

## 2

## Violação de Carga Paridade

### 2.1

#### Simetrias C, P e T

Uma das questões primordiais na discussão sobre a natureza da matéria está relacionada à simetria. Desde as brilhantes discussões de Emmy Noether, já se mostrava determinante seu estudo ao notarmos a associação entre as simetrias contínuas de um sistema e a conservação de suas grandezas. Em termos de teoria quântica relativística, dadas simetrias são representadas como operadores que transformam um estado (transformações globais no espaço de Hilbert), de forma que seus observáveis físicos se mantêm invariantes. As simetrias podem se manifestar de forma contínua ou discreta. Em especial, para esta dissertação estamos interessados nas simetrias discretas de conjugação de carga (C) e paridade (P) e, indiretamente, reversão temporal (T). Os operadores no contexto da teoria quântica de campos relativística são definidos como:

- $\mathcal{P}$ : Este operador atua na forma quadri-vetorial como  $(t, \vec{x}) \rightarrow (t, -\vec{x})$ . Em outras palavras, ele inverte as coordenadas espaciais. Nesta composição o tri-momento de uma partícula é invertido, porém seu momento angular e spin permanecem os mesmos. Sua representação no espaço de Hilbert é unitária e linear. Se a paridade for uma simetria do sistema em consideração, a probabilidade de um processo  $\alpha \rightarrow \beta$  deve ser a mesma do que  $\mathcal{P}(\alpha \rightarrow \beta)$ . Entretanto, foi descoberto que para interações fracas estas probabilidades eram diferentes, o que resulta na não invariância da simetria de paridade. Na verdade, Lee e Yang [2] revendo os estudos até 1956, verificaram de que não havia provas experimentais de conservação de P em interações fracas, e sugerindo como experimentalmente poderia ser feita tal verificação. Em 1957, Wu *et al* [3] realizaram este experimento: a partir do decaimento beta do Cobalto, foi observado apenas o acoplamento de elétrons de helicidade esquerda com anti-neutrinos com helicidade destra. Assim, a conjugação

de paridade não é satisfeita, representando uma clara evidência de sua violação.

- $\mathcal{C}$ : A conjugação de carga transforma a partícula na sua correspondente antipartícula. Dada uma partícula associada ao campo  $\phi$ ,  $\mathcal{C}$  o transforma no campo relacionado a  $\phi^\dagger$ , que possui cargas opostas  $U(1)$ , tais como carga elétrica, número bariônico, número leptônico, estranheza e outros<sup>1</sup>. Da mesma forma que  $\mathcal{P}$ , a simetria de  $\mathcal{C}$  se mantém invariante nas interações eletromagnética e forte, sendo violada na interação fraca.
- $\mathcal{T}$ : A reversão temporal atua na forma  $(t, \vec{x}) \rightarrow (-t, \vec{x})$ . Neste caso o operador tem sua representação anti-unitária e, portanto, antilinear. Uma nuance desse comportamento está no fato que a troca de  $t \rightarrow -t$  reverte as condições de contorno dos estados bases do espaço de Hilbert.

Como vimos, individualmente as simetrias de  $\mathcal{C}$  e  $\mathcal{P}$  são violadas. Entretanto, acreditava-se que uma boa simetria era definida pela aplicação simultânea de  $\mathcal{C}$  e  $\mathcal{P}$ , chamada de  $\mathcal{CP}$ , principalmente porque em diversas teorias de gauge como a Eletrodinâmica quântica (QED) e a Cromodinâmica quântica (QCD) ela permanecia invariante. Todavia, em 1964, o experimento de Cronin e Fitch [4, 5] observou sua violação em decaimentos do káon neutro. No setor de  $B$ , a violação de  $\mathcal{CP}$  só foi observada quatro décadas depois nas fábricas de  $B$  [6, 7]. Vale comentar que, embora as simetrias discretas e suas combinações (e.g.  $\mathcal{CP}$ ) não permaneçam invariantes, acredita-se que o produto  $\mathcal{CPT}$  é uma simetria exata de todas as interações. No contexto da teoria quântica de campos, o teorema de  $\mathcal{CPT}$  conecta esta simetria com a própria simetria de Lorentz. Não houve, até hoje, verificação experimental do contrário.

## 2.2

### Tipos de Violação de $\mathcal{CP}$

O processo de violação de  $\mathcal{CP}$  ocorre quando há uma diferença entre um dado decaimento e seu  $\mathcal{CP}$  conjugado. Em princípio, ela se manifesta uma vez que o acoplamento tenha associado a ele uma fase complexa que quebre a invariância de  $\mathcal{CP}$  (Seção 2.3). Nesse sentido, podemos observar a Violação de  $\mathcal{CP}$  caso ocorra algum tipo de interferência entre os processos envolvidos.

Existem três formas pelas quais pode se manifestar a Violação de  $\mathcal{CP}$ :

- A Violação de  $\mathcal{CP}$  direta é um processo que ocorre tanto em decaimentos carregados como neutros, e ocorre devido diretamente à diferença entre a magnitude do decaimento da partícula e sua antipartícula.

<sup>1</sup>Tomando como exemplo o número bariônico, para cada bárion é associado um número +1 e para cada anti-bárion -1.

- Violação de CP no “Mixing” é um fenômeno exclusivo de partículas neutras, e é representado por uma diferença entre a taxa de oscilação de uma partícula neutra e seu complexo conjugado.
- Por fim temos a interferência entre o “Mixing” e a amplitude de decaimento, que ocorre apenas em decaimentos neutros com o mesmo estado final.

A melhor forma de exemplificar estes casos é considerando o decaimento de um méson neutro, como fazemos a seguir.

### 2.2.1 Oscilação e Decaimento de um méson Neutro

O fenômeno da oscilação é bem conhecido tanto no setor dos káons, como nos mésons  $B$  e  $D$ . Considerando um méson genérico  $P^0$  e sua antipartícula  $\bar{P}^0$ , eles estão livres para oscilarem entre si até em um dado momento decaírem. Pela mecânica quântica, estas partículas neutras podem evoluir no tempo pela transição do estado de partícula e anti-partícula, resultando no fenômeno da oscilação. Dessa forma seu estado é construído pela superposição:

$$|\psi(t)\rangle = \psi_1(t)|P^0\rangle + \psi_2(t)|\bar{P}^0\rangle. \quad (2-1)$$

Sua evolução é dada pela equação de Schrödinger:

$$i\frac{\delta}{\delta t} \begin{pmatrix} \psi_1(t) \\ \psi_2(t) \end{pmatrix} = \mathcal{H} \begin{pmatrix} \psi_1(t) \\ \psi_2(t) \end{pmatrix} = \left( M - \frac{i}{2}\Gamma \right) \begin{pmatrix} \psi_1(t) \\ \psi_2(t) \end{pmatrix} \quad (2-2)$$

em que  $M$  e  $\Gamma$  são matrizes Hermitianas. Pelo teorema de CPT, os elementos das diagonais de suas matrizes são os mesmos. Se diagonalizarmos a Hamiltoniana temos então os seguintes auto-estados:

$$|P_1\rangle = p|P^0\rangle + q|\bar{P}^0\rangle \quad (2-3)$$

$$|P_2\rangle = p|P^0\rangle - q|\bar{P}^0\rangle \quad (2-4)$$

onde  $p$  e  $q$  são os parâmetros de mistura e satisfazem  $p^2 + q^2 = 1$ . A evolução no tempo dos seus auto-estados é dada por:

$$|P_{1,2}(t)\rangle = |P_{1,2}\rangle e^{-i(M_{1,2} - \frac{i}{2}\Gamma_{1,2})t}. \quad (2-5)$$

Invertendo as equações 2-3 e substituindo na equação 2-5 podemos chegar a evolução no tempo dos auto-estados de massa:

$$|P^0(t)\rangle = f_+(t)|P^0\rangle + \frac{q}{p}f_-(t)|\bar{P}^0\rangle \quad (2-6)$$

$$|\bar{P}^0(t)\rangle = f_+(t)|\bar{P}^0\rangle + \frac{p}{q}f_-(t)|P^0\rangle \quad (2-7)$$

em que:

$$f_{\pm}(t) = \frac{1}{2} \left( e^{-1(M_1 - \frac{i}{2}\Gamma_1)t} \pm e^{-1(M_2 - \frac{i}{2}\Gamma_2)t} \right). \quad (2-8)$$

Considerando uma amplitude do decaimento  $A(f)$  para um determinado estado final  $f$  de  $P^0$ , e de sua antipartícula  $\bar{P}^0$  sendo  $\bar{A}(f)$ , temos que elas são definidas como:

$$A(f) = \langle f|H|P^0\rangle \quad (2-9)$$

$$\bar{A}(f) = \langle f|H|\bar{P}^0\rangle. \quad (2-10)$$

Vamos calcular agora as razões de ramificação pelo módulo quadrado desta amplitude, substituindo a evolução no tempo para os auto-estados de massa (equações 2-6):

$$\Gamma_f(t) = |A(f)|^2 \left[ |f_+(t)|^2 + \left( \frac{q}{p} \frac{\bar{A}(f)}{A(f)} \right)^2 |f_-(t)|^2 + 2\Re \left( \frac{q}{p} \frac{\bar{A}(f)}{A(f)} f_+^*(t) f_-(t) \right) \right] \quad (2-11)$$

$$\begin{aligned} \bar{\Gamma}_f(t) = |A(f)|^2 & \left[ \left| \frac{\bar{A}(f)}{A(f)} \right|^2 |f_+(t)|^2 + \left( \frac{p}{q} \right)^2 |f_-(t)|^2 + 2 \left( \frac{p}{q} \right)^2 \times \right. \\ & \left. \times \Re \left( \frac{q}{p} \frac{\bar{A}(f)^*}{A(f)} f_+^*(t) f_-(t) \right) \right]. \end{aligned} \quad (2-12)$$

A partir desta equação, podemos fazer uma boa interpretação de como os três tipos de Violação de CP mencionadas antes, se manifestam.

### Violação de CP Direta

Como havíamos adiantado, este é o caso em que a magnitude das amplitudes de um processo e seu conjugado de CP são diferentes. Para que isso ocorra as diferenças de fases, por exemplo de  $B^+$  e  $B^-$ , não podem ser iguais. Um dado processo pode ser resultado da decomposição de diferentes amplitudes, uma vez que o estado final de um decaimento pode ter diversos canais intermediários. Estes por sua vez, podem possuir diferentes fases, tanto de interações fracas, como de fortes. Seja o caso de:

$$\begin{aligned} A &= \sum_n A_n e^{i\phi_n} e^{i\delta_n} \\ \bar{A} &= \sum_n A_m e^{-i\phi_m} e^{i\delta_m} \end{aligned} \quad (2-13)$$

em que somamos para as inúmeras amplitudes, com  $\phi$  que representa a fase fraca e  $\delta$  a forte. Note que a conjugação de CP inverte o sinal da fase fraca mantendo a forte o mesmo. Dessa forma, observaremos que a taxa descrita na equação 2-11 viola CP quando suas amplitudes seguem:

$$\left| \frac{\bar{A}}{A} \right| = \left| \frac{\sum_n A_m e^{-i\phi_m} e^{i\delta_m}}{\sum_n A_n e^{i\phi_n} e^{i\delta_n}} \right| \neq 1. \quad (2-14)$$

Vale lembrar que este é o único mecanismo de violação de CP para decaimentos carregados, o que voltaremos a discutir mais à frente.

### Violação de CP induzida por Mixing

Este tipo de fenômeno é independente do estado final, e está relacionado à razão  $p/q$  na equação 2-11, que corresponde à diferença de taxa de oscilação entre o méson e sua antipartícula. Dessa forma observamos uma assimetria caso:

$$\left| \frac{q}{p} \right| \neq 1 \quad (2-15)$$

A maneira mais simples de medir este parâmetro é por decaimentos de sabores específicos como  $B^0 \rightarrow D^\mp \mu^\pm \nu_\mu$ .

### Interferência entre amplitude de Decaimento e Mixing

Caso não exista contribuição de Violação de CP direta nem por Mixing, os primeiros termos da equação 2-11 serão idênticos, deixando apenas o último como opção. Dessa forma se reescrevermos este termo como:

$$\begin{aligned} \Re \left( \frac{q \bar{A}(f)}{p A(f)} f_+^*(t) f_-(t) \right) &= \Re \left( \frac{q \bar{A}(f)}{p A(f)} \right) \Re \{ f_+^*(t) f_-(t) \} \\ &\mp \Im \left( \frac{q \bar{A}(f)}{p A(f)} \right) \Im \{ f_+^*(t) f_-(t) \}. \end{aligned} \quad (2-16)$$

Logo, a condição para que ocorra uma assimetria é que:

$$\Im \left( \frac{q \bar{A}(f)}{p A(f)} \right) \neq 0. \quad (2-17)$$

Uma série de processos podem satisfazer esta condição, mas um importante caso ocorre no setor do  $B^0$ . Nesta situação, temos a vantagem de redefinir a taxa de decaimento dependente do tempo de uma maneira mais simples, que por sua vez é utilizada para o cálculo da assimetria. Este é o caso do decaimento  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ , uma medida muito importante na física de partículas.

### 2.3

#### Violação de CP no Modelo Padrão (SM)

O Modelo Padrão da física de partículas foi construído como uma teoria de campos de gauge descrita pelo grupo de simetria  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ , e busca representar as três forças fundamentais (excluindo a gravidade). A teoria é composta pelos léptons e quarks conhecidos e estruturados em três famílias. Vamos discutir a situação para os quarks em que utilizaremos a seguinte nomenclatura:

$$q_L = \begin{pmatrix} q_u \\ q_d \end{pmatrix}_L \quad e \quad (q_u)_R, (q_d)_R. \quad (2-18)$$

Neste caso os campos canhotos se transformam como dubletos em  $SU(2)_L$  e para os destros temos singletos de  $SU(2)_L$ .

As forças eletromagnéticas e fortes são mediadas por bósons sem massa (fótons e glúons) e suas Lagrangianas foram construídas de forma a representar a invariância de CP de suas naturezas. Para a interação fraca, a lagrangiana deve representar duas questões: ocorrer por meio de bósons massivos e não ser invariante perante CP. O problema é que a estrutura de gauge, além de não prever as massas dos férmions, também não permite bósons massivos. Dessa forma, é necessária uma maneira de representar as massas dos férmions e bósons preservando a invariância de gauge. Este modelo foi proposto por Glashow, Salam e Weinberg através do chamado mecanismo de Higgs [8, 9, 10]. A idéia básica é que o campo escalar de Higgs se acopla aos férmions por acoplamentos de Yukawa. Por meio da quebra espontânea da simetria, as massas dos férmions e adicionalmente as massas dos bósons vetoriais  $Z^0$  e  $W^\pm$  são geradas. Como resultado, a força fraca é acoplada à eletromagnética em um subgrupo:

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow SU(3)_C \otimes U(1)_{QED}. \quad (2-19)$$

A lagrangiana do Modelo Padrão é dada por:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{gauge}(\Psi_L, \Psi_R, W, \phi) + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa}(\Psi_L, \Psi_R, \phi), \quad (2-20)$$

o primeiro termo agora é definido pelo campo de bóson e de Higgs. Este termo representa a cinemática do campo e sua interação de gauge e é, por construção, um invariante de CP. O termo de Higgs representa o potencial sentido pelo campo escalar que também é um invariante de CP. Por fim, o termo de Yukawa é responsável pela interação do férmion com o campo escalar, e é quem introduz a violação de CP no SM. Podemos escrever sua lagrangiana da seguinte forma:

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -(\lambda_d \bar{q}_L^i \cdot \phi_i d_R) - ((\lambda_u)^* \epsilon_{ij} \phi^{*j} \bar{u}_R \cdot q_L^i) + h.c. \quad (2-21)$$

onde os fatores  $\lambda$  são os acopladores de Yukawa,  $q_L^i$  são os dubletos de SU(2) de  $(u_L^i, d_L^i)$ ,  $\phi_i$  é o dubleto SU(2) de Higgs e  $\epsilon_{ij}$  são tensores bidimensionais anti-simétricos. Se aplicarmos a transformação de CP, temos:

$$-(\lambda_d \bar{q}_L^i \cdot \phi_i d_R) \rightarrow ((\lambda_d)^* \epsilon_{ij} \phi^{*j} \bar{d}_R \cdot q_L^i) \quad (2-22)$$

Dessa forma, CP opera transformando cada termo em seu complexo conjugado. Para que seja uma operação invariante de CP, deve-se ter  $\lambda = \lambda^*$ . Em contrapartida, para que ocorra violação de CP o termo  $\lambda$  é complexo, introduzindo assim naturalmente uma fase complexa no SM.

Estes termos de acoplamento de Yukawa são matrizes do tipo  $u^w$  e  $d^w$ , que são por sua vez auto-estados da interação fraca. Para se comparar com os experimentos, deve-se diagonalizar em termos de auto-estados de massa ( $u^m$  e  $d^m$ ) por meio de uma matriz de rotação  $U^{u,d}$ . Dessa forma, ela atua por:

$$u_i^w = U_{ij}^u u_j^m \quad e \quad d_i^w = U_{ij}^d d_j^m. \quad (2-23)$$

Finalmente resulta que:

$$\bar{u}_i^w d_i^w = \bar{u}_i^m (U^u)^\dagger U^d d_i^m \quad (2-24)$$

A matriz  $(U^u)^\dagger U^d$  faz o papel do  $\lambda$  da equação 2-22, introduzindo assim, a fase complexa. Esta matriz é conhecida como matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) e representa a mistura entre os quarks do tipo u e d definidos anteriormente. Na próxima seção discutiremos suas várias representações e características básicas.

## 2.4

### Matriz CKM

Historicamente a primeira abordagem para descrever a mistura entre as famílias dos quarks foi proposta por Cabibbo [11] para explicar a universalidade

das interações fracas. À época, tal idéia foi sugerida no contexto de mésons, anterior à hipótese de existência dos quarks. Os quarks “up”, “down” e “strange”, foram propostos por Gell-Mann e Zweig, enquanto Glashow, Iliopoulos e Maiani pelo mecanismo de GIM, propuseram o “charm”. No entanto, com a evidência de violação de CP no setor dos káons neutros, seria necessária a presença de uma fase complexa na matriz de mistura. Dessa forma, Kobayashi e Maskawa generalizaram a matriz de Cabibbo para três gerações de quarks [12], em que existe pelo menos uma fase complexa arbitrária. A matriz é dada por:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (2-25)$$

tal que seus elementos de matriz representam a amplitude de probabilidade de transição dos respectivos índices. A matriz, por ser  $3 \times 3$ , possui algumas características. Uma matriz unitária  $n \times n$  é parametrizada por  $n^2$  parâmetros independentes. Neste caso  $n(n-1)/2$  são reais, e  $n(n+1)/2$  são fases complexas. Como a Lagrangiana é invariante sob a transformação de fase,  $2n-2$  parâmetros são arbitrários. Com isso ficamos com  $(n-1)(n-2)/2$  fases na matriz. Considerando então a matriz CKM, os três parâmetros reais são  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{13}$  e  $\theta_{23}$  (ângulos de Euler) estão obviamente relacionados a rotações, e uma fase complexa  $\delta$  responsável pela violação de CP. A forma mais geral de parametrizar a matriz é dada por:

$$V = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}, \quad (2-26)$$

onde  $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$  e  $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ , para os índices das famílias  $i, j = 1, 2, 3$ . No entanto, a parametrização de maior importância para esta dissertação foi proposta por Wolfenstein [13], que permite o acesso às ordens de grandeza dos elementos. Definindo:

$$\lambda = s_{12}, \quad A = \frac{s_{23}}{s_{12}^2}, \quad \rho = \frac{s_{13}}{s_{12}s_{23}} \cos \delta \quad \text{e} \quad \eta = \frac{s_{13}}{s_{12}s_{23}} \sin \delta, \quad (2-27)$$



sendo  $\lambda \approx 0.23$  (seno do  $\theta_C$ , ângulo de Cabibbo), podemos expandir a matriz de CKM em ordens de  $\lambda$  como:

$$V = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\bar{\rho} - i\bar{\eta}) \\ -\lambda - iA^2\lambda^5\bar{\eta} & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \bar{\rho} - i\bar{\eta}) & -A\lambda^2 - iA\lambda^4\bar{\eta} & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^6) \quad (2-28)$$

em que  $\bar{\rho} = \rho(1 - \lambda^2/2)$  e  $\bar{\eta} = \eta(1 - \lambda^2/2)$ .

Uma vez que a matriz CKM é unitária, podemos tirar algumas relações entre seus elementos de duas formas:

$$\sum_{i=1}^3 |V_{ij}|^2 = 1; \quad (2-29)$$

$$\sum_{i=1}^3 V_{ji}V_{ki}^* = 0 = \sum_{i=1}^3 V_{ij}V_{ik}^*; \quad (2-30)$$

em que na primeira equação  $j = u, c, t$ , e na segunda  $i = u, c, t$  e  $j, k = d, s, b$  ( $j \neq k$ ). As equações 2-30 podem ser representadas como triângulos no plano complexo, sendo listadas abaixo com suas ordens de grandeza em relação a  $\lambda$ :

$$V_{ud}^*V_{us}(\mathcal{O}(\lambda)) + V_{cd}^*V_{cs}(\mathcal{O}(\lambda)) + V_{td}^*V_{ts}(\mathcal{O}(\lambda^5)) = 0 \quad (2-31)$$

$$V_{ud}^*V_{ub}(\mathcal{O}(\lambda^3)) + V_{cd}^*V_{cb}(\mathcal{O}(\lambda^3)) + V_{td}^*V_{tb}(\mathcal{O}(\lambda^3)) = 0 \quad (2-32)$$

$$V_{us}^*V_{ub}(\mathcal{O}(\lambda^4)) + V_{cs}^*V_{cb}(\mathcal{O}(\lambda^2)) + V_{ts}^*V_{tb}(\mathcal{O}(\lambda^2)) = 0 \quad (2-33)$$

$$V_{ud}V_{cd}^*(\mathcal{O}(\lambda)) + V_{us}V_{cs}^*(\mathcal{O}(\lambda)) + V_{ub}V_{cb}^*(\mathcal{O}(\lambda^5)) = 0 \quad (2-34)$$

$$V_{ud}V_{td}^*(\mathcal{O}(\lambda^3)) + V_{us}V_{ts}^*(\mathcal{O}(\lambda^3)) + V_{ub}V_{tb}^*(\mathcal{O}(\lambda^3)) = 0 \quad (2-35)$$

$$V_{cd}V_{td}^*(\mathcal{O}(\lambda^4)) + V_{cs}V_{ts}^*(\mathcal{O}(\lambda^2)) + V_{cb}V_{tb}^*(\mathcal{O}(\lambda^2)) = 0 \quad (2-36)$$

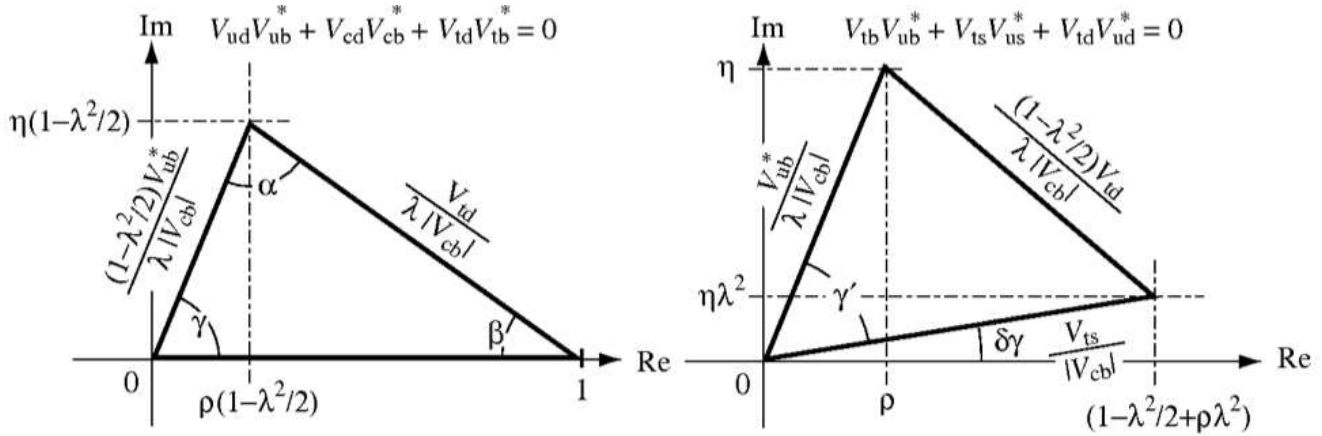
Apenas 2-32 e 2-35 possuem todos os termos da mesma ordem em  $\lambda$ , o que resulta que serão os únicos que terão os lados de seus triângulos comparáveis (outros serão triângulos achatados). Estes dois triângulos são muito parecidos, diferindo apenas na contribuição de ordem  $\mathcal{O}(\lambda^5)$ , que estão representados na figura 2.1 com seus lados normalizados em relação ao termo real  $V_{cd}V_{cb}^*$ .

O primeiro triângulo é conhecido como Triângulo Unitário, com seus ângulos internos definidos como:

$$\alpha = \arg\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right) = \arg\left(-\frac{1 - \rho - i\eta}{\rho + i\eta}\right), \quad (2-37)$$

$$\beta = \arg\left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right) = \arg\left(\frac{1}{1 - \rho - i\eta}\right), \quad (2-38)$$

$$\gamma = \arg\left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right) = \arg(\rho + i\eta). \quad (2-39)$$



**Figura 2.1:** O Triângulo Unitário e o triângulo da equação 2-35 representados no plano complexo com seus lados normalizados a  $V_{cd}V_{cb}^*$  escritos com relação aos termos da CKM e de  $\lambda$ .

Se não considerarmos o pequeno fator de correção de  $V_{cd}$ , podemos aproximar o argumento da matriz de CKM como (sem levar em conta a contribuição do segundo triângulo):

$$\arg(V_{CKM}) \approx \begin{pmatrix} 0 & 0 & -\gamma \\ 0 & 0 & 0 \\ -\beta & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2-40)$$

Como apenas os elementos de matriz  $V_{ub}$  e  $V_{td}$  possuem fase complexa em  $\mathcal{O}(\lambda^3)$ , apenas transições do tipo  $u \rightarrow b$  ou  $t \rightarrow d$  vão violar CP até esta ordem. Na próxima seção, discutiremos os métodos e as medidas feitas relacionados à matriz CKM.

## 2.5 Medidas de Fases Fracas

Uma vez definidos os ângulos relacionados aos elementos da matriz CKM, torna-se importante apresentarmos as estratégias utilizadas para a extração destes observáveis da Violação de CP. Por isso, vamos discutir as principais medidas feitas até o momento.

### 2.5.1 Ângulo $\alpha$

Todas as medidas feitas para extrair  $\alpha$  estão relacionadas ao estudo de assimetria de canais do tipo  $B \rightarrow \pi\pi$ ,  $B \rightarrow \rho\rho$  ou  $B \rightarrow \rho\pi$ . A grande dificuldade de sua medida reside no fato que o decaimento depende tanto de  $V_{td}$  como de  $V_{ub}$ . Ambos os casos podem ocorrer via um loop virtual

(processo forte), o que intrinsicamente dificulta na interpretação do resultado. A medida mais aceita se baseia em uma análise de Isospin para remover estas contribuições e atualmente vale [14]:

$$\alpha = (89.0^{+4.4}_{-4.2})^\circ \quad (2-41)$$

### 2.5.2

#### Ângulo $\beta$

A medida de  $\beta$ , dentre os ângulos internos do triângulo, é a que é acessada com maior precisão. O que se mede na verdade é  $\sin 2\beta$  a partir do decaimento de  $B_d^0$  e  $\bar{B}_d^0$  no auto-estado de CP  $J/\psi K_{S,L}^0$ , conhecido como canal de ouro. A vantagem deste canal é que as contribuições de loops virtuais não contribuem com novas fases. podem ser ignoradas. Dessa forma, tomando o mesmo procedimento da seção 2.2.1, encontramos que a assimetria é proporcional ao  $\sin 2\beta$ . Outra grande vantagem deste canal é que experimentalmente as fábricas de B, BaBar e Belle, já foram projetadas para medir esta assimetria pela identificação ("tagging")  $B_d^0$  e  $\bar{B}_d^0$ . A atual medida global é de [15]:

$$\sin 2\beta = 0.673 \pm 0.023 \quad (2-42)$$

### 2.5.3

#### Ângulo $\gamma$

Existem alguns canais para os quais se pode medir  $\gamma$  livre de contribuições via loops. Por outro lado, em contribuições com loops, onde aparece  $\gamma$ , pode haver contribuições de nova física, sendo de grande interesse de pesquisa. A desvantagem é que os processos que envolvem  $\gamma$ , devido ao pequeno valor de  $V_{ub}$ , possuem uma razão de ramificação da ordem de  $10^{-5} - 10^{-6}$ , o que requer uma estatística muito elevada. O medida atual de  $\gamma$  é feita a partir do decaimento  $B^\pm \rightarrow \bar{D}^0(D^0)K^\pm$  por três métodos independentes. O primeiro método conhecido foi proposto por Gronau, London e Wyler (GLW) [16, 17] e se baseia na interferência de fases entre a transição  $b \rightarrow u$  (possui fase  $\gamma$ ) e a transição  $b \rightarrow c$  (não possui fase). Este caso ocorre quando tanto  $\bar{D}^0$  como  $D^0$  decaem em auto estados de CP, tais como  $\pi^+\pi^-$ ,  $K^+K^-$  e  $K_S\pi^0$ . A limitação do método está no fato de um dos decaimentos ser suprimido em relação ao outro, o que resulta numa interferência pequena, limitando a sensibilidade da Violação de CP. Para resolver este problema um outro método foi proposto por Atwood, Dunietz e Soni (ADS) [18] em que ao invés do D decair em auto-estados de CP, ele pode decair em modos como  $K^\pm\pi^\mp$  e  $K^\pm\rho^\mp$ . Assim,

a idéia é que a transição do  $D^0$  (processo suprimido) é reconstruído a partir de um estado favorecido, como  $K^-\pi^-$ , enquanto  $\bar{D}^0$  (processo favorecido) vai no processo suprimido  $K^-\pi^-$ . Dessa forma, como as amplitudes agora são comparáveis, aumentamos nossa sensibilidade para medir a assimetria. Por fim, o último método foi desenvolvido por Giri, Groskuan, Soffer e Zupan (GGSZ ou Método de Dalitz) [19] e consiste no decaimento do  $\bar{D}^0$  e  $D^0$  no mesmo estado final  $K_S\pi^+\pi^-$ . O método se baseia no estudo dos múltiplos caminhos intermediários que levam ao estado final composto de três corpos. As diversas ressonâncias intermediárias causarão distribuições não uniformes no espaço de fase do decaimento. Dessa forma, podemos fazer um ajuste desta distribuição por meio de uma função de densidade de probabilidade. A medida aceita atualmente é uma combinação destes três métodos [20]:

$$\gamma = (73.2^{+22}_{-25})^\circ \quad (2-43)$$

No próximo capítulo, apresentaremos as principais características do canal  $B \rightarrow K\pi\pi$ . Nesse sentido, voltaremos a discutir com mais detalhes a contribuição da fase  $\gamma$  na nossa medida. Além disso, discutiremos as principais metodologias para medir Violação de CP no canal  $B^\pm \rightarrow K^\pm\pi^+\pi^-$  e o que já foi explorado experimentalmente.