Z^\mu \tag{1.15}$$

onde

$$M_{\text{W}} = \frac{gv}{2} \tag{1.16}$$

e

$$M_Z = \frac{v\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} \tag{1.17}$$

Antes de continuar devemos notar que apesar de termos gerado massa para os bósons de gauge $W_\mu^\pm$ e Z_μ, o campo A_μ (o fóton) continua sem massa, como exige a invariância de gauge electromagnética.

Para finalizar esta breve revisão do Modelo Padrão, faremos notar que usando as equações (1.16) e (1.17) obtemos a seguinte previsão do modelo (a nível de árvore):

$$\rho \equiv \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2\theta_W} = 1 \tag{1.18}$$

onde o ângulo de Weinberg é definido como:

$$\tan\theta_W = \frac{g'}{g} \tag{1.19}$$

1.2 Virtudes e Fraquezas do Mecanismo de Quebra de Simetria do Modelo Padrão

Coma já mencionamos, o Modelo Padrão tem desfrutado de um grande sucesso fenomenológico. Porém, o setor de quebra de simetria ainda não tem sido testado diretamente pelos experimentos e muitas extensões do Modelo Padrão tem sido construidas modificando este setor da teoria. Portanto,

antes de prosseguir, é conveniente discutir as virtudes e fraquezas do modelo acima descrito.

1.2.1 Virtudes

Entre as virtudes apresentadas pelo mecanismo de quebra de simetria do Modelo Padrão podemos mencionar as seguintes:

1. Em primeiro lugar o Modelo Padrão é econômico. Só um dubleto de escalares é introduzido e após efetuada a quebra de simetria só uma partícula escalar permanece no espectro.

2. Uma segunda virtude do mecanismo de quebra de simetria do Modelo Padrão é que a teoria resultante é renormalizável o que permite seu estudo no regime quântico.

3. Em terceiro lugar, se a massa do bóson de Higgs não for muito grande (isto é, se m_H não for muito maior do que v) todos os setores do modelo eletrofraco são perturbativos, facilitando a obtenção de previsões do modelo.

4. Uma quarta vantagem do modelo é que o mesmo mecanismo é capaz de gerar os termos de massa para os bósons de gauge e para os férmions.

5. O modelo prevê corretamente a relação entre as massas dos bósons vetoriais $W^{\pm}$ e Z (vide equação (1.18))

1.2.2 Fraquezas

Apesar das várias vantagens apresentadas pelo mecanismo de quebra de simetria do Modelo Padrão, algumas objeções podem ser levantas como as que mencionamos a seguir:

1. Talvez uma das principais críticas seja o fato de que as interações das quais participa o bóson de Higgs não provêm de nenhum princípio de invariância ao contrário de todas as outras interações descritas pelo Modelo Padrão as quais surgem do princípio de invariância de gauge.

2. Relacionado com o item anterior está o fato de que os novos parâmetros introduzidos no setor de quebra de simetria não podem ser fixados pela teoria, perjudicando assim a capacidade preditiva do modelo. Desta forma temos que, se bem o modelo gera os termos de massa para os bósons vetoriais e os férmions, não proporciona nenhum indício de quais são os valores dessas massas, devendo ser ajustadas para satisfazer a fenomenologia.

3. O modelo não explica por que o parâmetro μ^2 torna-se negativo provocando a quebra espontânea da simetria. Por esta razão podemos dizer que o mecanismo de Higgs tal como implementado no Modelo Padrão constitui apenas uma parametrização (e não uma explicação) do processo de quebra da simetria eletrofraca.

4. Mesmo não constituindo necessariamente uma crítica ao modelo, é oportuno observar que nunca foi observada uma partícula escalar fun-

damental. Curiosamente alguns autores [4] tem especulado que efeitos de gravitação quântica podem implicar na impossibilidade de observar o bóson de Higgs (ou qualquer outra partícula escalar fundamental).

5. Certamente o maior questionamento acerca do mecanismo de quebra de simetria do Modelo Padrão é que, dentro deste modelo, a escala de quebra de simetria eletrofraca é instável por correções radiativas, isto é, o modelo não é capaz de explicar porque a escala eletrofraca é muito menor que a escala de grande unificação ou a escala de Planck. A seguir, este problema, conhecido como problema de hierarquia, será analisado em maior detalhe.

1.2.3 O Problema de Hierarquia

Consideremos a correção à função de dois pontos do bóson de Higgs, devida ao loop de um férmion, mostrada na figura 1.1.

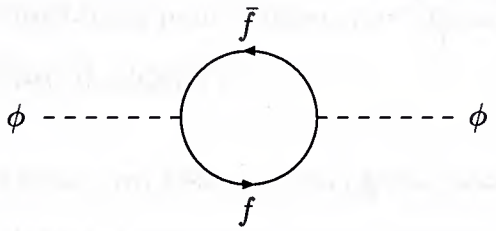

Figura 1.1: Contribuição de um par férmion anti-férmion à autoenergia do bóson de Higgs .

O acoplamento entre o bóson de Higgs e o férmion está dado na equação (1.9) e pode ser reescrito como:

$$\mathcal{L}_{Hff} = -\frac{m_f}{v} H\bar{\psi}\psi. \tag{1.20}$$

A contribuição deste loop resulta ser (no limite de momento do Higgs nulo) igual a:

$$-N(f)\left(\frac{m_f}{v}\right)^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \mathrm{Tr}\left[\frac{1}{(\not{k} - m_f)^2}\right] \tag{1.21}$$

onde $N(f)$ é o número de cores do férmion. O resultado anterior pode ser mais convenientemente reescrito como:

$$-4N(f)\left(\frac{m_f}{v}\right)^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \left[\frac{1}{k^2 - m_f^2} + \frac{2m_f^2}{(k^2 - m_f^2)^2}\right] \tag{1.22}$$

Outra contribuição importante provém do acoplamento quártico dos bósons de Higgs (figura 1.2).

O resultado para este loop é proporcional a:

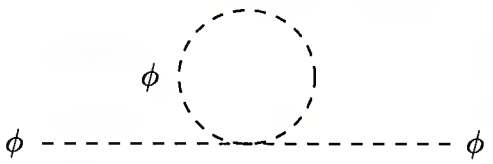

Figura 1.2: Contribuição à autoenergia do bóson de Higgs devida ao acoplamento quártico.

$$-i\lambda \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{i}{k^2 - m_{H,0}^2}. \tag{1.23}$$

onde $m_{H,0}$ denota a massa do Higgs não renormalizada.

Notemos que as integrais (1.21) (ou, equivalentemente, a primeira parte de(1.22)) e (1.23) são quadraticamente divergentes (como é possível constatar a partir de uma simples análise dimensional). Se regularizarmos as integrais mediante um cut-off Λ obtemos que as integrais anteriores são proporcionais a Λ^2. Um cálculo mais detalhado mostra que:

$$m_H^2 = m_{H,0}^2 + \frac{3}{16}\frac{\lambda}{\pi^2}\Lambda^2 \tag{1.24}$$

onde m_H é a massa renormalizada do bóson de Higgs.

O cut-off Λ pode ser da ordem da escala de grande unificação (10^{15} GeV) ou da escala de Planck (10^{19} GeV). Isto significa que se a massa do Higgs é da ordem da escala eletrofraca,ou seja, menor que 1 TeV, devemos ajustar o parâmetro $m_{H,0}^2$ em pelo menos 21 ordens de grandeza !

Esta circunstância pode indicar que alguma das seguintes possibilidades deve se realizar na natureza:

1. Existe uma nova Física a uma escala da ordem de alguns TeV e o valor natural de Λ é esta nova escala. Neste caso o Modelo Padrão é uma teoria efetiva válida somente para energias menores que a escala de nova Física.

2. A massa do bóson de Higgs está protegida por uma nova simetria não considerada no Modelo Padrão.

1.3 Algumas Alternativas ao Modelo Padrão

Os últimos anos têm conhecido inúmeros esforços no sentido de construir modelos que sejam uma alternativa ao Modelo Padrão. Evidentemente, não é possível, nesta tese, realizar uma revisão de todas os tipos de modelos propostos. Limitamo-nos apenas a mencionar algumas características daqueles que julgamos mais destacados principalmente no que diz respeito ao problema da hierarquia.

1.3.1 Supersimetria

Os modelos supersimétricos [†] são uma realização da segunda alternativa, apresentada na seção anterior, para a solução do problema de hierarquia. Neste caso as divergências quadráticas são canceladas pela contribuição dos parceiros supersimétricos das partículas do Modelo Padrão. Como exemplo analizaremos o cancelamento da divergência quadrática proveniente do loop de férmions (veja a equação (1.22) e o diagrama apresentado na figura 1.1). Para tal efeito seguiremos a exposição feita na referência [6].

Consideremos dois campos escalares complexos $\tilde{f}_L$ e $\tilde{f}_R$, que se acoplam ao bóson de Higgs segundo a lagrangiana:

[†] As origens da supersimetria podem ser encontrados na referência [5]. Duas introduções à supersimetria no contexto de Física de Partículas podem ser achadas nas referências [6] e [7]

$$\mathcal{L}_{H\tilde{f}} = \frac{1}{2}\tilde{\lambda}_f H^2 \left(\left|\tilde{f}_L\right|^2 + \left|\tilde{f}_R\right|^2 \right) + v\tilde{\lambda}_f H \left(\left|\tilde{f}_L\right|^2 + \left|\tilde{f}_R\right|^2 \right) + \left(\frac{\lambda_f}{\sqrt{2}} A_f H \tilde{f}_L \tilde{f}_R^* + h.c. \right). \tag{1.25}$$

A partir destes acoplamentos pode ser calculada a contribuição para a função de dois pontos do bóson de Higgs (novamente com momento externo nulo), tal como se mostra na figura 1.3.

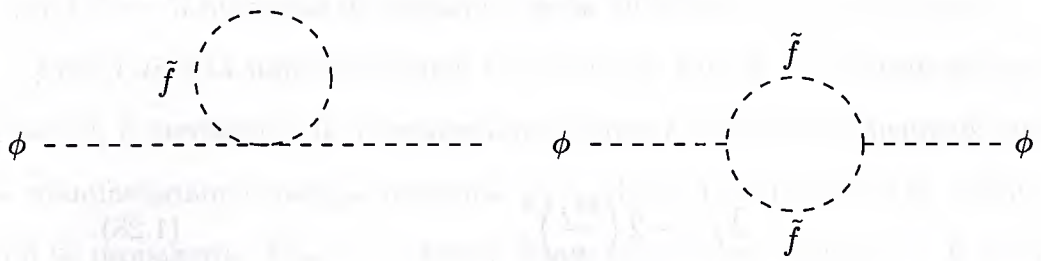

Figura 1.3: Contribuição dos sférmions à autoenergia do Higgs. Estes diagramas cancelam a divergência quadrática proveniente do diagrama mostrado na figura 1.1

O resultado pode ser escrito como:

$$\begin{aligned} & -\tilde{\lambda}_f N(\tilde{f}) \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \left[\frac{1}{k^2 - m^2_{\tilde{f}_L}} + \frac{1}{k^2 - m^2_{\tilde{f}_R}} \right] \\ + & \left(\tilde{\lambda}_f v\right)^2 N(\tilde{f}) \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \left[\frac{1}{\left(k^2 - m^2_{\tilde{f}_L}\right)^2} + \frac{1}{\left(k^2 - m^2_{\tilde{f}_R}\right)^2} \right] \\ + & \left|\lambda_f A_f\right|^2 N(\tilde{f}) \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{1}{\left(k^2 - m^2_{\tilde{f}_L}\right)\left(k^2 - m^2_{\tilde{f}_R}\right)} \end{aligned} \tag{1.26}$$

Notemos que a integral que aparece na primeira linha da expressão anterior é quadraticamente divergente, enquanto as demais divergem logaritmicamente. Comparando a expressão anterior com (1.22) podemos ver que as divergências quadráticas podem ser canceladas se forem satisfeitas as seguintes condições:

$$N(\tilde{f}) = N(f) \tag{1.27}$$

e

$$\tilde{\lambda}_f = -2\left(\frac{m_f}{v}\right)^2. \tag{1.28}$$

É bom salientar que o cancelamento de divergências quadráticas acontece mesmo se as massas m_f,$m_{\tilde{f}_L}$ e $m_{\tilde{f}_R}$ forem diferentes. De fato, se somarmos a primeira integral de (1.22) e a primeira linha de (1.26) respeitando as condições (1.27) e (1.28) se obtem um resultado proporcional a integral

$$\int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{k^2 m_{\tilde{f}_L}^2 - 2k^2 m_f^2 + k^2 m_{\tilde{f}_R}^2 + m_f^2 m_{\tilde{f}_L}^2 + m_f^2 m_{\tilde{f}_R}^2 - 2m_{\tilde{f}_L}^2 m_{\tilde{f}_R}^2}{(m_f^2 - k^2)(m_{\tilde{f}_L}^2 - k^2)(m_{\tilde{f}_R}^2 - k^2)} \tag{1.29}$$

que é, na pior das hipóteses, logaritmicamente divergente.

O desenvolvimento anterior ilustra o cancelamento de divergências quadrâticas quando são levadas em consideração as contribuições dos parceiros supersimétricos femiônicos e bosônicos. Porêm, uma discussão completa do setor de quebra de simetria em modelos supersimétricos está fora dos objetivos

desta tese pelo qual remetemos ao leitor às referências [6] e [7] (e referências aí contidas) para uma exposição mais detalhada.

1.3.2 Gravitação Quântica na Escala de TeV

Talvez a alternativa mais inovadora levantada nos últimos anos seja a possibilidade de unificar a escala de quebra de simetria eletrofraca e a escala de Planck [8]. Desta forma, a energia de corte natural da teoria seria a escala eletrofraca e o problema de hierarquia seria automaticamente resolvido.

Para que esta unificação entre as escalas de Planck e a eletrofraca seja possível, é necessário que o espaço-tempo possua dimensões adicionais, que se manifestariam a energias próximas da escala de TeV, nas quais só o graviton se propagaria. Seja n o número destas dimensões adicionais e R o seu tamanho típico. A lei de Gauss determina que duas massas (m_1 e m_2) a uma distância $r \ll R$ estão submetidas a um potencial gravitacional da forma:

$$V(r) \sim \frac{m_1 m_2}{M_{Pl(4+n)}^{n+2}} \frac{1}{r^{n+1}}, (r \ll R) \tag{1.30}$$

onde $M_{Pl(4+n)}$ é a massa de Planck $(4+n)$-dimensional. Para $r \gg R$ as linhas de força já não podem penetrar as dimensões adicionais e o potencial toma a forma:

$$V(r) \sim \frac{m_1 m_2}{M_{Pl(4+n)}^{n+2} R^n} \frac{1}{r}, (r \gg R) \tag{1.31}$$

Da equação anterior vemos que a massa de Planck efetiva 4-dimensional (M_{Pl}) e a nova escala de Planck $(4+n)$-dimensional satisfazem a seguinte relação:

$$M_{Pl}^2 \sim M_{Pl(4+n)}^{2+n} R^n \tag{1.32}$$

onde R é o raio de compactificação das dimensões adicionais. Exigindo que $M_{Pl(4+n)}$ coincida com a escala eletrofraca obtemos a seguinte relação:

$$R \sim 10^{\frac{30}{n}-17}\ \text{cm} \times \left(\frac{1\text{TeV}}{\Lambda_{EW}}\right)^{1+\frac{2}{n}}. \tag{1.33}$$

Para $n = 2$ se obtem $R \sim 100\ \mu\text{m} - 1$ mm, região na qual a gravitação ainda não tem sido testada com precisão.

Um aspecto interessante é que se a natureza tiver escolhido esta solução para o problema de hierarquia, a próxima geração de aceleradores poderá estudar efeitos de gravitação quântica. Porém devemos notar que ainda que esta alternativa soluciona o problema de hierarquia, não nos oferece nenhum esclarecimento sobre o mecanismo de quebra de simetria.

1.3.3 Quebra Dinâmica de Simetria

Uma terceira alternativa para resolver o problema de hierarquia é abandonar o conceito de que uma partícula escalar fundamental seja responsável pela quebra de simetria eletrofraca e considerar a possibilidade que seja provocada dinâmicamente por uma nova interação forte na escala de TeV. Neste caso o Modelo Padrão pode ser considerado como uma teoria efetiva a baixas energias.

A mais famosa realização desta alternativa é Technicolor [9, 10]. Neste caso, postula-se a existência de uma nova classe de férmions (technifermions)

que, por causa da nova dinâmica, formam condensados que são responsáveis pela quebra de simetria eletrofraca. Este tipo de modelo inspira-se sem dúvida na quebra dinâmica da simetria quiral que ocorre em QCD [‡].

O estudo de consequências fenomenológicas de modelos de quebra dinâmica de simetria contitui o tema central desta tese. Assim, nos capítulos 2 e 3 descreveremos modelos baseados na idéia de quebra dinâmica de simetria, em especial, Technicolor. Isto nos proporcionará os antecedentes necessários para, nos capítulos 4, 5, 6 e 7, apresentar os reseultados dos nossos estudos de consequências fenomenológicas desses modelos. Finalmente, no capítulo 8, resumiremos as principais conclusões do nosso trabalho.

[‡]Um outro exemplo de formação de condensados é o processo responsável pelo fenômeno da supercondutividade. Neste caso a interação dos eletrons com a rede produz pares de eletrons correlacionados (pares de Cooper, que são os condensados formados pela dinâmica) que atuam como estados bosônicos que sofrem condensação de Bose-Einstein

Capítulo 2

Technicolor

Como mencionamos no capítulo anterior, os processos de quebra de simetria melhor conhecidos (como a quebra de simetria quiral em QCD e a supercondutividade) são processos dinâmicos. Parece, portanto, razoável tentar implementar um mecanismo deste tipo no modelo das interações eletrofracas. Por outro lado, como foi mostrado também no capítulo anterior, a quebra dinâmica da simetria eletrofraca resolve algumas das fraquezas inerentes ao Modelo Padrão.

Technicolor é a forma mais simples de implementar o programa de quebra dinâmica de simetria eletrofraca. Neste capítulo, junto com a apresentação de seus aspectos principais, descreveremos vários modelos baseados na idéia de Technicolor e suas variações. No final do capítulo apresentamos novos modelos de quebra dinâmica de simetria eletrofraca (diferentes de Technicolor) recentemente propostos.

2.1 Modelo Mínimo de Technicolor

Para fixar idéias, começaremos descrevendo o modelo mínimo de Technicolor.

A idéia básica consiste em postular a existência, na escala de TeV, de uma nova interação forte e uma nova classe de férmions (technifermions) que participam dela. A dinâmica do modelo induz aos technifermions a formar condensados que levam à quebra da simetria, tal como acontece em QCD.

Consideremos neste modelo mínimo apenas um dubleto de $SU(2)_L$ de technifermions singletos de cor (U, D) (e os singletos de $SU(2)_L$ U_R, D_R). Vamos também supor que o grupo de gauge desta nova interação seja $SU(N_{TC})$ (geralmente considera-se $N_{TC} = 4$). Inicialmente os technifermions são supostos não massivos, logo a teoria apresenta uma simetria quiral descrita pelo grupo $SU(2)_L \times SU(2)_R$ (no limite em que desprezamos as interações usuais). Como já foi dito, a nova interação se torna forte na escala de TeV e provoca a condensação dos technifermions, ou seja, o operador composto $\bar{\psi}\psi$ adquire valor esperado no vácuo não nulo, isto é:

$$\langle 0|\bar{U}U|0\rangle = \langle 0|\bar{D}D|0\rangle = 4\pi F_\pi^3 \neq 0. \tag{2.1}$$

A formação do condensado quebra a simetria quiral $SU(2)_L \times SU(2)_R \to SU(2)_V$. Por outro lado, devido a que os technifermions de mão direita e mão esquerda transformam diferentemente por $SU(2)_L$, os operadores compostos $\bar{U}U$ e $\bar{D}D$ não são singletos de $SU(2)_L$. É, também, possível verificar que, com os valores de hipercarga atribuidos aos technifermions (que aqui serão considerados iguais aos valores atribuidos aos férmions usuais), os operadores

$\bar{U}U$ e $\bar{D}D$ tampouco são singletos de $U(1)_Y$. Porém os operadores anteriores são singletos de $U(1)_{em}$. Tudo isto quer dizer que a formação do condensado produz a quebra da simetria local $SU(2)_L \times U(1)_Y \to U(1)_{em}$. Como previsto pelo teorema de Goldstone, devido à quebra da simetria quiral aparecem três "technipions" ($\pi_T^{\pm,0}$) que são absorvidos pelos bósons de gauge $W^\pm$ e Z^0 que desta forma se tornam massivos. Vejamos com mais detalhe como isto acontece.

2.1.1 Origem da Massa dos Bósons $W^\pm$ e Z^0

O acoplamento entre os techniférmions e os bósons de gauge do grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ é dado pela seguinte lagrangiana:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \boldsymbol{W}^\mu \left(-\frac{ig}{2} \bar{Q}_{TL} \gamma_\mu \boldsymbol{\tau} Q_{TL} \right) \\ &\quad - \frac{ig'}{6} B^\mu (\bar{Q}_{TL} \gamma_\mu Q_{TL} + 4\bar{U}_R \gamma_\mu U_R - 2\bar{D}_R \gamma_\mu D_R), \end{aligned} \tag{2.2}$$

onde Q_{TL} o dubleto de techniférmions de mão esquerda.

Como já foi dito, a quebra da simetria quiral provoca, através do teorema de Goldstone, o aparecimento de technipions. Usando as idéias de PCAC vemos que a corrente axial toma a forma:

$$\frac{1}{2} \bar{Q}_T \boldsymbol{\tau} \gamma_\mu \gamma_5 Q_T = F_\pi \partial_\mu \boldsymbol{\pi_T} + \cdots . \tag{2.3}$$

Usando (2.3) em (2.2) obtemos:

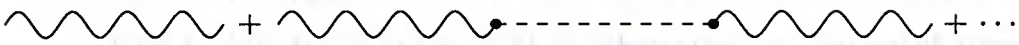

Figura 2.1: Contribuição dos technipions à autoenergia dos bósons de gauge

$$\mathcal{L} = \boldsymbol{W}^{\mu}\left(\frac{igF_{\pi}}{2}\partial_{\mu}\boldsymbol{\pi_T}\right) - \frac{ig'}{6}B^{\mu}(3F_{\pi}\partial_{\mu}\pi_T^3) + \cdots \tag{2.4}$$

ou

$$\mathcal{L} = \frac{igF_{\pi}}{2}W^{+\mu}\partial_{\mu}\pi_T^- + \text{h.c.} + \frac{iF_{\pi}\sqrt{g'^2+g^2}}{2}Z^{\mu}\partial_{\mu}\pi_T^3 + \cdots, \tag{2.5}$$

onde as definições(1.12) e (1.13) foram usadas. A lagrangiana anterior contribui à autoenergia dos bósons de gauge, como o ilustra a figura 2.1.

Por exemplo, no caso do $W^{\pm}$ o propagador completo (omitindo os índices de Lorentz por simplicidade) pode ser escrito como :

$$\begin{aligned}
\text{propagador completo} &= \frac{1}{p^2} + \frac{1}{p^2}\left(\frac{gF_{\pi}}{2}\right)^2\frac{1}{p^2} + \cdots && (2.6)\\
&= \frac{1}{p^2}\left[1 + \left(\frac{gF_{\pi}}{2}\right)^2\frac{1}{p^2} + \cdots\right] && (2.7)\\
&= \frac{1}{p^2}\left[1 - \left(\frac{gF_{\pi}}{2}\right)^2\frac{1}{p^2}\right]^{-1} && (2.8)\\
&= \frac{1}{p^2 - \left(\frac{gF_{\pi}}{2}\right)^2} && (2.9)
\end{aligned}$$

O cálculo anterior nos mostra que a mistura com os technipions provocou o aparecimento de um polo no propagador do $W^{\pm}$ para $p^2 = (gF_\pi/2)^2$, o qual implica em uma massa para o $W^{\pm}$ dada por:

$$M_W = \frac{gF_\pi}{2}. \tag{2.10}$$

Se fizermos a identificação $F_\pi = v = 246$ GeV, obteremos o mesmo resultado do Modelo Padrão dado na equação (1.16).

Um cálculo semelhante nos fornece a massa do bóson Z^0, dando como resultado:

$$M_Z = \frac{F_\pi\sqrt{g^2 + g'^2}}{2}. \tag{2.11}$$

Notemos que o modelo prevê a relação correta entre as massas dos bósons de gauge eletrofracos.

Uma segunda forma de ver o mecanismo de geração de massa para os bósons $W^{\pm}$ e Z^0 é notar que os estados dados por:

$$\boldsymbol{\pi_T} = i\bar{Q}_T\boldsymbol{\tau}\gamma_5 Q_T$$

e

$$\sigma_T = \bar{Q}_T Q_T$$

tem números quânticos tais que podem ser combinados para formar um dubleto de Higgs efetivo:

$$\phi_{\text{ef}} = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}\pi_{T1} + i\pi_{T2} \\ \sigma_T - i\pi_{T3}\end{pmatrix}, \tag{2.12}$$

com o qual o Modelo Padrão pode ser recuperado como teoria efetiva.

2.1.2 Espectro do Modelo Mínimo

O modelo mínimo de Technicolor pode ser visto como uma versão de QCD reescalada por um fator F_π/f_π onde f_π é a constante de decaimento dos pions usuais e seu valor é $f_\pi = 93$ MeV. Desta forma, podemos esperar que, com exceção dos technipions que foram "engulidos" pelos bósons de gauge, apareça um amplo espectro de partículas compostas, equivalente ao produzido pela interação forte a baixas energias. Entre as ressonâncias mais leves encontram-se o technirho (ρ_T) e o techniômega (ω_T). A massa destas ressonâncias pode ser estimada, neste modelo, a partir dos seus equivalentes em QCD obtendo-se:

$$M_{\rho_T,\omega_T} = m_{\rho,\omega}\frac{F_\pi}{f_\pi}\left(\frac{3}{N_{TC}}\right)^{\frac{1}{2}} \approx 2069 \text{ GeV}\left(\frac{3}{N_{TC}}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{2.13}$$

2.2 Modelo de uma Família

Um segundo modelo importante, e que nos servirá de paradigma pois muitas das suas caraterísticas aparecem também em modelos mais completos, é o modelo de uma família originalmente proposto por Farhi e Susskind [11] . Neste modelo, os techniférmions constituem uma familia completa, isto é, vem na forma:

$$\begin{pmatrix} U^a \\ D^a \end{pmatrix}_L \qquad U_R^a \qquad D_R^a \qquad a = 1, 2, 3 \tag{2.14}$$

$$\begin{pmatrix} N \\ E \end{pmatrix}_L \qquad N_R \qquad E_R \tag{2.15}$$

U^a e D^a são chamados techniquarks (a é índice de cor) enquanto N e E são chamados technileptons.

Como no modelo mínimo, a interação se torna forte na escala de TeV e produz condensados de techniférmions:

$$\langle \bar{U}U \rangle = \langle \bar{D}D \rangle = \langle \bar{E}E \rangle = \langle \bar{N}N \rangle = 4\pi F_Q^3 \neq 0 \tag{2.16}$$

onde $F_Q = F_\pi/\sqrt{N_D}$ onde N_D é o número de dubletos de techniférmions (no nosso caso $N_D = 4$ e, no modelo de uma família $F_Q = 123$ GeV).

Neste modelo a simetria quiral, no setor dos techniférmions, é descrita pelo grupo $SU(8)_L \times SU(8)_R$. Devido à condensação dos techniférmions, esta simetria é quebrada para $SU(8)_V$. Como consequência aparecem 63 technipions, três dos quais são absorvidos pelos bósons de gauge do Modelo Padrão, os restantes permanecem no espectro como graus de liberdade físicos. A tabela 2.2, adaptada da referência [12], mostra os números quânticos dos technipions que permanecem no espectro (que neste contexto denotaremos com a letra P) e das resonâncias vetoriais do modelo.

Partículas	$SU(3)_C$	$SU(2)_V$
$P^{0\prime}$, ω_T	1	1
$P^{0,\pm}$, $\rho_T^{0,\pm}$	1	3
$P_3^{0\prime}$, $\rho_{T3}^{0\prime}$	3	1
$P_3^{0,\pm}$, $\rho_{T3}^{0,\pm}$	3	3
$P_8^{0\prime}(\eta_T)$, $\rho_{T8}^{0\prime}$	8	1
$P_8^{0,\pm}$, $\rho_{T8}^{0,\pm}$	8	3

Tabela 2.1: Números quânticos de technipions e ressonâncias vetoriais no modelo de uma família

Notemos que,por serem os techniquarks tripletos de cor, muitos dos technipions e das ressonâncias vetoriais são tripletos de cor (leptoquarks) ou octetos de cor.

2.3 Technicolor Estendido

Já vimos que Technicolor é capaz de quebrar corretamente a simetria eletrofraca e dar massa aos bósons de gauge $W^{\pm}$ e Z^0. Também foi descrito em termos gerais o espectro de novas partículas previstas por estes modelos. Um problema importante, porém, ainda aguarda a nossa atenção, a saber: a origem das massas dos férmions.

Como mostramos no capítulo anterior, uma das virtudes do mecanismo de quebra de simetria do Modelo Padrão é o fato de ser capaz de gerar ao mesmo tempo massa para os bósons de gauge e para os férmions. Porém, insistimos, tal mecanismo não constitui uma explicação para as massas fermiônicas pois depende das constantes de acoplamento de Yukawa que são parâmetros livres

do modelo.

Qualquer modelo de quebra dinâmica de simetria eletrofraca deve ser capaz de explicar dinâmicamente a origem da massa dos férmions, constituindo-se, portanto, acima de tudo, em uma teoria do sabor. Esta é a principal dificuldade na construção de modelos realisticos de quebra dinâmica de simetria eletrofraca.

Antes de continuar, devemos admitir que nenhum modelo completo de geração de massa foi construido até hoje. Nesta seção apresentaremos em linhas gerais a abordagem tradicional seguida nesta matéria: a idéia de Technicolor Estendido (ETC) [13] . No final da seção discutiremos brevemente algumas abordagens alternativas.

Uma forma de dar massa aos férmions é construir de forma dinâmica um acoplamento de Yukawa efetivo entre o Higgs efetivo da equação (2.12) e os férmions usuais. É claro que para realizar isto é necessário introduzir uma nova interação, chamada de Technicolor Estendido, que acople technifermions e férmions usuais*. Evidentemente, a simetria desta nova interação, diferentemente de Technicolor, deve ser quebrada (o mecanismo de quebra de Technicolor será discutido posteriormente). Se os bósons de gauge de Technicolor Estendido forem suficientemente massivos, induzirão uma interação efetiva da forma:

*Em outras palavras, os férmions e technifermions devem pertencer à mesma representação irredutível do grupo de simetria de ETC

$$\left(\frac{g_{ETC}}{M_{ETC}}\right)^2 (\bar{F}\gamma^\mu f)(\bar{f}\gamma^\mu F), \tag{2.17}$$

onde g_{ETC} é a constante de acoplamento caraterística de Technicolor Estendido, M_{ETC} é a massa dos bósons de gauge de Technicolor Estendido, F representa os techniférmions e f os férmions usuais. A origem desta interação de contato está ilustrada na figura 2.2

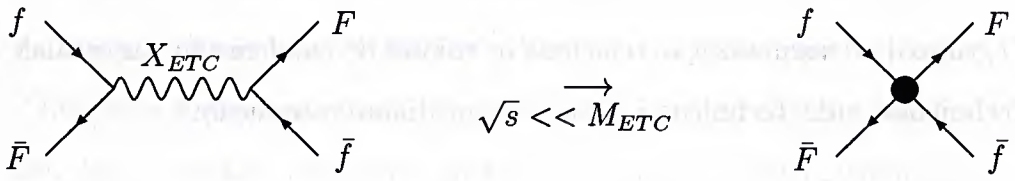

Figura 2.2: Origem da interação de contato entre férmions usuais e techniférmions.

Através de uma transformação de Fierz, podemos reescrever o termo anterior como:

$$-\left(\frac{g_{ETC}}{M_{ETC}}\right)^2 \left[(\bar{F}F)(\bar{f}f) - (\bar{F}\gamma_5 F)(\bar{f}\gamma_5 f) + \cdots\right]. \tag{2.18}$$

Depois da formação de condensados de techniférmions, o primeiro termo da expressão anterior, dá origem a um termo de massa, a saber,

$$-\left(\frac{g_{ETC}}{M_{ETC}}\right)^2 \langle\bar{F}F\rangle \bar{f}f \tag{2.19}$$

ou, em outras palavras, a massa do férmion é dada por:

$$m_f(ETC) = \frac{1}{\Lambda_{ETC}^2}\langle \bar{F}F\rangle_{ETC} \tag{2.20}$$

onde Λ_{ETC} é a escala de Technicolor Estendido e é definida por:

$$\Lambda_{ETC} = \frac{M_{ETC}}{g_{ETC}}. \tag{2.21}$$

O grupo de renormalização relaciona os valores do condensado nas escalas de Technicolor e de Technicolor Estendido mediante a equação:

$$\langle \bar{F}F\rangle_{ETC} = \langle \bar{F}F\rangle_{TC} \exp\left(\int_{\Lambda_{TC}}^{M_{ETC}} \frac{d\mu}{\mu}\gamma_m(\mu)\right) \tag{2.22}$$

onde

$$\gamma_m(\mu) = \frac{3C_2(R)}{2\pi}\alpha_{TC}(\mu) + O(\alpha_{TC}^2) \tag{2.23}$$

é a dimensão anômala do operador $\bar{F}F$ e $C_2(R)$ é o Casimir quadrático na representação R do grupo de technicolor.

Usando as equações acima, vemos que a massa do férmion evolui de acordo com a equação:

$$m_f(ETC) = m_f(TC) \exp\left(-\int_{\Lambda_{TC}}^{M_{ETC}} \frac{d\mu}{\mu}\gamma_m(\mu)\right). \tag{2.24}$$

Teorias que consideram a dinâmica de Technicolor como uma versão reescalada de QCD e, portanto, sua constante de acoplamento decresce rapidamente na medida em que a escala de energia é aumentada, a dimensão anômala $\gamma_m(\mu)$ permanece pequena até a escala de Technicolor estendido e pode-se, em primeira aproximação, desconsiderar a evolução das massas e do valor do condensado.

Podemos, portanto, usar a equação (2.20) para estimar o valor de Λ_{ETC} necessário para gerar uma massa fermiônica de, digamos, 1 GeV com $\langle \bar{F}F \rangle \sim$ (1 TeV)^3. O resultado é $\Lambda_{ETC} \approx 30$ TeV. Para gerar a hierarquia de massa entre as diferentes famílias de férmions, necessitamos introduzir três escalas diferentes†. Isto pode ser conseguido quebrando o grupo de Technicolor Estendido em três vezes sucessivas. Antes, porém, de discutir a forma em que Technicolor Estendido é quebrado, consideraremos a geração de massa para os technipions.

2.3.1 Uma Massa para os Technipions

Vimos na seção 2.2 que, em modelos não-mínimos de technicolor, aparecem bósons de Goldstone (technipions) que provém da quebra da simetria quiral e não são absorvidos pelos bósons vetorias de gauge. Na ausência de qualquer outra interação estes technipions permanecem sem massa. Alguns deles adquirem massa através das interações usuais. Por exemplo, os technipions

†Afim de explicar a diferênça de massa entre membros de una mesma família, digamos o quark top e o quark bottom, é necessário introduzir algum tipo de violação de isospin na teoria. Este problema e outros que apresentam modelos baseados em Technicolor Estendido, serão discutidos numa próxima seção.

octetos de cor, por meio de QCD, adquirem uma massa da ordem de 200-400 GeV e os technipions carregados uma massa eletromagnética da ordem de 7-40 GeV (ver por exemplo as referências [12] e [14]); porém os technipions neutros singletos de cor permanecem sem massa.

Technicolor Estendido, através da interação de quatro techniférmions, é uma fonte adicional para a massa dos technipions. Uma estimativa desta contribuição pode ser feita a partir da chamada fórmula de Dashen [15] supondo válida a fatorização $\langle \bar{F}F\bar{F}F\rangle \approx \langle \bar{F}F\rangle^2$. O resultado pode ser escrito como:

$$M_{\pi_T} \approx \frac{\langle \bar{F}F\rangle}{F_Q \Lambda_{ETC}}. \tag{2.25}$$

Usando $\langle \bar{F}F\rangle \approx 4\pi F_Q^3$, $F_Q = 123$ GeV (modelo de uma família) e $\Lambda_{ETC} \sim$ 30 TeV obtemos uma contribuição para a massa dos technipions da ordem de $M_{\pi_T} \sim 6$ GeV.

Technicolor Estendido prevê a existência de partículas escalares extremamente leves o qual sem dúvida provoca sério um problema fenomenológico. A solução desta dificuldade só será encontrada em modelos que abandonem a hipótese de que Technicolor é somente uma versão reescalada de QCD, mas deixaremos a descrição desses modelos para uma próxima seção.

2.3.2 Quebrando Technicolor Estendido

Em itens anteriores descrevemos as idéias básicas de Technicolor Estendido como mecanismo de geração de massa para os férmions e em, certa medida, para os technipions. Porém, a nossa descrição tem usado fortemente a

hipótese que a baixas energias[‡] Technicolor Estendido pode ser descrito como uma interação de quatro férmions. Isto significa que a simetria por trás de Technicolor Estendido deve ser quebrada em uma escala que, como já vimos, é da ordem de $\Lambda_{ETC} \sim 30$. Nada, porém, temos dito acerca do mecanismo responsável por esta quebra de simetria. Nestes parágrafos tentaremos apresentar brevemente alguamas alternativas para a solução deste problema.

Uma possibilidade é quebrar o grupo de Technicolor Estendido através de escalares fundamentais que adquirem valor esperado do vácuo diferente de zero. Evidentemente, esta solução não parece muito satisfatória pois significa re-introduzir na teoria os problemas que Tecnicolor pretende solucionar.

Uma segunda possibilidade é postular uma nova interação forte com novos férmions que quebrem dinamicamente a simetria de Technicolor Estendido. Esta alternativa, apesar de não poder ser descartada *a priori*, parece nos levar por um caminho de proliferação de interações e férmions pesados que não pode ser considerado nem econômico nem satisfatório.

Uma terceira possibilidade foi proposta por Raby, Dimopoulos e Susskind [16]: que Technicolor Estendido seja capaz de se quebrar a si mesmo. Esta "auto-quebra" pode acontecer em modelos que apresentam liberdade asintótica e o conteúdo de representação de férmions não real[§]. Se a interação apresentar um canal atrativo, então, quando diminui a escala de energia e a interação

[‡]Neste contexto a expressão "baixas energias" deve ser entendida se referindo a energias da ordem da escala eletrofraca.

[§]Vamos supor que representamos todos os férmions por campos de mão esquerda, diremos que o conteúdo de representação férmions é real se para toda representação R do grupo sua conjugada $\bar{R}$ também aparece

se torna forte, ela produz condensados de férmions. Se o conteúdo de representação de férmions for não real então o condensado não vai transformar como singleto pelo grupo em questão e quebrará a simetria.

Este mecanismo (chamado "tumbling") apresenta várias vantagens. Em primeiro lugar, ele é econômico por não ser necessário incluir novos férmions ou novas interações. Em segundo lugar, a quebra de simetria acontece até que o conteúdo de representação de férmions seja real. Isto permite a existência de uma série de quebras de simetria em diferentes escalas o qual é conveniente para explicar a hierarquia de massa entre as famílias.

2.3.3 Dificuldades de Technicolor Estendido

Até agora temos apresentado as idéias básicas de Technicolor e Technicolor Estendido. Nesta seção descreveremos os principais problemas que afetam a Technicolor Estendido.

1. Em primeiro lugar, como já vimos, modelos não mínimos prevém uma grande quantidade de technipions. Alguns destes permanecem extremadamente leves (algumas poucas dezenas de GeV) e seus efeitos deveriam há muito ter sido observados.

2. Outro aspecto importante é a existência de correntes neutras que mudam sabor. Para que a álgebra de Technicolor Estendido feche, é nescessário que não somente apareçam correntes da forma $\bar{f}\gamma^\mu F$,$\bar{F}\gamma^\mu f$ e $\bar{F}\gamma^\mu F'$, mas também $\bar{f}\gamma^\mu f'$. Esta última produz, a baixas energias, uma interação de quatro férmions (usuais) capaz de gerar mudanças de

sabor por corrente neutra. Afim suprimir este tipo de efeito até valores compatíveis com a experiência, é nescessário que a escala de Technicolor Estendido seja da ordem de 600 TeV, isto é vinte vezes maior que a requerida para dar massa ao férmions.

3. Outra crítica importante aos modelos baseados em Technicolor Extendido, é que eles entram em conflito com as medidas de precissão obtidas no LEP. Prestaremos especial atenção às quantidades S, T e U. Valores típicos para estes parâmetros são [17]:

$$S = -0.16 \pm 0.14$$

$$T = -0.21 \pm 0.16$$

$$U = +0.25 \pm 0.24$$

A contribuição de Technicolor ao parâmetro S, usando como hipótese que a dinâmica de Technicolor é semelhante à de QCD, foi o obtida por Peskin e Takeushi [18] dando como resultado:

$$S \approx 0.25 N_D \frac{N_{TC}}{3} \tag{2.26}$$

onde N_D e N_{TC} são o número de dubletos e o número de technicores. Para o modelo de uma família ($N_D = 4$ e $N_{TC} = 4$) obtemos $S \approx 1.3$ que claramente se encontra em discrepância com o valor experimental.

4. Uma dificuldade adicional para Technicolor Estendido é explicar a massa do quark top ($m_t \approx 175$ GeV). Como se pode ver a partir da equação (2.20), a escala de Technicolor Estendido necessária para gerar uma massa tão alta é extremamente baixa ($\Lambda_{ETC} \sim \Lambda_{TC} \sim 1$ TeV) o qual inviabiliza toda a nossa discussão anterior.

2.4 Algumas Alternativas a Technicolor Estendido

Antes de discutir a solução dos problemas apresentados por Technicolor Estendido, devemos salientar que, apesar de ser o mecanismo mais "popular" para dar massa aos férmions em modelos de quebra dinâmica de simetria, Technicolor Estendido não é a única alternativa. Pelo menos uma outra possibilidade existe: Technicolor com um escalar [19].

A idéia básica destes modelos é acoplar os technifermions e os férmions usuais através de um escalar de tal forma que quando se realiza a quebra de simetria quiral no setor de technifermions, esta é transmitida aos férmions usuais como mostra a figura (2.3).

O fato de supor a existência de uma resonância escalar introduz no modelo o problema de hierarquia que Technicolor pretende resolver. Duas soluções podem ser levantadas para este problema:

1. O escalar não é uma partícula fundamental, mas é um estado composto. Neste caso surge o desfio de entender a origem dinâmica do escalar. Em geral estes modelos com escalares são considerados como uma teoria

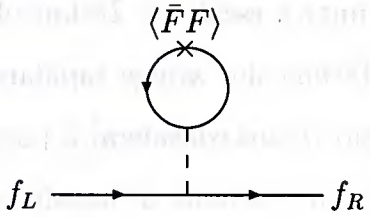

Figura 2.3: Geração de massa dos férmions usuais em Technicolor com um escalar

efetiva de modelos chamados "Technicolor Estendido Forte" nos quais Technicolor Estendido participa diretamente da quebra dinâmica de simetria eletrofraca (para mais detalhes veja [20]).

2. A massa do escalar pode ser protegida por meio de supersimetria [21] .

Modelos de Technicolor com escalares tem tido sucesso fenomenológico ao não introduzir grandes mudanças de sabor por corrente neutra, devido aos acoplamentos de Yukawa, e ao explicar a hierarquia de massa entre famílias e dentro de cada geração de férmions [22]

2.5 Walking Technicolor

Nas seções anteriores descrevemos as idéias "tradicionais" acerca de Technicolor e os principais problemas fenomenológicos que enfrentam. Uma hipótese fundamental por trás destes modelos, e que é a raíz das dificuldades já mencionadas, é a suposição que a dinâmica de Technicolor é essencialmente uma versão de QCD reescalada. Esta hipótese se traduz na suposição, forte-

mente usada para estimar a escala de Technicolor Estendido e a massa dos technipions, de que Technicolor atinge rapidamente o regime de liberdade assintótica. Nesta seção vamos considerar a possibilidade de Technicolor ter uma dinâmica tal que sua constante de acoplamento diminua de valor lentamente quando a escala de energia é aumentada. Esta possibilidade tem sido chamada *Walking Technicolor* [23].

Vamos começar analisando a evolução do condensado $\langle \bar{F}F \rangle$. Esta evolução continua sendo dada pela equação (2.22), mas, como a constante de acoplamento não pode ser mais considerada pequena, a dimensão anômala não é mais determinada por (2.23). Para obter uma expressão não perturbativa aproximada de γ_m devemos usar a equação de Schwinger-Dyson.

O inverso do propagador fermiônico completo, pode ser escrito como:

$$iS^{-1}(p) = Z(p)(\not{p} - \Sigma(p)) \ . \tag{2.27}$$

Na aproximação de arco-iris (mostrada na figura 2.4) e no gauge de Landau (no qual $Z(p) = 1$) a equação de Schwinger-Dyson pode ser escrita como:

$$\Sigma(p) = 3C_2(R) \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{\alpha_{TC}((k-p)^2)}{(k-p)^2} \frac{\Sigma(k)}{k^2} \ . \tag{2.28}$$

A equação anterior pode ser resolvida de forma aproximada (para detalhes veja a referência[24]) dando como resultado soluções da forma:

$$\Sigma(p) \propto p^{-\gamma_m(\mu)} \tag{2.29}$$

e

$$\Sigma(p) \propto p^{\gamma_m(\mu)-2} \tag{2.30}$$

onde a dimensão anômala é dada por :

$$\gamma_m(\mu) = 1 - \sqrt{1 - \frac{\alpha_{TC}(\mu)}{\alpha_C}}\,;\ \alpha_C \equiv \frac{\pi}{3C_2(R)}\,. \tag{2.31}$$

α_C é chamada de "constante de acoplamento crítica" pois quando a constante de acoplamento atinge o valor $\alpha_{TC} = \alpha_C$, acontece a quebra de simetria quiral. Portanto a escala de quebra de simetria quiral de Technicolor (Λ_{TC}) é definida pela equação:

$$\alpha_{TC}(\Lambda_{TC}) = \alpha_C. \tag{2.32}$$

Notemos que para o valor crítico da constante de acoplamento, a dimensão anômala atinge o valor $\gamma_m = 1$, logo temos que:

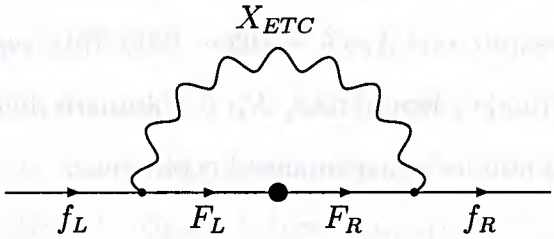

Figura 2.4: Diagrama de Feynman usado no cálculo de $\Sigma(p)$

$$\gamma_m(\Lambda_{TC}) = 1. \tag{2.33}$$

Caso a variação da constante de acoplamento com a escala de energia, isto é se a função beta de technicolor satisfizer a relação

$$\beta(\alpha_{TC}(\mu)) = \mu\frac{d\alpha_{TC}}{d\mu} \approx 0 \text{ para } \Lambda_{TC} \leq \mu \leq \Lambda_{ETC} \tag{2.34}$$

então a dimensão anômala permanecerá com seu valor $\gamma_m \approx 1$ até a escala de Technicolor Estendido. Usando este fato na equação (2.22) obtemos:

$$\langle \bar{F}F\rangle_{ETC} = \langle \bar{F}F\rangle_{TC}\frac{M_{ETC}}{\Lambda_{TC}} \tag{2.35}$$

Este aumento no valor de $\langle \bar{F}F\rangle_{ETC}$ tem profundas consequências fenomenológicas.

Levando em conta o aumento no valor de condensado na equação (2.20), podemos escrever a massa dos férmions como:

$$m_f(ETC) = \frac{1}{\Lambda_{ETC}}\frac{M_{ETC}}{\Lambda_{TC}}\langle \bar{F}F\rangle_{TC} \tag{2.36}$$

Vamos supor, por exemplo, que $\Lambda_{ETC} \approx 100 - 1000$ TeV, $\Lambda_{TC} \approx 1$ TeV e $\langle \bar{F}F\rangle_{TC} \approx 4\pi F_\pi^3/N_D^{3/2}$ (onde , lembremos, N_D é o número de dubletos de techniférmions). Substituindo na equação anterior obtemos:

$$m_f(ETC) \approx \frac{(0.2 - 2.0)}{N_D^{3/2}} \text{ GeV}. \tag{2.37}$$

Estes valores são suficientes para explicar a massa do quark charmoso e ao mesmo tempo suprimir as mudanças de sabor por corrente neutra. Por outro lado, as massas de férmions mais pesados podem estar associadas a escalas mais baixas produzida pela quebra de Technicolor Estendido em várias etapas.

A massa dos technipions também é afetada pelo aumento no valor do condensado. Usando a equação (2.35) em (2.25) obtemos

$$M_{\pi_T}(ETC) \approx \frac{\langle \bar{F}F \rangle_{ETC}}{F_Q \Lambda_{ETC}} \approx \frac{N_D^{1/2}}{F_\pi \Lambda_{ETC}} \frac{M_{ETC}}{\Lambda_{TC}} \langle \bar{F}F \rangle_{TC} \tag{2.38}$$

Supondo que $M_{ETC} \sim \Lambda_{ETC}$ e $\Lambda_{TC} \approx 1$ TeV obtemos:

$$M_{\pi_T}(ETC) \approx \frac{760}{N_D} \text{ GeV}. \tag{2.39}$$

Vemos portanto que Walking Technicolor é capaz de solucionar tanto o problema de correntes neutras que mudam sabor como o problema causado por technipions muito leves. Mas o que acontece com os parâmetros obliquos S, T e U ? Devemos lembrar as discrepâncias entre Technicolor e as medidas de precisão surgiram da hipótese de que a dinâmica de Technicolor era essencialmente igual a dinâmica de QCD, porém esta hipótese deixa de ser válida em Walking Technicolor e portanto a estimativa dada na equação (2.26) não é mais aplicável. Alguns autores tem argumentado que em Walking Technicolor o valor do parâmetro S pode ser pequeno e até negativo (ver por exemplo a referência [25]

2.5.1 Technicolor com Múltiplas Escalas

Depois de termos visto as principais consequências fenomenológicas de Walking Technicolor, podemos ainda nos perguntar: como pode ser construido um modelo deste tipo ? Nesta seção delinearemos as características principais de uma classe de modelos que naturalmente incorpora a idéia Walking Technicolor.

A um loop, a função beta de um modelo baseado no grupo $SU(N_{TC})$ com n_f (techni)férmions é dada por:

$$\beta(\alpha_{TC}) = \frac{1}{2\pi}\left(\frac{11}{6}N_{TC} - \frac{2}{3}n_f T_f\right)\alpha_{TC}^2 \tag{2.40}$$

onde T_f é definido pela expressão

$$\mathrm{Tr}(\lambda^a\lambda^b) = T_f\delta^{ab} \tag{2.41}$$

e λ^a são os geradores da álgebra (na representação fundamental $T_f = 1/2$).

A equação (2.40) nos mostra que os (techni)férmions produzem uma contribuição negativa à função beta. Uma forma, portanto, de implementar Walking Technicolor é aumentar suficientemente o número de (techni)férmions.

Em modelos chamdos de *Technicolor com Múltiplas Escalas*(MTC)[26] se supõe a existência de uma quantidade suficientemente grande de dubletos de techniférmions para satisfazer os requerimentos de Walking Technicolor. Estes dubletos podem pertencer a diferentes representações de $SU(N_{TC})$ e

formam condensados em escalas diferentes. Isto se deve a que o condensado se forma a partir do canal, de spin total zero[¶], mais atrativo. É possível mostrar que, na aproximação de troca de um bóson de gauge, o potencial do estado $\bar{F}F$ pode ser escrito como:

$$V(r) = \frac{-\alpha(\mu)}{r}(C_1 + C_2 - C) \tag{2.42}$$

onde C_1 e C_2 são os operadores de Casimir associados aos techniférmions e C é o operador de Casimir associado ao estado composto. Evidentemente C_1 e C_2 dependem da representação a que pertencem os techniférmions. Isto implica que techniférmions em diferentes representações podem formar condensados em diferentes escalas de energia.

Devemos notar que se introduzimos techniférmions que carreguem cor é necessário também introduzir uma certa hierarquia entre techniférmions coloridos e singletos de cor afim de não perder a liberdade assintótica de QCD. Desta forma a constante de acoplamento de QCD diminuiria seu valor até a escala em que os techniférmions coloridos condensam. Após esta escala, aumentaria seu valor. Este comportameto permitiria, ao menos em princípio, unificar QCD e Technicolor na escala de Technicolor Estendido.

[¶]Exige-se que o condensado se forme a partir de um canal escalar, pois, em caso contrário, seria gerada uma violaçaõ da invariância de Lorentz

2.6 Modelos Recentes de Quebra Dinâmica da Simetria Eletrofraca

Antes de terminar esta breve revisão de Technicolor e suas variações, mencionaremos alguns modelos de quebra dinâmica de simetria eltrofraca propostos recentemente. A motivação principal de todos estes modelos é explicar a massa do quark top. Apesar de que dentro da estrutura de Walking Technicolor é possivel acomodar todas as massas dos férmions até o quark b, para produzir uma massa tão grande quanto a do quark top é necessária uma escala de energia associada Technicolor Estendido da ordem de 1 TeV. Algumas tentativas tem sido feitas para explicar a massa do top supondo que Technicolor Estendido é suficientemente forte para contribuir na quebra da simetria eletrofraca [20] de tal forma que sua influência na escala de uns poucos TeV não poderia ser desprezada. Porém, como a massa do quark top é tão próxima da escala eletrofraca, não seria mais natural perguntar-nos acerca da possibilidade de que o próprio quark top tivesse uma participação direta no processo de quebra de simetria ? Esta pergunta, ou as tentativas para responde-la, tem criado uma nova geração de modelos dinâmicos de quebra de simetria.

2.6.1 Topcolor e Technicolor Assistido por Topcolor

Em 1991 Hill propôs um tipo de modelo baseado numa nova interação chamada *topcolor* [27]. A idéia principal é que, na escala de alguns poucos TeV, a simetria de gauge é descrita pelo grupo

$$SU(3)_1 \times SU(3)_2 \times U(1)_1 \times U(1)_2 \times SU(2)_L$$

onde os grupos $SU(3)_1$ e $U(1)_1$ se acoplam somente à terceira família, enquanto que os grupos $SU(3)_2$ e $U(1)_2$ se acoplam às duas primeiras famílias. Por algum mecanismo não especificado, o grupo $SU(3)_1 \times SU(3)_2$ é quebrado espontanemente para $SU(3)_C$ e $U(1)_1 \times U(1)_2$ é quebrado para $U(1)_Y$.

A quebra de $SU(3)_1 \times SU(3)_2$ para $SU(3)_C$ produz o aparecimento bósons de gauge massivos octetos de cor chamados cólorons. A interação mediada pelos cólorons produz um condensado $\langle \bar{t}t \rangle \neq 0$ (mas o quark b não produz condensado). Ao mesmo tempo, é produzido um estado ligado $\bar{t}_R Q_L$ que atua como dubleto de Higgs efetivo para reproduzir o Modelo Padrão.

Porém, neste tipo de modelos, ou a massa prevista para o quark top é extremamente grande (da ordem de 600 GeV) ou, alternativamente, ajustes finos devem ser introduzidos.

Um segundo tipo de modelo, também proposto por Hill [28] é unir as idéias de Topcolor e Technicolor (Technicolor Assistido por Topcolor). Nestes modelos a Simetria eletrofraca é quebrada por Technicolor com uma pequena participação de topcolor, enquanto que a massa do quark top é gerada através de topcolor.

2.6.2 Condensação do Top com Mecanismo de Seesaw

Recentemente tem sido proposta uma outra alternativa de quebra dinâmica de simetria eletrofraca: trata-se de modelos baseados na idéia de condensação do quark top com mecanismo de "seesaw" [29]. Neste tipo de modelos,

são introduzidos novos quarks χ_L and χ_R singletos de $SU(2)_L$ cujos números quânticos são iguais aos do quark t_R. A quebra da simetria eletrofraca acontece mediante a condensação destes novos quarks com o quark t_L. Topcolor forma , mediante um estado ligado, o dubleto efetivo:

$$\begin{pmatrix} \bar{\chi_R} t_L \\ \bar{\chi_R} b_L \end{pmatrix}$$

que atua como o dubleto de Higgs no Modelo Padrão. A massa física do quark top é obtida através de um mecanismo de seesaw quando a matriz de massa (t, b, χ) é diagonalizada. É precisso notar que o parâmetro ρ é automaticamente protegido por uma simetria custodial tal como acontece no Modelo Padrão.

Recentemente este modelo tem sido generalizado [30] com a hipótese de que todas as famílias de férmions participam da quebra da simetria eletrofraca.

Capítulo 3

Modelo BESS

Uma outra maneira de descrever modelos com interações fortes é a chamada "Hidden Local Symmetry" (para uma revisão do método e suas aplicações ver [31] e referências ali contidas). A idéia básica é construir um modelo efetivo, inspirado no modelo sigma não-linear, baseado no espaço coset G/H. Este procedimento é equivalente a construir um modelo linar baseado no grupo $G_{\text{global}} \times H_{\text{local}}$ onde H_{local} é o grupo que representa a assim chamada "Hidden Local Symmetry". Associados com o grupo H_{local}, aparecem campos de gauge que correspondem a uma descrição efetiva de bósons vetoriais compostos.

Este método tem sido aplicado com sucesso na descrição da fenomenologia da interação nuclear forte. Nesta abordagem, por exemplo, os mesons vetoriais ρ, ω, K^* e ϕ tem sido identificados com os bósons de gauge que aparecem no modelo baseado na simetria $U(3)_L \times U(3)_R/U(3)_V$. Este modelo é uma descrição efetiva de QCD

Neste capítulo descrevemos um modelo do hipotético setor forte de que-

bra de simetria eletrofraca, baseado nas idéias de "Hidden Local Symmetry": trata-se do chamado modelo BESS (Breaking Eletroweak Symmetry Strongly)[32].

3.1 Contrução do Modelo

Antes de começar a construir este modelo, escrevemos a lagrangiana que descreve o dubleto de Higgs da seguinte forma:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{4}Tr(\partial_\mu M)^\dagger Tr(\partial^\mu M) - \frac{M_H^2}{8v^2}\left(\frac{1}{2}Tr(M^\dagger M) - v^2\right)^2 \tag{3.1}$$

onde M é:

$$M = \sqrt{2}\begin{pmatrix} \phi_o & -\phi_-^* \\ \phi_- & \phi_o^* \end{pmatrix} \tag{3.2}$$

Ao fazermos o limite $M_H \to \infty$, obtemos o vínculo:

$$M^\dagger M = v^2. \tag{3.3}$$

Definindo $U = M/v$, a lagrangiana (3.1) pode ser escrita, neste limite, como:

$$\mathcal{L} = \frac{v^2}{4}Tr(\partial_\mu U^\dagger)(\partial^\mu U). \tag{3.4}$$

Vamos construir um modelo baseado no grupo

$$G = (SU(2)_{\mathrm{L}} \otimes SU(2)_{\mathrm{R}})_{\mathrm{global}} \otimes (SU(2)_{\mathrm{V}})_{\mathrm{local}}.$$

Seja $g = (g_{\mathrm{L}}, g_{\mathrm{R}})$ tal que g se transforma como $g \to g_0 g$ para $g_0 \in (SU(2)_{\mathrm{L}} \otimes SU(2)_{\mathrm{R}})_{\mathrm{global}}$ e $g \to gh(x)$ para $h(x) \in (SU(2)_{\mathrm{V}})_{\mathrm{local}}$. Definimos também $U = g_{\mathrm{L}} g_{\mathrm{R}}^{\dagger}$.

Introduzimos o campo de Maurer-Cartan $g^{\dagger}\partial_{\mu} g$ e com ele construimos os campos ortogonais:

$$A_{\mu}^{(\pm)} = \frac{1}{2}\left(g_{\mathrm{L}}^{\dagger}\partial_{\mu} g_{\mathrm{L}} \pm g_{\mathrm{R}}^{\dagger}\partial_{\mu} g_{\mathrm{R}}\right) \tag{3.5}$$

que transformam por $SU(2)_{\mathrm{V}}$ como:

$$A_{\mu}^{(+)} \to h^{\dagger} A_{\mu}^{(+)} h + h^{\dagger}\partial_{\mu} h \tag{3.6}$$

e

$$A_{\mu}^{(-)} \to h^{\dagger} A_{\mu}^{(-)} h \tag{3.7}$$

Como $A_{\mu}^{(-)}$ transforma-se homogeneamente podemos construir o invariante:

$$\mathcal{L}^{(1)} = -v^2 Tr A_{\mu}^{(-)} A^{(-)\mu} = \frac{v^2}{4} Tr(\partial_{\mu} U^{\dagger})(\partial^{\mu} U) \tag{3.8}$$

Definamos agora a derivada covariante

$$D_\mu g = \partial_\mu g - g V_\mu^{(0)} \tag{3.9}$$

onde $V_\mu^{(0)} = V_\mu^{(0)a} S^a$ (S^a geradores de $SU(2)_{\mathrm{V}}$) e $V_\mu^{(0)}$, o bóson de gauge do grupo de simetria $SU(2)_{\mathrm{V}}$, transforma como:

$$V_\mu^{(0)} \to h^\dagger V_\mu^{(0)} h + h^\dagger \partial_\mu h \tag{3.10}$$

Desta forma podemos construir outro invariante com a quantidade $A_\mu^{(+)} - V_\mu^{(0)}$ que se transforma homogeneamente, a saber:

$$\mathcal{L}^{(2)} = -v^2 Tr\left[(A_\mu^{(+)} - V_\mu^{(0)})(A^{(+)\mu} - V^{(0)\mu})\right] \tag{3.11}$$

Com estes invariantes podemos escrever a lagrangiana:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}^{(1)} + \alpha \mathcal{L}^{(2)} \tag{3.12}$$

onde α é uma constante real qualquer.

Para introduzir os bósons de gauge do Modelo Padrão, definimos novas derivadas covariantes:

$$D_\mu^{\mathrm{L}} g_{\mathrm{L}} = \partial_\mu g_{\mathrm{L}} - g_{\mathrm{L}} V_\mu^{(0)} + W_\mu^{(0)} g_{\mathrm{L}} \tag{3.13}$$

$$D_\mu^{\mathrm{R}} g_{\mathrm{R}} = \partial_\mu g_{\mathrm{R}} - g_{\mathrm{R}} V_\mu^{(0)} + \boldsymbol{Y}_\mu g_{\mathrm{R}} \tag{3.14}$$

Escrevendo $\mathcal{L}$ em termos de g_{L} e g_{R}, e introduzindo as novas derivadas covariantes, podemos escrever:

$$\mathcal{L} = -\frac{v^2}{4}\left[Tr(g_{\mathrm{L}}^\dagger D^{\mathrm{L}} g_{\mathrm{L}} - g_{\mathrm{R}}^\dagger D^{\mathrm{R}} g_{\mathrm{R}})^2 + \alpha Tr(g_{\mathrm{L}}^\dagger D^{\mathrm{L}} g_{\mathrm{L}} + g_{\mathrm{R}}^\dagger D^{\mathrm{R}} g_{\mathrm{R}})^2\right] \tag{3.15}$$

Realizando a transformação ao gauge unitário

$$W_\mu^{(0)} = g_{\mathrm{L}} g_{\mathrm{R}}^\dagger \tilde{W}_\mu g_{\mathrm{R}} g_{\mathrm{L}}^\dagger + g_{\mathrm{L}} g_{\mathrm{R}}^\dagger \partial_\mu (g_{\mathrm{R}} g_{\mathrm{L}}^\dagger) \tag{3.16}$$

e

$$V_\mu^{(0)} = g_{\mathrm{R}}^\dagger \tilde{V}_\mu g_{\mathrm{R}} + g_{\mathrm{R}}^\dagger \partial_\mu g_{\mathrm{R}} \tag{3.17}$$

obtemos

$$\mathcal{L} = -\frac{v^2}{4}\left[Tr(\tilde{W} - \boldsymbol{Y})^2 + \alpha Tr(\tilde{W} + \boldsymbol{Y} - 2\tilde{V})^2\right] \tag{3.18}$$

Notemos que ainda faltam os termos cinéticos. Para construi-los definimos:

$$F_{\mu\nu}(\tilde{V}) = \partial_\mu \tilde{V}_\nu - \partial_\nu \tilde{V}_\mu + \left[\tilde{V}_\mu, \tilde{V}_\nu\right] \tag{3.19}$$

$$F_{\mu\nu}(\tilde{W}) = \partial_\mu \tilde{W}_\nu - \partial_\nu \tilde{W}_\mu + \left[\tilde{W}_\mu, \tilde{W}_\nu\right] \tag{3.20}$$

$$F_{\mu\nu}(\boldsymbol{Y}) = \partial_\mu \boldsymbol{Y}_\nu - \partial_\nu \boldsymbol{Y}_\mu \tag{3.21}$$

onde

$$\tilde{V}_\mu = \frac{i}{2}\frac{g''}{2}\tilde{V}^a_\mu \tau^a \tag{3.22}$$

$$\tilde{W}_\mu = \frac{i}{2} g \tilde{W}^a_\mu \tau^a \tag{3.23}$$

$$\boldsymbol{Y}_\mu = \frac{i}{2} g' Y_\mu \tau^3 \tag{3.24}$$

e g'', g e g' são as constantes de acoplamento de $S(2)_V$, $S(2)_L$ e $U(1)_Y$, respectivamente.

Assim a lagrangiana fica:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} \;=\; & -\tfrac{v^2}{4}\left[Tr(\tilde{W} - \boldsymbol{Y})^2 + \alpha Tr(\tilde{W} + \boldsymbol{Y} - 2\tilde{V})^2\right] \\ & + \tfrac{2}{g''^2} Tr F_{\mu\nu}(\tilde{V}) F^{\mu\nu}(\tilde{V}) + \tfrac{1}{2g^2} Tr F_{\mu\nu}(\tilde{W}) F^{\mu\nu}(\tilde{W}) \\ & + \tfrac{1}{2g'^2} Tr F_{\mu\nu}(\boldsymbol{Y}) F^{\mu\nu}(\boldsymbol{Y}) \end{aligned} \tag{3.25}$$

3.2 Diagonalização da Matriz de Massa

Antes de obter as regras de Feynman, devemos escrever a lagrangiana em termos dos campos físicos diagonalizando a matriz de massa. Para maior clareza, vamos separar a lagrangiana em várias partes:

$$\mathcal{L}_1 = -\frac{v^2}{4}\left[Tr(\tilde{W}-\boldsymbol{Y})^2 + \alpha Tr(\tilde{W}+\boldsymbol{Y}-2\tilde{V})^2\right], \tag{3.26}$$

$$\mathcal{L}_{\tilde{V}} = \frac{2}{g''^2} Tr F_{\mu\nu}(\tilde{V}) F^{\mu\nu}(\tilde{V}), \tag{3.27}$$

$$\mathcal{L}_{\tilde{W}} = \frac{1}{2g^2} Tr F_{\mu\nu}(\tilde{W}) F^{\mu\nu}(\tilde{W}). \tag{3.28}$$

e

$$\mathcal{L}_Y = \frac{1}{2g'^2} Tr F_{\mu\nu}(\boldsymbol{Y}) F^{\mu\nu}(\boldsymbol{Y}). \tag{3.29}$$

Escrevamos a lagrangiana $\mathcal{L}_1$ da forma:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_1 \;=\; & \tfrac{v^2}{8}[(1+\alpha)g^2\tilde{W}^a_\mu\tilde{W}^{a\mu} + 2(\alpha-1)gg''\tilde{W}^3_\mu Y^\mu + (1+\alpha)g'^2 Y_\mu Y^\mu \\ & -2\alpha g'' g'\tilde{V}^3_\mu Y^\mu - 2\alpha g g''\tilde{V}^a_\mu\tilde{W}^{a\mu} - \alpha g''^2\tilde{V}^a_\mu\tilde{V}^{a\mu}]\end{aligned} \tag{3.30}$$

onde $a = 1, 2$.

As componentes $\tilde{W}^i$ e $\tilde{V}^i$ $(i = 1, 2)$ darão origem às partículas carregadas enquanto as componentes $\tilde{W}^3$, $\tilde{V}^3$ e Y darão origem ao setor neutro. Por esta razão é conveniente separar tais setores.Começaremos analisando o setor carregado. A lagrangiana

$$\mathcal{L}_1^{\text{car}} = \frac{v^2}{8}\left[(1+\alpha)g^2\tilde{W}_i^2 + \alpha g''^2\tilde{V}_i^2 - 2\alpha g g''\tilde{W}_i\tilde{V}_i\right] \tag{3.31}$$

pode ser reescrita como:

$$\mathcal{L}_1^{\text{car}} = \frac{v^2}{8}(\tilde{W}_i, \tilde{V}_i)\begin{pmatrix} (1+\alpha)g^2 & -\alpha g g'' \\ -\alpha g g'' & \alpha g''^2 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \tilde{W}_i \\ \tilde{V}_i \end{pmatrix}. \tag{3.32}$$

Diagonalizando a matriz obtemos os seguintes autovalores:

$$\beta_\pm = \frac{\left[(1+\alpha)g^2 + \alpha g''^2\right] \pm \sqrt{\left[(1+\alpha)g^2 + \alpha g''^2\right]^2 - 4\alpha g^2 g''^2}}{2}. \tag{3.33}$$

Analizando o limite $g'' \to \infty$, para o qual o Modelo Padrão é recuperado, obtemos:

$$\beta_+ \to g''^2\alpha \tag{3.34}$$

$$\beta_- \to g^2. \tag{3.35}$$

Finalmente, definem-se as quantidades $M_W^2 = \frac{v^2}{8}\beta_-$ e $M_V^2 = \frac{v^2}{8}\beta_+$.

Fazemos, agora, a transformação ortogonal:

$$W_i = \tilde{W}_i cos\phi - \tilde{V}_i sen\phi \tag{3.36}$$

$$V_i = \tilde{W}_i sen\phi + \tilde{V}_i cos\phi \tag{3.37}$$

e com estes novos campos definimos os estados físicos

$$W^{\mp\mu} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(W_1^{\mu} \pm iW_2^{\mu}\right). \tag{3.38}$$

Queremos que ao usar a transformação anterior, os termos cruzados de $\mathcal{L}_1^{\text{car}}$ se anulem. Isto nos leva a condição

$$tan2\phi = \frac{2\alpha g g''}{(1+\alpha)g^2 - \alpha g''^2}. \tag{3.39}$$

Consideremos agora o setor neutro. A lagrangiana que o descreve pode ser escrita como:

$$\mathcal{L}_1^{\text{car}} = \frac{v^2}{8}(\tilde{W}_i, \tilde{V}_i, Y)\begin{pmatrix} (1+\alpha)g^2 & -\alpha g g'' & (\alpha-1)gg' \\ -\alpha g g'' & \alpha g''^2 & -\alpha g'' g' \\ (\alpha-1)gg' & -\alpha g'' g' & (1+\alpha)g'^2 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \tilde{W}_i \\ \tilde{V}_i \\ Y \end{pmatrix}. \tag{3.40}$$

Diagonalizando a matriz obtemos os seguintes autovalores:

$$\beta_1 = 0 \tag{3.41}$$

$$\begin{aligned}\beta_2 &= \tfrac{1}{2}\left[(1+\alpha)g^2 + (1+\alpha)g'^2 + \alpha g''^2\right] \\ &\quad -\tfrac{1}{2}\sqrt{\left[(1+\alpha)g^2 + (1+\alpha)g'^2 + \alpha g''^2\right]^2 - 4\alpha(4g^2g'^2 + g^2g''^2 + g'^2g''^2)}\end{aligned} \tag{3.42}$$

$$\begin{aligned}\beta_3 &= \tfrac{1}{2}\left[(1+\alpha)g^2 + (1+\alpha)g'^2 + \alpha g''^2\right] \\ &\quad +\tfrac{1}{2}\sqrt{\left[(1+\alpha)g^2 + (1+\alpha)g'^2 + \alpha g''^2\right]^2 - 4\alpha(4g^2g'^2 + g^2g''^2 + g'^2g''^2)}\end{aligned} \tag{3.43}$$

Analizando o limite $g'' \to \infty$ obtemos:

$$\beta_3 \to 2g''^2\alpha \tag{3.44}$$

$$\beta_2 \to 2(g^2 + g'^2). \tag{3.45}$$

Notemos que $\beta_1 = 0$ implica que o fóton permanece não massivo. Assim, definem-se as quantidades $M_Z^2 = \frac{v^2}{4}\beta_2$ e $M_V^2 = \frac{v^2}{4}\beta_3$.

Os campos físicos se escrevem em termos dos não físicos a través da transformação:

$$\begin{pmatrix} Y \\ \tilde{W}_3 \\ \tilde{V}_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} cos\theta cos\psi & cos\theta sen\psi sen\xi - sen\theta cos\xi & cos\theta sen\psi cos\xi - sen\theta sen\xi \\ sen\theta cos\xi & cos\theta cos\xi - sen\theta sen\psi sen\xi & cos\theta sen\xi - sen\theta sen\psi cos\xi \\ sen\psi & -sen\xi cos\psi & cos\xi cos\psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ Z^0 \\ V^0 \end{pmatrix}. \tag{3.46}$$

onde

$$tan\theta = \frac{g'}{g} \tag{3.47}$$

$$tan\psi = \frac{2gg'}{g''G} \tag{3.48}$$

$$tan2\xi = \frac{2\alpha' G'' G}{G^2(1+\alpha') - G''^2\alpha^2} \tag{3.49}$$

$$\alpha' = \alpha \frac{(g^2 - g'^2)^2}{G''} \tag{3.50}$$

$$G = (g^2 + g'^2)^{1/2} \tag{3.51}$$

$$G'' = \frac{g^2 + g'^2}{g^2 - g'^2} \left(\frac{4g^2 g'^2}{g^2 + g'^2} + g'^2 \right)^{1/2} \tag{3.52}$$

3.3 Regras de Feynman

Depois de diagonalizar a matriz de massa, podemos obter as regras de Feynman. As regras de Feynman deste modelo tem a mesma forma daquelas do Modelo Padrão, sendo diferentes as constantes de acoplamento. A seguir, são escritas algumas destas constantes de acoplamento.

- **Vértice** WWV

$$g_{WWV} = e\left[\frac{cos^2\phi}{tan\theta}\left(\frac{sen\xi}{cos\psi} - tan\theta cos\xi tan\psi\right) + \frac{g''}{2g}\frac{cos\xi}{sen\theta}sen^2\phi\right] \quad (3.53)$$

- **Vértice** $ZW^{\pm}V^{\mp}$

$$g_{ZW^{\pm}V^{\mp}} = e\left(1 - \frac{g''}{2g}\right)\frac{sen\phi cos\phi}{tan\theta}\left(\frac{cos\xi}{cos\psi} - tan\theta sen\xi tan\psi\right) \quad (3.54)$$

- **Vértice** $AW^{\pm}V^{\mp}$

$$g_{AW^{\pm}V^{\mp}} = 0 \quad (3.55)$$

- **Vértice** $V^0W^{\pm}V^{\mp}$

$$g_{V^0W^{\pm}V^{\mp}} = e\left(1 - \frac{g''}{2g}\right)\frac{sen\phi cos\phi}{tan\theta}\left(\frac{sen\xi}{cos\psi} - tan\theta cos\xi tan\psi\right) \quad (3.56)$$

- **Vértice** AV^-V^+

$$g_{AV^-V^+} = e\left[sen^2\phi + \frac{g''}{2g}\frac{cos^2\phi tan\psi}{sen\theta}\right] = e \tag{3.57}$$

- **Vértice** ZV^-V^+

$$g_{ZV^-V^+} = e\left[\frac{sen^2\phi}{tan\theta}\left(\frac{cos\xi}{cos\psi} + tan\theta sen\xi tan\psi\right)\right] - \frac{g''}{2g}\frac{cos^2\phi sen\xi}{sen\theta} \tag{3.58}$$

- **Vértice** $V^0V^-V^+$

$$g_{V^0V^-V^+} = e\left[\frac{sen^2\phi}{tan\theta}\left(\frac{sen\xi}{cos\psi} - tan\theta cos\xi tan\psi\right) - \frac{g''}{2g}\frac{cos^2\phi cos\xi}{sen\theta}\right] \tag{3.59}$$

- **Vértice** AW^-W^+

$$g_{AW^-W^+} = e\left[cos^2\phi + \frac{g''}{2g}\frac{sen^2\phi tan\psi}{sen\theta}\right] = e \tag{3.60}$$

- **Vértice** ZW^-W^+

$$g_{ZW^-W^+} = e\left[\frac{cos^2\phi}{tan\theta}\left(\frac{cos\xi}{cos\psi} + tan\theta sen\xi tan\psi\right) - \frac{g''}{2g}\frac{sen^2\phi sen\xi}{sen\theta}\right] \tag{3.61}$$

- **Vértice** $W^-W^+W^-W^+$

$$g_{WWWW} = g^2 cos^4\phi + \frac{g''^2}{4} sen^4\phi \tag{3.62}$$

- **Vértice** ZZW^-W^+

$$g_{ZZWW} = g^2 cos^2\phi(cos\theta cos\xi + sen\theta sen\xi sen\psi) + \frac{g''^2}{4} sen^2\phi sen^2\xi cos^2\psi \tag{3.63}$$

- **Vértice** AAW^-W^+

$$g_{AAWW} = g^2 cos^2\phi sen^2\theta sen^2\psi - \frac{g''^2}{4} sen^2\phi sen^2\psi = e^2 \tag{3.64}$$

- **Vértice** AZW^-W^+

$$g_{AZWW} = g^2 cos^2\phi sen\theta cos\psi(cos\theta cos\xi + sen\theta sen\xi sen\psi) - \frac{g''^2}{4} sen^2\phi sen\xi cos\psi sen\psi \tag{3.65}$$

- **Vértice** $V^0ZW^-W^+$

$$\begin{aligned} g_{V^0ZWW} &= g^2 cos^2\phi(cos\theta cos\xi + sen\theta sen\xi sen\psi)(cos\theta sen\xi + sen\theta cos\xi sen\psi) - \\ &\quad \tfrac{g''^2}{4} sen^2\phi sen\xi cos\xi cos^2\psi \end{aligned} \tag{3.66}$$

- **Vértice $V^0AW^-W^+$**

$$g_{V^0AWW} = g^2cos^2\phi(cos\theta sen\xi + sen\theta cos\xi sen\psi)sen\theta cos\psi + \frac{g''^2}{4}sen^2\phi cos\xi cos\psi sen\psi \tag{3.67}$$

- **Vértice $V^\pm W^\mp W^- W^+$**

$$g_{VWWW} = g^2cos^3\phi sen\phi + \frac{g''^2}{4}sen^3\phi cos\phi \tag{3.68}$$

É preciso salientar que os acoplamentos do fóton com os férmions e com os bósons de gauge carregados não são modificados. Por outro lado modelo Bess preserva a invariância de gauge eletromagnética,

3.4 Acoplamento com os Férmions

O acoplamento dos bósons V com os férmions pode se dar de duas formas: indiretamente através da mistura com os bósons de gauge eletrofraco ou através de um acoplamento direto. Este acoplamento direto só existe com os férmions de mão esquerda, pois estamos supondo que não existe neutrino de mão direita. A lagrangiana do setor fermiônico pode ser escrita como:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_f &= \bar{\psi}_L i\gamma^\mu \left(\partial_\mu + \tfrac{i}{2(1+b)}g\tilde{W}^a_\mu\tau^a + \tfrac{ib}{4(1+b)}g''\tilde{V}^a_\mu\tau^a + \tfrac{i}{2}g'y\tilde{Y}_\mu\right)\psi_L \\ & \bar{\psi}_R i\gamma^\mu \left(\partial_\mu + \tfrac{i}{2}g'y\tilde{Y}_\mu\right)\psi_R \end{aligned} \tag{3.69}$$

onde b é o parâmetro que mede o acoplamento direto.

O acoplamento $Z^0 f\bar{f}$ é descrito pela lagrangiana:

$$\mathcal{L}_{Vf\bar{f}} = e\bar{\psi}Z^{\mu}\gamma_{\mu}\left(v_Z^f - a_Z^f\gamma_5\right)\psi \tag{3.70}$$

com

$$v_Z^f = \frac{1}{sen2\theta}\left(AT_3^L + 2BQ_{e.m.}\right)$$

$$a_Z^f = \frac{1}{sen2\theta}AT_3^L$$

$$A = \frac{cos\xi}{cos\psi}(1+b)^{-1}\left[1 + bsen^2\theta(1 - \frac{tan\xi}{tan\theta sen\psi})\right]$$

$$B = -sen^2\theta\frac{cos\xi}{cos\psi}(1 + \frac{tan\xi sen\psi}{tan\theta})$$

onde T_3^L é o isospin de mão esquerda.

Por outro lado, o acoplamento $V^0 f\bar{f}$ é descrito pela lagrangiana:

$$\mathcal{L}_{Vf\bar{f}} = e\bar{\psi}V^{\mu}\gamma_{\mu}\left(v_V^f - a_V^f\gamma_5\right)\psi \tag{3.71}$$

com

$$v_V^f = \frac{1}{sen2\theta}\left(CT_3^L + 2DQ_{e.m.}\right)$$

$$a_V^f = \frac{1}{sen2\theta} C T_3^L$$

$$C = \frac{sen\xi}{cos\psi}(1+b)^{-1}\left[1 + bsen^2\theta(1 + \frac{cot\xi}{tan\theta sen\psi})\right]$$

$$D = -sen^2\theta \frac{sen\xi}{cos\psi}(1 + \frac{cot\xi sen\psi}{tan\theta})$$

3.5 O Modelo BESS e Technicolor

As abordagens ao setor forte de quebra de simetria eletrofraca apresentadas neste capítulo e no anterior parecem completamente diferentes. Porém, em certas condições, o modelo BESS pode ser visto como um modelo efetivo de Technicolor Mínimo. O bóson de gauge de $SU(2)_V$, V_μ, por exemplo, pode ser identificado com a resonância vetorial, prevista por Technicolor, chamada technirho (ρ_T). Neste contexto o parâmetro b, que está relacionado com o acoplamento direto entre o bóson vetorial V_μ e os férmions, pode ser uma medida da intensidade da interação originada por Technicolor Estendido. É possível mostrar (ver Dominici em [32]) que neste caso o parâmetro b pode ser escrito como:

$$b \approx -2\left(\frac{v}{\Lambda_{ETC}}\right)^2. \tag{3.72}$$

3.6 O Modelo BESS e Medidas de Precisão

Como consequência das medidas de precisão provindas do LEP I, é possível colocar severos limítes no espaço de parâmetros do modelo BESS. Nesta seção comentaremos brevemente acerca destes limites (para uma revisão recente mais detalhada, ver Dominici em [32])

Os parâmetros ϵ podem ser calculados no modelo BESS dando como resultado, no limite em que $M_V \to \infty$:

$$\epsilon_1 = 0$$

$$\epsilon_2 = 0$$

$$\epsilon_3 = -\frac{b}{2} + \left(\frac{g}{g''}\right)^2 \tag{3.73}$$

Além destas expressões, é necessário levar em conta a contribuição a ϵ_3 proveniente de correções radiativas. Supondo que esta contribuição não seja muito diferenta da obtida para o Modelo Padrão, adota-se o valor $(\epsilon_3)_{\text{rad}} = 6.4 \times 10^{-3}$ [3].

As medidas de precisão provindas do LEP I implicam no valor $\epsilon_3 = (4.7 \pm 1.4) \times 10^{-3}$[3]. Os limites que estes valores impõem serão mostrados no próximo capítulo.

Capítulo 4

Estudo do Processo $e^+e^- \to \gamma\gamma + \not{E}$ no Modelo BESS

No capítulo anterior, descrevemos em detalhes a construção de modelo BESS. Neste capítulo usaremos este modelo no estudo de um processo específico: $e^+e^- \to \gamma\gamma + \not{E}$.

Em anos recentes tem havido um grande interesse em eventos com dois fótons mais energia perdida no LEP2 pois tem sido visto como possível candidato a manifestar o efeito de nova física, especialmente através da produção de partículas supersimétricas (neutralinos) e, portanto, a eventual descoberta de um excesso de eventos desta natureza é considerada como evidência da existência de supersimetria na escala eletrofraca (ver ref. [33] e referências ali contidas).

No Modelo Padrão este tipo de eventos são produzidos pelo processo $e^+e^- \to \gamma\gamma\nu\bar{\nu}$.

O Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo produz tais eventos através do

canal $e^+e^- \to \tilde{\chi_2}\tilde{\chi_2} \to \tilde{\chi_1}\tilde{\chi_1}\gamma\gamma$ (onde $\tilde{\chi_1}$ é o neutralino mais leve e $\tilde{\chi_2}$ é o segundo neutralino mais leve). Em modelos onde a quebra de supersimetria é comunicada ao setor visível através de interações de gauge (gauge mediated supersymmetry breaking), o gravitino é a partícula supersimétrica mais leve, e portanto, pode existir o canal $e^+e^- \to \tilde{\chi_1}\tilde{\chi_1} \to \tilde{G}\tilde{G}\gamma\gamma$ (onde $\tilde{G}$ representa um gravitino)

O modelo BESS, como vimos no capítulo anterior, introduz novos bósons vetoriais que se acoplam às partículas do Modelo Padrão de forma parecida aos bósons de gauge usuais e, portanto, podem contribuir ao processo $e^+e^- \to \gamma\gamma\nu\bar{\nu}$ resultando numa seção de choque maior do que a prevista pelo Modelo Padrão. Este fato, nos motivou a estudar o processo $e^+e^- \to \gamma\gamma\nu\bar{\nu}$ no contexto do modelo BESS a energias do LEP2 [34]. A figura 4.1 mostra os diagramas de Feynman considerados em nossos cálculos. Notemos que só levamos em consideração diagramas nos quais aparece só um bóson virtual pesado, pois os demais diagramas serão suprimidos pela massa dos novos bósons vetorias. Como detalharemos mais tarde, foi verificado que o conjunto de diagramas preserva a inavariância de gauge eletromagnética.

Devemos também salientar que não incluimos diagramas com os vértices γWV e $\gamma\gamma WV$ pois eles não existem no contexto do modelo BESS.

Os acoplamentos relevante obtidos no modelo BESS foram apresentados no capítulo anterior, mas eles podem ser reescritos de manera mais conveniente na aproximação de ângulo de mistura pequeno (ou, equivalentemente, para $g/g'' << 1$, aproximação usada neste cálculo). Assim, as constantes de acoplamento usadas neste estudo podem ser escritas como:

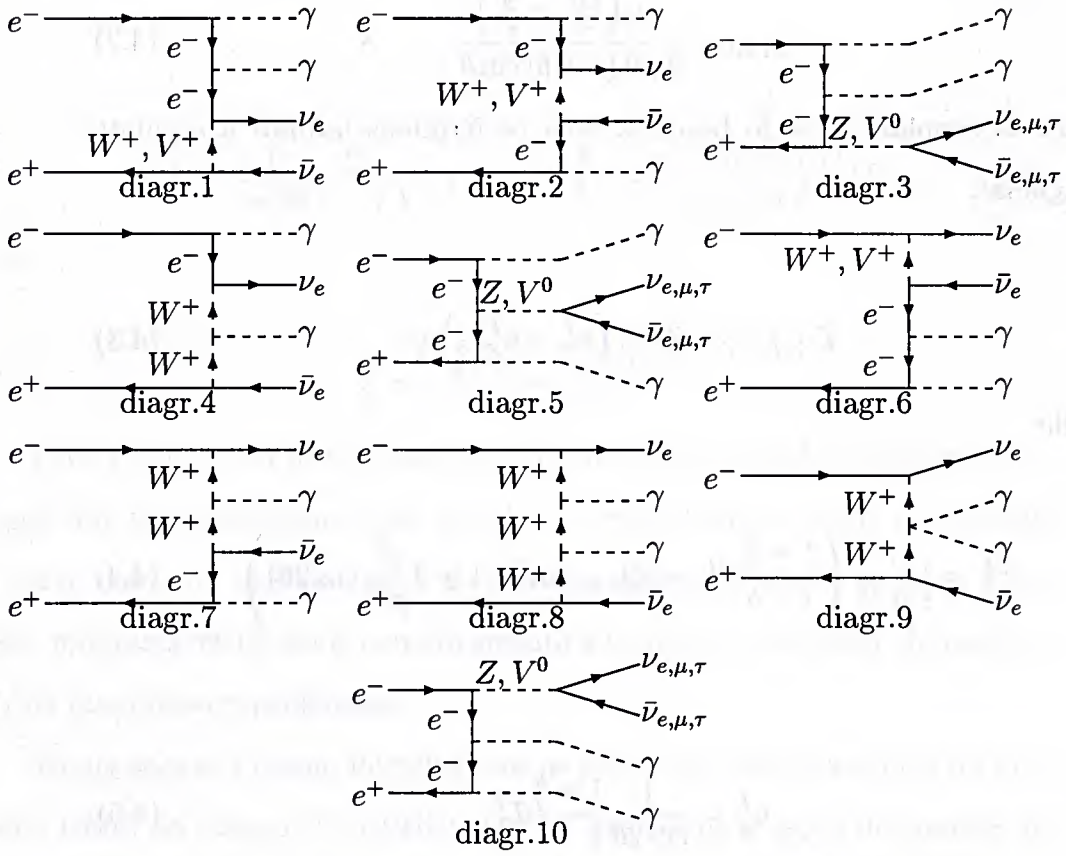

Figura 4.1: Diagramas de Feynman considerados em nossos cálculos

$$g_{We\nu} = \frac{-e\left(1+\frac{b}{2}\right)}{2\sqrt{2}\,(1+b)\sin\theta} \tag{4.1}$$

$$g_{Ve\nu} = \frac{-e\left(\frac{bg''}{2g} - \frac{g}{g''}\right)}{2\sqrt{2}\,(1+b)\sin\theta} \tag{4.2}$$

Para os acoplamentos do bóson Z com os férmions usamos a seguinte lagrangiana :

$$\mathcal{L}_{Zf\bar{f}} = e\bar{\psi}Z^{\mu}\gamma_{\mu}\left(v_Z^f - a_Z^f\gamma_5\right)\psi \tag{4.3}$$

onde

$$v_Z^f = \frac{1}{\sin 2\theta}\left(\frac{1+\frac{b}{2}}{1+b}T_3^L - 2Q_{e.m.}\sin^2\theta(1+2\frac{g^2}{g''^2}\cos 2\theta)\right) \tag{4.4}$$

e

$$a_Z^f = \frac{1}{\sin 2\theta}\frac{1+\frac{b}{2}}{1+b}T_3^L. \tag{4.5}$$

Notemos que para $b = 0$ e $g'' \to 0$ o acoplamento $Zf\bar{f}$ é o do Modelo Padrão.

Para os acoplamentos do bóson V^0 com os férmions usamos:

$$\mathcal{L}_{Vf\bar{f}} = e\bar{\psi}V^{\mu}\gamma_{\mu}\left(v_V^f - a_V^f\gamma_5\right)\psi \tag{4.6}$$

onde

$$v_V^f = \frac{1}{\sin 2\theta}\left[\frac{\xi}{1+b}\left(1+b\sin^2\theta\left\{1-\frac{g''^2\tan^2\theta}{2g^2\cos 2\theta}\right\}\right)T_3^L - 2Q_{e.m.}\frac{g\sin^2\theta}{g''\cos\theta}\right] \tag{4.7}$$

e

$$a_V^f = \frac{1}{\sin 2\theta}\frac{\xi}{1+b}\left(1+b\sin^2\theta\left\{1-\frac{g''^2\tan^2\theta}{2g^2\cos 2\theta}\right\}\right)T_3^L \tag{4.8}$$

com

$$\xi = -\frac{g\cos\theta - g'\sin\theta}{g''}$$

Com a ajuda dos programas MADGRAPH [35] de HELAS [36] construimos um código Fortran para calcular as contribuições tanto do Modelo Padrão como do modelo BESS ao processo objeto do nosso estudo. Com este programa verificamos numericamente a invariância de gauge do conjunto de diagramas considerados.

Numa segunda etapa, introduzimos as partículas e acoplamentos do modelo BESS no código COMPHEP [38]. Calculamos a seção de choque do processo estudado, com os parâmetros b (constante que mede o acoplamento direto dos novos bósons de gauge aos férmions) e $\frac{g}{g''}$ (isto é, a razão entre a constante de acoplamento do grupo $SU(2)_L$ e a nova constante de acoplamento) tomando valores nos intervalos:

$$b \in [0.00, 0.030]$$

e

$$\frac{g}{g''} \in [0.0005, 0.1000]$$

Esta região foi escolhida pois dentro do modelo BESS é natural esperar que a constante de acoplamento g'' assuma valores grandes (lembremos que o modelo BESS se reduz ao Modelo Padrão no limite $g'' \to \infty$ e $b \to 0$). Por outro lado, a região do espaço de parâmetro ainda aberto foi severamente restrito com as medidas de precisão do LEP I.

Usamos os seguintes cortes, para os dois fótons, sugeridos pela colaboração OPAL [33], com o intuito de maximizar o número de eventos detetados:

$$E_\gamma > 1.75\text{GeV}$$

e

$$|\cos\theta_\gamma| \leq 0.7$$

onde θ_γ representa o ângulo entre o feixe e o fóton. A energia do centro de massa foi escolhida como $\sqrt{s} = 194$ GeV e a massa dos novos bósons de gauge foi fixada em $M_V = 400$ GeV.

Definimos a quantidade

$$\delta\sigma = \frac{\sigma_{BESS} - \sigma_{SM}}{\sigma_{SM}} \tag{4.9}$$

onde σ_{BESS} e σ_{SM} representam a seção de choque prevista pelo modelo BESS e o Modelo Padrão respectivamente. A quantidade $\delta\sigma$ mede o desvio relativo

do Modelo Padrão. S. Mrenna mostrou que deve ser levada em conta, neste tipo de cálculo, a correção devida à radiação do estado inicial [37], porém $\delta\sigma$ deve ser insensível a este tipo de efeito, pois este tipo de correção atua como fator multiplicativo e deve ser semelhante tanto para a seção de choque calculada no modelo BESS como no Modelo Padrão..

Com o intuito de obter limites para o modelo BESS, supomos que não são observados desvios das previsões do Modelo Padrão, dentro do erro experimental. Devido à baixa luminosidade, o número de eventos coletados é muito limitado e os erros experimentais na seção de choque variam entre 40% e 100% (ver colaboração OPAL em [33])*. Esperando que próximas medidas aumentem a precisão dados, selecionamos, entre os resultados gerados por COMPHEP, aqueles que satisfazem $\delta\sigma = 0.10$, 0.20 e 0.50. Os resultados são mostrados na figura 4.2.

As linhas contínuas representam o limite obtido de medidas de precisão do LEP I e citadas na referência [39]. A região permitida é a que se encontra entre estas curvas. A linha tracejada representa o resultado para $\delta\sigma = 0.10$, a linha pontilhada mostra o resultado obtido com $\delta\sigma = 0.20$ e a curva com ponto e traço foi obtida para $\delta\sigma = 0.50$. A região sob as curvas seria excluida.

Apesar de que o modelo pode, em princípio, gerar eventos significativamente diferentes aos previstos pelo Modelo Padrão, a região do espaço de parâmetros onde são produzidos está quase totalmente excluida pelos resul-

*A colaboração OPAL informa que a luminosidade integrada para energias de centro de massa de 130.3, 136.2, 161.3 e 172.1 GeV é 2.30, 2.59, 9.89 e 10.28 pb^{-1}. A mesma colaboração informa que para $\sqrt{s} = 130-172$ GeV foram observados, em total, 11 eventos.

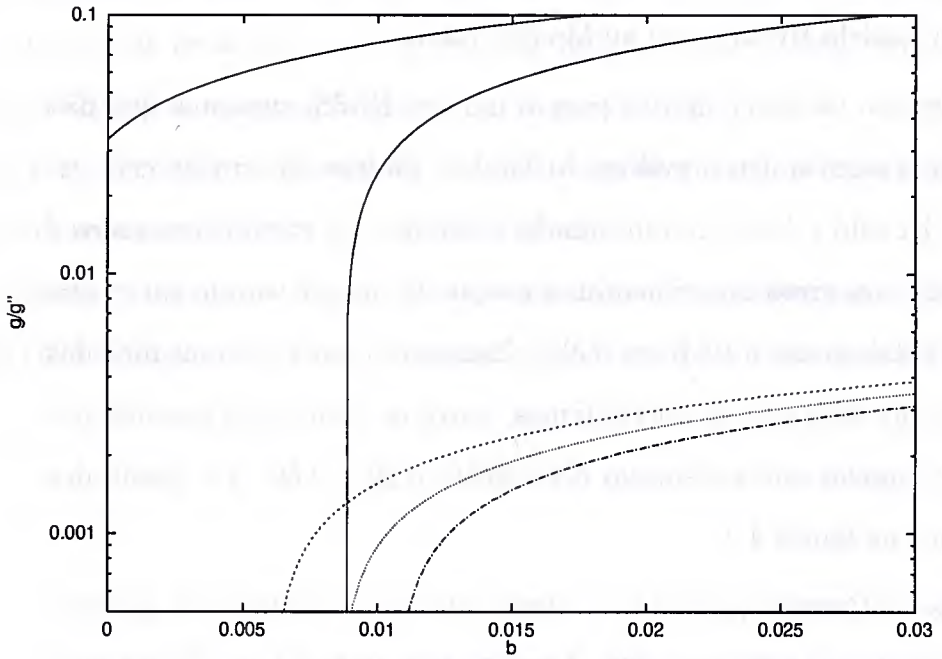

Figura 4.2: Limites para o modelo BESS no espaço de parâmetros $g/g'' \times b$. A região fora das linhas contínuas está excluida pelas medidas de precisão do LEP1. As regiões abaixo das linhas tracejada, pontilhada e a ponto e traço são excluidas supondo que nenhum desvio com respeito ao Modelo Padrão seja observado no processo $e^+e^- \to \gamma\gamma + \not{E}$ no LEP2 com $\sqrt{s} = 194$ GeV, dentro de 0.10, 0.20 e 0.50 de precisão respectivamente.

tados do LEP I, mas futuras medidas mais precisas podem, em princípio, restringir o espaço de parâmetros disponível para o modelo BESS, na região de $b < 0.01$ e $g/g'' < 0.001$.

Capítulo 5

Estudo do Processo $e^+e^- \to \omega_T \to W^+W^-Z$ no NLC

Em anos recentes a produção múltipla de bósons de gauge vem sendo estudada como um possível cenário para testar diferentes modelos de quebra da simetria eletrofraca. A produção tríplice de bósons de gauge pode acontecer através de uma resonância techniômega ω_T. Este processo já foi estudado por Rosenfeld e Rosner [40] no caso de colisões hadrônicas. Porém, o ruído produzido em colisões hadrônicas é, neste caso, muito severo [41] e o processo $\omega_T \to \gamma(Z_T) + Z_L$ (onde Z_T e Z_L representam a componentes transversais e longitudinais do bóson Z^0)é preferível [42]. Por este motivo decidimos estudar o processo $\omega_T \to W^+W^-Z$ no ambiente mais limpo de colisão elétron-pósitron [43].

O estudo realizado foi independente de modelo no sentido de que não trabalhamos dentro do marco de um modelo em particular mas estudamos a região de descoberta no espaço de parâmetros. Com este objetivo, ca-

racterizamos o techniômega por três parâmetros, a saber: sua massa M_{ω_T}, sua largura total Γ_{tot} e a sua largura parcial de decaimento em $W_L^+ W_L^- Z_L$ Γ_{WWZ}. Por outro lado, as componentes longitudinais dos bósons de gauge eletrofracos foram relacionadas com os pseudo-bósons de Goldstone através do teorema da equivalência [44].

O acoplamento entre o techniômega e o par férmion-antiférmion foi introduzido através de uma mistura entre o techniômega e o bóson de gauge de $U(1)_Y$ (ver figura 5.1) , descrita por uma generalização do mecanismo de dominância vetorial, dada pela lagrangiana

$$\mathcal{L}_{\omega_T B} = g_{\omega_T B} \omega^\mu B_\mu \tag{5.1}$$

onde a constante de acoplamento $g_{\omega_T B}$ é:

$$g_{\omega_T B} = 2\sqrt{2} \tan\theta_w m_W M_{\omega_T} (2Q^u - 1) \tag{5.2}$$

onde m_W é a massa do bóson W e Q^u é a carga elétrica do techniquark de isospin $+1/2$.Em nossos cálculos utilizamos o valor $Q^u = 2/3$, correspondente a um modelo de Technicolor de uma família. A partir deste acoplamento podemos calcular a largura do decaimento $\omega_T \to e^+e^-$. O resultado é:

$$\Gamma(\omega_T \to e^+e^-) = \frac{5\alpha m_W^2 \sin^2\theta_w}{3 m_{\omega_T} \cos^4\theta_w} (2Q^u - 1)^2 \tag{5.3}$$

Por outro lado, o acoplamento $\omega_T W_L^+ W_L^- Z_L$ foi modelado pela lagrangiana [45]

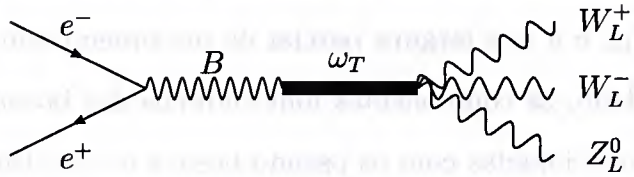

Figura 5.1: Diagrama de Feynman usado no cálculo do processo $e^+e^- \to \omega_T \to W^+W^-Z$

$$\mathcal{L}_{\omega_T 3\pi} = -ig_{\omega 3\pi}\epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma}\omega_\mu \partial_\nu \pi^+ \partial_\rho \pi^- \partial_\sigma \pi^0 \tag{5.4}$$

usada no contexto d interação nuclear forte para descrever a interação do meson vetorial ω_μ e os píons usuais, e o teorema da equivalência. Assim podemos calcular a largura do decaimento $\omega_T \to W_L^+ W_L^- Z_L$, obtendo como resultado:

$$\Gamma_{WWZ} = \frac{g^2_{\omega 3\pi} M_{\omega_T}}{144(2\pi)^3} \int_{m_V}^{\frac{(M^2_{\omega_T} - 3m_V^2)}{2M_{\omega_T}}} dE \frac{(E^2 - m_V^2)^{3/2}(M^2_{\omega_T} - 2M_{\omega_T}E - 3m_V^2)^{3/2}}{(M^2_{\omega_T} - 2M_{\omega_T}E + m_V^2)^{1/2}} \tag{5.5}$$

onde usamos o valor de $M_V = 85$ GeV. Os acoplamentos introduzidos nas equações (5.2) e (5.4) geram um acoplamento anômalo de quatro pontos entre os bósons de gauge. Este acoplamento, porém, devido a sua natureza derivativa, não altera os limites de baixa energias sobre o acoplamento quártico.

Incorporamos estas novas interações a uma subrotina tipo HELAS. Com a ajuda do pacote MADGRAPH, calculamos o processo $e^+e^- \to W^+W^-Z$

em uma extensão do modelo padrão contendo a contribuição do techniômega. Desta forma incluimos automaticamente o ruído irredutível do Modelo Padrão. Dadas a massa e a largura parcial, calculamos as constantes de acoplamento relevantes através das equações (5.2) e (5.5).

Com o intuito de testar o nosso código, calculamos as larguras parciais $\Gamma(\omega_T \to e^+e^-)$ e Γ_{WWZ}. A seguir comparamos estes resultados com o cálculo direto de tais quantidades através das equações (5.3) e (5.5). Um segundo teste foi realizado ao comparar o resultado do nosso programa, sem o Modelo Padrão, com o cálculo da seção de choque total, perto do pico, através da aproximação de Breit-Wigner:

$$\sigma = \frac{12\pi(s/m_{\omega_T}^2)\Gamma(\omega_T \to e^+e^-)\Gamma(\omega_T \to W^+W^-Z^0)}{(s - m_{\omega_T}^2)^2 + m_{\omega_T}^2\Gamma_{tot}^2} \tag{5.6}$$

Na figura 5.2, são apresentados três conjuntos de curvas representando a seção total de choque do processo $e^+e^- \to W^+W^-Z$, para massas $M_{\omega_T} =$ 400, 500 e 600 GeV e $\sqrt{s} = 500$ GeV, como função da razão de ramificação $BR(\omega_T \to W^+W^-Z)$. Cada conjunto é composto de curvas correspondentes a $\Gamma_{\omega_T} = 20$ (linha pontilhada), 10 (linha tracejada) e 5 GeV (linha contínua). As linhas horizontais representam o valor da seção de choque prevista pelo Modelo Padrão e um desvio de 2σ assumindo uma luminosidade de $\mathcal{L} = 10$ fb^{-1} e uma eficiência de reconstrução de três bósons de gauge de $\epsilon = 12\%$ [46]. Notemos que no caso em que a massa do techniômega é próxima a energia de centro de massa, com uma razão de ramificação de apenas 10^{-4} se obtem um desvio de 2σ na seção de choque total. Para $M_{\omega_T} = 400$ GeV

obtemos a mesma sensibilidade só com uma razão de ramificação da ordem de 10^{-2}.

A figura 5.3, apresenta, para $\sqrt{s} = 1000$ GeV, $\Gamma_{\omega_T} = 20$ GeV e $M_{\omega_T} =$ 950 (linha pontilhada), 1000 (linha contínua) e 1050 GeV (linha tracejada), curvas que representam a seção de choque total como função da razão de ramificação $BR(\omega_T \to W^+W^-Z)$.

Na figura 5.4, são comparadas as distribuições angulares normalizadas calculadas para o Modelo Padrão (linha contínua) e para o Modelo Padrão mais o techniômega (linha tracejada) no caso de $\sqrt{s} = 500$ GeV, $M_{\omega_T} = 400$ GeV, $\Gamma_{\omega_T} = 20$ GeV e $\Gamma_{WWZ} = 0.4$ GeV. Notemos que quando levamos em conta a contribuição do tecnhiomega, obtemos distribuições angulares mais centrais que no caso do Modelo Padrão. Porém, ao realizarmos cortes nas distribuições angulares dos bósons W^+ or W^- não obtemos melhores resultados relativos à significância.

Na figura 5.5 são apresentadas, para $\sqrt{s} = 1000$ GeV, $M_{\omega_T} = 950$ GeV e $\Gamma_{\omega_T} = 20$ GeV, curvas que representam a seção de choque total como função da razão de ramificação $BR(\omega_T \to W^+W^-Z)$, para o processo $e^+e^- \to W^+W^-Z_L$, onde o bóson Z é longitudinalmente polarizado. O valor da seção de choque prevista pelo Modelo Padrão e seu desvio em 2σ (assumindo uma luminosidade de $\mathcal{L} = 10$ fb^{-1} e uma eficiência, de reconstrução dos três bósons de gauge, de $\epsilon = 12\%$), são representados por linhas horizontais. O resultado apresenta uma melhoria na significância se comparado ao resultado mostrado na figura 5.3. Porém a baixa estatística impede considerar essa melhora como um avanço real.

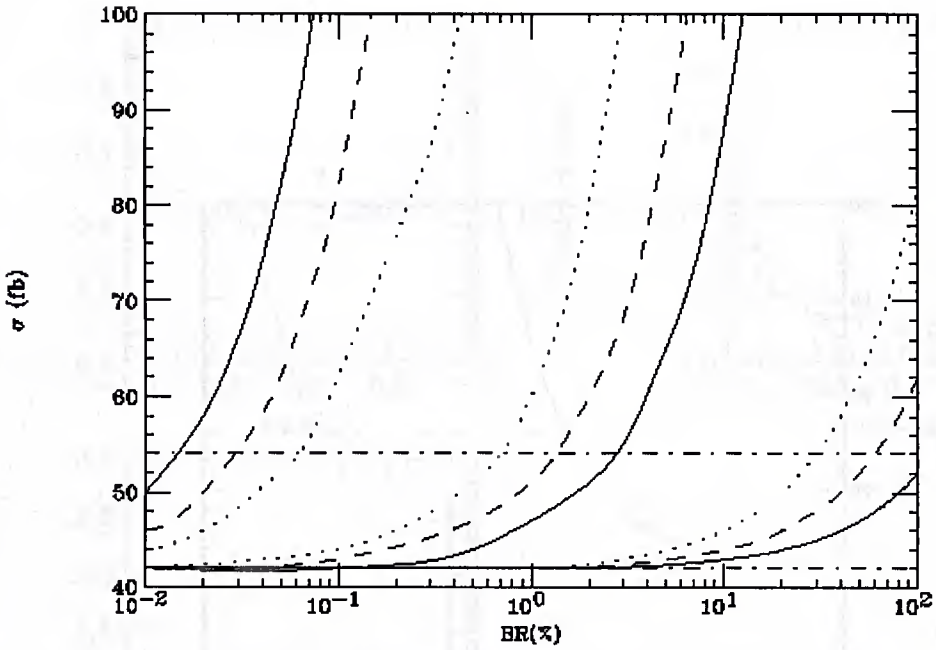

Figura 5.2: Seção de choque para $e^+e^- \to W^+W^-Z$ a $\sqrt{s} = 500$ GeV como função da razão de ramificação $BR(\omega_T \to W^+W^-Z)$ sem cortes. Os três conjuntos de curvas representam a seção de choque para massa $M_{\omega_T} =$ 400 GeV (conjunto de meio), 500 GeV (conjunto da esquerda) e 600 GeV (conjunto da direita). As curvas que compõem cada conjunto foram obtidas para larguras totais dadas por : $\Gamma_{\omega_T} = 20$ GeV (curva pontilhada), 10 GeV (curva tracejada) e 5 GeV (curva contínua). Tanto a seção de choque prevista pelo Modelo Padrão como um desvio de 2σ (supondo uma luminosidade $\mathcal{L} = 10$ fb^{-1} e uma eficiência de reconstrução de três bósons de gauge de $\epsilon = 12\%$) são mostradas na forma de linhas horizontais a ponto e traço.

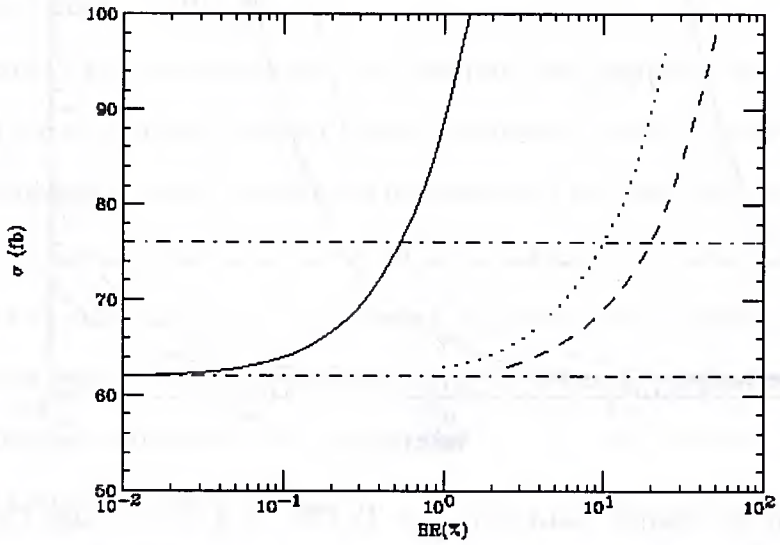

Figura 5.3: Igual à figura 5.2 mas com $\sqrt{s} = 1000$ GeV e lagura total $\Gamma_{\omega_T} = 20$ GeV. As curva representam os resultados obtidos para as seguintes massas do techniômega: $M_{\omega_T} = 950$ GeV (linha pontilhada), 1000 GeV (linha contínua) e 1050 GeV (linha tracejada)

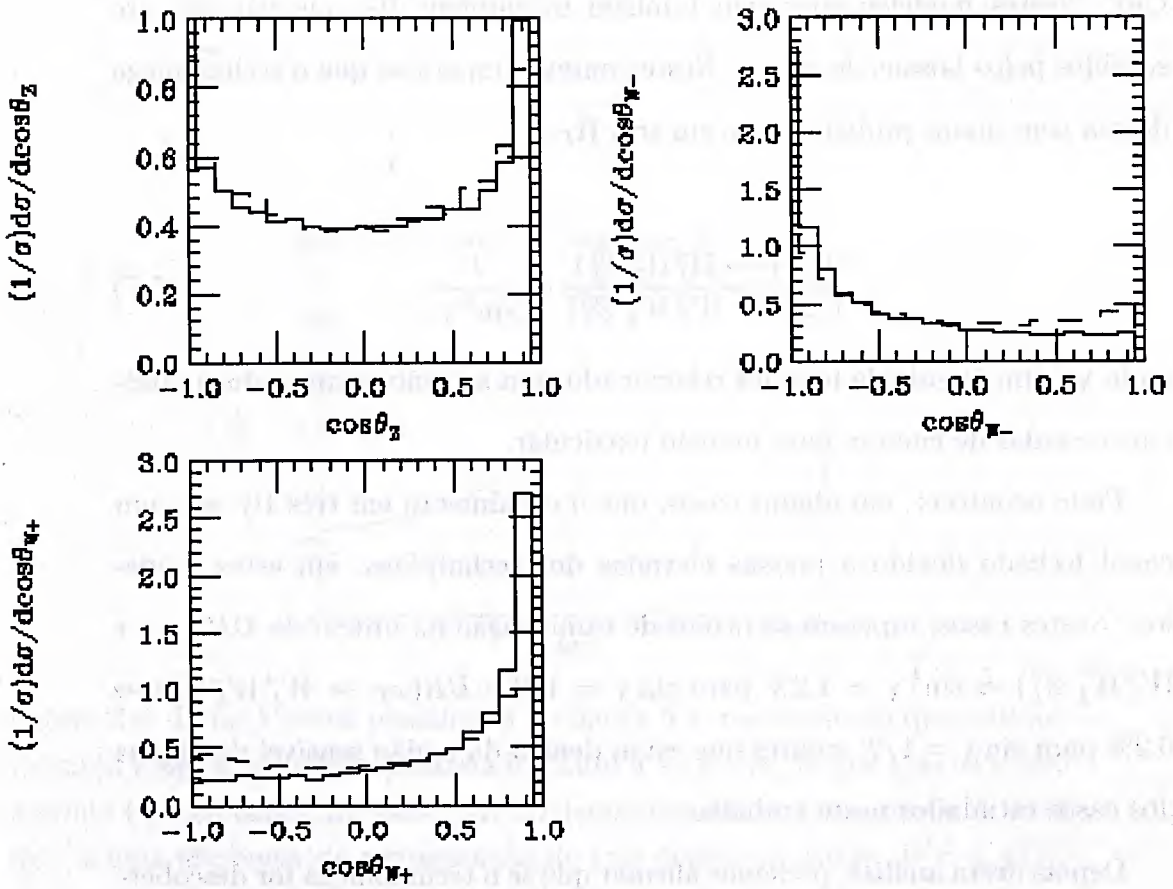

Figura 5.4: Distribuições angulares normalizadas para os três bósons de gauge no estado final para $e^+e^- \to W^+W^-Z$ a $\sqrt{s} = 500$ GeV. A linha contínua representa o resultado previsto pelo Modelo Padrão e a curva tracejada, o resultado do Modelo Padrão mais um techniômega com $M_{\omega_T} = 400$ GeV, $\Gamma_{\omega_T} = 20$ GeV e $\Gamma_{WWZ} = 0.4$ GeV.

Como vimos no capítulo 2, Technicolor de Multiplas Escalas, prevê ressonâncias techniômega com massa da ordem de umas poucas centenas de GeV. Nestes modelos aparecem também technipíons Π_T que não são absorvidos pelos bósons de gauge. Neste contexto espera-se que o techniômega decaia com maior probabilidade em três Π_T:

$$\frac{\Gamma(\omega_T \to \Pi_T^+\Pi_T^-\Pi_T^0)}{\Gamma(\omega_T \to W_L^+W_L^-Z_L^0)} \propto \frac{1}{\sin^6\chi} \tag{5.7}$$

onde χ é um ângulo de mistura relacionado com a razão entre as duas diferentes escalas de energia num modelo particular.

Pode acontecer, em alguns casos, que o decaimento em três Π_T seja um canal fechado devido a massas elevadas dos technipíons, em estes modelos. Nestes casos, esperam-se razões de ramificação da ordem de $BR(\omega_T \to W_L^+W_L^-Z_L^0) \approx \sin^4\chi \approx 1.2\%$ para $\sin\chi = 1/3$ e $BR(\omega_T \to W_L^+W_L^-Z_L^0) \approx 6.2\%$ para $\sin\chi = 1/2$, valores que estão dentro da região sensível de alguns dos casos estudados neste trabalho.

Depois desta análise, podemos afirmar que se o techniômega for descoberto num acelerador hadrônico através do processo $\omega_T \to \gamma\pi_T \to \gamma\bar{b}b$ [47], suas propriedades poderão ser estudadas num acelerador elétron-pósitron com $\sqrt{s} \approx M_{omega_T}$ e funcionando desta forma como uma fábrica de techniômegas.

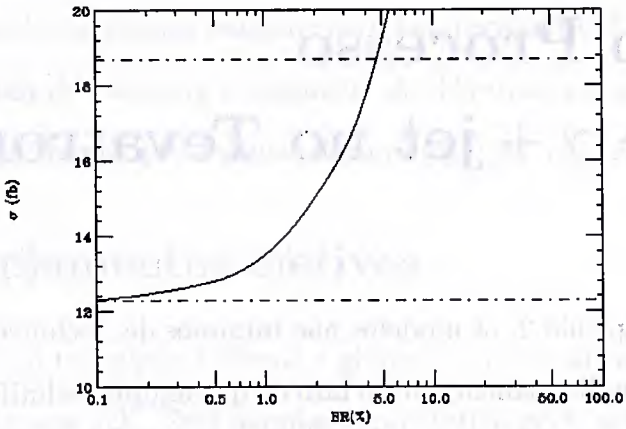

Figura 5.5: Igual à curva pontilhada da figura 5.3 mas exigindo que o bóson Z esteja longitidinalmente polarizado.Tanto a seção de choque prevista pelo Modelo Padrão como um desvio de 2σ (supondo uma luminosidade $\mathcal{L} = 10$ fb^{-1} e uma eficiência de reconstrução de três bósons de gauge de $\epsilon = 12\%$) são mostradas na forma de linhas horizontais a ponto e traço.

Capítulo 6

Estudo do Processo $p\bar{p} \to \eta_T \to \gamma +$ jet no Tevatron

Ao descrevermos, no capítulo 2, os modelos não mínimos de Technicolor (como o modelo de uma família) salientamos o fato de que alguns technifermions carregam cor e, após a quebra da simetria quiral, alguns technipions octeto de cor aparecem no espectro.

Um deles (o chamado technieta , η_T) é de particular interesse pois, por ser isoescalar, pode se acoplar a dois glúons. Espera-se, portanto, que eles sejam copiosamente produzidos em aceleradores hadrônicos. O canal $p\bar{p} \to \eta_T \to t\bar{t}$ foi inicialmente estudado por Appelquist e Triantaphyllou [48] no contexto do modelo de uma família. Mais recentemente Eichten e Lane[49] estudaram o mesmo canal no contexto de Technicolor com Múltiplas Escalas. Eles concluiram que um technieta com massa da ordem de $M_{\eta_T} = 400 - 500$ GeV dobra a seção de choque de produção de quark top no Tevatron e, portanto, está excluido nesse intervalo de massa.

No começo dos anos 1980, os canais $p\bar{p} \to \eta_T \to gg$ e $p\bar{p} \to \eta_T \to g\gamma$ foram estudados por Hayot e Napoly [54] no marco do modelo de uma família. Eles mostraram que, devido à razão entre sinal e background, é preferível o canal com glúon e fóton no estado final. Porém, seus resultados devem ser considerados apenas como qualitativos na medida em que não foi realizada nenhuma análise completa nem detalhada do processo.

Por este motivo decidimos realizar um estudo realístico do processo $p\bar{p} \to \eta_T \to \gamma + \text{jet}$ afim de entender o potencial do Tevatron para procurar sinais do η_T com massa menor que o limiar de produção de um par $t\bar{t}$ [51].

6.1 Acoplamentos efetivos

O acoplamento do technieta a fótons e glúons acontece através da anomalia de Adler-Bell-Jackiw [52]. Este acoplamento efetivo pode ser escrito como

$$A(\eta_T \to B_1 B_2) = \frac{S_{\eta_T B_1 B_2}}{4\pi^2\sqrt{2}F_Q} \; \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\epsilon_1^\mu \epsilon_2^\nu k_1^\alpha k_2^\beta \tag{6.1}$$

onde ϵ_i^μ e k_i^μ representam a polarização e momento do boson vetorial i. No nosso caso, os fatores $S_{\eta_T B_1 B_2}$ são dados por [53]:

$$S_{\eta_{Ta} g_b g_c} = g_s^2 d_{abc} N_{TC} \tag{6.2}$$

e

$$S_{\eta_{Ta} g_b \gamma} = \frac{g_s e}{3} \delta_{ab} N_{TC} \tag{6.3}$$

onde g_s e e são as constantes de acoplamento forte e eletromagnéticas, d_{abc} é definido pela relação $d_{abc} = 2\mathrm{Tr}\left[\{T^a, T^b\}T^c\right]$ na qual T^a representa os geradores do grupo, e N_{TC} é o número de technicores (no nosso trabalho,$N_{TC} = 4$).

O acoplamento entre o technieta e os quarks pode ser escrito como:

$$A(\eta_T \to q\bar{q}) = \frac{m_q}{F_Q}\bar{u}_q\gamma_5\frac{\lambda_a}{2}v_q. \tag{6.4}$$

Com estes acoplamentos podemos calcular as larguras parciais:

$$\Gamma(\eta_T \to gg) = \frac{5\alpha_S^2 N_{TC}^2 M_{\eta_T}^3}{384\pi^3 F_Q^2} \quad , \tag{6.5}$$

$$\Gamma(\eta_T \to g\gamma)\left(\frac{N_T e g_s}{4\pi F_Q}\right)^2 \frac{M_\eta^3}{576\pi} \tag{6.6}$$

$$\Gamma(\eta_T \to q\bar{q}) = \frac{m_q^2 M_{\eta_T}\beta_q}{16\pi F_Q^2} \tag{6.7}$$

onde

$$\beta_q = \sqrt{1 - \frac{4m_q^2}{M_{\eta_T}^2}} \quad , \tag{6.8}$$

m_q é a massa do quark e M_{η_T} é a massa do technieta.

Estas expressões foram usadas para calcular a largura total do technieta. A partir das equações (6.5) e (6.6) podemos ver que:

$$\frac{\Gamma(\eta_T \to \gamma g)}{\Gamma(\eta_T \to gg)} = \frac{2\alpha}{15\alpha_s} = 8.7 \times 10^{-3} \tag{6.9}$$

Portanto o canal $\eta_T \to g\gamma$ é suprimido, porém espera-se que a relação sinal-background seja mais favorável neste caso [54].

A constante F_Q que aparece nos acoplamentos é a constante de decaimento dos technipions. O valor de F_Q é dependente de modelo. No nosso trabalho consideramos três valores de F_Q: $F_Q = 125$ GeV para modelo de uma família, $F_Q = 80$ GeV para Technicolor assistido por Topcolor e $F_Q = 40$ GeV para Technicolor de múltiplas escalas.

A tabela 6.1 mostra alguns valores típicos das larguras para $\alpha_s = 0.119$ e $M_{\eta_T} = 250$ GeV.

$\Gamma \setminus F_Q$	40 GeV	80 GeV	125 GeV
$\eta_T \to \gamma g$	0.008	0.002	8×10^{-4}
$\eta_T \to gg$	0.929	0.232	0.095
$\eta_T \to b\bar{b}$	0.078	0.019	0.008
$\eta_T \to$ all	1.015	0.254	0.104

Tabela 6.1: Larguras parciais para $M_{\eta_T} = 250$ GeV (em GeV)

6.2 Cálculos a Nível Partônico

Com os acoplamentos mostrados acima, podemos calcular a seção de choque total para o processo $gg \to \eta_T \to \gamma g$. Somente levamos em conta o canal s pois ele é dominante na resonância. Notemos que esta aproximação não afeta

a invariância de gauge que é garantida pela presença do tensor de Levi-Civita na equação (6.3). O resultado pode ser escrito como:

$$\hat{\sigma} = \frac{5\hat{s}^3\pi^3}{384}\left(\frac{N_T e g_s}{12\sqrt{2}\pi F_Q}\right)^2\left(\frac{N_T \alpha_s}{\sqrt{2}\pi F_Q}\right)^2 \frac{1}{(\hat{s}-M_{\eta_T}^2)^2+\Gamma_{\eta_T}^2 M_{\eta_T}^2} \tag{6.10}$$

Escrevemos um programa Fortran tipo HELAS com o objetivo de calcular a seção de choque com os cortes necessários e realizar a convolução da seção de choque anterior e as funções de distribuição de partons CTEQ4M [55] (com $Q^2 = M_{\eta_T}^2$). Notemos que não foi levado em conta o acoplamento entre quarks e o technieta pois este é proporcional à massa dos quarks e, portanto, é desprezível para a primeira família. A tabela 6.2 mostra a seção de choque, em pb, calculada para diferentes valores de M_{η_T} e F_Q considerando $\sqrt{s} = 2000$ GeV e um corte nos momentos transversais do fóton e do jato $p_{T\gamma,j} > 10$ GeV . Estes valores da seção de choque concordam, com precisão de 1%, com cálculos realizados usando a aproximação de largura fina.

$M_{\eta_T} \setminus F_Q$	40 GeV	80 GeV	125 GeV
150 GeV	6.00	1.50	0.62
200 GeV	2.58	0.65	0.27
250 GeV	1.17	0.29	0.12
300 GeV	0.55	0.14	0.06
340 GeV	0.31	0.08	0.03

Tabela 6.2: Seção de choque total em pb para o processo $p\bar{p} \to \eta_T \to g\gamma$ com $\sqrt{s} = 2000$ GeV.

O background,$p\bar{p} \to \gamma g$ e $p\bar{p} \to \gamma q$, foi calculado usando MADGRAPH

DHELAS. A seção de choque nas mesmas condições anteriores resultou ser $\sigma_{\text{back}} = 2.14 \times 10^4$ pb, isto é 10^4 vezes superior ao sinal. Esta situação nos obrigou a definir cortes cinemáticos afim de maximizar a razão sinal-background.

6.3 Simulação Completa de Sinal e Background

Com o objetivo de realizar uma simulação completa do sinal e do background, usamos o código PYTHIA 5.7 [56]. Isto nos permitiu levar em conta efeitos tais como radiação no estado inicial e final (ISR+FSR) e o " smearing" das energias do fóton e do jato. Para tal efeito foi necessário implementar em PYTHIA o canal $gg \to \eta_T \to \gamma g$ como processo externo.

Desta forma estudamos, tanto para o sinal como para o background, as distribuições do momento transversal do fóton e do jato, rapidez e massa invariante. Tais distribuições são mostradas na figura 6.1. Com base neste estudo, obtivemos o seguinte conjunto de cortes:

$$p_{t\gamma,\text{jet}} > \frac{M_{\eta_T}}{2} - 15 \text{ GeV} \tag{6.11}$$

$$M_{\eta_T} - \frac{M_{\eta_T}}{10} \leq M_{\gamma\text{jet}} \leq M_{\eta_T} + 10 \text{ GeV} \tag{6.12}$$

e

$$|\eta_\gamma| \leq 1.0, \quad |\eta_{jet}| < 3.0 \tag{6.13}$$

A tabela 6.3 mostra a seção de choque após a aplicação dos cortes.

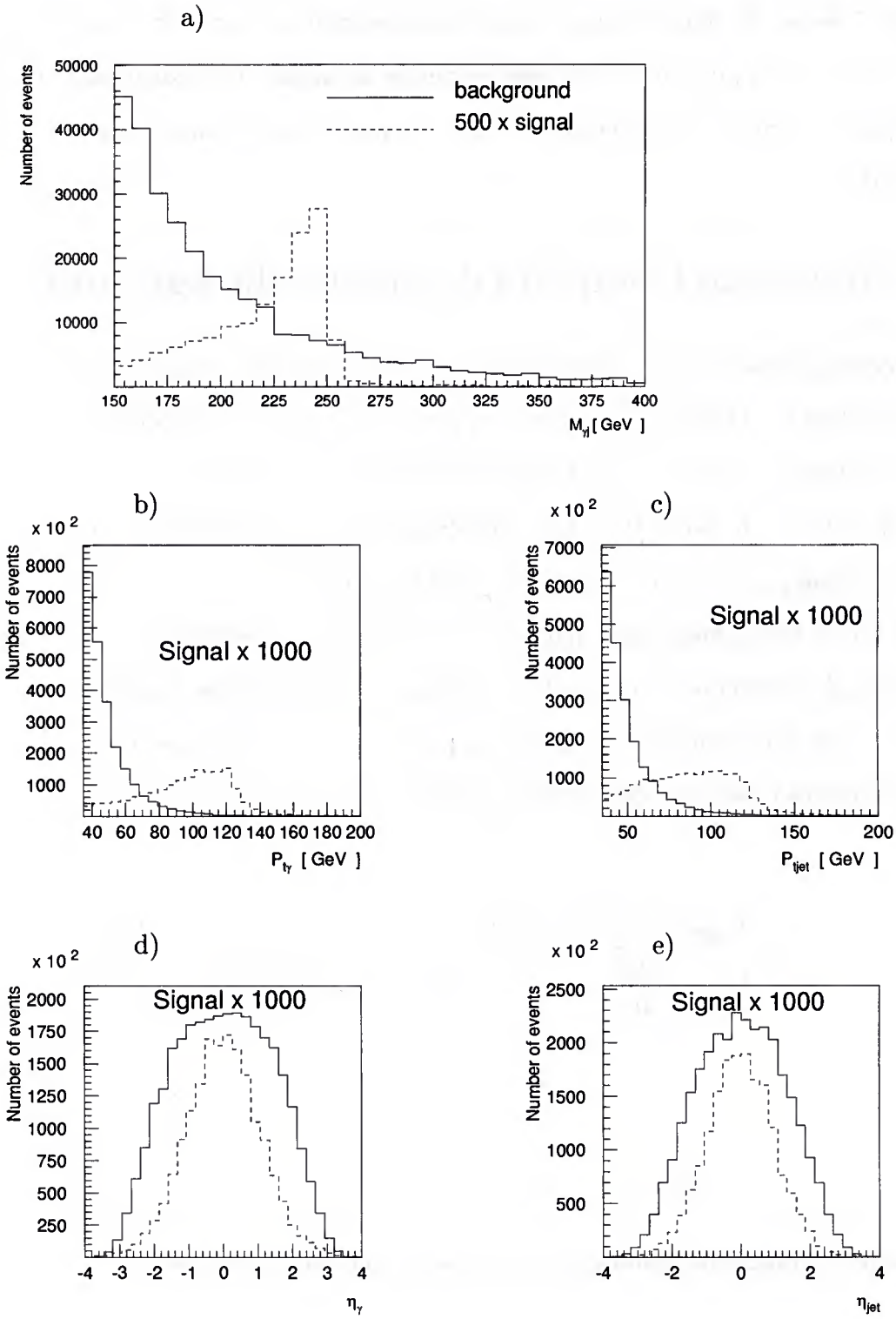

Figura 6.1: Distribuições de massa inavriante (a), momento transversal do fóton (b), momento transversal do jato (c), rapidez do fóton (d) e rapidez do jato (e) para o sinal (linha tracejada) and background (linha sólida) antes dos cortes, usando $M_{\eta_T} = 250$ GeV e $F_Q = 40$ GeV.

$M_{\eta_T} \setminus F_Q$	40 GeV			80 GeV			125 GeV			Bkgrnd
	σ	$\frac{S}{\sqrt{B}}$	$\frac{S}{B}$	σ	$\frac{S}{\sqrt{B}}$	$\frac{S}{B}$	σ	$\frac{S}{\sqrt{B}}$	$\frac{S}{B}$	σ_{back}
150 GeV	0.65	6.7	0.04	0.17	1.7	0.009	0.068	0.7	0.003	18.58
200 GeV	0.24	5.2	0.06	0.058	1.3	0.01	0.022	0.5	0.006	4.08
250 GeV	0.088	3.6	0.07	0.023	0.9	0.02	8.5×10^{-3}	0.4	0.007	1.18
300 GeV	0.033	2.3	0.08	8.9×10^{-3}	0.6	0.02	3.5×10^{-3}	0.2	0.008	0.42
340 GeV	0.017	1.8	0.09	4.2×10^{-3}	0.4	0.02	1.8×10^{-3}	0.2	0.01	0.18

Tabela 6.3: Seção de choque de sinal and background (Bkgrnd)em pb para $\sqrt{s} = 2000$ GeV depois de implementar os cortes.

A figura 6.2 compara a distribuição de massa invariante para o sinal (linha tracejada) e background (linha sólida) depois de aplicados os cortes, $M_{\eta_T} = 250$ GeV e $F_Q = 40$ GeV.

Definimos a significância como:

$$\text{significância} = \frac{\mathcal{L}\sigma_{\text{signal}}}{\sqrt{\mathcal{L}\sigma_{\text{back}}}} \tag{6.14}$$

onde $\mathcal{L} = 2000$ pb^{-1} é a luminosidade.

A figura 6.3 nos mostra a significância como função de M_{η_T} para o modelo de Technicolor com múltiplas escalas em duas situações: (a) considerando os efeitos de "smearing" e radiação do estado inicial e final (curva tracejada) e (b) sem considerar estes efeitos (curva contínua) .

Podemos ver que, para o modelo de Technicolor com múltiplas escalas, Tevatron pode excluir technietas com massa até $M_{\eta_T} = 320$ GeV com 95 % C.L. O critério de observação, isto é um desvio de 3σ, é satisfeito para massa de até $M_{\eta_T} = 275$ GeV, enquanto que o technieta pode ser descoberto

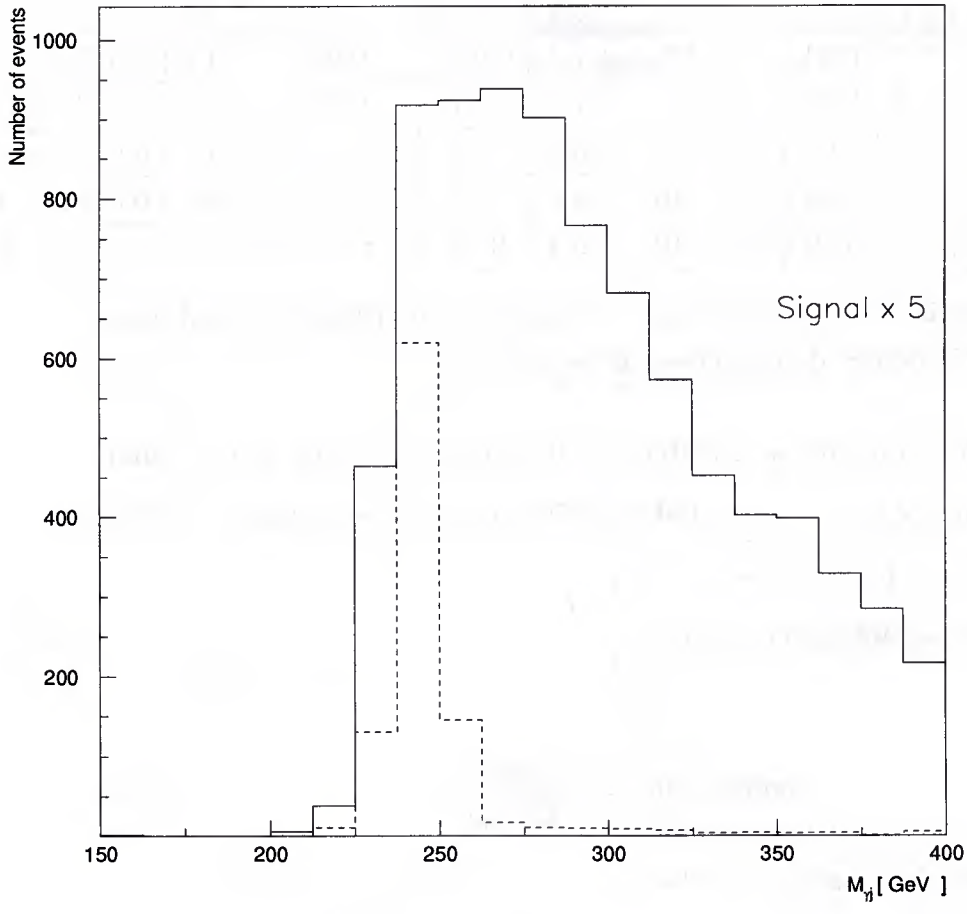

Figura 6.2: Distribuição de massa invariante para o sinal (linha tracejada) e background (linha sólida) depois dos cortes, $M_{\eta_T} = 250$ GeV e $F_Q = 40$ GeV.

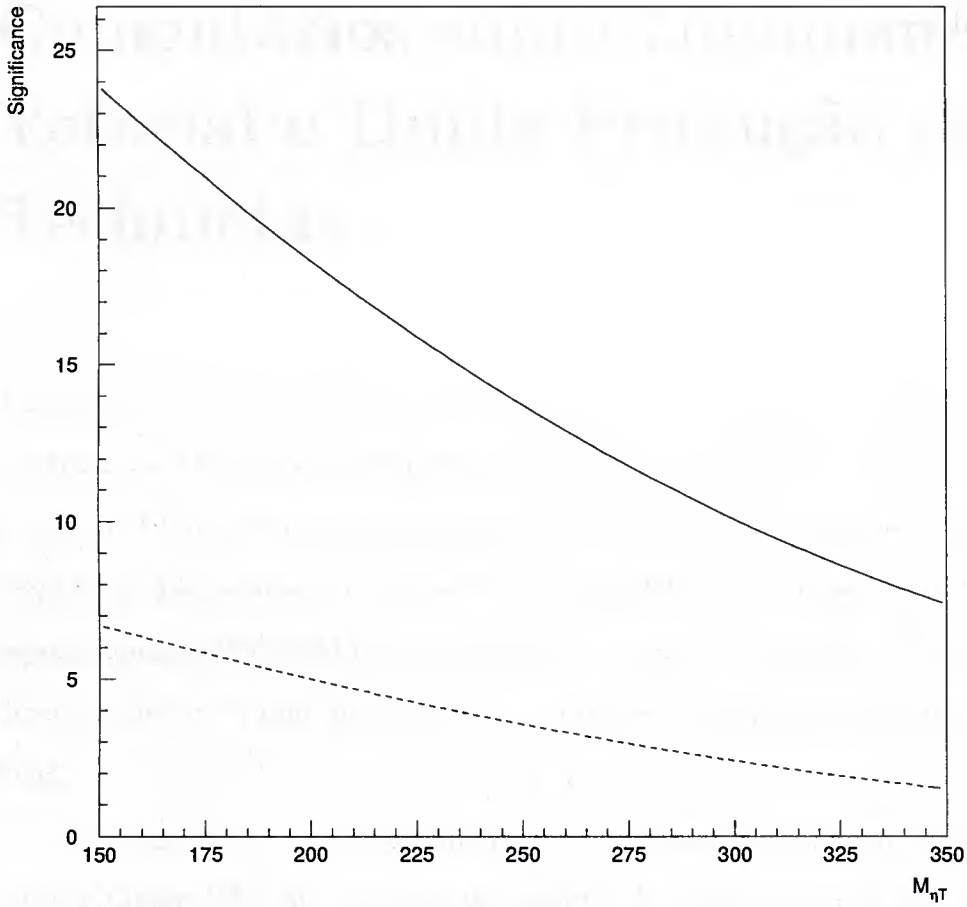

Figura 6.3: Significância como função de M_{η_T} para multiscale technicolor considerando (curva tracejada) ou não (curva contínua)os efeitos de "smearing" e radiação do estado inicial e final

(desvio de 5σ) se sua massa for da ordem de $M_{\eta_T} = 205$ GeV.

Ao estabelecer os limites anteriores exigimos que a razão entre o sinal e o background cumprisse a relação $S/B > 6\%$ [57]. Este vínculo impossibilita a observação de technietas com massa menor que 180 GeV.

Finalmente salientamos que a comparação entre as curvas da figura 6.3 mostra a importância de realizar uma simulação completa afim de obter resultados realísticos.

Capítulo 7

Comentários sobre Dominância Vetorial e Dupla Produção de Technietas

A continuação natural do nosso estudo anterior é considerar a produção dupla de techietas. Pelo fato do technieta ser um octeto de cor, existe o acoplamento $g\eta_T\eta_T$. Este vértice é um acoplamento direto de gauge e espera-se que seja mais forte que aqueles que provém da anomalia ABJ. Nosso interesse está especialmente direcionado ao processo $p\bar{p} \to 2\eta_T \to \gamma\gamma gg$ pois o background deve ser menor do que, por exemplo, o processo com quatro jatos no estado final.

O processo $p\bar{p} \to 2\eta_T$ foi primeiramete estudado por Eichten, Hinchliffe, Lane e Quigg [58], no contexto do modelo de uma família, e por Lane e Ramana [59], no marco de Walking Technicolor. Estes autores mostraram que a produção dupla de technietas é aumentada pela contribuição de uma resonância vetorial octeto de cor (technirho) que se acopla a glúons e quarks

pelo mecanismo de dominância vetorial. Porém, duas críticas podem ser levantadas a estes trabalhos:

1. Eles calculam a produção dupla de technietas, mas não levam em consideração o decaimento final destes technipions, nem realizam uma simulação completa.

2. O método que eles usam para implementar o mecanismo de dominância vetorial pode ser incompleto, como mostraremos mais adiante.

Por isto, antes de desenvolver nossos cálculos para o processo $p\bar{p} \to 2\eta_T \to \gamma\gamma gg$, vamos discutir a forma de levar em conta a dominância vetorial de maneira completa e consistente.

7.1 Método "Tradicional" de Dominância Vetorial

Os autores já mencionados procedem da seguinte forma. No caso de reações eles consideram a mistura entre o glúon e o technirho somente no canal s*, como ilustra a figura 7.1. No caso do decaimento do technirho eles consideram somente o diagrama que inclui a mistura no estado inicial, como ilustra a figura 7.2a)

A partir do diagrama 7.2a), sempre segundo o método dos autores já citados, pode-se calcular a largura de decaimento do technirho em dois glúons,

*Os autores mencionados definem um propagador modificado para descrever a mistura. Este novo propagador é aplicado por eles só no canal s.

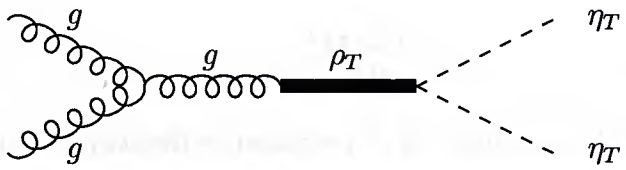

Figura 7.1: Diagrama que ilustra o mecanismo de dominância vetorial. Evidentemente, existe um diagrama similar com quarks no estado inicial

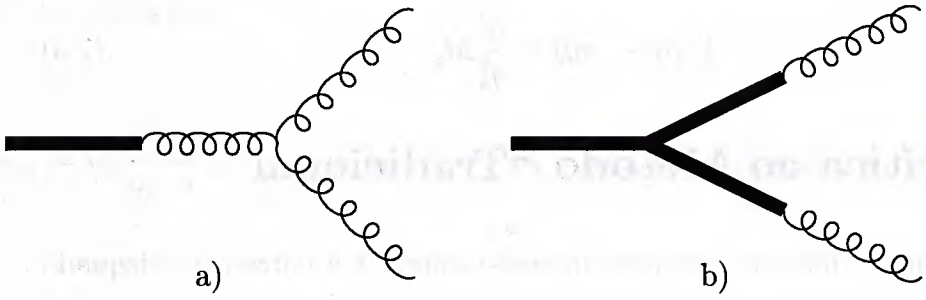

Figura 7.2: Diagramas que contribuim ao decaimento do technirho em dois glúons.

levando em consideração que a mistura é caracterizada por uma constante de acoplamento dada por

$$\sqrt{2}\frac{g}{g_\rho}M_\rho^2 \tag{7.1}$$

onde M_ρ é a massa do technirho, g é a constante de acoplamento de QCD e g_ρ é a constante que determina o decaimento $\rho_T \to \pi_T\pi_T$, e seu valor é obtido pelo processo de rescalar a dinâmica de QCD e é dado pela relação:

$$\frac{g_\rho^2}{4\pi} \approx 2.97\frac{3}{N_{TC}}. \tag{7.2}$$

O resultado obtido por este procedimento para a largura de decaimento do technirho em dois glúons, pode ser escrito como:

$$\Gamma(\rho_T \to gg) = \frac{g^4}{g_\rho^2}M_\rho. \tag{7.3}$$

7.2 Crítica ao Método "Tradicional"

É evidente que o método descrito na seção anterior é correto e adequado quando as interações envolvidas são de natureza abeliana, aliás este método foi usado por nós no estudo do processo $e^+e^- \to \omega_T \to W^+W^-Z^0$, descrito num capítulo anterior. O fato de que o método tradicional é adequado no caso de interações abelianas é bem ilustrado pelo processo de baixas energias $\rho^0 \to e^+e^-$ que é bem descrito pela mistura entre o meson vetorial ρ^0

e o fóton. Porém quando as interações possuem natureza não abeliana, como no presente caso, podem aparecer contribuições adicionais. Ilustraremos este ponto com o exemplo considerado na seção anterior: o decaimento do technirho em dois glúons.

Pelo fato de ser o technirho um vetor octeto de cor, que em grande medida se comporta como um glúon massivo, é de se esperar que exista um vértice de autointeração de três technirhos que dá origem ao diagram adicional mostrado na figura 7.2b). A primeira vista poderia parecer que este diagrama adicional deve ser suprimido pelo fato de conter duas misturas. Mostraremos que este não é o caso.

Começaremos notando que a dinâmica que dá origem à interação de três technirhos, dever ser a mesma interação efetiva que dá origem ao decaimento $\rho_T \to \pi_T \pi_T$, logo o vértice $\rho_T \rho_T \rho_T$ deve ser proporcional não a g, mas a g_ρ. Esclarecido este ponto, podemos escrever a amplitude invariante asociada a ambos os diagramas:

$$-i\mathcal{M}_{\text{a)}} = \sqrt{2}\frac{g^2}{g_\rho}\frac{M_\rho^2}{s} f^{abc}\left[(p_1+p_2)_\lambda g_{\mu\nu} + (p_3-p_2)_\mu g_{\nu\lambda} - (p_3+p_1)_\nu g_{\mu\lambda}\right]\epsilon_1^\mu \epsilon_2^{*\nu}\epsilon_3^{*\lambda} \tag{7.4}$$

e

$$-i\mathcal{M}_{\text{b)}} = 2i\frac{g^2}{g_\rho}\frac{M_\rho^4}{(\frac{s}{4}-M_\rho^2)^2} f^{abc}\left[(p_1+p_2)_\lambda g_{\mu\nu} + (p_3-p_2)_\mu g_{\nu\lambda} - (p_3+p_1)_\nu g_{\mu\lambda}\right]\epsilon_1^\mu \epsilon_2^{*\nu}\epsilon_3^{*\lambda} \tag{7.5}$$

Notemos que as duas amplitudes são da mesma ordem nas constantes de

acoplamento. O diagrama b) tampouco é suprimido pela massa dos technirhos virtuais pois os fatores

$$\frac{M_\rho^2}{s} \quad \text{e} \quad \frac{M_\rho^4}{(\frac{s}{4} - M_\rho^2)^2}$$

são da mesma ordem quando o technirho inicial está na camada de massa.

Este simples exemplo mostra que o método usado nas referências [58] e [59] é incompleto. Se faz, portanto, necessário considerar uma abordagem que permita aplicar o conceito de dominância vetorial de forma completa e consistente no caso não abeliano.

7.3 Nosso Modelo

Nesta seção construiremos um modelo efetivo para descrever a mistura entre o glúon e o technirho[†] , e a produção dupla de technieta.

Começaremos com a seguinte lagrangiana fenomenológica que descreve a mistura entre o glúon e o technirho:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}\tilde{G}^a_{\mu\nu}\tilde{G}^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}\tilde{\rho}^a_{\mu\nu}\tilde{\rho}^{a\mu\nu} + \frac{1}{2}M_G^2\tilde{G}^2 + \frac{1}{2}M_{\tilde{\rho}}^2\tilde{\rho}^2 + g_{01}\tilde{G}\tilde{\rho} \tag{7.6}$$

onde $\tilde{G}^a_{\mu\nu}$ e $\tilde{\rho}^a_{\mu\nu}$ se definem da forma usual, a saber,

[†]Os autores da referência [59] mostraram acertadamente que em Walking Technicolor, por permitir a violação de isospín, deveria considerar-se não só a contribuição do technirho singleto de isospín (como aqui), mas também a contribuição do isotripleto. Como este último não se mistura diretamente com os glúons, sua contribuição não é dominante e, por simplicidade, não será levado em conta por nós.

$$\tilde{G}^a_{\mu\nu} = \partial_\mu \tilde{G}^a_\nu - \partial_\nu \tilde{G}^a_\mu - \tilde{g} f^{abc} \tilde{G}^b_\mu \tilde{G}^c_\mu \tag{7.7}$$

e

$$\tilde{\rho}^a_{\mu\nu} = \partial_\mu \tilde{\rho}^a_\nu - \partial_\nu \tilde{\rho}^a_\mu - g' f^{abc} \tilde{\rho}^b_\mu \tilde{\rho}^c_\mu. \tag{7.8}$$

Os campos $\tilde{G}^a_\mu$ e $\tilde{\rho}^a_\mu$ transformam sob $SU(3)_C$ do seguinte modo:

$$\delta \tilde{G}^a = -f^{abc} \tilde{G}^b \Lambda^c - \frac{1}{\tilde{g}} \partial \Lambda^a \tag{7.9}$$

e

$$\delta \tilde{\rho}^a = -f^{abc} \tilde{\rho}^b \Lambda^c - \frac{1}{g'} \partial \Lambda^a. \tag{7.10}$$

Devemos salientar que nenhum dos campos introduzidos até agora, isto é nem $\tilde{G}^a$ nem $\tilde{\rho}^a$, correspondem em verdade ao campo de gauge de $SU(3)_C$. Podemos afirmar isto por dois motivos. Em primeiro lugar tanto $\tilde{G}^a$ como $\tilde{\rho}^a$ possuim termos de massa na lagrangiana. Em segundo lugar nem $\tilde{g}$ nem g' corespondem à constante de acoplamento de QCD, isto é, os campos vetoriais introduzidos não se acoplam com a mesma intensidade que os glúons. Mostraremos mais tarde que o campo de gauge de $SU(3)_C$ é uma combinação linear de $\tilde{G}^a$ e $\tilde{\rho}^a$ e a constante de acoplamento de QCD (g) será dada pela relação $g = \tilde{g} \cos\alpha = g' \sin\alpha$ onde α é um ângulo de mistura.

É facil ver que, com as transformações anteriores, a variação da lagrangiana pode ser escrita como:

$$\delta\mathcal{L} = \left(-\frac{M_{\tilde{\rho}}^2}{g'} - \frac{g_{01}}{\tilde{g}}\right)\tilde{\rho}^a\partial\Lambda^a + \left(-\frac{M_G^2}{\tilde{g}} - \frac{g_{01}}{g'}\right)\tilde{G}^a\partial\Lambda^a \tag{7.11}$$

Com o intuito de manter a invariância de gauge do modelo, impomos as seguintes relações:

$$g_{01} = -\frac{\tilde{g}}{g'}M_{\tilde{\rho}}^2 \tag{7.12}$$

e

$$g_{01} = -\frac{g'}{\tilde{g}}M_G^2. \tag{7.13}$$

Notemos que para assegurar a invariância de gauge do modelo, e como consequência da mistura, é necessário introduzir um termo de massa para o glúon. A partir das equações anteriores podemos obter esta massa do glúon em termos da massa do technirho:

$$M_G^2 = \frac{\tilde{g}^2}{g'^2}M_{\tilde{\rho}}^2. \tag{7.14}$$

Para escrever a constante de mistura, dada pela equação (7.12), na forma mais usual, dada por (7.1), fazemos a identificação:

$$g' = \frac{g_\rho}{\sqrt{2}}. \tag{7.15}$$

A lagrangiana (7.6) implica a existência da seguinte matriz de massa:

$$\mathcal{M} = \frac{M_{\tilde{\rho}}^2}{2} \begin{pmatrix} \frac{\tilde{g}^2}{g'^2} & -\frac{g'}{\tilde{g}} \\ -\frac{g'}{\tilde{g}} & 1 \end{pmatrix}, \tag{7.16}$$

cujos autovalores a autovetores são:

$$\lambda_1 = 0 \qquad v_1 = \frac{1}{\sqrt{1+\frac{g'^2}{\tilde{g}^2}}} \begin{pmatrix} \frac{g'}{\tilde{g}} \\ 1 \end{pmatrix} \tag{7.17}$$

$$\lambda_2 = \frac{M_{\tilde{\rho}}^2}{2}\left(1+\frac{\tilde{g}^2}{g'^2}\right) \qquad v_2 = \frac{1}{\sqrt{1+\frac{g'^2}{\tilde{g}^2}}} \begin{pmatrix} -1 \\ \frac{g'}{\tilde{g}} \end{pmatrix} \tag{7.18}$$

Podemos agora definir aos campos físicos pelas realações:

$$G_\mu^a = \tilde{G}_\mu^a \cos\alpha + \tilde{\rho}^a \sin\alpha \tag{7.19}$$

$$\rho_\mu^a = -\tilde{G}_\mu^a \sin\alpha + \tilde{\rho}_\mu^a \cos\alpha \tag{7.20}$$

ou

$$\tilde{G}_\mu^a = G_\mu^a \cos\alpha - \rho^a \sin\alpha \tag{7.21}$$

$$\tilde{\rho}_\mu^a = G_\mu^a \sin\alpha + \tilde{\rho}_\mu^a \cos\alpha \tag{7.22}$$

onde

$$\cos\alpha = \frac{g'}{\sqrt{g'^2+\tilde{g}^2}} \tag{7.23}$$

e

$$\sin\alpha = \frac{\tilde{g}}{\sqrt{g'^2 + \tilde{g}^2}} \tag{7.24}$$

Notemos que agora os glúons físicos são não massivos.

7.3.1 Introduzindo os Technietas

O princípio de dominância vetorial determina que somente o technirho interage diretamente com os technietas, antes da diagonalização da matriz de massa. Propomos, portanto, a seguinte lagrangiana para o setor dos technietas:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} D_\mu \eta^a D^\mu \eta^a - \frac{m^2}{2}\eta^2 \tag{7.25}$$

onde

$$D_\mu \eta^a = (\delta^{ab}\partial - g' f^{abc}\tilde{\rho}^c)\eta^b. \tag{7.26}$$

Após a diagonalização da matriz de massa no setor technirho-glúon, a lagrangiana toma a forma:

$$\begin{aligned}\mathcal{L} \;=\; & \frac{1}{2}\partial\eta^a\partial\eta^a - \frac{m^2}{2}\eta^2 - g'\sin\alpha f^{abc}G^c\eta^b\partial\eta^a - g'\cos\alpha f^{abc}\rho^c\eta^b\partial\eta^a \\ & + \frac{g'^2}{2}\sin^2\alpha f^{abe}f^{aci}G^eG^i\eta^b\eta^c + \frac{g'^2}{2}\cos^2\alpha f^{abe}f^{aci}\rho^e\rho^i\eta^b\eta^c \\ & + g'^2\sin\alpha\cos\alpha f^{abe}f^{aci}G^e\rho^i\eta^b\eta^c \end{aligned} \tag{7.27}$$

7.3.2 Introduzindo os Férmions

Para a interação entre os quarks e as partículas vetoriais, sugerimos a seguinte lagrangiana construida sobre o princípio de acoplamento mínimo com os glúons:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} i\gamma^{\mu}(\partial_{\mu} - i\tilde{g}\tilde{G}^{a}_{\mu}\frac{\lambda^{a}}{2})\psi. \tag{7.28}$$

Depois de diagonalizar a matriz de massa e definir os glúons e technirhos físicos, a lagrangiana de interação entre quarks e partículas vetoriais pode ser escrita como:

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\psi + g\bar{\psi}\gamma^{\mu}G^{a}_{\mu}\frac{\lambda^{a}}{2}\psi - g\tan\alpha\bar{\psi}\gamma^{\mu}\rho^{a}_{\mu}\frac{\lambda^{a}}{2}\psi \tag{7.29}$$

onde definimos $g = g_{QCD} = \tilde{g}\cos\alpha = g'\sin\alpha$ (esta última igualdade vem da defição de α: $\tan\alpha = \tilde{g}/g'$) .

7.3.3 Regras de Feynman

Nesta seção enumeraremos algumas das regras de Feynman obtidas do nosso modelo e que são relevantes para a produção dupla de technietas.

O Acoplamento $\rho - G - G$

Introduzindo (7.21,7.22) em (7.6) obtemos o termo de interação $\rho - G - G$ como resultado da mistura. Este termo tem duas orígens:

1. o termo $\tilde{\rho} - \tilde{\rho} - \tilde{\rho}$ que vem do segundo termo de (7.6) $(g' f^{abc}\partial_{\mu}\tilde{\rho}^{a}_{\nu}\tilde{\rho}^{b\mu}\tilde{\rho}^{c\nu})$

2. o termo $\tilde{G}-\tilde{G}-\tilde{G}$ que vem do primeiro termo de (7.6) ($\tilde{g}f^{abc}\partial_\mu\tilde{G}^a_\nu\tilde{G}^{b\mu}\tilde{G}^{c\nu}$).

O resultado pode ser escrito da seguinte forma:

$$\mathcal{L}_{\rho GG} = (-\tilde{g}\cos^2\alpha\sin\alpha + g'\sin^2\alpha\cos\alpha)f^{abc}(\partial_\mu G^a_\nu G^{b\mu}\rho^{c\nu} + \partial_\mu G^a_\nu\rho^{b\mu}G^{c\nu} + \partial_\mu\rho^a_\nu G^{b\mu}G^{c\nu}). \tag{7.30}$$

Usando o fato de que $\tilde{g} = g'\tan\alpha$, é facil ver que

$$(-\tilde{g}\cos^2\alpha\sin\alpha + g'\sin^2\alpha\cos\alpha) = 0 \tag{7.31}$$

logo, não existe acoplamento $\rho - G - G$.

Outros Acoplamentos Relevantes

- $Gq\bar{q} \to ig\gamma^\mu\frac{\lambda^a}{2}$
- $G^a_\alpha G^b_\beta G^c_\gamma(p3) \to gf^{abc}\left[(p_1-p_3)_\beta g_{\gamma\alpha} + (p_3-p_2)_\alpha g_{\gamma\beta} + (p_2-p_1)_\gamma g_{\alpha\beta}\right]$
- $G^a_\mu G^b_\nu G^c_\lambda G^d_\rho \to -ig^2[f^{abe}f^{cde}(g_{\mu\lambda}g_{\nu\rho}-g_{\nu\lambda}g_{\mu\rho})+f^{ace}f^{dbe}(g_{\nu\lambda}g_{\mu\rho}-g_{\mu\nu}g_{\lambda\rho})+ f^{ade}f^{bce}(g_{\mu\nu}g_{\lambda\rho}-g_{\mu\lambda}g_{\nu\rho})]$
- $G^a_\mu\eta^b(p_1)\eta^c(p_2) \to -gf^{abc}(p1-p2)_\mu$
- $G^a_\mu G^b_\nu\eta^c\eta^d \to ig^2(f^{iac}f^{ibd}+f^{iad}f^{ibc})$
- $\rho q\bar{q} \to -ig\tan\alpha\gamma^\mu\frac{\lambda^a}{2}$
- $\rho^a_\mu\eta^b(p_1)\eta^c(p_2) \to -g'\cos\alpha f^{abc}(p1-p2)_\mu$

Notemos que os três primeiros acoplamentos são exatamente os de QCD, isto é, no nosso modelo a introdução do technirho não afeta a fenomenologia de baixas energias. Por outro lado, os acoplamentos entre os glúons e os technietas são exatamente os mesmos que seriam obtidos se fizermos um acoplamento mínimo diretamente entre eles.

7.3.4 Um Comentário Sobre a Transformação dos Campos Físicos

As equações (7.9) e (7.10) nos dizem como transformam os campos vetoriais antes da diagonalização da matriz de massa. É, porém, instrutivo nos perguntarmos acerca da transformação dos campos físicos. A resposta pode ser facilmente obtida a partir da definição dos campos físicos (7.19, 7.20), transformação dos campos iniciais (7.9,7.10) e a relação $\tilde{g}\cos\alpha = g'\sin\alpha = g$. O resultado é:

$$\delta G^a = -f^{abc}G^b\Lambda^c - \frac{1}{g}\partial\Lambda^a \tag{7.32}$$

$$\delta\rho^a = -f^{abc}\rho^b\Lambda^c, \tag{7.33}$$

isto é, o campo G^a transforma como um campo de gauge, enquanto ρ^a transforma como um campo de matéria na representação adjunta, tal como era de se esperar.

7.4 Dupla Produção de Technietas: Cálculos em Nível Partônico

O modelo apresentado na seção anterior foi introduzido no programa COMPHEP afim de estudar a produção dupla de technietas. Os diagramas de Feynman responsáveis por este processo podem ser vistos na figura 7.3.

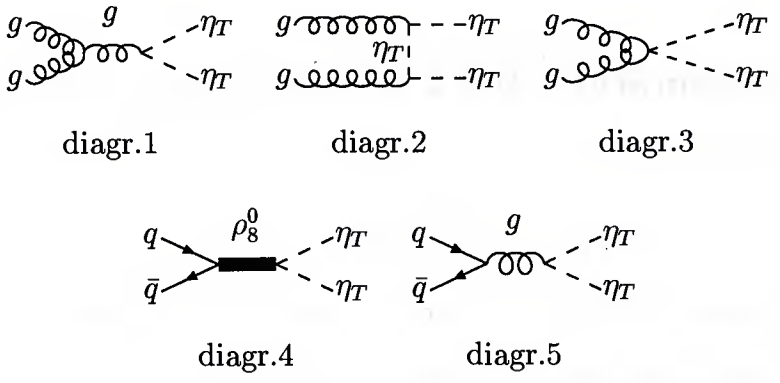

Figura 7.3: Diagramas de Feynman usados no cálculo da produção de dois technietas.

Notemos que pelo fato de não existir acoplamento $GG\rho$, o subprocesso $gg \to \eta_T\eta_T$ não é resonante, contrariamente ao que aparece nas referências [58] e [59]. Acreditamos, portanto, que os autores anteriores devem sobrestimar a seção de choque de produção de dois technietas. A resonância, porém, permanece no subprocesso $q\bar{q} \to \eta_T\eta_T$ (ver diagrama 4 na figura 7.3).

Antes de calcular a seção de choque para a dupla produção de technietas, devemos estimar a largura total de decaimento de technirho. Para isto, consideramos o decaimento de technirho em dois technietas, pares quark-

antiquark e pares de outros technipions tanto octeto como tripleto de cor. Por simplicidade, fixamos a massa dos technipions em 240 GeV e variamos, apenas, a massa do technieta no intervalo $M_{\eta_T} = 150 - 340$ GeV. O resultado é mostrado na figura 7.4. A largura foi calculada para três valores de massa do technirho, $M_\rho = 500$ GeV (curva contínua), 650 GeV (curva pontilhada) e 800 GeV (curva com cruzes).

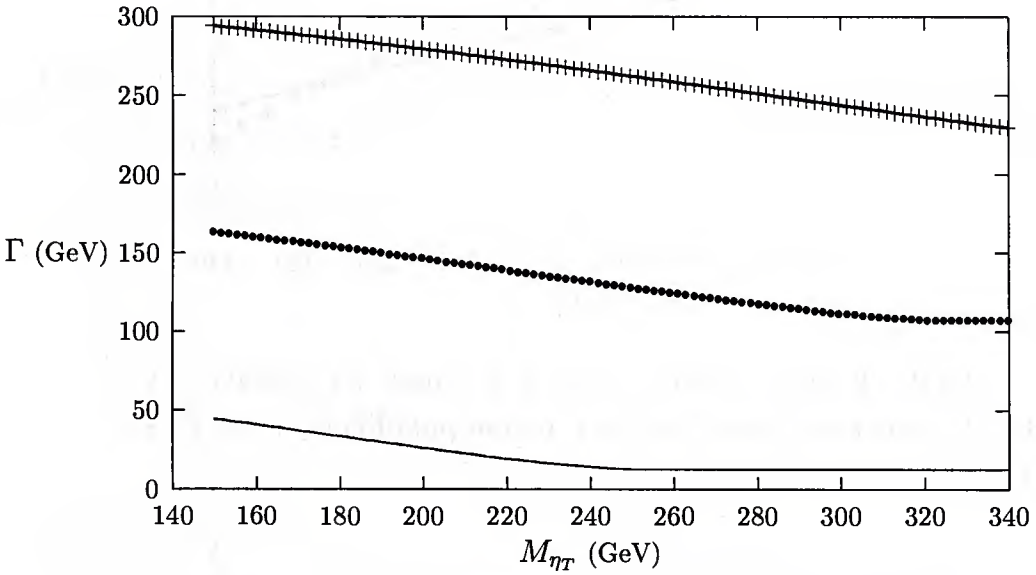

Figura 7.4: Largura total de decaimento do technirho, em função da massa do technieta, para $M_\rho = 500$ GeV (curva contínua), 650 GeV (curva pontilhada) e 800 GeV (curva com cruzes).

A continuação, usamos COMPHEP para calcular a seção de choque do processo $p\bar{p} \to 2\eta_T$ para $\sqrt{s} = 2000$ GeV. A função de distribuição de partons foi CTEQ4M. O resultado pode ser visto na figura 7.5. As três curvas representam os três valores de massa do technirho usadas no cálculo ($M_\rho = 500$

GeV (curva contínua), 650 GeV (curva pontilhada) e 800 GeV (curva com cruzes)).

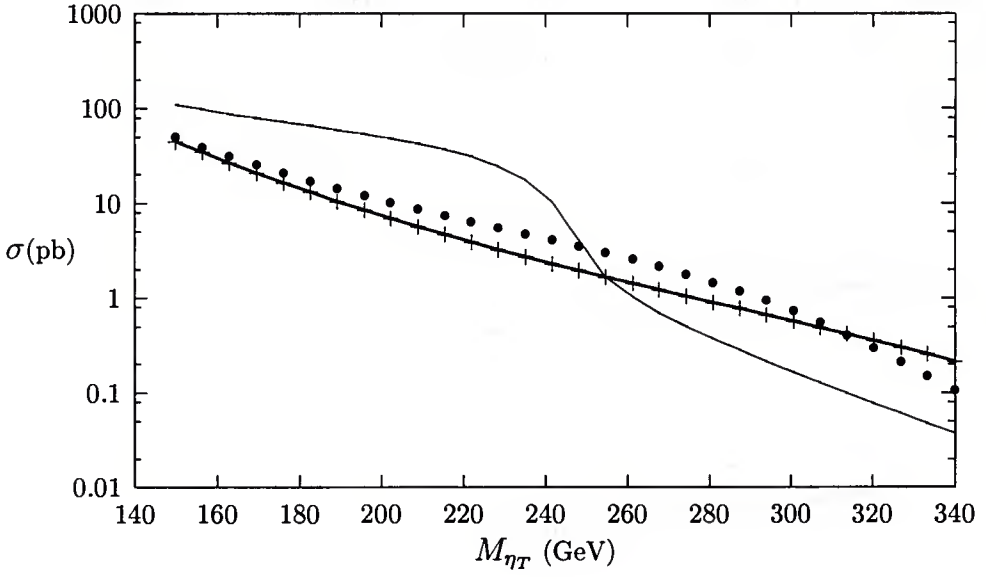

Figura 7.5: Seção de choque do processo $p\bar{p} \to 2\eta_T$ para $\sqrt{s} = 2000$ GeV e $M_\rho = 500$ GeV (curva contínua), 650 GeV (curva pontilhada) e 800 GeV (curva com cruzes).

Analisemos brevemente o caso do technirho com massa $M_\rho = 500$ GeV. Pelo fato de o technirho ser relativamente leve, a resonância domina a seção de choque e ele é produzido principalmente na camada de massa para logo decair. Mas para $M_{\eta_T} > 250$ GeV o canal $\rho_8 \to 2\eta_T$ é fechado e a seção de choque passa a ser dominada pelos diagramas não resonântes. Isto explica o ponto de inflexão que aparece para $M_{\eta_T} = 250$ GeV.

Podemos estimar a seção de choque do processo $p\bar{p} \to 2\eta_T \to \gamma\gamma gg$ através da expressão:

$$\sigma(p\bar{p} \to 2\eta_T \to \gamma\gamma gg) = \sigma(p\bar{p} \to 2\eta_T) \times (\mathrm{BR}(\eta_T \to \gamma g))^2 \tag{7.34}$$

onde $\mathrm{BR}(\eta_T \to \gamma g))$ é a razão de ramificação do decaimento $\eta_T \to \gamma g$. Para estimar seu valor usamos os acoplamentos descritos no capítulo anterior com $F_Q = 40$ GeV.

O resultado para a seção de choque $\sigma(p\bar{p} \to 2\eta_T \to \gamma\gamma gg)$ obtida a partir da equação (7.34) é mostrado na figura 7.6. Novamente três valores de massa para o technirho foram usados ($M_\rho = 500$ GeV (curva contínua), 650 GeV (curva pontilhada) e 800 GeV (curva com cruzes)).

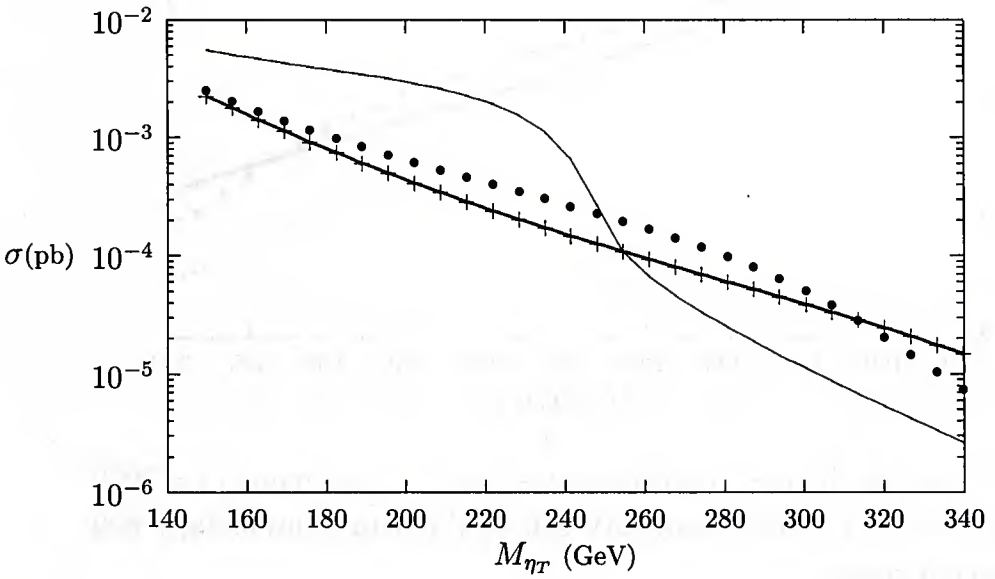

Figura 7.6: Seção de choque do processo $p\bar{p} \to 2\eta_T \to \gamma\gamma gg$ para $\sqrt{s} = 2000$ GeV e $M_\rho = 500$ GeV (curva contínua), 650 GeV (curva pontilhada) e 800 GeV (curva com cruzes).

Podemos ver que a seção de choque é bastante pequena e a observação deste processo parece grandemente desfavorecida no Tevatron (para uma luminosidade $\mathcal{L} = 2000$ pb^{-1} obteriamos, no melhor dos casos, entre 10 e 20 eventos).

Podemos então concentrar nossa atenção no processo $p\bar{p} \to 2\eta_T \to \gamma ggg$ que, se bem possui um background maior, oferece uma seção de choque cem vezes maior como podemos ver na figura 7.7.

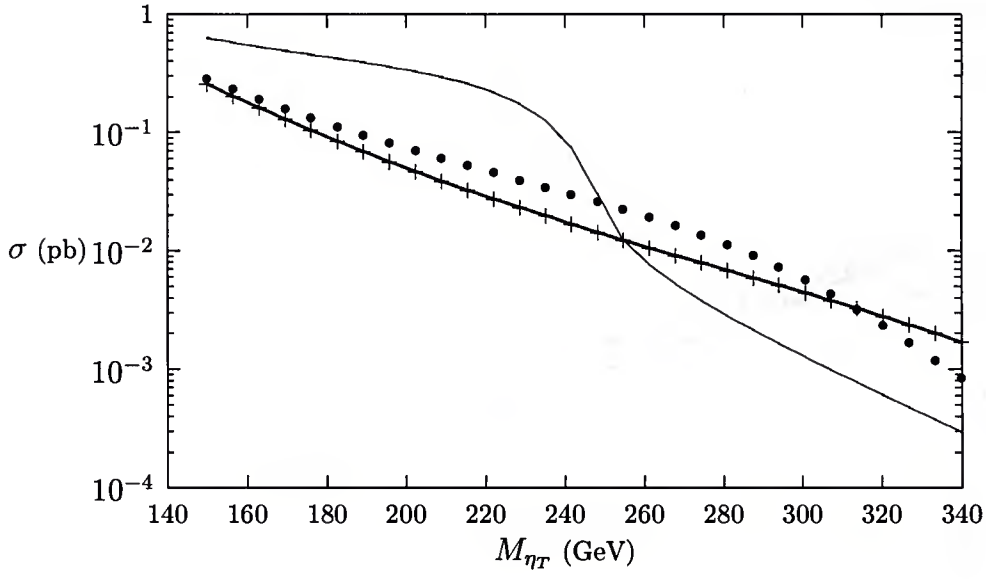

Figura 7.7: Seção de choque do processo $p\bar{p} \to 2\eta_T \to \gamma ggg$ para $\sqrt{s} = 2000$ GeV e $M_\rho = 500$ GeV (curva contínua), 650 GeV (curva pontilhada) e 800 GeV (curva com cruzes).

A seção de choque foi estimada pela relação:

$$\sigma(p\bar{p} \to 2\eta_T \to \gamma\gamma gg) = \sigma(p\bar{p} \to 2\eta_T) \times (\mathrm{BR}(\eta_T \to \gamma g)) \times (\mathrm{BR}(\eta_T \to gg)) \tag{7.35}$$

Apesar da seção de choque ainda ser pequena e o background ser mais importante, cortes cinemáticos (especialmente na massa invariante de fótons e jatos) podem ajudar a obter informação relevante acerca do sinal, principalmente na região dominada pela resonância. Porém, este estudo exige a realização de cálculos mais completos e detalhados que levem em conta efeitos tais como o "smearing" dos momentos dos fótons e jatos, e radiação do estado final e inicial.

Capítulo 8

Conclusão

Grande tem sido, nos últimos cinquenta anos, o avanço na tentativa humana de penetrar os segredos dos constituintes fundamentais da natureza e suas interações. O Modelo Padrão das interações eletrofracas junto com a Cromodinâmica Quântica descrevem, pelo menos em princípio, todos os fenômenos não gravitacionais até agora conhecidos. Há, porém, importantes perguntas que ainda devem ser respondidas. Elas dizem respeito, por exemplo, à origem da quebra de simetria e à física que se esconde por traz da hierarquia de massas observada no setor fermiônico.

A idéia de um mecanismo dinâmico que, na escala de alguns TeV, seja responsável pelos fenômenos acima mencionados, permanece como uma atrativa possibilidade teórica, apesar dos desafios impostos pelas medidas de precisão do LEP. Na verdade, o que estes desafios tem mostrado é a extrema dificuldade de construir uma teoria completa do sabor.

Neste trabalho estudamos consequências fenomenológicas de alguns modelos baseados na idéia de quebra dinâmica da simetria eletrofraca.

Em primeiro lugar, levantamos a possibilidade de que um exceso de eventos do tipo $\gamma\gamma + \not{E}$, em aceleradores leptônicos, geralmente considerado um sinal característico de supersimetria, pudesse ser produzido no contexto de modelos de quebra dinâmica da simetria eletrofraca. Se bem é verdade que o modelo específico que analisamos não permite, com seu espaço de parâmetros disponível, grandes desvios das previsões do Modelo Padrão, modelos mais gerais que incluam vertices como γWV * podem gerar desvios maiores. Um exemplo de tal tipo de modelo pode ser achado na referência [60].

Em segundo lugar, estudamos a produção de techniômega no NLC e o sinal associado ao processo $e^+e^- \to \omega_T \to W^+W^-Z$. Mediante uma análise independente de modelo mostramos que este tipo de acelerador, rodando próximo a ressonância pode ser útil para produzir e observar o techniômega em quantidades tais que permitiriam um estudo detalhado de suas propriedades, ajudando a determinar o modelo subjacente.

Em terceiro lugar estudamos a produção de um ressonância escalar octeto de cor (technieta) no Tevatron e sua observação através do canal $p\bar{p} \to \eta_T \to \gamma + \text{jet}$. Fizemos uma análise realística levando em consideração os efeitos de "smearing" dos momentos do fóton e do jato, e a radiação do estado inicial e final. Mostramos que é possível no Tevatron Run II a observação de technietas com massa de até $M_{\eta_T} = 275$ GeV, enquanto que os dados experimentais poderão excluir valores de massa de até $M_{\eta_T} = 320$ GeV.

Finalmente, ao estudar a produção dupla de technietas, realizamos um exame crítico da forma em que o princípio dominância vetorial é tradicional-

*onde, lembremos, V representa os novos bósons vetorias previstos nestes modelos

mente aplicado quando há interações não abelianas envolvidas. Para superar esta dificuldade metodológica, construimos um modelo baseado nos princípios de invariância local de gauge e dominância vetorial afim de descrever a interação de technirhos e technietas com quarks e glúons. O modelo não modifica os acoplamentos de QCD e, portanto, é consistente com a fenomenologia de baixas energias. Com o auxílio deste modelo, realizamos cálculos, em nível de partons, da produção dupla de technietas no Tevatron. As seções de choque para os processos $p\bar{p} \to 2\eta_T \to \gamma\gamma gg$ e $p\bar{p} \to 2\eta_T \to \gamma ggg$ foram estimadas. Os seus reduzidos valores mostra que devem ser introduzidos cortes cinemáticos afim de obter informação relevante do sinal. Isto aponta para a necessidade de realizar cálculos mais detalhados que levem em conta efeitos tais como o "smearing" dos momentos dos fótons e jatos, e radiação do estado final e inicial.

Concluimos afirmando a importância de estudar a fenomenologia de modelos alternativos de quebra de simetria eletrofraca, na esperança de que novos dados experimentais possam nos trazer um conhecimento mais claro da estrutura fundamental da natureza.

Bibliografia

[1] Sobre a descoberta dos bósons $W^{\pm}$: UA1 Collaboration, *Phys. Lett.* **B122** (1983) 103;UA2 Collaboration, *Phys. Lett.* **B122** (1983) 476;UA1 Collaboration, *Phys. Lett.* **B129** (1983) 273;UA1 Collaboration, *Phys. Lett.* **B134** (1984) 469. Sobre a descoberta do bóson Z^0: UA1 Collaboration, *Phys. Lett.* **B126** (1984) 398;UA1 Collaboration, *Phys. Lett.* **B147** (1984) 241.

[2] S.L Galshow,*Nucl. Phys.***22**(1961)579; A. Salam and J.C. Ward *Phys. Lett.***13**(1964)168; S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264; A. Salam in *Elementary particle physics (Nobel Symp No 8).* (ed. NSvartholm). Almqvist and Wilsell, Stockholm (1968).

[3] G. Altarelli, hep-ph/9611239

[4] S.W. Hawking, *Phys. Rev.* **D53** (1996) 3099-3107; S.W. Hawking and S.F. Ross, *Phys. Rev.* **D56** (1997) 6403-6415

[5] Y. Golfand and E. Likhtman, *JETP Lett.* **13**, (1971)323; D. Volkov and V. Akulov, *Phys. Lett.* **B46** (1973) 109; J. Wess and B Zumino, *Nucl. Phys.* **B70** (1974) 39.

[6] M. Drees, hep-ph/9611409

[7] X. Tata, Anais da IX Escola de Verão Jorge André Swieca de Partículas e Campos (1997), hep-ph/9706307.

[8] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. Dvali,*Phys. Lett.* **B429** (1998) 263.

[9] S. Weinberg, *Phys. Rev.* **D19** (1979) 1277.

[10] L. Susskind, *Phys. Rev.* **D20** (1979) 2619.

[11] E. Farhi and L. Susskind, *Phys. Rev.* **D20** (1979) 3404.

[12] R. S. Chivukula, R. Rosenfeld, E. H. Simmons and J. Terning, in *Electroweak Symmetry Breaking and Beyond the Standard Model*, edited by T. Barklow, S. Dawson, H. E. Haber, and J. Siegrist, World Scientific.

[13] S. Dimopoulos and L. Susskind, *Nucl. Phys.* **B155** (1979) 237; E. Eichten and K. D. Lane, *Phys. Lett.* **B90** (1980) 125.

[14] S. Dimopoulos, *Nucl. Phys.* **B168** (1980) 69.

[15] R. Dashen, *Phys. Rev.* **183** (1969) 1245.

[16] S. Raby, S. Dimopoulos and L. Susskind, *Nucl. Phys.* **B169** (1980) 373.

[17] C. Caso *et al.*, *The European Physical Journal* **C3**(1998)1.

[18] M. E. Peskin and T. Takeuchi, *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 1285.

[19] E. H. Simmons, *Nucl. Phys.* **B312** (1989) 253;
A. Kagan and S. Samuel, *Phys. Lett.* **B252** (1990) 605.

[20] T. Appelquist, M. Einhorn, T. Takeuchi, and L.C.R. Wijewardhana,*Phys. Lett.* **220B**, 223 (1989);
V.A. Miransky and K. Yamawaki, *Mod. Phys. Lett.* **A4**, 129 (1989);
K. Matumoto *Prog. Theor. Phys. Lett.* **81**, 277 (1989) .

[21] B. A. Dobrescu, *Nucl. Phys.* **B449** (1995) 462.

[22] B. A. Dobrescu and E. H Simmons, *Phys. Rev.* **D59** (1999) 015014.

[23] B. Holdom, *Phys. Rev* **D24** (1981) 1441;
B. Holdom, *Phys. Lett.* **B150** (1985) 301; K. Yamawaki, M. Bando, and K. Matumoto, *Phys. Rev. Lett.***56** (1986) 1335;
T. Appelquist, D. Karabali, and L.C.R. Wijewardhana, *Phys. Rev.Lett. 57* (1986) 957; T. Appelquist and L.C.R. Wijewardhana, *Phys. Rev* **D35** (1987) 774;
T. Appelquist and L.C.R. Wijewardhana, *Phys. Rev* **D36** (1987) 568.

[24] R. Fukuda and T. Kugo, *Nucl. Phys.* **B117**, 250 (1976);
K. Higashijima *Phys.Rev.* **D29** 1228, (1984).

[25] T. Appelquist and J. Terning, *Phys. Lett.* **B315** (1993) 139.

[26] K. Lane and E. Eichten, *Phys. Lett.* **B222** (1989) 274.

[27] C. T. Hill,*Phys. Lett.* **B266** (1991) 419.

[28] C. T. Hill,*Phys. Lett.* **B345** (1995) 483.

[29] R.S. Chivukula, B.A. Dobrescu, H. Georgi and C.T. Hill, *Phys. Rev.* **D59** (1999) 075003.

[30] G. Burdman and N. Evans, *Phys. Rev.* **D59** (1999) 035001.

[31] M. Bando, T. Kugo e K. Yamawaki, *Phys. Rep.* **164** (1988) 217.

[32] R. Casalbuoni, S. De Curtis, D. Dominici and R. Gatto, *Phys. Lett.* **B155** (1985) 95; *Nucl. Phys.* **B282** (1987) 235;
R. Casalbuoni, P. Chiappetta, A. Deandrea, D. Dominici and R. Gatto, *Zeit. für Physik* **C60** (1993) 315;
R. Casalbuoni, P. Chiappetta, S. De Curtis, F. Feruglio, R. Gatto, B. Mele and J. Terron, *Phys. Lett.* **B249** (1990) 130;
R. Casalbuoni, P. Chiappetta,M.C. Cousinou, S. De Curtis, F. Feruglio, R. Gatto, *Phys. Lett.* **B253** (1991) 275;
L. Antichini,R. Casalbuoni and S. De Curtis,*Phys. Lett.* **B348** (1995) 521;
Para uma revisão recente consultar D. Dominici,*Nuovo Cim.* **A20** (1997) 1.

[33] G.L Kane,*Nucl.Phys.Proc.Suppl. 62 (1998) 144-151*;
ALEPH Collaboration, Abstract number 620 presented at EPS-HEP Conference, Jerusalem, August 1997;
OPAL Collaboration,*Eur.Phys.J. C2 (1998) 607-625.*

[34] A.R. Zerwekh and R. Rosenfeld, *Modern Physics Letters* **A14**(1999)35-41.

[35] T. Stelzer and W. F. Long, *Comput. Phys. Commun.* **81** (1994) 357.

[36] H. Murayama, I. Watanabe and K. Hagiwara, KEK report No. 91-11 (unpublished).

[37] S. Mrenna, preprint ANL-HEP-PR-97-27, hep-ph/9705441.

[38] E.E. Boos, M.N. Dubinin, V.A. Ilyin, A.E. Pukhov,V.I. Savrin *COMPHEP: Specialized Package for Automatic Calculations of Elementary Particle Decays and Collisions*, SNUTP-94-116.

[39] D. Dominici,*Nuovo Cim.* **A20** (1997) 1.

[40] R.Rosenfeld and J.L. Rosner, *Phys. Rev.***D38**(1988)1530.

[41] M. Golden and S. Sharpe, *Nucl. Phys.* **B261** (1985) 217.

[42] R.S Chivukula and M.Golden, *Phys. Rev.* **D41** (1990) 2795.

[43] R. Rosenfeld and A. R. Zerwekh, *Phys. Lett.* **B418** (1998) 329-334.

[44] J. M. Cornwall, D. N. Levin and G. Tiktopoulos, *Phys. Rev.* **D10** (1974) 1145; **D11** (1975), 972(E); M. S. Chanowitz and M. K. Gaillard, *Nucl. Phys.* **B261** (1985) 379.

[45] S. Rudaz, *Phys. Lett.* **145B** (1984) 381.

[46] A. Miyamoto, preprint KEK-95-185, presented at the Third Workshop on Physics and Experiments with e^+ e^- Linear Colliders (LCWS95), Iwata, Japan, 8-12 September, 1995.

[47] E. Eichten, K. Lane and J. Womersley, *Phys. Lett.* **B420** (1997) 305-311

[48] T. Appelquist and G. Triantaphyllou, *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992) 2750.

[49] E. Eichten and K. Lane,*Phys. Lett.* **B327** (1994) 129.

[50] F. Hayot and O. Napoly, *Zeit. für Physik* **C7** (1981) 229.

[51] A. Belyaev, R. Rosenfeld and A. R. Zerwekh, *Phys. Lett.* **B462** (1999) 150-157.

[52] S. L. Adler, *Phys. Rev.* **177** (1969) 2426; J. S. Bell and R. Jackiw, *Nuovo Cim.* **A60** (1969) 47.

[53] J. Ellis, M. K. Gaillard, D. V. Nanopoulos and P. Sikivie, *Nucl. Phys.* **B182** (1981) 529.

[54] F. Hayot and O. Napoly, *Zeit. für Physik* **C7** (1981) 229.

[55] H. L. Lai et al., CTEQ Collab., *Phys. Rev.* **D55** (1997) 1280.

[56] T. Sjöstrand, *Comput. Phys. Commun.* **82** (1994) 74.

[57] S. Abachi *et. al*, *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 5011.

[58] E. Eichten, I. Hinchliffe, K. D. Lane and C. Quigg, *Phys. Rev.* **D34** (1986) 1547.

[59] K. D. Lane and M. V. Ramana, *Phys. Rev.* **D44** (1991) 2678.

[60] R. Rosenfeld, *Phys. Rev.* **D50** (1994) 4283.