145

IFT

Instituto de Física Teórica
Universidade Estadual Paulista

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO IFT–D.003/95

Possíveis Desvios do Modelo Padrão & Física Nova

Carlos Antônio de Souza Pires

INSTITUTO DE FÍSICA TEÓRICA
178
BIBLIOTECA

Orientador

Juan Carlos Montero Garcia

Agosto 1995

Universidade Estadual Paulista

Instituto de Física Teórica

Possíveis Desvios do Modelo Padrão & Física Nova

Carlos Antônio de Sousa Pires

Orientador: Prof. Dr. Juan Carlos Montero

Dissertação de Mestrado

São Paulo, agosto 1995

Agradecimentos

Meus sinceros agradecimentos ao meu orientador, Prof. Dr. Juan Carlos Montero, pela orientaçao, atenção e disponibilidade para comigo.

Quero agradecer, também, ao Prof. Dr. Hélio Fagundes, quem primeiro me acolheu como orientando, possibilitando, assim, meu ingresso no IFT.

Agradeço ao CNPq pelo apoio financeiro; aos meus colegas de curso, a minha família e a minha companheira, Andréa Larissa.

Resumo

No intuito de pesquisar a respeito da possibilidade da existência de física além do Modelo Padrão, estudamos a reação $e^+e^- \to W^+W^-$ em três situações. Primeiro, dentro do contexto do Modelo Padrão. Segundo, adicionando uma contribuição extra devida a um neutrino excitado introduzido através de uma Lagrangiana efetiva. Terceiro, considerando acoplamentos anômalos no setor bosônico, particulamente nos vértices $W^+W^-(Z^o, \gamma)$. Para estas situações estudamos o comportamento das seções de choque diferencial e total. Finalizamos estudando as possíveis regiões de observabilidade para os novos parâmetros.

Palavras Chave: Férmions Excitados, Acoplamentos Anômalos, Teorias de Gauge, Lagrangianas Efetivas.

Áreas de Conhecimento: 1.05.03.00-5 ; 1.05.03.02-1

Abstract

With the objective of studing the existence of physics beyond the standard model, we consider the reaction $e^+e^- \to W^+W^-$ in three situations. First, within the standard model context . Second, considering an extra contribution due to an excited neutrino introduced by an effective Lagrangian. Third, we consider anomalous couplings for the bosonic sector, particularly in the $W^+W^-(Z^o, \gamma)$ vertices. For all the situations we study the behavior of both the angular distribution and total cross section. Finally, we study the observability region for the new parameters.

Key Words: Excited Fermions, Anomalous Couplings, Gauge Theories, Effective Lagrangians.

Índice

1 Introdução **6**

2 Revisão do Modelo Padrão **12**

3 A Reação $e^+e^- \to W^+W^-$ No Modelo Padrão **27**

3.1 Estudo da Reação $e^+e^- \to W^+W^-$ 28

3.1.1 Motivação 28

3.1.2 Cálculos 28

4 Física Além do Modelo Padrão **38**

4.1 Porque Desejamos Ir Além do Modelo Padrão? 38

4.2 Uma Nova Contribuição 41

4.3 A Reação $e^+e^- \to W^+W^-$ com Vértices Anômalos 47

5 Conclusões **54**

5.1 Figuras 58

5.2 Referências 105

Capítulo 1

Introdução

Durante esta última década, a teoria da interação eletro-fraca, conhecida como "Modelo Padrão"(MP) [1] - [3], tem obtido grande sucesso em descrever os resultados experimentais desta interação [4]. Apesar deste sucesso, devemos ter em mente que, até agora, somente a interação dos bósons vetoriais com os férmions tem sido testada experimentalmente. Por outro lado, o setor escalar e as predições do MP para a auto-interação dos bósons vetoriais ainda não foram pesquisados diretamente em experimentos.

Nos próximos anos, com a entrada em funcionamento da nova geração de aceleradores de partículas [5], teremos disponível um novo instrumento para explorar as propriedades da interação eletro-fraca, uma vez que processos envolvendo colisões entre os bósons vetoriais serão acessíveis. Esses processos abrem a possibilidade de um estudo mais direto do setor escalar da teoria eletro-fraca através da possível produção do Higgs [6] via fusão dos bósons vetoriais [7]; da origem da quebra espontânea de simetria; das massas dos

bósons vetorias e, em geral, sobre uma possível estrutura dos referidos bósons.

Estudos teóricos de colisões entre bósons vetoriais vinham sendo feitas, em sua maioria, abordando a problemática que envolve o setor escalar da teoria, ou seja, a produção do Higgs, o qual é o elemento essencial do MP, que é um modelo de gauge na simetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ com quebra espontânea de simetria. Neste contexto, a existência e a magnitude dos auto-acoplamentos dos bósons vetoriais era tomada como certa de ocorrer, uma vez que estes vértices aparecem como uma consequência da simetria de gauge local, não-abeliana: $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Entretanto, é sabido que para obter os resultados, da parte do MP, que já foi testada experimentalmente, como as estruturas das correntes neutras e os valores das massas dos bósons vetoriais, não é necessaria nem a simetria $SU(2)$ local, nem a quebra espontânea de simetria. De fato, os resultados experimentais conhecidos da interação eletro-fraca podem ser obtidos igualmente de uma simetria global $SU(2)$ de isospin fraco quebrada pelo eletromagnetismo [8] . Pode ser mostrado, todavia, que uma generalização desse modelo global leva aos mesmos acoplamentos do MP, inclusive para a auto-interação dos bósons vetoriais [9]. Entretanto, para essa generalização , é necessário fazer suposições adicionais sobre as propriedades dos bósons vetoriais. São justamente estas propriedades dos bósons vetoriais que levam a desvios do MP que podem ser testados experimentalmente.

Recentemente, alguns trabalhos teóricos [10] - [11] têm sido dedicados ao estudo dos autos-acoplamentos dos bósons vetoriais, que podem ser testados no processo $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, introduzindo acoplamentos mais gerais entre bósons vetoriais através de Lagrangianas efetivas dependentes de parâmetros e outros [11] que ainda incorporam uma simetria global $SU(2)$ de isospin

fraco de quebrada pelo eletromagnetismo.

Um exemplo de auto-interação dos bósons vetoriais que tem sido estudado recentemente é o vértice $WW\gamma, Z$ [12] - [13]. No MP, em nível de árvore, estes vértices são completamente fixados pela estrutura de gauge do modelo. Então, podemos perguntar o quanto as experiências, a serem realizadas nos novos aceleradores, poderão confirmar a natureza do gauge deste vértices triplos. Ou ainda, o quanto sensíveis são estas experiências para detectar possíveis desvios das predições do MP. Assim, há uma série de trabalhos recentes [14] - [18] , que procuram explorar as diversaas possibilidades plausíveis de serem apresentadas pela interação eletro-fraca, tais como efeitos anômalos na aniquilação de e^+e^- em pares de bósons vetoriais [14] , ou mesmos novos bósons vetoriais [15] , que apresentam um estudo detalhado das seções de choque dos processos em questão, levando em conta afeitos de polarizações , luminosidades, etc., mostrando uma clara preocupação com os experimentos futuros.

Neste panorama, os objetivos deste trabalho, o qual versa sobre o tema geral de estudar possíveis desvios das predições do MP, podem ser separados do seguinte modo: a) Aqueles desvios que podem testar a estrutura do MP enquanto teoria de gauge, com quebra espontânea de simetria. Neste caso, o estudo dos auto-acoplamentos dos bósons vetoriais é de particular importância, notadamente o vértice $WW\gamma, Z$, e outros. b) Que evidenciem uma física além do MP. Neste outro caso, um procedimento é o de estabelecer os domínios dessa nova física, estabelecendo limites nos parâmetros das Lagrangianas efetivas consideradas, através de dados experimentais. As referências [19] e [20] constituem um exemplo desse procedimento.

Gostaríamos agora de detalhar a organização desta dissertação e precisar o contexto a que este estudo se destina. No capítulo 2, por completeza, apresentamos uma reduzida revisão do MP, sem considerar os quarks, e procurando enfatizar o fato de que o MP é uma teoria de gauge com quebra espontânea de simetria. O capítulo 3 é dedicado ao estudo da reação $e^+e^- \to W^+W^-$ no âmbito do MP. Neste, com o auxílio do FeynCalc, um pacote do math, é calculada a amplitude invariante no limite de altas energias, ou seja, desprezando a contribuição com o Higgs. São, então, calculadas as seções de choque diferencial e total, e várias figuras ilustrativas dos seus respectivos comportamentos são mostradas. Particular atenção é atribuida ao cancelamento das divergências, que partes isoladas da seção de choque apresentam com s, na seção de choque total, levando a não violação da unitariedade neste processo. No capítulo 4, primeiramente apresentamos algumas motivações de por que é interessante considerar uma física nova, além do MP.

Em seguida, calculamos a mesma reação com uma contribuição extra, proveniente de um neutrino excitado, ν^* , que é introduzido formalmente através de uma Lagrangiana efetiva, que acopla-o ao elétron, e^- , e ao bóson W. Esta Lagrangiana efetiva, e, portanto, ν^*, seria o efeito residual de uma teoria mais ampla, cujo formalismo e conteúdo desconhecemos. Aceitando tal hipótese, sem assumir nenhum modelo subjacente particular, estudamos as consequências fenomenológicas dessa contribuição extra nas energias dos futuros colisionadores. Especial atenção é atribuida aos limites de observabilidade dos parâmetros que caracterizam essa nova interação nas energias consideradas.

Posteriormente, abordamos a mesma reação , $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, focalizando nossa atenção nos auto-acoplamentos dos bósons vetoriais, WWZ, γ. Para estuda rpossíveis desvios do MP nesses vértices trilineares, usaremos os acoplamentos introduzidos por Hagiwara et al [10]. Estes, denominados de anômalos, permitem uma parametrização conveniente dos possíveis desvios do MP, uma vez que os vértices deste são recuperados atribuindo valores específicos para os novos acoplamentos. Neste contexto, após o cálculo da amplitude invariante, procuramos estudar as consequências que estes possíveis desvios podem ter sobre observáveis, notadamente, sobre as seções de choque angular e total e a assimetria forward-backward. Também, neste caso, especial atenção é atribuida aos limites de observabilidade desses possíveis desvios do MP, que podem ser obtidos nos futuros colisionadores.

No capítulo 5, o das conclusões, inicialmente faremos um resumo dos resultados obtidos previamente, para posteriormente comparar e comentar os dois procedimentos seguidos no capítulo precedente, procurando interpretar os resultados no sentido de ser, ou não , possível discernir entre estes dois diferentes tipos de contribuição , baseados em dados experimentais , que indiquem um desvio do MP. No decorrer deste trabalho, estaremos assumindo, arbitrariamente, precisões experimentais no intervalo de 1% e 5%. Entretanto, temos ciência que os dados provenientes do LEP-I são capazes de testar o MP ao nível de loop e que , aqui, estamos considerando possíveis desvios do MP ao nível de árvore na reação $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ acreditando que o cálculo de tal reação com correções radiativas escapa ao escorpo deste trabalho. Os números aqui referidos para a precisão experimental devem ser considerados num contexto acadêmico. mecanismo de Higgs, aos bósons W^+,

W^- e Z_0.

Capítulo 2

Revisão do Modelo Padrão

A unificação das forças eletromagnética e fraca foi concebida em meados do século XX. Tal feito, tendo como ponto de partida a radiatividade observada, através do decaimento beta, por Becquerel, em 1886, consumiu quase meio século de extensa pesquisa.

Aspirando à unificação das forças eletromagnética e fraca, muitas idéias foram lançadas à comunidade científica; todavia, não atingiam, com sucesso, o seu objetivo. A importância de tais contribuições enquadrava-se no contexto das premissas, isto é, serviam de ponto de partida para o formulação de novas idéias. Uma contribuição que evidencia muito bem a colocação anterior é a de Schwinger [21] a qual inspirou Glashow [1] no seu trabalho em 1961.

Glashow [1] surgeriu que o grupo de simetria interna fosse composto pela combinação $SU(2) \otimes U(1)$ onde SU(2) é o grupo de isospin fraco e U(1) é o grupo de hipercarga. Com esta sugestão, quatros bósons de gauge são intro-

duzidos na teoria eletro-fraca. Destes, três: W^+, W^- e Z_o estão associados ao grupo SU(2) e um, o B, está associado ao grupo U(1).

A idéia de Glashow [1] suprimia a massa dos bósons; mas a experiência alertava ao fato que apenas um bóson seria não massivo, o foton. Weinberg [2], em 1967 e, independentemente, Salam [3], em 1968, eludiram este percalço atribuindo massa, através da quebra espontânea da simetria, junto com o mecanismo de Higgs, aos bósons W^+, W^- e Z^0.

A idéia de Glashow incorporada a de Weinberg e Salam constituiu um modelo para a interação eletro-fraca. 't Hoof [22], em 1971, demonstrou que tal modelo é renormalizável. Este modelo, mais tarde, recebeu o nome de Modelo Padrão (M P) para a interação eletro-fraca. Weinberg [23], em 1971, incorporou os hádrons ao MP.

O MP é uma teoria de gauge. Tem como grupo de simetria interna a combinação $SU(2)\otimes U(1)$. A sua Lagrangeana, invariante por transformações de gauge locais, pode ser escrita da seguinte maneira:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}(\Psi, A, B) + \mathcal{L}(A) + \mathcal{L}(B) + \mathcal{L}(A, B, H) - V(H) + \mathcal{L}(\Psi, H). \quad (2.1)$$

Três tipos de partículas/campos aparecem nesta Lagrangeana:

1. Partículas fundamentais , quarks e leptons , representadas por Ψ.
2. Partículas mediadoras das interações , os bósons de gauge , representadas por A e B.
3. A Partícula Higgs , representada por H.

Encetaremos o estudo do MP pelo setor de interação fermiônica. Em seguida, veremos os bósons de gauge e suas auto-interações . Por final, estudaremos o Higgs e atribuiremos massa as demais partículas.

1. Os quarks e léptons vêm aos pares. Existem três pares de léptons e quarks os quais formam três famílias. Nestas notas, reduziremos o MP, apenas, aos léptons. Para os quarks, apenas citarei referências [23] - [30] - [39]

Os léptons formam pares com os seus respectivos neutrinos. O neutrino é considerado não massivo e, por construção , apenas sua componente de mão-esquerda interage, ou melhor, considera-se apenas os neutrinos de mão-esquerda. Além disso, assume-se que os léptons de mão-esquerda transformam-se como dubletos sobre o grupo de isospin fraco, e os léptons de mão-direita transformam-se como singleto sobre o grupo de hipercarga.

Além de reduzirmos o MP ao setor leptónico, faremos uma outra restrição, por motivo de simplificação , na qual apresentaremos o MP reduzido a primeira família do setor leptónico.

Os campos do elétron e do neutrino, por construção , possuem as seguintes representações:

$$L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix} \quad \text{e} \quad R = e_R. \tag{2.2}$$

Da construção acima, a Lagrangeana livre para o elétron com o seu respectivo neutrino possui a seguinte expressão:

$$\mathcal{L}(\Psi) = \bar{L} i\gamma^\mu \partial_\mu L + \bar{R} i\gamma^\mu \partial_\mu R, \tag{2.3}$$

Note que um termo de massa para o elétron do tipo:

$$\mathrm{m}\bar{e}e = \mathrm{m}(\bar{e}_R e_L + \bar{e}_L e_R), \tag{2.4}$$

não permite a invariância por transformações locais, pois a Eq.(2.4) mistura dubleto e singleto.

Ao exigirmos a invariância da Eq.(2.3) sobre transformações de gauge locais do grupo SU(2)

$$L \to L' = \exp[\frac{-i\tau^i}{2}\alpha_i(x)]L \quad \text{e} \quad R \to R' = R, \tag{2.5}$$

e sobre o grupo U(1)

$$L \to L' = \exp[i\beta(x)]L \quad \text{e} \quad R \to R' = \exp[2i\beta(x)]R, \tag{2.6}$$

onde $\alpha_i(x)$ e $\beta(x)$ são as funções de gauge, é necessario trocarmos, em Eq.(2.3), as derivadas ordinárias pelas covariantes.

$$D_\mu^L \to \partial_\mu - ig\frac{\tau_i}{2}A_\mu^i + i\frac{g'}{2}B_\mu \quad \text{e} \quad D_\mu^R \to \partial_\mu + ig'B_\mu, \tag{2.7}$$

onde g é a constante de acoplamento associado a SU(2), e g' a de U(1). Este processo é denominado de acoplamento minimal. [30] - [39]

Com essas exigências, $\mathcal{L}$ assume a seguinte forma:

$$\mathcal{L}(\Psi, A, B) = \bar{L}i\gamma^\mu\partial_\mu L + \bar{R}i\gamma^\mu\partial_\mu R + gJ_\mu^i A_i^\mu + \frac{g'}{2}J_\mu^Y B^\mu, \tag{2.8}$$

onde

$$J_\mu^i = \bar{L}\gamma_\mu\frac{\tau^i}{2}L \quad (i = 1, 2, 3), \tag{2.9}$$

é a corrente de isospin fraco , e

$$J_\mu^Y = -[\bar{L}\gamma_\mu L + 2\bar{R}\gamma_\mu R], \tag{2.10}$$

é um singleto de isospin.

As correntes de isospin leptônico apresentadas na Eq.(2.9) geram as seguintes "cargas":

$$T^i = \int L^+\frac{T^i}{2}Ld^3x, \tag{2.11}$$

que são os operadores de isospin dos léptons e obedecem a algebra de SU(2):

$$[T^i, T^j] = i\varepsilon^{ijk}T^k. \tag{2.12}$$

Do mesmo modo, a "carga" associada à corrente na Eq.(2.10), que é denominada de hipercarga leptônica,

$$Y = -\int (L^+L + 2R^+R)d^3x, \tag{2.13}$$

gera as transformações do grupo $U(1)_Y$, com:

$$[T^i, Y] = 0. \tag{2.14}$$

É exigido, além do acoplamento minimal, para Eq.(2.8) manter a invariância por transformações locais, que os campos de gauge transformem-se da seguinte maneira:

$$\frac{\tau^i}{2}A_i^\mu \rightarrow \frac{\tau^i}{2}(A')_i^\mu = \exp[\frac{-i\tau^i}{2}\alpha_i(x)][\frac{\tau^i}{2}A_i^\mu + \frac{i}{g}\partial^\mu]\exp[\frac{i\tau^i}{2}\alpha_i(x)] \tag{2.15}$$

e

$$B \rightarrow B'_\mu = B_\mu - \frac{2}{g'}\partial_\mu B. \tag{2.16}$$

As correntes fraca e eletromagnética possuem as seguintes formas:

$$J_\mu^+ = \bar{e}\gamma_\mu(1-\gamma_5)\nu.$$

$$J_\mu^- = \bar{\nu}\gamma_\mu(1-\gamma_5)e.$$

$$J_\mu^{em} = -\bar{e}\gamma_\mu e. \tag{2.17}$$

As correntes nas Eq.(2.9), Eq.(2.10) e Eq.(2.17) podem se relacionar da seguinte maneira:

$$J_\mu^+ = 2[J_\mu^1 - iJ_\mu^2] \quad , \quad J_\mu^- = 2[J_\mu^1 + iJ_\mu^2] \quad \text{e} \quad J_\mu^{em} = J_\mu^3 + \frac{J_\mu^Y}{2}. \tag{2.18}$$

Substituindo as expressões acima em Eq.(2.8), obtém-se a seguinte expressão para $\mathcal{L}$:

$$\mathcal{L}(\Psi, A, B) = \bar{L} i\gamma_\mu \partial^\mu L + \bar{R} i\gamma_\mu \partial^\mu R + \frac{g}{2} J_\mu^+ [A^{1\mu} + iA^{2\mu}]$$

$$+\frac{g}{2} J_\mu^- [A^{1\mu} - iA^{2\mu}] + g J_\mu^3 A^{\mu 3} + \frac{g'}{2} J_\mu^Y B^\mu. \tag{2.19}$$

Definindo

$$W_\mu^\pm = \frac{[A_\mu^1 \pm iA_\mu^2]}{2}, \tag{2.20}$$

obtemos :

$$\mathcal{L}(\Psi, A, B) = \mathcal{L}_0 + \frac{g}{2\sqrt{2}} [J_\mu^+ W^{\mu -} + J_\mu^- W^{\mu +}] + g J_\mu^3 A^{3\mu} + \frac{g'}{2} J_\mu^Y B^\mu. \tag{2.21}$$

Definindo :

$$A_\mu = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} [g' A_\mu^3 + g B_\mu] \quad \text{e} \quad Z_\mu^0 = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^{22}}} [g A_\mu^3 - g' B_\mu], \tag{2.22}$$

junto com a expressão para J_μ^{em} em Eq.(2.18), obtemos:

$$\mathcal{L}(\Psi, A, B) = \mathcal{L}_0 + \frac{g g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} J_\mu^{em} A^\mu +$$

$$+\sqrt{g^2 + g'^2} [J_\mu^3 - \frac{g'^2}{g^2 + g'^2} J_\mu^e] Z_o^\mu$$

$$+\frac{g}{2\sqrt{2}} [J_\mu^+ W^{\mu -} + J_\mu^- W^{\mu +}]. \tag{2.23}$$

Analizando a expressão anterior, identificamos A^μ como o fóton e

$$\mathrm{e} = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \tag{2.24}$$

como a carga elétrica.

Definindo o ângulo de Weinberg como sendo:

$$\sin\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad ; \quad \cos\theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \tag{2.25}$$

obtemos

$$\mathrm{e} = g\sin\theta_W = g'\cos\theta_W. \tag{2.26}$$

Em termo desse ângulo, a Lagrangeana em Eq.(2.23) adquire a seguinte expressão:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}(\Psi, A, B) &= \mathcal{L}_0 + \frac{g}{2\sqrt{2}}[J^+_\mu W^{\mu-} + J^-_\mu W^{\mu+}] + + g\sin\theta_W J^{em}_\mu A^\mu \\ &+ \frac{g}{\cos\theta_W}[J^3_\mu - \frac{g'^2}{g^2 + g'^2}J^e_\mu]Z^\mu_o,\end{aligned} \tag{2.27}$$

com

$$\mathcal{L}_0 = \bar{L}i\gamma_\mu\partial^\mu L + \bar{R}i\gamma_\mu\partial^\mu R. \tag{2.28}$$

Concluimos, disto, que o resultado da imposição de invariância de gauge local à Lagrangeana livre, Eq.(2.3), é um termo adicional de interação, o termo além de $\mathcal{L}_0$ em $\mathcal{L}$. Este termo mostra-nos como os férmions interagem com os bósons de gauge, devendo ser sublinhado o surgimento de um bóson neutro, Z^0, acoplando-se com uma corrente neutra:

$$J^3_\mu - \frac{g'^2}{g^2 + g'^2}J^{em}_\mu. \tag{2.29}$$

2. As partículas mediadoras das forças, os bósons de gauge, surgem como consequência da imposicão da invariância de gauge, sobre Eq.(2.3), por um grupo não abeliano, o $SU(2)\otimes U(1)$. A seguir, analisaremos as consequências da imposição da invariância de gauge do grupo $SU(2) \otimes U(1)$ sobre a Lagrangeana livre de tais partículas.

Começaremos pelo bóson advindo do grupo $U(1)_{em}$, o fóton. A Lagrangeana livre, para os fótons, que manifesta invariancia pelo grupo $SU(2)\otimes U(1)$ possui a seguinte expressão:

$$\mathcal{L}_B = \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}. \tag{2.30}$$

Com

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu B^\nu - \partial^\nu B^\mu. \tag{2.31}$$

Para os bósons advindos do grupo SU(2), a Lagrangeana livre que manifesta invariância por $SU(2) \otimes U(1)$ possui a seguinte expressão, de acordo com a teoria de Yang-Mills:

$$\mathcal{L}_A = \frac{1}{4} G^{\mu\nu i} G^i_{\mu\nu}, \tag{2.32}$$

com

$$G^i_{\mu\nu} = \partial_\mu A^i_\nu - \partial_\nu A^i_\mu + ig\varepsilon^{ijk} A^j_\mu A^k_\nu. \tag{2.33}$$

Usando Eq.(2.30) e Eq.(2.32), formamos a seguinte Lagrangeana para os bósons de gauge:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} - \frac{1}{4} G^{\mu\nu i} G^i_{\mu\nu}. \tag{2.34}$$

Usando Eq.(2.20) e Eq.(2.22), podemos expressar Eq.(2.34) em termos de seus respectivos campos. Deste modo, obtemos:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} W^+_{\mu\nu} W^{-\mu\nu} - \frac{1}{4} Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$$

$$+ig\sin\phi_w\{A_\mu W^+_\nu W^{-\mu\nu} + A_\nu W^-_\mu W^{\mu\nu+} + F_{\mu\nu}W^{\mu+}W^{\nu-}\}$$

$$+ig\cos\phi_w\{Z^0_\mu W^+_\nu W^{\mu\nu-} + Z^0_\nu W^-_\mu W^{\mu\nu+} + Z_{\mu\nu}W^{\mu+}W^{\nu-}\}$$

$$+g^2\sin\phi_w{}^2\{A_\mu A_\nu W^{\mu+}W^{\nu-} - A_\mu A^\mu W^{\nu+}W^-_\nu\}$$

$$+g^2\cos\phi_w{}^2\{Z^0_\mu Z^0_\nu W^{\mu+}W^{\nu-} - Z^0_\mu Z^{0\mu}W^{\nu+}W^-_\nu\}$$

$$+g^2\sin\phi_w\cos\phi_w\{A_\mu Z^0_\nu W^{\mu+}W^{\nu-} + A_\nu Z^0_\mu W^{\mu+}W^{\nu-} - 2A_\mu Z^{0\mu}W^+_\nu W^{-\nu}\}$$

$$+\frac{1}{2}g^2\{W^+_\mu W^{\mu+}W^-_\nu W^{-\nu} - W^+_\mu W^{-\mu}W^+_\nu W^{-\nu}\}. \qquad (2.35)$$

Onde

$$W^\pm_{\mu\nu} = \partial_\mu W^\pm_\nu - \partial_\nu W^\pm_\mu \ , \ Z_{\mu\nu} = \partial_\mu Z^0_\nu - \partial_\nu Z^0_\mu \text{ e } F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu. \qquad (2.36)$$

A Lagrangeana em Eq.(2.35) apresenta acoplamentos tríplices e quárticos entre os bósons $W^\pm$ e Z^o. Esses acoplamentos são consequências do grupo SU(2) ser não-abeliano e da imposição por invariância de gauge ao modelo. Portanto, é neste setor que se encontra a estrutura de gauge do MP.

3. O bóson de Higgs irrompe em cena com a missão de fornecer massas aos bósons de gauge e aos leptons; vimos, pois, nas páginas precedentes, que a imposição de invariância por gauge às Lagrangeanas livres dos bósons e léptons fornece-nos a dinâmica dos léptons e bósons de gauge. No entanto,

tal caminho suprimia os termos de massas dos bósons e léptons; porém, a experiência revelava que tais partículas possuiam massas.

As massas dos bósons de gauge, $W^{\pm}$ e Z^0, são geradas através da quebra expontânea da simetria, seguido do mecanismo de Higgs; as dos léptons, através do acoplamento de Yukawa. Para tal tarefa, adiciona-se o seguinte termo nas Lagrangeanas em Eq.(2.28) e Eq.(2.35):

$$\mathcal{L}_h = (D^\mu H^+)(D_\mu H) - V(H^+H). \tag{2.37}$$

Onde

$$D_\mu = \partial_\mu + i\frac{g'}{2}B_\mu - ig\frac{\tau_i}{2}A^i_\mu, \tag{2.38}$$

e

$$V(H^+H) = \mu^2(H^+H) + |\lambda|(H^+H) \tag{2.39}$$

com

$$H = \begin{pmatrix} h^+ \\ h^0 \end{pmatrix}, \tag{2.40}$$

Note que a forma da Lagrangeana para o Higgs em Eq.(2.37) é invariante por transformações de gauge locais pelo grupo $SU(2) \otimes U(1)$.

Calculando o vácuo de $\mathcal{L}_h$, escolhendo $\mu^2 < 0$, temos liberdade para escolher o dubleto de Higgs na seguinte forma:

$$< H >_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \tag{2.41}$$

Onde $v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{|\lambda|}}$, o qual não permite que a Eq.(2.41) preserve a simetria $SU(2) \otimes U(1)$; preservando, porém, a simetria $U(1)_{em}$, porque o fóton não possui massa.

Seguindo a trajetória histórica, o próximo passo é estudarmos a Lagrangeana dada por Eq.(2.37) no vácuo, através de uma parametrização do tipo:

$$H' \rightarrow H - < H >_0 = \begin{pmatrix} \eta \\ \xi \end{pmatrix}. \tag{2.42}$$

Substituindo (2.42) em (2.37) obtemos :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}[\partial_\mu \eta \partial^\mu \eta + 2\mu^2 \eta^2] + \frac{1}{2}\partial_\mu \xi \partial^\mu \xi + \text{cte's.} \tag{2.43}$$

A Lagrangeana acima apresenta dois campos: um massivo e outro não massivo. O não massivo é conhecido como bóson de Goldstone e este resultado é conhecido como fenômeno de Goldstone, o qual recebe status de teorema, o teorema de Goldstone. Estes bósons não existem na natureza, ou melhor, não se tem evidência experimental da sua existência, por isso esse resultado impediu por algum tempo o uso da quebra expontânea da simetria na física de partículas.

Weinberg [2] e, independentemente, Salam [3] transcenderam ao fenômeno de Goldstone usando o mecanismo de Higgs. Em tal mecanismo, parametriza-se o campo em torno do vácuo na seguinte maneira:

$$H = \frac{v+h}{\sqrt{2}} \exp \frac{i\tau_i \xi^i}{2v} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \tag{2.44}$$

Notemos que Eq.(2.5) e Eq.(2.15) são ajustáveis por um gauge arbitrário; logo, escolhendo a função de gauge como sendo:

$$\alpha^i = \frac{\xi^i}{v}, \tag{2.45}$$

obtemos das Eq.(2.5), Eq.(2.15) e Eq.(2.44):

$$L \to L' = \exp[-i\frac{\tau^i\xi_i}{2v}]L$$

$$R \to R' = R$$

$$\frac{\tau^i}{2}A_{i\mu} \to \frac{\tau^i}{2}A'_{i\mu} = \exp[-i\frac{\tau^i\xi_i}{2v}][\frac{\tau^i}{2}A^i_\mu + \frac{i}{g}\partial_\mu]\exp[i\frac{\tau^i\xi_i}{2v}]$$

$$\beta_\mu \to \beta'_\mu = \beta_\mu$$

$$H \to H' = \exp[i\frac{\tau^i\xi_i}{2v}]\begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h}{2} \end{pmatrix}. \tag{2.46}$$

Neste gauge, lembrando as definições para $W^\pm$ e Z^0, $\mathcal{L}_h$ possui a seguinte expressão:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_h &= \frac{1}{2}\partial_\mu h\partial^\mu h + \mu^2h^2 - |\lambda|vh^3 - \frac{|\lambda|}{4}h^4 \\ &+\frac{g^2v}{2}hW^+_\mu W^{-\mu} + \frac{g^2+g^{2\prime}}{4}vhZ^0_\mu Z^{0\mu} \\ &+\frac{g^2h^2}{4}W^+_\mu W^{-\mu} + \frac{g^2+g'^2}{4}h^2Z^0_\mu Z^{0\mu} \\ &++\frac{g^2v^2}{2}W^+_\mu W^{-\mu} + \frac{g^2+g^{2\prime}}{8}Z^0_\mu Z^{0\mu}.\end{aligned} \tag{2.47}$$

O resultado acima mostra-nos que os bósons de gauge, as partículas intermediárias da interaçào fraca, $W^\pm_\mu$ e Z^0, adquiriram massas devido o mecan-

ismo de Higgs. Tais partículas, agora, possuem as seguintes massas:

$$m_W^2 = \frac{g^2 v^2}{4}$$

$$m_Z^2 = \frac{g^2 + g'^2}{4} v^2. \tag{2.48}$$

O mensurado é que a quebra expontânea da simetria, associada ao mecanismo de Higgs, gerou massa aos bósons $W_\mu^\pm$ e Z^0; manteve o fóton sem massa e introduziu uma nova partícula, não concebida antes do uso do mecanismo de Higgs , e não detectada até os dias de hoje, a partícula Higgs, ou simplesmente, o Higgs. Tal partícula, de acordo com a Eq.(2.47), possui a seguinte relação para a sua massa:

$$m_h^2 = -2\mu^2 > 0. \tag{2.49}$$

A massa do elétron surge ao associarmos ao modelo o acoplamento de Yukawa, entre o elétron e o dubleto de Higgs, com constante de acoplamento G_e. Tal acoplamento possui a seguinte expressão :

$$\mathcal{L}_m = G_e \bar{L} R H, \tag{2.50}$$

a qual é invariante por $SU(2) \otimes U(1)$. Usando Eq.(2.46) em Eq.(2.50), obtemos:

$$\mathcal{L}_m = -\frac{G_e v}{\sqrt{2}} \bar{e} e - \frac{G_e}{\sqrt{2}} h \bar{e} e. \tag{2.51}$$

A expressão anterior apresenta o seguinte termo de massa para o elétron:

$$m_e = \frac{G_e v}{\sqrt{2}}. \tag{2.52}$$

Tudo o que foi visto, até agora, para o campo do elétron, pode ser estendido aos campos do muon, μ, e tau, τ e seus respectivos neutrinos. Para tanto, basta que consideremos os dubletos de mão-esquerda e os singletos de mão-direita das respectivas partículas:

$$L_\mu = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \quad \text{e} \quad R_\mu = \mu_R \tag{2.53}$$

$$L_\tau = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix} \quad \text{e} \quad R_\tau = \tau_R. \tag{2.54}$$

Fazendo isso , obtemos para a massa do μ e do τ :

$$M_\mu = \frac{G_\mu v}{\sqrt{2}} \quad \text{e} \quad M_\tau = \frac{G_\tau v}{\sqrt{2}}. \tag{2.55}$$

O MP estende-se para os demais férmions, isto é, os léptons e quarks. A Lagrangeana apresentada na Eq.(2.1) representa o MP em toda a sua abrangência. Tal Lagrangeana inclui as interações eletromagnéticas e fracas. Com essa idéia em mente, podemos dar a seguinte interpretação para cada termo nela contido:

$\mathcal{L}(\Psi, A, B) \rightarrow$ Termo de interação entre os férmions e os bósons de gauge.

$\mathcal{L}(A)$ e $\mathcal{L}(B) \rightarrow$ Termo cinético dos bósons de gauge.

$\mathcal{L}(A, B, H) \rightarrow$ Termo de interação entre os bósons de gauge e o Higgs.

$\mathcal{L}(\Psi, H) \rightarrow$ Termo de interação entre os férmions e o Higgs.

Uma característica bastante intrigante do MP é o número de parâmetros

livres que se encontram nele. Veremos, agora, em que parte da formulação do MP estas constantes se proliferam.

Considerando o modelo em toda a sua abrangência , isto é, levando em conta os quarks e os léptons, os quais são representados pela Lagrangeana dada na Eq.(2.1), percebemos que para os cinco primeiros termos, apenas quatro parâmetros livres aparecem, os quais são: g , g' , μ, λ , ou, se desejar, e , θ_W , μ e λ. Até aqui, então, não consideramos as massas dos férmions, ou melhor, o termo $\mathcal{L}(\Psi, H)$. É este termo que dá origem a uma proliferação de parâmetros livres. Dele resulta que para n famílias de quarks, temos $n^2 + 1$ parâmetros livres adicionais ($2n$ para a massa dos quarks e $(n-1)^2$ para os ângulos de mistura [9]). Incluindo, agora, as n famílias de léptons, e considerando o neutrino sem massa; pois, nesta situação não percebemos os ângulos de mistura leptônica, o setor leptônico adiciona n números de parâmetros livres (as massas dos n léptons). Assim, o número de parâmetros livres, N_p, para n famílias de quarks e léptons, pode ser expresso da seguinte forma: [38]

$$N_p = n^2 + n + 5. \tag{2.56}$$

Deste resultado, obtemos 17 parâmetros livres para o caso de 3 três famílias de quarks e léptons no MP. Se analisarmos mais minuciosamente, concluiremos que todos esses parâmetros, exceto g e g', advêm da introdução do escalar h , o bóson de Higgs.

Capítulo 3

A Reação $e^+e^- \to W^+W^-$ No Modelo Padrão

Neste capítulo, estudaremos esta reação explicitando seus resultados basicamente através de gráficos. Analisaremos a distribuição angular da reação como um todo e das contribuições individuais, sem considerar termos de interferência. Reforçaremos os resultados obtidos na distribuição angular com gráficos da assimetria forward-backward. O mesmo será feito para a seção de choque. Neste ponto, daremos bastante ênfase à questão da unitariedade, pois, como veremos, as contribuições individuais violaram a unitariedade, enquanto a total, não .

3.1 Estudo da Reação $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$

3.1.1 Motivação

Uma primeira motivação para o estudo desta reação é o fato dela se encontrar na iminência do logro experimental , pois o LEP II possuirá a energia acessível à realização de tal processo.

O estudo do setor de gauge do MP é uma segunda motivação. A confirmação experimental do MP encerra-se, até o presente momento, e com grande êxito, no setor que compreende a interação dos férmions com os bósons vetorias. Já o setor que envolve apenas a auto-interação bosônica, não tem sido explorado experimentalmente. Com o funcionamento do LEP II, tal objetivo passa ao plano do realizável. É neste contexto que se situa a importância da reação $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$.

Dentro do conteúdo do MP, esta reação apresenta os seguintes vértices trilineares entre os bósons vetoriais: $W^+W^-Z^o$, $W^+W^-\gamma$. Estes acoplamentos são frutos da invariância de gauge e o acolhimento dos campos de Yang-Mill ao modelo. Disto já falamos no capítulo anterior. Conclui-se, então, que explorar experimentalmente a reação $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ é especular o setor de gauge do MP. Sendo o MP uma teoria de gauge, qualquer desvio neste setor compromete-o.

3.1.2 Cálculos

Vamos agora esmiuçar a reação $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ dentro do predito pelo MP. Para esta finalidade, comecemos mostrando os seus gráficos de Feynman.

Ei-los, portanto:

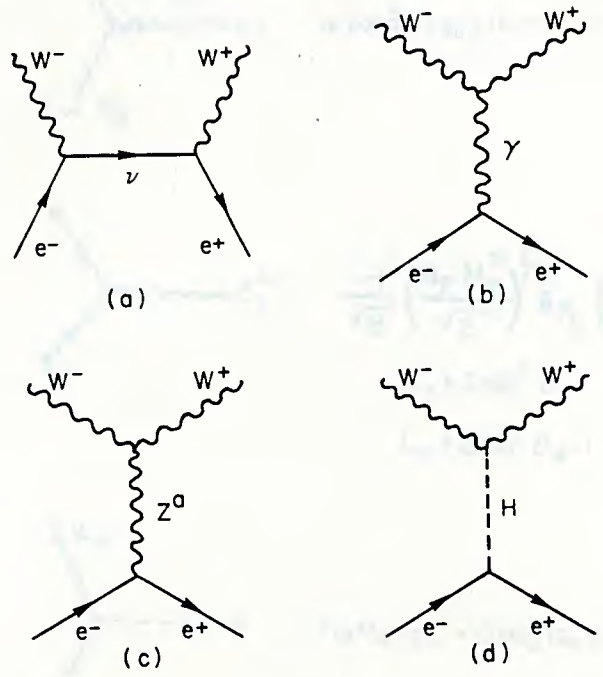
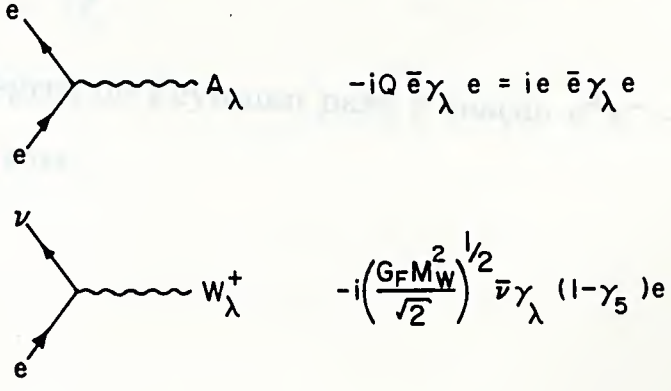
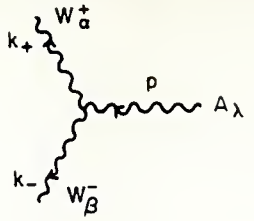


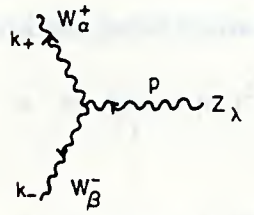
Fig.1. diagrmas de Feynman para a reação $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ a nível de árvore

As regras de Feynman para esta reação são as seguintes:

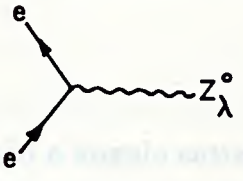




$$ie\left[g_{\alpha\beta}(k_+-k_-)_\lambda - g_{\alpha\lambda}(p+k_+)_\beta + g_{\beta\lambda}(p+k_-)_\alpha\right]$$



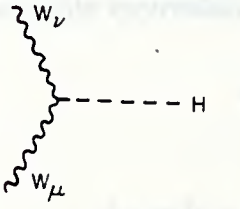
$$ie\cot\theta_W\left[g_{\alpha\beta}(k_+-k_-)_\lambda - g_{\alpha\lambda}(p+k_+)_\beta + g_{\beta\lambda}(p+k_-)_\alpha\right]$$



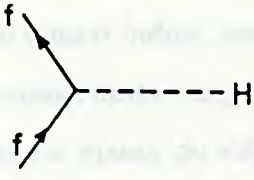
$$\frac{-i}{\sqrt{2}}\left(\frac{G_F M_Z^2}{\sqrt{2}}\right)^{1/2}\bar{e}\gamma_\lambda\left[R_e(1+\gamma_5)+L_e(1-\gamma_5)\right]e,$$

$$R_e = 2\sin^2\theta_W$$

$$L_e = 2\sin^2\theta_W - 1$$



$$-ig M_W\, g_{\mu\nu} = -2iM_W^2(G_F\sqrt{2})^{1/2} g_{\mu\nu}$$



$$\frac{-im_f}{v} = -im_f(G_F\sqrt{2})^{1/2}$$

Regras de Feynman para a reação $e^+e^- \to W^+W^-$ a nível de árvore

As variáveis pelas quais expressaremos a seção de choque serão:

$$s = (p_- + p_+)^2 = (k_- + k_+)^2,$$

$$t = (p_- - k_-)^2 = (p_+ - k_+)^2 = m_W^2 - \frac{s}{2} + \frac{1}{2}s\beta\cos\theta, \tag{3.1}$$

onde

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{4m_W^2}{s}}, \tag{3.2}$$

com θ sendo o ângulo entre o elétron, e^-, e o W^-; p_- o momento de e^-; p_+ o momento do pósitron, e^+; k_- o momento de W^- e k_+ o momento de W^+.

A sessão de choque diferencial para este processo, que é do tipo $12 \to 34$, possui a seguinte expressão:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{c.m}} = \frac{|\mathcal{M}|^2}{64\pi^2 s}\left(\frac{\lambda_{12}}{\lambda_{34}}\right), \tag{3.3}$$

onde

$$\lambda_{ij} = [s - (m_i + m_j)^2]^{\frac{1}{2}}[s - (m_i - m_j)^2]^{\frac{1}{2}}, \tag{3.4}$$

com $\mathcal{M}$ sendo a amplitude de espalhamento total e m_i a massa das partículas, de acordo com o índice, nesta reação.

Estaremos, nesta tese, trabalhando em altas energias, de maneira que desprezaremos a massa do elétron. Com apoio nesta suposição, a contribuição intermediada pelo escalar de Higgs será desprezada, pois o acoplamento do Higgs com o elétron é proporcional à massa do próprio, como é exibido na página anterior.

Devido a suposição anterior, a amplitude de espalhamento total será dada, apenas, pela seguinte soma:

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_\nu + \mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_z, \tag{3.5}$$

com $\mathcal{M}_\nu$ sendo a contribuição que possui o neutrino intermediário; $\mathcal{M}_\gamma$ para o fóton intermediário; $\mathcal{M}_z$ para o Z_o intermediário.

A quantidade de interesse ao cálculo de Eq.(3.3) é, então, representada por:

$$|\mathcal{M}|^2 = |\mathcal{M}_\nu + \mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_z|^2. \tag{3.6}$$

No intuito de pôr em evidência alguns dos caracteres desta reação no âmbito do MP, mostraremos e analisaremos as partes correspondentes aos diagramas da Fig.1.

Calculando $|M_\nu|^2$ isoladamente, obtemos

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}_\nu|^2 &= \frac{2G_f}{t^2}(-4m_W^8 + 4m_W^4(2m_W^2 - s - t)t + \\ &\quad +2m_W^4 t^2 - 4m_W^2(2m_W^2 - s - t)t^2 + \\ &\quad -4m_W^2 t^3 + (2m_W^2 - s - t)t^3). \end{aligned} \tag{3.7}$$

Vamos analisar o comportamento da seção de choque total devido apenas a contribuição correspondente ao diagrama com o neutrino intermediário. O seu comportamento é visto na Fig.2.a. Esta contribuição isoladamente viola a unitaridade. A Fig.2.b ilustra a distribuição angular da respectiva contribuição . Percebe-se uma forte assimetria no $\cos\theta$. Isto é consequência do fato do neutrino intermediário introduzir um denominador na amplitude proporcional a t.

Apresentaremos, em seguida, a contribuição estritamente devida ao fóton intermediário. A amplitude de espalhamento para tal contribuição possui a

seguinte expressão:

$$|\mathcal{M}_\gamma|^2 = \frac{16G_f^2}{s^2}\sin\theta_W(-12m_W^8 + 4m_W^6 s - 17m_W^4 s^2 + 4m_W^2 s^3 +$$

$$+24m_W^6 t - 20m_W^4 st + 6m_W^2 s^2 t - 12m_W^4 t^2 +$$

$$-s^3 t + 4m_W^2 st^2 - s^2 t^2), \qquad (3.8)$$

com θ_W sendo o ângulo de Weinberg.

A Fig.3.a ilustra o comportamento desta contribuição com relação à energia. Analizando-a, vemos que ela apresenta uma divergência assintótica, ou melhor, esta contribuição também viola a unitaridade. Já a fig.3.b revela uma completa simetria com o $\cos\theta$.

Finalizaremos esta análise, estudando o comportamento da última contribuição , a qual possui o Z^o como partícula intermediária. A amplitude de espalhamento para esta contribuição isoladamente possui a seguite expressão:

$$|\mathcal{M}_z|^2 = \frac{2G_f^2 m_Z(\cos^2\theta_W(\cos^2 2\theta_W + 4\sin^4\theta_W))}{m_W^2(\Gamma_z^2 m_Z^2 + (-m_Z^2 + s^2))}(-12m_W^8 + 4m_W^6 s +$$

$$-17m_W^4 s^2 - s^3 t + 24m_W^6 t - 20m_W^4 st +$$

$$+6m_W^2 s^2 t + 4m_W^2 s^3 - 12m_W^4 t^2 + 4m_W^2 st^2 - s^2 t^2), \qquad (3.9)$$

onde Γ_z é a largura de decaimento para Z^o.

O gráfico na Fig.4.a apresenta o seu comportamento com a energia e a Fig.4.b, sua distribuição angular. Podemos ver, então, que a divergência assintótica persiste, ou melhor, a violação da unitariedade é uma característica das contribuições individuais da reação $e^+e^- \to W^+W^-$. É esta aparente fragilidade à violação da unitaridade que justifica-lhe o estudo em detalhes, pois todas as suas contribuições violam a unitariedade.

Analisemos agora o processo como um todo. Para tanto, comecemos mostrando a expressão da amplitude de espalhamento total, o qual inclui os termos de interferência.

$$
\begin{aligned}
|\mathcal{M}|^2 \;=\; & \frac{2G_f^2}{t^2}(-4m_W^8 + 8m_W^6 t - 4m_W^4 st - 5m_W^4 t^2 + \\
& +4m_W^2 st^2 + 2m_W^2 t^3 - st^3 - t^4) + \\
& \frac{2G_f^2 m_Z(m_Z^2 - s)(\cos\theta_W + \cos 3\theta_W)}{m_W t(\Gamma_z^2 m_Z^2 + (m_Z^2 - s)^2)}(4m_W^8 + 8m_W^6 s - 6m_W^6 t + \\
& -5m_W^4 st + 4m_W^2 s^2 t + 4m_W^2 st^2 - s^2 t^2 + 2m_W^2 t^3 - st^3) + \\
& \frac{8G_f^2 \sin^2\theta_W}{st}(-4m_W^8 - 8m_W^6 s + 6m_W^6 t + 5m_W^4 st + \\
& -4m_W^2 s^2 t - 4m_W^2 st^2 + s^2 t^2 - 2m_W^2 t^3 + st^3) + \\
& \frac{8G_f^2 m_Z(m_Z^2 - s)\cos 3\theta_W \sin^2\theta_W}{m_W s(\Gamma_z^2 m_Z^2 + (m_Z^2 - s)^2}(12m_W^8 - 4m_W^6 s + 17m_W^4 s^2 +
\end{aligned}
$$

$$-4m_W^2 s^3 - 24m_W^6 t + 20m_W^4 st - 6m_W^2 s^2 t +$$

$$+s^3 t + 12m_W^4 t^2 - 4m_W^2 st^2 + s^2 t^2) +$$

$$\frac{16G_f^2 \sin\theta_W}{s^2}(-12m_W^8 + 4m_W^6 s - 17m_W^4 s^2 + 4m_W^2 s^3 +$$

$$+24m_W^6 t - 20m_W^4 st + 6m_W^2 s^2 t - s^3 t +$$

$$-12m_W^4 t^2 + 4m_W^2 st^2 - s^2 t^2) +$$

$$\frac{2G_f^2 m_Z^2 \cos^2\theta_W(\cos^2 2\theta_W + 4\sin^4\theta_W)}{m_W^2(\Gamma_z^2 m_Z^2 + (m_Z^2 - s)^2)}(-12m_W^8 + 4m_W^6 s +$$

$$-17m_W^4 s^2 + 4m_W^2 s^3 + 24m_W^6 t - 20m_W^4 st - s^3 t +$$

$$+6m_W^2 s^2 t - 12m_W^4 t^2 + 4m_W^2 st^2 - s^2 t^2). \qquad (3.10)$$

Substituindo a expressão da Eq.(3.10) na Eq.(3.3) e integrando-a, obtém-se a seção de choque total para este processo. O seu comportamento com relação à energia está exposto no gráfico da Fig.5.

Apesar das partes individuais desta reação apresentarem um comportamento indesejável ante a conservação da unitariedade, como visto em páginas anteriores, a seção de choque total exibe um bom comportamento, como con-

firma o gráfico na Fig.5.

Voltemo-nos para as sutilezas desta reação . O seu bom comportamento em altas energias resulta de um conjunto de fortes cancelamentos, isto é, apenas a combinação das partes individuais mais os termos de interferência produz um bom comportamento. Obtido este resultado, somos, agora, capazes de nos convencer da sua relevância à procura de Física Nova (F N), pois, de tão sutil exigência para o seu bom comportamento, espera-se encontrar indícios desta.

Vamos examinar, agora, o comportamento da distribuição angular para este processo. O seu gráfico se encontra na Fig.6 .

Analizando a Fig.6.a, observa-se uma forte assimetria com relação ao $\cos\theta$. A distribuição angular é fortemente acentuada em $\cos\theta = 1$ e torna-se mais pronunciada à medida que a energia aumenta. A razão para isto já foi discutida quando estudamos a contribuição intermediada pelo neutrino isoladamente.

A Fig.6.b mostra o gráfico da assimetria forward-backward com a energia. Este gráfico reforça o significado da Fig.6.a. Esses dois gráficos revelam que o W^- é preferencialmente produzido ao longo da direção do elétron que entra no sistema do centro de massa, e o W^+, ao longo da direção do pósitron.

Um outro aspecto qualitativo desta reação è a questão das polarizações dos W's. Sendo os W's massivos, estes podem apresentar polarizações logintudinal e transversal. Por conseguinte, espera-se que dos W's produzidos no LEP II, um seja longitudinal, e o outro transversal. A importância disto se encontra no fato dos W's adquirirem massas através da quebra espontânea de simetria do grupo $SU(2) \otimes U(1)$. Então, a possibilidade de produzir W's

longitudinalmente polarizado no LEP II torna-se interessante no contexto da verificação do grupo de simetria. No entanto, não trataremos disto aqui, pois foge dos nossos propósitos...

Capítulo 4

Física Além do Modelo Padrão

4.1 Porque Desejamos Ir Além do Modelo Padrão?

Não obstante à sua consistência experimental, dentro das possibilidades atuais que os experimentos podem alcançar,como por exemplo, física no pico do Z°, a qual obtém uma precisão em torno de 0.5% [25] [26], existem algumas razões que nos incitam à pensar em física além do modelo padrão . Eis, portanto, algumas.

1. Bastante parâmetros .

Não é desejável que uma teoria contenha muito parâmetros independentes.O MP contém 17 parâmetros. Além disso, o modelo não evidencia a fundamentalidade das constantes. Tanto as massas dos quarks e léptons, quanto os ângulos de Cabibo são tão fundamentais quanto a constante de estrutura fina.

2. O enigma das gerações .

O MP não apresenta pistas que expliquem a existência das gerações de quarks e léptons ; qual o motivo para as três gerações e o que distingue umas das outras, isto é, como rotulá-las ?

3. Configuração dentro de uma geração .

Por que as cargas dos quarks e léptons são quantizadas de maneira relacionada, isto é, as cargas dos quarks são frações da carga do elétron? por que os quarks e léptons possuem idênticas propriedades de SU(2)? Por que todos os quarks possuem cargas entre Q = -1 e Q= +1 ?

4. Unificação .

Outra motivação para ir além do MP é a busca da unificação das interações fundamentais. O MP fornece, apenas, uma conexão entre as interações fraca e eletromagnética; pois o modelo apresenta duas constantes de acoplamento: Uma para a força fraca, g'; e outra para a força eletromagnética, g.

5 . O problema da hierarquia das famílias e sintonia fina.

Por que os léptons e quarks estão agrupados em famílias de maneira repetitivas? quantas famílias de férmions exitem?

Tais questões já foram abordadas, de modo que alguns modelos, no intento de rematá-las, já foram lançados à comunidade científica. Apresentaremos, aqui, alguns destes modelos, não adentrando no seu conteúdo.

1. simetrias horizontais. Aborda o problema do enigma das gerações . [27]
2. Technicolor. Aborda o problema da sintonia fina.[28]

3. Grande unificação . Aborda o problema da configuração dentro de uma geração . [29]

4. Supersimetria. Aborda o problema de hierarquia.[31]

5. Modelo composto. Aborda o problema da configuração dentro de uma geração e o enigma das gerações .[31]

Enveredaremos doravante nos estudos que poderiam indicar a existência de uma física além do MP. Neste contexto, estamos usando o termo "física além do MP" para indicar, ou rotular, aquela física que se manifestaria em experimentos cujos resultados não seriam passíveis de serem explicados a luz do MP. Este estudo é oportuno pelo fato dos acoplamentos entre os bósons vetoriais carecerem de exploração experimental; e as inúmeras perguntas não explicadas pelo modelo padrão , como foi colocado no capítulo anterior.

A porta de entrada para este novo mundo podem ser as Lagrangianas efetivas. Dentre as várias características deste tipo de Lagrangiana, citaremos as mais comuns. Estas Lagrangianas não são renormalizáveis, não apresentam invariância pelo grupo $SU(2) \otimes U(1)$; mantem invariância pelo grupo $U(1)_{em}$. Devido a estas características, a principal consequência se encontra no fato de suas seções de choque violarem a unitariedade, como veremos adiante.

Dividiremos este capítulo em duas partes. Na primeira parte, somaremos à reação $e^+e^- \to W^+W^-$ uma nova contribuição onde um neutrino excitado serve de partícula intermediária. Esta nova contribuição será incorporada mediante uma Lagrangiana efetiva particular. Na segunda parte, estudaremos a reação $e^+e^- \to W^+W^-$ considerando uma Lagrangiana efetiva para os acoplamentos entre os bósons de gauge.

4.2 Uma Nova Contribuição

No objetivo de especularmos a respeito de FN, muitos caminhos nos são disponíveis. Um deles é a suposição da existência de novas partículas e/ou interações . Os resultados destas suposições podem ser comparados aos dados experimentais que até então tem sido interpretado a luz do MP. Estas novas partículas e/ou interações podem ser eventualmente descobertas quando os aceleradores alcançarem a escala de energia suficiente à sua observação .

É,geralmente, associado a estas novas partículas a idéia de composição. O estudo dentro deste contexto não será feito aqui, mas um vasto material para este caso se encontram nas referências.[31]-[10] No nosso caso, vamos adicionar uma contribuição àquelas requeridas pelo MP. O que estaremos fazendo com esta suposição nada mais é que averiguando à respeito do grupo de simetria do modelo padrão , o $SU(2) \otimes U(1)$, pois desvios experimentais do MP que possam ser explicados com esta suposição , devem conduzir a um grupo de simetria mais amplo, o qual prediza esta nova contribuição e, consequentemente, uma nova teoria deve despontar, a qual terá o modelo padrão como limite a baixas energias.

Para tal concepção , vamos considerar a Lagrangeana:

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{g}{2\Lambda}\bar{\Psi}_\nu \sigma_{\mu\nu} W^{\mu\nu}(c + d\gamma_5)\Psi$$

$$+\frac{g}{2\Lambda}\bar{\Psi}(c - d\gamma_5) W^{\mu\nu}\sigma_{\mu\nu}\Psi_\nu. \qquad (4.1)$$

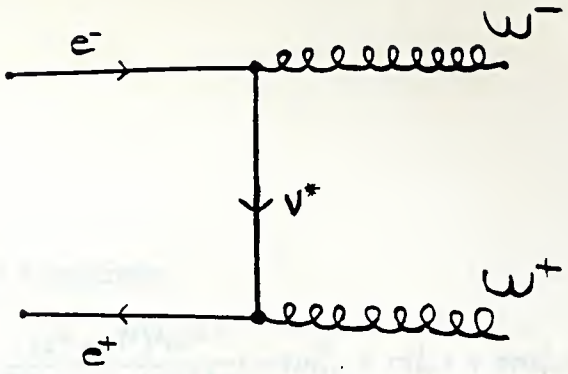
Onde:

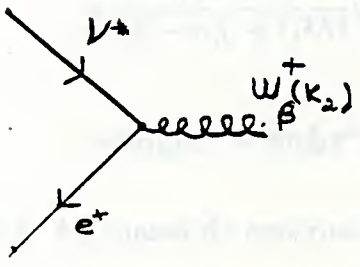
- $\sigma_{\mu\nu}$ é o tensor de spin.

- $W^{\mu\nu}$ é o tensor dos campos vetoriais de bosônicos.
- Ψ é o campo fermiônico.
- $\bar{\Psi}_{\nu}$ é o neutrino excitado.
- Λ é a escala de energia característica da interação .
- g é a contante de acoplamento.
- c e d são constantes.

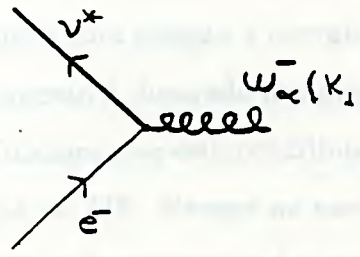
Por questão de simplificação , tomaremos $g = 1$. O estudo dos limites das constantes c e d é questão além do objetivo deste trabalho.Utilizaremos, aqui, limites já averiguados na literatura. Não adentraremos no âmbito da obtenção de tais limites, apenas comentaremo-los. Algumas restrições advêm de condições teóricas, como por exemplo, para que a Lagrangeana dada em 4.1 conserve CP, é necessario que c e d sejam reais. Ademais, se sua origem é devido a algum "mixing" no setor leptônico, temos que $c^2 + d^2 = 1$. Usualmente, a mais severa limitação vem da alta precisão da medição de "$g - 2$", a qual exige que apenas os léptons de mão-esqerda e mão-direita se acoplem aos léptons excitados [32]. Assumiremos nos cálculos seguintes $c = d = \frac{1}{\sqrt{2}}$.

O diagrama de Feynman que será adicionado aos do capítulo anterior e suas respectivas regras estão postos a seguir.





$$\frac{-i}{2}(c - d\gamma_5)k_2^{\mu}\gamma_{\mu}\varepsilon_{\beta}^{*}(k_2)\gamma^{\beta}$$



$$\frac{-i}{2}k_1^{\nu}\gamma_{\nu}\varepsilon_{\alpha}^{*}(k_1)\gamma^{\alpha}(c + d\gamma_5)$$

Figura.7. Diagramas e regras de Feynman para a contribuição com neutrino excitado

Vamos estudar a reação $e^+e^- \to W^+W^-$ neste novo contexto. A amplitude de espalhamento, nesta nova situação , apresenta a seguinte forma:

$$|M|^2 = |M_\nu + M_\gamma + M_z + M_\nu^*|^2. \tag{4.2}$$

As primeiras três amplitudes do resultado 4.2 foram estudadas no capítulo anterior, resta-nos, tão somente, estudar M_ν^* isoladamente e os respectivos termos de interferência.

A expressão da amplitude de espalhamento para esta contribuição iso-

ladamente é a seguinte:

$$|M_\nu^*|^2 = \frac{(c^2-d^2)^2m^2}{32(-m_W^2+t)^2\Lambda^4}(-4m_W^6+m_W^4s+8m_W^4t-4m_W^2st-4m_W^2t^2+4st^2)$$

$$+\frac{c^4+6c^2d^2+d^4}{32(-m_W^2+t)^2\Lambda^4}(-m_W^8+2m_W^6t-m_W^4st-5m_W^4t^2+$$

$$+4m_W^2st^2+8m_W^2t^3-4st^3-4t^4). \qquad (4.3)$$

Onde m é a massa do neutrino excitado .

Principiaremos nosso estudo examinando o comportamento da nova contribuição com relação a energia no scm e sua distribuição angular. Tal comportamento é ilustrado nos gráficos das Fig.8.

Notemos que esta contribuição mantem as mesmas caracteristicas da sua similar no MP, diverge na energia, e é assimetrica na distribuição angular. O motivo da assimetria é o mesmo que no MP.

Vejamos como a seção de choque total se comporta mediante variações de Λ e m. Para isto, vejamos os gráficos das Fig.9. Como tais gráficos ilustram, a seção de choque total decresce com o aumento de Λ. Com a massa, há, também, decrescimento com o aumento desta, como ilustrado na Fig.9.b. Conclui-se, então, que quanto maior for o valor de Λ e/ou m, mais a seção de choque total se aproxima daquela do MP.

Veremos, agora, como a seção de choque total comporta-se com relação a energia no scm. Para tanto, fixaremos os seguintes valores para Λ e m: Λ = 1000 GeV e m=300 GeV. Estes valores, a princípio sem razão, serão justificados mais adiante. Dentro do intervalo de energia na Fig.10, o com-

portamento da seção de choque total com o neutrino excitado é identico ao do MP, mas sempre maior em magnitude, principalmente com o aumento da energia. As consequências da teoria ser efetiva aparece, apenas, nas altas energias, nas quais apresenta divergência.

Vejamos a distribuição angular nesse novo contexto. As diferênças entre os gráficos nas Fig.11.a e Fig.11.b, revela tendência, que aumenta com a energia, à emissão de partículas na direção backward. Isto era esperado, pois o gráfico na Fig.8.b exibe, mesmo apresentando assimetria, inclinações ao restabelecimento da simetria forward-backward. Mais uma vez, com energias de 200 GeV e 500 GeV, a diferênça entre os dois casos aparenta ser de difícil percepção à experiência.

Agora, passemos a analisar as regiões observáveis e não -observáveis para m e Λ. Região observável é a região em um gráfico caracterizada por um conjunto de valores relacionados das suas coordenadas passíveis de detectação pelo experimento.Faremos esta análise tanto com a seção de choque total quanto com a assimetria forward-backward. Consideremos as fórmulas abaixo.

$$\Delta^* = \frac{F.B^* - F.B}{F.B^*}100 \quad , \quad \Delta = \frac{\sigma^* - \sigma}{\sigma^*}100. \tag{4.4}$$

Onde $F.B^*$ e σ^* são a assimetria forward-backward e a seção de choque total para o caso do neutrino excitado; F.B e σ para o MP. Δ e Δ^*, em 4.4, nos fornece o quanto a reação que possui o neutrino excitado se distância do MP em porcentagem. Usaremos este artifício para estabelecermos as prováveis regiões de observalidade ou não de Λ e m em energias de 200 GeV e 500 GeV.

Isto será feito da seguinte maneira: Atribuiremos dois valores para Δ

e Δ^*. Suporemos que estes valores exprimem em percentuais a precisão da experiência. Pensando deste modo, faremos os gráficos de Λ versus m correspondentes para cada valor atribuido a Δ e Δ^*. Estes gráficos mostrarão as regiões que poderão ser observadas ou não para Λ e m. Tais gráficos são mostrados nas Fig.12, sendo que a escolha das energias nas Fig.12.a e Fig.12.b ilustram as energias que serão disponíveis no LEP II, 200 GeV, e no NLC, 500 GeV.

A assimetria forward-backward, FB^*, aumenta conforme Λ e m, como ilustra a Fig.11.c. E, além disso, a assimetria forward-backward para o MP é maior em magnitude do que a assimetria forward-backward para o caso com o neutrino excitado, como está ilustrado na Fig.11.b. Portanto, Δ^* diminui com o aumento de Λ e m, como se ver de 4.4. Por conseguinte, as regiões acima das curvas nas Fig.12.a e Fig.12.b são as regiões não -observáveis, e abaixo, as observáveis. O que isto quer dizer? quer dizer que, se, no LEP II, o erro experimental for de 5%, so será possivel perceber a influência da contribuição devido ao neutrino excitado, se os valores de Λ e m estiverem na região abaixo das curvas nas Fig.12.a e Fig.12.b. Resumindo, os gráficos das Fig.12.a e Fig.12.b fornecem os valores de observação para Λ e m tendo em vista a precisão experimental quando está é fixada em 1% e 5%.

A seção de choque total, σ, dimimui conforme o aumento de Λ e m, como ilustra as Fig.9.a e fig.9.b. Portanto, Δ dimimui com o aumento de Λ e m, pois σ^* é maior em magnitude do que σ, conforme ilustra a Fig.10. Logo, as prováveis regiões de observabilidade são as que estão abaixo das curvas nas Fig.12.c e Fig.12.d. E as regiões prováveis de não -observabilidade são as que estão acima das curvas nas Fig.12.c e Fig.12.d. As conclusões para este

caso são as mesmas que foram atribuidas para a análise com a assimetria forward-backward, no parágrafo anterior.

4.3 A Reação $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ com Vértices Anômalos

A aplicação da idéia da teoria de gauge ao MP tornou-se indubitável com a descoberta dos bósons vetoriais massivos no CERN [33]. No entanto, hesita-se,até então, quanto à estrutura do seu grupo, o $SU(2) \otimes U(1)$, o qual é responsável pelo setor de gauge fraco no MP. A sua principal consequência, a existência da auto-interação dos bósons de gauge vetoriais, não possui testes diretos, apenas indiretos, através de correções de loops dos próprios. Resumindo, a estrutura de gauge do MP ainda é dúbia. Com isto em vista, o estudo dos vértices bosônicos $W^+W^-Z^o$ e $W^+W^-\gamma$, vêm a ser relevante à busca de física além do MP.

Esta seção tem o objetivo de estudar tais vértices. Para tanto, consideraremos a Lagrangeana efetiva surgerida por Hagiwara [10] como a responsável pelos vértices anômalos.

Desta Lagrangiana pode-se extrair o mais geral acoplamento entre dois bósons carregados com um neutro. Tal Lagrangiana possui a seguinte expressão :

$$\mathcal{L}_{WWV} = g_{WWV}(ig_1^V(W^\dagger_{\mu\nu}W^\mu V^\nu - W^\dagger_\mu V_\nu W^{\mu\nu}) + ik_V W^\dagger_\mu W_\nu V^{\mu\nu} +$$

$$+\frac{i\lambda_V}{m_W^2} W^\dagger_{\lambda\mu} W^\mu{}_\nu V^{\nu\lambda} - g_4^V W^\dagger_\mu W_\nu (\partial^\mu V^\nu + \partial^\nu V^\mu) +$$

$$+g_5^V \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} (W^\dagger_\mu \overleftrightarrow{\partial_\rho} W_\nu) V_\sigma + i\, \tilde{k_V}\, W^\dagger_\mu W_\nu\, \tilde{V^{\mu\nu}} +$$

$$i\frac{\tilde{\lambda_V}}{m_W^2} W^\dagger_{\lambda\mu} W^\mu{}_\nu\, \tilde{V^{\nu\lambda}}). \qquad (4.5)$$

Onde V^μ representa tanto o campo do fóton quanto o do Z^0. Neste V=Z^0, naquele V=γ. W^μ é o campo do W , $W_{\mu\nu} = \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu$, $V_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$, $\tilde{V_{\mu\nu}} = \frac{1}{2}\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} V^{\rho\sigma}$, $(A \overleftrightarrow{\partial_\rho} B) = A(\partial_\mu B) - (\partial_\mu A)B$. g_1^V , k_V , λ_V , g_4^V , g_5^V , $\tilde{k_V}$ e $\tilde{\lambda_V}$ são constantes de acoplamento independentes; g_{WWV} é uma constante de acoplamento global. Neste trabalho, fixaremos $g_{WW\gamma} = e$, $g_{WWZ} = e\cot\theta_W$ e $g_1^V = 1$, com e sendo o módulo da carga do elétron e θ_W o ângulo de Weinberg.

Os sete termos na Eq.(4.5) esgotam todas as possíveis estruturas de Lorentz para as interações bosônicas tríplices [35]. Isto é verdade independentemente de desprazarmos, ou não , as componentes escalares de todos os vetores de bósons: $\partial_\mu V^\mu = \partial_\mu W^\mu = 0$. Esta condição é automaticamente satisfeita para os bósons W e Z^0, e para os fótons reais ou virtuais. Se um W ou Z virtual se acoplar com férmions, a componente escalar será proporcional à massa do férmion. Como desprezamos a massa dos férmions neste trabalho, nos é seguro desprezar tal termo.

Vamos agora analizar as propriedades dos vários operadores em Eq.(4.5) sob C, P, T e CP [36]. Os três primeiros acoplamentos g_1^V, k_V e λ_V conservam, ambos, C, P e T separadamente. Ademais, para o acoplamento com o fóton,

$V = \gamma$, o primeiro termo em Eq.(4.5) é denominado de acoplamento minimal. O segundo termo, k_γ, é convencionamente chamado de momento magnético anômalo do W^+ [34]. Este acoplamento e o terceiro, λ_γ, estão relacionados [36] com o momento magnético, μ_W, e o momento de quadrupolo magnético, Q_W, de W^+ do seguinte modo:

$$\mu_W = \frac{e}{2m_W}(1 + k_\lambda + \lambda_\gamma) \quad , \quad Q_W = -\frac{e}{m_W^2}(k_\lambda - \lambda_\gamma). \tag{4.6}$$

Os dois acoplamentos, $\tilde{k_V}$ e $\tilde{\lambda_V}$, conservam C, no entanto, violam P , T e, consequentemente, CP. Tais acoplamentos estão relacionados 2.44 aos momento de dipolo elétrico, d_W, e momento quadrupolo magnético, $\tilde{Q_W}$, de W^+ da seguinte maneira:

$$d_W = \frac{e}{2m_W}(\tilde{k_\gamma} + \tilde{\lambda_\gamma}) \quad , \quad \tilde{Q_W} = -\frac{e}{m_W^2}(\tilde{k_\gamma} - \tilde{\lambda_\gamma}). \tag{4.7}$$

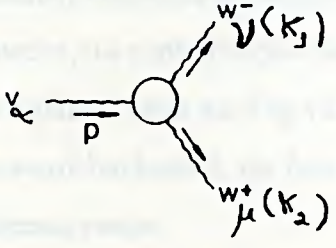
Os dois restantes termos em Eq.(4.5), g_4 e g_5 , violam C. No entanto, g_4 respeita P, enquanto g_5, não . Portanto, este conserva CP e aquele não .

Depois desta preliminar análise, enveredaremos no objetivo central deste trabalho: estabelecer limites para possíveis desvios do MP nos futuros colliders de alta energia. Isto será feito por intermédio do estudo da reação $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, com acoplamentos anômals para os vértices trilineares $W^+W^-Z^0$ e $W^+W^-\gamma$.

Nosso estudo, entretanto, não procurará limites para todos os fatores de forma que aparecem em Eq.(4.5), Limitaremo-nos aos que preservam C, P e T. Isto corresponde aos três primeiros termos em Eq.(4.5). O motivo para isto é que pretendemos ser coerentes com a linha de estudo até então

seguida aqui, conservando os resultados pregressos do MP. Ademais, tomaremos, por motivo de simplificação , $k_\gamma = k_Z = k$ e $\lambda_\gamma = \lambda_Z = \lambda$. Depois dessas suposições, o que faremos é procurar estabelecer regiões passíveis de observabilidade, ou não para k e λ em energias de 200 GeV e 500 GeV.

Os diagramas de Feynman para a reação $e^+e^- \to W^+W^-$ são os mesmos que no terceiro capítulo, já as regras deFeynman, não . Os vértices atribuidos aos acoplamentos $W^+W^-Z^0$ e $W^+W^-\gamma$ deduzidos da Lagrangiana dada em Eq.(4.5) possuem as seguintes expressões [37]:



$$ig_{WWV}(g_1^V(g^{\nu\mu}(k_2-k_1)^\alpha + g^{\nu\alpha}k_1^\mu - g^{\alpha\mu}k_2^\nu) + k_V(g^{\nu\alpha}p^\mu - g^{\alpha\mu}p^\nu) +$$

$$+\frac{\lambda_V}{m_W^2}(g^{\alpha\nu}((k_2p)k_1^\mu - (k_2k_1)p^\mu) + g^{\mu\nu}((k_1p)k_2^\alpha - (k_2p)k_1^\alpha) +$$

$$+g^{\mu\alpha}((k_2k_1)p^\nu - (k_1p)k_2^\nu) + k_1^\alpha k_2^\nu p^\mu - k_2^\alpha k_1^\mu p^\nu)$$

Regras de Feynman para a reação $e^+e^- \to W^+W^-$ com vértices anômalos

As expressões para os demais vértices advêm dos resultados do MP.

A reação $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ com os vértices anômalos é particularmente mais rica em comportamento do que com o neutrino excitado, como veremos a seguir. Como as expressões analíticas para este processo são demasiadamente extensas e pouco elucidativas, ao invés de explicitá-las aqui, preferimos usar, quando pertinente, o expediente de tirar conclusões baseadas no comportamento das curvas mostradas nas figuras.

Principiemos estudando-a em 200 GeV. Na Fig.13.a, a curva da distribuição angular da reação $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ nesta nova situação , com os vértices anômalos, encontra-se sempre abaixo da correspondente ao MP e, consequentemente, da contribuição com o neutrino excitado. A consequência direta disto é melhor vista na Fig.15.b. Como podemos ver nesta figura, a assimetria forward-backward, na faixa de 200 GeV, é maior em magnitude do que nos demais casos.

Das Fig.13.a e Fig.13.b percebemos que a distribuição angular diminui com λ. Isto é reforçado nas Fig.13.d e Fig.15.c. As Fig.13.c e Fig.15.d mostram que esta tendência é também verdade com relação a k. Conclui-se, então, que em 200 GeV, a assimetria forward-backward aumenta com k e λ. Em outras palavras, o número de partículas na direção forward aumentam conforme λ e k.

Em 500 GeV o cenário é outro. As fig.13.e e Fig.13.f apresentam uma configuração oposta a anterior. As curvas, agora, estão sempre acima da curva no MP. Isto é acentuado com o aumento de λ e k, como mostram as curvas em Fig.13.g e Fig.13.h. As consequências disto são melhores vistas nas Fig.15.a e Fig.15.b. Verificamos, nela, que o aumento de λ e k diminui a magnitude da assimetria forward-backward. Isto é reforçado nas Fig.15.e

e Fig.15.f. conclui-se, então, que com o aumento de λ e k, em 500 GeV, a assimetria diminui, ou melhor, o número de partículas na direção backward tende a igualar-se com o da direção forward. A conclusão em termos de energia é que o número de partículas emitadas, em 500 GeV, na direção backward é maior que em 200 GeV.

O comportamento da seção de total com a energia se encontra na Fig.14.a. Como ilustra o gráfico, a curva da seção de choque total com os vértices anômalos está sempre abaixo da curva para o MP em 200 GeV. Já em 500 GeV o quadro se inverte e é acentuado com o aumento de λ e k. As Fig.14.d e Fig.15.e reforçam esse comportamento. Toda essa complexidade em relação aos demais casos tem sua explicação nas expressões para os acoplamentos anômalos.

Analisaremos, a seguir, as possíveis regiões observáveis ou ñao-observáveis para λ e k. Faremos isto tanto para a seção de choque total quanto para a assimetria forward-backward. Usaremos Eq.(4.4) onde $F.B^*$ e σ^* são a assimetria forward-backward e a seção de choque total para o caso com os vértices anômalos; $F.B$ e σ para o MP. como na sessão precedente, analisaremos tais regiões para k e λ em energias de 200 GeV e 500 GeV

Vejamos, primeiro, em 200 GeV. Neste caso, como está ilustrado na Fig.15.c e Fig.15.d, a assimetria F.B aumenta com k e λ, além disso, como ilustra a Fig.15.a e Fig.15.b, a assimetria F.B é maior em magnitude que a do MP. Com base nisto e na fórmula em Eq.(4.4), conclui-se que a região de provável observabilidade se encontra acima das curvas na Fig.16.a.

O mesmo raciocínio empregado acima é utilizado, também, para analisar a região de observabilidade no caso em que se usa a seção de choque total,

Δ em Eq.(4.4). o seu resultado está ilustrado na Fig.16.c. A região de possível observabilidade é a que se encontra acima das curvas. Isto fica claro ao olharmos para as Fig.14.b e Fig.14.c. Nestas, vemos que a seção de choque total com os vértices anômalos se distancia do MP rapidamente com o aumento de λ e lentamente com k.

Analisemos agora a regiões observáveis e não-observáveis em 500 GeV. Como está ilustrado nas Fig.15.e e Fig.15.f, a assimetria F.B diminui conforme aumenta-se k e λ. Das Fig.15.a e Fig.15.b, vê-se que a assimetria F.B é sempre menor em magnitude. Com apóio nestes dados, podemos concluir que a assimetria F.B se distancia do MP à medida que λ e k aumentam; logo, a região de possível observabilidade é a que se encontra acima das curvas na fig.16.b.

No caso da análise com a seção de choque total, usando o mesmo raciocínio enpregado acima, vê-se que a região de possível observabilidade é a que se encontra acima das curvas na Fig.16.d.

Capítulo 5

Conclusões

No capítulo precedente, estudamos a reação $e^+e^- \to W^+W^-$ em duas circunstâncias completamente distintas: primeiro, levando em conta uma contribuição extra, além da predita pelo MP, a qual possui um neutrino excitado como partícula intermediária. Segundo, considerando acoplamentos anômalos para os vértices trilineares bosônicos.

Doravante, por brevidade, vamos nos referir a estas duas situações por NE (neutrino excitado) e ABA (acoplamento bosônico anômalo).

Iniciando pelo caso NE, devemos lembrar que restringimos os valores de c e d ao caso $|c| = |d|$ para evitar conflitos com os experimentos $g-2$. Assumindo ainda a normalização $c^2 + d^2 = 1$, temos duas situações possíveis: a chamada left:$(c = -d = \frac{1}{\sqrt{2}})$ e a right:$(c = d = \frac{1}{\sqrt{2}})$. No texto, fazemos referência apenas às figuras que mostram o caso left, a titulo de ilustração . Tal procedimento, além de simplificar a apresentação , é amparado por todo histórico teórico e experimental dos neutrinos usuais, os quais se acoplam

apenas quando este acoplamento é left. No entanto, faremos alusão , a título de completeza, ao caso right.

No capítulo 4, fazemos referência a várias figuras onde é mostrada a dependência da seção de choque diferencial e total em função dos parâmetros Λ , c , d , m e, em particular, da energia. Neste ponto, atenção especial deve ser dada aos valores atribuidos à energia. Como estamos lidando com uma Lagrangiana efetiva, sabemos que esta apresenta uma seção de choque total que cresce com a energia e que, portanto, viola a unitariedade. Assim, a contribuição com o neutrino excitado deve ser tomada para valores da energia tais que estes estejam abaixo daqueles que violam a unitariedade. Apesar de estarmos cientes de que um limite rigoroso pode ser obtido, julgando esta tarefa fora dos nossos propósitos neste trabalho, optamos por considerar em nossos cálculos $\sqrt{s} < \Lambda$. Para a maioria das aplicações , consideramos $\sqrt{s}$ entre 200-500 GeV , $\Lambda = 1000$ GeV e m=100 GeV.

Gostaríamos agora de discutir a observabilidade dos parâmetros introduzidos pelo neutrino excitado, ou seja, Λ e m. Assumindo o acoplamento left, as Fig.12 mostram as curvas de observabilidade para o neutrino excitado nos casos: $\sqrt{s} = 200$ GeV e $\sqrt{2} = 500$ GeV, respectivamente. Nestas figuras, podemos ver que a curvas correspondentes a 1% encerram uma região observável(região abaixo das curvas) consideravelmente maior que a de 5%. Um exemplo: se a massa do neutrino excitado fosse de 50 GeV, este nunca seria detectado assumindo uma precisão de 5%, para $\sqrt{s} = 200$ GeV e $\Lambda > 800$ GeV. Entretanto, assumindo 1%, este ainda seria detectável para $\Lambda < 1000$ GeV. Note, também, que a região de observabilidade é ampliada significadamente quando passamos de $\sqrt{s} = 200$ GeV para $\sqrt{s} = 500$ GeV. Destas

figuras ainda notamos que a reação $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ é sensível mesmo para grandes valores de m, uma vez que o neutrino excitado é trocado no canal t. As curvas de observabilidade quando calculadas tanto a partir da assimetria forward-backward, quanto da seção de choque total mostram uma depressão em relação a Λ para $\sqrt{s} = 200$ GeV. Sendo esta mais acentuada, quando calculada a partir da seção de choque total. Percebe-se, também, que as regiões para essas duas situações revelam-se diferentes, principalmente em $\sqrt{s} = 200$Gev, quando calculadas a partir da assimetria ou da seção de choque. Esta diferença é atenuada à medida que a energia aumenta. É tanto que, em $\sqrt{s}$=500GeV, esta diferença mostra-se bastante amenizada em relação a $\sqrt{s}$=200 GeV. Logo, em um experimento a 200 GeV, o procedimento, para o cálculo da região de observabilidade, deve ser evidenciado quanto ao uso da assimetria, ou da seção de choque. Já em 500 Gev a questão passa a ser de cunho experimental, pois ambos procedimentos apontam praticamente para a mesma região.

Por completeza, consideramos também o caso right. Neste caso, como mostrado na Fig.12.e, para $\sqrt{s}$=500 GeV, podemos ver que os possíveis valores observáveis na direção de Λ são consideravelmente menores que para o caso left. A explicação para este comportamento provém do fato de que alguns termos que contribuem para a seção de choque total são proporcionais a $\frac{(c-d)^2}{\Lambda^2}$, e estes se cancelam no caso em questão. Assim sendo, a contribuição para o desvio é menor.

No caso ABA, como no caso NE, as energias consideradas foram as mesmas, 200 GeV e 500 GeV. Este caso, como já nos referimos, é um tanto mais complexo que o anterior; pois, as expressões para os seus vértices, obtido

da Lagrangiana da Eq.(4.5), exibem combinações de k e λ que permitem a obtenção de resultados completamente adversos para os observáveis aqui em questão nas energias de 200-500 GeV. Para conferir isto, basta olhar os gráficos da seção de choque total e a assimetria forward-backward para os dois limites de energias aqui considerados.

Adentremos agora na discussão das curvas de observabilidade para os parâmetros k e λ. As Fig.16 mostram as regiões de observabilidade para $\sqrt{s}$=200 GeV e $\sqrt{s}$=500 GeV respectivamente. Nestas figuras, podemos ver que as curvas que correspondem a 1% encerram, como no caso NE, uma região de observabilidade consideravelmente maior que a de 5%. Só que, aqui, estas regiões se encontram acima das curvas. Note que a região de observabilidade aumenta com o aumento da energia. Por exemplo, para $k = 1$, a Fig.16.b revela que λ a partir de 0.45 já seria passível de observabilidade. Na Fig.16.a, este mesmo valor de k permite a observabilidade de λ a partir de 1.0.

Como no caso anterior, as regiões de observabilidade, quando calculadas a partir da assimetria forward-backward, se diferencia das mesmas, quando calculadas a partir da seção de choque, principalmente em 200 GeV. Logo, num experimento a 200 Gev deve-se esclarecer que procedimento vai usar; pois, ambos despontam para valores diferentes. Em 500 Gev, os dois procedimentos parecem equivalentes.

Finalmente, gostariamos de abordar a questão de como saber diferenciar entre estas duas, tão distintas, situações (NE e ABA), na eventualidade de contar com dados experimentais que indiquem um desvio do MP. Infelizmente, devido a abundância de parâmetros envolvidos no problema, a situação é tal que as caracteríisticas de ambos os casos, por nós levantados,

não nos permitem distinguir entre eles. Acreditamos, entretanto, que a possibilidade de contar com feixes polarizados (a qual já se mostrou de grande utilidade em outras oportunidades, como por exemplo, a referência [40]), poderá, em muito, contribuir para solucionar esta interessante questão.

5.1 Figuras

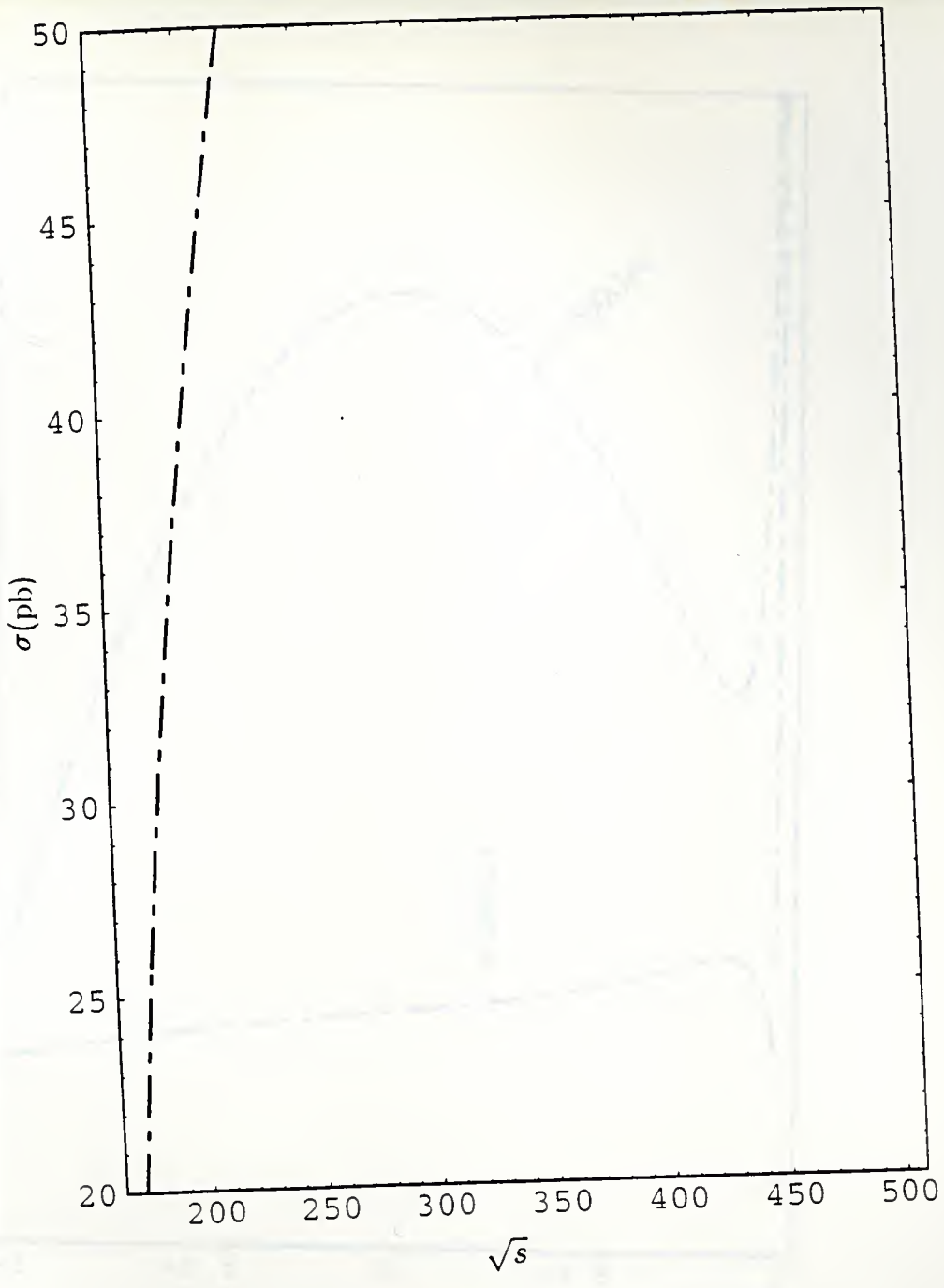


Fig.2.a. Seção de choque total com relação a $\sqrt{s}$ para a reação $e^+e^- \to W^+W^-$.

Curva devido a contribuição com troca de neutrino isoladamente no modelo padrão.

Neste gráficos e nos seguintes as constantes possuem os seguintes valores:

$m_W = 80.22$ GeV, $G_f = 1.166 \times 10^{-5}(GeV)^{-2}$, $\theta = 0.50243$ rad, $m_Z = 91.187$ GeV, $\Gamma_Z = 2.490$ GeV

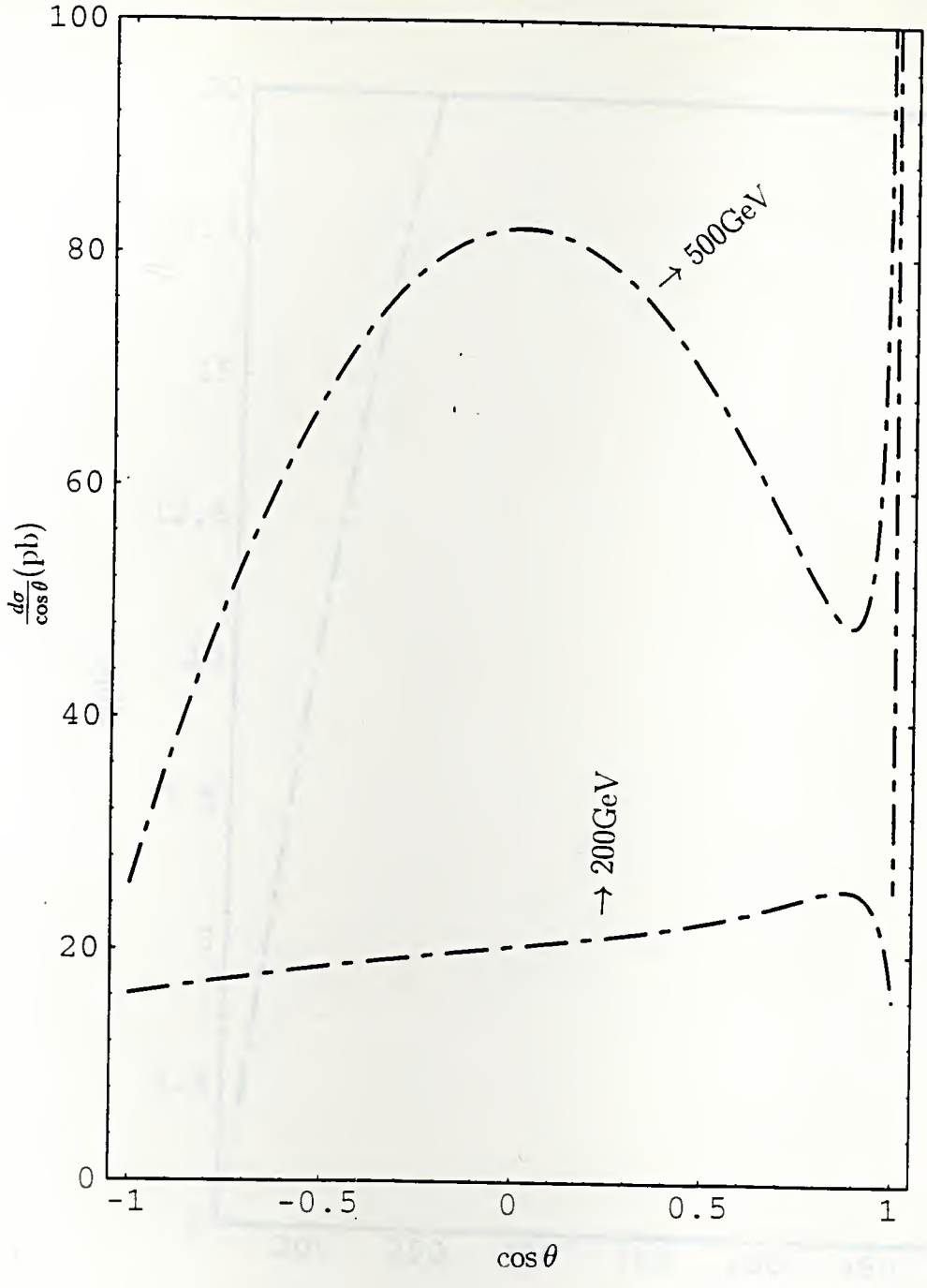


Fig.2.b Distribuição angular com $\sqrt{s} = 200$Gev e $\sqrt{s} = 500$GeV para a reação $e^+e^- \to W^+W^-$. Curva devido a contribuição com troca de neutrino isoladamente no modelo padrão.

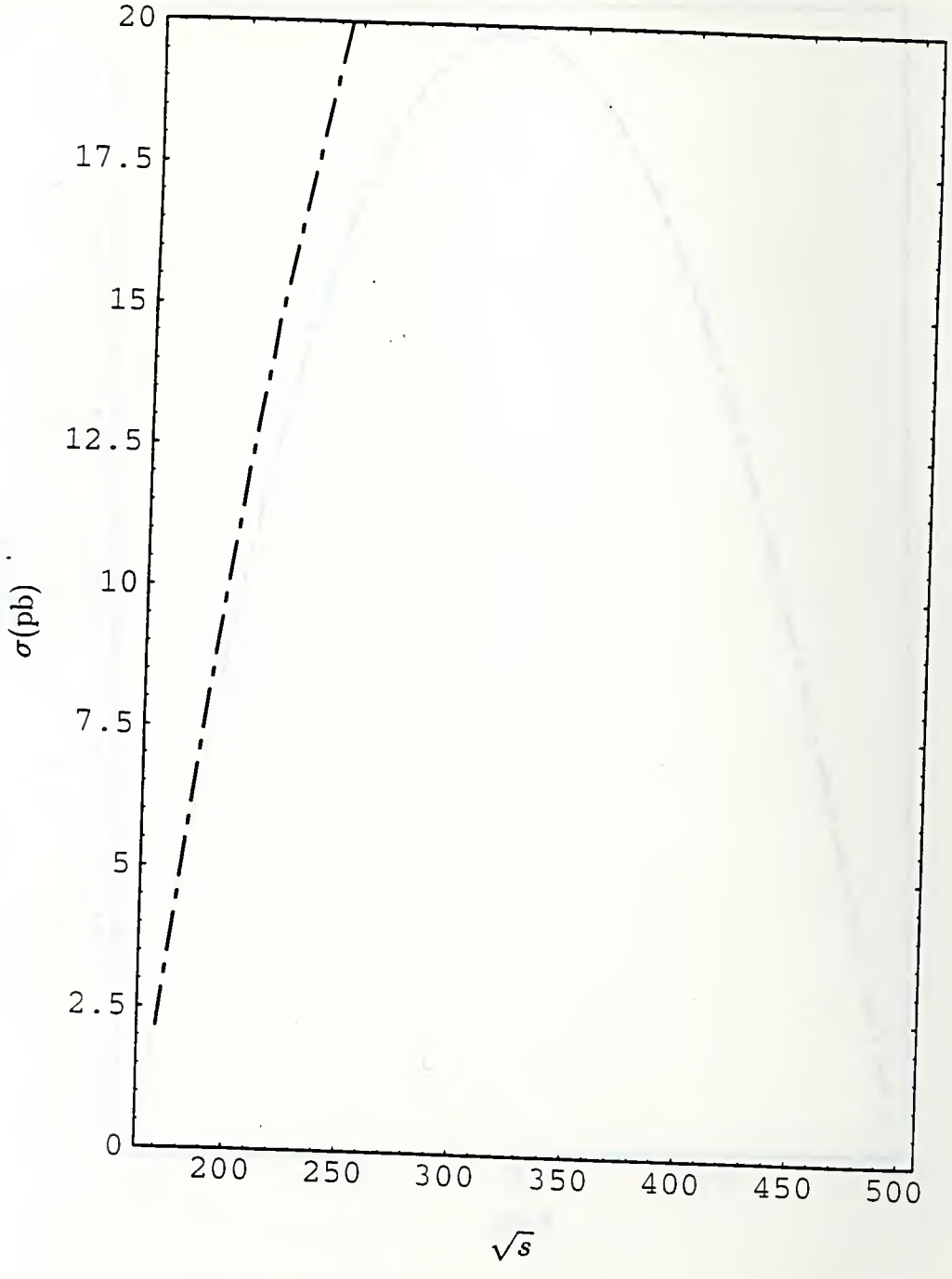


Fig.3.a. Seção de choque total com relação a $\sqrt{s}$ para a reação $e^+e^- \to W^+W^-$.
Curva devido a contribuição com aniquilamento de um fóton isoladamente no modelo padrão.

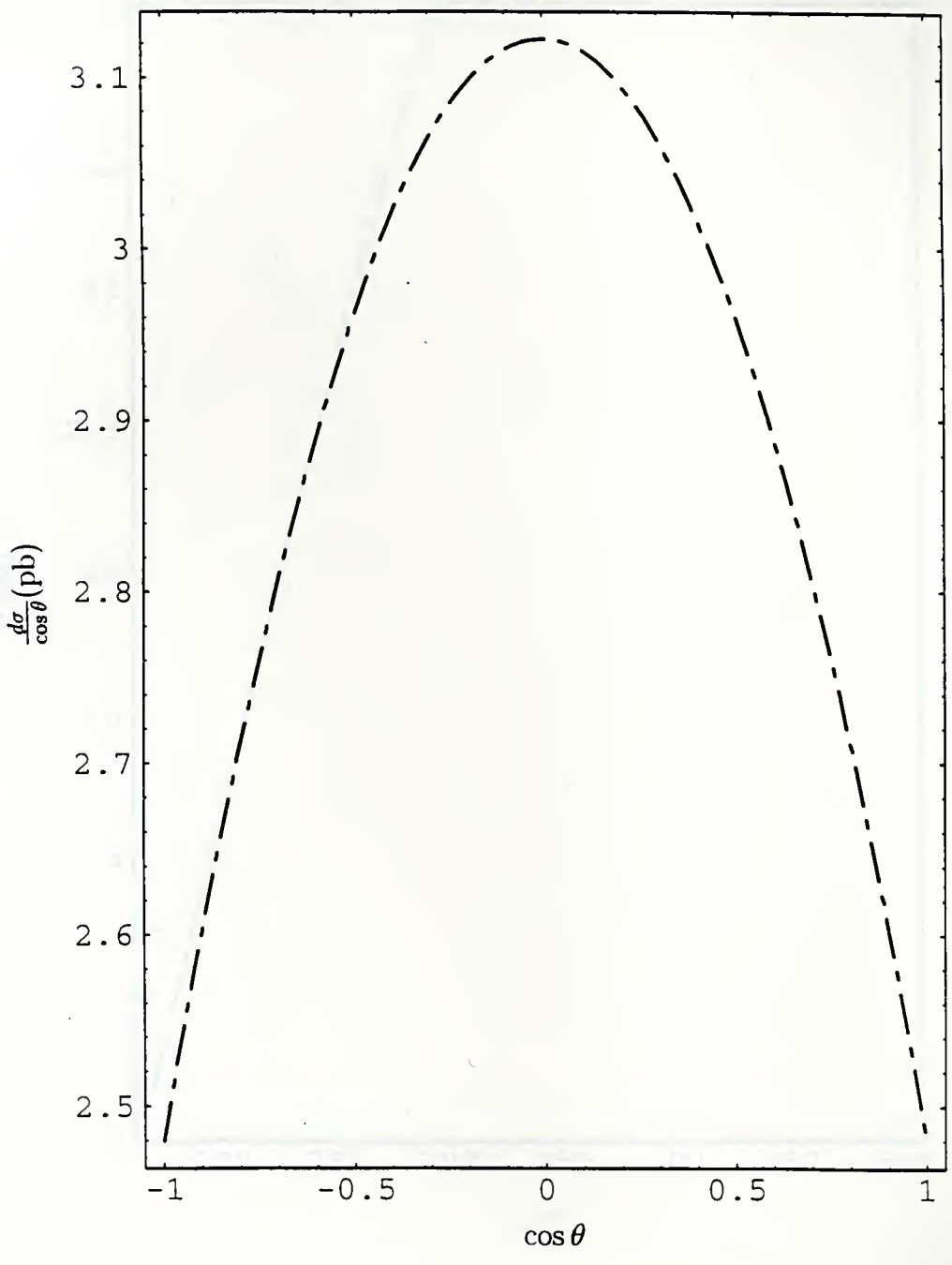


Fig.3.b Distribuição angular com $\sqrt{s} = 200$Gev para a reação $e^+e^- \to W^+W^-$.
Curva devido a contribuição com aniquilamento de um fóton isoladamente no modelo padrão.

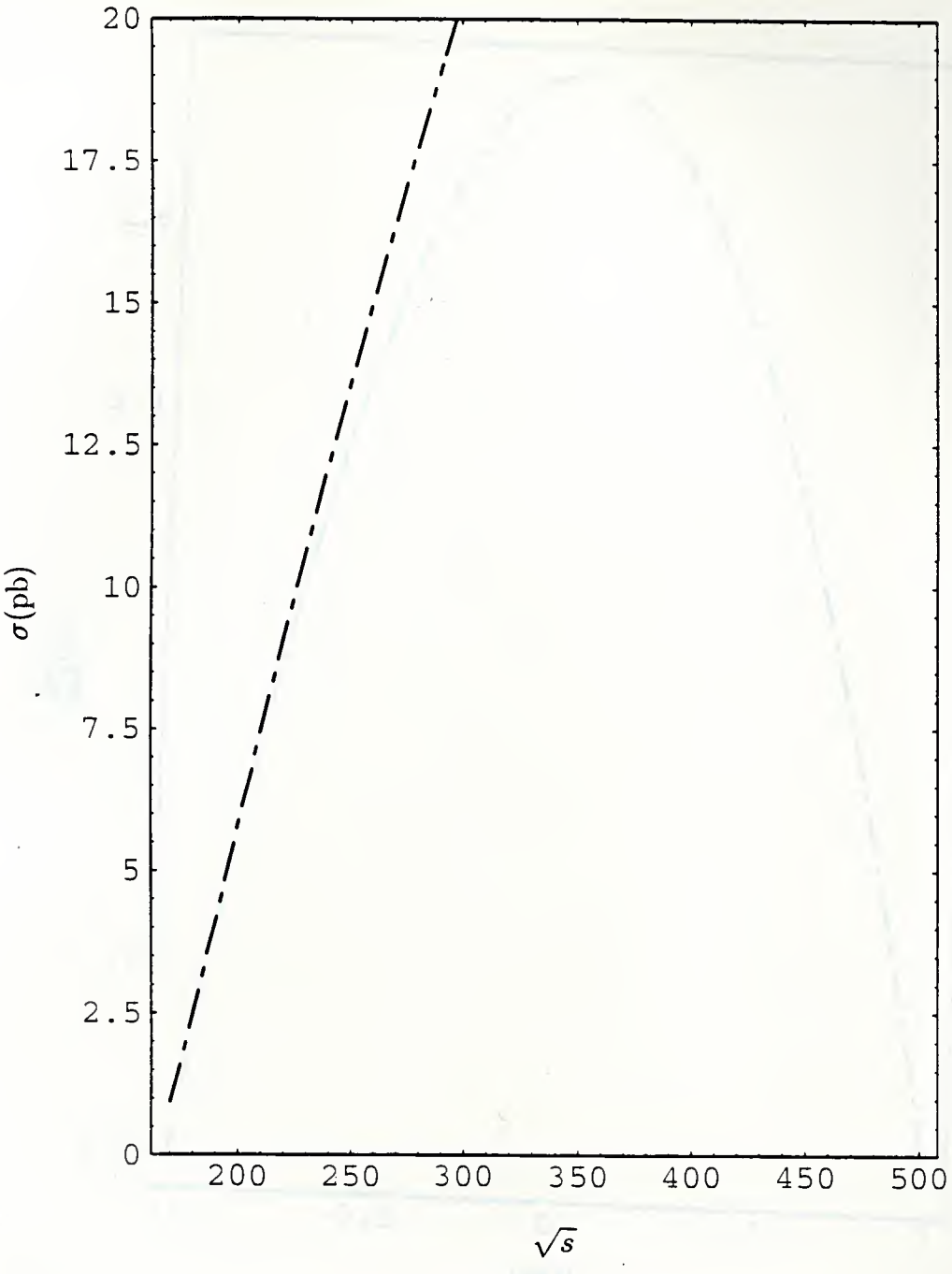


Fig.4.a. Seção de choque total com relação a $\sqrt{s}$ para a reação $e^+e^- \to W^+W^-$.
Curva devido a contribuição com aniquilamento de um Z^0 isoladamente no modelo padrão.

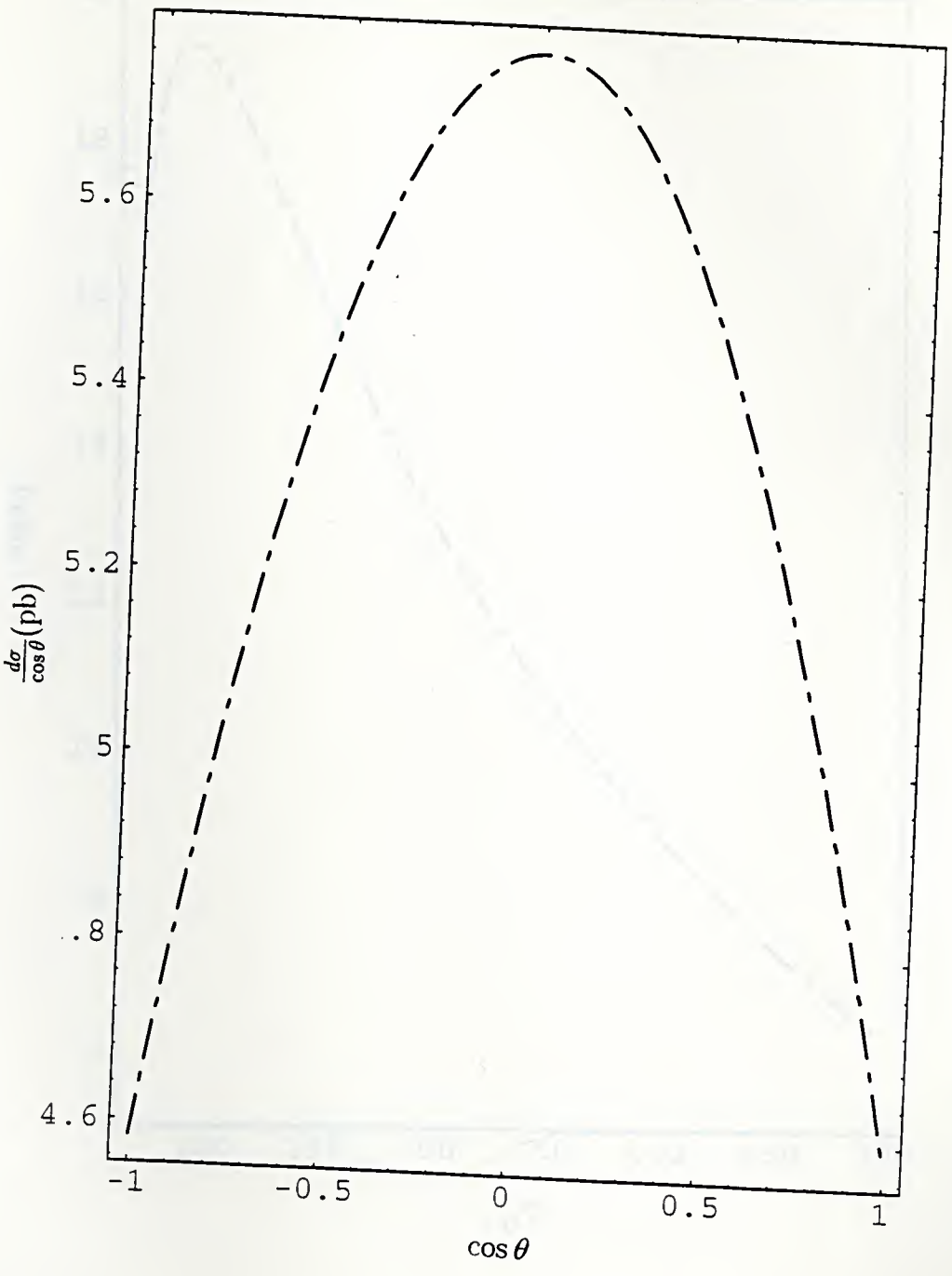


Fig.4.b Distribuição angular com $\sqrt{s} = 200$Gev para a reação $e^+e^- \to W^+W^-$.
Curva devido a contribuição com aniquilamento de um Z^0 isoladamente no modelo padrão.

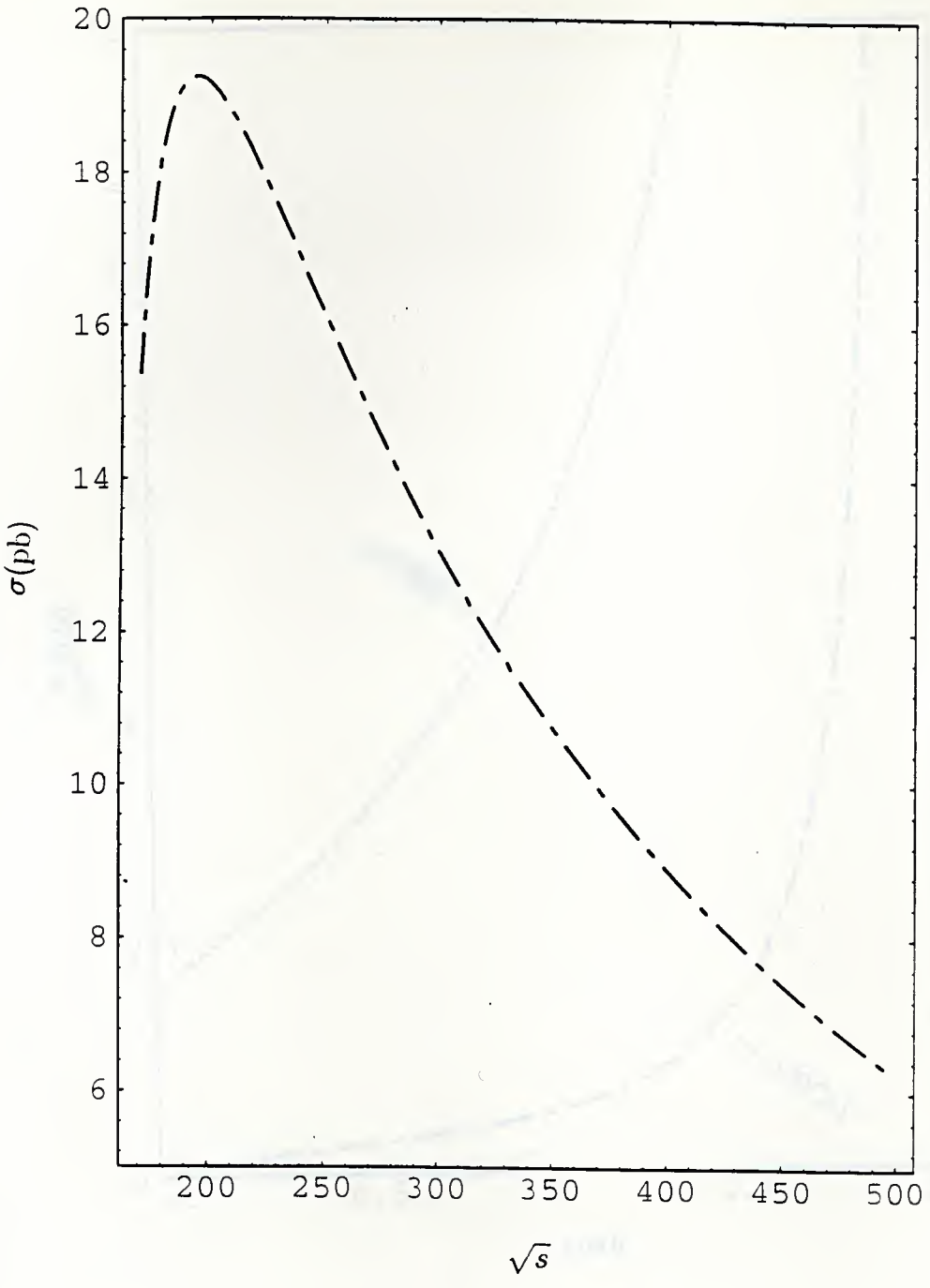


Fig.5. Seção de choque total com relação a $\sqrt{s}$ para a reação $e^+e^- \to W^+W^-$.
Curva devido a todas as contribuições mais os termos de interferêncis no modelo padrão.

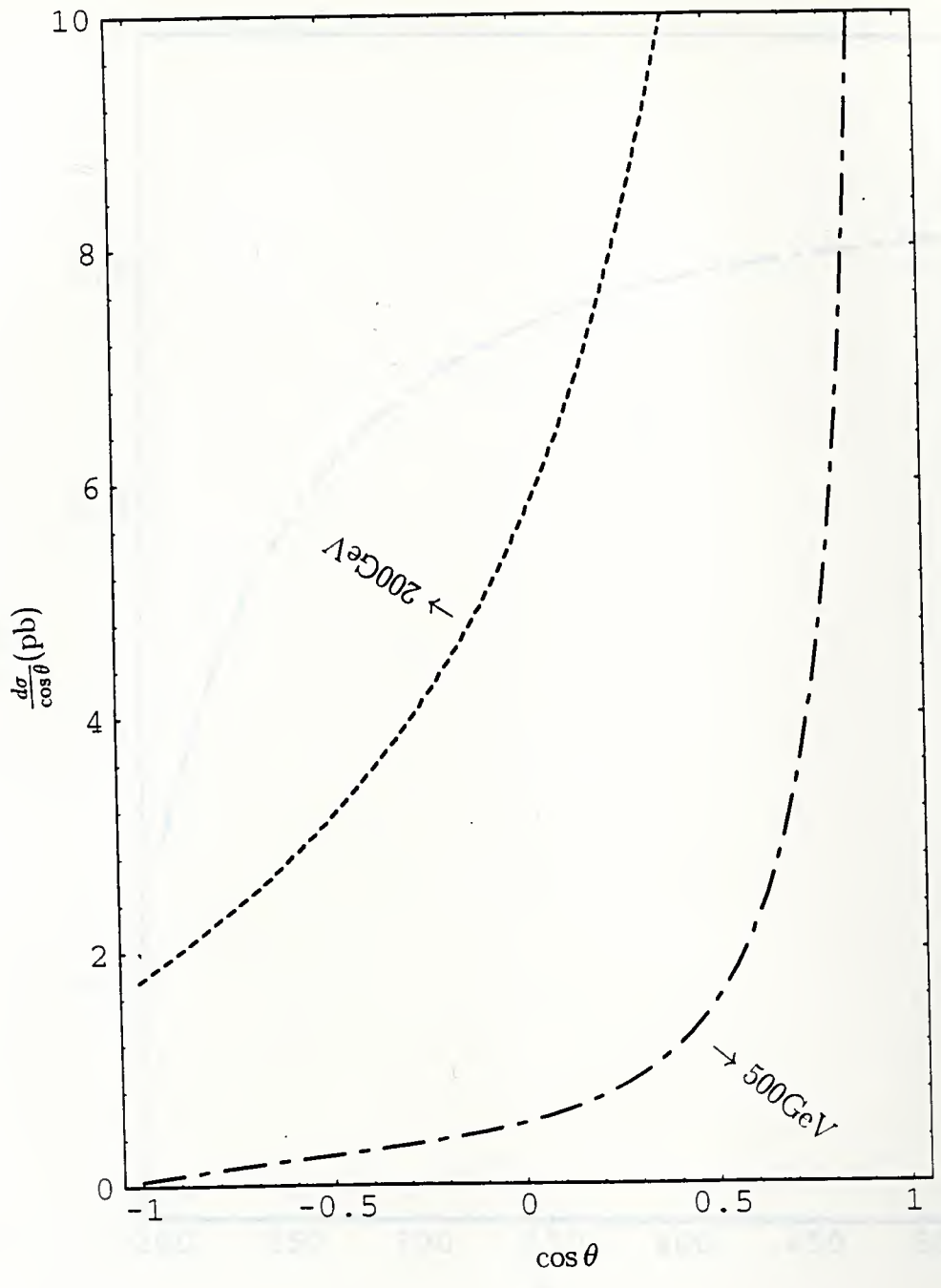


Fig.6.a Distribuição angular com $\sqrt{s} = 200$Gev e $\sqrt{s} = 500$GeV para a reação $e^+e^- \to W^+W^-$. Curva devido a todas as contribuições mais os termos de interferêncis no modelo padrão.

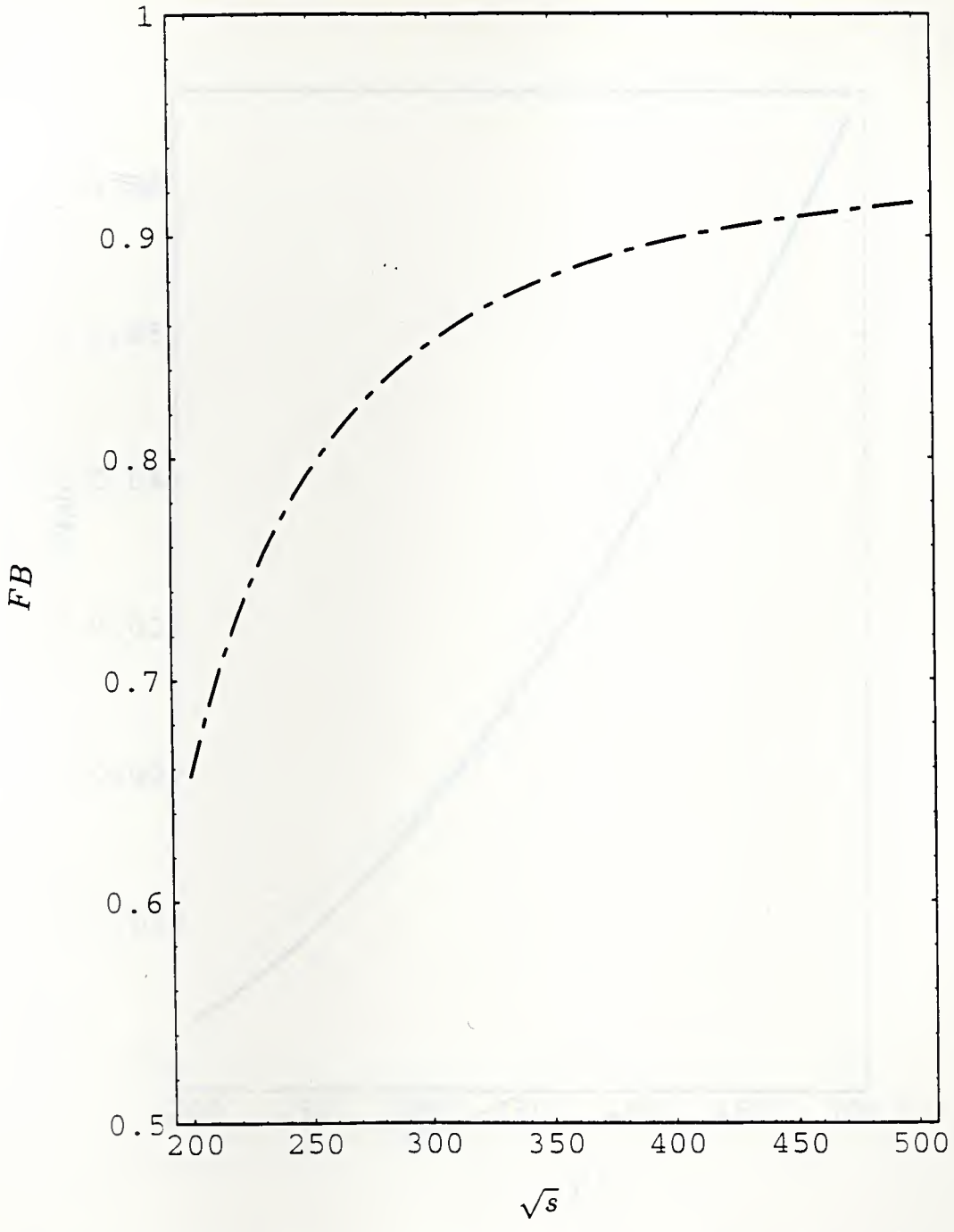


Fig.6.b Assimetria Forward-Backwaer (FB) com relação a $\sqrt{s}$.
Curva para a reação $e^+e^- \to W^+W^-$ no modelo padrão.

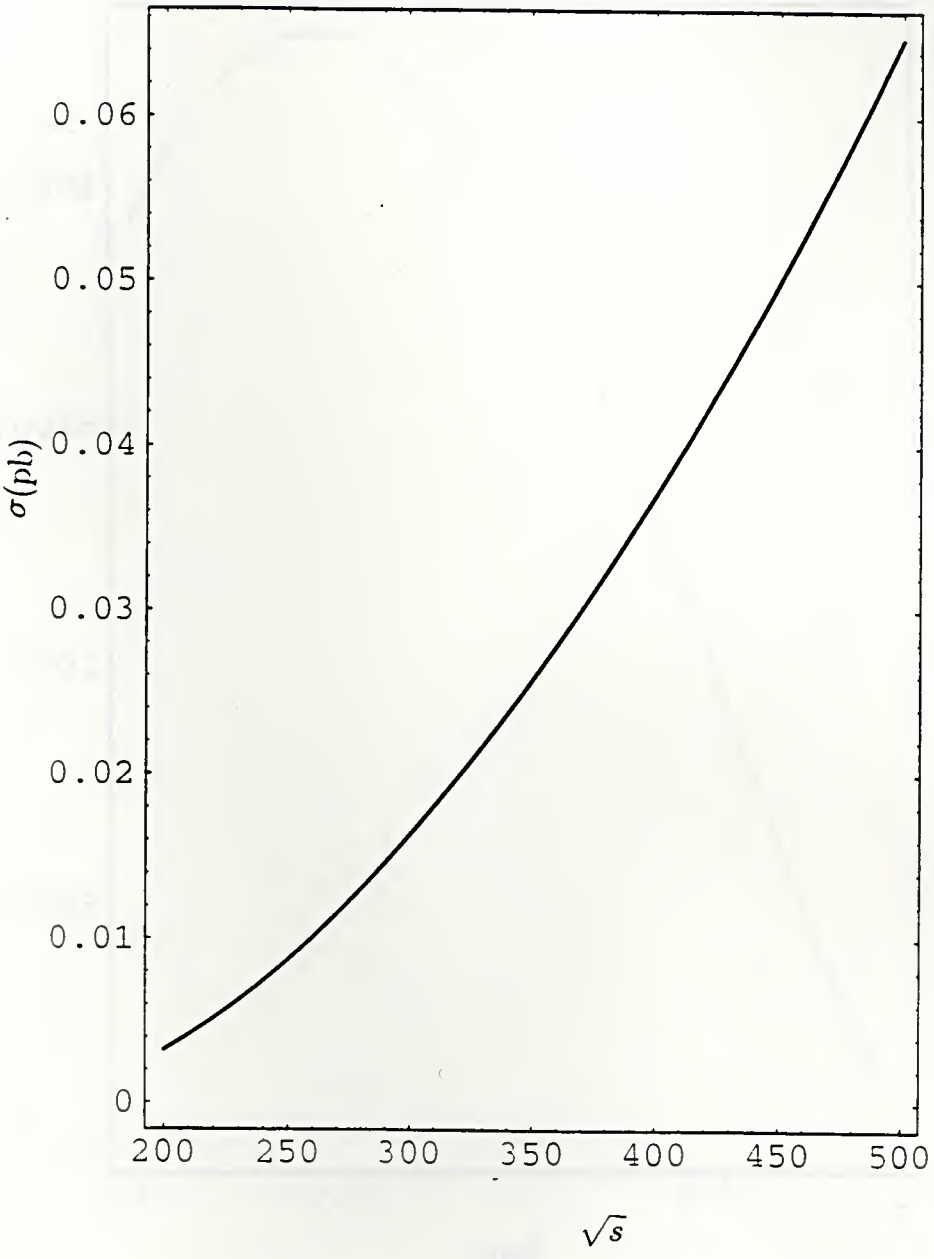


Fig.8.a. Seção de choque total com relação a $\sqrt{s}$ para o caso do ν^* extra.
Curva devido a contribuição com troca do ν^* isoladamente.
caracteristicas: left, $\Lambda = 1000\text{Gev}$, $m = 100\text{Gev}$

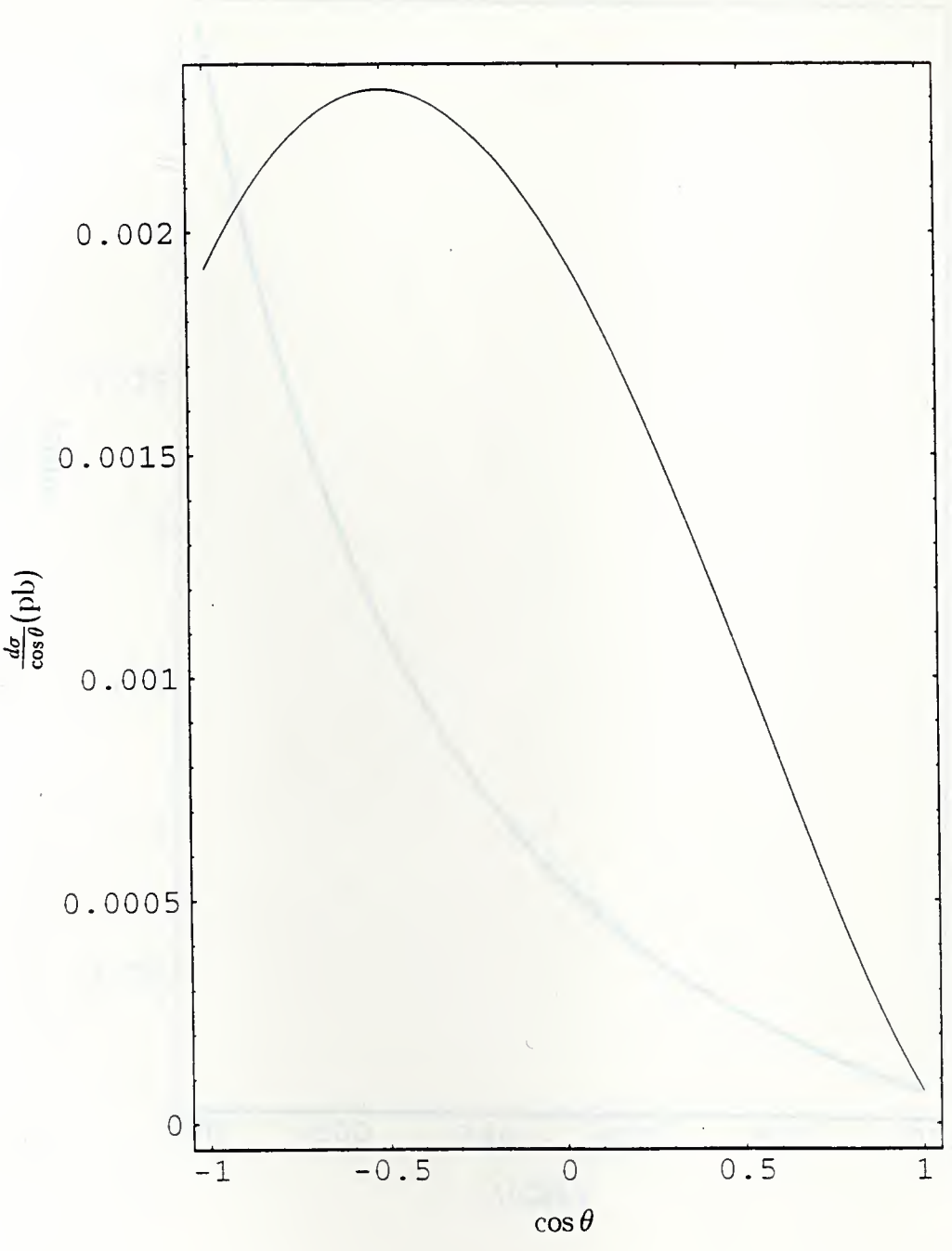


Fig.8.b Distribuição angular com $\sqrt{s} = 200$Gev para o caso com ν^*.
Curva devido a contribuição com troca de um ν^* isoladamente.
caracteristicas: left, $\Lambda = 1000$Gev, $m = 100$Gev

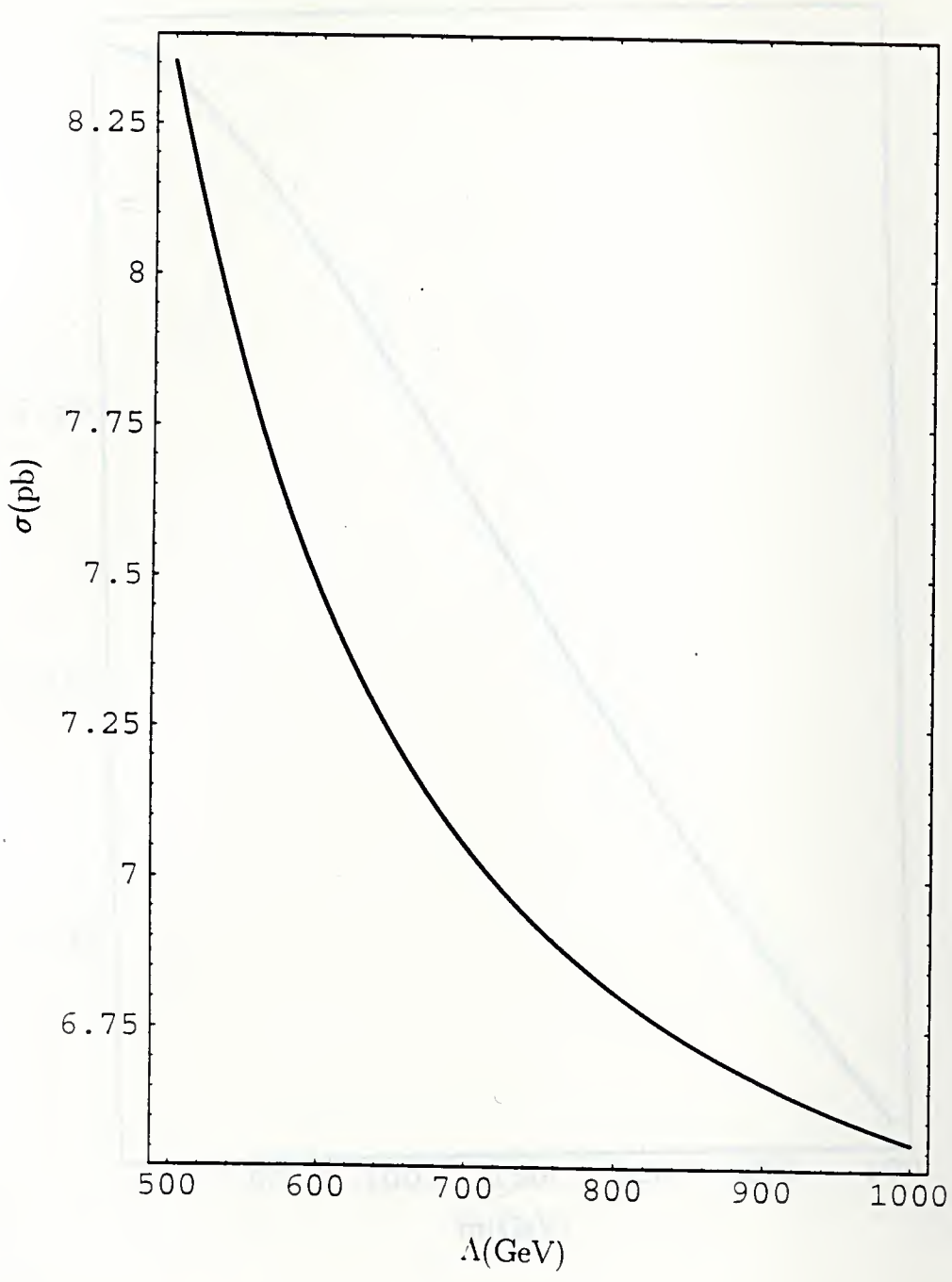


Fig.9.a Seção de choque total com relação a Λ para o caso com ν^*.

Curva somando a parte do modelo padrão mais ν^*

Caracteristicas: left, $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$, $m = 100\text{GeV}$.

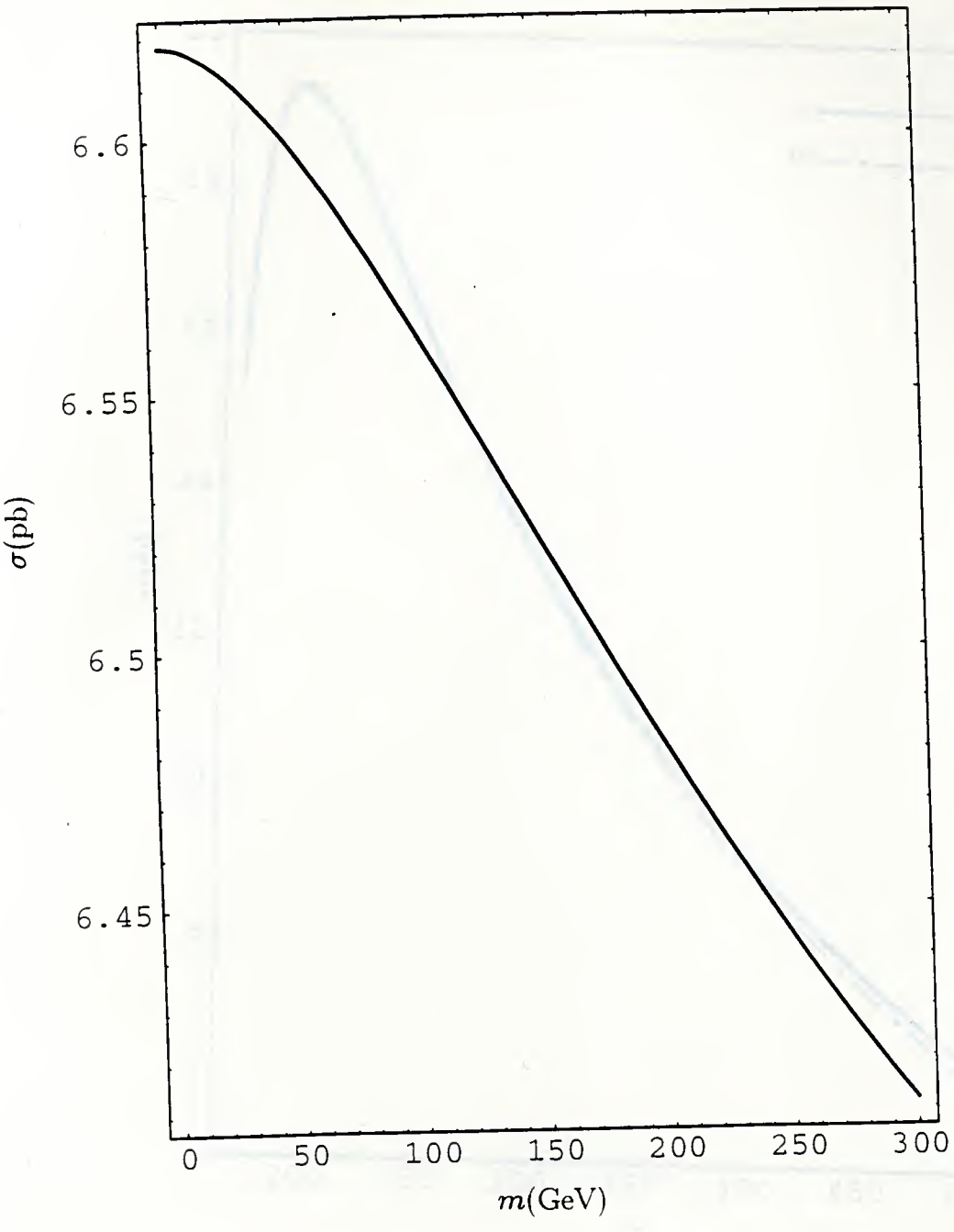


Fig.9.b Seção de choque total com relação a m para o caso com ν^*.

Curva somando a parte do modelo padrão mais ν^*

Caracteristicas: left, $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$, $\Lambda = 1000\text{GeV}$.

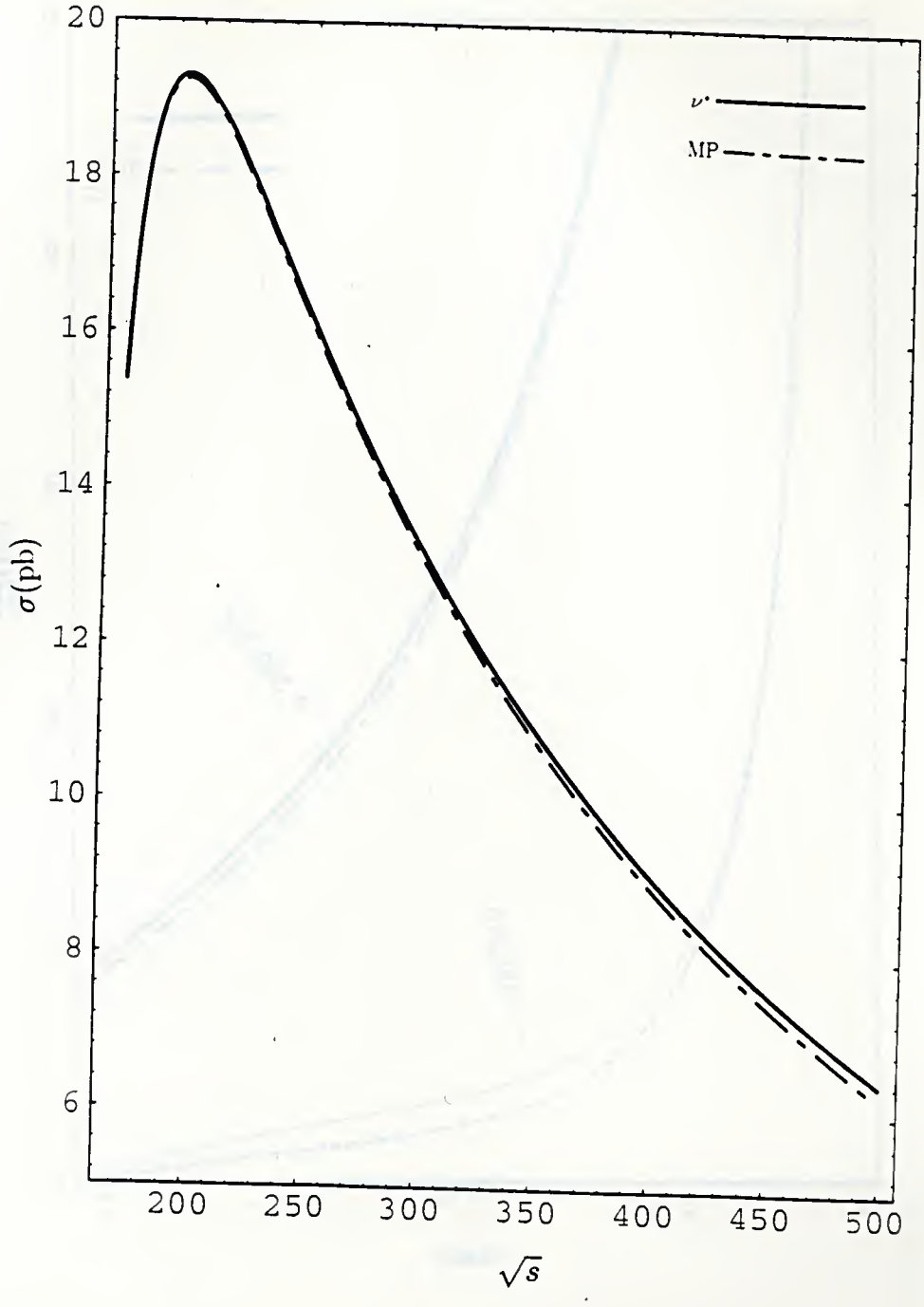


Fig.10 Seção de choque total com relação a $\sqrt{s}$.

Curvas que correspondem a parte do modelo padrão isoladamente e do modelo padrão mais ν^*

Caracteristicas: left, $m = 100\text{GeV}$, $\Lambda = 1000$.

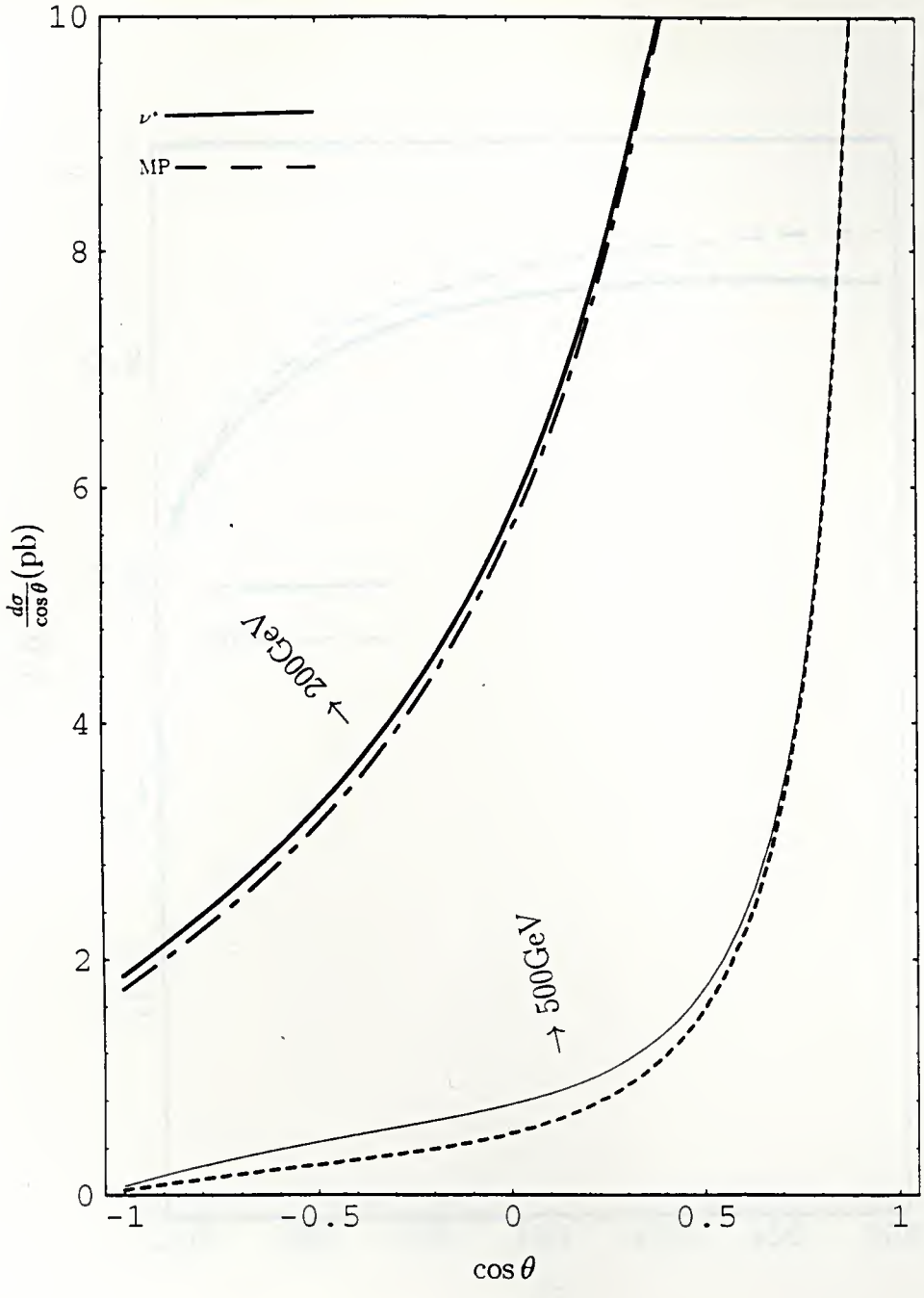


Fig.11.a Distribuição angular em $\sqrt{s} = 200$Gev e $\sqrt{s} = 500$GeV.

Curvas que correspondem a parte do modelo padrão isoladamente e do modelo padrão mais ν^*

Caracteristicas: left, $m = 100$GeV, $\Lambda = 1000$GeV.

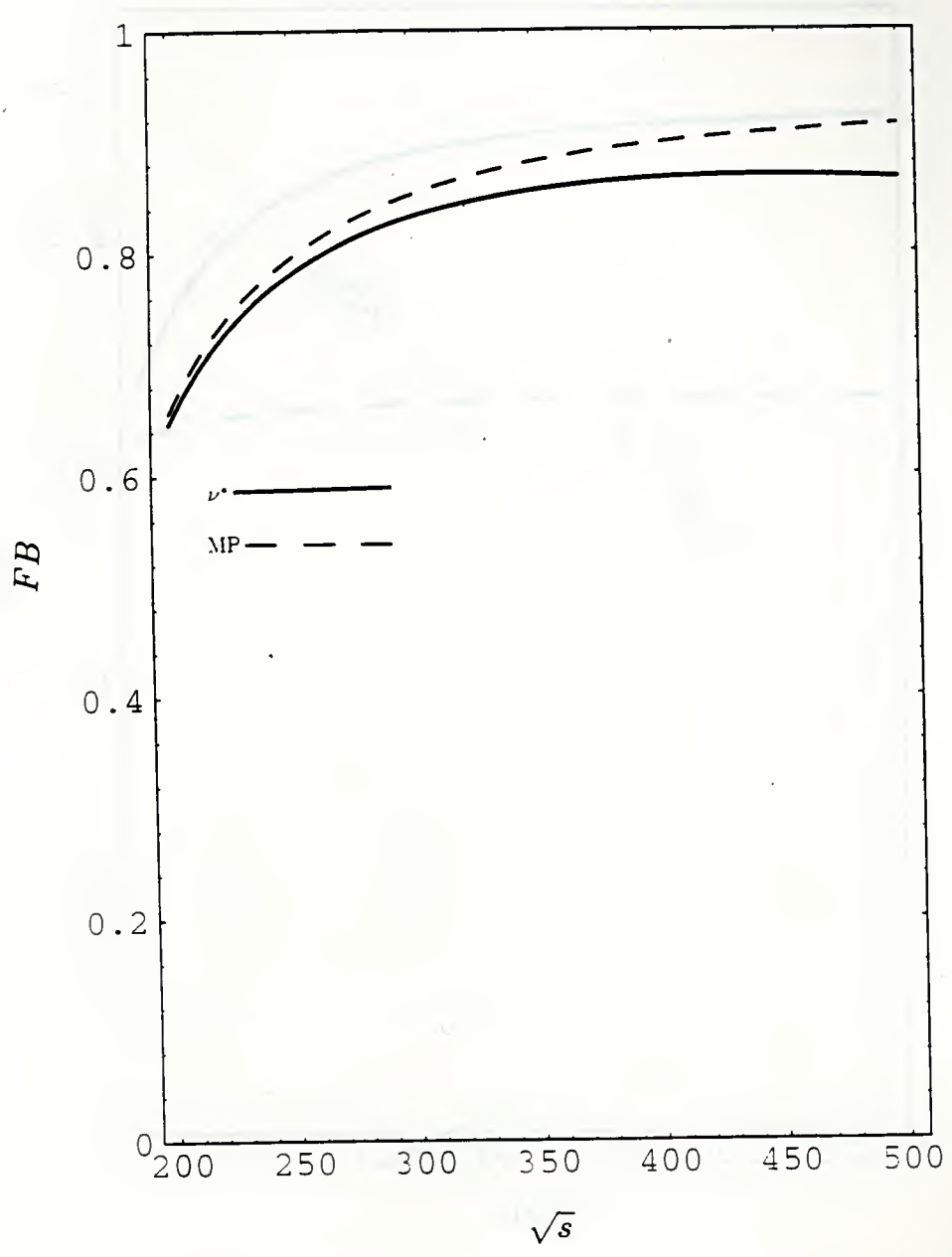


Fig.11.b Assimetria forward-backward.

Curvas que correspondem a parte do modelo padrão isoladamente e modelo padrão mais ν^*.

Caracteristicas: left, $m = 100\text{GeV}$, $\Lambda = 1000\text{GeV}$.

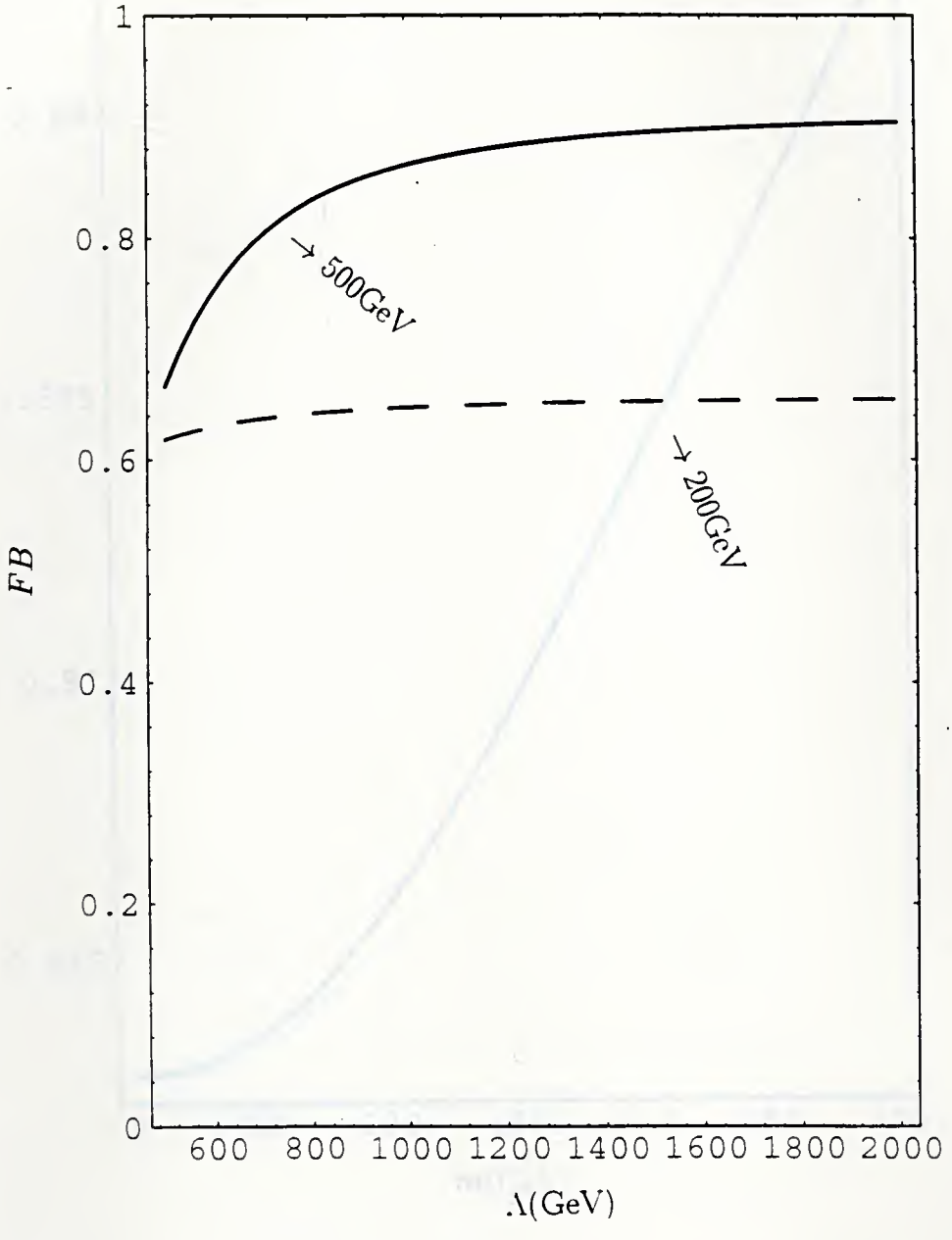


Fig.11.c.1 Assimetria forward-backward em função de Λ.

Caracteristicas: left, $m = 100$

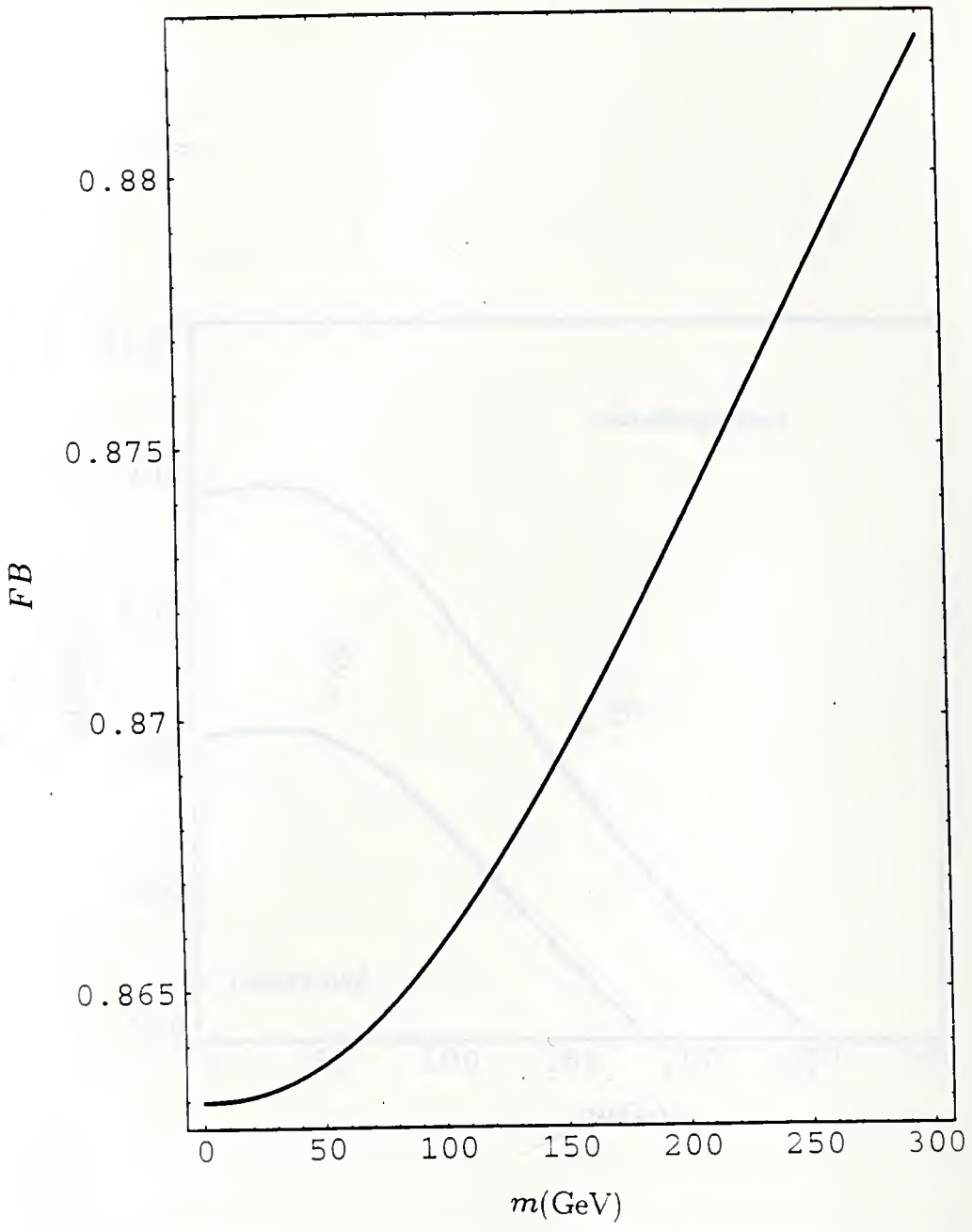


Fig.11.c.2 Assimetria forward-backward em função de m.
Caracteristicas: left, $\Lambda = 1000$.

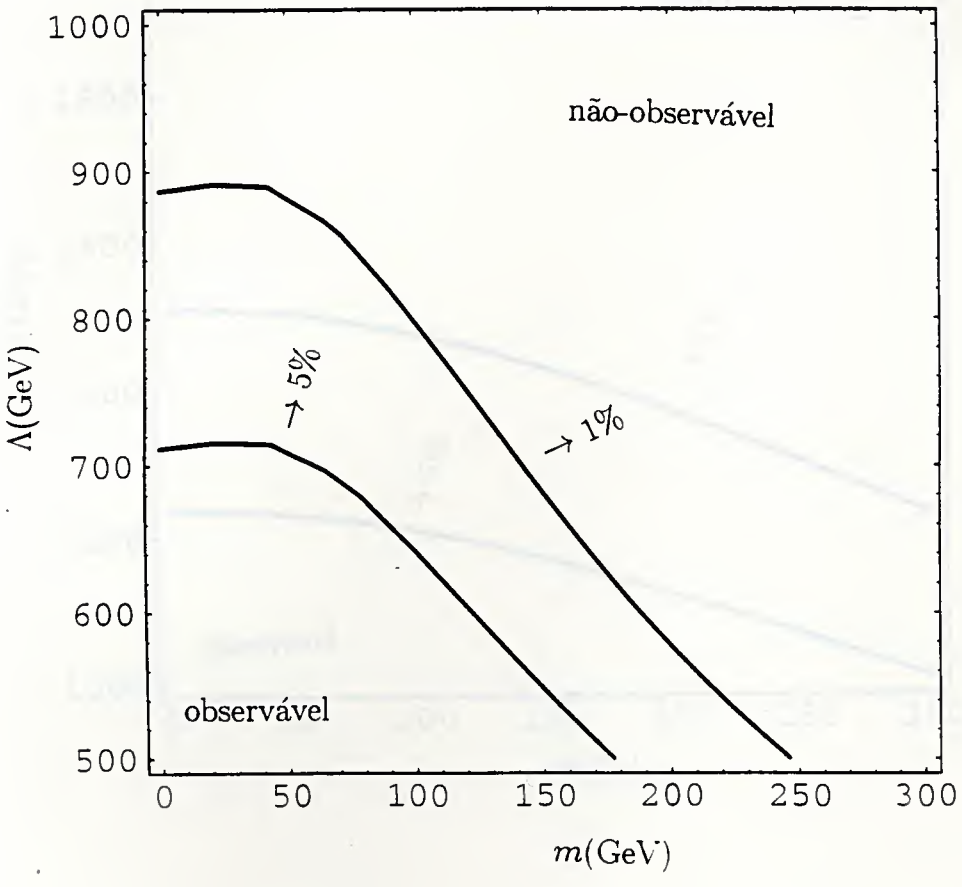


Fig.12.a Região de observabilidade usando a assimetria Forward-backward.
Curvas que apontam para regiões possíveis e não-possíveis
de observabilidade para Λ e m no caso com ν^*.
Caracteristicas: left, $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$.

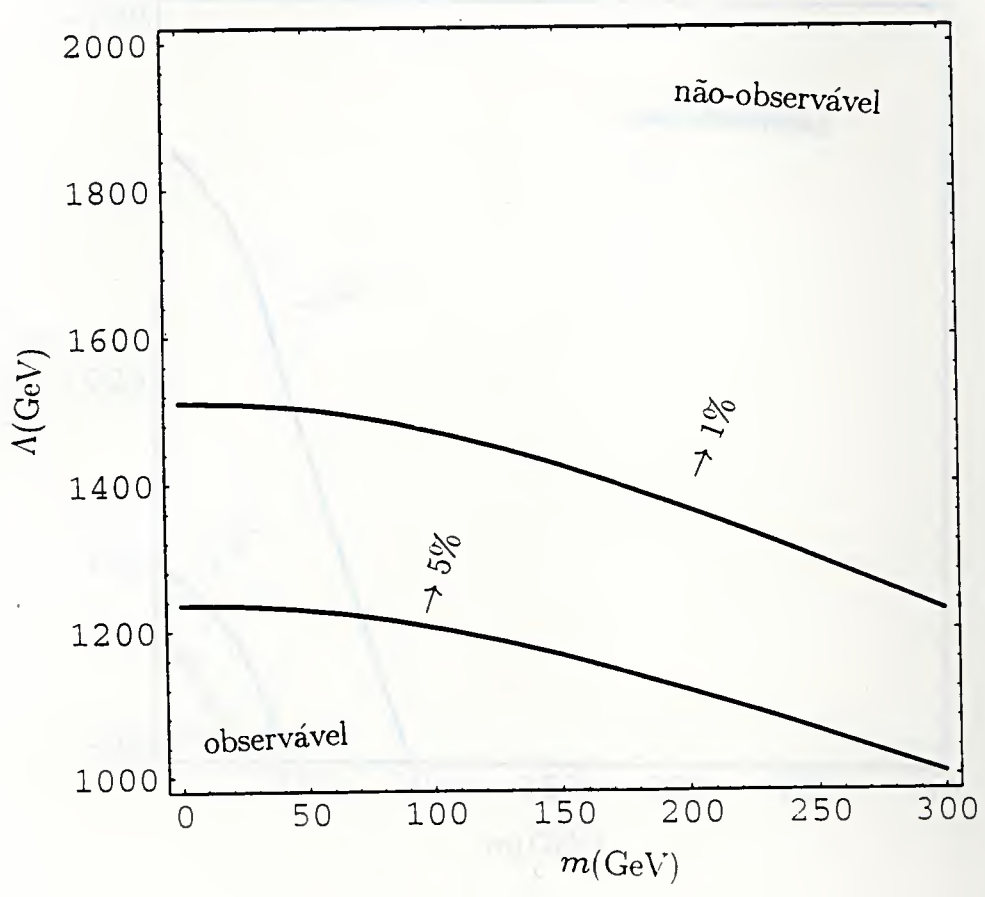


Fig.12.b Região de observabilidade usando a assimetria Forward-backward.
Curvas que apontam para regiões possíveis e não-possíveis
de observabilidade para Λ e m no caso com ν^*.
Caracteristicas: left, $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$.

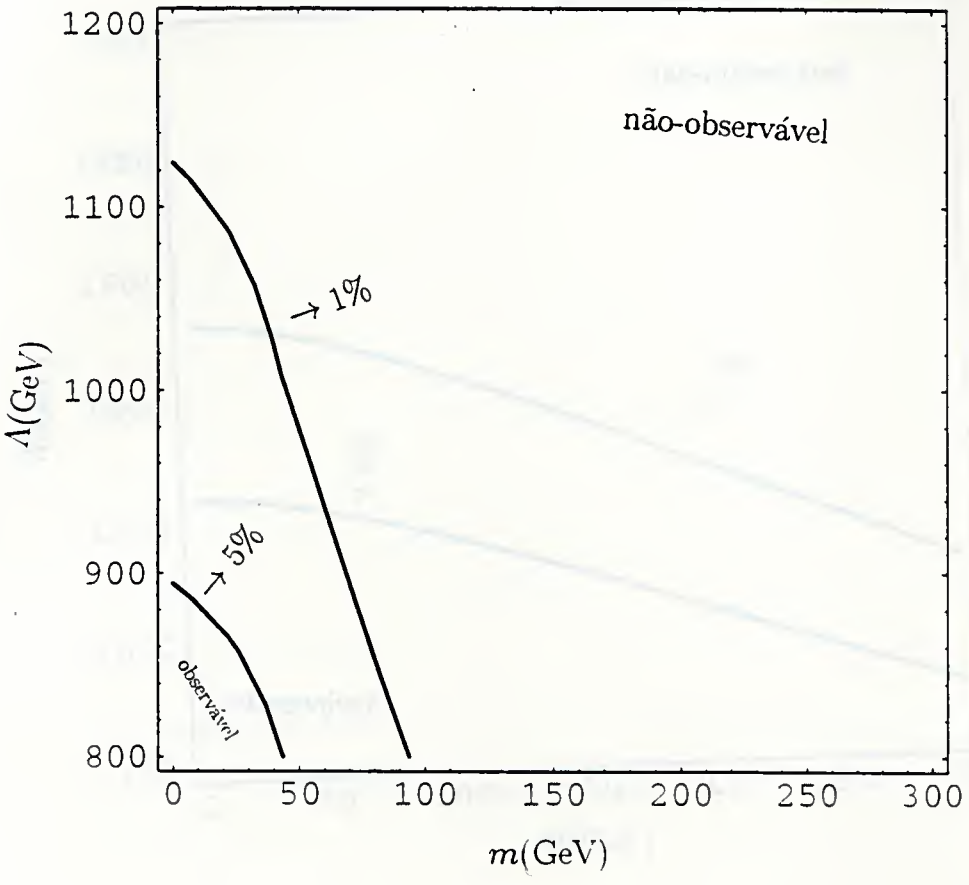


Fig.12.c Região de observabilidade usando a seção de choque total.
Curvas que apontam para regiões possíveis e não-possíveis
de observabilidade para Λ e m no caso com ν^*.
Caracteristicas: left, $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$.

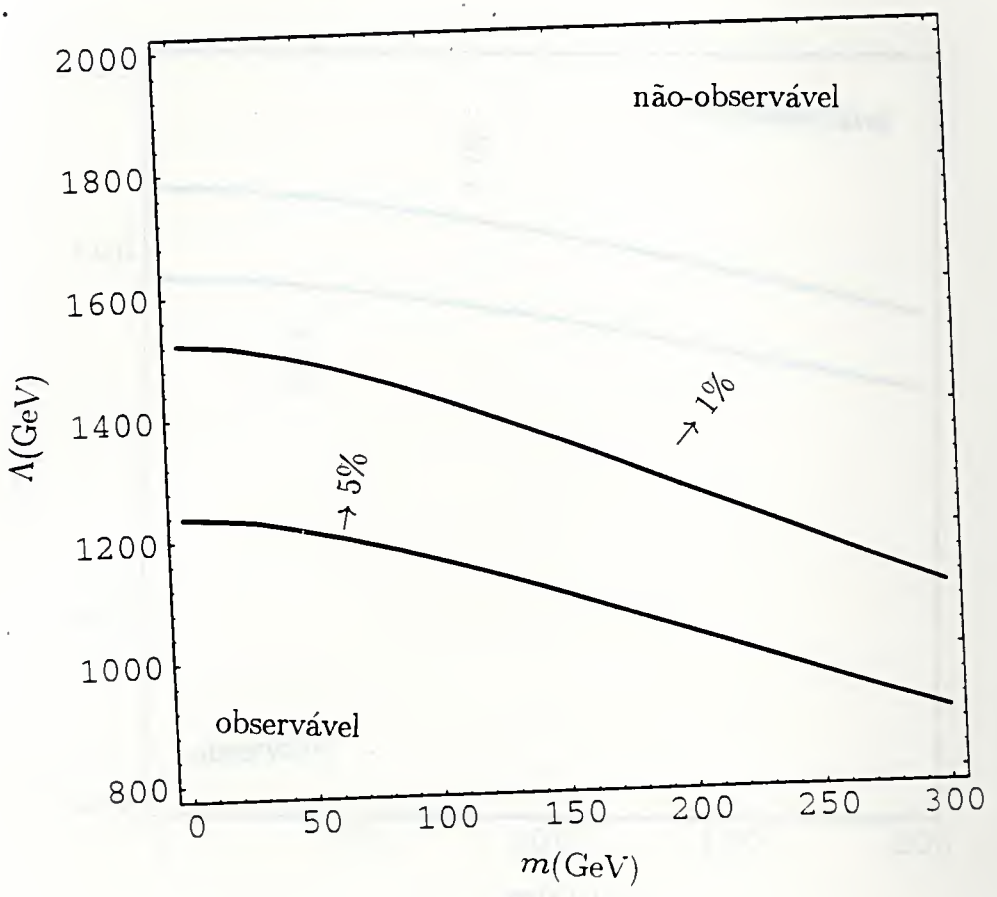


Fig.12.d Região de observabilidade usando a seção de choque total.
Curvas que apontam para regiões possíveis e não-possíveis
de observabilidade para Λ e m no caso com ν^*.
Caracteristicas: left, $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$.

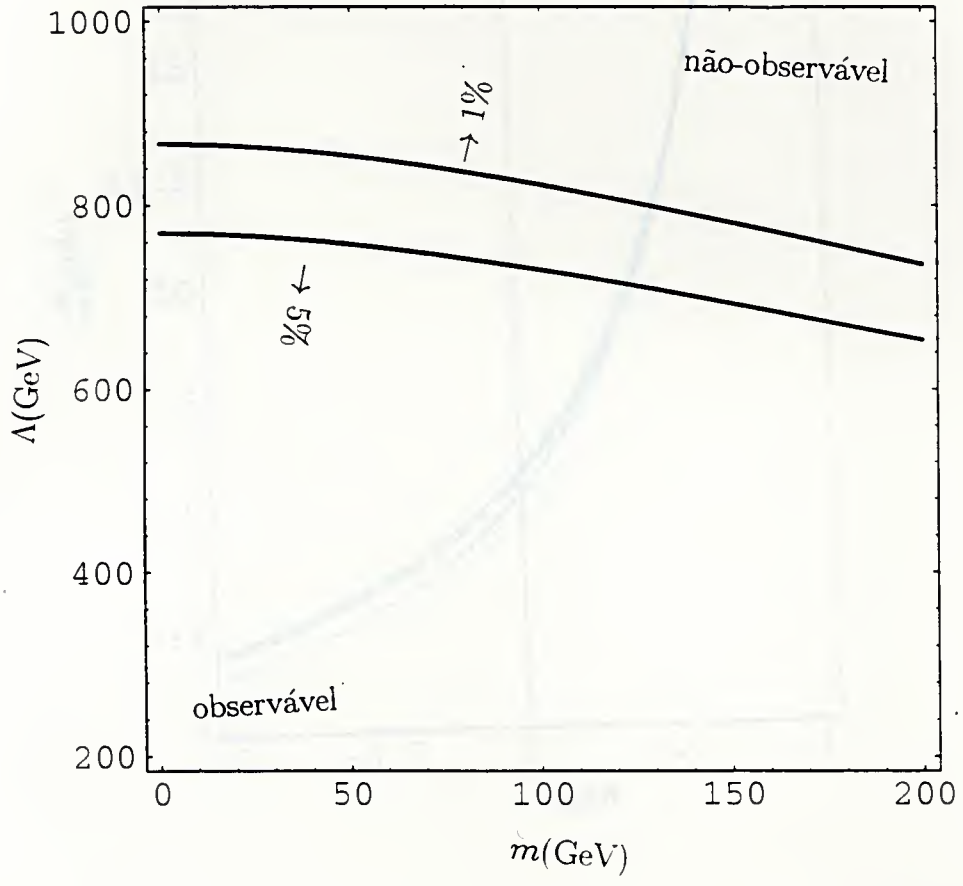


Fig.12.e Região de observabilidade usando a seção de choque total.
Curvas que apontam para regiões possíveis e não-possíveis
de observabilidade para Λ e m no caso com ν^*.
Caracteristicas: right, $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$.

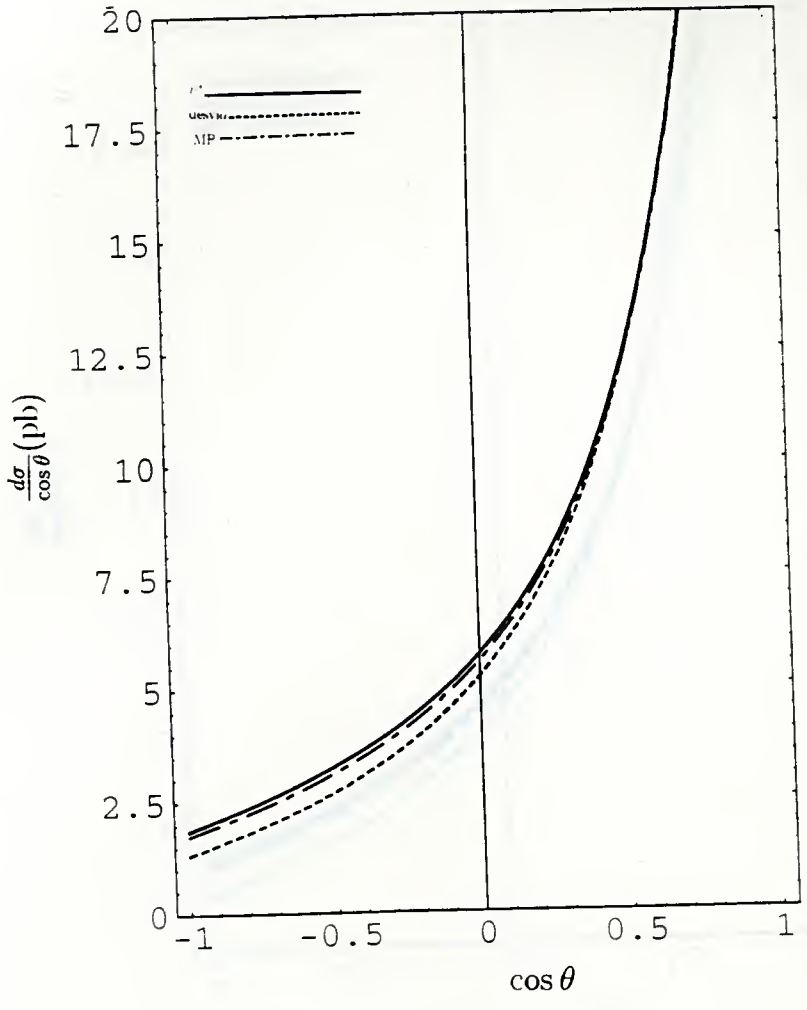


Fig.13.a Distribuição angular em $\sqrt{s} = 200$Gev.
Curvas que correspondem a parte do modelo padrão
isoladamente, modelo padrão mais ν^*
e as curvas que possuem os vértices anômalos.
Caracteristicas: left, $m = 100$GeV, $\Lambda = 1000$GeV $k = 1.1$ e $\lambda = 0.03$.

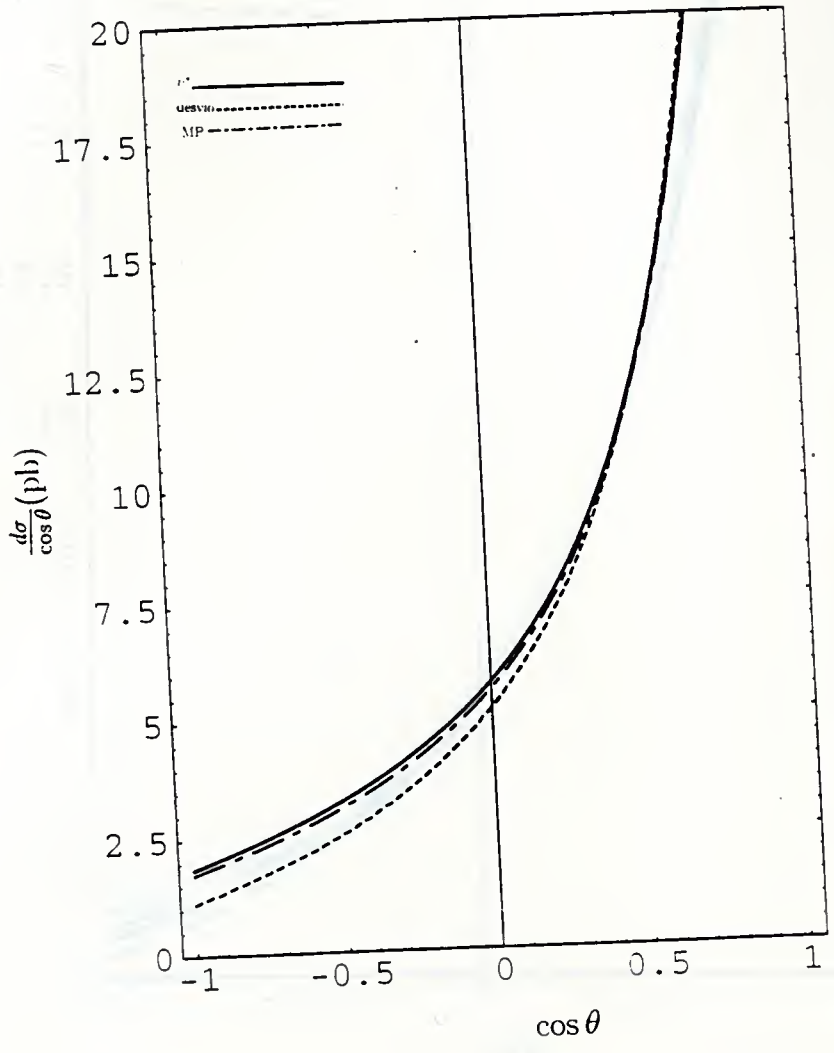


Fig.13.b Distribuição angular em $\sqrt{s} = 200$Gev.
Curvas que correspondem a parte do modelo padrão
isoladamente, modelo padrão mais ν^*
e as curvas que possuem os vértices anômalos.
Caracteristicas: left, $m = 100$GeV, $\Lambda = 1000$GeV $k = 1.1$ e $\lambda = 0.1$.

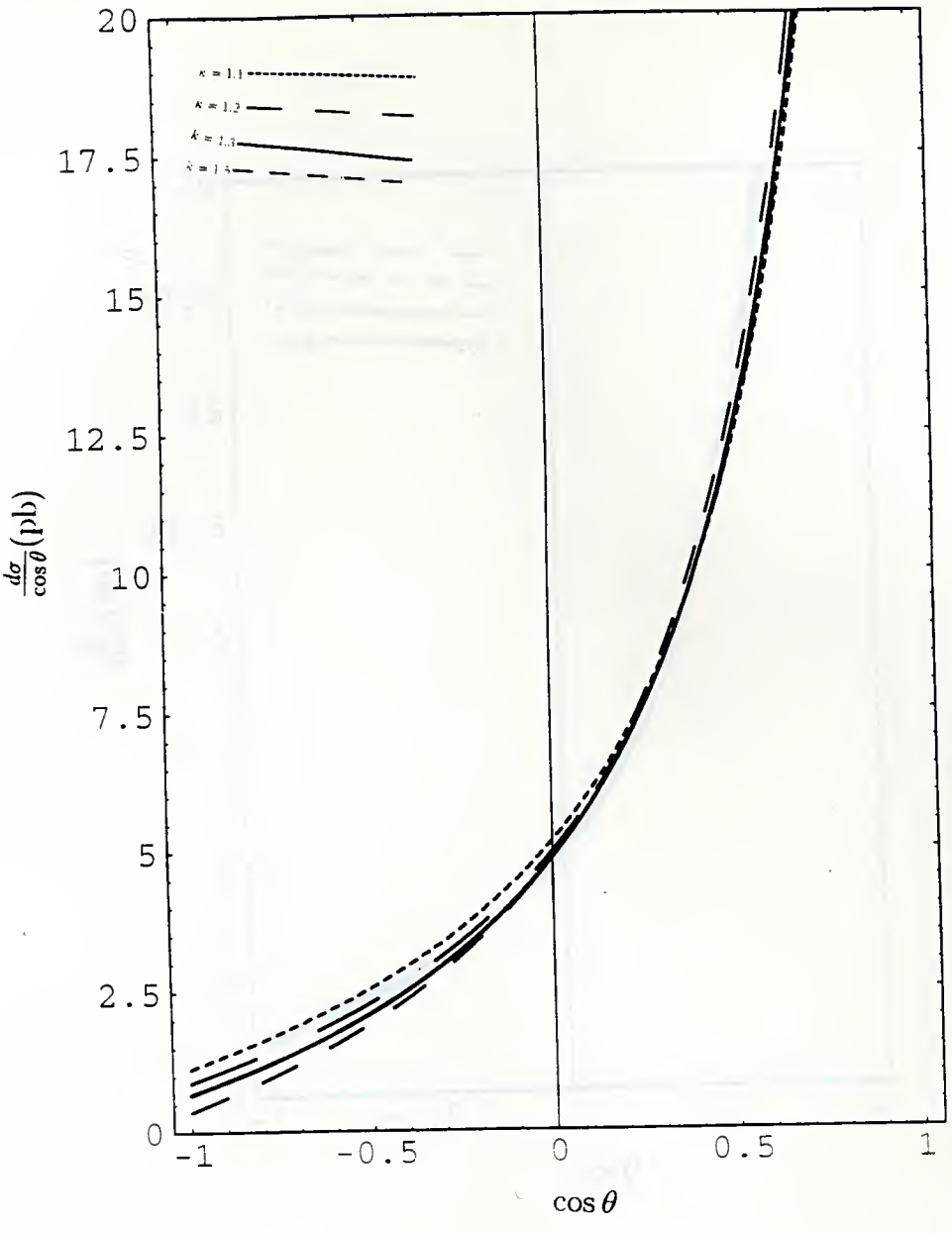


Fig.13.c Distribuição angular em $\sqrt{s} = 200$Gev variando em relação a k.

Caracteristicas: $\lambda = 0.1$.

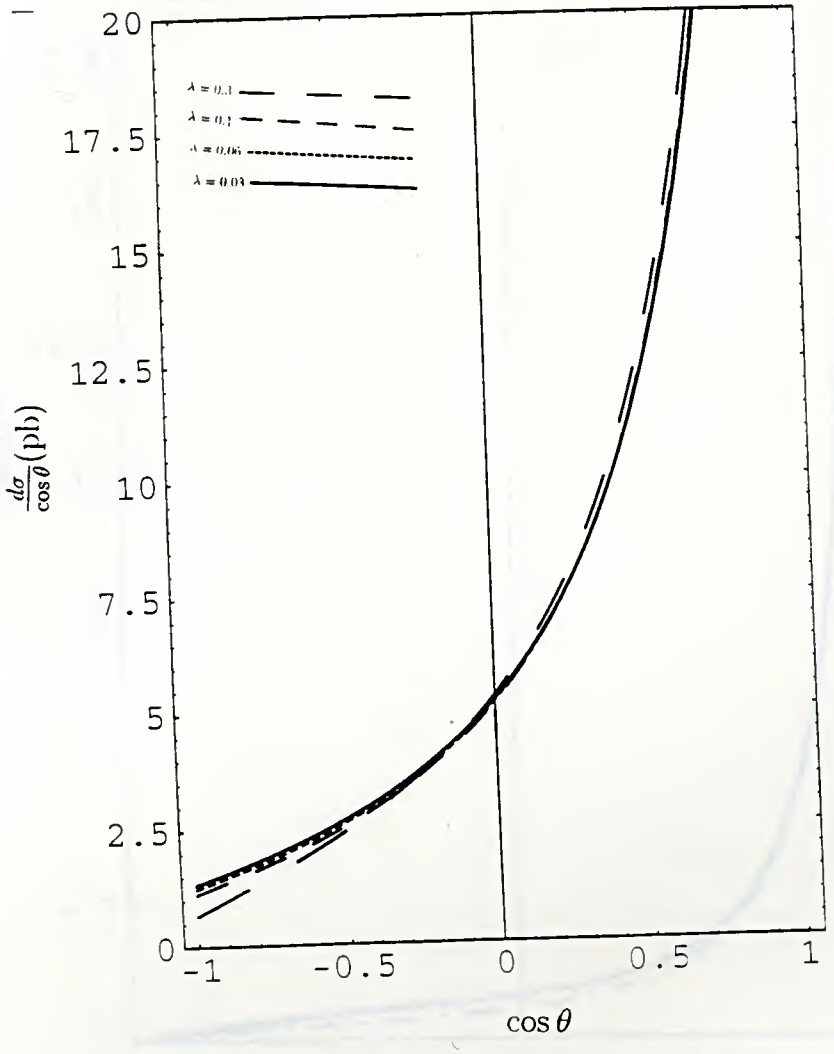


Fig.13.d Distribuição angular em $\sqrt{s} = 200$Gev variando em relação a λ.
Caracteristicas: $k = 1.1$.

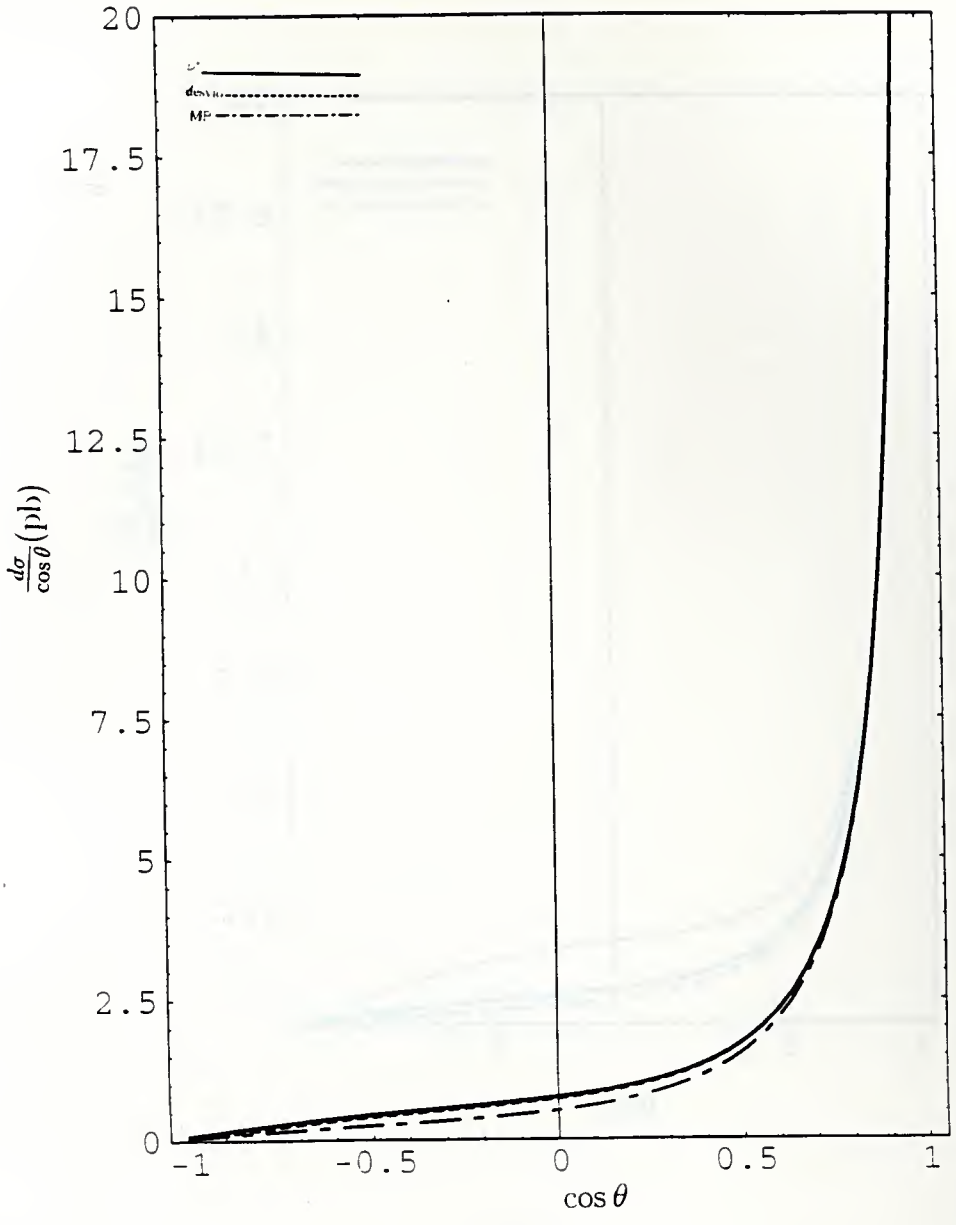


Fig.13.e Distribuição angular em $\sqrt{s} = 500$Gev.
Curvas que correspondem a parte do modelo padrão
isoladamente, modelo padrão mais ν^*
e as curvas que possuem os vértices anômalos.
Caracteristicas: left, $m = 100$GeV, $\Lambda = 1000$GeV $k = 1.1$ e $\lambda = 0.03$.

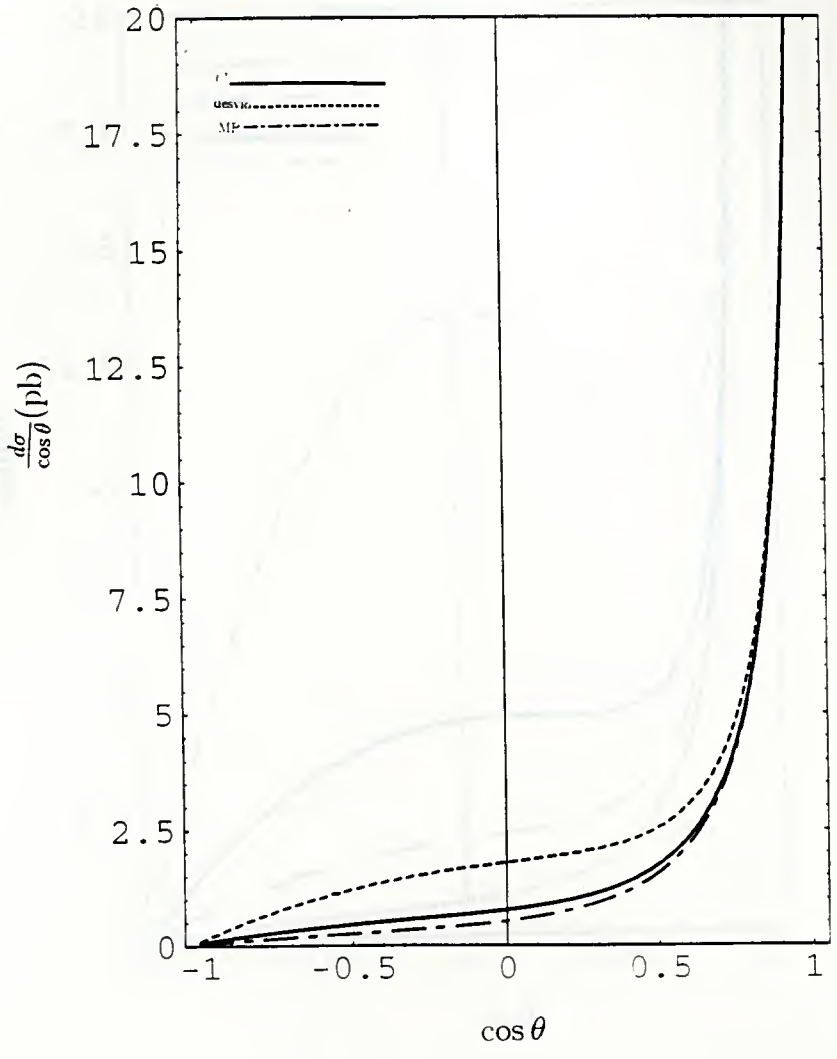


Fig.13.f Distribuição angular em $\sqrt{s} = 500$Gev.
Curvas que correspondem a parte do modelo padrão
isoladamente, modelo padrão mais ν^*
e as curvas que possuem os vértices anômalos.
Caracteristicas: left, $m = 100$GeV, $\Lambda = 1000$GeV $k = 1.1$ e $\lambda = 0.1$.

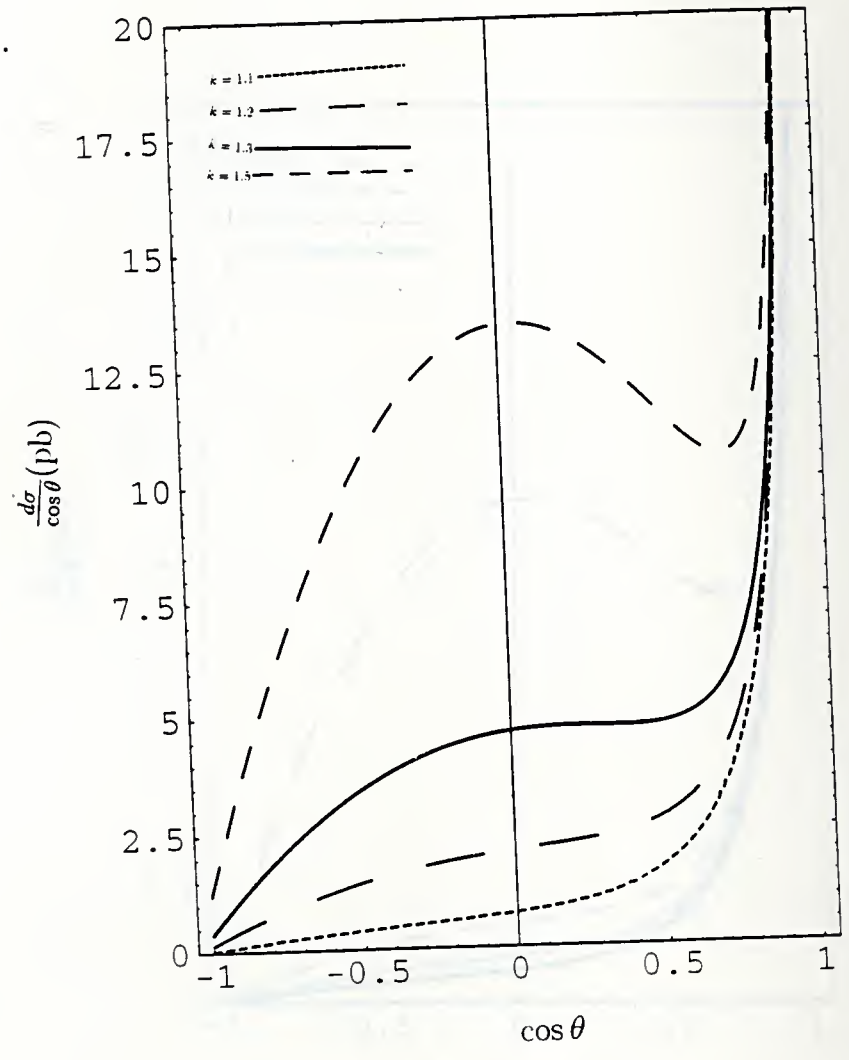


Fig.13.g Distribuição angular em $\sqrt{s} = 500$Gev variando em relação a k.

Caracteristicas:$\lambda = 0.03$.

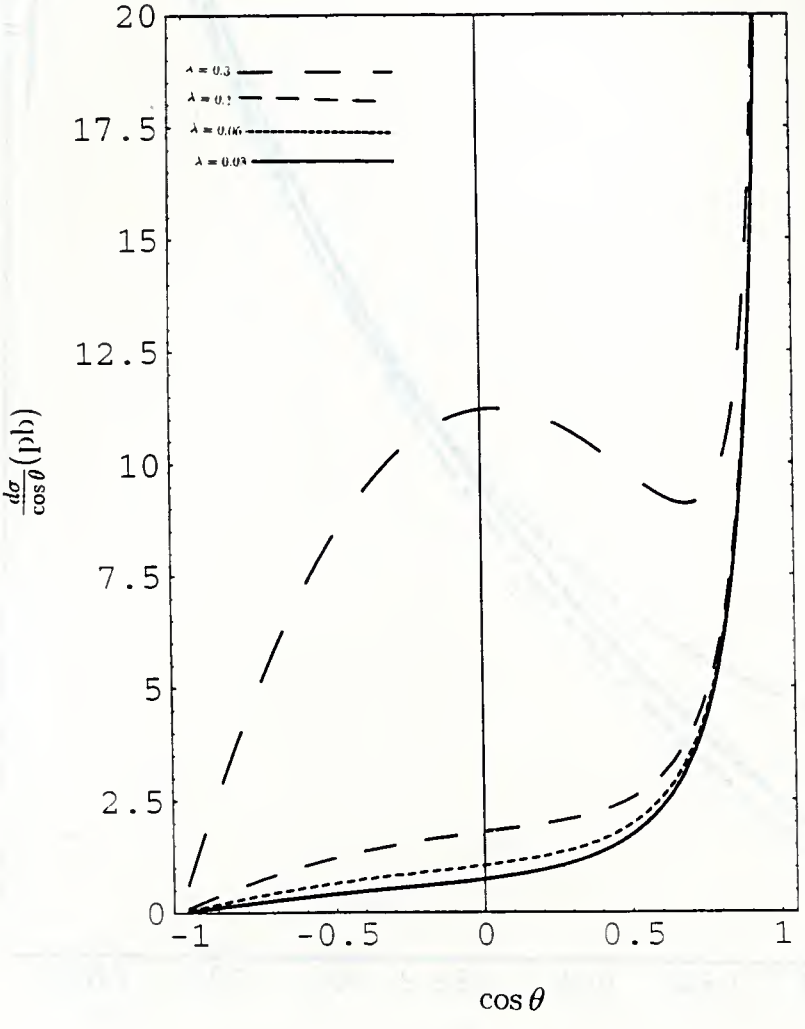


Fig.13.h Distribuição angular em $\sqrt{s} = 200$Gev variando em relação a λ.
Caracteristicas: $k = 1.1$.

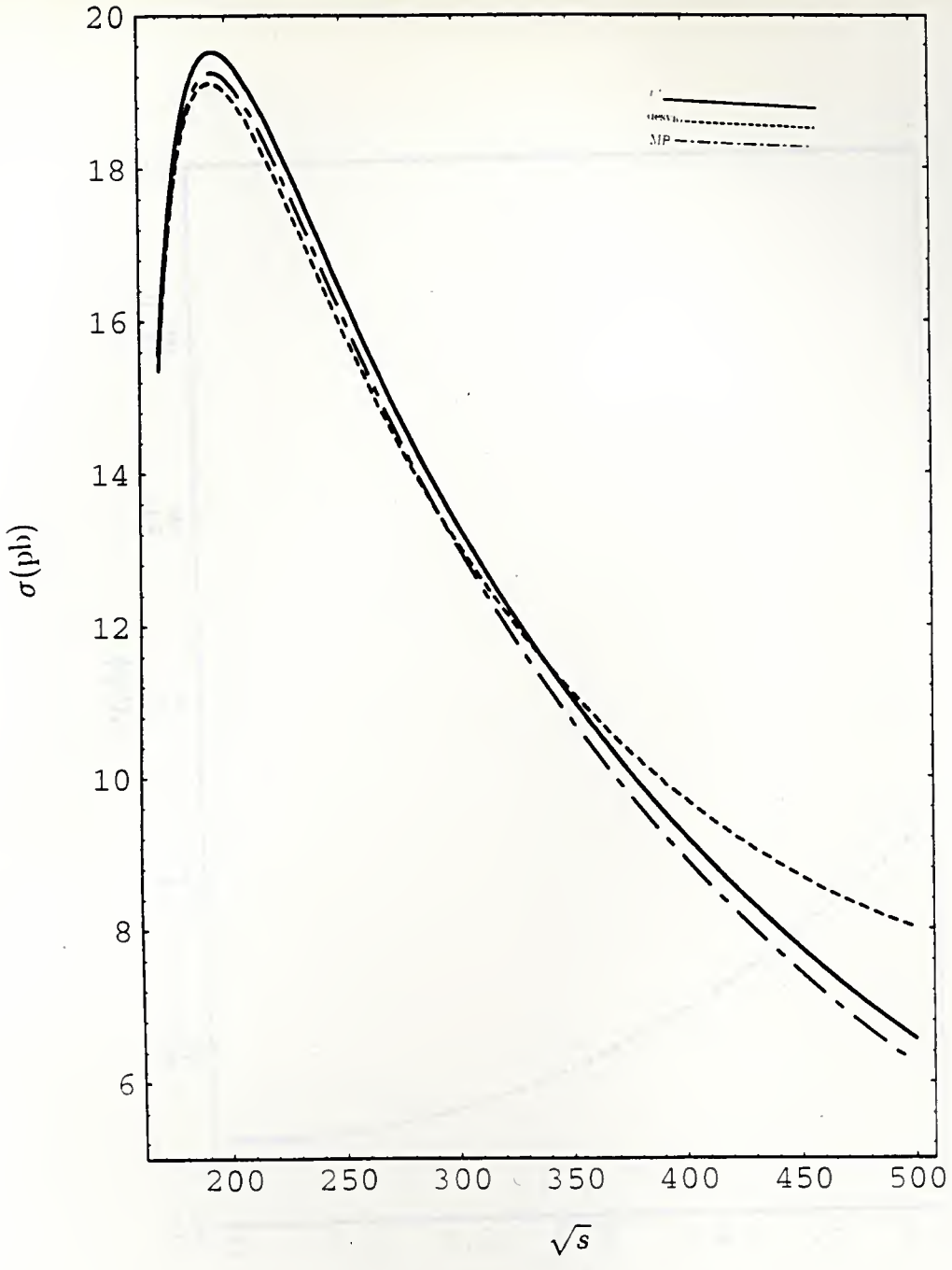


Fig.14.a Seção de choque total .

Curvas que correspondem a parte do modelo padrão

isoladamente, modelo padrão mais ν^*

e as curvas que possuem os vértices anômalos.

Caracteristicas: $m = 100\text{GeV}$, $\Lambda = 1000\text{GeV}$ $k = 1.1$ e $\lambda = 0.1$.

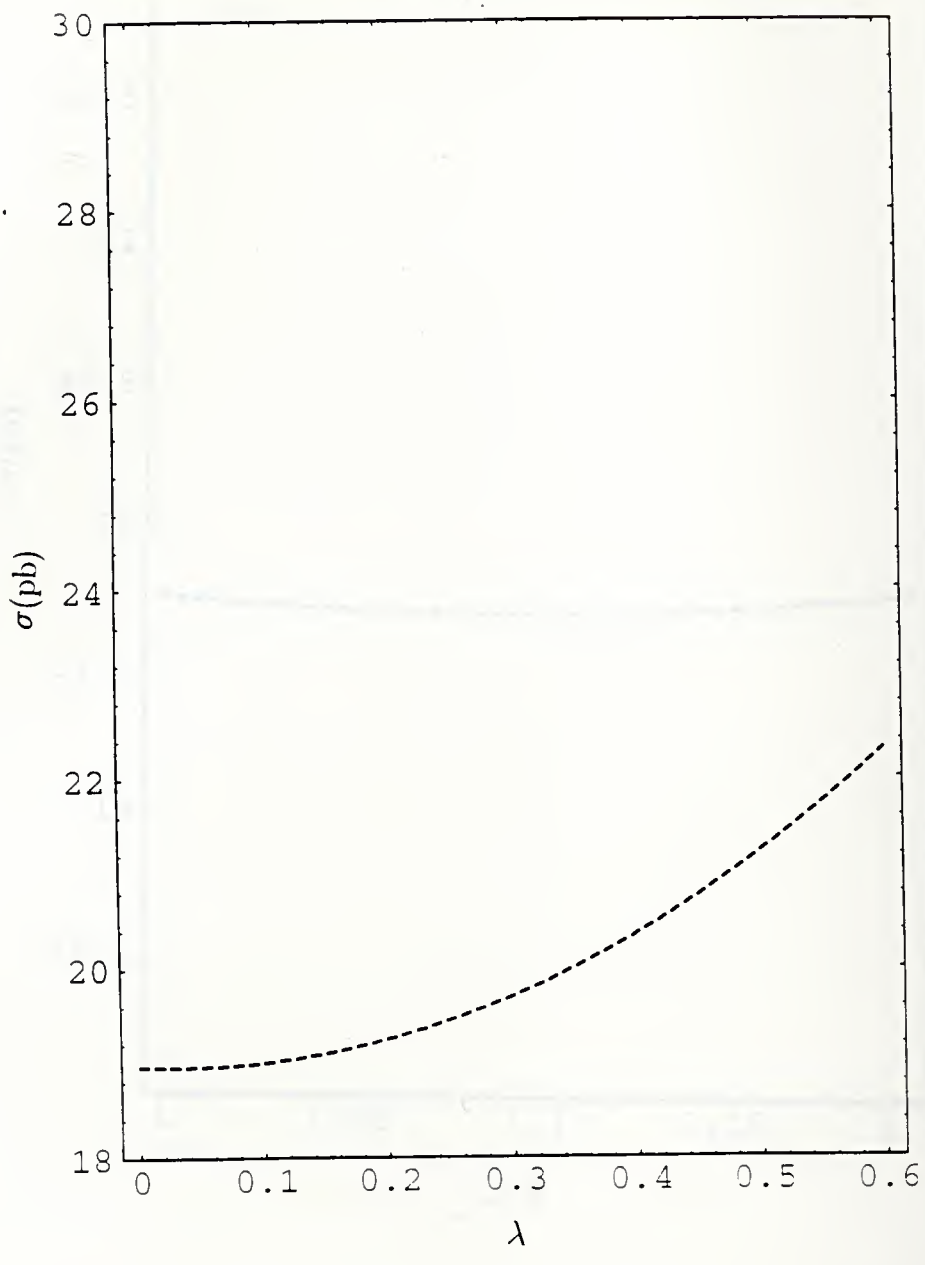


Fig.14.b Seção de choque total com os vértices anômalos em função de λ .

Caracteristicas: $k = 1.1$ e $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$.

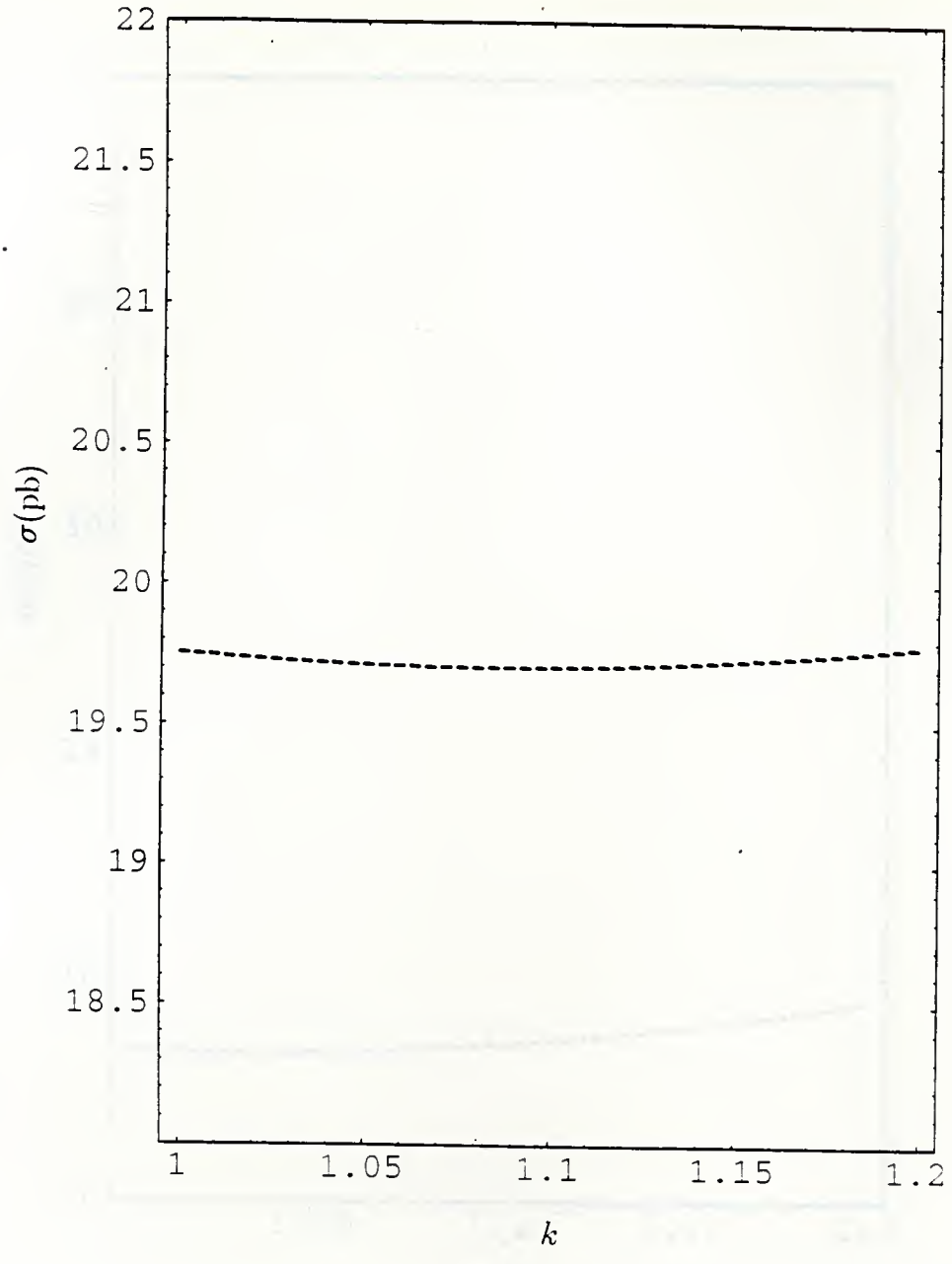


Fig.14.c Seção de choque total com os vértices anômalos em função de k .

Caracteristicas: $\lambda = 0.3$ e $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$.

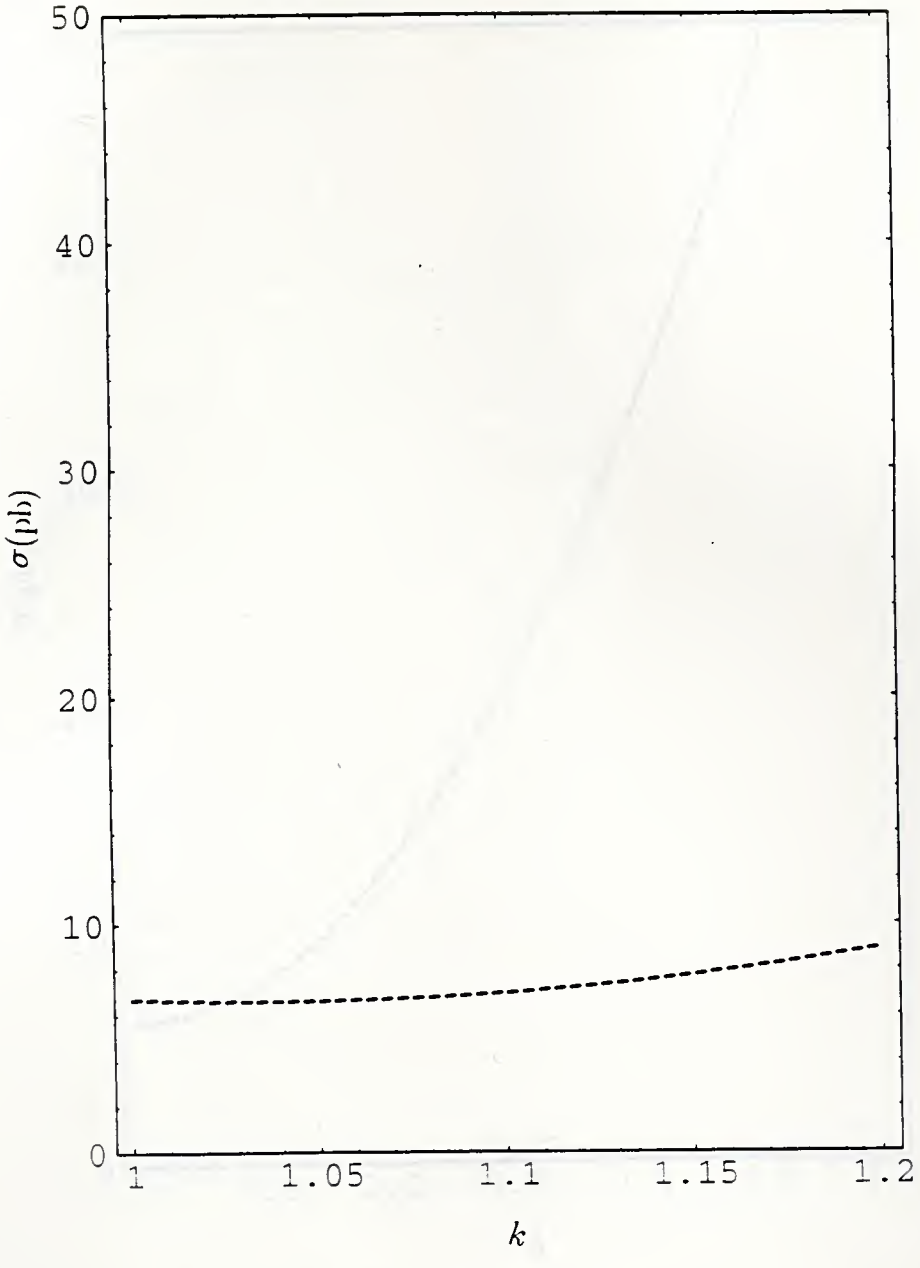


Fig.14.d Seção de choque total com os vértices anômalos em função de k .
Caracteristicas: $\lambda = 0.06$ e $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$.

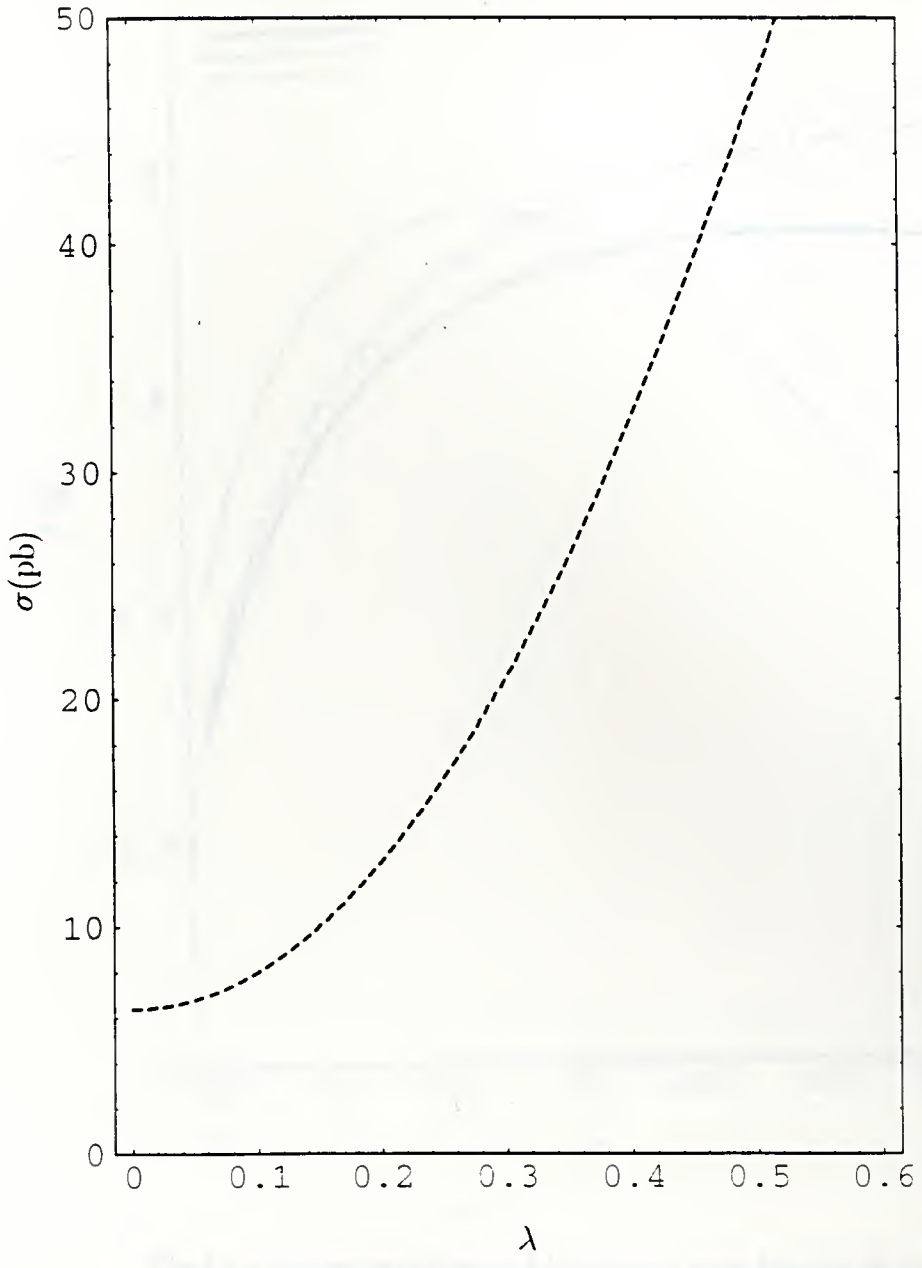


Fig.14.e Seção de choque total com os vértices anômalos em função de λ .
Caracteristicas: $k = 1.1$ e $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$.

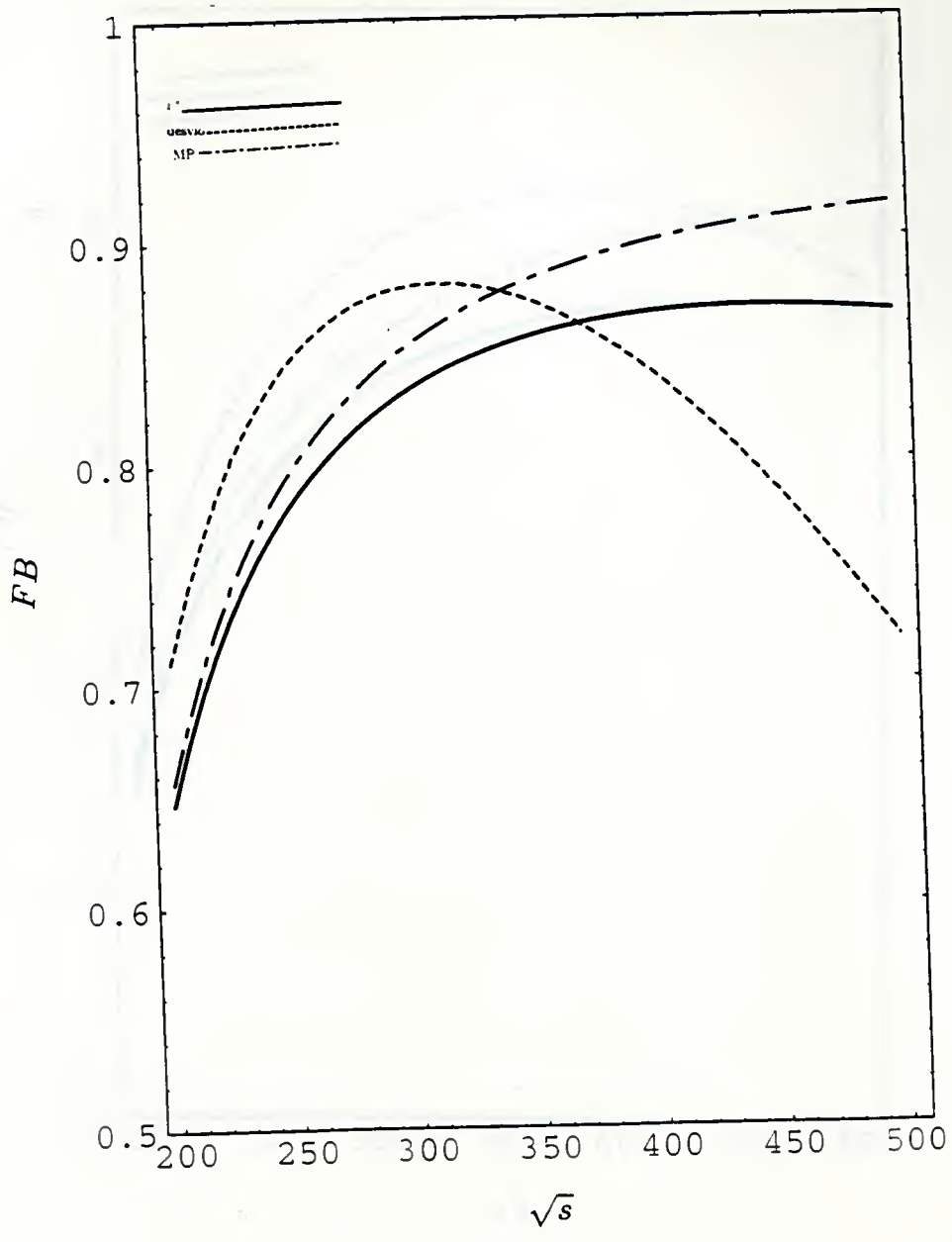


Fig.15.a Assimetria forward-backward com função de $\sqrt{s}$.
Curvas que correspondem a parte do modelo padrão
isoladamente, modelo padrão mais ν^*
e as curvas que possuem os vértices anômalos.
Caracteristicas: $m = 100\text{GeV}$, $\Lambda = 1000\text{GeV}$ $k = 1.1$ e $\lambda = 0.03$.

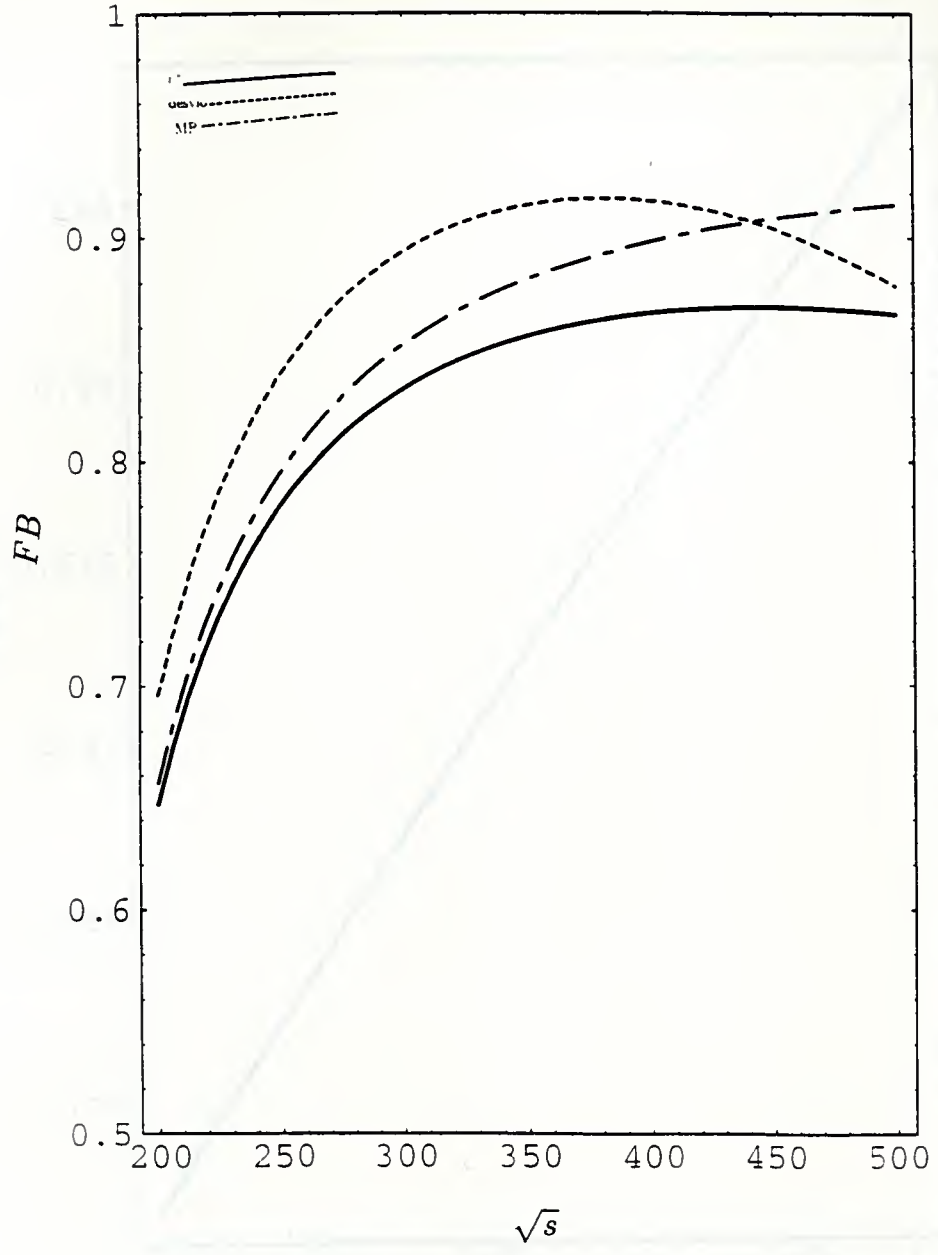


Fig.15.b Assimetria forward-backward com função de $\sqrt{s}$.
Curvas que correspondem a parte do modelo padrão
isoladamente, modelo padrão mais ν^*
e as curvas que possuem os vértices anômalos.
Caracteristicas: $m = 100\text{GeV}$, $\Lambda = 1000\text{GeV}$ $k = 1.1$ e $\lambda = 0.1$.

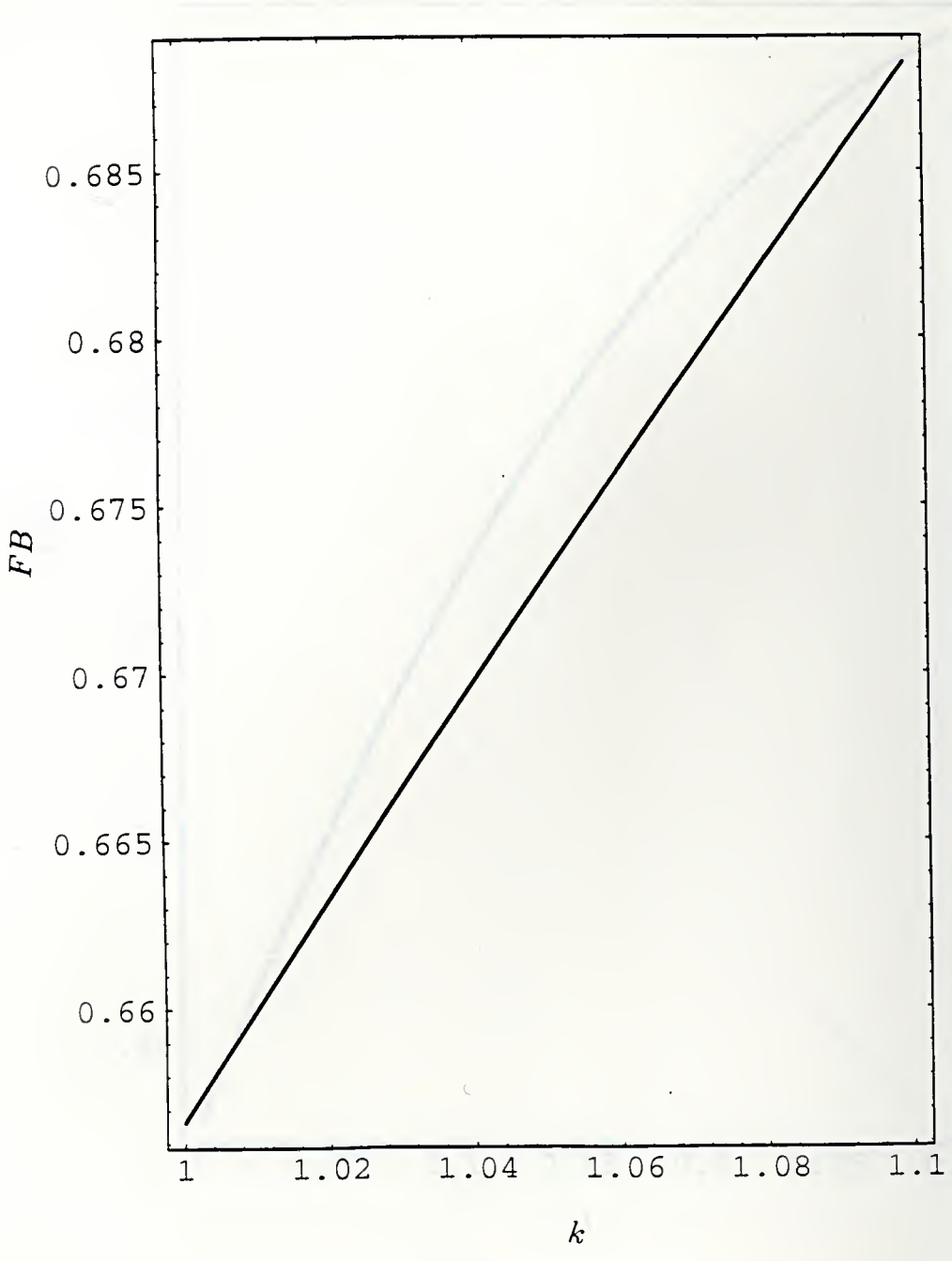


Fig.15.c Assimetria forward-backward com os vértices anômalos em função de k .
Caracteristicas: $\lambda = 0.0$ e $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$.

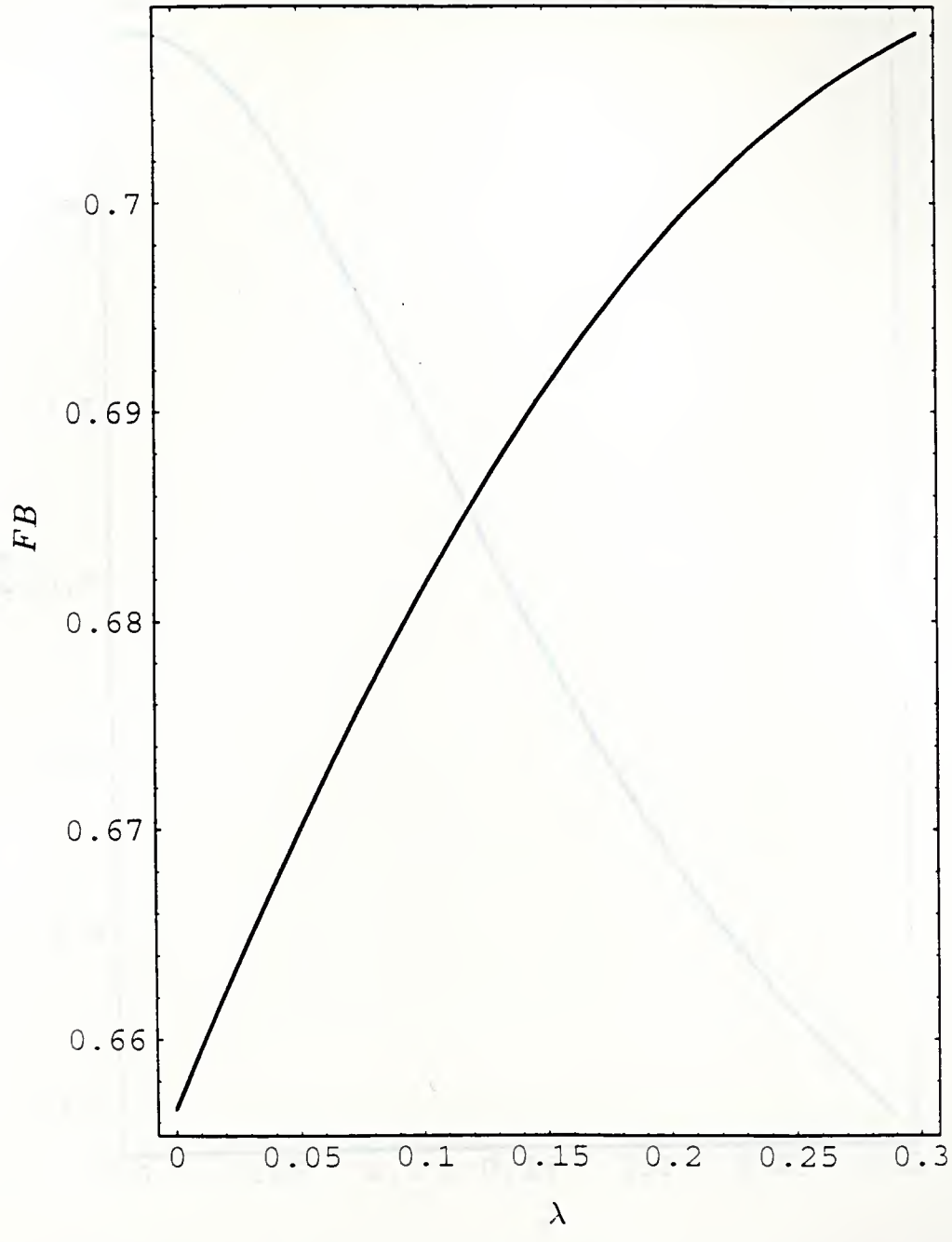


Fig.15.d Assimetria forward-backward com os vértices anômalos em função de λ .
Caracteristicas: $k = 1.0$ e $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$.

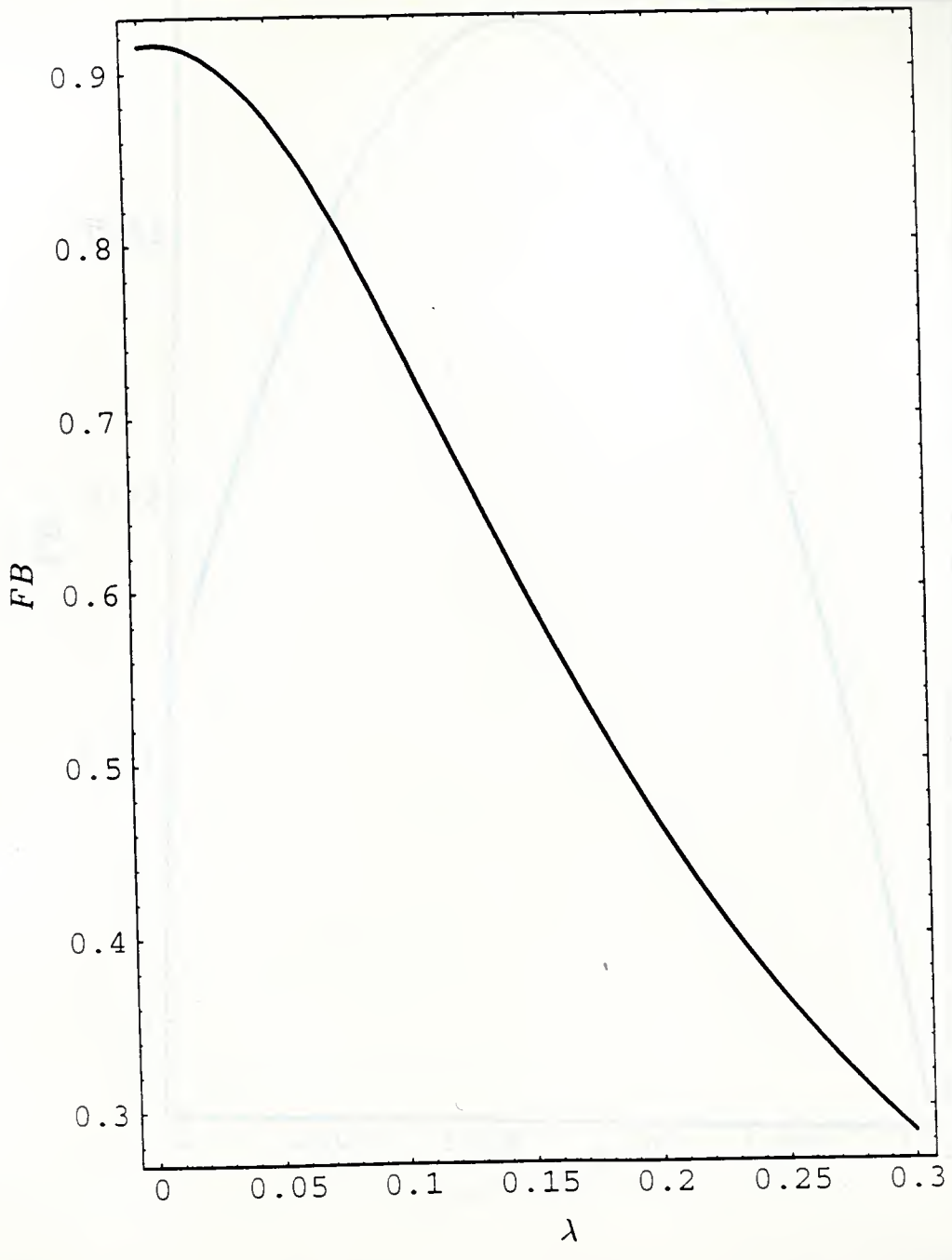


Fig.15.e Assimetria forward-backward com os vértices anômalos em função de λ .
Caracteristicas: $k = 1.0$ e $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$.

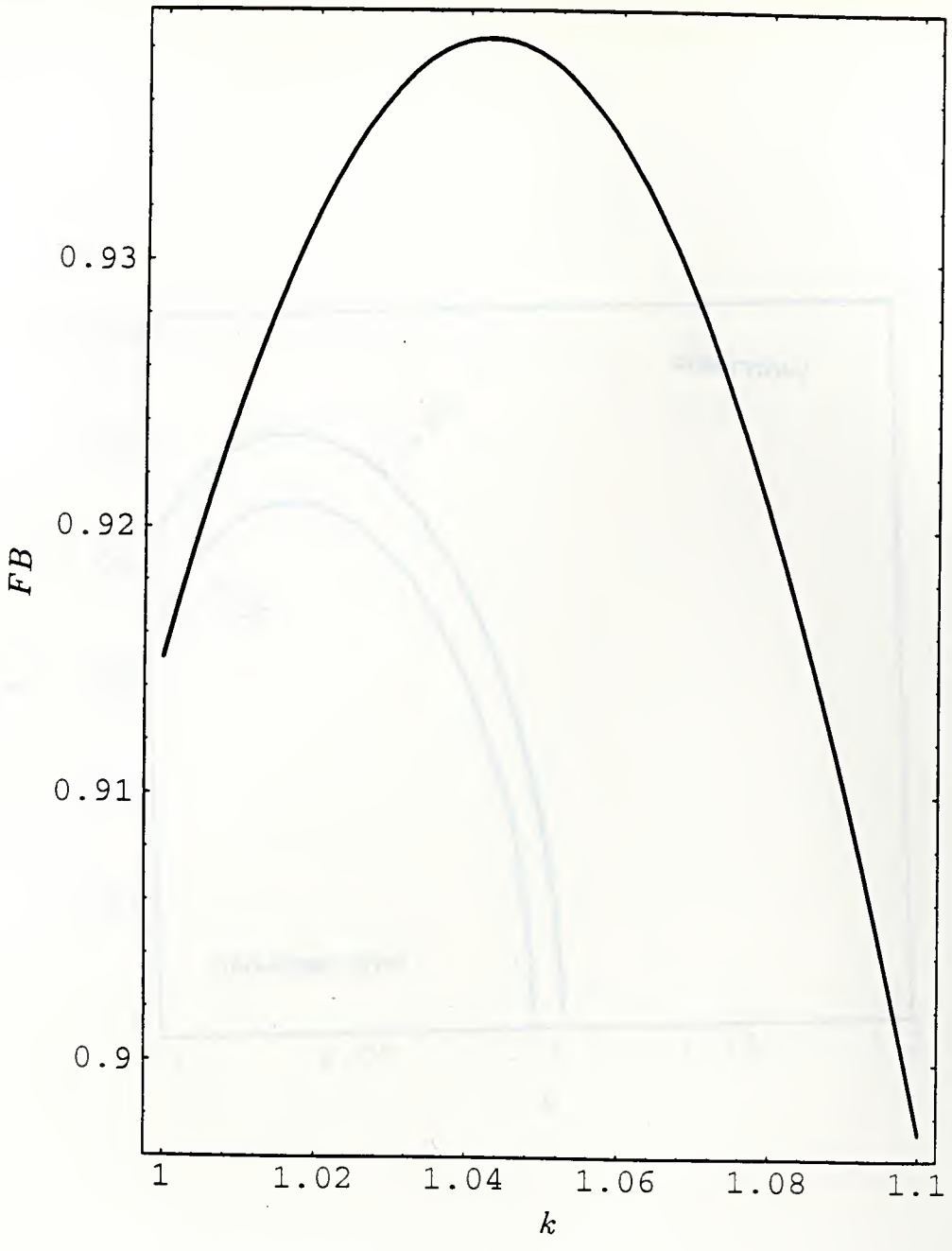


Fig.15.f Assimetria forward-backward com os vértices anômalos em função de k .
Caracteristicas: $\lambda = 0.0$ e $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$.

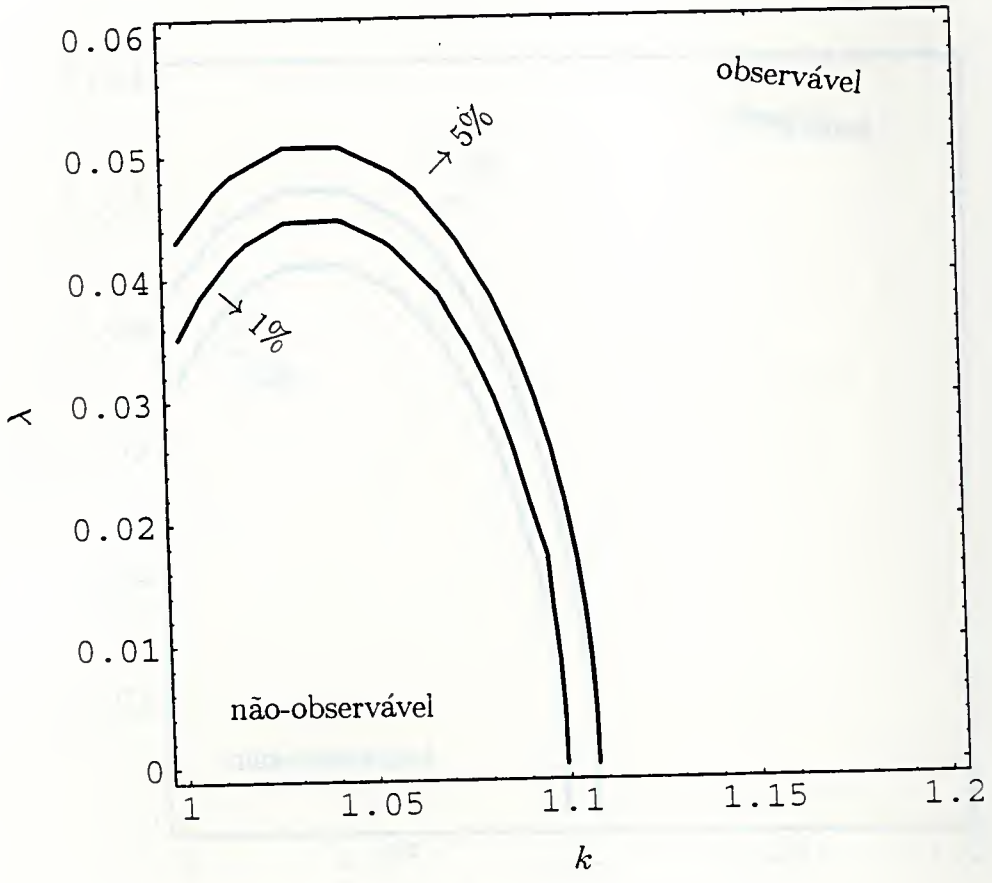


Fig.16.a Região de observabilidade usando a assimetria Forward-backward.
Curvas que apontam para regiões possíveis e não-possíveis
de observabilidade para λ e k no caso com vértices anômalos.
Caracteristicas: $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$.

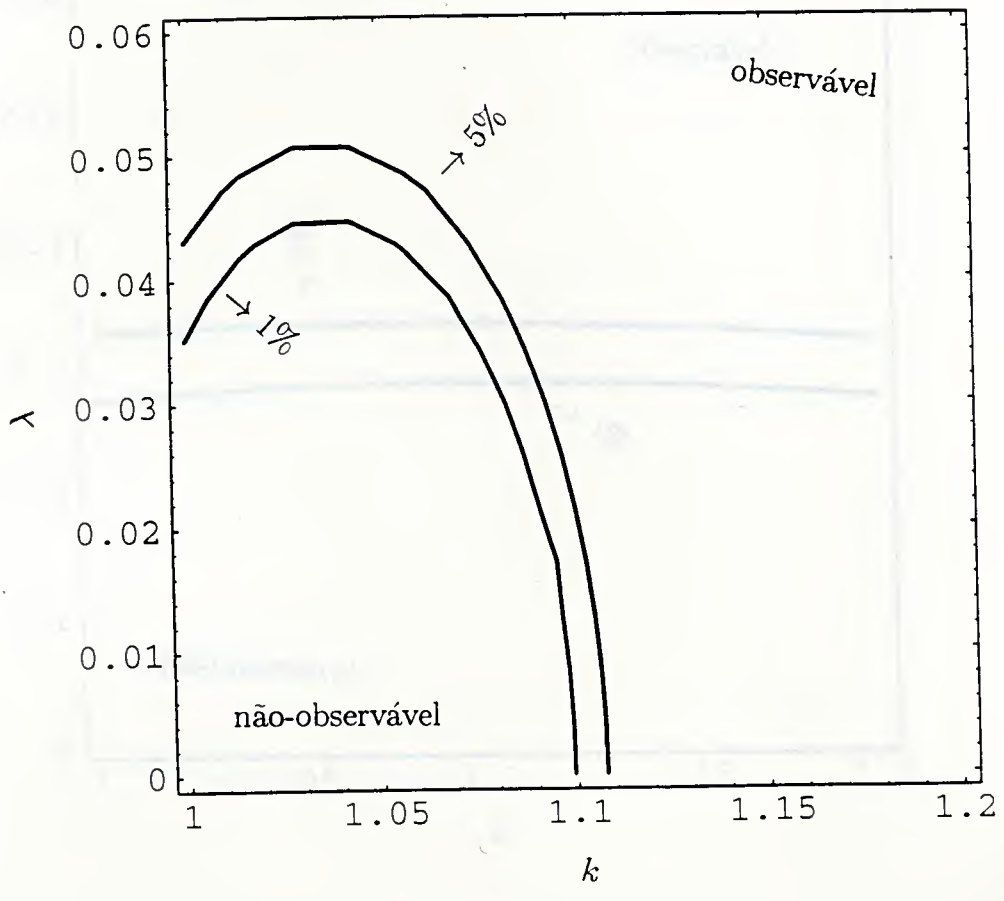


Fig.16.b Região de observabilidade usando a assimetria Forward-backward.
Curvas que apontam para regiões possíveis e não-possíveis
de observabilidade para λ e k no caso com vértices anômalos.
Caracteristicas: $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$.

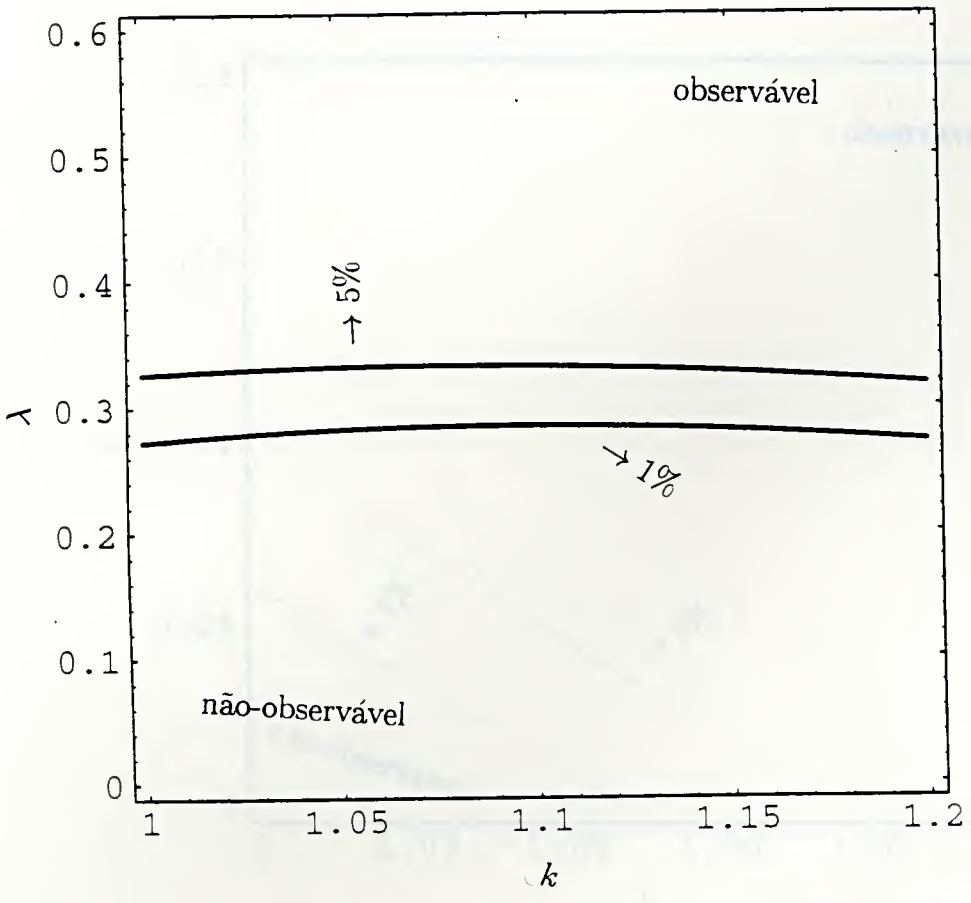


Fig.16.c Região de observabilidade usando a seção de choque total.
Curvas que apontam para regiões possíveis e não-possíveis
de observabilidade para λ e k no caso com vértices anômalos.
Caracteristicas $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$.

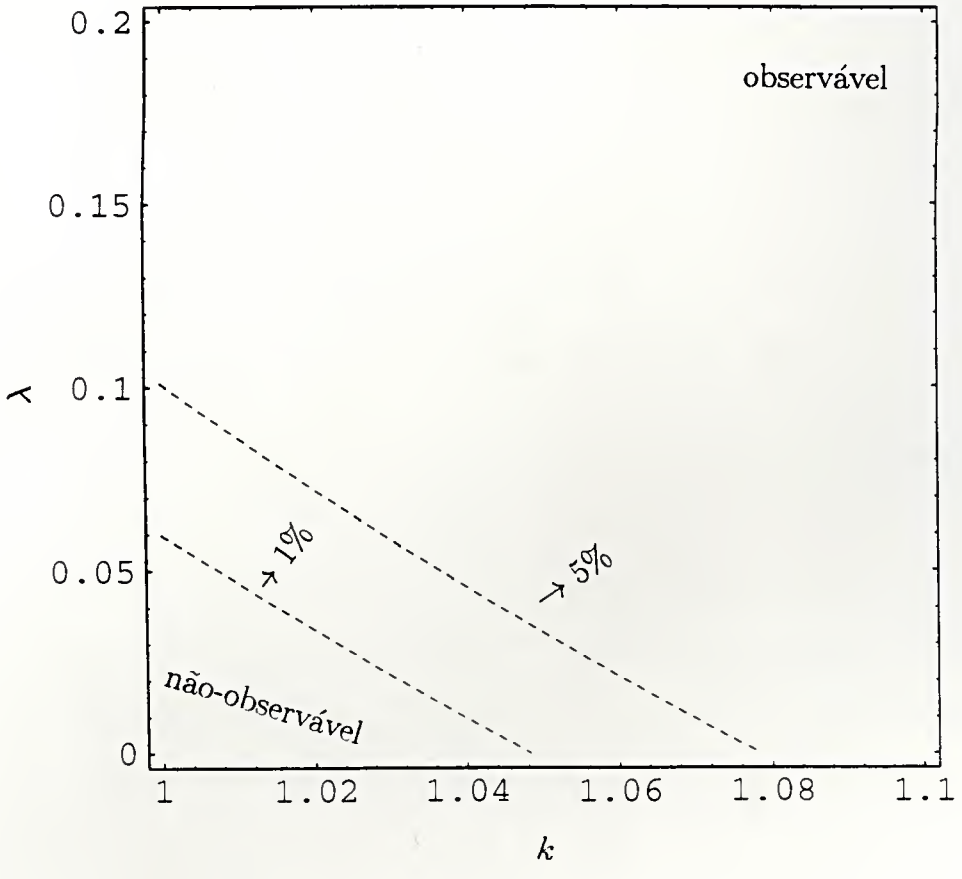


Fig.16.d Região de observabilidade usando a seção de choque total.
Curvas que apontam para regiões possíveis e não-possíveis
de observabilidade para λ e k no caso com vértices anômalos.
Caracteristicas $\sqrt{s} = 500\text{GeV}$.

5.2 Referências

Bibliografia

[1] S.L. Glashow, Nucl.Phys. **22** (1961) 579

[2] S. Weinberg, Phys.Rev.Letter. **19** (1967) 1264

[3] A.Salam, Proc. 8^{th} Nobel symposium, ed N.Svarthom (Almquist and Wiksell, Stockolm 1968) p.**367**

[4] G.Altarelli, in Proceedings of the 1989 Int. Symp. on Photon Interactions at Higs Energies, Stanford, August 7-12, 1988,p.286; C,Jarlskog, in Proceedings of the XXV Conference on Higs Energy Physics, Singapore, August 2, 1990 (World Scientific, 1991)

[5] Proceeding of the Workshop on Future Accelerators, La Thuile and Geneva (1987),CERN Yellow Report 87-07

[6] G.Altarelli in ref. **5**, vol 1 p.36

[7] M.S Chanowitz and M.K Gaillard, Phys.Lett. **142B** (1984) 85; Nucl.Phys. **B261** (1985) 379; G.L.Kane, W.W.Repko and W.B.Rolnick, Phys.Lett. **149B** (1984) 367; S.Dawson, Nucl. Phys. **B29** (1985) 42; R.N.Cahn and S.Dawson, Phys.Lett. **136B** (1984) 196

[8] J.D.Bjorken, Phys.Rev. **D19** (1979) 335

[9] M.Kuroda, F.N.Renard, and D.Schildknecht, phys.Lett. **183B** (1987) 366

[10] K.Hagiwara, R.D.Peccei and D.Zeppenfeld, Nucl.Phys. **B22** (1987) 253

[11] M.Kuroda, F.M.Renard, and D.Schildknecht, Z.Phys. **C40** (1988) 575; G.J.Gounaris, J.Layssac, and F.M.Renard, Z.Phys. **C62** (1994) 139

[12] U. Baur, D. Zeppenfeld, Phyc.Lett. **201B** (1988) 383; G. Couture, S. Godfrey, and R. Lewis, "Probing the WWZ vertex at $\sqrt{s} = 500$ GeV e^+e^- Colliders", Carleton University preprint, OCIP/C 91–3 May 1991; "Measurement of the WWZ and WWγ vertices at a $\sqrt{s} = 500$ GeV e^+e^- Colliders", Carleton University preprint.

[13] F.T. Brandt *et al.*, "Triple Vector Boson Processes in $\gamma\gamma$ Colliders", Phys.Rev. **D50** (1994) 5591.

[14] P. Mery, M Perrottet, and F.M. Renard, Z.Phys. **C36** (1987) 249; **ibid,C38** (19878) 579.

[15] F. Baudjema, F.M. Renard, and C. Verzegnassi, Phys.Lett. **202B** (1988)) 411; Nucl.Phys. **B314** (1989) 301; Phys.Lett. **214B** (1988)151; Z.Phys. **C48** (1990) 595.

[16] M. Capdequi Peyranere *et al.*, Z.phys. **C41** (1988) 99.

[17] A. Blonder *et al.*, Nucl.Phys. **B304** (1988) 438.

[18] J. Layssac, H. Leveque, and G. Moultaka, Phys.Lett. **209B** (1988) 538; G.J. Gounaris *et al.*, Int. J. Mod Phys. **A48** (1993) 3285.

[19] O.J.P. Eboli, A.A. Natale, and S.F. Novaes, "Bounds on Effective Interactions from the Reaction $e^+e^- \to \gamma\gamma$ at LEP", Phys.Lett. **271B** (1991) 274 L.D. Almeida *et al.*, "Anomalous Contributions to $e^+e^- \to e^+e^-l^+l^-$ at High Energies", Z.Phys. **C54** (1992) 95.

[20] J.C. Montero and V. Pleitez, "Constraints on spin-1/2 and excited spin-3/2 fermions coming from the Z^0–partial width", Phys.Lett. **B321** (1994) 267.

[21] J.Schinwinger, Ann.Phys,**2** , 407 (1957).

[22] G. 'tHoof, Nucl.Phys. **35** (1971) 167.

[23] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **27** (1971) 1688.

[24] M.Kobayashi and M.Maskawa. Preg.Theory.Phys. **49** (1973) 652.

[25] J.L.Rosner, Status of the Standard Model, Preprint IFT-94-38 (1994, não publicado).

[26] R.Zukanovich Funchal, International Europhysics conference on HEP 93: Resultados Principais, Proc. XIV ENIPC-SBF (1994).

[27] H.Harari, Proc.Jerusalem Einstein Symp. 1979.

[28] S.Weinberg, Phys.Rev. **D19** (1979) 1272.

[29] H.Georgi and S.L.Glashow, Phys.Rev.Lett **32** (1974) 438; J.C.Pati and A.Salam, Phys. Rev **D8** (1973) 1240 and **D10** (1974) 275.

[30] Quigg. Chris. Gauge Theory of the strong, weak and eletromagnetics fields.

[31] H.Harari, Phys. Reports **104** (1984).

[32] F.N.Renard, Phys. Lett **116B** (1982) 264.

[33] G.Arnison et al. Phys.Lett **122B** (1983) 103.

[34] T.D.Lee and C.N.Yang, Phys.Rev. **128** (1962) 885.

[35] F.Boudjema and C. Hamzaoui, Phys.Rev. **D43** (1991) 3748; V.Rahal and H.C.Ren, Phys.Rev. **D49** (1990) 1989.

[36] K.J.Kim and Y.S.Tsai. Phys.Rev. **D7** (1973) 3710.

[37] C.A.S.Pires, Física Além do Modelo Padrão. IFT- Monografia MFT-2(1995).

[38] C.Jarlskog,in proceedings at CERN SCHOOL OF PHYSICS, **277** (1985).

[39] S.F.Novaes, Produção de Boson de Higgs em Colisões P - $\bar{P}$ Via Fusão de Quarks e Gluons. Tese de Mestrado, IFT (1982)

[40] O.J.Éboli et al, Excited leptonics states in polarized $e^-\gamma$ and e^+e^- collisions. Preprint IFT-0.18/95