Defesa em 21/09/87

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA

PRODUÇÃO DE PARTÍCULAS PESADAS EM COLISÕES HADRÔNICAS

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
1008
ex. 1
INSTITUTO DE FÍSICA

Sérgio Ferraz Novaes

SBI-IFUSP
305M610T1008

Tese apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Doutor.

Orientador:

Doutor Carlos Ourivio Escobar

SÃO PAULO

1987

539.757
N935p
D
ex. 1

FICHA CATALOGRÁFICA

Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Novaes, Sérgio Ferraz
Produção de partículas pesadas em colisões hadrônicas. São Paulo, 1987.

Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Departamento de Física Matemática.
Área de Concentração: Física das Partículas Elementares.
Orientador: Prof. Dr. Carlos O. Escobar

Unitermos: 1. Fenomenologia das interações eletrofracas; 2. Colisões hadrônicas a altas energias; 3. Fusão de bosons vetoriais massivos; 4. Leptons pesados; 5. Boson de Higgs.

USP/IF/SBI - 24/87

AGRADECIMENTOS

Diversas pessoas tiveram uma participação imprescindível no desenvolvimento deste trabalho. Correndo o risco de cometer omissões, gostaria de expressar minha sincera gratidão aos Doutores Adriano Natale, Carlos Escobar, Dominique Spehler, Gil Marques, Oscar Éboli, Ruben Aldrovandi e Vicente Pleitez.

Gostaria, também, de agradecer a hospitalidade do Instituto de Física Teórica, onde a maior parte deste trabalho foi realizada, bem como à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo e ao Departamento de Física Matemática do Instituto de Física da Universidade de São Paulo, pelo apoio financeiro.

RESUMO

Apesar do expressivo acordo experimental obtido pelo modelo padrão das interações eletrofracas, algumas questões permanecem abertas. Em particular, o número existente de gerações fermiônicas e seu espectro de massa não são preditos pelo modelo de Glashow-Weinberg-Salam, além do fato de o boson de Higgs, ingrediente fundamental do modelo, não haver sido ainda descoberto.

Neste trabalho procuramos investigar a produção de partículas pesadas em colisões hadrônicas a altas energias. Examinamos mecanismos de produção de uma nova geração leptônica, através da fusão de bosons vetoriais intermediários, a produção de um par de bosons de Higgs padrão e de bosons de Higgs carregados, preditos pela versão mínima do modelo padrão supersimétrico.

ABSTRACT

The standard model of electroweak interactions is in remarkable agreement with the present experimental results. Nevertheless, some open questions still remain . For instance, the number of fermions generations and its mass spectrum are not predicted by the Glashow-Weinberg-Salam model, and the Higgs boson, an essential ingredient of the theory, has not been discovered yet.

In this work, we investigate the production of heavy particles in hadronic collisions at high energies. We examine some intermediate vector boson fusion mechanisms for the production of a new generation of leptons. We also study the production of a standard Higgs boson pair and of charged Higgs bosons of minimal supersymmetrical version of the standard model.

ÍNDICE

1. INTRODUÇÃO 1

2. APROXIMAÇÃO DE WEIZSÄCKER-WILLIAMS GENERALIZADA . 6

Aproximação do Foton Equivalente 6

Aproximação do W Efetivo 13

3. PRODUÇÃO DE LEPTONS PESADOS ATRAVÉS DA FUSÃO DE BOSONS VETORIAIS 24

Preliminares 24

A produção de L^+L^- e $L^{\pm}\overset{(-)}{\nu}_L$ 29

Conclusões 51

4. O TEOREMA DA EQUIVALÊNCIA E A PRODUÇÃO DE UM PAR DE BOSONS DE HIGGS..... 53

Teorema da Equivalência 53

Produção de um par de bosons de Higgs padrão 60

Produção de bosons de Higgs carregados 70

5. CONCLUSÃO 77

APÊNDICE A - O PROCESSO DE DRELL-YAN 79

APÊNDICE B - CINEMÁTICA, POLARIZAÇÕES E AMPLITUDES INVARIANTES 87

APÊNDICE C - REGRAS DE FEYNMAN PARA OS ACOPLAMENTOS HIGGS-GOLDSTONE NO MODELO SUPERSIMÉTRICO MÍNIMO 94

REFERÊNCIAS 99

1. INTRODUÇÃO

O modelo padrão das interações eletrofracas de Glashow-Weinberg-Salam vem obtendo excelente acordo experimental em todos os testes pelos quais vem sendo submetido. Em particular, a predição das interações de corrente neutra, e, mais recentemente, a descoberta dos bosons vetoriais intermediários das interações fracas $W^{\pm}$ e Z^{o}, com as propriedades esperadas, são evidências experimentais que aumentam a confiança no modelo padrão.

A descrição das interações eletrofracas é implementada pelo modelo, através de uma teoria de gauge baseada no grupo de simetria $SU(2)_L \times U(1)_Y$, o qual é quebrado espontaneamente pelo mecanismo de Higgs. Os constituintes fundamentais da matéria - leptons e quarks - são agrupados em famílias fermiônicas, nas quais as componentes de quiralidade esquerda aparecem como dubletos do grupo $SU(2)_L$, enquanto as componentes de quiralidade direita são singletos. Este padrão é repetido seqüencialmente de forma a englobar as três gerações conhecidas: $[(\nu_e, e);(u,d)]$, $[(\nu_\mu,\mu);(c,s,)]$ e $[(\nu_\tau,\tau);(t,b)]$. Todos os fermions são assumidos pontuais e sem estrutura; apenas o quark t, cuja existência é essencial para o cancelamento das anomalias axiais, ainda não teve sua descoberta experimental confirmada.

A interação eletrofraca atua de maneira indistinta para todas as gerações, e é mediada pelos bosons de gau

ge massivos $W^{\pm}$, Z^{o} e pelo foton. Além dos fermions e dos campos de gauge, são introduzidos escalares fundamentais que interagem com os bosons vetoriais e com os fermions, através de acoplamentos de gauge e de Yukawa, respectivamente. A introdução deste setor escalar é imprescindível, uma vez que a simetria deve ser quebrada espontaneamente para $U(1)_{EM}$, fazendo com que os bosons vetoriais intermediários da interação fraca adquiram massa. Desta forma, o modelo, na sua versão mínima, prediz a existência de um boson escalar neutro, cuja massa é um parâmetro livre.

Apesar do expressivo sucesso alcançado, algumas questões não encontram explicação dentro do modelo padrão. Em particular, tanto o número de gerações como o espectro de massa dos fermions não são preditos. Embora o modelo padrão seja capaz de incorporar, de uma maneira natural, novas gerações seqüenciais, não explica o fato de se repetirem. Assim, fica aberta a possibilidade de existência de novos leptons e quarks, cujas massas não seriam ainda acessíveis experimentalmente.

Por outro lado, o setor de Higgs permanece o mais desconhecido do modelo. Não se sabe quantos dubletos escalares devem ser introduzidos, nem se dispõe de conhecimentos sobre a massa dos Higgs físicos. A descoberta do boson de Higgs poderá vir a ser um resultado decisivo para o modelo de Glashow-Weinberg-Salam, uma vez que esclarecerá se o mecanismo de Higgs é o responsável pela geração de massa dos bosons vetoriais intermediários.

A utilização de aceleradores a altas energias é uma das maneiras de investigar estes pontos e de testar novos modelos. As máquinas de colisão do tipo e^+e^-, por possuírem estados iniciais mais simples, levam, a priori, a estados finais melhor identificáveis; entretanto, a perda de energia sincrotrônica (que depende do inverso da quarta potência da massa) limita bastante a energia que pode ser atingida em colisões e^+e^-, com anéis convencionais.

Outra alternativa para a investigação de processos a altas energias é fornecida pelas colisões $p\overset{(-)}{p}$. Neste caso, apesar de a energia do feixe ser compartilhada pelos constituintes dos hadrons, energias substancialmente mais altas podem ser alcançadas.

O FERMILAB já está operando o TEVATRON, uma máquina de colisão $p\bar{p}$, que deverá atingir uma energia de 1,8 TeV no centro de massa. No entanto, o projeto mais ousado é certamente o Superconducting Super Collider (SSC), que deverá ser construído na próxima década, nos Estados Unidos. O SSC será uma máquina de colisão proton-proton, importante na investigação da escala 1 TeV, pois deverá atingir uma energia de 40 TeV no centro de massa dos hadrons, com uma luminosidade de $10^{33} cm^{-2} seg^{-1}$.

Neste trabalho pretendemos investigar a produção de novas partículas pesadas em colisões hadrônicas a altas energias, particularmente alguns mecanismos para a produção de uma possível quarta geração leptônica (ν_L,L). Como já

dissemos, o modelo padrão das interações eletrofracas incorpora naturalmente novas gerações fermiônicas, e é dentro dos limites deste modelo que fazemos nossas previsões, assumindo a existência de uma nova geração com o lepton carregado pesado ($M_L > M_W$) e seu companheiro neutro ν_L, sem massa.

A produção leptônica, em colisões hadrônicas, é obtida usualmente pelo mecanismo de Drell-Yan. Neste tipo de processo, é a fusão de quarks que dá origem ao par L^+L^- ou $L^{\pm}\overset{(-)}{\nu}$, através da troca de um foton, Z^o ou $W^{\pm}$.

No entanto, a recente generalização da aproximação de Weizsäcker-Williams para o caso de bosons vetoriais massivos permitiu encarar os bosons $W^{\pm}$ e Z^o como partons constituintes dos hadrons, possibilitando o estudo de processos envolvendo a fusão de bosons vetoriais em colisões hadrônicas.

Tratamos de alguns mecanismos de fusão de bosons vetoriais que levam à produção de pares leptônicos L^+L^- e $L^{\pm}\overset{(-)}{\nu}$, em colisões proton-proton. Processos do tipo $pp \to VV \to L^+L^-(L^{\pm}\overset{(-)}{\nu})$ são examinados, considerando-se os bosons vetoriais $V=W^{\pm}$ ou Z na camada de massa e com estados de polarização transversal e longitudinal. A função de distribuição dos bosons vetoriais nos protons é calculada, fazendo uso da aproximação de Weizsäcker-Williams generalizada.

Investigamos, também, a possibilidade de produzir-se um par de bosons de Higgs, através de mecanismos de fusão de bosons vetoriais e de fusão de gluons em colisões proton-proton. Nossa análise é estendida para o caso da produção

de um par de bosons de Higgs carregados, preditos pela versão supersimétrica mínima do modelo padrão.

Procuramos, então, ressaltar a importância dos processos de fusão de bosons vetoriais massivos, na produção de novas partículas pesadas, em colisões hadrônicas. No próximo capítulo, apresentamos a aproximação de Weizsäcker-Williams para o caso do foton e sua recente generalização, para o caso de bosons vetoriais massivos, a qual nos permitiu tratá-los como partons constituintes dos hadrons. Em seguida, tratamos da produção de leptons pesados, através da fusão de bosons vetoriais massivos. Nossos resultados são comparados com as seções de choque do processo de Drell-Yan e da fusão de fotons, para produção leptônica. No capítulo 4, abordamos o Teorema da Equivalência, que relaciona amplitudes envolvendo bosons vetoriais longitudinais e bosons de Goldstone. Seus resultados são aplicados no cálculo de seções de choque elementares, para a produção de um par de bosons de Higgs padrão, isto é, pertencente à versão mínima do modelo de Glashow-Weinberg-Salam. Ainda neste capítulo, analisamos vários processos de fusão de bosons vetoriais que levam à produção de bosons de Higgs carregados. Nossas conclusões são apresentadas no quinto e último capítulo. Os apêndices incluem uma descrição do processo de Drell-Yan (Apêndice A), as principais definições cinemáticas e amplitudes invariantes dos processos calculados no capítulo 3 (Apêndice B), e as regras de Feynman dos acoplamentos Higgs-Goldstone, necessárias para a aplicação do Teorema da Equivalência a processos envolvendo Higgs carregados no modelo padrão supersimétrico (Apêndice C).

2. APROXIMAÇÃO DE WEIZSÄCKER-WILLIAMS GENERALIZADA

Neste capítulo examinaremos o método do foton equivalente e sua generalização, para o caso de um boson vetorial massivo.

APROXIMAÇÃO DO FOTON EQUIVALENTE

O método do foton equivalente ou aproximação de Weizsäcker-Williams[1] explora a similitude entre o campo produzido por uma partícula carregada ultra-relativística e a radiação eletromagnética, interpretada como um fluxo de fotons com determinado espectro de freqüências. Desta forma, os efeitos da colisão de partículas carregadas relativísticas com determinado sistema são reduzidos aos efeitos da interação destes fotons com o mesmo sistema.

Deve-se a Fermi[2] a idéia inicial do método do foton equivalente. Em 1924, ele utilizou este procedimento no cálculo da ionização de átomos por partículas alfa. Posteriormente, o mesmo método foi desenvolvido por Weizsäcker,[3] Williams[4] e Landau e Lifshitz[5] e aplicado no cálculo de seções de choque de partículas relativísticas carregadas.

A aproximação de Weizsäcker-Williams mostrou ser um instrumento bastante útil para o cálculo de seções de choque de ordem mais alta em QED, na aproximação de pequenos

ângulos de espalhamento. Para partículas a altas energias, estas seções de choque podem ser escritas como uma convolução da probabilidade de a partícula emitir um foton com a correspondente seção de choque, envolvendo este mesmo foton, como veremos a seguir.

Vamos comparar os processos representados pelos diagramas da Figura 1.

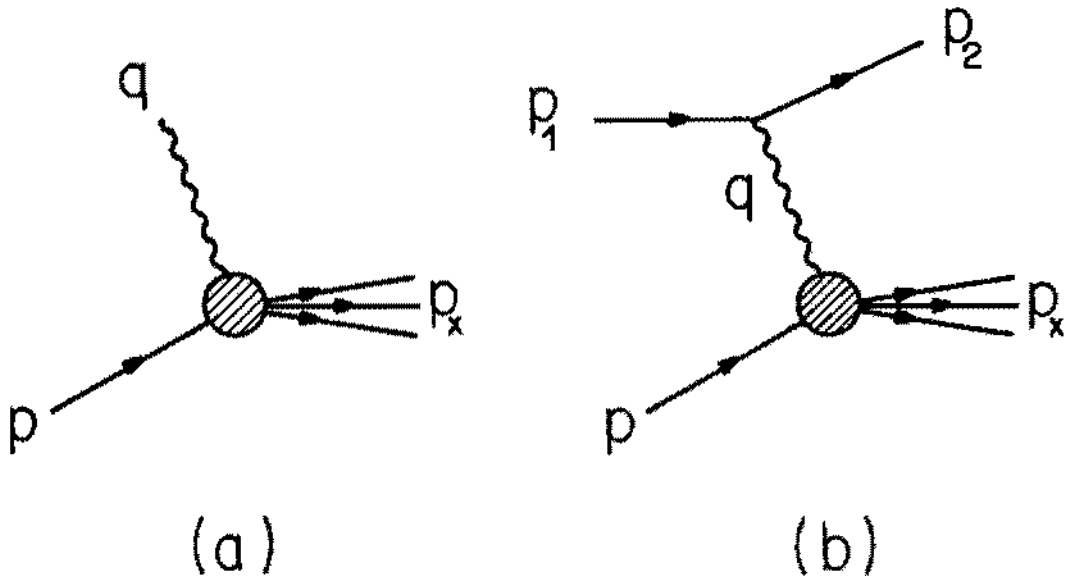


Figura 1

O primeiro diagrama representa a colisão de uma partícula de momento (p) com um foton (q), resultando na produção de um conjunto de partículas (p_x). O segundo diagrama representa o espalhamento de uma partícula (p_1) por outra (p), dando origem ao mesmo grupo de partículas (p_x), enquanto a partícula inicial adquire um momento p_2. Este pro

cesso é equivalente à colisão da partícula (p) com um foton virtual (q).

Se q^2 é pequeno, a diferença entre os fotons virtual e real é pequena e a seção de choque do processo (b) pode ser escrita em termos da seção de choque do processo (a). Tal situação ocorre se a partícula (p_1) é ultra-relativística. Neste caso, o campo eletromagnético da partícula carregada (8-1) é quase transversal e, portanto, equivalente a um pulso de radiação eletromagnética. Acompanharemos, então, de perto, a análise de Brodsky, Kinoshita e Terazawa[6] e Kajantie[7].

Vamos escrever o vértice efetivo do primeiro diagrama como $-i\sqrt{E}\, M_\mu$, onde E é a energia da partícula de quadrimomento p. Assim, a matriz invariante para o processo (a) fica:

$$\mathcal{M}_a = -i\sqrt{E}\, M_\mu \epsilon_i^\mu \tag{2.1}$$

Tomando a média sobre os estados de spin do fermion e sobre as duas polarizações transversais do foton, o módulo ao quadrado da amplitude invariante é dado por:

$$|\mathcal{M}_a|^2 = \frac{E}{4} \sum_{i=1,2} |M \cdot \epsilon^i|^2 \tag{2.2}$$

e a seção de choque diferencial, no referencial de repouso de p, fica:

$$d\sigma_a = \frac{1}{16 E_q} \sum_{i=1,2} |M \cdot \epsilon^i|^2 \, d\Gamma_X \tag{2.3}$$

sendo E_q a energia do foton, e onde definimos o espaço de fase invariante do estado p_X por:

$$d\Gamma_X = \prod_X \frac{d^3 p_X}{(2\pi)^3 2E_X} (2\pi)^4 \delta^4(p + q - p_X) \tag{2.4}$$

No processo da Figura 1(b), a matriz invariante é dada por:

$$\mathscr{M}_b = -ie \frac{\sqrt{E}}{q^2} \bar{u}(p_2) \not{\epsilon}^j u(p_1) M \cdot \epsilon^i \tag{2.5}$$

e seu módulo ao quadrado somado sobre os spins finais e tomada a média sobre os iniciais fica:

$$|\mathscr{M}_b|^2 = e^2 \frac{E}{q^4} \left[2(p_1 \cdot \epsilon^j)(p_2 \cdot \epsilon^j) - \frac{q^2}{2} \delta^{ij} \right] (M \cdot \epsilon^j)^\dagger (M \cdot \epsilon^i) \tag{2.6}$$

enquanto a seção de choque diferencial se escreve:

$$d\sigma_b = \frac{e^2}{4E_1 q^4}\left[2(p_1\cdot\epsilon^j)(p_2\cdot\epsilon^j) - \frac{q^2}{2}\delta^{ij}\right] (M\cdot\epsilon^j)^\dagger(M\cdot\epsilon^i)\frac{d^3p_2}{(2\pi)^3\,2E_2}\,d\Gamma_X \qquad (2.7)$$

Chamando de θ o ângulo entre $\vec{p}_1$ e $\vec{p}_2$, e somando sobre as polarizações do foton no gauge de Coulomb, obtemos:

$$d\sigma_b = \frac{e^2}{4E_1 q^4}\left[\frac{E_1^2 E_2^2}{|q|^2}\,\mathrm{sen}^2\theta - \frac{q^2}{2}\right]\frac{d^3p_2}{(2\pi)^3\,2E_2}\cdot\sum_{i=1,2}|M\cdot\epsilon^i|^2\,d\Gamma_X \qquad (2.8)$$

Podemos agora escrever esta seção de choque em termos da seção de choque do processo da Figura 1(a), uma vez que:

$$\sum_{i=1,2}|M\cdot\epsilon^i|^2\,d\Gamma_X = 16E_q\,d\sigma_a$$

onde:

$$\sigma_b = \int\left\{\frac{\alpha}{\pi^2}\cdot\frac{E_q}{E_1E_2q^4}\left[\frac{E_1^2E_2^2}{|q|^2}\,\mathrm{sen}^2\theta - \frac{q^2}{2}\right]\right\}d^3p_2\sigma_a \qquad (2.9)$$

Assumindo que o foton carregue uma fração x do quadrimomento p_1, podemos escrever:

$$E_q = xE_1, \quad E_2 = (1-x)E_1 \tag{2.10}$$

e

$$d^3p_2 \cong 2\pi E_2^2\, dE_2\, d(\cos\theta) = -2\pi(1-x)^2 E_1^2\, dx\, d(\cos\theta) \tag{2.11}$$

de tal forma que (2.9) pode ser escrita como:

$$\sigma_b(E_1) = \int_0^1 dx \left\{ \frac{2\alpha}{\pi} \int_{-1}^{1} \frac{x(1-x)E_1^2}{q^4} \left[\frac{(1-x)^2 E_1^4}{|q|^2} \operatorname{sen}^2\theta - \frac{q^2}{2} \right] d(\cos\theta) \right\} \sigma_a(xE_1) \tag{2.12}$$

Obtivemos, assim, a seção de choque do processo (b) como uma convolução da probabilidade de a partícula p_1 radiar um foton, com fração de momento x, com a seção de choque de $\gamma+p\to p_X$ (processo (a)), e esta distribuição de probabilidade deve ser dada por:

$$A_f(x) = \frac{2\alpha}{\pi} x(1-x)E_1^2 \cdot \int_{-1}^{1} \frac{d(\cos\theta)}{q^4} \left[\frac{(1-x)^2 E_1^4}{|q|^2} \operatorname{sen}^2\theta - \frac{q^2}{2} \right] \tag{2.13}$$

onde:

$$q^2 = (p_1 - p_2)^2 \cong -2(1-x)E_1^2(1-\cos\theta) - \frac{m^2x^2}{(1-x)}$$
$$|q|^2 \cong E_1^2[1 + (1-x)^2 - 2(1-x)\cos\theta] \qquad (2.14)$$

Dessa forma, podemos ver que, para x fixo, mesmo na direção frontal ($\theta \sim 0$), o foton está fora da camada de massa, por um termo proporcional a m^2, onde m é a massa da partícula $p_{1(2)}$.

Integrando (2.13) em $\cos\theta$, obtemos:

$$A_f(x) = \frac{\alpha}{2\pi x}\left\{[1 + (1-x)^2]\log\frac{E_1^2}{m^2} - 2(1-x) + (2-x)^2\log\left[\frac{2(1-x)}{2-x}\right] + x^2\log\left[\frac{2(1-x)}{x}\right]\right\}$$

ou, tomando apenas o termo dominante a altas energias ($E_1 >> m$), obtemos:

$$A_f(x) \cong \frac{\alpha}{2\pi}\cdot\frac{[1 + (1-x)^2]}{x}\cdot\log\left(\frac{E_1^2}{m^2}\right) \qquad (2.15)$$

que é a probabilidade de encontrar um foton de energia xE_1 em um fermion de energia E_1.

APROXIMAÇÃO DO W EFETIVO

Recentemente, Kane, Repko e Rolnick[8], e Dawson[9] estenderam o método de Weizsäcker-Williams, de modo a torná-lo aplicável no caso dos bosons vetoriais intermediários da interação fraca $W^{\pm}$ e Z^{o}.

O tratamento dos bosons vetoriais massivos difere do caso sem massa, essencialmente pelo fato de, agora, o grau de liberdade associado à polarização longitudinal ser acessível. A lagrangeana livre de um boson vetorial massivo (V_{μ}), no gauge unitário,

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} M_V^2 V_\mu V^\mu,$$

onde $F_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$, leva à equação de movimento:

$$(\Box + M_V^2) V_\mu - \partial_\mu \partial^\nu V_\nu = 0$$

Da quadridivergência desta equação, emerge a condição $\partial_\mu V^\mu = 0$, que possibilita a eliminação de uma das quatro componentes de V_μ, por exemplo, V_o. Assim, podemos escolher, no sistema de repouso de V_μ, os três vetores de polarização reais e ortogonais:

$$\epsilon_\mu^{(1)} = (0, 1, 0, 0)$$
$$\epsilon_\mu^{(2)} = (0, 0, 1, 0)$$
$$\epsilon_\mu^{(3)} = (0, 0, 0, 1)$$

que satisfazem:

$$\epsilon_\mu^{(i)} \epsilon^{(j)\mu} = -\delta^{ij} \tag{2.16.a}$$
$$\sum_{i=1}^{3} \epsilon_\mu^{i}(K) \epsilon_\mu^{i}(K) = -g_{\mu\nu} + \frac{K_\mu K_\nu}{M_V^2} \tag{2.16.b}$$
$$K_\mu \epsilon^{(i)\mu} = 0 \tag{2.16.c}$$

onde $K_\mu = (M_V, 0, 0, 0)$ é o quadrimomento do boson, em seu sistema de repouso. Se passarmos agora a um sistema de referência, onde o boson se move com momento $|\mathbb{K}|$ na direção z, ou seja, $K_\mu = (E, 0, 0 | \mathbb{K}|)$, os vetores de polarização $\epsilon_\mu^{(1)}$ e $\epsilon_\mu^{(2)}$ permanecem inalterados. No entanto, a polarização longitudinal $(\epsilon_\mu^{(3)})$ torna-se:

$$\epsilon_\mu^{L}(K) \equiv \epsilon_\mu^{(3)}(K) = \frac{1}{M_V} (|\mathbb{K}|, E\hat{\mathbb{K}}) \tag{2.17}$$

que pode ser reescrita na forma:

$$\epsilon_\mu^{L}(K) = \frac{K_\mu}{M_V} + \frac{M_V}{E + |\mathbb{K}|} (-1, \hat{\mathbb{K}}) \tag{2.18}$$

de onde podemos ver que, no limite de altas energias, a polarização longitudinal é proporcional ao quadrimomento do boson vetorial, enquanto os estados de helicidade transversais $\varepsilon_\mu^{T+}(\varepsilon_\mu^{T-})$ de mão direita (esquerda):

$$\epsilon_\mu^{T\pm} \equiv \mp\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\epsilon_\mu^{(1)} \pm i\epsilon_\mu^{(2)}\right) = \mp\frac{1}{\sqrt{2}}(0,1,\pm i,0) \tag{2.19}$$

comportam-se como uma constante.

Passemos a esboçar os passos envolvidos na obtenção da função de distribuição dos bosons vetoriais $W^\pm$ e Z^o (10). Consideremos, inicialmente, o caso em que os bosons vetoriais possuem polarização longitudinal, dado que o caso transversal é análogo ao tratado na seção anterior. Aqui seguiremos de perto a referência (9).

A seção de choque para o processo da Figura 1(a), onde o campo vetorial agora possui massa M_V, no sistema de laboratório do fermion p é:

$$d\sigma_a^L = \frac{1}{8E_q\eta}|M\cdot\epsilon^L|^2 d\Gamma_X \tag{2.20}$$

onde $\eta \equiv \sqrt{1-M_V^2/E_q^2}$, E_q é a energia do boson e ε^L, o seu vetor de polarização longitudinal. Ao escrever (2.20), assumimos a matriz invariante (2.1) e tomamos a média sobre o spin do fer-

mion inicial. O espaço de fase invariante $d\Gamma_X$ é dado em (2.4).

Vamos, a seguir, tratar o processo da Figura 1(b). O vértice fermion-fermion-boson vetorial é dado no modelo de Glashow-Weinberg-Salam por:

$$-ie\gamma_\mu(c_V + c_A\gamma_5) \tag{2.21}$$

onde, para o caso do $W^{\pm}$, tem-se:

$$c_V = -c_A = \frac{1}{2\sqrt{2}\,\mathrm{sen}\,\theta_W} \tag{2.22a}$$

enquanto no caso do Z^0 é:

$$c_V = \frac{1}{\mathrm{sen}\,\theta_W \cos\theta_W}\left(\frac{1}{2}T_3 - Q\,\mathrm{sen}^2\theta_W\right) \tag{2.22b}$$

$$c_A = \frac{-1}{\mathrm{sen}\,\theta_W \cos\theta_W}\left(\frac{1}{2}T_3\right) \tag{2.22c}$$

sendo T_3 a terceira componente do isospin fraco do fermion e Q, sua carga.

Desta forma, no caso dos bosons $W^{\pm}$ ou Z^0 polarizados longitudinalmente, a seção de choque para o processo

da Figura 1(b) será dada por:

$$d\sigma_b^L = \frac{e^2(c_V^2 + c_A^2)}{4E_1(q^2 - M_V^2)^2}\,[2(p_1\cdot\epsilon^L)(p_2\cdot\epsilon^L) - (p_1\cdot p_2)(\epsilon^L\cdot\epsilon^L)]\quad |M\cdot\epsilon^L|^2\,\frac{d^3p_2}{(2\pi)^3\,2E_2}\,d\Gamma_X$$

Substituindo $|M.\varepsilon^L|^2 d\Gamma_X$ por seu valor (2.20), isto é, quando tomamos o boson vetorial na camada de massa, e, usando (2.11), podemos escrever:

$$\sigma_b^L = \frac{\alpha(c_V^2 + c_A^2)}{\pi}\int\frac{E_q E_2 \eta}{E_1(q^2 - M_V^2)^2}\,dE_2\,d(\cos\theta)\quad [2(p_1\cdot\epsilon^L)(p_2\cdot\epsilon^L) - (p_1\cdot p_2)(\epsilon^L\cdot\epsilon^L)]\,\sigma_a^L \qquad (2.23)$$

É possível, desta forma, identificar a função de distribuição dos bosons vetoriais longitudinalmente polarizados, no fermion p_1, em função da fração x do momento, escrevendo de maneira análoga a (2.12):

$$\sigma_b^L(E_1) = \int_{M_V/E_1}^{1} dx\, V_L(x)\,\sigma_a^L(xE_1) \qquad (2.24)$$

onde $x>M_V/E_1$ devido ao fato de os bosons serem tomados na camada de massa.

No limite de altas energias, ou seja, quando

a energia do fermion E_1 é muito maior que a massa do boson vetorial, a função de distribuição dos bosons $V=W^{\pm}$ ou Z^{o} longitudinais é dada por:

$$V_f^L(x) = \frac{\alpha}{\pi}(c_V^2 + c_A^2)\frac{(1-x)}{x} \qquad (2.25)$$

onde $\alpha = e^2/4\pi$ é a constante de estrutura fina.

No caso da função de distribuição de bosons transversalmente polarizados, a situação é, essencialmente, a mesma que no caso do foton, tratada com detalhe na seção anterior. A diferença fica por conta da massa do fermion que aparece no fator logaritmo em (2.15), que agora é substituída pela massa do boson vetorial. Assim, a função de distribuição dos bosons $W^{\pm}$ e Z^{o} transversalmente polarizados, no limite de altas energias ($E_1 >> M_V$), fica:

$$V_f^T(x) = \frac{\alpha}{2\pi}(c_V^2 + c_A^2)\frac{[1+(1-x)^2]}{x}\log\left(\frac{4E_1^2}{M_V^2}\right) \qquad (2.26)$$

O fator $(c_V^2 + c_A^2)$ favorece a função de distribuição de $W^{\pm}$ em relação ao Z^{o}. A razão $(c_V^2+c_A^2)W/(c_V^2+c_A^2)Z \simeq 3,1$, quando o fermion é um lepton carregado, e é da ordem de 2,7 (2,0), quando se trata de um quark tipo u(d). Por outro lado,

a distribuição de bosons transversais (2.26), devido à dependência logarítmica na energia, supera em 5-10 vezes, em média, (na região de 1 TeV), a distribuição correspondente no caso longitudinal (2.25).

A validade da aproximação do W efetivo foi examinada em diversas situações. No caso da produção do boson de Higgs ($W^+W^- \to H$), a comparação com resultados exatos [11] mostrou que a aproximação de Weizsäcker-Williams generalizada possui uma precisão de 15-20%, para um Higgs pesado. Resultado similar foi obtido na análise da produção de quarks pesados, através da fusão W-gluon [12]. Também, para o caso da produção de $W^{\pm}$ e Z^{o}, através da fusão de W [13], a comparação entre os resultados exato e aproximado é bastante razoável.

Em colisões hadrônicas a altas energias, os quarks constituintes dos hadrons podem ser considerados como fontes capazes de emitir bosons $W^{\pm}$ e Z^{o}. Desta forma, as funções de distribuição de bosons vetoriais em fermions (2.25)e (2.26), passam a ser um importante instrumento para tratar os bosons vetoriais como partons pertencentes aos protons. Para isto, é necessário construir a função de distribuição dos bosons vetoriais longitudinais e transversais no proton ($V_p^{L(T)}$), em termos da fração de momento que carregam. Estas funções de distribuição podem ser obtidas, tomando-se a convolução das funções de distribuição dos quarks no proton (q_p^i) com as funções de distribuição dos bosons vetoriais nos respectivos quarks ($V_{qi}^{L(T)}$) (ver Figura 2):

$$
\begin{aligned}
V_p^{L(T)}(x) &= \sum_i q_p^i(x) \otimes V_{q_i}^{L(T)}(x) = \\
&= \sum_i \int_0^1 q_p^i(y)\, V_{q_i}^{L(T)}\, \delta(x - yz)\, dy\, dz \\
&= \sum_i \int_x^1 \frac{dy}{y}\, q_p^i(y)\, V_{q_i}^{L(T)}\left(\frac{x}{y}\right)
\end{aligned}
\tag{2.27}
$$

onde a soma deve incorporar todos os sabores de quarks e antiquarks que podem dar origem aos bosons vetoriais.

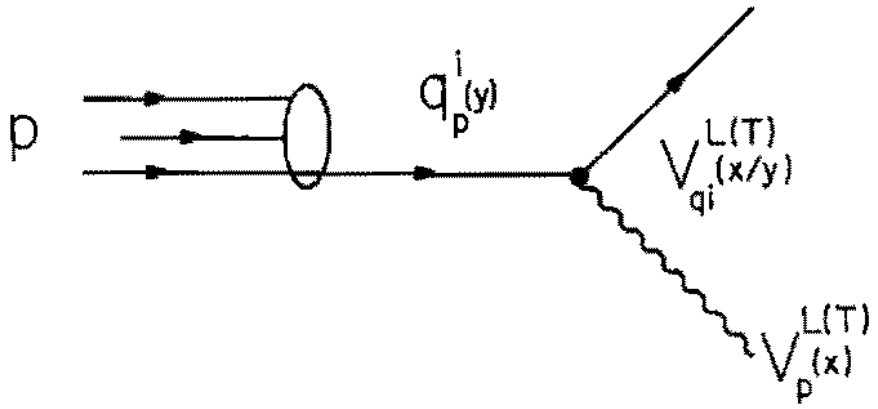


Figura 2

Função de distribuição dos bosons vetoriais no proton

As funções de distribuição dos diversos sabores de quarks no proton podem ser parametrizadas, através da análise de dados experimentais de espalhamento inelástico profundo lepton-hadron[14]. A parametrização mais recente destas funções de distribuição é a de Eichten, Hinchliffe, Lane

e Quigg[15]. Em nosso cálculos, utilizamos o conjunto 2 (Λ=290 MeV) de funções de distribuição $q_i(x,Q^2)$ da referência 15 com $Q^2=M_W^2$.

Apresentamos nas Figuras 3 e 4 o resultado numérico da convolução (2.27) para os casos das funções de distribuição dos bosons $W^{\pm}$ e Z^o, longitudinais e transversais, no proton. Podemos ver que o fato de $W^+(W^-)$ originar-se de um quark tipo u(d) faz com que os W^+ sejam mais abundantes que os W^- no proton. Os Z^o são emitidos tanto por quarks u quanto d, o que compensa o menor valor da constante $(c_V^2+c_A^2)$ que aparece em (2.25) e (2.26), como havíamos assinalado anteriormente.

Estas funções de distribuição serão utilizadas nos próximos capítulos, quando examinaremos diversos processos, envolvendo a fusão $W^{\pm}$ e Z^o, em colisões hadrônicas. Os bosons vetoriais serão encarados como partons capazes de dar origem a novas partículas pesadas.

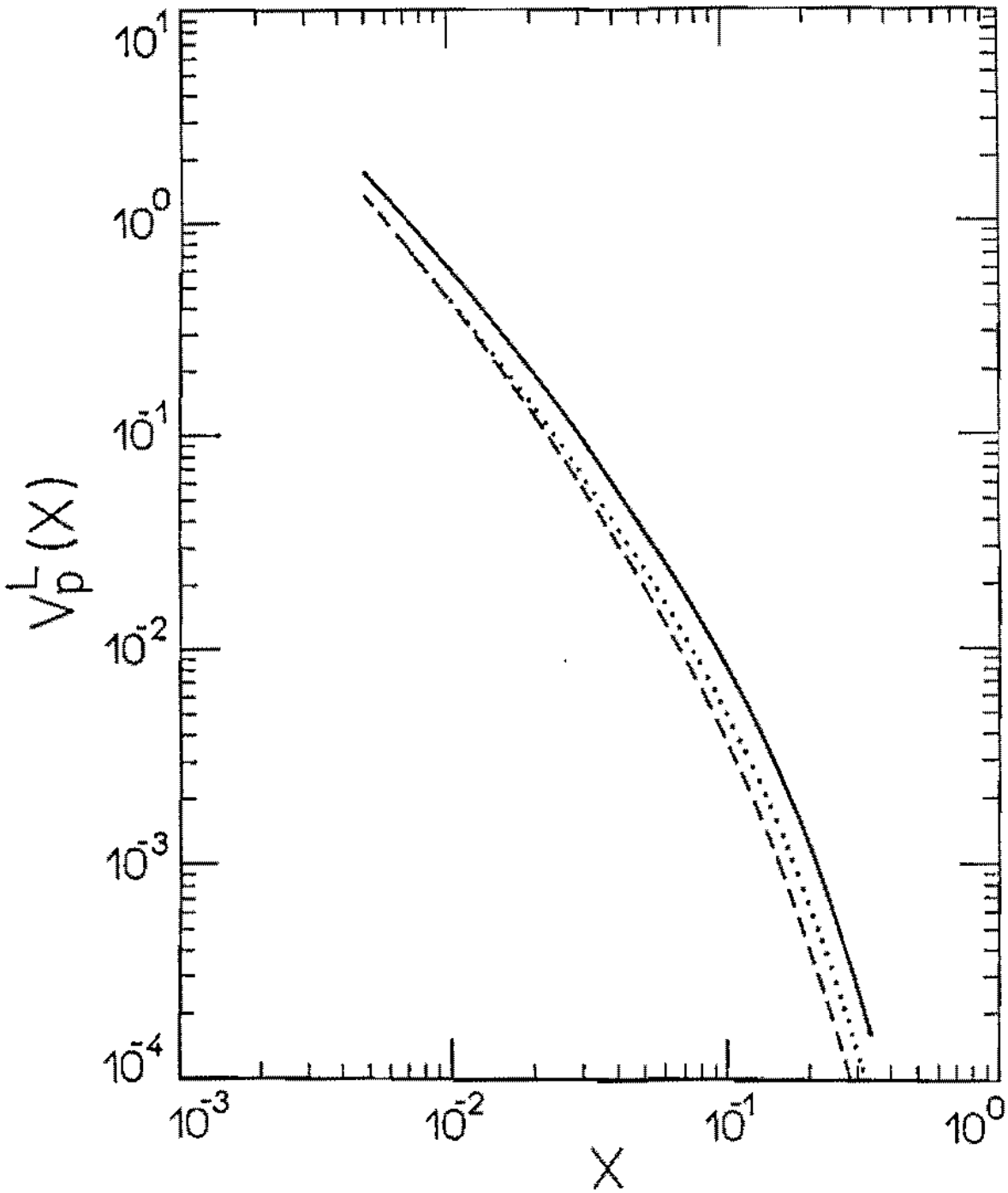


Figura 3

Função de distribuição dos bosons vetoriais longitudinais W^+(——), W^-(---) e Z^o(...) no proton.

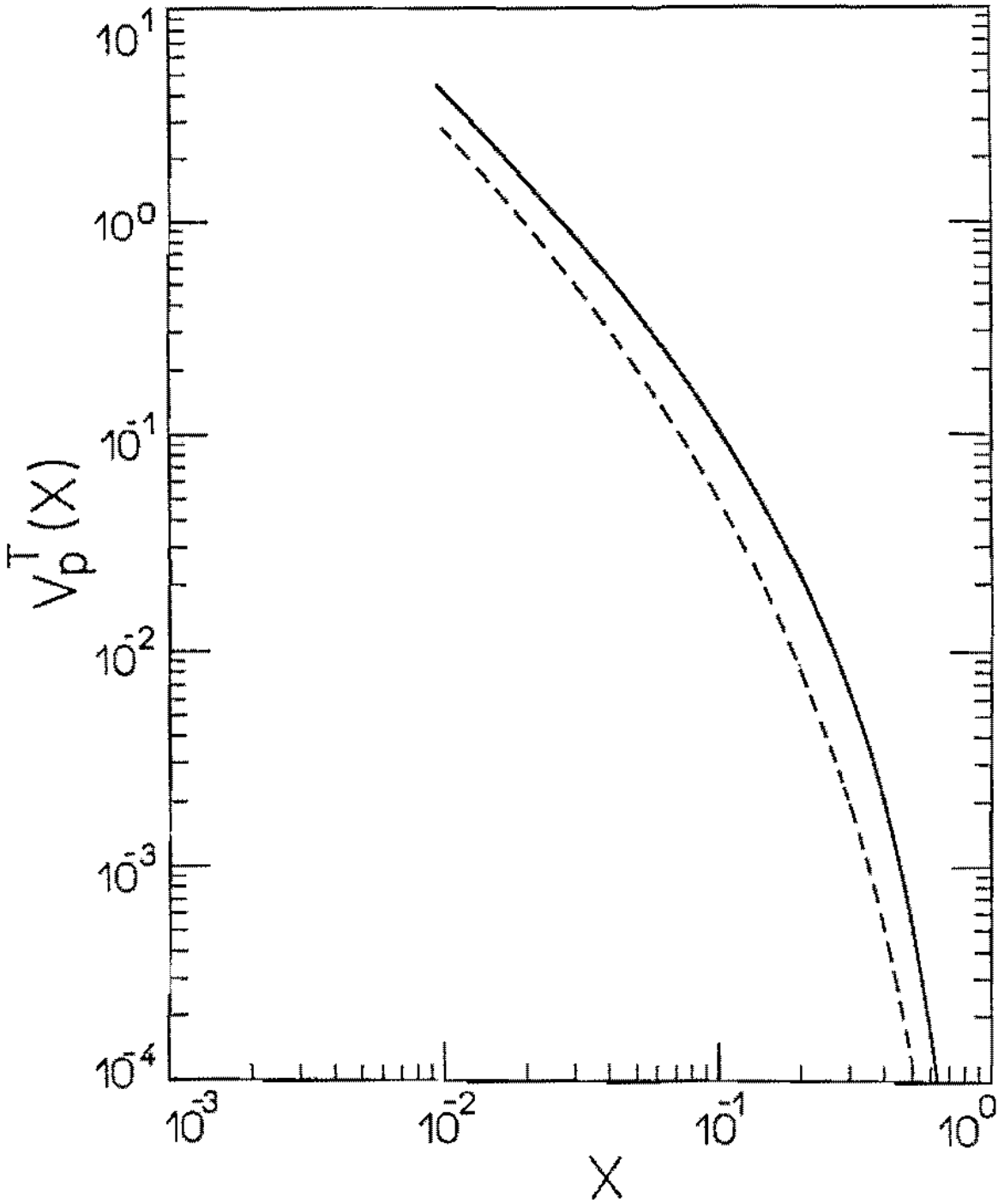


Figura 4

Função de distribuição dos bosons vetoriais transversais W^+ (——)e W^- (---) no proton a $\sqrt{s}$=40 TeV. A curva que corresponde ao Z^o praticamente coincide com a do W^-.

3. PRODUÇÃO DE LEPTONS PESADOS ATRAVÉS DA FUSÃO DE BOSONS VETORIAIS

Estudaremos, neste capítulo, a produção de um par de leptons pesados, carregados L^+L^- [16], e de um par de lepton-neutrino [17], pertencentes a uma nova geração fermiônica. Analisaremos diversos processos elementares, envolvendo a fusão de bosons vetoriais massivos, que podem levar à produção destas partículas em colisões proton-proton a altas energias. Nossos resultados serão comparados com a seção de choque do mecanismo de Drell-Yan (fusão de quarks) e de fusão de fotons.

PRELIMINARES

Diversos autores [18] têm enfatizado a importância desempenhada por processos que envolvem a fusão de bosons vetoriais massivos, para a produção do boson de Higgs, em colisões pp, e^+e^- e ep. A fusão de gluons [19] é o principal mecanismo de produção para o boson de Higgs, com massa inferior a algumas centenas de GeV, em colisões proton-proton. Neste caso, os gluons se acoplam ao boson de Higgs por meio de um loop de quarks virtuais. Como mostramos anteriormente [20], apenas quarks pesados ($m_q > 0,2\ M_H$) fornecem uma contribuição significativa para o loop, ou alternativamente, para as mas-

sas dos quarks fixas, a seção de choque para a produção do boson de Higgs, pela fusão de gluons, decresce rapidamente com o aumento da massa do Higgs.

Cahn e Dawson[18] e, posteriormente, Dicus e Willenbrock[18] mostraram que um boson de Higgs bastante pesado (M_H>350 GeV, assumindo m_t=40 GeV) é produzido mais eficientemente através de processos de fusão de bosons vetoriais ($pp \to W^+W^-(Z^oZ^o) \to H$), do que pela fusão de gluons. Isto ressalta a importância de mecanismos de fusão de bosons vetoriais para a produção de partículas pesadas em colisões hadrônicas. Mesmo o fato de a luminosidade (Número de colisões parton-parton por colisão hadron-hadron) dos gluons ser várias ordens de magnitude superior à luminosidade dos bosons vetoriais não impede que o processo de fusão de bosons vetoriais venha a dominar. Isto ocorre porque a seção de choque elementar $W_L^+W_L^-(Z_L^oZ_L^o) \to H$ comporta-se[15] como $1/M_V^2$, enquanto que, no caso do subprocesso $gg \to H$, ela é proporcional a $1/\hat{s}$, no limite de altas energias. Esta diferença compensa a menor luminosidade dos bosons vetoriais massivos, fazendo com que o processo $pp \to W^+W^-(Z^oZ^o) \to H$ domine para um Higgs suficientemente pesado.

Nosso intuito nestes trabalhos[16,17] foi investigar o papel desempenhado por processos, envolvendo a fusão de bosons vetoriais massivos na produção de leptons pesados, em colisões hadrônicas, e compará-los com o resultado da fusão de quarks. Assumimos a existência de uma nova geração de fermions, na qual o dubleto leptônico (ν_L, L) é

formado por um neutrino ν_L, com massa nula, e por um lepton carregado L pesado (M_L>200 GeV).

O modelo padrão das interações eletrofracas de Glashow-Weinberg-Salam[21] pode incorporar naturalmente novos leptons, uma vez que sua lagrangeana é escrita como uma soma de parcelas referentes a cada geração fermiônica. Além do mais, o modelo padrão não impõe, a priori, nenhuma restrição, quanto ao número de gerações existentes. No entanto, alguns limites experimentais restringem o possível número de neutrinos. Em colisões $p\bar{p}$, uma quantidade mensurável[22] é a razão entre o número de eventos $W\to e\nu$ e $Z\to e^+e^-$, ou seja:

$$R = \frac{\sigma_W}{\sigma_Z} \cdot \frac{\Gamma(W \to e\nu)}{\Gamma(Z \to e^+e^-)} \cdot \frac{\Gamma_Z}{\Gamma_W} \qquad (3.1)$$

onde $\Gamma_{Z(W)}$ é a largura total do boson Z(W), a qual depende dos possíveis canais de decaimento acessíveis a estas partículas. A existência de novas gerações faz com que Γ_Z cresça, devido ao fato de o canal $Z\to\nu\bar{\nu}$ ser permitido para todos os sabores de neutrinos leves ($m_\nu<M_{Z/2}$), enquanto Γ_W é pouco, ou nada, afetada, devido à perda de espaço de fase para novos decaimentos. Como a razão σ_W/σ_Z é predita com menor incerteza que as seções de choque individuais, e as larguras

leptônicas e Γ_W são calculáveis teoricamente, a razão (3.1) impõe a existência de um limite superior para o número de novos neutrinos (ΔN_ν). Dados recentes das colaborações UA1 e UA2[23] combinados fornecem o limite $\Delta N_\nu \leq 2$.

Outra maneira de inferir-se a largura parcial do Z^o em neutrinos é através da medida da seção de choque $e^+e^- \to Z^o(\to \nu\bar{\nu})+\gamma$.[24] A análise estatística dos dados combinados das colaborações APS, MAC e CELLO[25] fornece o limite $\Delta N_\nu \leq 2$ para o número de novos neutrinos.

A abundância primordial de elementos leves no universo (D, ^{3}He, ^{4}He e ^{7}Li) pode também dar uma indicação do número de neutrinos existentes[26]. Isto decorre do fato de que o aumento do número de partículas relativísticas no universo faz com que ele se expanda mais rapidamente, aumentando assim a razão neutron/proton. Como quase todos os neutrons sofrem rápida nucleossíntese em elementos leves, a abundância primordial destes elementos depende de n/p e, conseqüentemente, do número de neutrinos. Ellis, Enqvist, Nanopoulos e Sarkar[27] estabeleceram, recentemente, um limite cosmológico de $\Delta N_\nu \leq 3$ para o número de novas espécies de neutrinos leves ($m_\nu < 1$ MeV).

Desta forma, os dados experimentais mais recentes permitem-nos supor a existência de uma nova geração leptônica (ν_L,L). Por outro lado, como o modelo de Glashow-Weinberg-Salam não estabelece valores para as massas dos fermions, podemos dispor apenas de alguns limites para M_L.

A colaboração UA1[28] obteve um limite infe-

rior para a massa de um novo lepton carregado seqüencial L. Assumindo o decaimento $W \to L\nu_L$ e desprezando a massa do neutrino, chegou-se a $M_L > 41$ GeV. Este resultado aperfeiçoa o limite disponível de experimentos de aniquilação e^+e^- [29] que é $M_L > 22,7$ GeV.

Chanowitz, Furman e Hinchliffe [30] estabeleceram um limite superior para M_L, ao analisarem as amplitudes a nível de árvore para os processos $F\bar{F} \to F\bar{F}$, W^+W^-, Z^oZ^o, Z^oH e HH, onde F é um fermion pesado. Estas amplitudes possuem termos proporcionais a $G_F M_F^2$, que passam a dominar para grandes valores de M_F, saturando os limites impostos pela unitariedade das ondas parciais. Desta forma, acima de um determinado valor crítico de M_F, a teoria de perturbação deixa de ser válida. No caso de um lepton pesado, acompanhado de um neutrino sem massa, este valor crítico impõe que M_L não exceda 1 TeV.

Um limite mais restritivo sobre M_L é imposto pelas correções radiativas ao parâmetro ρ, envolvendo loops de leptons pesados. O modelo padrão prediz que, a nível de árvore:

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

no caso de apenas dubletos de Higgs assumirem valor esperado do vácuo não nulo. No entanto, quando consideramos correções de um loop de lepton pesado [30,31], o parâmetro ρ, torna-se:

$$\rho = 1 + \frac{G_F}{8\pi^2\sqrt{2}} M_L^2$$

A compilação de dados experimentais recentes[32] levam ao valor de $\rho=1,02\pm0,02$, impondo assim um limite de $M_L<620$ GeV para a massa do novo lepton.

A PRODUÇÃO DE L^+L^- E $L^{\pm}\overset{(-)}{\nu}_L$

O processo usual de produção leptônica em colisões proton-proton é realizado através do mecanismo de Drell-Yan, ou fusão de quarks, mostrado na Figura 5. Neste caso, a aniquilação de quarks pertencentes a cada hadron leva, pela troca de um boson vetorial (γ e Z^o ou $W^{\pm}$), à produção de um par leptônico (L^+L^- ou $L^{\pm}\overset{(-)}{\nu}$). (Maiores detalhes sobre o processo de Drell-Yan podem ser encontrados no Apêndice A e nas referências lá citadas.)

Iremos investigar, aqui, a importância desempenhada por processos de fusão de bosons vetoriais, na produção leptônica, em colisões proton-proton. Neste caso, o par leptônico é obtido através de subprocessos do tipo $V_aV_b \to L^+L^-$ ou $L^{\pm}\overset{(-)}{\nu}_L$, onde os bosons vetoriais massivos $V_{a(b)}=W^{\pm}$, Z^o são encarados como partons, a partir do formalismo apresentado no capítulo anterior (Figura 6). Analisaremos, em particular, os seguintes subprocessos:

$$W^+W^- \rightarrow L^+L^- \tag{3.2a}$$
$$Z^0Z^0 \rightarrow L^+L^- \tag{3.2b}$$
$$W^\pm Z^0 \rightarrow L^\pm \nu_L^{(-)} \tag{3.2c}$$

onde os bosons vetoriais são tomados longitudinal e transversalmente polarizados. Em nossos cálculos, consideraremos a

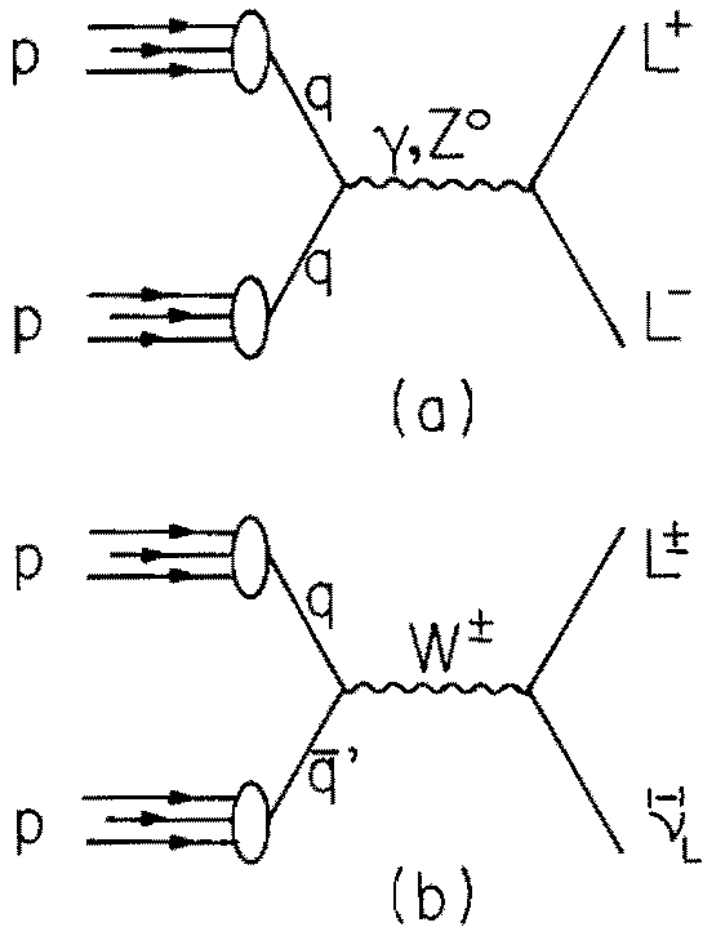


Figura 5
As contribuições do mecanismo de Drell-Yan para a produção de um par L^+L^- (a) e $L^\pm(\bar{\nu})$ (b).

energia total no centro de massa do subprocesso ($\sqrt{s}$) muito maior que a massa dos bosons vetoriais (M_V), uma vez que esta é a condição de aplicabilidade da aproximação de Weizsäcker-Williams generalizada (equações (2.25) e 2.26)). Por outro lado, como estamos interessados na produção de leptons pesados, assumiremos que $M_L > M_V$, onde M_L é a massa do lepton carregado, pertencente à nova geração fermiônica.

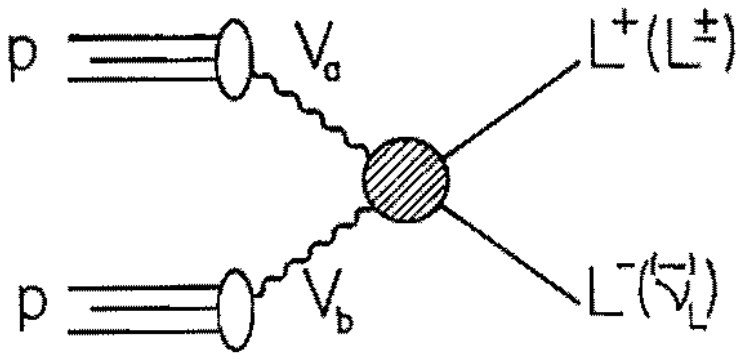


Figura 6
Mecanismo de produção de um par leptônico, através da fusão de bosons vetoriais.

As matrizes invariantes de todos os processos estudados e a definição das variáveis cinemáticas e polarizações utilizadas encontram-se no Apêndice B. O cálculo das se

ções de choque dos processos elementares (3.2.a-c) requer um cômputo algébrico extenso. Isto porque as funções de distribuição dos bosons vetoriais nos quarks (2.25) e (2.26) são diferentes para o caso de bosons longitudinais e transversais. Assim sendo, devemos calcular cada subprocesso com os bosons vetoriais em um estado definido de polarização. Além disso, a massa dos leptons não pode ser desprezada em nenhum momento, uma vez que estamos interessados na produção de leptons pesados.

Iniciamos nossa análise pelo processo $W^+W^- \to L^+L^-$. Neste caso, os diagramas de Feynman que contribuem para o processo são mostrados na Figura 7.

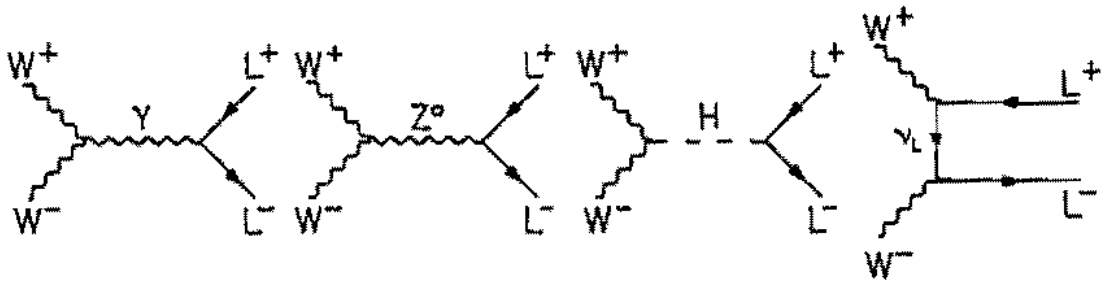


Figura 7
Gráficos de Feynman que contribuem
para o subprocesso $W^+W^- \to L^+L^-$.

Tomando os bosons vetoriais $W^{\pm}$ longitudinalmente polarizados,

a seção de choque é dada pela soma:

$$\hat{\sigma}^{L(\hat{s})}_{W^+W^- \to L^+L^-} = \sum_{ij} \hat{\sigma}^{L}_{ij} \tag{3.3}$$

onde os índices i,j(=A,Z,H,ν) se referem às contribuições de cada diagrama da Figura 7 e suas respectivas interferências. Obtivemos para estas contribuições:

$$\begin{aligned}
\hat{\sigma}^{L}_{AA} &= \frac{\pi\alpha^2}{6}\,\frac{\hat{s}}{M_W^4}\,\beta(3-\beta^2),\\
\hat{\sigma}^{L}_{ZZ} &= \frac{\pi\alpha^2}{96\,\mathrm{sen}^4\theta_W}\,\frac{\hat{s}}{M_W^4}\,\beta[(1-4\,\mathrm{sen}^2\theta_W)^2(3-\beta^2)+2\beta^2],\\
\hat{\sigma}^{L}_{HH} &= \frac{\pi\alpha^2}{8\,\mathrm{sen}^4\theta_W}\,\frac{M_L^2}{M_W^4}\,\chi_H\,\hat{s}^2\beta^3,\\
\hat{\sigma}^{L}_{\nu\nu} &= \frac{\pi\alpha^2}{64\,\mathrm{sen}^4\theta_W}\,\frac{\hat{s}}{M_W^4}\,\beta[-\frac{4}{3}(6+\beta^2)+3(1+\beta^2)(3-\beta^2)-(1-\beta^2)^2+2\beta(1-\beta^2)^2\mathscr{L}],\\
\hat{\sigma}^{L}_{AZ} &= \frac{\pi\alpha^2}{12\,\mathrm{sen}^2\theta_W}\,(1-4\,\mathrm{sen}^2\theta_W)\,\frac{\hat{s}}{M_W^4}\,\beta(3-\beta^2),\\
\hat{\sigma}^{L}_{H\nu} &= \frac{\pi\alpha^2}{8\,\mathrm{sen}^4\theta_W}\,\frac{M_L^2}{M_W^4}\,\chi_H\,\hat{s}(\hat{s}-M_H^2)\beta\left[-(1+\beta^2)+\frac{(1-\beta^2)^2}{2\beta}\mathscr{L}\right],\\
\hat{\sigma}^{L}_{A\nu} &= \frac{\pi\alpha^2}{8\,\mathrm{sen}^2\theta_W}\,\frac{\hat{s}}{M_W^4}\,\beta\left[-\frac{4}{3}\beta^2-\frac{(1-\beta^4)}{2}+\frac{(1-\beta^2)^3}{4\beta}\mathscr{L}\right],\\
\hat{\sigma}^{L}_{Z\nu} &= \frac{\pi\alpha^2}{16\,\mathrm{sen}^4\theta_W}\,(1-2\,\mathrm{sen}^2\theta_W)\,\frac{\hat{s}}{M_W^4}\,\beta\left[-\frac{4}{3}\beta^2-\frac{(1-\beta^4)}{2}+\frac{(1-\beta^2)^3}{4\beta}\mathscr{L}\right].
\end{aligned} \tag{3.4}$$

As parcelas $\hat{\sigma}_{AH}$ e $\hat{\sigma}_{ZH}$ são $O(M_W^2/\hat{s})$ e foram desprezadas. Definimos em (3.4):

$$\chi_H \equiv \frac{1}{(\hat{s}-M_H^2)^2+\Gamma_H^2 M_H^2} \tag{3.5}$$

onde M_H e Γ_H são a massa e a largura de decaimento do boson de Higgs, respectivamente, e:

$$\mathcal{L} \equiv \log \frac{(1+\beta)}{(1-\beta)} \tag{3.6}$$

onde β é a velocidade do lepton no centro de massa:

$$\beta = \left(1 - \frac{4M_L^2}{\hat{s}}\right)^{1/2} \tag{3.7}$$

É importante notar que em (3.4) aparecem termos constantes e termos proporcionais a $\hat{s}$, os quais violam a condição de unitariedade, que exige que a seção de choque se comporte como $1/\hat{s}$ no limite de altas energias[33]. No entanto, quando consideramos a soma (3.3), estes termos cancelam-se exatamente. Como mostraram diversos autores[34], para ocorrer o cancelamento dos termos proporcionais a $\hat{s}$, é necessária a existência dos acoplamentos tríplices W^+W^-A e W^+W^-Z com a forma exigida pelas teorias de gauge não-abelianas. A inclusão do gráfico que envolve o boson de Higgs elimina os termos constantes, fazendo com que a seção de choque possua o comportamento desejado no limite de altas energias. Desta forma, a seção de choque (3.3) pode ser escrita da seguinte forma:

$$\hat{\sigma}^{L}(\hat{s})_{W^+W^- \to L^+L^-} = \frac{\pi\alpha^2}{2\,\mathrm{sen}^4\theta_W}\left(\frac{M_L}{M_W}\right)^4 \frac{\beta}{\hat{s}}\,\cdot$$

$$\cdot\left\{-1 + \frac{\mathscr{L}}{\beta} + M_H^2(s - M_H^2)\chi_H\left[-1 + \frac{(1-\beta^2)}{2\beta}\mathscr{L}\right] + \frac{\beta^2}{(1-\beta^2)}M_H^4\chi_H\right\} \qquad (3.8)$$

Quando tomamos os bosons vetoriais $W^{\pm}$ transversalmente polarizados, a seção de choque do processo elementar (3.2a) é dada por:

$$\sigma^{T}(\hat{s})_{W^+W^- \to L^+L^-} = \sum_{ij}\sigma^{T}_{ij} \qquad (3.9)$$

onde os $\hat{\sigma}^{T}_{i,j}$ se escrevem como:

$$\hat{\sigma}^{T}_{\gamma\gamma} = \frac{\pi\alpha^2}{3\hat{s}}\beta(3-\beta^2),$$

$$\hat{\sigma}^{T}_{ZZ} = \frac{\pi\alpha^2}{48\,\mathrm{sen}^4\theta_W}\frac{\beta}{\hat{s}}[(1-4\,\mathrm{sen}^2\theta_W)^2(3-\beta^2)+2\beta^2],$$

$$\hat{\sigma}^{T}_{HH} = \frac{\pi\alpha^2}{4\,\mathrm{sen}^4\theta_W}M_L^2\beta^3\chi_H,$$

$$\hat{\sigma}^{T}_{\nu\nu} = \frac{\pi\alpha^2}{8\,\mathrm{sen}^4\theta_W}\frac{\beta}{\hat{s}}\left[-\frac{2}{3}(3+\beta^2)+(1+\beta^2)(1-2\beta^2)+[2(3+\beta^2)-(1-\beta^4)(1+2\beta^2)]\frac{\mathscr{L}}{2\beta}\right],$$

$$\hat{\sigma}^{T}_{\gamma Z} = \frac{\pi\alpha^2}{6\,\mathrm{sen}^2\theta_W}(1-4\,\mathrm{sen}^2\theta_W)\frac{\beta}{\hat{s}}(3-\beta^2),$$

$$\hat{\sigma}^{T}_{H\nu} = \frac{\pi\alpha^2}{4\,\mathrm{sen}^4\theta_W}M_L^2\chi_H(\hat{s}-M_H^2)\frac{\beta(1-\beta^2)}{\hat{s}}\left[-1+\frac{(1+\beta^2)}{2\beta}\mathscr{L}\right],$$

$$\hat{\sigma}^{T}_{\gamma\nu} = \frac{-\pi\alpha^2}{8\,\mathrm{sen}^2\theta_W}\frac{\beta}{\hat{s}}\left[\frac{4}{3}(3-\beta^2)+(1-\beta^4)+\frac{(1-\beta^2)}{2\beta}[3-\beta^2(2+\beta^2)]\mathscr{L}\right],$$

$$\hat{\sigma}^{T}_{Z\nu} = \frac{-\pi\alpha^2}{32\,\mathrm{sen}^4\theta_W}\frac{\beta}{\hat{s}}\left[(1-4\,\mathrm{sen}^2\theta_W)\left[\frac{4}{3}(3-\beta^2)+(1-\beta^4)+\frac{(1-\beta^2)}{2\beta}[3-\beta^2(2+\beta^2)]\mathscr{L}\right]+\right.$$

$$\left.+\frac{8}{3}\beta^2+(1-\beta^4)-\frac{(1-\beta^2)^2}{2\beta}\mathscr{L}\right].$$

(3.10)

Através das seções de choque elementares (3.8) e (3.9), é possível calcular a distribuição de rapidez a y=0, para a reação $pp \to W^+_{L(T)} W^-_{L(T)} \to L^+L^-$:

$$\frac{d\sigma}{dy}(pp \to L^+L^-)\Big/_{y=0} = 2\int_{4M_L^2/s}^{1} d\tau \left[W_p^+(\sqrt{\tau})\, W_p^-(\sqrt{\tau})\right] \hat{\sigma}(\tau s)_{W^+W^- \to L^+L^-} \qquad (3.11)$$

onde os bosons vetoriais $W^{\pm}$ são tratados como partons constituintes dos protons, com funções de distribuição $W_p^{\pm}(x)$, dadas por (2.25) e (2.26), para o caso longitudinal e transversal, respectivamente. (Para maiores detalhes, ver Apêndice A, onde apresentamos o formalismo que leva à equação (3.11)).

Em nossos cálculos numéricos, utilizamos para as massas dos bosons vetoriais intermediários os valores M_W=82,5 GeV e M_Z= 93,8 GeV, e, para o ângulo de mistura de Weinberg, assumimos $sen^2\theta_W$=0,226. Como a massa do boson de Higgs não é determinada pelo modelo padrão, adotamos dois valores distintos para M_H, quais sejam: $M_H=2M_Z$ e $M_H=8M_Z$.

A Figura 8 mostra a distribuição de rapidez a y=0 da contribuição do subprocesso (3.2a) para a produção de um par leptônico pesado em colisões proton-proton, em função da massa do lepton. Para os bosons vetoriais longitudinais e transversais, as curvas são apresentadas para diversas energias, no centro de massa ($\sqrt{s}$=20, 40 e 70 Tev) e para $M_H=2M_Z$. Podemos notar que a contribuição dos bosons longitudinais é dominante, sendo mais de uma ordem de grandeza superior ao

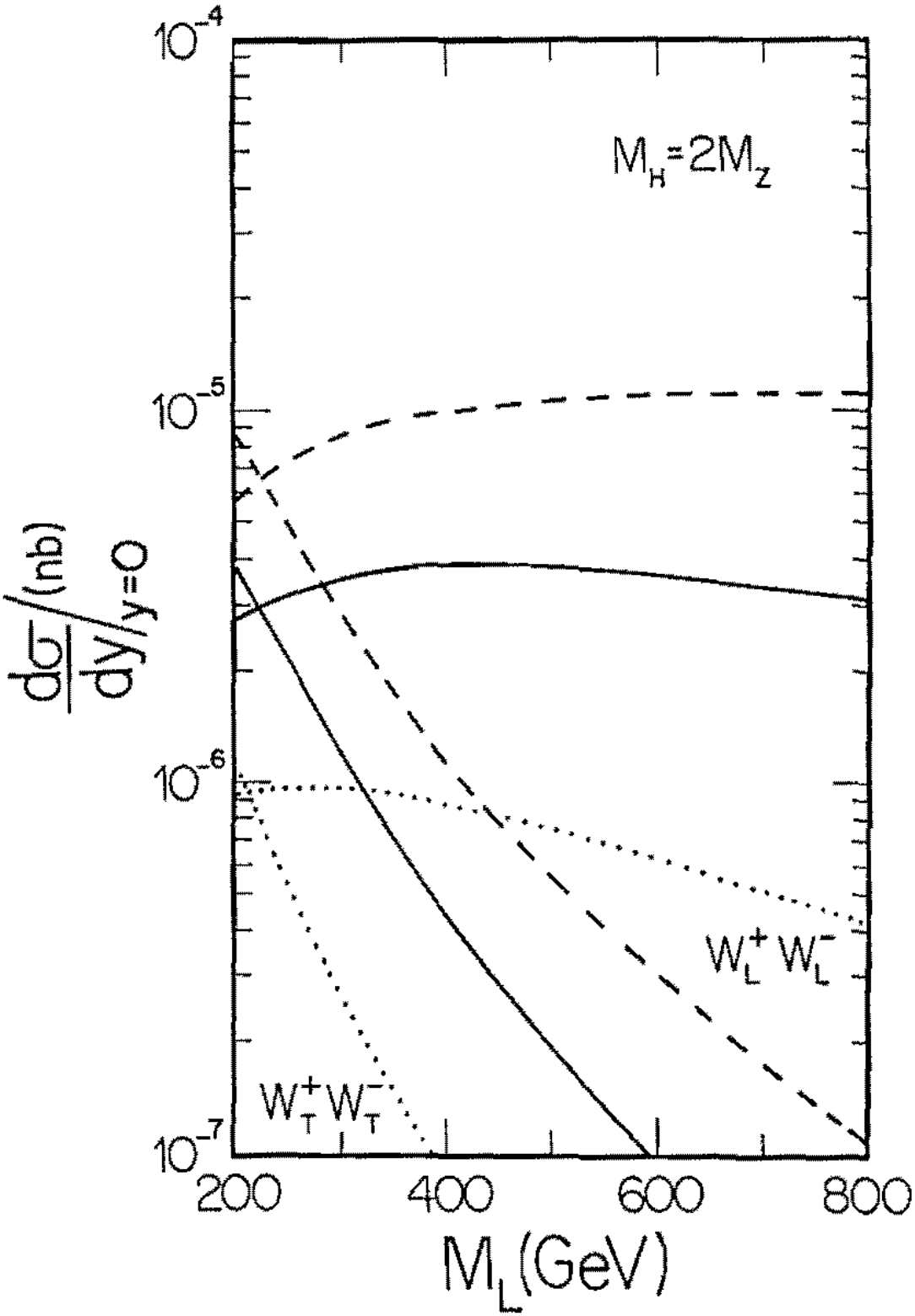


Figura 8

Distribuição de rapidez a y=0 em colisões proton-proton da contribuição do subprocesso (3.2a) com os bosons vetoriais longitudinalmente (curvas superiores) e transversalmente (curvas inferiores) polarizados. Adotamos $M_H=2M_Z$ e $\sqrt{s}$=20(...), 40(—)e 70 (---)TeV.

caso transversal (M_L>400 GeV). Esta dominância deve-se ao fato de a seção de choque elementar, neste caso, ser proporcional a $(M_L/M_W)^4$, o que favorece a produção de leptons pesados (M_L>M_W). Este fato levar-nos-á a tratar, de agora em diante, apenas das contribuições dos bosons vetoriais longitudinais[16].

Na figura 9, apresentamos a contribuição do subprocesso $W_L^+W_L^- \to L^+L^-$ para a distribuição de rapidez a y=0, onde agora adotamos $M_H=8M_Z$. Neste caso, podemos notar a existência de "picos" centrados em $M_L^2 \simeq 1/10\ M_H^2$. Este valor da massa do lepton é exatamente o que maximiza a largura de decaimento do boson de Higgs no par L^+L^-:

$$\Gamma(H \to L^+L^-) = \frac{\alpha}{8\,\mathrm{sen}^2\theta_W\, M_W^2} \cdot M_L^2 M_H \left(1 - 4\,\frac{M_L^2}{M_H^2}\right)^{3/2} \qquad (3.12)$$

Nas Figuras 10, 11 e 12, apresentamos, para efeito de comparação, as seções de choque das contibuições da fusão de $W_L^+W_L^-$, da fusão quarks e da fusão de fotons, para a produção de um par de leptons carregados em colisões proton-proton, a diferentes energias. As seções de choque elementares para os subprocessos $q\bar{q}\to\gamma, Z^0\to L^+L^-$ e $\gamma\gamma\to L^+L^-$ são apresentadas no Apêndice A. Em particular, para $\sqrt{s}$=40 TeV, energia que se espera ser acessível ao SSC, podemos ver que o processo de fusão de bosons vetoriais longitudinal supera a contribuição de Drell-Yan para $M_L \gtrsim 600$ GeV. Para uma energia no centro de massa ainda maior ($\sqrt{s}$=70 TeV), esta dominância ocorre

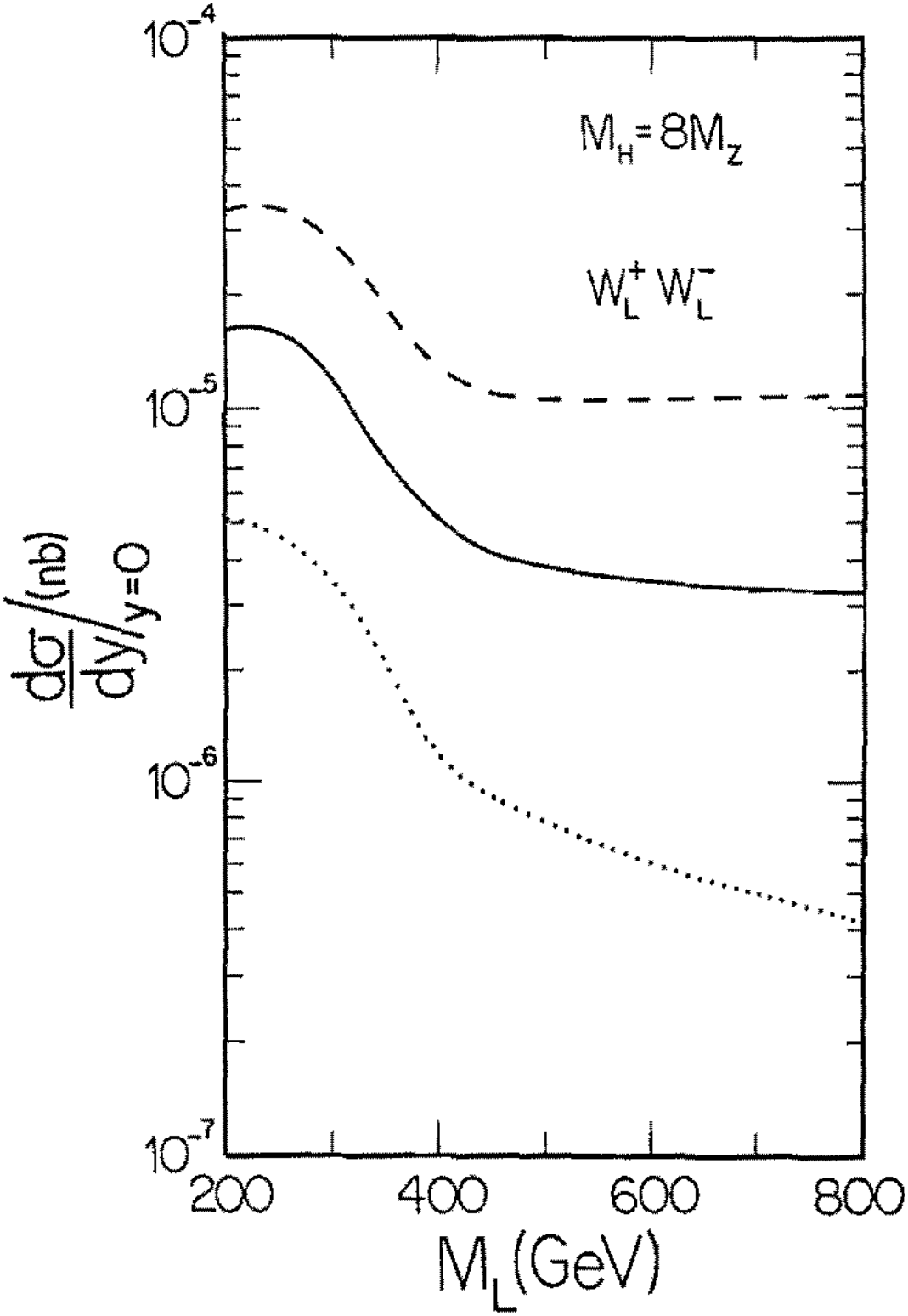


Figura 9

Distribuição de rapidez a y=0 em colisões proton-proton da contribuição do subprocesso (3.2a) com os bosons vetoriais longitudinalmente polarizados. Adotamos $M_H=8M_Z$ e as mesmas energias especificadas na Figura 8.

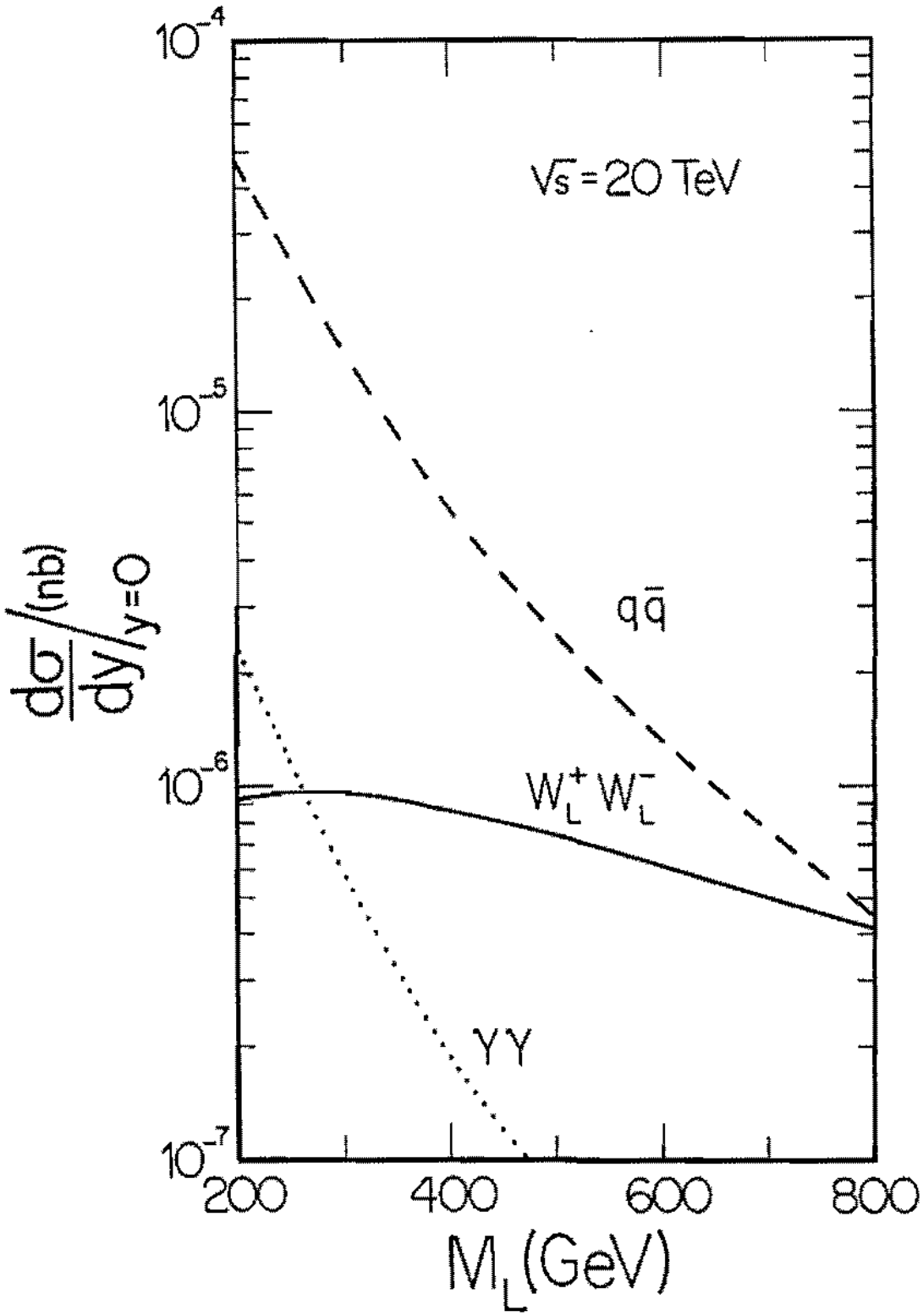


Figura 10

Distribuição de rapidez a y=0 em colisões proton-proton das contribuições do mecanismo de Drell-Yan(---), da fusão de fotons(...) e do subprocesso (3.2a) com os bosons longitudinais e $M_H=2M_Z$(—), para $\sqrt{s}=20$ TeV.

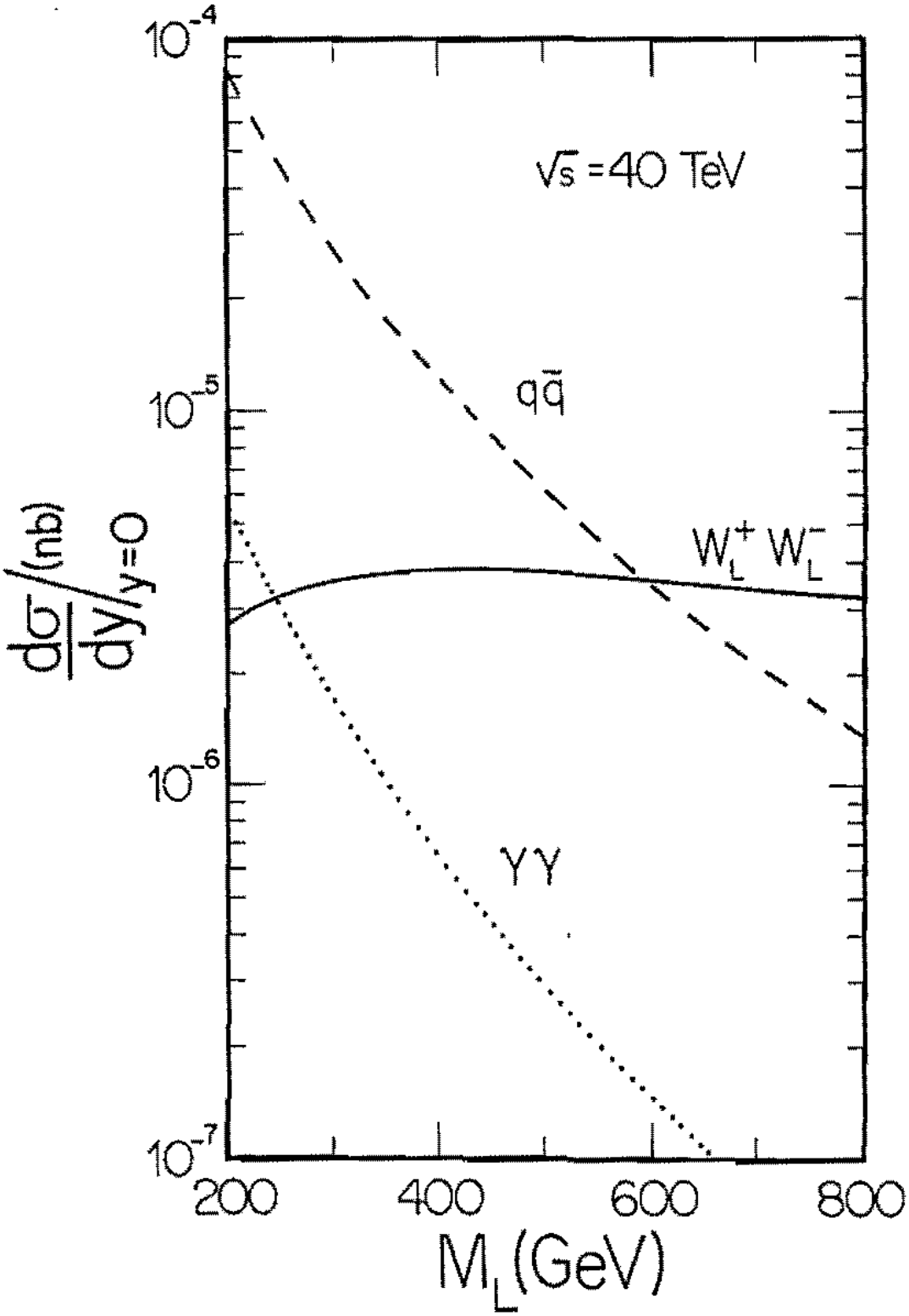


Figura 11
Idem à Figura 10 para $\sqrt{s}$=40 TeV.

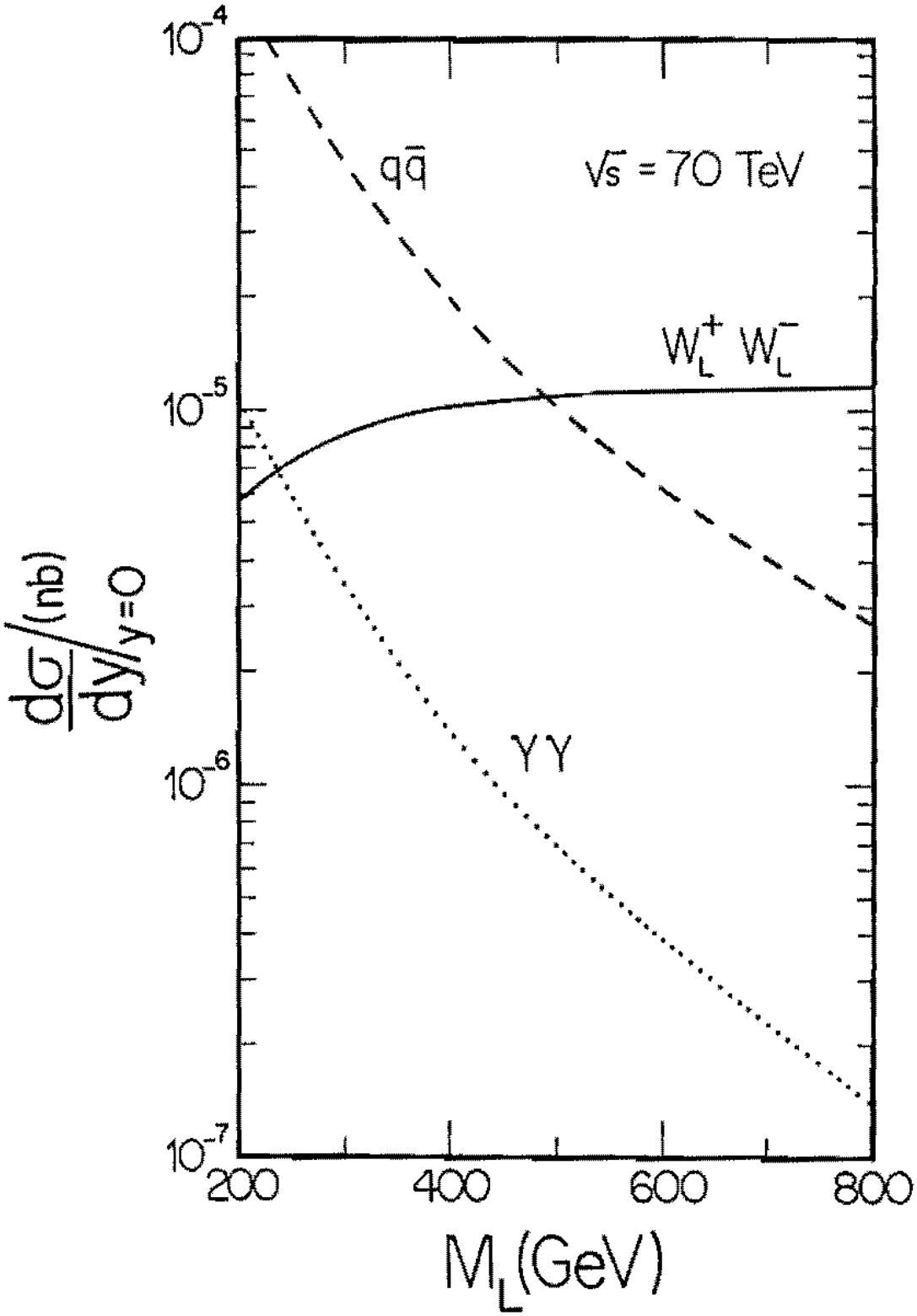


Figura 12
Idem à Figura 10 para $\sqrt{s}$=70 TeV.

a partir de $M_L \geqslant 500$ GeV. A contribuição do processo de fusão de fotons decresce rapidamente com o aumento da massa leptônica, fornecendo uma contribuição pouco significativa no intervalo de massa considerado.

Passemos agora a tratar a contribuição do subprocesso $Z_L^o Z_L^o \to L^+ L^-$. Neste caso, os diagramas de Feynman que contribuem para a seção de choque elementar estão apresentados na Figura 13.

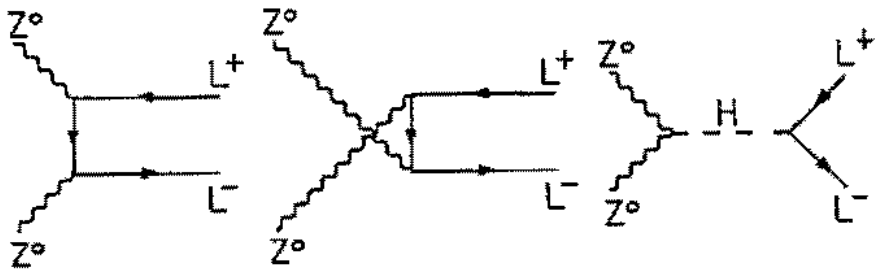


Figura 13
Gráficos de Feynman que contribuem para subprocesso $Z^o Z^o \to L^+ L^-$.

Quando tomamos os bosons Z^o longitudinalmente polarizados, a seção de choque do processo elementar (3.2b) é dada por(*):

(*) Agradecemos ao Dr. Scott Willenbrock pelas proveitosas discussões e por ter-nos apontado um engano na equação 11 da referência 16.

$$\hat{\sigma}^{L}_{Z^oZ^o \to L^+L^-}(\hat{s}) = \frac{\pi\alpha^2}{8\,\mathrm{sen}^4\theta_W \cos^4\theta_W}\,\frac{M_L^2}{M_Z^4}\,\beta \cdot$$
$$\cdot\left\{1 - 2\hat{s}(\hat{s} - M_H^2)\chi_H + \beta^2\hat{s}^2\chi_H - \frac{(1-\beta^2)}{2\beta}\left[1 - 2\hat{s}(\hat{s} - M_H^2)\chi_H\right]\mathscr{L}\right\} \qquad (3.13)$$

Ou, reescrevendo de forma que o comportamento a altas energias se torne evidente:

$$\hat{\sigma}^{L}_{Z^oZ^o \to L^+L^-}(\hat{s}) = \frac{\pi\alpha^2}{2\,\mathrm{sen}^4\theta_W \cos^4\theta_W}\left(\frac{M_L}{M_Z}\right)^4 \frac{\beta}{\hat{s}} \cdot$$
$$\cdot\left\{\left[1 + 2M_H^2(\hat{s} - M_H^2)\chi_H\right]\left(-1 + \frac{1}{2\beta}\mathscr{L}\right) + \frac{\beta^2}{(1-\beta^2)}M_H^4\chi_H\right\} \qquad (3.14)$$

Podemos notar, aqui, a presença do fator $(M_L/M_Z)^4$, que favorece a produção de leptons pesados.

Nas Figuras 14 e 15, apresentamos as distribuições de rapidez a y=0 (A.6) para a reação $pp \to Z_L^o Z_L^o \to L^+L^-$, assumindo, respectivamente, os valores de $2M_Z$ e $8M_Z$ para a massa do Higgs. Vemos que a contribuição da fusão dos bosons $Z_L^o Z_L^o$ é bastante significativa, principalmente na presença do efeito de largura máxima do Higgs, conforme comentado anteriormente (Figura 15), sendo, no entanto, inferior à contribuição do subprocesso (3.2a).

Considerando agora o subprocesso (3.2c) para a produção de um par lepton-neutrino $(L^{\pm}\overset{(-)}{\nu})$, obtivemos para a seção de choque elementar (Figura 16), envolvendo bosons ve

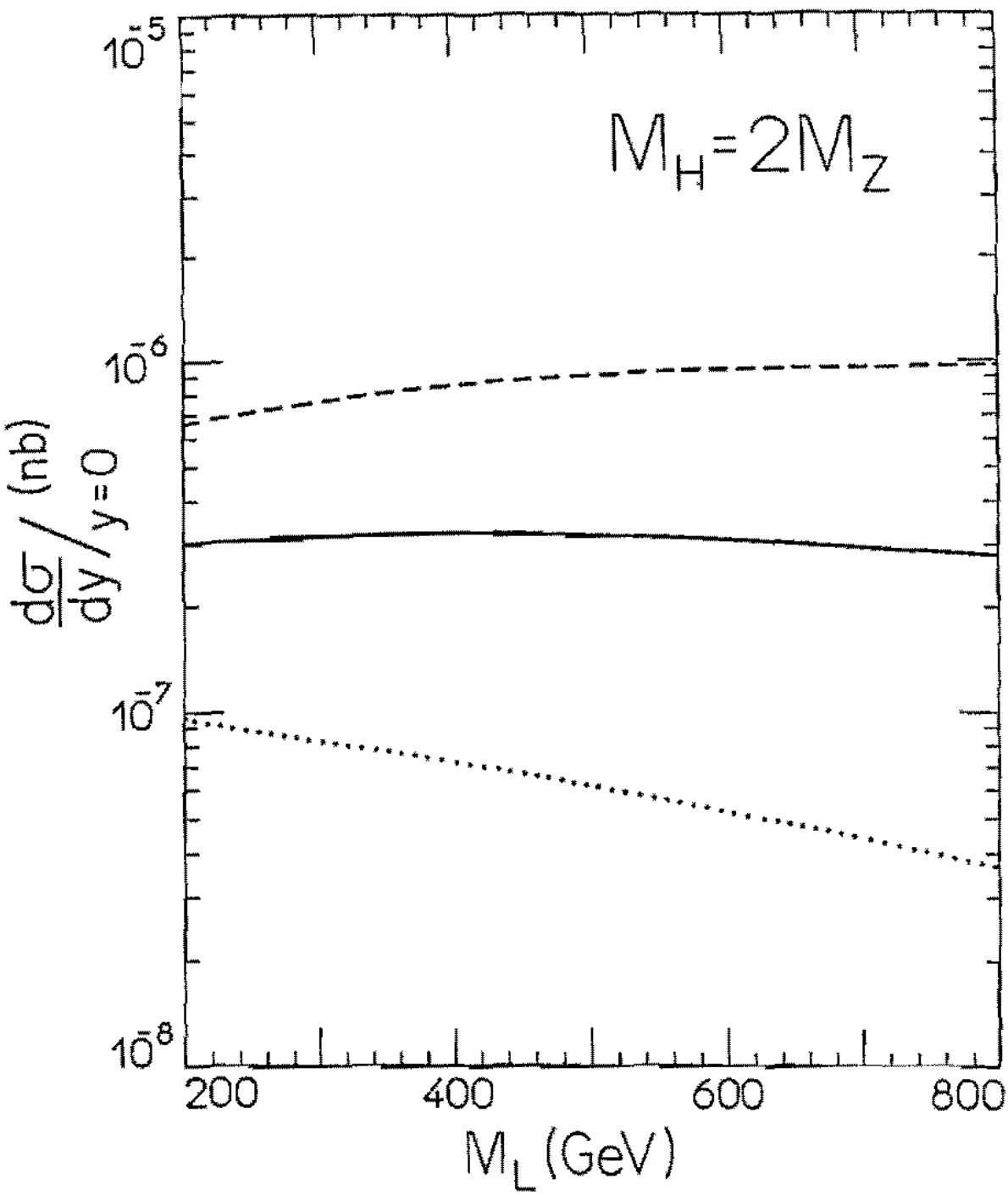


Figura 14
Distribuição de rapidez a y=0 em colisões proton-proton da contribuição do subprocesso (3.2b) com os bosons vetoriais longitudinalmente polarizados. Adotamos $M_H=2M_Z$ e as mesmas energias especificadas na Figura 8.

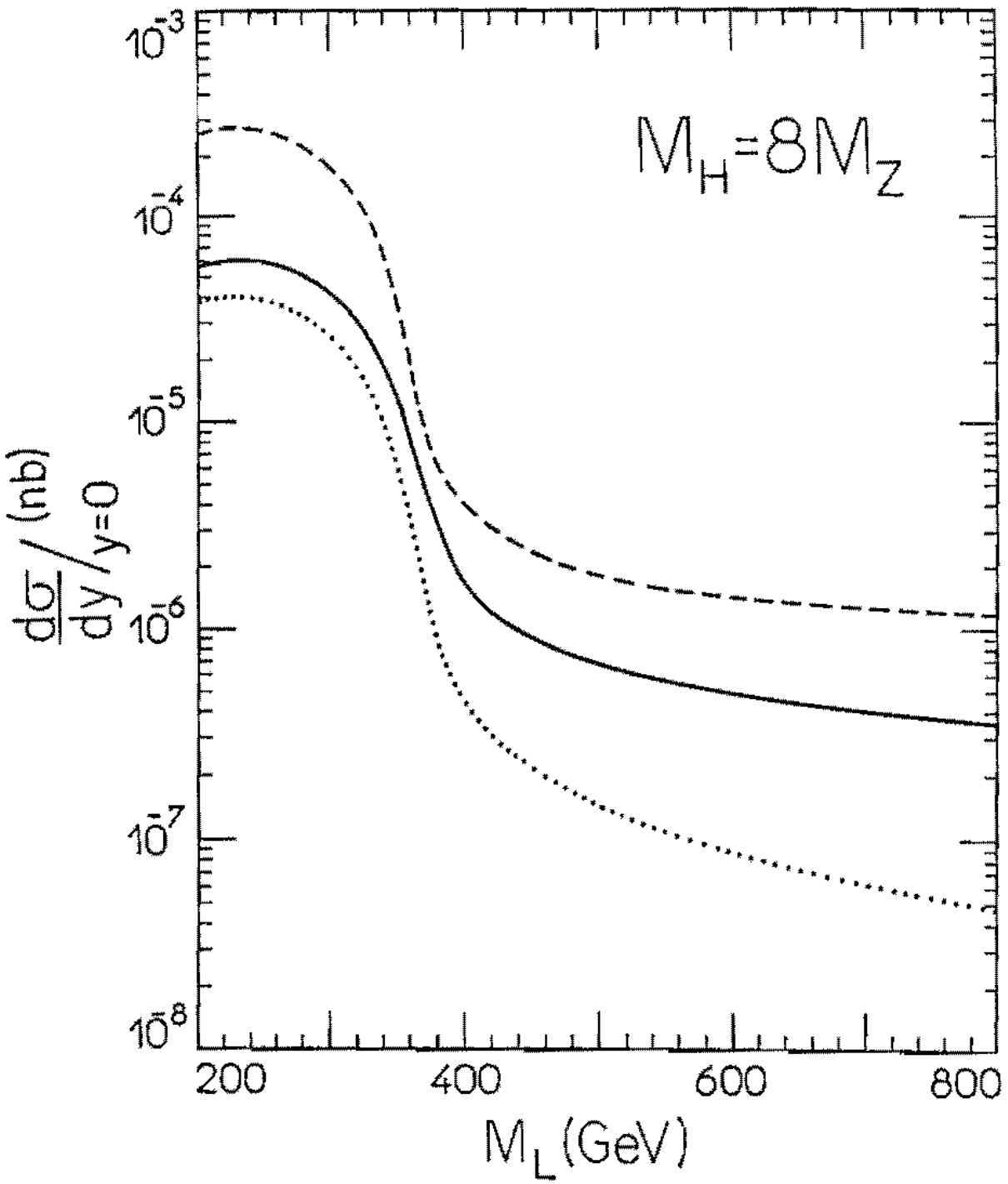


Figura 15
Idem à Figura 14 para $M_H=8M_Z$.

toriais longitudinalmente polarizados[17]:

$$\hat{\sigma}^{L}_{W^{\pm}Z^{0} \to L^{\pm}\nu}(\hat{s}) = \sum_{ij} \hat{\sigma}_{ij} \quad (i,j = W, L, \nu) \tag{3.15}$$

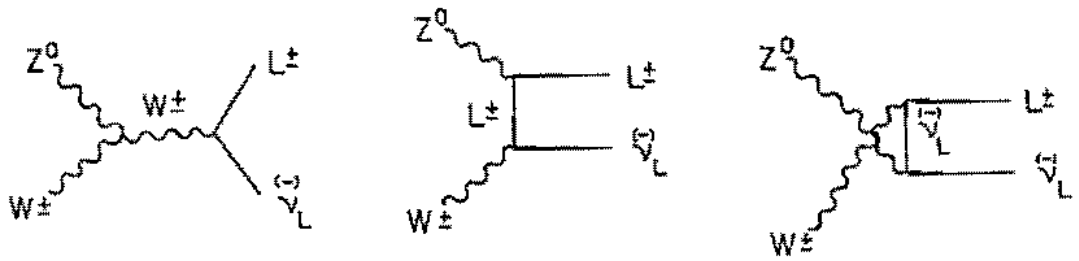


Figura 16
Gráficos de Feynman que contribuem para o subprocesso $W^{\pm}Z^{0} \to L^{\pm}\overset{(-)}{\nu}_{L}$.

As contribuições de cada diagrama da Figura 16 e suas respectivas interferências são dadas por:

$$\hat{\sigma}_{WW} = \frac{\pi\alpha^2 \cos^2\theta_W}{24\,\mathrm{sen}^4\theta_W} \frac{\hat{s}}{M_W^2 M_Z^2} (1-\eta)^2 \left[2 + \left(1 + 3\frac{\mathrm{sen}^4\theta_W}{\cos^4\theta_W}\right)\eta\right]$$

$$\hat{\sigma}_{LL} = \frac{\pi\alpha^2}{48\,\mathrm{sen}^4\theta_W \cos^2\theta_W} \frac{\hat{s}}{M_W^2 M_Z^2} \cdot$$
$$\cdot \{(1 - 4\,\mathrm{sen}^2\theta_W)[(1-\eta)^3 - 3\eta(1-\eta^2) + 6\eta^2\ell n] + 4\,\mathrm{sen}^4\theta_W(1-\eta)^2(1+2\eta)\}$$

$$\hat{\sigma}_{\nu\nu} = \frac{\pi\alpha^2}{48\,\mathrm{sen}^4\theta_W \cos^2\theta_W} \frac{\hat{s}}{M_W^2 M_Z^2} (1-\eta)^2 (1+2\eta)$$

$$\hat{\sigma}_{W_L} = \frac{-\pi\alpha^2}{24\,\mathrm{sen}^4\theta_W}\,\frac{\hat{s}}{M_W^2 M_Z^2}\cdot\{2(1-\eta)^3 - 3\eta(1-\eta^2) - 2\,\mathrm{sen}^2\theta_W(1-\eta)^2(2+\eta) + 6\eta^2\mathcal{L} +$$
$$+ 3\,\frac{\mathrm{sen}^2\theta_W}{\cos^2\theta_W}\,[\eta(1-\eta^2) + 2\,\mathrm{sen}^2\theta_W\,\eta(1-\eta)^2 - 2\eta^2\mathcal{L}]\}$$

$$\hat{\sigma}_{W_V} = \frac{-\pi\alpha^2}{24\,\mathrm{sen}^4\theta_W}\,\frac{\hat{s}}{M_W^2 M_Z^2}\,(1-\eta)^2\left[2 + \left(1 - 3\,\frac{\mathrm{sen}^2\theta_W}{\cos^2\theta_W}\right)\eta\right]$$

$$\hat{\sigma}_{\nu L} = \frac{\pi\alpha^2}{24\,\mathrm{sen}^4\theta_W\,\cos^2\theta_W}\,\frac{\hat{s}}{M_W^2 M_Z^2}\,[(1-\eta)^3 - 3\eta(1-\eta^2) - 2\,\mathrm{sen}^2\theta_W(1-\eta)^2(1+2\eta) + 6\eta^2\mathcal{L}] \quad (3.16)$$

$\mathcal{L}$ foi definido anteriormente em (3.6), só que, neste caso, β é a velocidade do lepton massivo no centro de massa, ou seja:

$$\beta_1 = \frac{(1-\eta)}{(1+\eta)} \quad (3.17)$$

onde definimos:

$$\eta = \frac{M_L^2}{\hat{s}} \quad (3.18)$$

Podemos verificar que em (3.16), como ocorreu no caso do subprocesso $W_L^+W_L^- \to L^+L^-$, existem termos que violam os requisitos impostos pela unitariedade. No entanto, quando executamos a soma em (3.15), os termos proporcionais a $\hat{s}$ e independentes de $\hat{s}$ cancelam-se exatamente, levando a uma seção de choque com o comportamento exigido, no limite de altas energias:

$$\hat{\sigma}^{L}(\hat{s})_{W^-Z^0 \to L^-\bar{\nu}} = \frac{\pi\alpha^2}{8\,\mathrm{sen}^4\theta_W \cos^2\theta_W}\,\frac{M_L^4}{M_W^2 M_Z^2}\,\frac{1}{\hat{s}}\,(-1+\eta+\mathscr{L}) \qquad (3.19)$$

onde o fator $M_L^4/M_W^2M_Z^2$ favorece a produção do par $L^-\bar{\nu}$, com o lepton carregado pesado.

A Figura 17 mostra a distribuição de rapidez a y=0 para o processo $pp \to W_L^{\pm} Z_L^{0} \to L^{\pm}\overset{(-)}{\nu}$:

$$\frac{d\sigma}{dy}(pp \to L^{\pm}\overset{(-)}{\nu})^{-}\Big/_{y=0} = 2\int_{M_L^2/s}^{1} d\tau\,[W_p^{+}(\sqrt{\tau})\,Z_p^{0}(\sqrt{\tau}) + W_p^{-}(\sqrt{\tau})\,Z_p^{0}(\sqrt{\tau})]\,\hat{\sigma}(\tau s)_{W^{\pm}Z^0 \to L^{\pm}\overset{(-)}{\nu}}$$

a qual é comparada com a contribuição do processo de Drell - Yan: $q\bar{q}' \to W^{\pm} \to L^{\pm}\overset{(-)}{\nu}$. (A seção de choque elementar para o mecanismo de fusão de quarks é dada pela equação (A.8) do Apêndice A.) Podemos ver que, apesar de a contribuição da fusão de bosons vetoriais ser significativa, ela supera a contribuição da fusão de quarks, apenas para valores muito altos da massa leptônica (M_L>900 GeV para $\sqrt{s}$=40 TeV).

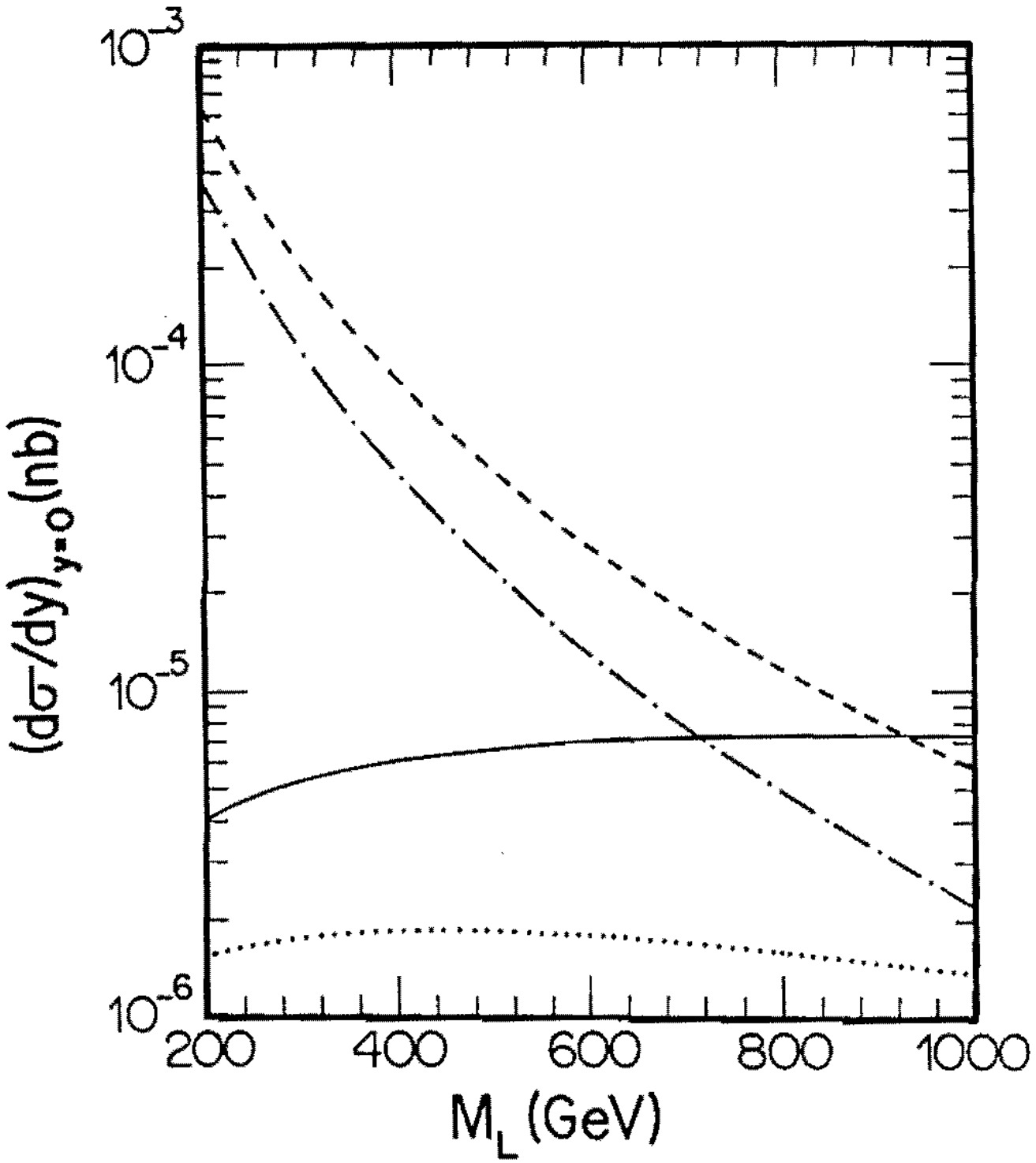


Figura 17
Distribuição de rapidez a y=0 em colisões proton-proton das contribuições do mecanismo de Drell-Yan para $\sqrt{s}$=20 (-·-·-) e 40 (---) TeV e do subprocesso (3.2c) com os bosons vetoriais longitudinalmente polarizados para $\sqrt{s}$=20(...) e 40 (——) TeV.

CONCLUSÕES

Procuramos enfatizar a importância desempenhada por processos de fusão de bosons vetoriais, na produção de novos leptons pesados, em colisões hadrônicas. A análise de subprocessos, envolvendo dois bosons longitudinalmente polarizados, mostrou que as seções de choque elementares são proporcionais a $(M_L/M_V)^4 1/\hat{s}$, favorecendo a produção de partículas pesadas. De maneira geral, cada boson longitudinal, que participa do subprocesso, contribui com um fator $(M_L/M_V)^2$ para a seção de choque elementar. Isto pode ser visto, por exemplo, através da inspeção da seção de choque para $W_L^-\gamma \to L^-\nu$:

$$\hat{\sigma}(\hat{s})_{W_L^-\gamma \to L^-\nu} = \frac{\pi\alpha^2}{2\,\mathrm{sen}^2\theta_W}\left(\frac{M_L}{M_W}\right)^2 \frac{1}{\hat{s}}\{-(1-\eta)(1-4\eta) + [1-2\eta(1+\eta)]\mathscr{L}\}$$

a qual se comporta como $(M_L/M_W)^2 1/\hat{s}$, enquanto a seção de choque para $\gamma\gamma \to L^+L^-$ (ver equação A.9) é essencialmente proporcional a $1/\hat{s}$. A origem dos fatores $(M_L/M_W)^2$ pode ser encontrada no comportamento da polarização longitudinal (2.18) dos bosons vetoriais. No limite de altas energias, o termo dominante de ε_μ^L é dado por K_μ/M_V, onde K_μ é o quadrimomento do boson vetorial. Estes termos, atuando sobre correntes não conservadas, tais como as correntes leptônicas carregadas e a parte axial da corrente neutra fraca, levam a fatores M_L/M_V na amplitude, correspondente a cada boson vetorial longitudinal.

Desta forma, processos que envolvem dois bosons vetoriais longitudinais conseguem dominar, para a massa leptônica suficientemente grande ($M_L >> M_W$), a contribuição do mecanismo de Drell-Yan. Podemos ver em (A.7) e (A.8) que as seções de choque elementares para a fusão de quarks é simplesmente proporcional a $1/\hat{s}+0(M_L^2/\hat{s}^2)$. Assim, mesmo o fato de a luminosidade de bosons longitudinais nos protons ser aproximadamente quatro ordens de magnitude inferior à dos quarks[35], não impede que a contribuição da fusão dos bosons vetoriais venham a dominar, devido à presença do fator $(M_L/M_W)^4$.

Recentemente, Dicus[36] refez o cálculo da contribuição da fusão W^+W^-, para produção de um par L^+L^-, em colisões proton-proton, a $\sqrt{s}$=40 TeV. Ao invés de utilizar a aproximação do W efetivo, Dicus calculou exatamente a seção de choque para os processos completos $qq' \to qq' + W^+W^- (\to L^+L^-)$. A comparação com nossos resultados para $W_L^+W_L^- \to L^+L^-$ mostra que o cálculo efetivo apresenta excelente concordância com o cálculo exato, para M_L>400 GeV. Para valores inferiores da massa leptônica, o resultado exato é substancialmente superior ao aproximado, como seria de se esperar, já que nesta região a contribuição da componente transversal dos bosons vetoriais é significativa (ver Figura 8). Em todo caso, uma vez que a contribuição do mecanismo de fusão W^+W^- começa a tornar-se importante, a partir de M_L>500 GeV, a teoria efetiva fornece excelentes resultados na região de interesse. Desta forma, a conclusão de Dicus é idêntica à nossa: leptons pesados ($M_L \geq$600 GeV) são produzidos com maior eficiência através da fusão W^+W^- do que através do mecanismo de Drell-Yan.

4. O TEOREMA DA EQUIVALÊNCIA E A PRODUÇÃO DE UM PAR DE BOSONS DE HIGGS

Introduziremos, neste capítulo, os conceitos envolvidos no Teorema da Equivalência. Os resultados advindos de sua utilização serão comparados com os obtidos no capítulo anterior, para a produção leptônica. O Teorema da Equivalência será usado no cálculo da produção hadrônica de um par de bosons de Higgs padrão[37] e um par de Higgs carregados supersimétricos[38].

TEOREMA DA EQUIVALÊNCIA

Segundo o capítulo anterior, os bosons longitudinais fornecem a contribuição dominante para a produção de partículas pesadas, através de processos de fusão de bosons vetoriais. No entanto, as seções de choque são bastante complicadas para serem calculadas, apresentando termos que violam os limites impostos pela unitariedade, os quais se cancelam exatamente, quando consideradas todas as contribuições envolvidas em cada processo.

O Teorema da Equivalência é uma ferramenta extremamente útil para o cálculo de amplitudes, envolvendo bosons vetoriais longitudinalmente polarizados. Ele estabelece que amplitudes que envolvem pernas externas de bosons de gau

ge longitudinalmente polarizados são equivalentes (a menos de uma fase) àquelas obtidas quando se substituem estes bosons de gauge pelos bosons de Goldstone correspondentes, mais correções da ordem de M_V/E, onde M_V e E são a massa e a energia dos bosons vetoriais, respectivamente. Definindo os escalares não-físicos presentes no gauge R_ξ como ω^+, ω^-, z^0 (bosons de Goldstone), podemos escrever:

$$\mathcal{M}_U(W_L^\pm, Z_L^0) = \mathcal{M}_{R_\xi}(\omega^\pm, z^0) + O\left(\frac{M_V}{E}\right) \qquad (4.1)$$

onde $\mathcal{M}_{U(R_\xi)}$ são as amplitudes invariantes calculadas no gauge unitário (R_ξ). Assim, no limite de altas energias, a componente longitudinal do boson vetorial guarda, de certa forma, a lembrança do grau de liberdade correspondente ao boson de Goldstone, o qual é por ele absorvido através do mecanismo de Higgs.

O Teorema da Equivalência foi estabelecido pela primeira vez, a nível de árvore, por Cornwall, Levin e Tiktopoulos[39] e por Vayonakis[40]. Posteriormente, foi utilizado por Lee, Quigg e Thacker[41], para obter-se um limite superior para a massa do boson de Higgs, pela análise da unitariedade das ondas parciais, a nível de árvore, para espalhamento de bosons de gauge. Recentemente, Chanowitz e Gaillard[42] apresentaram uma demonstração do Teorema da Equivalência em um gauge R_ξ geral e em todas as ordens de teoria de perturba

ção, e Gounaris, Kögerler e Neufeld[43] basearam sua prova na invariância BRS das teorias de gauge.

Para podermos aplicar os resultados do Teorema da Equivalência no cálculo de processos específicos, é necessário obter os acoplamentos envolvendo os bosons de Goldstone, bosons de gauge e fermions. Para tanto, tomemos a lagrangeana que envolve o setor escalar[30], no modelo de Glashow-Weinberg-Salam:

$$\mathcal{L} = (D_\mu\phi)^\dagger (D^\mu\phi) - V(\phi^\dagger\phi) + \mathcal{L}_{Yuk} \qquad (4.2)$$

onde o potencial $V(\phi^+\phi)$ é dado por:

$$V(\phi^\dagger\phi) = \mu^2(\phi^\dagger\phi) + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \qquad (4.3)$$

e $\mathcal{L}_{yuk}$ é a lagrangeana de Yukawa, a qual restringiremos apenas ao caso de uma geração leptônica, ou seja:

$$\mathcal{L}_{Yuk} = -G_L[\bar{F}_R\phi^\dagger F_L + \bar{F}_L\phi F_R] \qquad (4.4)$$

Em 4.4, $F_R(F_L)$ é o singleto (dubleto) formado com as componen

tes de mão direita (esquerda) dos campos leptônicos:

$$F_R \equiv L_R = \frac{1}{2}(1+\gamma_5)L \tag{4.5}$$

$$F_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ L \end{pmatrix}_L = \frac{1}{2}(1-\gamma_5)\begin{pmatrix} \nu_L \\ L \end{pmatrix} \tag{4.6}$$

O dubleto complexo de Higgs:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \tag{4.7}$$

pode ser, assim, parametrizado em termos do campo do Higgs físico (H) e dos bosons de Goldstone ($\omega^{\pm}$ e z^0):

$$\phi = \frac{(v+H)}{\sqrt{2}} \exp\left(i\frac{\tau^j \xi^j}{v}\right) \cong \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{bmatrix} i(\xi^1 - i\xi^2) \\ v + H - i\xi^3 \end{bmatrix} \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} i\sqrt{2}\,\omega^+ \\ v + H - iz^0 \end{pmatrix} \tag{4.8}$$

onde v é o valor esperado do vácuo do campo ϕ_0:

$$v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} = \frac{2M_W}{g} \tag{4.9}$$

Desta forma, o potencial (4.3), em termos dos bosons de Goldstone, fica:

$$V(\phi^\dagger\phi) = \frac{1}{2} M_H^2 H^2 + \frac{g}{4}\frac{M_H^2}{M_W} H(H^2 + 2\omega^+\omega^- + z^{0\,2}) + \frac{g^2}{32}\frac{M_H^2}{M_W^2}(H^2 + 2\omega^+\omega^- + z^{0\,2})^2 \quad (4.10)$$

onde a massa do boson de Higgs é dada por:

$$M_H^2 = -2\mu^2 = 2\lambda v^2 \quad (4.11)$$

O termo correspondente à lagrangeana de Yukawa (4.4) fornece os acoplamentos Goldstone-leptons:

$$\mathscr{L}_{Yuk} = -M_L\bar{L}L - \frac{g}{2}\frac{M_L}{M_W}\bar{L}LH - i\frac{g}{2}\frac{M_L}{M_W}\left[\frac{1}{\sqrt{2}}\bar{\nu}_L(1+\gamma_5)L\omega^+ - \frac{1}{\sqrt{2}}\bar{L}(1-\gamma_5)\nu_L\omega^- - \bar{L}\gamma_5 L z^0\right]$$

(4.12)

em que a massa do lepton carregado se relaciona com a constante de acoplamento de Yukawa através de:

$$M_L = \frac{G_L v}{\sqrt{2}}$$

O termo cinético de (4.2), que envolve a derivada covariante do dubleto escalar:

$$D_\mu \equiv \partial_\mu - ig\,\frac{\tau^i}{2}\,A^i_\mu - i\,\frac{g'}{2}\,B_\mu$$

além do termo cinético para os Goldstones, dá origem a acoplamentos tríplices e quârticos, envolvendo os bosons de gauge que estão além de nosso interesse.

Assim, podemos escrever a parte da lagrangeana (4.2), que contém os acoplamentos dos bosons de Goldstone, com o boson de Higgs e os leptons, coletando os resultados (4.10) e (4.12):

$$\begin{aligned}\mathscr{L}_{\text{acopl.}} = &-\frac{g}{4}\,\frac{M_H^2}{M_W}\,(H^2 + 2\omega^+\omega^- + z^{0\,2})H - \frac{g^2}{32}\,\frac{M_H^2}{M_W^2}\,(H^2 + 2\omega^+\omega^- + z^{0\,2})^2 - \\ &- i\,\frac{g}{2}\,\frac{M_L}{M_W}\left[\frac{1}{\sqrt{2}}\,\bar{\nu}_L(1+\gamma_5)L\omega^+ - \frac{1}{\sqrt{2}}\,\bar{L}(1-\gamma_5)\nu_L\,\omega^- - \bar{L}\gamma_5 L z^0\right]\end{aligned} \qquad (4.13)$$

Podemos ver de (4.13) que os bosons de Goldstone acoplam-se ao de Higgs e aos leptons, com uma constante de acoplamento proporcional às suas respectivas massas. Isto reflete o fato de processos envolvendo bosons vetoriais longitudinais serem dominantes, quando estamos interessados na produção de partículas pesadas.

A utilização dos resultados do Teorema da Equivalência leva a algumas vantagens no cálculo de processos de fusão de bosons longitudinais. Por um lado, um número menor de diagramas que envolvem os bosons escalares de Goldstone, devem

ser considerados para cada processo específico. Por outro lado, as amplitudes invariantes já não possuem termos que violam os limites de unitariedade. O uso do Teorema da Equivalência "extrai" apenas os termos bem comportados, até a ordem M_V/E, das amplitudes envolvendo bosons vetoriais longitudinalmente polarizados.

Dawson e Willenbrock[44], independentemente, examinaram a produção de leptons pesados em colisões hadrônicas, utilizando o Teorema da Equivalência, para calcular as seções de choque elementares. Os resultados obtidos na referência 44, para a seção de choque dos subprocessos $\omega^+\omega^- \to L^+L^-$, $z^o z^o \to L^+L^-$ e $\omega^\pm z^o \to L^\pm \overset{(-)}{\nu}_L$, coincidem exatamente com nossos resultados para as reações $W_L^+W_L^- \to L^+L^-$, $Z_L^oZ_L^o \to L^+L^-$ e $W_L^\pm Z_L^o \to L^\pm \overset{(-)}{\nu}_L$, apresentados nas equações (3.8), (3.14) e (3.19), respectivamente. A identidade destes resultados ilustra a validade do Teorema da Equivalência para o cálculo de processos envolvendo bosons longitudinais, no limite de altas energias ($\hat{s} >> M^2_{W,Z}$).

PRODUÇÃO DE UM PAR DE BOSONS DE HIGGS PADRÃO

Um dos principais objetivos da próxima geração de máquinas de colisão proton-proton é a busca do boson escalar de Higgs[45]. Como apontamos nas considerações preliminares do capítulo anterior, os mecanismos mais eficientes para a produção de um Higgs, em colisões hadrônicas, são realizados através de processos de fusão de bosons vetoriais[18] e de fusão de gluons[19,20]. Apesar das dificuldades envolvidas na separação de eventos contendo um boson de Higgs do fundo, recentes simulações de Monte Carlo[46] parecem indicar que sua identificação será possível tanto no Tevatron, como no Superconducting Super Collider (SSC). Entretanto, é importante procurar mecanismos alternativos de produção do boson de Higgs em colisões hadrônicas, que possam, talvez, fornecer uma assinatura mais nítida para sua identificação. Investigamos[37] a produção de um par de bosons de Higgs padrão, isto é, pertencente à versão mínima do modelo de Glashow-Weinberg-Salam, em colisões proton-proton, através da fusão de bosons vetoriais e de gluons.

Na Figura 18a, apresentamos os diagramas de Feynman que contribuem para o subprocesso de fusão de bosons vetoriais. No cálculo da amplitude invariante que envolve bosons vetoriais longitudinais, utilizamos os resultados do Teorema da Equivalência e os acoplamentos entre os bosons de Godstone e o boson de Higgs, dados pela lagrangeana (4.13),

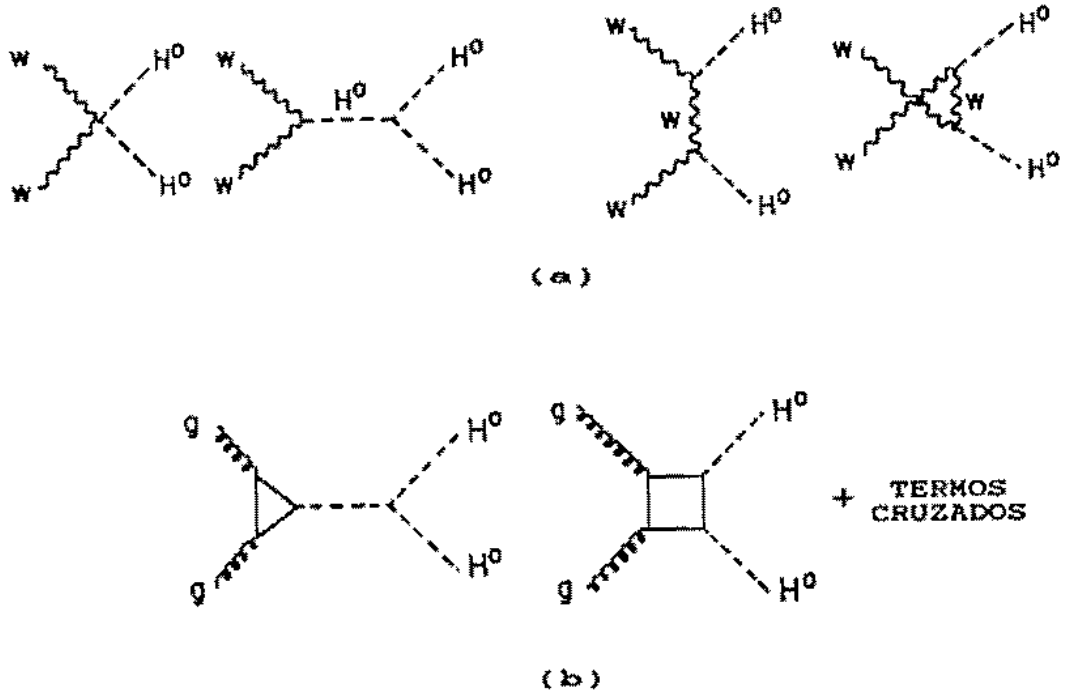


Figura 18
Gráficos de Feynman que contribuem para a produção de um par de Higgs através da fusão de bosons vetoriais (a) e da fusão de gluons (b).

para escrever:[41]

$$\mathcal{M}(\omega^+\omega^- \to H^0H^0) = -i\,\frac{g^2}{4}\left(\frac{M_H}{M_W}\right)^2\left[1 + \frac{3M_H^2}{(\hat{s}-M_H^2)} + \frac{M_H^2}{(\hat{t}-M_W^2)} + \frac{M_H^2}{(\hat{u}-M_W^2)}\right] \qquad (4.14)$$

onde $\omega^{\pm}$ são os bosons de Goldstone, associados aos bosons vetoriais. A amplitude para o processo $z^0z^0 \to H^0H^0$ é dada por (4.14), com a troca de M_W por M_Z.

Desta forma, a seção de choque elementar para o subprocesso $W_L^+W_L^- \to H^oH^o$ é dada por:

$$\hat{\sigma}^L_{W^+W^- \to H^oH^o}(\hat{s}) = \frac{\pi\alpha^2}{16\,\mathrm{sen}^4\theta_W} \cdot \left(\frac{M_H}{M_W}\right)^4 \frac{\beta}{\hat{s}} \left\{ 1 + \frac{(3-\beta^2)^2}{8} \frac{\hat{s}^2}{(\hat{s}-M_H^2)^2} + \right.$$
$$\left. + \frac{(1-\beta^2)}{2\beta} \left[\frac{(1-\beta^2)}{(1+\beta^2)} - (3-\beta^2) \frac{\hat{s}}{(\hat{s}-M_H^2)} \right] \mathscr{L} \right\} \qquad (4.15)$$

onde β é a velocidade do Higgs no centro de massa do subprocesso:

$$\beta = \left(1 - 4\frac{M_H^2}{\hat{s}}\right)^{1/2} \qquad (4.16)$$

e $\mathscr{L}$ foi definido anteriormente em (3.6). Uma vez que assumimos $\hat{s} >> M^2_{W,Z}$, a seção de choque (4.15) é válida, também, para o subprocesso $Z_L^oZ_L^o \to H^oH^o$.

A seção de choque para a reação $pp \to W_L^+W_L^-$ e $Z_L^oZ_L^o \to H^oH^o$ (ver equação (A1) do Apêndice A) é:

$$\sigma_V(pp \to H^oH^o) = \int dx_1\, dx_2 \left[W_p^+(x_1)\, W_p^-(x_2) + W_p^-(x_1)\, W_p^+(x_2) + Z_p^0(x_1)\, Z_p^0(x_2) \right] \hat{\sigma}^L_{W^+W^- \to H^oH^o}(x_1 x_2 s)$$

(4.17)

onde $W_p^{\pm}(Z_p^o)$ é a função de distribuição do boson vetorial longitudinalmente polarizado no proton e $\hat{\sigma}^L_{W^+W^- \to H^oH^o}$ é dada por

(4.15).

Nossos resultados são apresentados na Figura 19 para $\sqrt{s}$=40 TeV. Mostramos separadamente as contribuições da fusão de W^+W^-, de Z^oZ^o e a soma destas duas. Verificamos que a seção de choque é aproximadamente independente da massa do Higgs e bastante pequena ($\sigma_V \simeq 2x10^{-7}$ nb). Quando comparamos com seção de choque para a produção de um único Higgs pela fusão de bosons vetoriais[15], verificamos que a produção do par é $O(10^{-4})$ vezes inferior para M_H=600 GeV, diferença atribuída à perda de espaço de fase para a produção de dois Higgs pesados.

Entretanto, a produção do par de Higgs, em colisões hadrônicas, pode, também, ocorrer através de processos de fusão de gluons por meio de um loop de quarks (Figura 18b). A contribuição do mecanismo de fusão de quarks pode ser ignorada, uma vez que o acoplamento Higgs-quark é proporcional à massa do quark, e a luminosidade de quarks pesados no proton é pequena.

Na estimativa da contribuição da fusão de gluons, assumimos que o gráfico do triângulo (Figura 18b) fornece, ao menos, um limite inferior para a produção do par de Higgs. Assim, a seção de choque elementar para o subprocesso $gg \to H^oH^o$ é dada por:

$$\hat{\sigma}(\hat{s})_{gg \to H^oH^o} = \frac{9\alpha^2\alpha_s^2}{2048\pi \operatorname{sen}^4\theta_W}\left(\frac{M_H}{M_W}\right)^4 \frac{\hat{s}\beta}{(\hat{s}-M_H^2)^2}\left|\sum_q \eta_q(\epsilon)\right|^2 \qquad (4.18)$$

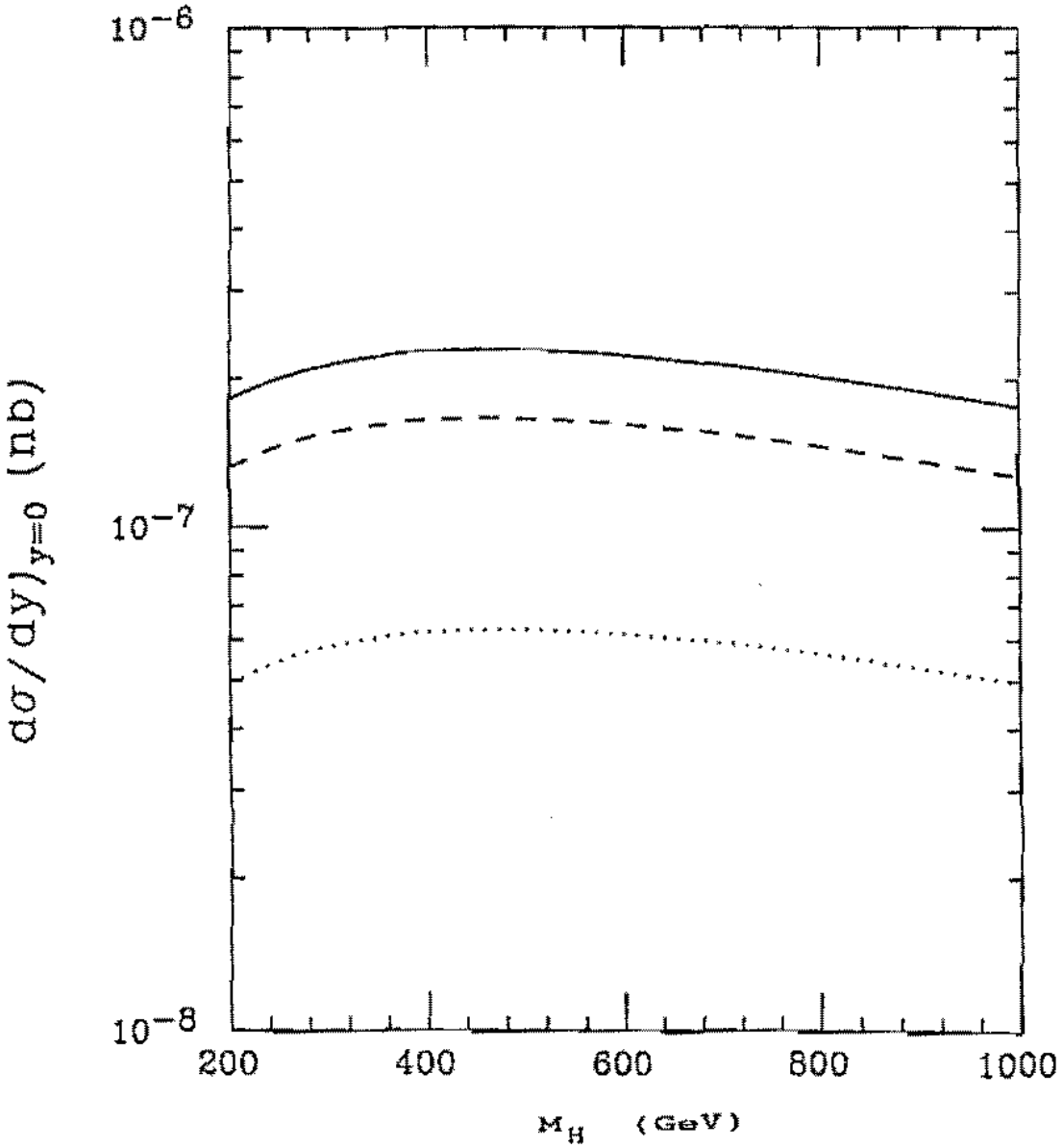


Figura 19
Distribuição de rapidez a y=0 em colisões proton-proton das contribuições da fusão de $W_L^+W_L^-$ (---), $Z_L^oZ_L^o$ (...) e da soma destas duas (—) para a produção de um par de Higgs a $\sqrt{s}$=40 TeV.

onde[15]:

$$\eta_q = \frac{\epsilon}{2}\,[1 + (\epsilon - 1)\phi(\epsilon)]$$

sendo:

$$\phi(\epsilon) = \begin{cases} -\left[\operatorname{arc\,sen}\left(\frac{1}{\sqrt{\epsilon}}\right)\right]^2, & \epsilon > 1 \\ \frac{1}{4}\left[\log\left(\frac{1+\sqrt{1-\epsilon}}{1-\sqrt{1-\epsilon}}\right) + i\pi\right]^2, & \epsilon < 1 \end{cases}$$

com $\varepsilon = 4M_q^2/\hat{s}$ e β definido por (4.16). A soma que aparece em (4.18) deve englobar todos os possíveis quarks que participam do loop.

A seção de choque para a reação $pp \to gg \to H^0H^0$ é:

$$\sigma_G(pp \to H^0H^0) = \int dx_1\, dx_2\, G(x_1)\, G(x_2)\, \hat{\sigma}_{gg \to H^0H^0}(x_1 x_2 s) \qquad (4.19)$$

onde G(x) é a função de distribuição de gluons no proton e $\hat{\sigma}_{gg \to H^0H^0}$ é dada por (4.18). Em nossas estimativas numéricas, utilizamos a parametrização de Duke e Owens[47] para G(x) e calculamos a constante de acoplamento forte α_s em $Q^2 = \hat{s}$.

Na Figura 20, mostramos a seção de choque (4.19) para $\sqrt{s}$=40 TeV, em função da massa do boson de Higgs. As diversas curvas foram traçadas para diferentes massas dos quarks que participam do loop. Além do quark top com massa M_t=100 GeV,

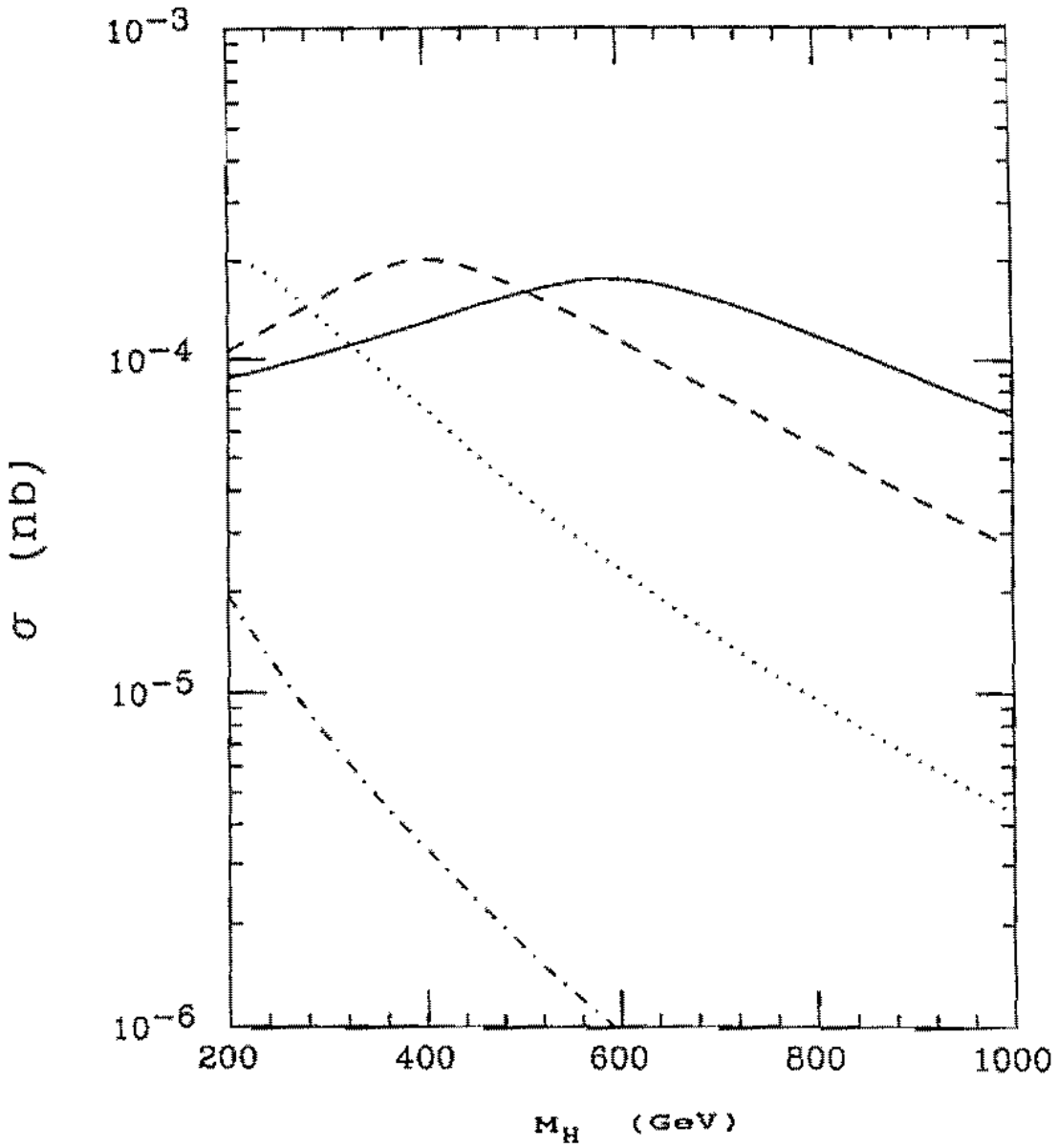


Figura 20

Seção de choque da contribuição da fusão de gluons para a produção de um par de Higgs a $\sqrt{s}$=40 TeV para a massa dos quarks: M_t=100 GeV(-·-·-), M_U=M_D=200(...), 400(---) e 600 (—) GeV.

consideramos a existência de uma quarta geração de quarks(U,D) e apresentamos a seção de choque (4.19) para $M_U=M_D=200$, 400 e 600 GeV. O aumento da massa dos quarks favorece a produção do par de bosons de Higgs, devido ao acoplamento Higgs-quark ($\sim g\, M_q/M_W$) e ao comportamento de $|\eta(\varepsilon)|^2$, que pode ser aproximada por[15]:

$$|\eta(\epsilon)|^2 \cong \begin{cases} 0{,}7\epsilon, & \epsilon < 0{,}5 \\ 0{,}1, & \epsilon > 0{,}5 \end{cases}$$

suprimindo a contribuição de quarks leves. Por outro lado, o fator $(M_H/M_W)^4$, que aparece na seção de choque elementar(4.18) e cuja origem está no acoplamento tríplice do Higgs ($\sim gM_H^2/M_W$), favorece a produção de um par de Higgs pesados.

Recentemente, Barger et al.[48] propuseram o mecanismo de produção associada Z^oH^o. Neste mecanismo, o boson de Higgs é produzido através da reação $pp \to gg \to Z^o_{VIR} \to Z^oH^o$, sendo que o acoplamento do boson Z^o virtual com os gluons ocorre por meio de um loop de quarks. A seção de choque elementar ($gg \to Z^oH^o$) do processo de produção associada depende essencialmente da diferença de massa entre os quarks da quarta geração: se esta diferença de massa for nula, a seção de choque também se anulará. Por outro lado, nosso resultado para a produção de H^oH^o não depende desta diferença, mas apenas dos próprios valores das massas dos quarks.

Mostramos, na Figura 21, as seções de choque

para a produção de um par H^oH^o e para a produção associada Z^o-H^o, em função da diferença de massa do dubleto de quarks ($\Delta=M_U-M_D$) para M_D=200 e 400 GeV a $\sqrt{s}$=40 TeV, e para M_H=500 GeV. Verificamos que, para $\Delta\lesssim$100 GeV, a seção de choque para a produção de dois Higgs supera aquela da produção associada.

A descoberta do boson de Higgs, em colisões proton-proton, enfrenta dois problemas. Primeiro, deve-se dispor de processos que forneçam um número suficiente de eventos. Segundo, o boson de Higgs deve manifestar-se através de um sinal suficientemente claro para ser observado. A seção de choque para a produção de um par H^oH^o é uma ordem de magnitude inferior àquela correspondente à produção de um único boson de Higgs, pela fusão de bosons vetoriais (para M_H=600 GeV). Mas, para a luminosidade integrada, prevista para o SSC ($\mathcal{L}=10^{40}cm^{-2}$), poderemos contar com um número $O(10^3)$ pares de bosons de Higgs por ano.

Uma vez produzido, o boson de Higgs pesado ($2M_W<M_H<2M_{U,D}$) decairá quase que exclusivamente em pares W^+W^- e Z^oZ^o. Desta forma, a assinatura esperada para a produção de um único Higgs, para a produção associada Z^oH^o e para a produção do par H^oH^o será de 2, 3 e 4 bosons vetoriais, respectivamente. Caso o boson de Higgs de fato exista, é provável que ele deva ser visto inicialmente através de sua produção isolada. No entanto, o fato de eventos contendo um par H^oH^o exibir, a priori, um fundo menos severo, os processos, aqui estudados, poderão desempenhar um importante papel na procura do boson de Higgs em colisões proton-proton.

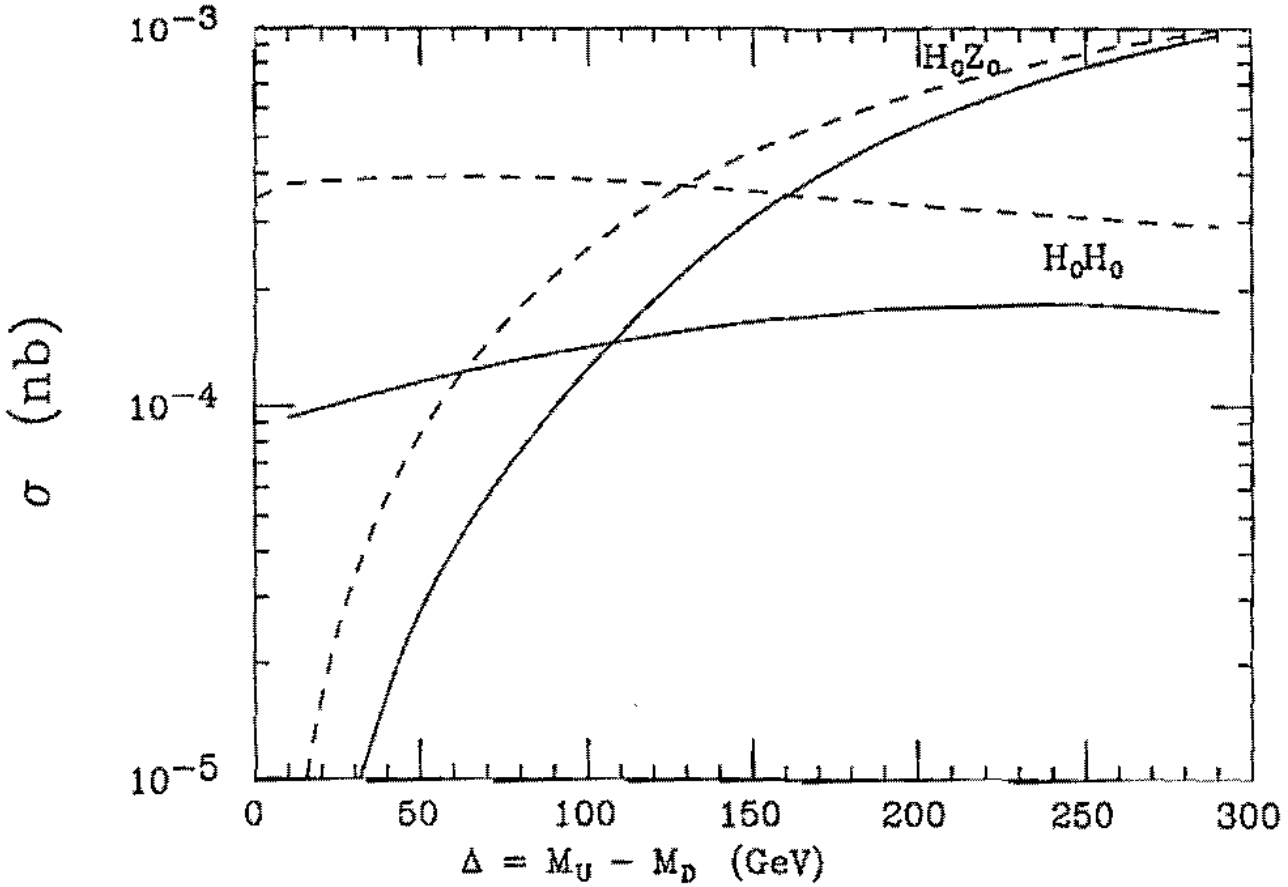


Figura 21

Seções de choque para a produção de um par H^oH^o e para a produção associada H^o-Z^o, para $\sqrt{s}$=40 TeV e M_H=500 GeV, em função da diferença de massa do dubleto de quarks ($\Delta=M_U-M_D$) para M_D=200 (—) e 400 (---) GeV.

PRODUÇÃO DE BOSONS DE HIGGS CARREGADOS

No modelo de Glashow-Weinberg-Salam, quando dois dubletos escalares são introduzidos para quebrar espontaneamente a simetria $SU(2)xU(1)$ para $U(1)_{EM}$, o espectro de Higgs físico é composto por três bosons neutros e um par carregado. Nosso objetivo, neste trabalho[38], foi investigar a produção de um par de bosons escalares carregados (H^+H^-) e a produção associada Higgs-boson vetorial ($H^{\pm}W^{\mp}$), em colisões proton-proton, através da fusão de bosons vetoriais.

O potencial escalar mais geral[49], que pode ser construído com dois dubletos, invariante por transformações de gauge e pela transformação discreta $\Phi_{1,2} \to -\Phi_{1,2}$, possui sete parâmetros livres (ver equação (C.1) do Apêndice C). No entanto, a extensão supersimétrica mínima do modelo padrão[50], a qual exige a introdução de dois dubletos escalares, é capaz de reduzir, significativamente, o número destes parâmetros. Desta forma, trabalharemos dentro do contexto do modelo supersimétrico mínimo[51] que prediz a existência de dois bosons escalares neutros (H_1^o e H_2^o), um pseudo-escalar (H_3^o) e de dois Higgs carregados ($H^{\pm}$). (Maiores detalhes sobre parâmetros e massas do modelo podem ser encontrados no Apêndice C)

A produção de um par H^+H^- em colisões hadrônicas é usualmente feita através do subprocesso $q\bar{q} \to \gamma, Z^o\ H^+H^-$[15]. Em contrapartida, propusemo-nos a estudar a contribuição dos

seguintes subprocessos, envolvendo a fusão de bosons vetoriais massivos:

$$W^+W^- \rightarrow H^+H^- \tag{4.20a}$$
$$Z^0Z^0 \rightarrow H^+H^- \tag{4.20b}$$
$$W^\pm W^\pm \rightarrow H^\pm H^\pm \tag{4.20c}$$
$$Z^0Z^0 \rightarrow W^\pm H^\mp \tag{4.20d}$$
$$W^+W^- \rightarrow W^\pm H^\mp \tag{4.20e}$$
$$W^\pm W^\pm \rightarrow W^\pm H^\pm \tag{4.20f}$$

Dos resultados do capítulo anterior, podemos esperar que a contribuição dominante, para a produção dos bosons de Higgs pesados, venha da fusão de bosons vetoriais longitudinalmente polarizados. Como ressaltamos na primeira seção deste capítulo, os cálculos das seções de choque elementares dos subprocessos (4.20a-f) são consideravelmente simplificados, quando utilizamos os resultados do Teorema da Equivalência para substituir os bosons longitudinais pelos seus respectivos bosons de Goldstone (Figura 22). Para tanto, é necessário obter as regras de Feynman para os acoplamentos Higgs-Goldstone no modelo supersimétrico. Nossos resultados para estes acoplamentos são exibidos no Apêndice C.

Calculamos a distribuição de rapidez a $y=0$ (A,6), para as diversas contribuições (4.20a-f), em colisões proton-proton a $\sqrt{s}=40$ TeV. Nossos resultados indicam que a contribuição dos subprocessos (4.20a-d) são mais de uma ordem de grandeza inferior à contribuição do mecanismo de fusão de quarks ($q\bar{q}\rightarrow\gamma, Z^0\rightarrow H^+H^-$). Já os subprocessos (4.20e,f) são capazes de fornecer uma seção de choque mensurável. Nas Figuras 23 e 24, mostramos as contribuições destes subproces

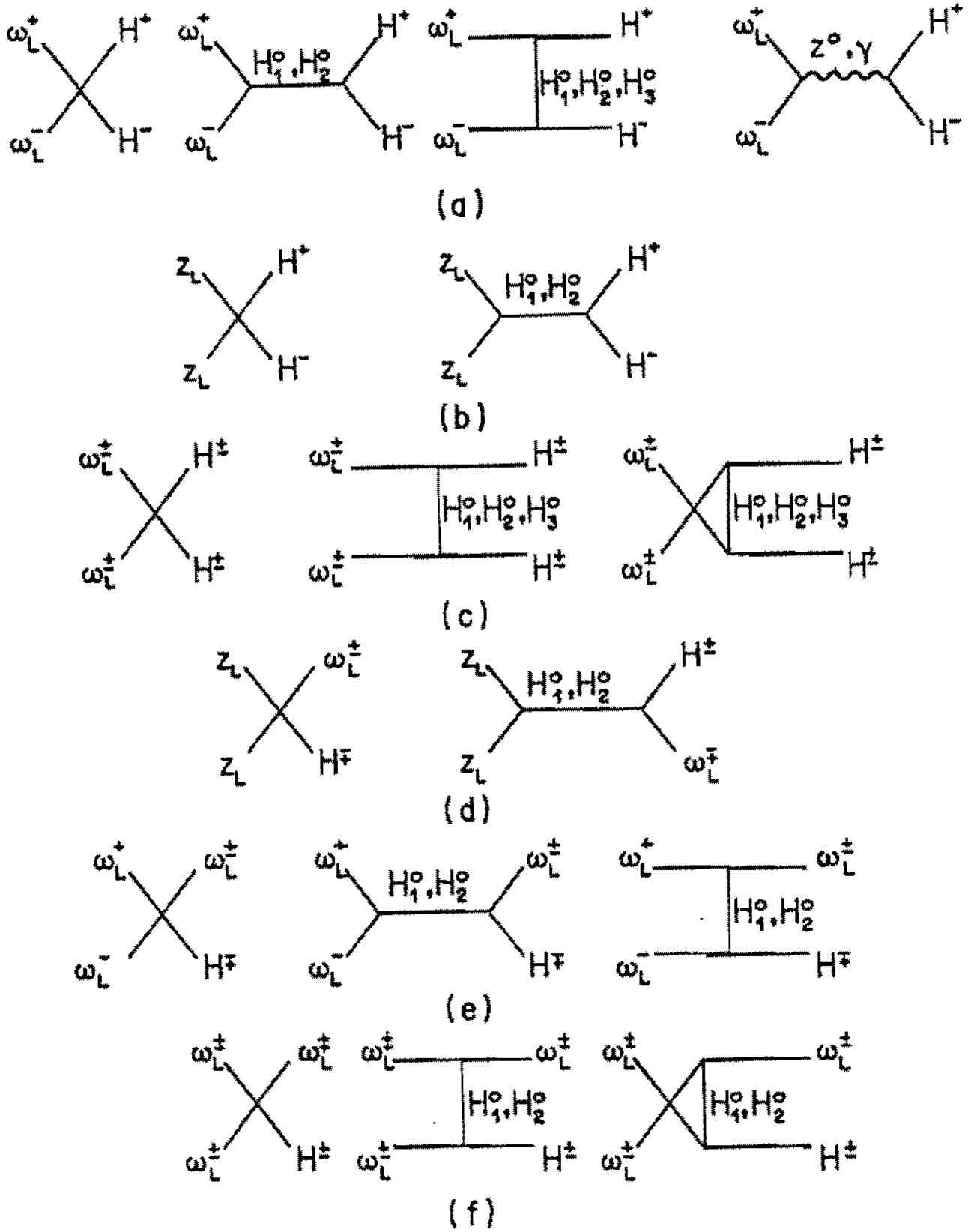


Figura 22

Diagramas de Feynman associados aos subprocessos (4.20a-f).

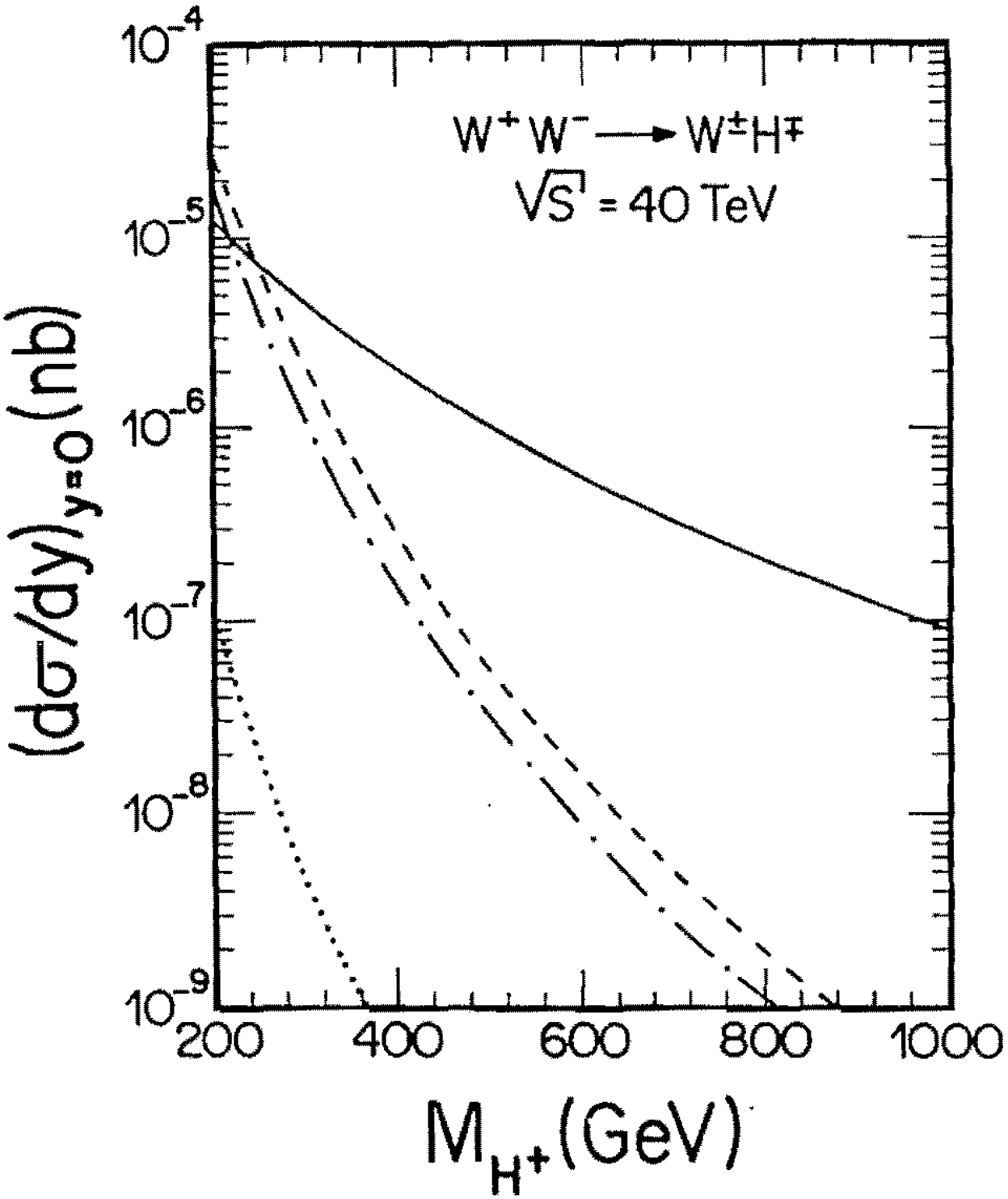


Figura 23

Distribuição de rapidez a y=0 em colisões proton-proton a $\sqrt{s}$=40 TeV das contribuições do mecanismo de Drell-Yan(——)e do subprocesso (4.20e) para $M_{H_2^o}/M_Z$= 0,1(...), 0,5(-·-·-) e 0,9(---).

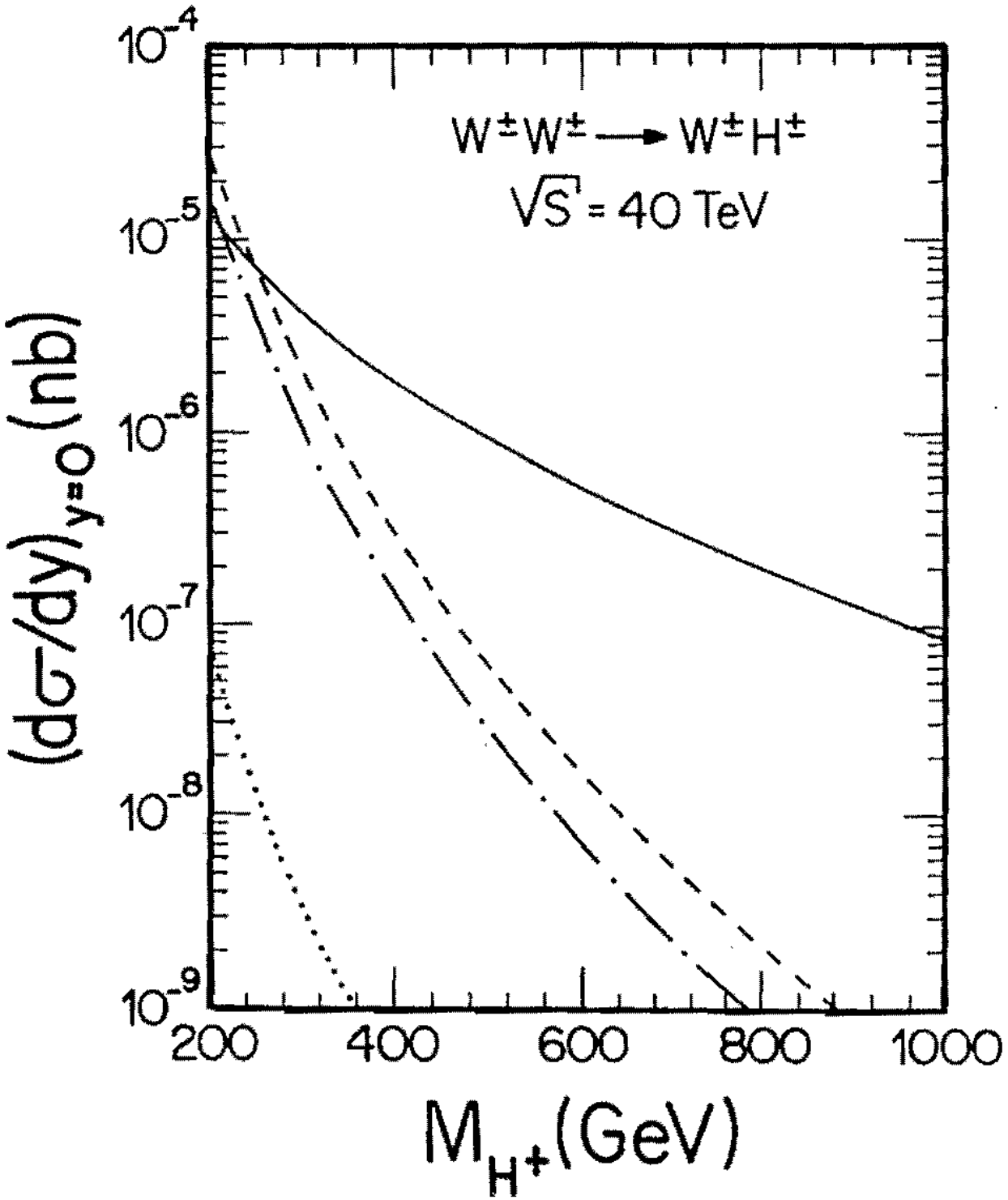


Figura 24
Idem à Figura 23 para o subprocesso (4.20f).

sos, fixando a massa do boson de Higgs neutro $M_{H_2^o}$ em $0{,}1M_Z$, $0{,}5M_Z$ e $0{,}9M_Z$. Podemos concluir que, para $M_{H^\pm} \lesssim 300$ GeV e $M_{H_2^o} \gtrsim 0{,}5M_Z$, a contribuição dos processos de fusão dos bosons vetoriais (4.20e,f) é da mesma ordem de grandeza da seção de choque para a fusão de quarks.

Contudo, de maneira geral, nossos resultados são decepcionantes: a contribuição da fusão de bosons vetoriais longitudinais decresce rapidamente com o aumento da massa do Higgs carregado. Isto ocorre porque os acoplamentos Higgs-Higgs[51] e Higgs-Goldstone (C.7) não são proporcionais à massa do boson de Higgs. Tanto no modelo padrão - com apenas um dubleto escalar (4.13) -, como no caso de dois dubletos[52] usual, isto é, sem impor as restrições exigidas pela supersimetria, os acoplamentos trilineares comportam-se como $\sim gM_H^2/M_W$, e os quárticos como $\sim g^2M_H^2/M_W^2$. Com os vínculos impostos pela supersimetria, reduzimos o número de parâmetros livres do potencial de Higgs e, ao mesmo tempo, perdemos os acoplamentos proporcionais a $M_{H^\pm}$, os quais favoreceriam a produção de Higgs pesados.

Estimativas recentes[53] indicam que o mecanismo mais promissor para a produção de um único Higgs carregado é o da fusão de quarks pesados, isto é, $t\bar{b} \to H^+$, que supera, em mais de três ordens de magnitude, os processos estudados aqui. Desta forma, caso os bosons de Higgs carregados de fato existam, eles, possivelmente, poderão ser observados na próxima geração de aceleradores, pela sua produção isolada.

5. CONCLUSÃO

Neste trabalho, exploramos algumas consequências do modelo padrão das interações eletrofracas, examinando, em particular, mecanismos de produção de uma nova geração leptônica e de um par de bosons de Higgs, em colisões proton-proton a altas energias.

Os bosons vetoriais massivos foram tratados como partons constituintes do proton, através da aproximação de Weizsäcker-Williams generalizada. Procuramos enfatizar a importância de processos que envolvem a fusão de bosons vetoriais longitudinalmente polarizados, para a produção de partículas pesadas.

Nossa análise da produção leptônica mostrou que, no caso de leptons pesados, a contibuição de subprocessos envolvendo bosons longitudinais é capaz de superar a contribuição do mecanismo de Drell-Yan. A desvantagem na luminosidade dos bosons vetoriais, em relação à dos quarks, é compensada pelo comportamento das seções de choque elementares que, no caso de subprocessos de fusão $V_L V_L$ $(V=W^{\pm},Z^{o})$, são proporcionais a $(M_L/M_W)^4$, o que favorece a produção de leptons pesados.

Propusemos, também, mecanismos de fusão de bosons vetoriais e de fusão de gluons, para a produção de um par de bosons de Higgs. Em colisões hadrônicas, eventos com dois Higgs apresentam-se como uma alternativa para a sua identificação. Ampliamos nossa análise para o caso de um mo-

delo de dois dubletos, sujeito aos vínculos impostos pela supersimetria.

Desta forma, podemos esperar que processos envolvendo a fusão de bosons vetoriais desempenharão um importante papel na produção de novas partículas pesadas, na próxima geração de anéis de colisão proton-proton, e, portanto, devem continuar merecendo atenção.

APÊNDICE A

O PROCESSO DE DRELL-YAN

Uma das principais conseqüências do modelo a partons de Feynman, Bjorken e Paschos[54] foi a possibilidade que se abriu de se descreverem colisões hadrônicas a altas energias, através do processo de Drell-Yan[55]. No modelo a partons, um hadron a altas energias é visto como uma coleção de partons quase livres, os quais partilham o seu momento. As diferentes espécies de partons pontuais (quarks, gluons, etc) que compõem o hadron de momento p, carregam uma fração de momento longitudinal $x_i p$ (o momento transversal é negligenciado), tal que $0 \leq x_i \leq 1$ e $\sum_i x_i = 1$.

O mecanismo de Drell-Yan[55], que consiste na produção de um par de muons com grande massa invariante, em colisões hadrônicas, foi proposto como um teste adicional do modelo a partons. A produção do par muônico ocorre através da aniquilação de um parton de um dos hadrons com um antiparton do outro hadron, tendo um foton virtual como intermediário. Apesar de sua simplicidade, o processo de Drell-Yan obteve grande sucesso[56] na descrição das colisões hadrônicas a altas energias.

De uma maneira geral, a colisão hadron-hadron, mostrada esquematicamente na Figura 25, pode ser descrita por meio de dois ingredientes básicos. Primeiramente, necessitamos de $F_h^i(x_i, Q^2)$, que é a densidade de probabilidade de en-

contrar um parton i no hadron h, carregando uma fração de momento longitudinal entre x e x+dx. Segundo, devemos dispor da seção de choque elementar $\hat{\sigma}$ do subprocesso i+j→a+b, para escrever a seção de choque para o processo hadron (h_1)+ hadron (h_2)→a+b, como:

$$d\sigma(h_1h_2 \to ab) = \sum_{i,j} \frac{1}{1+\delta_{ij}}\left[F^i_{h_1}(x_1,Q^2)\,F^j_{h_2}(x_2,Q^2) + (i \longleftrightarrow j)\right] \cdot \hat{\sigma}(ij \to ab)dx_1\,dx_2 \qquad (A.1)$$

onde a soma deve incluir todas as configurações de partons capazes de dar origem ao estado final desejado.

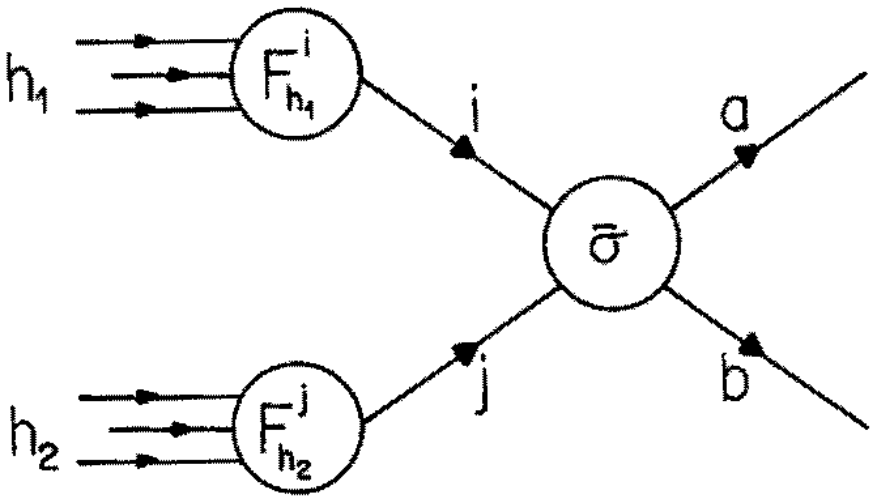


Figura 25
Colisão hadron-hadron envolvendo o subprocesso i+j→a+b.

Como o quadrado da energia total no centro de massa dos hadrons iniciais é:

$$s = (p_1 + p_2)^2 \cong 2p_1 \cdot p_2,$$

o quadrado da energia total dos partons, no centro de massa do subprocesso, é dado por:

$$\hat{s} = (x_1 p_1 + x_2 p_2)^2 \cong x_1 x_2 s$$

Definindo o parâmetro τ por:

$$\tau \equiv \frac{\hat{s}}{s} = x_1 x_2 \tag{A.2}$$

e a rapidez do sistema parton-parton em relação ao sistema hadron-hadron por:

$$y = \frac{1}{2} \log \frac{E^{ij} + p_{/\!/}^{ij}}{E^{ij} - p_{/\!/}^{ij}} = \frac{1}{2} \log \frac{x_1}{x_2} \tag{A.3}$$

onde E^{ij} e $p_{/\!/}^{ij}$ são a energia e momento longitudinal dos partons:

$$E^{ij} = (x_1 + x_2)\frac{\sqrt{s}}{2} \quad e \quad p_z^{ij} = (x_1 - x_2)\frac{\sqrt{s}}{2}$$

podemos escrever a seção de choque (A.1), como:

$$\sigma(h_1h_2 \to ab) = \int_{\log\sqrt{\tau_m}}^{-\log\sqrt{\tau_m}} dy \int_{\tau_m}^{e^{-2|y|}} d\tau \sum_{i,j} \frac{1}{1+\delta_{ij}} \cdot \left[F^i_{h_1}(\sqrt{\tau}\, e^y, Q^2)\, F^j_{h_2}(\sqrt{\tau}\, e^{-y}, Q^2) + (i \leftrightarrow j)\right] \hat{\sigma}_{ij \to ab}(\tau s) \tag{A.4}$$

onde τ_m é dado pelo limite cinemático para a produção do estado final a+b, ou seja:

$$\tau_m \equiv \frac{\hat{s}_{min}}{s} = \frac{(m_a + m_b)^2}{s} \tag{A.5}$$

As integrais envolvidas na equação (A.4) podem ser bastante simplificadas, se considerarmos a distribuição de rapidez a y=0:

$$\frac{d\sigma}{dy}(h_1h_2 \to ab)\Big/_{y=0} = \int_{\tau_m}^{1} d\tau \sum_{i,j} \frac{1}{1+\delta_{ij}} \cdot \left[F^i_{h_1}(\sqrt{\tau}, Q^2)\, F^j_{h_2}(\sqrt{\tau}, Q^2) + (i \leftrightarrow j)\right] \hat{\sigma}_{ij \to ab}(\tau s) \tag{A.6}$$

a qual fornece uma boa estimativa para a seção de choque total

$h_1+h_2 \to a+b$, devido à existência do "plateau" de rapidez[57].

Enquanto a seção de choque elementar $\hat{\sigma}^{(\tau s)}_{ij\to a+b}$ que aparece em (A.6) pode, em princípio, ser calculada perturbativamente no modelo padrão, as funções de distribuição $F^i_h(x,Q^2)$ devem ser obtidas de forma experimental. Em particular, as funções de distribuição dos quarks no proton $q^i_p(x,Q^2)$ podem ser determinadas através de dados de espalhamento inelástico profundo lepton-hadron. Estas funções são obtidas a um determinado Q^2_o, e as correções da QCD são incorporadas pela equação de Altarelli-Parisi[58], obtendo-se, assim, a sua evolução com Q^2. (Maiores detalhes sobre a obtenção das funções de distribuição de quarks e gluons podem ser encontrados nas referências 14 e 15.) Em nossos cálculos, utilizamos a parametrização recente de EHLQ[15] (conjunto 2) para estas funções de distribuição.

O foton e os bosons vetoriais massivos $W^{\pm}$ e Z^o podem, também, ser encarados como partons constituintes do proton, como apontamos no capítulo 2. Neste caso, devemos tomar como funções de distribuição dos bosons vetoriais a convolução (2.27):

$$V_p(x) = \sum_i \int_x^1 \frac{dy}{y}\, q^i_p(y)\, V_{qi}\left(\frac{x}{y}\right)$$

onde q^i_p é a função de distribuição dos quarks no proton, enquanto V_{qi} , a função de distribuição dos bosons vetoriais nes

tes mesmos quarks. V_{qi} é dada pelas equações (2.15), (2.25) e (2.26), no caso do foton e dos bosons vetoriais massivos longitudinal e transversalmente polarizados, respectivamente.

Para podermos comparar com os processos de fusão de bosons vetoriais, vamos calcular aqui a contribuição do processo de Drell-Yan (fusão de quark) para a produção dos pares leptônicos L^+L^- e $L\nu$. Os diagramas de Feynman, que contribuem para a seção de choque elementar dos processos $q\bar{q}\to L^+L^-$ e $q\bar{q}\to L\nu$, são apresentados na Figura 5(a) e 5(b). A contribuição do bosons de Higgs no canal s da reação $q\bar{q}\to H\to L^+L^-$ foi desprezada, uma vez que o Higgs se acopla proporcionalmente à massa dos quarks, e a componente de quarks pesados do proton é pequena.

O cálculo da seção de choque elementar para o processo de Drell-Yan (Figura 5(a)) fornece:

$$\hat{\sigma}(\hat{s})_{q\bar{q}\to A,Z\to L^+L^-} = \frac{4\pi\alpha^2}{3\hat{s}}\,\beta\left\{q^2\,\frac{(3-\beta^2)}{2} - q\,\frac{\hat{s}(\hat{s}-M_Z^2)}{(\hat{s}-M_Z^2)^2+M_Z^2\Gamma_Z^2}\,c_V^q c_V^\ell(3-\beta^2) + \right.$$
$$\left. + \frac{\hat{s}^2}{(\hat{s}-M_Z^2)^2+M_Z^2\Gamma_Z^2}\,(c_V^{q^2}+c_A^{q^2})\left[(c_V^{\ell^2}+c_A^{\ell^2})\,\frac{(3+\beta^2)}{4} + (c_V^{\ell^2}-c_A^{\ell^2})\,\frac{3}{4}(1-\beta^2)\right]\right\} \tag{A.7}$$

onde $c_{V(A)}^{q(\ell)}$ são os acoplamentos vetoriais (axiais) dos quarks (leptons) ao boson Z^o, os quais já foram definidos em (2.22b) e (2.22c). O parâmetro q é a carga do quark, em unidades da carga do proton, Γ_Z é a largura do Z^o e β é a velocidade do lepton no centro de massa:

$$\beta = \left(1 - 4\,\frac{M_L^2}{\hat{s}}\right)^{1/2}$$

No caso do processo da Figura 5(b), que envolve a produção de um par L ν, o cálculo da seção de choque elementar fornece:

$$\hat{\sigma}(\hat{s})_{q\bar{q}' \to W^- \to L^-\bar{\nu}} = \frac{\pi\alpha^2}{24\,\mathrm{sen}^4\theta_W}\;\frac{\hat{s}}{(\hat{s} - M_W^2)^2 + M_W^2\Gamma_W^2}\;(2+\eta)(1-\eta)^2 \qquad (A.8)$$

onde Γ_W é a largura do boson W^- e definimos:

$$\eta = \frac{M_L^2}{\hat{s}}$$

As distribuições de rapidez para colisões proton-proton a y=0 (A.6) para estes dois processos de fusão de quarks são apresentadas no capítulo 3 e comparadas com os processos de fusão de bosons vetoriais estudados.

Também, a título de comparação, apresentamos no capítulo 3 a contribuição da fusão de fotons[59] (Figura 26), para a produção do par L^+L^-, cuja seção de choque elementar é

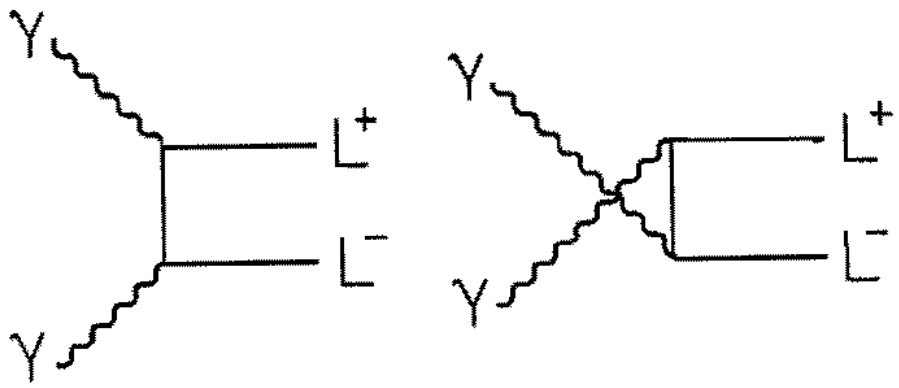


Figura 26
Diagramas de Feynman que contribuem para o subprocesso $\gamma\gamma \to L^+L^-$.

dada por:

$$\hat{\sigma}(\hat{s})_{\gamma\gamma \to L^+L^-} = \frac{4\pi\alpha^2}{\hat{s}}\,\beta\left[\frac{(3-\beta^4)}{2\beta}\log\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) - 2 + \beta^2\right] \qquad (A.9)$$

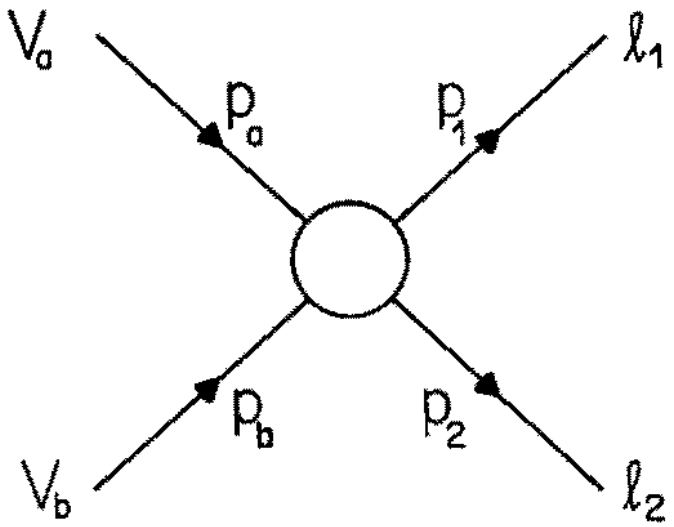
A distribuição de rapidez a y=0 (A.6) para a reação $pp \to \gamma\gamma \to L^+L^-$ é apresentada nas Figuras 10, 11 e 12, para diferentes energias no centro de massa do sistema proton-proton.

APÊNDICE B

CINEMÁTICA, POLARIZAÇÕES E AMPLITUDES INVARIANTES

Apresentamos, aqui, as definições das grandezas cinemáticas, polarizações dos bosons vetoriais intermediários e as amplitudes invariantes, utilizadas nos cálculos das seções de choque elementares, que aparecem no capítulo 3.

Consideremos o processo $V_a+V_b\to\ell_1+\ell_2$:



onde $V_{a(b)}$ é um boson vetorial intermediário de quadrimomento $p_{a(b)}$ e polarização $\varepsilon_{a(b)}$,e $\ell_{1(2)}$ o lepton produzido de qua

drimomento $p_{1(2)}$.

No sistema de centro de massa, os quadrimomentos são assim escritos[60]:

$$
\begin{aligned}
p_a &= (E_a, 0, 0, |\vec{p}_a|) \\
p_b &= (E_b, 0, 0, -|\vec{p}_b|) \\
p_1 &= (E_1, |\vec{p}_1| \operatorname{sen}\theta \cos\phi, |\vec{p}_1| \operatorname{sen}\theta \operatorname{sen}\phi, |\vec{p}_1| \cos\theta) \\
p_2 &= (E_2, -|\vec{p}_2| \operatorname{sen}\theta \cos\phi, -|\vec{p}_2| \operatorname{sen}\theta \operatorname{sen}\phi, -|\vec{p}_1| \cos\theta)
\end{aligned}
\tag{B.1}
$$

onde θ é o ângulo entre $\vec{p}_a$ e $\vec{p}_1$ e:

$$
\begin{aligned}
E_{\binom{a}{b}} &= \frac{\sqrt{s}}{2}\left[1 \pm \frac{(m_a^2 - m_b^2)}{s}\right] \\
E_{\binom{1}{2}} &= \frac{\sqrt{s}}{2}\left[1 \pm \frac{(m_1^2 - m_2^2)}{s}\right]
\end{aligned}
\tag{B.2}
$$

$$
\begin{aligned}
|\vec{p}_a| = |\vec{p}_b| &= \frac{\sqrt{s}}{2}\left\{\left[1 - \frac{(m_a + m_b)^2}{s}\right]\left[1 - \frac{(m_a - m_b)^2}{s}\right]\right\}^{1/2} \\
|\vec{p}_1| = |\vec{p}_2| &= \frac{\sqrt{s}}{2}\left\{\left[1 - \frac{(m_1 + m_2)^2}{s}\right]\left[1 - \frac{(m_1 - m_2)^2}{s}\right]\right\}^{1/2}
\end{aligned}
\tag{B.3}
$$

sendo $\sqrt{s}$ a energia total no centro de massa do processo $V_a + V_b \to \ell_1 + \ell_2$.

Vamos definir os quadrimomentos:

$$
\begin{aligned}
p &\equiv p_a + p_b = p_1 + p_2 \\
\ell &\equiv p_1 - p_a = p_b - p_2 \\
k &\equiv p_a - p_2 = p_1 - p_b
\end{aligned}
\tag{B.4}
$$

de tal forma que as variáveis de Mandelstam sejam dadas por:

$$s \equiv p^2$$
$$t \equiv q^2 \qquad (B.5)$$
$$u \equiv k^2$$

Considerando o limite de altas energias, ou seja, $s >> m^2_{a(b)}$ e tomando $m_1 = m_2 = M_L > m_{a(b)}$ a velocidade dos leptons no centro de massa é dada por:

$$\beta = \left(1 - 4\frac{M_L^2}{s}\right)^{1/2} \qquad (B.6)$$

e:

$$t = -\frac{s}{4}(1 + \beta^2 - 2\beta\cos\theta) \qquad (B.7)$$
$$u = -\frac{s}{4}(1 + \beta^2 + 2\beta\cos\theta)$$

E, no caso em que $m_1 = M_L > m_{a(b)}$ e $m_2 = 0$, a velocidade do lepton massivo no centro de massa é:

$$\beta_1 = \frac{(1 - \eta)}{(1 + \eta)} \qquad (B.8)$$

onde definimos:

$$\eta \equiv \frac{M_L^2}{s} \qquad (B.9)$$

e:

$$t = -\frac{s}{2}(1-\eta)(1-\cos\theta)$$
$$u = -\frac{s}{2}(1-\eta)(1+\cos\theta) \qquad \text{(B.10)}$$

Uma vez que a polarização longitudinal de um boson vetorial massivo é dada por[61] (2.27):

$$\epsilon_L = \frac{1}{M_V}\ (|\vec{p}|,\ E\vec{p})$$

no caso específico dos bosons $V_{a(b)}$, temos:

$$\epsilon_L^a = \frac{1}{M_a}\ (|\vec{p}_a|,\ 0,\ 0,\ E_a)$$
$$\epsilon_L^b = \frac{1}{M_b}\ (|\vec{p}_b|,\ 0,\ 0,\ -E_b) \qquad \text{(B.11)}$$

E para as polarizações transversais temos:

$$\epsilon_{T1}^a = (0,1,0,0);\ \epsilon_{T2}^a = (0,0,1,0)$$
$$\epsilon_{T1}^b = (0,-1,0,0);\ \epsilon_{T2}^b = (0,0,1,0) \qquad \text{(B.12)}$$

as quais fornecem os estados de helicidade de mão direita (+) e esquerda (-):

$$\epsilon^a_{T+} = \frac{1}{\sqrt{2}}\ (0,-1,-i,0);\ \epsilon^a_{T-} = \frac{1}{\sqrt{2}}\ (0,1,-i,0)$$
$$\epsilon^b_{T+} = \frac{1}{\sqrt{2}}\ (0,1,-i,0);\ \epsilon^b_{T-} = \frac{1}{\sqrt{2}}\ (0,-1,-i,0) \qquad (B.13)$$

Passamos, agora, a exibir as amplitudes invariantes para alguns processos de fusão de bosons vetoriais, que podem levar à produção leptônica, e cujas seções de choque são apresentadas no capítulo 3. Seguimos as convenções de Bjorken-Drell[62] e utilizamos as regras de Feynman para o modelo padrão de Glashow-Weinberg-Salam de acordo com a referência 63.

Subprocesso $W^+W^- \to L^+L^-$

Os diagramas de Feynman que contribuem para este subprocesso constam da Figura 7, e suas respectivas matrizes invariantes são dadas por:

$$\mathcal{M}_A = \frac{-ie^2}{s}\ \bar{u}(p_1)\not{\epsilon}\, v(p_2)$$
$$\mathcal{M}_Z = \frac{ie^2 \cos\theta_W}{\operatorname{sen}\theta_W (s - M_Z^2)}\ \bar{u}(p_1)\left[\not{\epsilon} - \frac{(\epsilon\cdot p)\not{p}}{M_Z^2}\right](c_V + c_A\gamma_5)\, v(p_2)$$
$$\mathcal{M}_H = \frac{ie^2 M_L}{2\operatorname{sen}^2\theta_W (s - M_H^2)}\ (\epsilon^a\cdot\epsilon^b)\,\bar{u}(p_1)\, v(p_2) \qquad (B.14)$$
$$\mathcal{M}_\nu = \frac{-ie^2}{8\operatorname{sen}^2\theta_W}\ \bar{u}(p_1)\,\epsilon^b(1-\gamma_5)\not{K}\epsilon^a(1-\gamma_5)\, v(p_2)$$

onde $\varepsilon^{a(b)}$ é a polarização de $W^{+(-)}$ e τ_μ é o quadrivetor definido por:

$$\tau_\mu \equiv T_{\alpha\beta\mu}\,\varepsilon^{a\mu}\varepsilon^{b\beta} \tag{B.15}$$

sendo $T_{\alpha\beta\mu}$ o tensor que compõe o vértice do acoplamento tríplice de bosons vetoriais no modelo padrão, ou seja:

$$T_{\alpha\beta\mu} = g_{\alpha\mu}(2p_a + p_b)_\beta + g_{\alpha\beta}(p_b - p_a)_\mu - g_{\beta\mu}(p_a + 2p_b)_\alpha \tag{B.16}$$

As constantes c_V e c_A já foram definidas em (2.22b) e (2.22c), respectivamente.

Subprocesso $Z^0Z^0 \to L^+L^-$

Neste caso, os diagramas de Feynman relevantes são apresentados na Figura 13, e as amplitudes invariantes são:

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_t &= \frac{-ie^2}{t - M_L^2}\,\bar{u}(p_1)\not{\varepsilon}^a(c_V + c_A\gamma_5)(\not{\ell} + M_L)\not{\varepsilon}^b(c_V + c_A\gamma_5)\,v(p_2)\\
\mathcal{M}_u &= \frac{-ie^2}{u - M_L^2}\,\bar{u}(p_1)\not{\varepsilon}^b(c_V + c_A\gamma_5)(\not{K} + M_L)\not{\varepsilon}^a(c_V + c_A\gamma_5)\,v(p_2)\\
\mathcal{M}_H &= \frac{ie^2 M_L}{2\,\mathrm{sen}^2\theta_W\cos^2\theta_W}\,\frac{(\varepsilon^a\cdot\varepsilon^b)}{(s - M_H^2)}\,\bar{u}(p_1)\,v(p_2)
\end{aligned} \tag{B.17}$$

Subprocesso $W^- Z^0 \to L^- \bar{\nu}_L$

Aqui, os diagramas de Feynman que contribuem para o processo são os apresentados na Figura 16, e as respectivas matrizes invariantes são:

$$\mathcal{M}_W = \frac{-ie^2 \cos\theta_W}{2\sqrt{2}\,\mathrm{sen}^2\theta_W} \frac{1}{(s - M_W^2)} \bar{u}(p_1)\left[\not{\tau} - \frac{(\tau \cdot p)\not{p}}{M_W^2}\right](1 - \gamma_5)\, v(p_2)$$

$$\mathcal{M}_\nu = \frac{-ie^2 c_A}{2\sqrt{2}\,\mathrm{sen}\,\theta_W} \frac{1}{t} \bar{u}(p_1)\not{\varepsilon}^a(1 - \gamma_5)\not{k}\not{\varepsilon}^b(1 - \gamma_5)\, v(p_2)$$

$$\mathcal{M}_L = \frac{-ie^2}{2\sqrt{2}\,\mathrm{sen}\,\theta_W} \frac{1}{(u - M_L^2)} \bar{u}(p_1)\not{\varepsilon}^b(c_V + c_A\gamma_5)(\not{K} + M_L)\not{\varepsilon}^a(1 - \gamma_5)\, v(p_2) \qquad (B.18)$$

onde $\varepsilon^{a(b)}$ é a polarização do boson $W^-(Z^0)$ e τ_μ foi definido em (B.15).

As seções de choque apresentadas no capítulo 3 foram calculadas a partir destas matrizes invariantes, escrevendo[60]:

$$\sigma = \frac{1}{32\pi s} \frac{|\vec{p}_1|}{|\vec{p}_a|} \int_{-1}^{1} |\overline{\mathcal{M}}|^2 \, d(\cos\theta)$$

onde $|\overline{\mathcal{M}}|^2$ é o módulo ao quadrado da matriz invariante, somada sobre os spins dos leptons finais. Ou são tomadas as polarizações longitudinais dos bosons vetoriais ou é feita a média das polarizações transversais.

APÊNDICE C

REGRAS DE FEYNMAN PARA OS ACOPLAMENTOS HIGGS-GOLDSTONE NO MODELO SUPERSIMÉTRICO MÍNIMO

Vamos apresentar aqui os acoplamentos envolvendo os bosons Higgs e os bosons de Goldstone, em um modelo de dois dubletos, utilizados no capítulo 4. Seguiremos de perto a análise da referência 51.

A forma mais geral do potencial que envolve dois dubletos de Higgs, invariante por CP, que quebra espontaneamente a simetria $SU(2)_L \times U(1)_Y$ para $U(1)_{EM}$ pode ser escrito como:

$$V(\phi_1,\phi_2) = \lambda_1(\phi_1^\dagger\phi_1 - v_1^2)^2 + \lambda_2(\phi_2^\dagger\phi_2 - v_2^2)^2 + \lambda_3[(\phi_1^\dagger\phi_1 - v_1^2) + (\phi_2^\dagger\phi_2 - v_2^2)]^2 + \\ + \lambda_4[(\phi_1^\dagger\phi_1)(\phi_2^\dagger\phi_2) - (\phi_1^\dagger\phi_2)(\phi_2^\dagger\phi_1)] + \lambda_5[\mathrm{Re}(\phi_1^\dagger\phi_2) - v_1v_2]^2 + \lambda_6[\mathrm{Im}(\phi_1^\dagger\phi_2)]^2 + \lambda_7 \tag{C.1}$$

onde ϕ_1 e ϕ_2 são os dubletos escalares de hipercarga +1, cujos valores esperados no vácuo são:

$$<\phi_1> = \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix} \quad e \quad <\phi_2> = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix} \tag{C.2}$$

A comparação do potencial (C.1) com o potencial escalar do modelo supersimétrico mínimo leva a vários vín

culos, impostos pela supersimetria, sobre as constantes λ_i (i=1,...,7):

$$\begin{aligned}
\lambda_2 &= \lambda_1 \\
\lambda_3 &= \frac{1}{8}(g^2 + g'^2) - \lambda_1 \\
\lambda_4 &= 2\lambda_1 - \frac{1}{2} g'^2 \\
\lambda_5 = \lambda_6 &= -\frac{1}{2}(g^2 + g'^2) + 2\lambda_1 \\
\lambda_7 &= -\frac{1}{8}(v_1^2 - v_2^2)^2 (g^2 + g'^2)
\end{aligned} \tag{C.3}$$

A substituição destes vínculos no potencial (C.1) leva a uma considerável simplificação:

$$V(\phi_1, \phi_2) = \frac{1}{8}\left\{ g^2[(\phi_1^\dagger\phi_1 + \phi_2^\dagger\phi_2)^2 - 4(\phi_1^\dagger\phi_2)(\phi_2^\dagger\phi_1)] + g'^2(\phi_1^\dagger\phi_1 - \phi_2^\dagger\phi_2)^2 \right\} \tag{C.4}$$

onde deixamos de lado os termos constantes e quadráticos nos campos, por não serem de nosso interesse.

Os dubletos ϕ_1 e ϕ_2 podem ser escritos em termos dos bosons de Higgs físicos e dos bosons de Goldstones como[64]:

$$\phi_1 = \begin{bmatrix} \cos\beta\,\omega^+ - \operatorname{sen}\beta\, H^+ \\ v_1 + \frac{1}{\sqrt{2}}(\cos\alpha\, H_1^0 - \operatorname{sen}\alpha\, H_2^0 - i\operatorname{sen}\beta\, H_3^0 + i\cos\beta\, z^0) \end{bmatrix}$$

$$\phi_2 = \begin{bmatrix} \operatorname{sen}\beta\,\omega^+ + \cos\beta\, H^+ \\ v_2 + \frac{1}{\sqrt{2}}(\operatorname{sen}\alpha\, H_1^0 + \cos\alpha\, H_2^0 + i\cos\beta\, H_3^0 + i\operatorname{sen}\beta\, z^0) \end{bmatrix} \tag{C.5}$$

onde H_1^0 e H_2^0 são bosons de Higgs escalares neutros, H_3^0 é um pseudoescalar, H^+ é o Higgs carregado e ω^+ e z^0 são os bosons

de Goldstone. O ângulo β é definido em termos dos valores esperados dos vácuos por:

$$\mathrm{tg}\,\beta = \frac{v_2}{v_1} \tag{C.6}$$

e α é o ângulo de mistura responsável pela diagonalização da matriz de massa dos estados físicos H_1^0 e H_2^0.

O desenvolvimento do potencial (C.4) fornece os acoplamentos procurados, cujas regras de Feynman são dadas por:

$$\omega^+\omega^- H_1^0 : -i\,\frac{g}{2}\,\frac{M_Z}{\cos\theta_W}\,\cos(2\beta)\,\cos(\alpha+\beta)$$

$$\omega^+\omega^- H_2^0 : i\,\frac{g}{2}\,\frac{M_Z}{\cos\theta_W}\,\cos(2\beta)\,\mathrm{sen}(\alpha+\beta)$$

$$z^0 z^0 H_1^0 : -i\,\frac{g}{2}\,\frac{M_Z}{\cos\theta_W}\,\cos(2\beta)\,\cos(\alpha+\beta)$$

$$z^0 z^0 H_2^0 : i\,\frac{g}{2}\,\frac{M_Z}{\cos\theta_W}\,\cos(2\beta)\,\mathrm{sen}(\alpha+\beta)$$

$$\omega^\pm H^\mp H_1^0 : i\,\frac{g}{2}\,M_W\left[\mathrm{sen}(\alpha-\beta) + \frac{1}{\cos^2\theta_W}\,\mathrm{sen}(2\beta)\,\cos(\alpha+\beta)\right]$$

$$\omega^\pm H^\mp H_2^0 : i\,\frac{g}{2}\,M_W\left[\cos(\alpha-\beta) - \frac{1}{\cos^2\theta_W}\,\mathrm{sen}(2\beta)\,\mathrm{sen}(\alpha+\beta)\right]$$

$$\omega^\pm H^\mp H_3^0 : \mp\frac{g}{4}\,M_W$$

$$z^0 H_1^0 H_3^0 : i\,\frac{g}{2}\,\frac{M_Z}{\cos\theta_W}\,\mathrm{sen}(2\beta)\cos(\alpha+\beta)$$

$$z^0 H_2^0 H_3^0 : -i\,\frac{g}{2}\,\frac{M_Z}{\cos\theta_W}\,\mathrm{sen}(2\beta)\,\mathrm{sen}(\alpha+\beta)$$

$$\omega^+\omega^- H_1^0 H_1^0 : -i\,\frac{g^2}{2}\left[\mathrm{sen}^2(\alpha-\beta) + \frac{1}{2\cos^2\theta_W}\cos(2\alpha)\cos(2\beta)\right]$$

$$\omega^+\omega^- H_2^0 H_2^0 : -i\,\frac{g^2}{2}\left[\cos^2(\alpha-\beta) - \frac{1}{2\cos^2\theta_W}\cos(2\alpha)\cos(2\beta)\right]$$

$$\omega^+\omega^- H_3^0 H_3^0 : -i\,\frac{g^2}{2}\left[1 - \frac{\cos^2(2\beta)}{2\cos^2\theta_W}\right]$$

$$\omega^+\omega^- H_1^0 H_2^0 : -i\,\frac{g^2}{2}\left[\mathrm{sen}(\alpha-\beta)\cos(\alpha-\beta) - \frac{1}{2\cos^2\theta_W}\,\mathrm{sen}(2\alpha)\cos(2\beta)\right]$$

$$z^0 z^0 H_1^0 H_1^0 : -i\,\frac{g^2}{4\cos^2\theta_W}\cos(2\alpha)\cos(2\beta)$$

$$z^0 z^0 H_2^0 H_2^0 : +i\,\frac{g^2}{4\cos^2\theta_W}\cos(2\alpha)\cos(2\beta)$$

$$z^0 z^0 H_3^0 H_3^0 : -i\,\frac{g^2}{4\cos^2\theta_W}\left[2\,\mathrm{sen}^2(2\beta) - \cos^2(2\beta)\right]$$

$$z^0 z^0 H_1^0 H_2^0 : +i\,\frac{g^2}{4\cos^2\theta_W}\,\mathrm{sen}(2\alpha)\cos(2\beta)$$

$$\omega^+\omega^- H^+ H^- : +i\,\frac{g^2}{4\cos^2\theta_W}\left[\cos^2(2\beta) - \mathrm{sen}^2(2\beta)\right]$$

$$\omega^\pm\omega^\pm H^\mp H^\mp : -i\,\frac{g^2}{2\cos^2\theta_W}\,\mathrm{sen}^2(2\beta)$$

$$z^0 z^0 H^+ H^- : -i\,\frac{g^2}{2}\left[1 - \frac{\cos^2(2\beta)}{\cos^2\theta_W}\right]$$

$$\omega^\pm z^0 H^\mp H_1^0 : \pm\,\frac{g^2}{8}\,\mathrm{sen}(\alpha-\beta)$$

$$\omega^\pm z^0 H^\mp H_2^0 : \pm\,\frac{g^2}{8}\cos(\alpha-\beta)$$

$$\omega^\pm z^0 H^\mp H_3^0 : i\,\frac{g^2}{4}\left[1 - \frac{1}{\cos^2\theta_W}\,\mathrm{sen}^2(2\beta)\right]$$

$$\omega^\pm\omega^\pm\omega^\mp H^\mp : i\,\frac{g^2}{2\cos^2\theta_W}\,\mathrm{sen}(2\beta)\cos(2\beta)$$

$$\omega^+\omega^- z^0 H_3^0 : i\,\frac{g^2}{4\cos^2\theta_W}\,\mathrm{sen}(2\beta)\cos(2\beta)$$

$$\omega^\pm z^0 z^0 H^\mp : i\,\frac{g^2}{4\cos^2\theta_W}\,\mathrm{sen}(2\beta)\cos(2\beta)$$

$$z^0 z^0 z^0 H_3^0 : i\,\frac{3g^2}{4\cos^2\theta_W}\,\mathrm{sen}(2\beta)\cos(2\beta) \qquad (C.7)$$

As demais regras de Feynman relevantes podem ser encontradas nas Referências 51 e 65.

As massas dos bosons de Higgs e dos bosons vetoriais são dadas por:

$$M^2_{H^0_{1,2}} = \frac{1}{2}\left[M^2_{H^0_3} + M^2_Z \pm \sqrt{(M^2_{H^0_3} + M^2_Z)^2 - 4M^2_{H^0_3}M^2_Z\cos^2 2\beta}\right]$$

$$M^2_{H^0_3} = M^2_{H^\pm} - M^2_W \qquad (C.8)$$

$$M^2_W = \frac{1}{2}g^2(v_1^2 + v_2^2) \quad \text{e} \quad M^2_Z = \frac{1}{2}(g^2 + g'^2)(v_1^2 + v_2^2)$$

Apesar de ser um parâmetro livre, a massa do Higgs carregado é necessariamente superior a M_W.

Os ângulos α e β são escolhidos de tal forma que $-\pi/2 \leq \alpha \leq 0$ e $0 \leq \beta \leq \pi/2$, e relacionam-se através de:

$$\mathrm{tg}(2\alpha) = \mathrm{tg}(2\beta)\left[\frac{M_{H^0_1} + M_{H^0_2}}{M_{H^0_3} - M_Z}\right] \qquad (C.9)$$

REFERÊNCIAS

(1) Para uma revisão, ver, por exemplo:

H. Terazawa, Rev. Mod. Phys. 45, 615 (1973).

V.M. Budnev, I.F. Ginzburg, G.V. Meledin e V.G. Serbo, Phys. Reports 15, 181 (1975) e referências citadas.

(2) E. Fermi, Z. Physik 29, 315 (1924).

(3) C.F.v. Weizsäcker, Z. Physik 88, 612 (1934).

(4) E.J. Williams, Phys. Rev. 45, 729 (1934) e Det Kgl. Danske Vidensk. Selskab. Mat.-Fiz. Medd. 13, nº 4 (1935).

(5) L.D. Landau e E.M. Lifshitz, Sov. Phys. 6, 244 (1934).

(6) S.J. Brodsky, T. Kinoshita e H. Terazawa, Phys. Rev. D4, 1532 (1971).

(7) K. Kajantie em "Proceedings of the 1981 CERN-JINR School of Physics", Hanko, Finland, June 1981.

(8) G.L. Kane, W.W. Repko e W.B. Rolnick, Phys. Lett. 148B, 367 (1984).

(9) S. Dawson, Nucl. Phys. B249, 42 (1985).

(10) Ver também:

J. Lindfors, Z. Phys. C28, 427 (1985)

W.B. Rolnick, Nucl. Phys. B274, 171 (1986).

(11) R.N. Cahn, Nucl. Phys. B255, 341 (1985); B262, 744 (E) (1985)

R.M. Godbole e S.D. Rindani, Phys. Lett. 190B, 192 (1987).

(12) J. Lindfors, preprint LAPP-TH-160 (1986)

S. Dawson e S. Willenbrock, preprint LBL-21914 (1986).

(13) D.A. Dicus e R. Vega, Phys. Rev. Lett. 57, 1110 (1986)
J.F. Gunion, J. Kalinowski e A. Tofighi-Niaki, Phys. Rev. Lett. 57, 2351 (1986).

(14) F.E. Close, "An introduction to quarks and partons", Academic Press (1979)
F. Halzen e A.D. Martin, "Quarks and leptons: an introductory course in modern particle physics", John Wiley & Sons (1984).

(15) E. Eichten, I. Hinchliffe, K. Lane e C. Quigg, Rev. Mod. Phys. 56, 579 (1984), (E) preprint FERMILAB - Pub. 86/75-T.

(16) O.J.P. Éboli, G.C. Marques, A.A. Natale e S.F. Novaes, Phys. Rev. D34, 771 (1986).

(17) O.J.P. Éboli, G.C. Marques, A.A. Natale e S.F. Novaes, Phys. Lett. 178B, 77 (1986).

(18) D.R.T. Jones e S.T. Petcov, Phys. Lett. 84B, 440 (1979).
Z. Hioki, S. Midorikawa e H. Nishiura, Prog. Theor. Phys. 69, 1484 (1983).
R.N. Cahn e S. Dawson, Phys. Lett. 136B, 196 (1984); 138B, 464 (E) (1984).
S. Dawson e J.L. Rosner, Phys. Lett. 148B, 497 (1984).
R. Bates e J.N. Ng, Phys. Rev. D32, 51 (1985) e Phys. Rev. D33, 657 (1986).
L. Roberts, Phys. Rev. D32, 701 (1985).
D.A. Dicus e S.S.D. Willenbrock, Phys. Rev. D32, 1642 (1985).
J. Lindfors, Phys. Lett. 167B, 471 (1986).
M.C. Bento e C.H. Llewellyn Smith, Nucl. Phys. B289, 36 (1987).

(19) H.M. Georgi, S.L. Glashow, M.E. Machacek e D.V. Nanopoulos, Phys. Rev. Lett. 40, 692 (1978).

(20) S.F. Novaes, Phys. Rev. D27, 2211 (1983).

(21) S.L. Glashow, Nucl. Phys. 22, 579 (1961).
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19, 1264 (1967).
A. Salam em "Elementary Particle Theory: Relativistic Groups and Analicity" (Nobel Symposium nº 8) editado por N. Svartholm (Almqvist and Wiksell Stokholm) pag 367 (1968).

(22) F. Halzen e M. Mursula, Phys. Rev. Lett. 51, 857 (1983).

(23) D.B. Cline, em "VI Topical Workshop on proton-antiproton collider physics", Aachen, editado por K. Eggert, H. Faissner e E. Radermacher (World Scientific), pag 100 (1986).

(24) E. Ma e J. Okada, Phys. Rev. Lett. 41, 287 (1978).

(25) S. Whitaker e P.M. Tuts em "Proceedings of the XIII International Conference on High-Energy Physics", Berkeley (1986).

(26) G. Steigman, D.N. Schramm e J.E. Gunn, Phys. Lett. 66B, 202 (1977).

(27) J. Ellis, K. Enqvist, D.V. Nanopoulos e S. Sarkar, Phys. Lett. 167B, 457 (1986).

(28) C. Albajar et al. Phys. Lett. 185B,241 (1987).

(29) M. Davier em "Proceedings of the XIII International Conference on Hihg-Energy Physics", Berkeley (1986).

(30) M.S. Chanowitz, M.A. Furman e I. Hinchliffe, Phys. Lett. 78B,

285 (1978) e Nucl. Phys. B153, 402 (1979).

(31) M. Veltman, Nucl. Phys. B123, 89 (1977).

(32) W.J. Marciano e A. Sirlin, Phys. Rev. D29, 945 (1984).
L. DiLella em "Proceedings of the International Conference on High-Energy Physics", Bari (1985).

(33) Ver, por exemplo:
E.S. Abers e B.W. Lee, Phys. Reports, 9, 1 (1973).
R. Gastmans, em "Weak and Eletromagnetic Interactions at High-Energies", Cargèse, Plenum Press (1975) e referências lá citadas.

(34) S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 27, 1688 (1971).
J.S. Bell, Nucl. Phys. B60, 427 (1973).
C.H. Llewellyn Smith, Phys. Lett. 46B, 233 (1973).
S.D. Joglekar, Ann. Phys. 83, 427 (1974).

(35) J. Lindfors, preprint HU-TFT 86-47 (1986).

(36) D.A. Dicus, preprint DOE-ER40200-080 (1986).

(37) O.J.P. Éboli, G.C. Marques, A.A. Natale e S.F. Novaes, preprint CTP 1376 (1987) - Phys. Lett. B (a aparecer).

(38) O.J.P Éboli, G.C. Marques, A.A. Natale, S.F. Novaes e J.M. R. Pulido, preprint IFUSP/P-646 e IFT/P-15/87 (1987) - submetido a Phys. Rev. D.

(39) J.M. Cornwall, D.N. Levin e G. Tiktopoulos, Phys. Rev. D10, 1145 (1974).

(40) C.E. Vayonakis, Lett. Nuovo Cim. 17, 383 (1976).

(41) B.W. Lee, C. Quigg e H.B. Thacker, Phys. Rev. D16, 1519 (1977).

(42) M.S. Chanowitz e M.K. Gaillard, Nucl. Phys. B261, 379 (1985).

(43) G.J. Gounaris, R. Kögerler e H. Neufeld, Phys. Rev. D34, 3257 (1986).

(44) S. Dawson e S.S.D. Willenbrock, Nucl. Phys. B284, 449 (1987).

(45) Para uma revisão recente das propriedades do boson de Higgs, ver, por exemplo:
A.A. Ansel'm, N.G. Ural'tsev e V.A. Khose, Sov. Phys. Usp. 28, 113 (1985) e referências citadas.

(46) G. Alverson et al. preprints FERMILAB-Conf.-87/51 e FERMILAB-Conf.-87/54, a serem publicados em "Proceedings of the 1986 Snowmass Summer Study on the Physics of the SSC", Snowmass (1986).

(47) D.W. Duke e J.F. Owens, Phys. Rev. D30, 49 (1984).

(48) V. Barger, E.W.N. Glover, K. Hikasa, W.Y. Keung, M.G. Olsson, C.J. Suchyta e X.R. Tata, Phys. Rev. Lett. 57, 1672 (1986).

(49) H. Georgi, Hadronic Jour. 1, 155 (1978).

(50) Para uma revisão fenomenológica recente da supersimetria, ver:
H.E. Haber e G.L. Kane, Phys. Reports 117, 76 (1985) e referências citadas.

(51) O setor de Higgs em modelos supersimétricos é examinado com detalhe em:
J.F. Gunion e H.E. Haber, Nucl. Phys. B272, 1 (1986) e, ibidem B278, 449 (1986).

(52) G. Pócsik e G. Zsigmond, Phys. Lett. 112B, 157 (1982).
G. Zsigmond, Acta Phys. Hung. 56, 73 (1984).

(53) J.F. Gunion et al. preprint UCD-86-15 (1986).

(54) R.P. Feynman, Phys. Rev. Lett. 23, 1415 (1969).
J.D. Bjorken e E.A. Paschos, Phys. Rev. 185, 1975 (1969).
Para uma revisão, ver Ref. (14) e
T.M. Yan, Ann. Rev. Nucl. Sci. 26, 199 (1976).

(55) S.D. Drell e T.M. Yan, Phys. Rev. Lett. 25, 316 (1970) e
Ann. of Phys. 66, 578 (1971).

(56) Para uma revisão recente, ver:
C. Grosso-Pilcher e M.J. Shochet, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 36, 1 (1986).

(57) R.P. Feynman, "Photon-Hadron Interactions"
W.A. Benjamin (1972).

(58) G. Altarelli e G. Parisi, Nucl. Phys. B126, 298 (1977).

(59) C.E. Carlson e K.E. Lassila, Phys. Lett. 97B, 291 (1980).

(60) E. Byckling e K. Kajantie, "Particle Kinematics", John Wiley & Sons (1973).

(61) Ver, por exemplo:
M.D. Scadron, "Advanced Quantum Theory", Springer-Verlag (1979).

(62) J.D. Bjorken e S.D. Drell, "Relativistic Quantum Mechanics" e "Relativistic Quantum Fields", McGraw-Hill (1964).

(63) F. Mandl e G. Shaw, "Quantum Field Theory", John Wiley & Sons (1984); Apêndice B.

(64) H. Hüffel e G. Pócsik, Z. Phys. C8, 13 (1981).

(65) S. Bertolini, Nucl. Phys. B272, 77 (1986).