

3

Decaimentos em três corpos e $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^- \pi^+$

Neste capítulo trataremos a dinâmica e cinemática dos decaimentos em três corpos sem spin, [26]. Veremos que o uso da técnica de Dalitz Plot pode ajudar a compreender a violação de CP para decaimentos de B em três corpos. Discutiremos em particular o decaimento $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^- \pi^+$, [20].

3.1

Cinemática de Decaimento em Três Corpos e Dalitz Plot

A cinemática dos decaimentos das partículas está determinada pelo estado inicial e final das partículas dados os vínculos de conservação da energia e momento, sem considerar que tipo de interação tenha acontecido.

3.1.1

Taxa de transição e espaço de fase dos decaimentos

A probabilidade de transição (ou número de decaimentos por unidade de tempo), Γ , de uma partícula de massa M e quadrimomento $P = (E, \vec{P})$ que decai em n partículas de massa m_i e quadrimomento $p_i = (E_i, \vec{p}_i)$ é definida como [8]

$$d\Gamma = \frac{(2\pi)^4}{2E} |\mathcal{M}|^2 d\Phi_n(P; p_1, \dots, p_n) \quad (3.1)$$

onde \mathcal{M} é o elemento de matrix invariante de Lorentz da transição $\mathcal{M} = \langle f | H_{int} | i \rangle$, com $\langle f |$ o estado final, $| i \rangle$ o estado inicial, e H_{int} a Hamiltoniana de interação. O $d\Phi_n$ é o elemento do espaço de fase de n corpos, que explicitamente se escreve como [22]:

$$d\Gamma = \frac{(2\pi)^4}{2E} |\mathcal{M}|^2 \prod_{i=0}^n \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i} \delta^4 \left(P - \sum_{i=0}^n p_i \right) \quad (3.2)$$

onde $\delta^4(P - \sum_{i=0}^n p_i)$ garante a conservação do quadrimomento. O espaço de fase $d\Phi_n$ pode se gerar recursivamente:

$$d\Phi_n(P; p_1, \dots, p_n) = d\Phi_j(q; p_1, \dots, p_j) \times d\Phi_{n-j+1}(P; q, p_{j+1}, \dots, p_n) \quad (3.3)$$

onde $q^2 = (\sum_{i=0}^n E_i)^2 - |\sum_{i=0}^n \vec{p}_i|^2$. Esta forma é muito vantajosa para o caso onde a partícula decai ao estado final através de estados intermediários [5].

O tempo de vida de uma partícula depende do sistema de referência, os valores de tempo usados correspondem ao tempo de vida no referencial de repouso da partícula. O inverso da largura $\tau = 1/\Gamma$ é o tempo de vida médio da partícula.

A distribuição $P(t) = e^{-\Gamma t}$ fornece a probabilidade para que uma partícula decaia num tempo t . Quando o decaimento acontece em vários processos ou canais de decaimento, vamos observar que cada canal tem uma largura de decaimento Γ_i que vai depender diretamente da intensidade e do tipo da interação (forte, fraca ou eletromagnética). A probabilidade de que uma partícula decaia por um canal i é definida como razão de ramificação $BR(i) = \Gamma_i/\Gamma$. A taxa total é $\Gamma = \sum \Gamma_i$.

3.1.2

Decaimentos em três corpos e Dalitz Plot

Vamos considerar uma partícula de spin zero que decai em três partículas de spin zero também. A taxa de decaimento para três partículas é dado por [5, 7, 22]

$$d\Gamma = \frac{1}{64E\pi^5} |\mathcal{M}|^2 \delta^4(P - p_1 - p_2 - p_3) \frac{d^3\vec{p}_1}{2E_1} \frac{d^3\vec{p}_2}{2E_2} \frac{d^3\vec{p}_3}{2E_3}. \quad (3.4)$$

Em princípio, podemos descrever este decaimento com 9 graus de liberdade dado pelos três momentos \vec{p}_1 , \vec{p}_2 e \vec{p}_3 . Existem 4 equações da relação energia e momento $E_i^2 = |\vec{p}_i|^2 + m_i^2$ (para as filhas) e $E^2 = |\vec{P}|^2 + M^2$ (para a mãe). Além disso, consideramos o fato de que o decaimento é isotrópico no sistema de referencial em repouso, ou seja, que não existe uma direção privilegiada que as partículas seguem. Em consequência o decaimento é descrito por duas variáveis independentes [26].

Para um decaimento em três corpos $P \rightarrow p_1 p_2 p_3$ definimos as variáveis de Dalitz pelos invariantes de Lorentz [5, 26]:

$$s_{ij} = (p_i^\mu + p_j^\mu)^2 = (P^\mu - p_k^\mu)^2 = m_i^2 + m_j^2 + 2E_i E_j - 2\vec{p}_i \cdot \vec{p}_j \quad (3.5)$$

com $i, j, k = 1, 2, 3$ e $i \neq j \neq k$. Somente duas são independentes, devido à equação de vínculo

$$s_{12} + s_{13} + s_{23} = M^2 + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 \quad (3.6)$$

que vem da conservação do quadri-momento. A taxa de decaimento em termos das variáveis de Dalitz Plot s_{ij} e s_{jk} é dada por [5]

$$d\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{1}{32M^3} |\overline{\mathcal{M}}|^2 ds_{ij} ds_{jk} \quad (3.7)$$

Observamos que a distribuição dos pontos de Dalitz Plot tem relação direta com a dinâmica do decaimento da partícula porque depende do módulo ao quadrado da amplitude \mathcal{M} , e de nenhum fator cinemático.

Para determinar as fronteiras do espaço de fase calculamos s_{ij} no sistema de referência de repouso das partículas j e k , onde $\vec{p}_j + \vec{p}_k = 0$ [26]:

$$s_{ij} = m_i^2 + m_j^2 + \frac{1}{2s_{jk}} (M^2 - s_{jk} - m_i^2) (s_{jk} + m_j^2 - m_k^2) - \frac{1}{2s_{jk}} \cos\theta_{ij} \lambda^{1/2}(M^2, s_{jk}, m_i^2) \lambda^{1/2}(s_{jk}, m_j^2, m_k^2) \quad (3.8)$$

de onde θ_{ij} é o ângulo entre \vec{p}_i e \vec{p}_j segundo a relação $\cos\theta_{ij} = \frac{\vec{p}_i \cdot \vec{p}_j}{|\vec{p}_i| |\vec{p}_j|}$ e com a função $\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2xz - 2yz$.

Para encontrar o máximo e o mínimo de s_{ij} fazemos $\cos\theta_{ij} = \pm 1$ e obtemos

$$(m_i + m_j)^2 \leq s_{ij} \leq (M - m_k)^2 \quad (3.9)$$

Na Figura 3.1 se observa a forma que tem o Dalitz Plot. Cada evento do decaimento $P \rightarrow p_1 p_2 p_3$ representa um ponto no espaço de fase no Dalitz Plot (DP).

3.2

Dinâmica de decaimento em três corpos

O termo \mathcal{M} contém a informação da dinâmica de um decaimento que pode passar por vários processos intermediários até chegar ao estado final; os vários processos intermediários são decaimentos ressonantes (R), enquanto que o decaimento direto a três corpos é chamado não-ressonante (NR) como se mostra na Fig. 3.2.

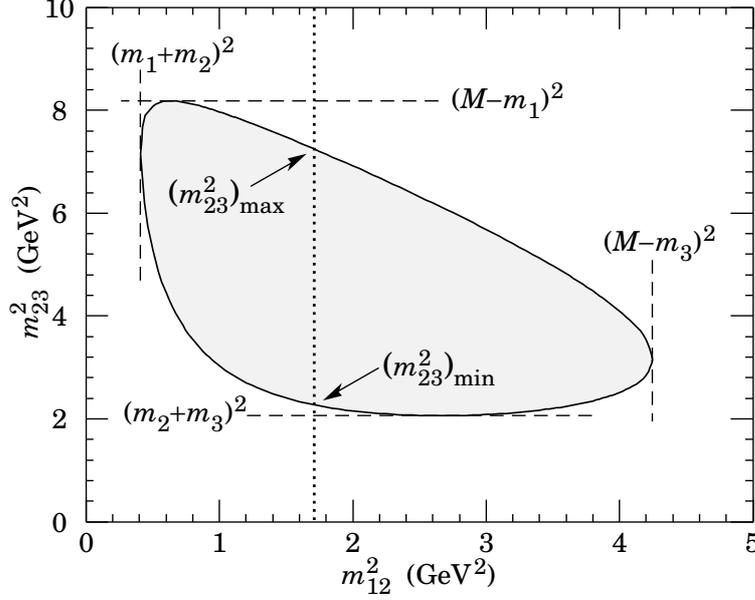


Figura 3.1: Dalitz Plot para o decaimento de três corpos, com $m_{12}^2 = s_{12}$ e $m_{23}^2 = s_{23}$. A área escura (interna) representa a região permitida cinematicamente. Mostra-se também os valores máximos e mínimos de s_{12} e s_{13} [5].

Para um dado canal ressonante R_i , a amplitude do decaimento $P \rightarrow p_1 R \rightarrow p_1 p_2 p_3$ pode se escrever como uma seqüência de processos

$$\mathcal{A}_i(P \rightarrow p_1 p_2 p_3) = \mathcal{A}(P \rightarrow p_1 R) \times BW(s_{23}) \times \mathcal{A}(R \rightarrow p_2 p_3) \quad (3.10)$$

onde $\mathcal{A}(P \rightarrow p_1 R)$ representa a amplitude do decaimentos de P e $\mathcal{A}(R \rightarrow p_2 p_3)$ é a amplitude de R . Estas amplitudes devem satisfazer a conservação do momento angular e a dependência da energia. O propagador da ressonância é descrito por meio da função Breit Wigner relativista $BW(s_{23})$ dada por:

$$BW(s_{23}) = \frac{1}{m_0^2 - s_{23} - im_0 \Gamma(s_{23})} \quad (3.11)$$

onde m_0 é a massa nominal da ressonância, e $\Gamma(s_{23})$ é a largura dependente do momentum expressa por:

$$\Gamma(s_{23}) = \Gamma_0 \left(\frac{p}{p_0} \right)^{2J+1} \frac{m_0}{\sqrt{s_{23}}} \frac{F_J^2(p)}{F_J^2(p_0)} \quad (3.12)$$

p é o momento das partículas filhas da ressonância no seu referencial de repouso, p_0 o mesmo momento calculado em m_0 , J é o spin da ressonância

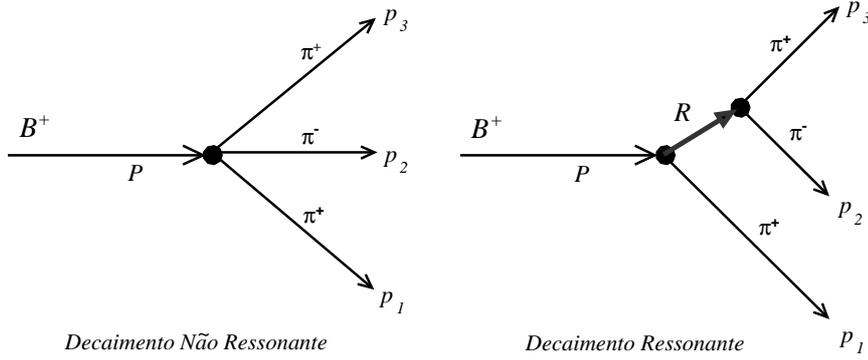


Figura 3.2: Decaimento Não-Ressonante e Ressonante de $B^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$.

e F_J fatores de barreira de Blatt-Weisskopf que têm as expressões [5, 21]

$$F_0 = 1, F_1 = \frac{1}{\sqrt{1 + (rp)^2}}, F_2 = \frac{1}{\sqrt{9 + 3(rp)^2 + (rp)^4}} \quad (3.13)$$

onde r é uma medida do raio efetivo da ressonância. A fase complexa da função BW sofre uma variação de 180° em torno da massa m_0 , resultado que coincide com a formulação teórica das ressonâncias como polos da matriz de espalhamento.

Considerando que muitos estados intermediários podem contribuir ao estado final, deve-se construir uma amplitude total que considere todos estes possíveis estados.

A forma fenomenológica da amplitude total para o decaimento $P \rightarrow p_1 p_2 p_3$ é:

$$\mathcal{M}(s_{12}, s_{23}) = a_{NR} e^{i\delta_{NR}} + \sum_i a_i e^{i\delta_i} \mathcal{A}_i(s_{12}, s_{23}) \quad (3.14)$$

com \mathcal{A}_i a amplitude de cada canal ressonante

$$\mathcal{A}_i(s_{12}, s_{23}) = F_J^P F_J^R \mathcal{M}_i(s_{12}, s_{23}) BW(s_{23}) \quad (3.15)$$

onde ${}^J \mathcal{M}_i(s_{12}, s_{23})$ é a função angular dada por

$${}^J \mathcal{M}_i(s_{12}, s_{23}) = -2 |\vec{p}_1| |\vec{p}_2| P_J(\cos \theta_{12}) \quad (3.16)$$

com P_J o polinômio de Legendre de ordem J .

Na equação 3.14 são atribuídas magnitudes a_i e fases relativas δ_i

para cada contribuição. Assume-se que a amplitude a_{NR} não apresenta uma dependência com respeito a s_{12} e s_{13} e portanto é considerada constante.

Este é o chamado modelo isobárico. A distribuição experimental de eventos no DP é ajustada de maneira a se determinar os parâmetros a_i e δ_i . A fase δ , em princípio, é a soma das componentes forte e fraca. Enquanto a fase fraca é proveniente da matriz de CKM, trocando de sinal em processos de decaimentos conjugados, a fase forte representa o processo dinâmico de interação forte elástica, também chamada de interação de estado final.

3.3

Decaimento $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^- \pi^+$

O decaimento de $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^- \pi^+$ pode acontecer através de vários estados intermediários da forma $B^\pm \rightarrow R\pi^\pm$ onde $R \rightarrow \pi^+ \pi^-$ são ressonâncias $\pi\pi$ como ρ^0 , f_0 , χ_{c0} e σ [5, 21].

3.3.1

Diagramas possíveis para o decaimento $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^- \pi^+$

O processo de transição de $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^- \pi^+$ mais simples, seja ressonante ou não-ressonante, ocorre através de diagramas de Feynman tipo *tree*. Exemplos destes diagramas são mostrados nas Figuras 3.3 (não-ressonante), 3.4 e 3.5. Todos se caracterizam pela transição $b \rightarrow u$, portanto contendo o elemento $V_{ub} = |V_{ub}|e^{-i\gamma}$. A diferença entre os diagramas 3.4 e 3.5 é a emissão externa ou interna do W^+ , respectivamente, sendo que a emissão interna está suprimida por cor.

Para acessar a fase γ , entretanto, é necessário que exista um processo $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ que não ocorra através do elemento V_{ub} . O decaimento $B^+ \rightarrow \chi_{c0} \pi^+$, com $\chi_{c0} \rightarrow \pi^+ \pi^-$, cumpre este requisito como é mostrado na Figura 3.6. A interferência deste canal com aqueles criados via $u \rightarrow b$ viabilizaria a medida de γ . Este é um exemplo de medida de violação de CP na amplitude. O método de medida para γ baseado na análise de Dalitz Plot está descrito no trabalho de Bediaga *et al.* [20].

Entretanto, os chamados diagramas tipo *pingüim* também são processos possíveis para o decaimento $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$. Estes diagramas se caracterizam pela emissão de glúons junto à emissão do boson W^\pm , como se observa na Figura 3.7, onde se mostra a topologia deste processo com a fase *pingüim* diferente de γ : aparece V_{td} que contém a fase β . Neste diagrama as transições $t \rightarrow d$ acrescentam a fase β dificultando a medida de λ , assim o diagrama *pingüim* aparece como um fator de “poluição” para esta medida.

Tomemos, por exemplo, o canal $B^\pm \rightarrow \rho^0 \pi^\pm$. Sua amplitude complexa total teria as contribuições:

$$a_i e^{i\delta_i} = T_s e^{i\delta_{T_s}} + T_c e^{i\delta_{T_c}} + P e^{i\delta_P} \quad (3.17)$$

onde a fase δ_{T_s} é devida à amplitude tipo *tree* T_s suprimida em cor, δ_{T_c} permitida em cor e as fases devido à *pingüim* δ_P . As amplitudes têm informação dos coeficientes $V_{q_i q_j}$ da matriz CKM. Vemos que a fase fraca total δ_i pode ser medida via Dalitz Plot mas não será diretamente γ e depende da contribuição relativa entre as fases *pingüim* e *tree*.

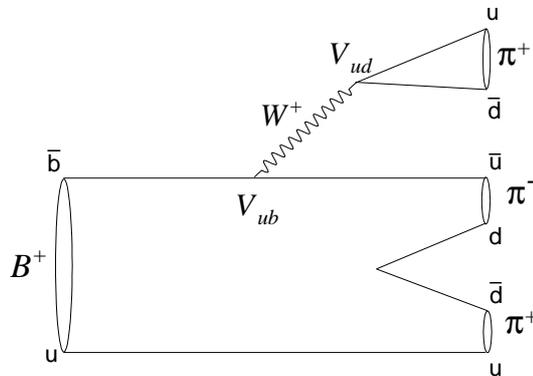


Figura 3.3: Decaimento não-ressonante de $B^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$.

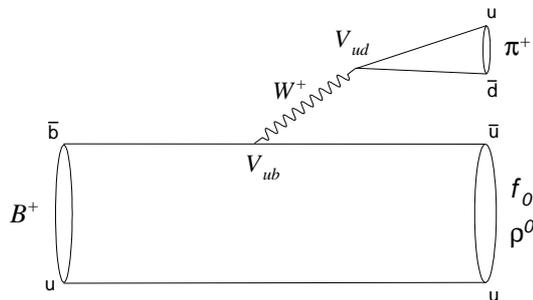


Figura 3.4: Decaimento ressonante tipo *tree* permitido em cor $B^+ \rightarrow R\pi^+$ onde $R = \rho^0, f_0, \sigma, \dots$

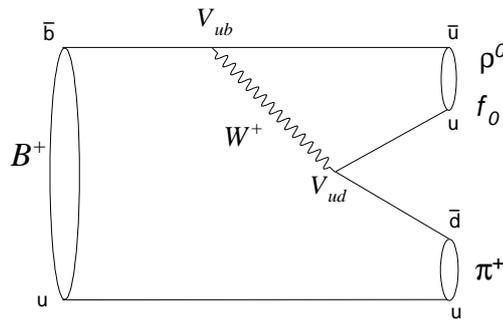


Figura 3.5: Decaimento ressonante tipo *tree* suprimido em cor $B^+ \rightarrow R\pi^+$ onde $R = \rho^0, f_0, \sigma, \dots$

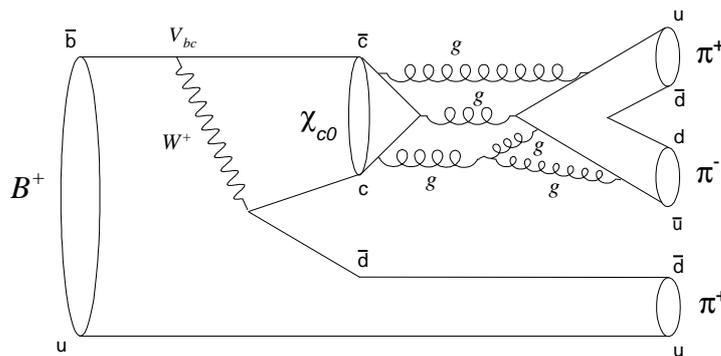


Figura 3.6: Decaimento ressonante $B^+ \rightarrow \chi_{c0}\pi^+$, onde $\chi_{c0} \rightarrow \pi^+\pi^-$.

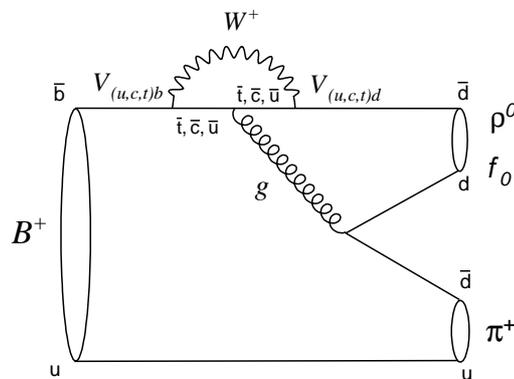


Figura 3.7: Decaimento ressonante tipo pingüim $B^+ \rightarrow R\pi^+$, onde $R = \rho^0, f_0, \sigma, \dots$

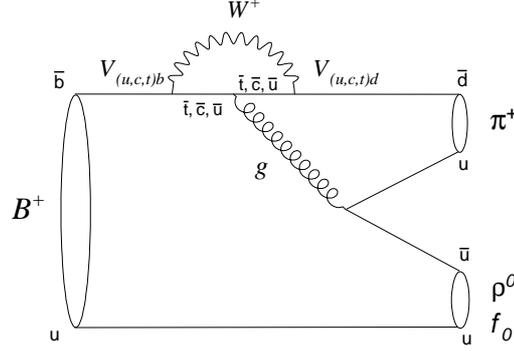


Figura 3.8: Decaimento ressonante tipo pingüim $B^+ \rightarrow R\pi^+$, onde $R = \rho^0, f_0, \sigma, \dots$

3.3.2

Análise do decaimento $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^- \pi^+$ pelo experimento BaBar

O único resultado publicado do decaimento $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^- \pi^+$ com análise de Dalitz Plot e medidas de assimetria de CP, vem do experimento BaBar [21], no SLAC (*Stanford Linear Accelerator Center, USA*). O BaBar tem como objetivo fazer medidas da violação CP nos sistemas de mésons B obtidos das colisões de e^+e^- a uma energia de centro de massa de $\sim 10,58$ GeV de modo a produzir a ressonância $\Upsilon(4s)$ que decai nos estados $B^0\bar{B}^0$, e $B^+\bar{B}^-$.

O resultado apresentado aqui vem de uma amostra com luminosidade integrada de 424 fb^{-1} correspondendo à produção de $(465 \pm 5) \times 10^6$ pares de $B\bar{B}$. Após seleção e reconstrução, a amostra final tinha $1219 \pm 50 \pm 75_{-24}^{29}$ eventos de B^\pm e 2337 ± 62 eventos de ruído, o que leva a relação sinal/ruído cerca de 0,52. Foi feita uma análise de amplitudes no Dalitz Plot, separadamente para B^+ e B^- , usando basicamente o formalismo de modelo isobárico que descrevemos na seção 3.2. Mais detalhes podem ser encontrados no próprio artigo [21].

Define-se a fração f_k para cada canal ressonante no decaimento de B^\pm

$$f_k = \frac{\int \left(|a_k^+ \mathcal{A}_k^+(s_{12}, s_{13})|^2 + |a_k^- \mathcal{A}_k^-(s_{12}, s_{13})|^2 \right) ds_{13} ds_{23}}{\int \left(|\mathcal{M}^+(s_{12}, s_{13})|^2 + |\mathcal{M}^-(s_{12}, s_{13})|^2 \right) ds_{13} ds_{23}} \quad (3.18)$$

com o coeficiente complexo a_k^\pm para um decaimento k que contém as fases fracas do decaimento, .

A assimetria total entre B^+ e B^- é definida como $A = (N^+ - N^-)/(N^+ + N^-)$ com N^+ e N^- o número de eventos das amostras de B^+ e B^- , respectivamente. Para um canal ressonante k com estado final $\pi^\pm \pi^+ \pi^-$

a assimetria se escreve

$$A_k = \frac{|a_k^-|^2 - |a_k^+|^2}{|a_k^-|^2 + |a_k^+|^2} \quad (3.19)$$

Se $A_k > 0 (< 0)$ significa que temos uma assimetria com uma maior quantidade de decaimentos de $B^+ (B^-)$ decaindo através do canal intermediário k . A razão de ramificação para B^+ e B^- separadamente é calculada através de:

$$\text{BR}_{tot}^\pm = \frac{N_{tot}^\pm F_{sig}}{N_{B\bar{B}} \langle \epsilon^\pm \rangle} \quad (3.20)$$

onde N_{tot}^\pm é número total de eventos de sinal, F_{sig} é a fração de sinal na amostra total, $N_{B\bar{B}}$ é a metade do número total de pares $B\bar{B}$ produzidos e $\langle \epsilon^\pm \rangle$ é a eficiência média para B^\pm . A média da razão de ramificação total é $1/2(\text{BR}_{tot}^+ + \text{BR}_{tot}^-)$. A média para um decaimento ressonante k por outro lado é dada por:

$$\text{BR}_k = \frac{1}{2}(f_k^- \text{BR}_{tot}^- + f_k^+ \text{BR}_{tot}^+) \quad (3.21)$$

Os resultados das assimetrias e das razões de ramificação são mostrados na Tabela 3.1.

Canal	$\text{BR}(B^\pm \rightarrow \text{canal})(10^{-6})$	$A(\%)$
$B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ total	$15, 2 \pm 0, 2 \pm 1, 2_{-0,3}^{+0,4}$	$3, 2 \pm 4, 4 \pm 3, 1_{-2,0}^{+2,5}$
$B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ NR	$5, 3 \pm 0, 7 \pm 0, 6_{-0,5}^{+1,1}$	$-14 \pm 14 \pm 7_{-3}^{+17}$
$\rho^0(770)\pi^\pm, \rho^0(770) \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$8, 1 \pm 0, 7 \pm 1, 2_{-1,1}^{+0,4}$	$18, 2 \pm 7 \pm 5_{-14}^{+2}$
$\rho^0(1450)\pi^\pm, \rho^0(1450) \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$1, 4 \pm 0, 4 \pm 0, 4_{-0,7}^{+0,3}$	$-6 \pm 28 \pm 20_{-35}^{+12}$
$f_0(1270)\pi^\pm, f_0(1270) \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$0, 9 \pm 0, 2 \pm 0, 1_{-0,1}^{+0,3}$	$41 \pm 25 \pm 13_{-8}^{+12}$
$f_0(1370)\pi^\pm, f_0(1370) \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$2, 9 \pm 0, 5 \pm 0, 5_{-0,5}^{+0,7}$	$72 \pm 15 \pm 14_{-8}^{+7}$
$f_0(980)\pi^\pm, f_0(980) \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$< 1, 5$	—
$\chi_{c0}\pi^\pm, \chi_{c0} \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$< 0, 1$	—
$\chi_{c2}\pi^\pm, \chi_{c2} \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$< 0, 1$	—

Tabela 3.1: Valores das ramificações BR e a assimetria A para cada canal B^+/B^- , [21]

A razão de ramificação total para $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^- \pi^+$ encontrada foi $(15, 2 \pm 0, 2 \pm 1, 2_{-0,3}^{+0,4}) \times 10^{-6}$. A componente dominante no DP é do canal ressonante $\rho^0(770)$, que pode servir para reduzir as incertezas teóricas na extração do ângulo α da matriz CKM nos decaimentos neutros $B^0 \rightarrow \rho^\pm \pi^\mp$

e $B^0 \rightarrow \rho^0 \pi^0$. Vemos que nesta análise não foi encontrada a contribuição do canal $\chi_{c0} \pi^\pm$, que seria fundamental para a medida de γ , como discutimos anteriormente na seção 2.5.1.

É possível que, com maior estatística, em particular no LHCb, o canal $B^\pm \rightarrow \chi_{c0} \pi^\pm$ possa ser medido, mas já se sabe que sua contribuição é, no máximo, 0,7% do BR total de $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^- \pi^+$.

3.3.3

Técnica de Medida de Anisotropia no Dalitz Plot

Ainda que o canal $\chi_{c0} \pi^\pm$ não seja observado ou sua contribuição seja muito pequena vimos que diagramas *pingüim* contribuem com fase fraca diferente de γ e, portanto, a violação de CP no decaimento $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^- \pi^+$ deve ser observada havendo maior estatística.

Em um recente trabalho de Bediaga *et al.* (*A New 'Miranda' Procedure for Dalitz CP Studies*)[25] é proposto o estudo da violação CP por um novo método usando o DP, o que pode ser particularmente útil para o canal $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^- \pi^+$. Trata-se de um método estatístico para estabelecer assimetrias nas distribuições de DP para B^+ e B^- inspirado no método usado na busca de anisotropias em estudo de raios cósmicos. Em vez de estudar a assimetria fracionária

$$\Delta(i) \equiv \frac{N(i) - \bar{N}(i)}{N(i) + \bar{N}(i)} \quad (3.22)$$

de partículas $N(i)$ e antipartículas $\bar{N}(i)$ para cada *bin* i do DP, se analisa a significância S_{CP}^{DP} que equivale a um desvio na distribuição de Poisson:

$$S_{CP}^{DP} \equiv \frac{N(i) - \bar{N}(i)}{\sqrt{N(i) + \bar{N}(i)}} \quad (3.23)$$

O S_{CP}^{DP} é altamente eficaz em diferenciar assimetrias e flutuações estatísticas, o que permite estabelecer a existência da assimetria CP e até mesmo determinar as regiões no Dalitz Plot onde têm origem esta violação.

Como um exemplo, reproduzimos o procedimento e os resultados obtidos com uma amostra de 500×10^3 eventos de simulação para ambos decaimentos $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$. A simulação incluiu vários canais intermediários bem como ruído e buscou-se testar a viabilidade da medida da violação de CP através da interferência hipotética entre os canais ρ^0 e f_0 ao introduzir uma fase fraca relativa entre os dois. Neste caso, as amplitudes dos decaimentos de B^+ e B^-

são:

$$\mathcal{M}_+ = a_+^\rho e^{i\delta_+^\rho} F_\rho^{BW} \cos\theta + a_+^f e^{i\delta_+^f} F_f^{BW} \quad (3.24)$$

$$\mathcal{M}_- = a_-^\rho e^{i\delta_-^\rho} F_\rho^{BW} \cos\theta + a_-^f e^{i\delta_-^f} F_f^{BW} \quad (3.25)$$

a fase $\delta_\pm^{\rho,f}$ inclui a fase forte e fraca, F^{BW} são as funções de Breit-Wigner e o $\cos(\theta)$ descreve a distribuição angular. A assimetria CP é verificada com $\Delta|\mathcal{M}|^2 = |\mathcal{M}_+|^2 - |\mathcal{M}_-|^2$. No estudo em questão, primeiramente

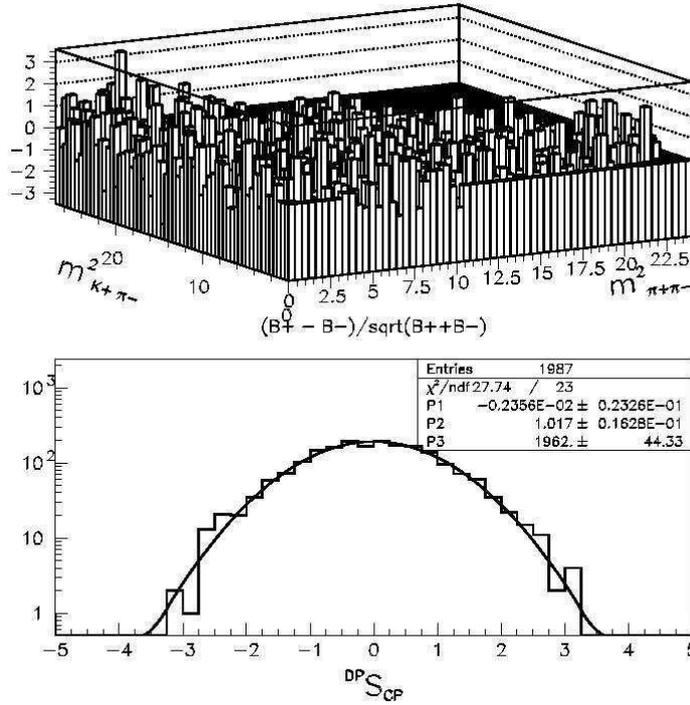


Figura 3.9: a) Significância S_{CP}^{DP} para 300K de sinal e 200K de ruído. b) O gráfico de Gauss para a distribuição S_{CP}^{DP} ; P1, P2 e P3 são os valores para: o valor central, largura e parâmetro de normalização, respectivamente, [25].

foram geradas amostras sem diferença de fase fraca, incluindo alguns canais ressonantes e também ruído. Na Figura 3.9 mostra-se a distribuição de S_{CP}^{DP} , que demonstra que se tratam apenas de flutuações estatísticas. Já no caso com fase fraca relativa, a assimetria CP fica explícita no DP como se vê na Figura 3.10. Para saber em que regiões acontecem as assimetrias, o DP é dividido em 4 áreas (Figura 3.11). As regiões I e II são as que contêm as ressonância ρ^0 e f_0 , portanto são as que trazem informação de sua interferência. A Figura 3.12 revela as assimetrias nas regiões I e II, enquanto nas regiões III e IV não existe assimetria CP.

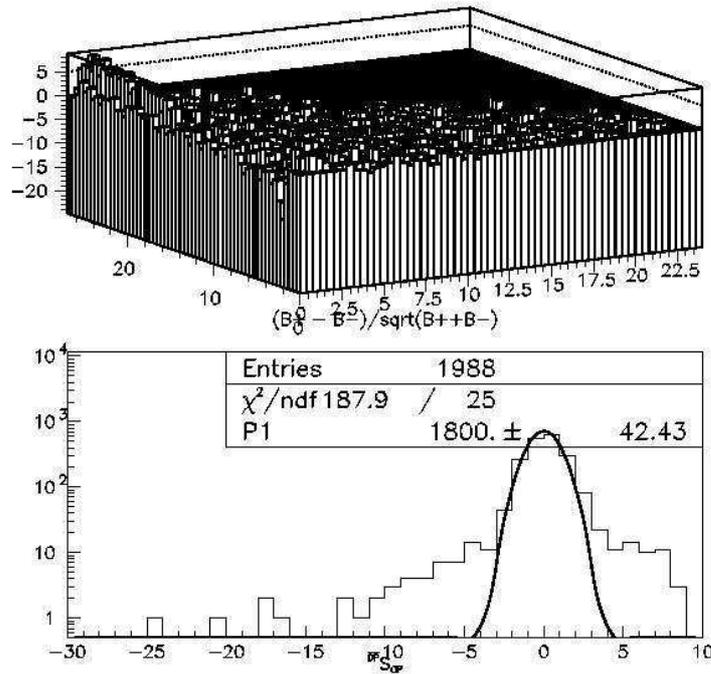


Figura 3.10: a) Significância S_{CP}^{DP} para o decaimento $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$. b) Distribuição de S_{CP}^{DP} , onde o ajuste com Gaussiana não se adequa [25].

Esta metodologia, que vem sendo chamada ‘Procedimento Miranda’, pode ser particularmente importante para detectar primeiros indícios de violação de CP no decaimento $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^- \pi^+$.

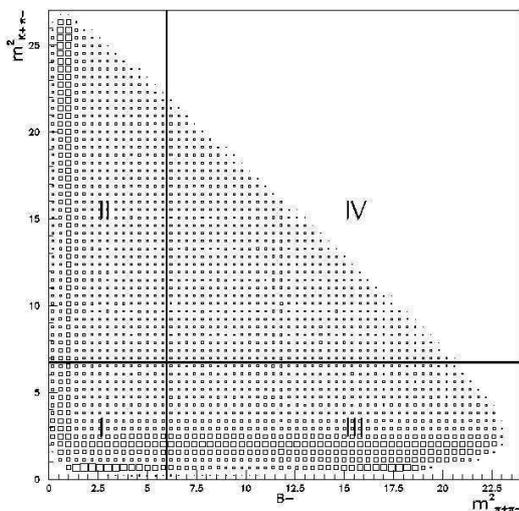


Figura 3.11: DP para $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ dividido em 4 regiões [25].

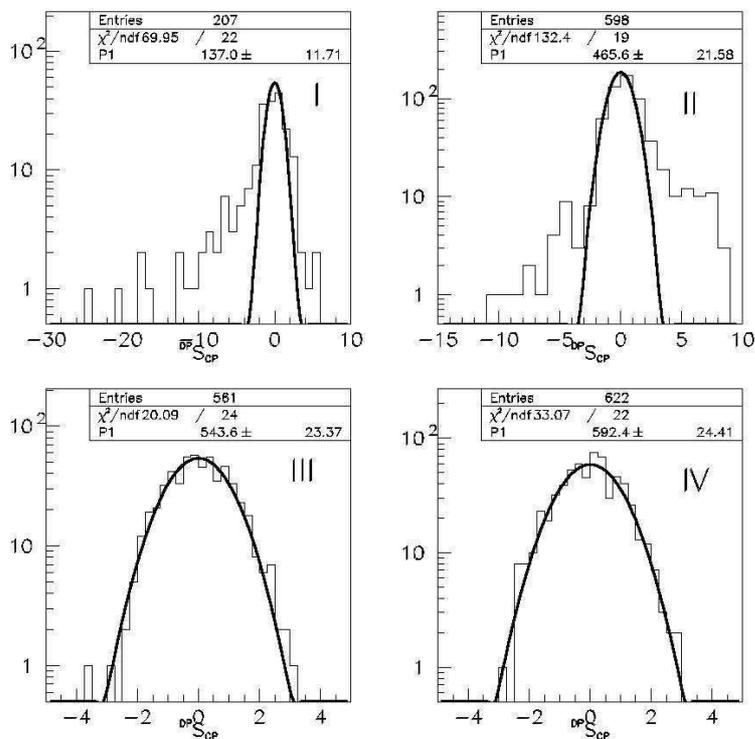


Figura 3.12: Distribuição de S_{CP}^{DP} para cada região da Figura 3.11 [25].