Microcosmo: o Surpreendente Mundo das Partículas Elementares

Aula 4

Matéria e antimatéria: a Física de sabores

Alberto Reis





Contato: eafexp@cpbf.br

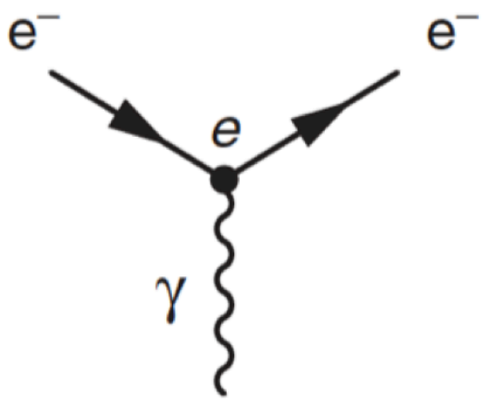
Home page: www.cbpf.br/eafexp/



Breve recapitulação do MP

As interações fundamentais

Eletromagnetismo

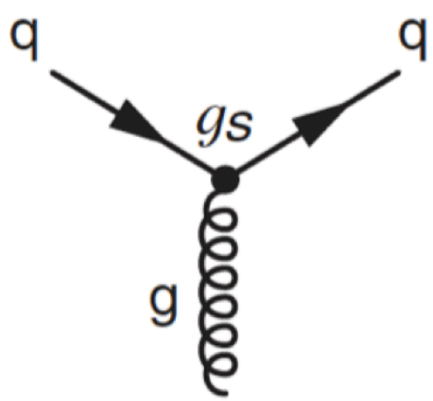


$\alpha \approx 1/137$

Todas as partículas carregadas.

Nunca troca sabor

Interação forte

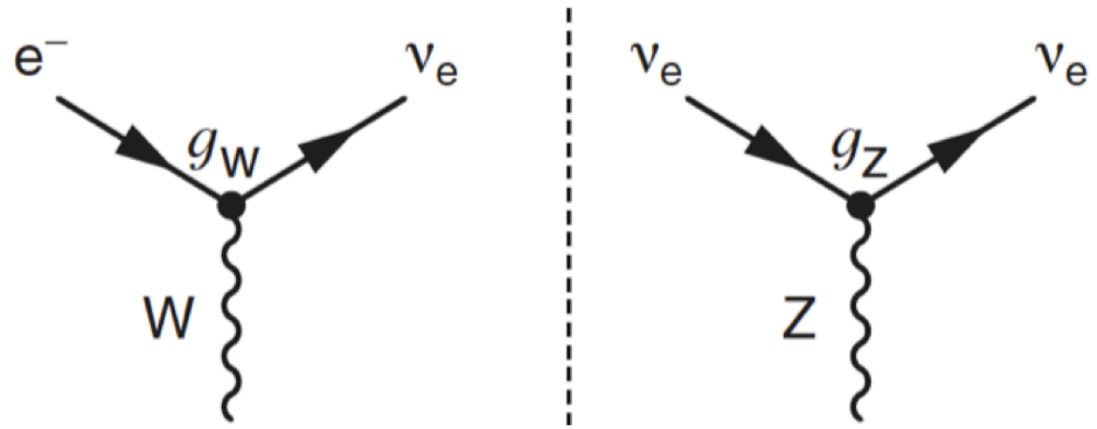


$\alpha_s \approx 1$

Apenas os quarks.

Nunca troca sabor

Interação fraca



$\alpha_W \approx 1/30$

Todos os fermions.

Sempre troca sabor

Nunca troca sabor

Fótons e *gluons* são partículas sem massa de repouso.
Os bósons $W^{\pm},\ Z^0$ são bastante pesados.

$$m(Z^0) = 91.1876 \pm 0.0021\ \mathrm{GeV} \qquad m(W^{\pm}) = 80.379 \pm 0.012\ \mathrm{GeV}$$

A massa do boson intermediário e o alcance da interação são relacionados: a interação fraca tem curtíssimo alcance, a eletromagnética tem alcance infinito.

As três gerações de léptons:

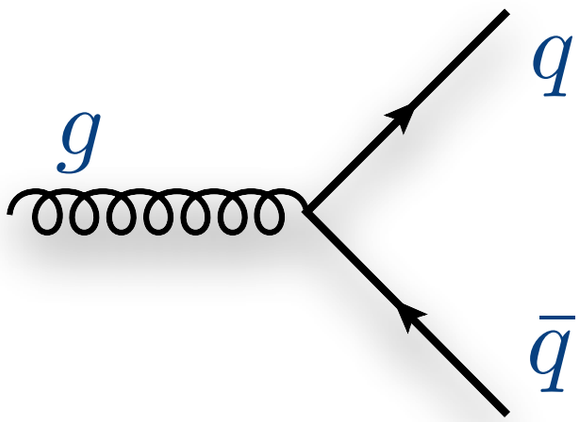
$$\begin{pmatrix} \nu_e & \nu_\mu & \nu_\tau \\ e & \mu & \tau \end{pmatrix}$$

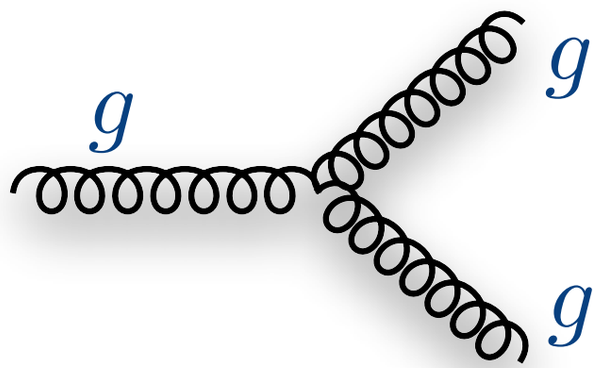
As três gerações de quarks:

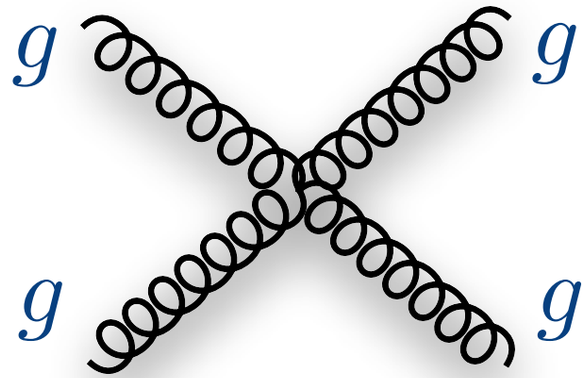
$$\begin{pmatrix} u & c & t \\ d & s & b \end{pmatrix}$$

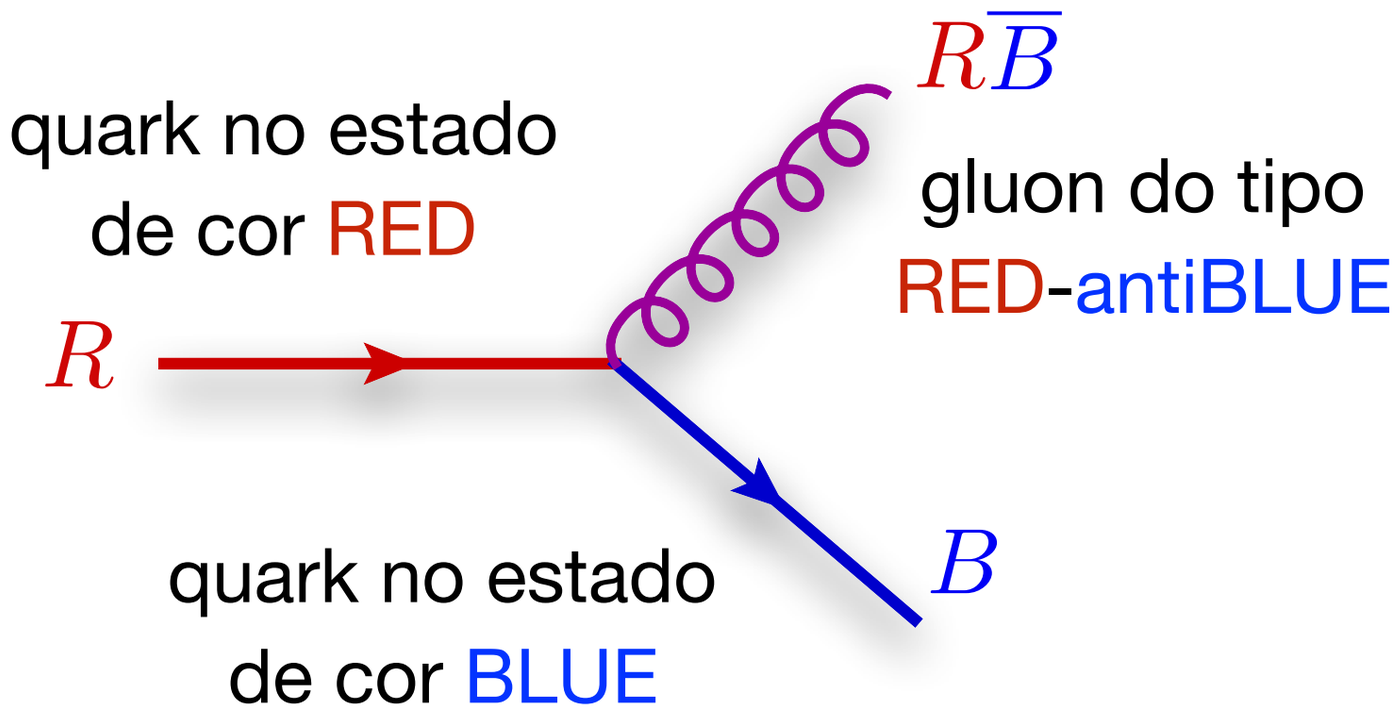
Gluons são um caso especial: a interação forte (QCD) tem a propriedade do confinamento.

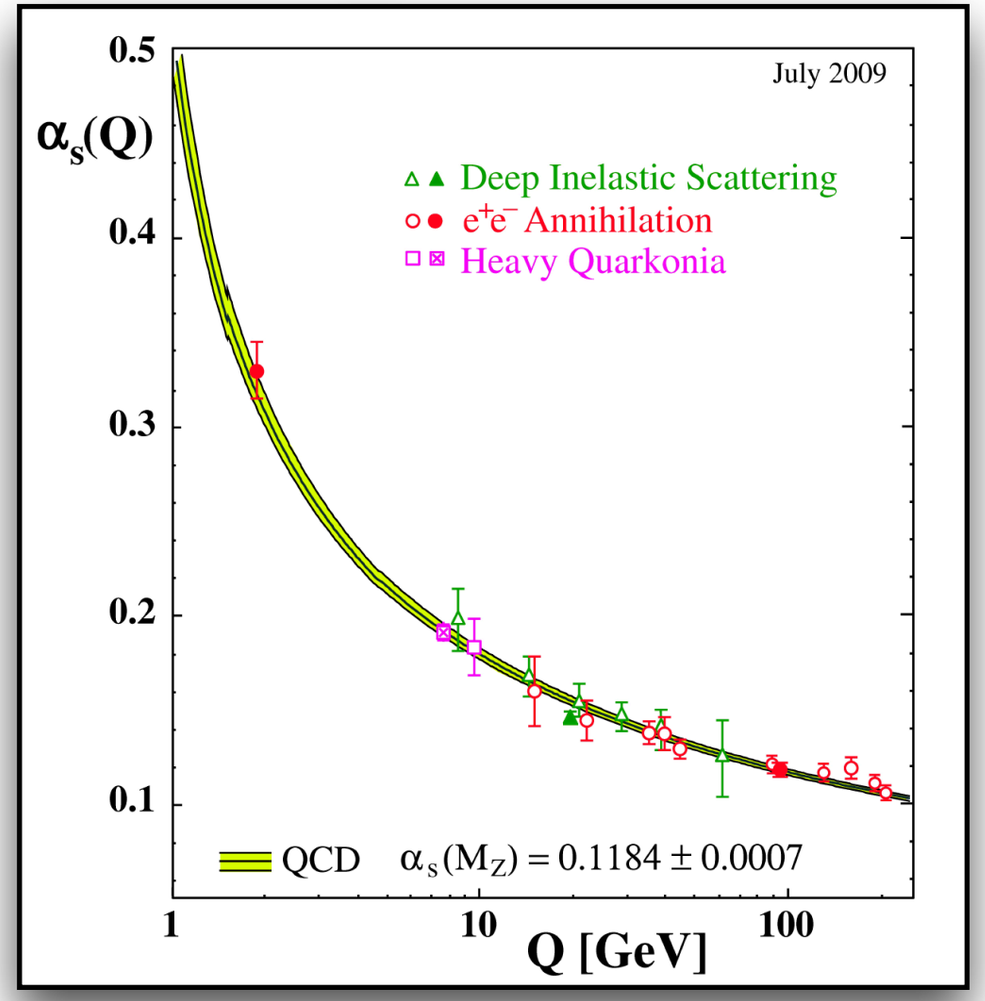
A QCD difere da QED em aspectos cruciais. O fóton não tem carga elétrica. Os gluons carregam uma carga de cor, (R, B, G) e por isso podem interagir entre si.





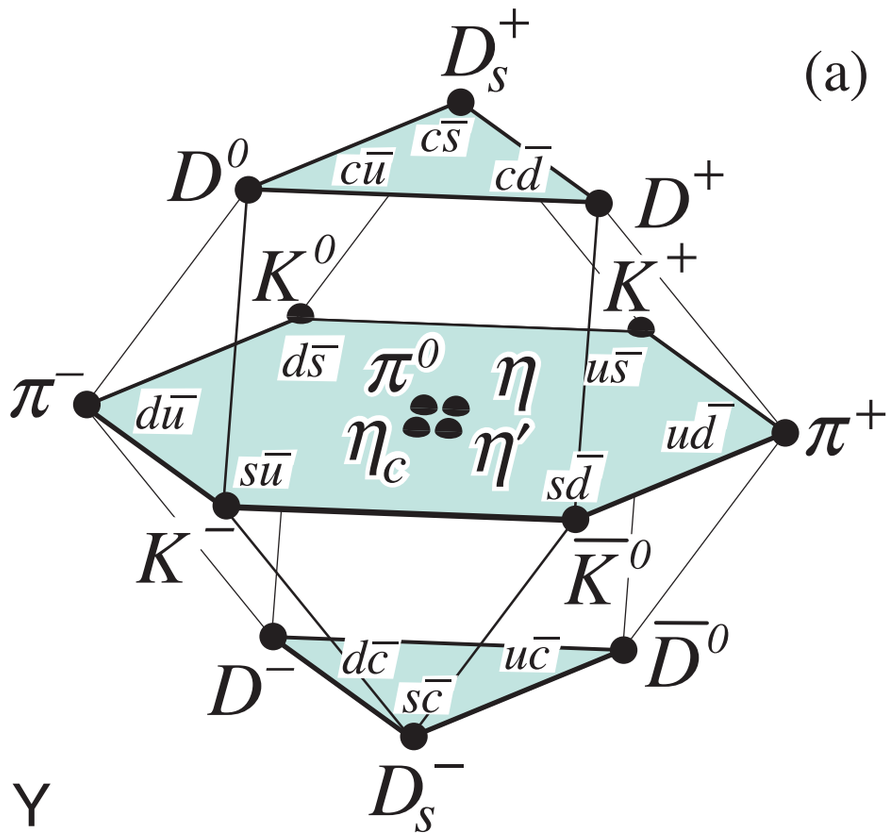






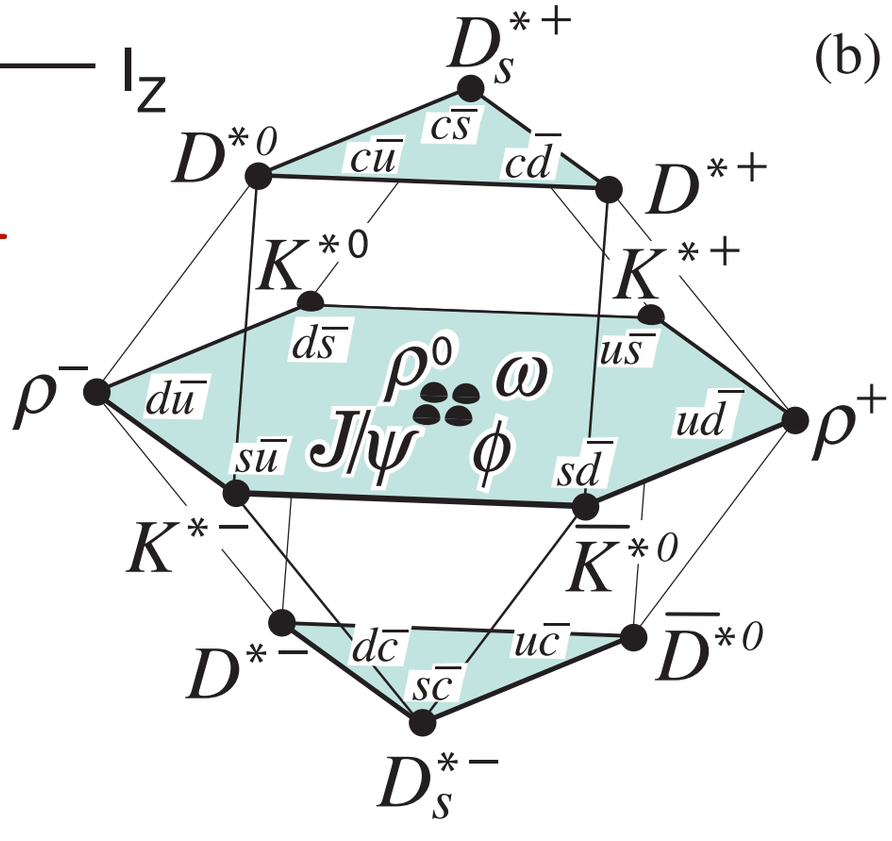
Mesons - Multipletos de estados fundamentais

spin-0



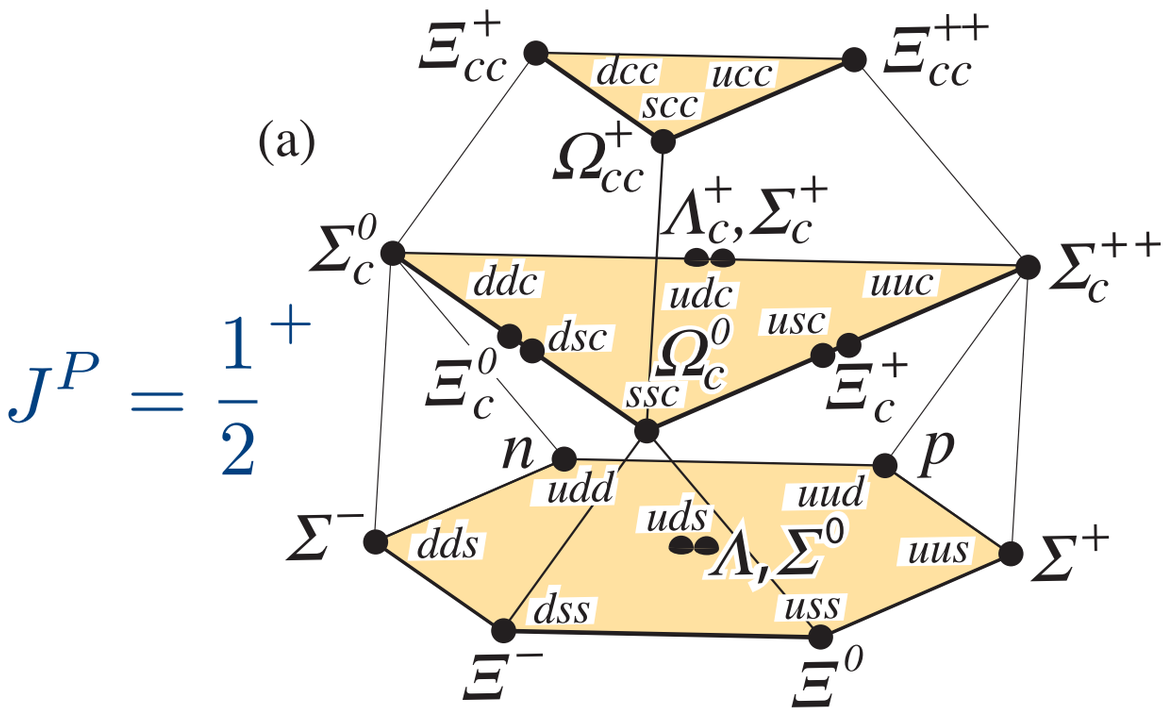
(a) decaem por interação fraca ou EM (π^0, $\eta' s$)

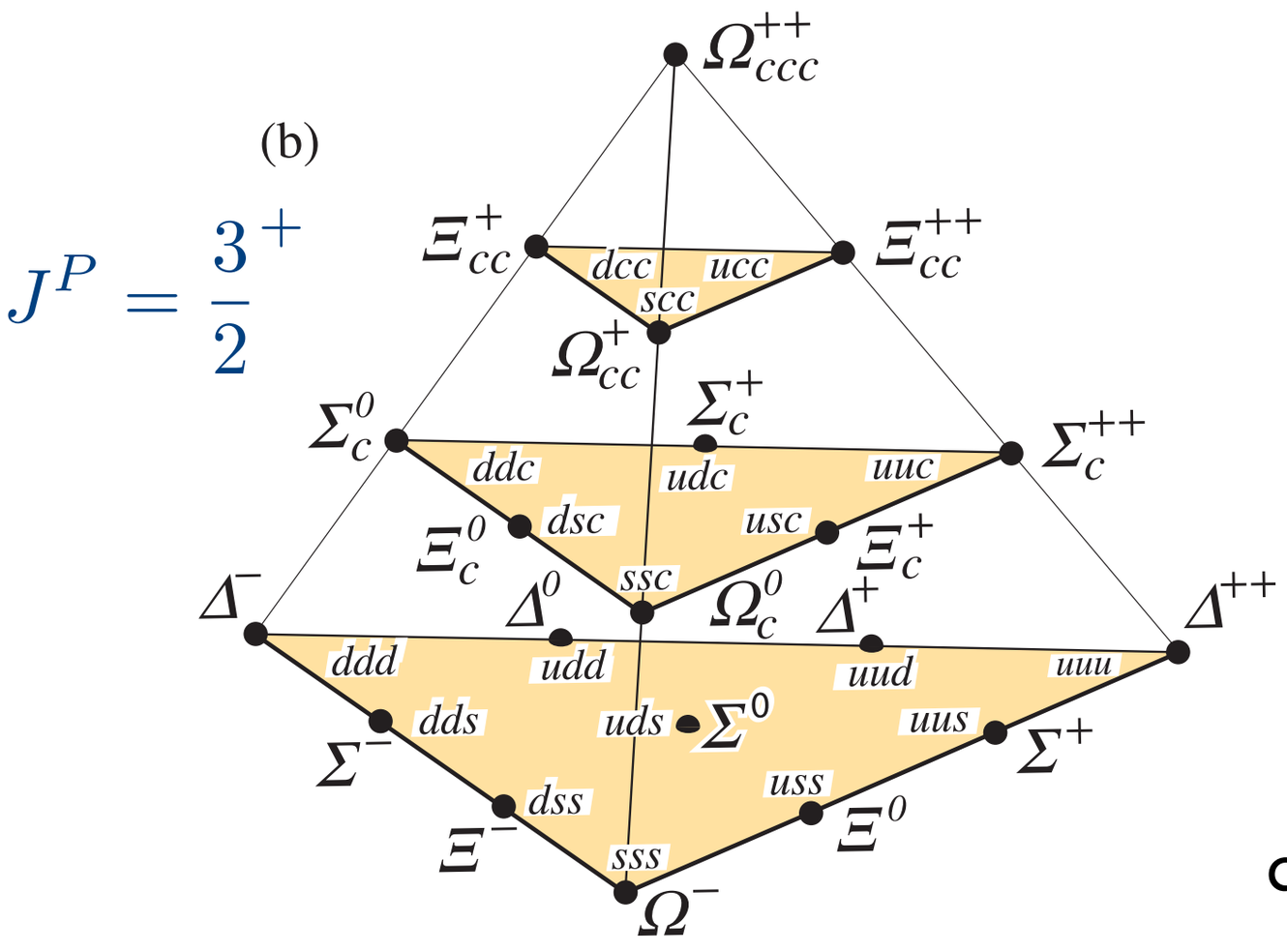
spin-1



(b) decaem por interação forte: ressonâncias

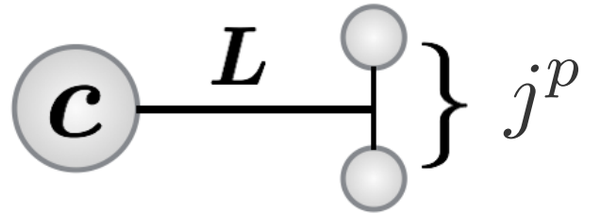
Multipletos dos barions



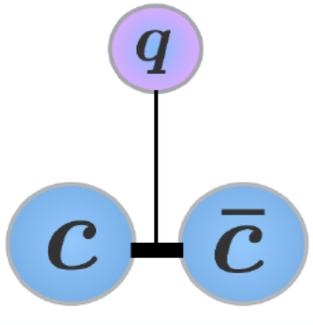


- $J^P = \frac{1}{2}^+ \longrightarrow$ decaem por interação fraca
- $J^P = \frac{3}{2}^+ \longrightarrow$ decaem por interação forte ou EM nos estados $J^P = \frac{1}{2}^+$

barion com um quark c

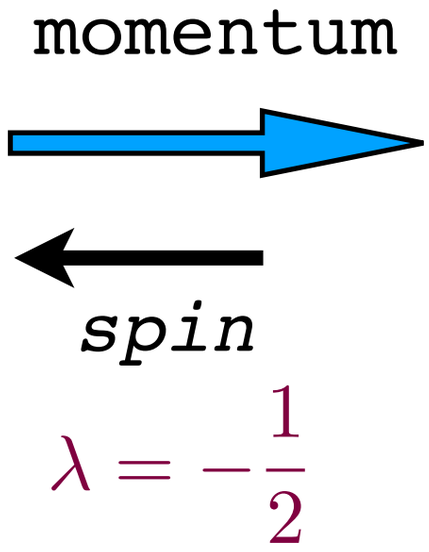


barion com dois quarks c



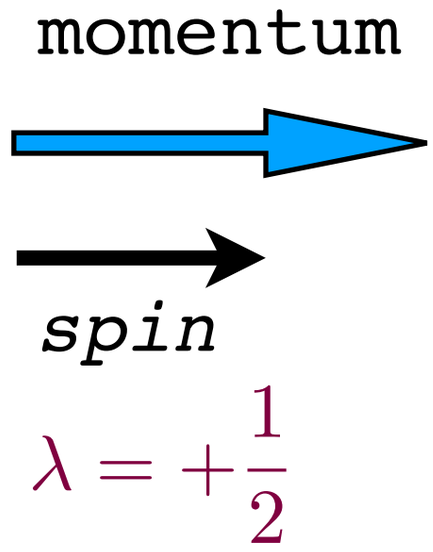
No Modelo Padrão os neutrinos são partículas de massa nula:

helicidade = quiralidade.



$$\lambda = -\frac{1}{2}$$

neutrinos
"mão esquerda"

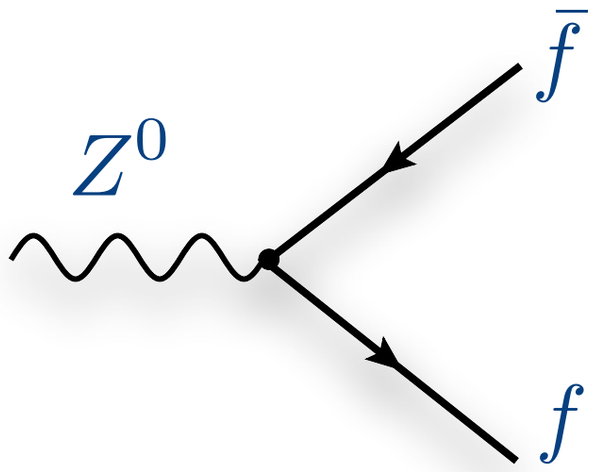


$$\lambda = +\frac{1}{2}$$

antineutrinos
"mão direita"

No MP, apenas fermions de mão esquerda e
antifermions de mão direita participam das interações fracas.

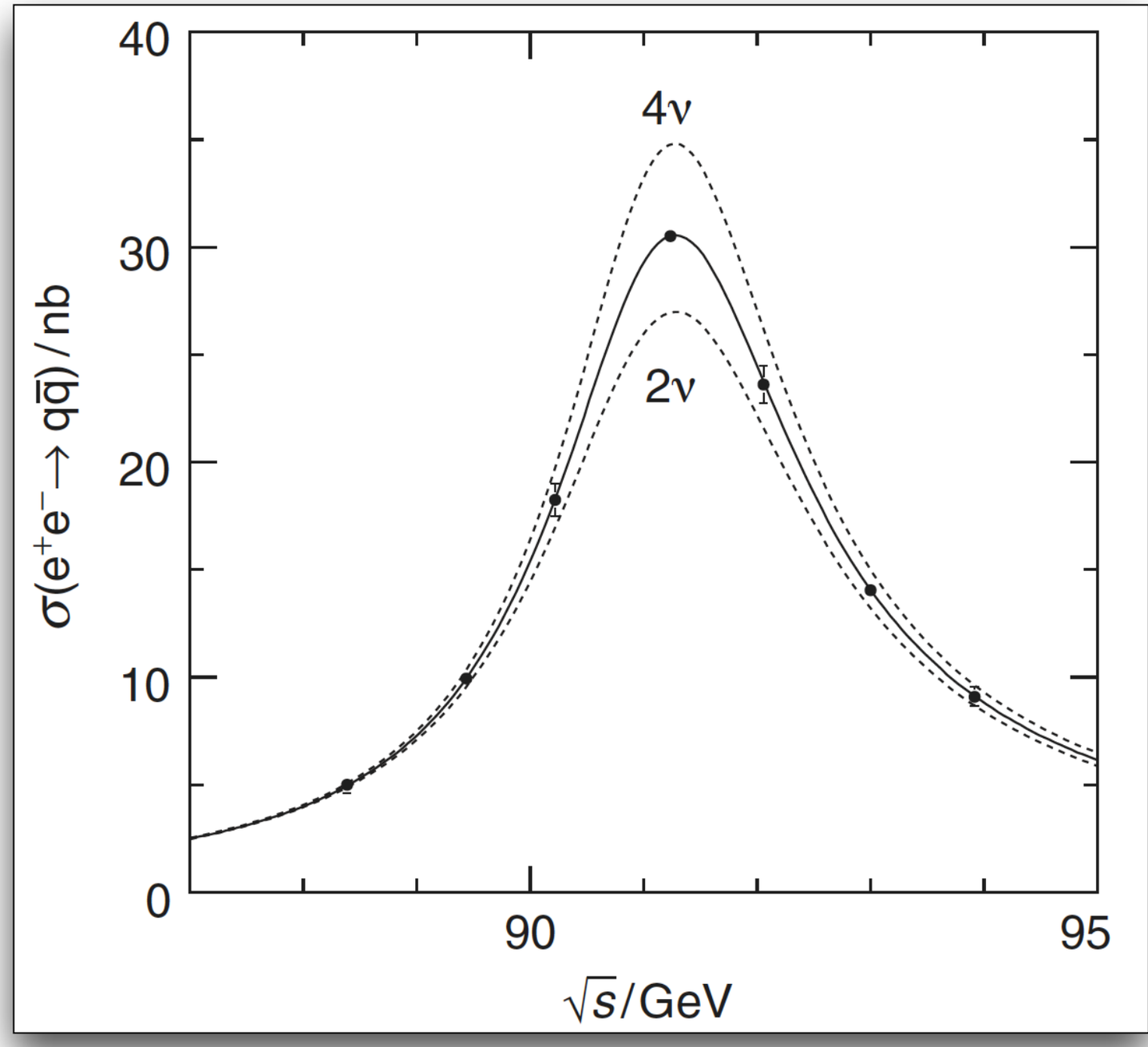
A medida da largura de decaimento do Z^0 é um teste de precisão do MP.



$$\Gamma_Z = 3\Gamma_{\ell\ell} + \Gamma_{\text{hadrons}} + N_\nu \Gamma_{\nu\nu}$$

$$N_\nu = \frac{(\Gamma_Z - 3\Gamma_{\ell\ell} - \Gamma_{\text{hadrons}})}{\Gamma_{\nu\nu}^{\text{SM}}}$$

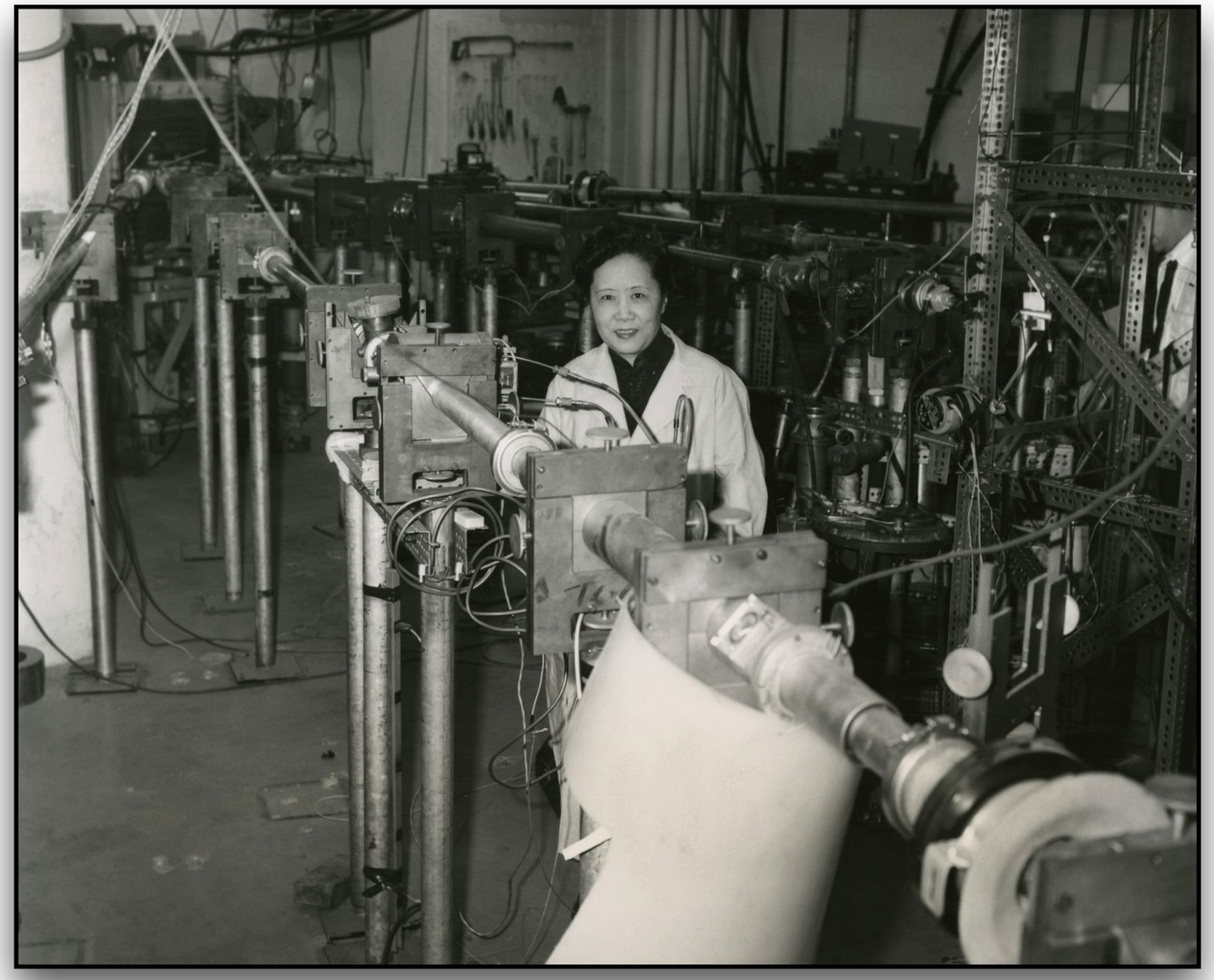
$$N_\nu = 2.9840 \pm 0.0082$$



C, P e CP

Violação da paridade

O estudo do decaimento beta do ^{60}Co mostrou que a paridade não é conservada nas interações fracas.



Chieng-Shiung Wu

O decaimento beta do ^{60}Co:

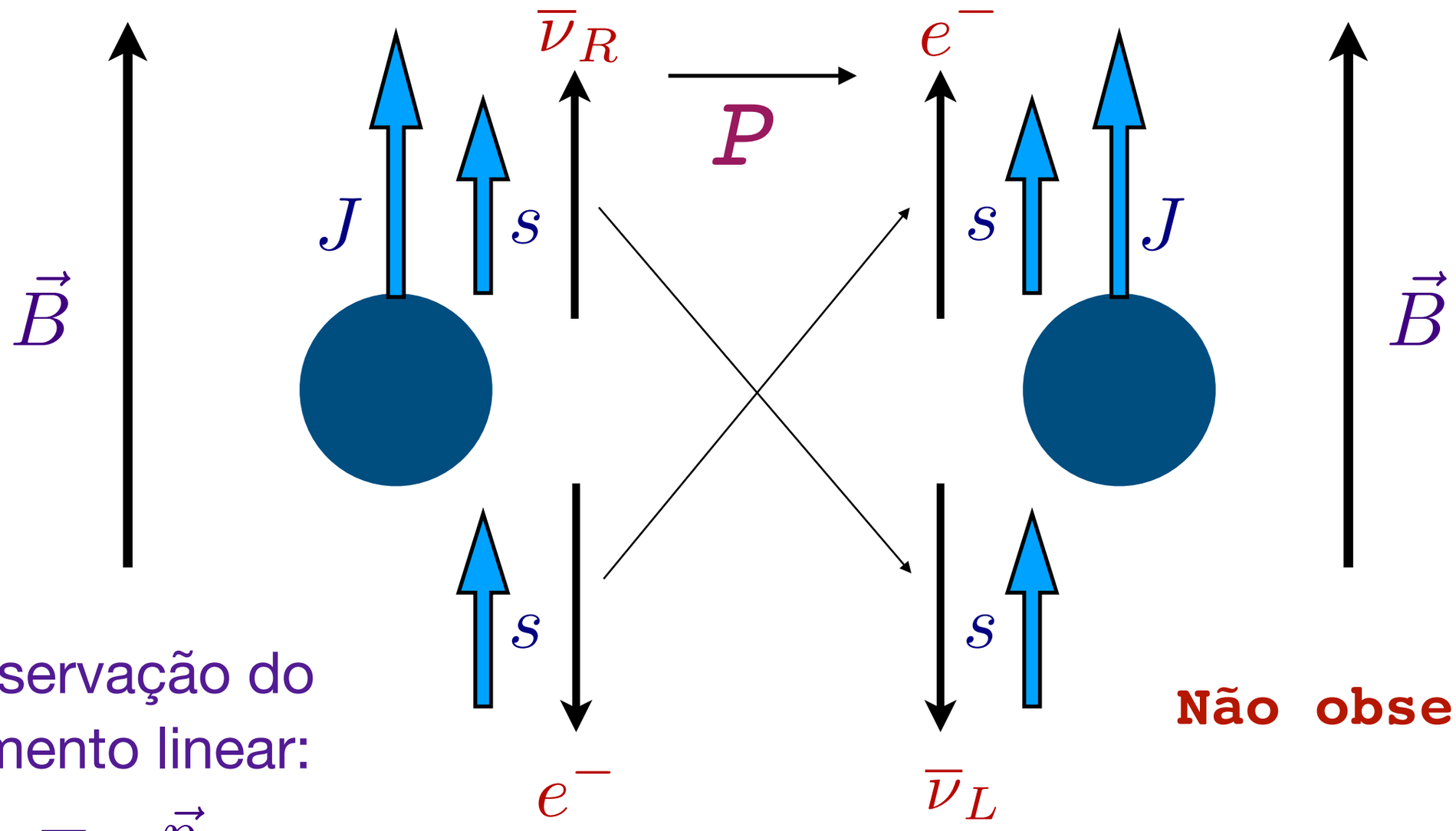
$$^{60}_{27}\mathrm{Co} \rightarrow ^{60}_{28}\mathrm{Ni}^{*} + \mathrm{e}^{-} + \overline{\nu}_{\mathrm{e}} + 2\gamma$$

$$^{60}_{27}\mathrm{Co} \;\rightarrow\; J = 5$$

$$^{60}_{28}\mathrm{Ni}^{*} \;\rightarrow\; J = 4$$

Conservação do momento angular: os spins do elétron e do antineutrino devem ser alinhados.

O momento angular e o campo magnético são vetores axiais, invariantes por transformação de paridade.



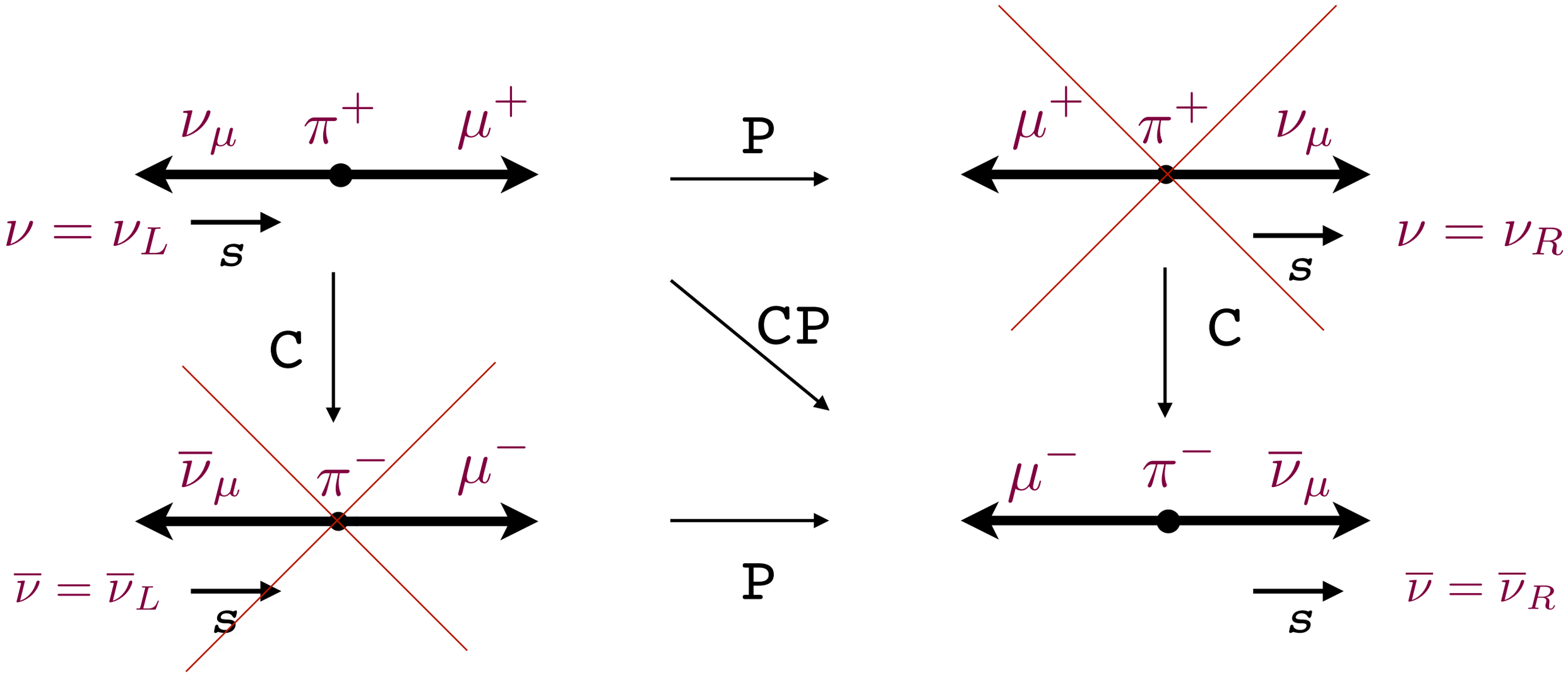
Conservação do momento linear:

$$\vec{p}_e = -\vec{p}_\nu$$

Não observado.

O resultado do experimento:
os elétrons são sempre emitidos na direção oposta ao spin do núcleo.
A paridade é violada (maximamente!) na interação fraca.

Violação de C: $\pi^+ \to \mu^+ \nu_\mu$



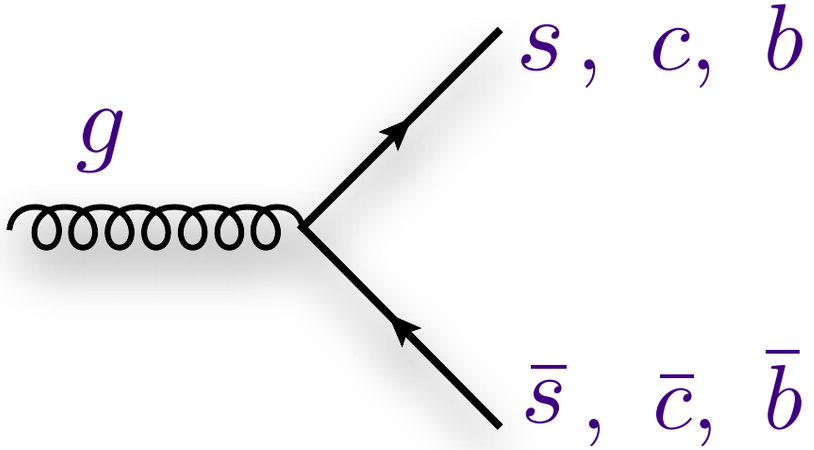
C e P são violadas individualmente,
mas a combinação CP é conservada.

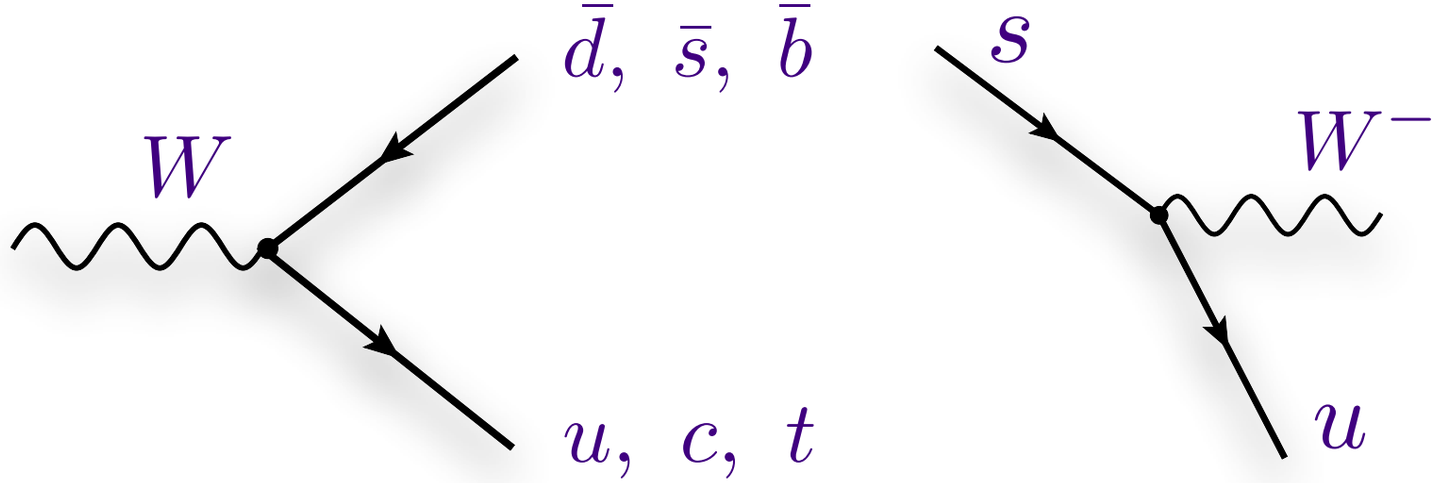
$$\Gamma(\pi^- \to \mu^- \overline{\nu}_{\mu_L}) = \Gamma(\pi^+ \to \mu^+ \nu_{\mu_R}) = 0$$
$$\Gamma(\pi^+ \to \mu^+ \nu_{\mu_L}) = \Gamma(\pi^- \to \mu^- \overline{\nu}_{\mu_R})$$

Mecânica Quântica de mesons neutros

Mesons neutros com sabor — K^0, D^0, B^0, B_s^0 :
se diferenciam de suas antipartículas pelo
número quântico de "sabor" (estranheza, *charm*, ...).

$$K^0 = (d\bar{s}) \quad \xrightarrow{C} \quad \overline{K}^0 = (\bar{d}s) \qquad \text{ou} \qquad C\,|K^0\rangle \;\rightarrow |\overline{K}^0\rangle$$



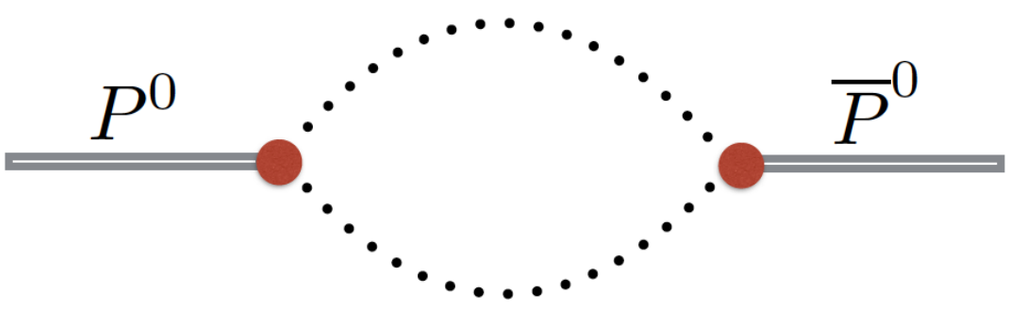


Nas interações fortes e EM os quarks *s*, *c* e *b* são criados aos pares, formando pares hadron/ anti-hadron com sabor.

Mas o sabor não é conservado nas interações fracas.

Na produção, os mesons neutros estão num autoestado de sabor,
mas não têm massa e vida média definidas.

A razão: nos mesons neutros há modos de decaimento
comuns à partícula e antipartícula.



$$P^0 = K^0(d\bar{s}),\ D^0(c\bar{u}),\ B^0(d\bar{b})$$

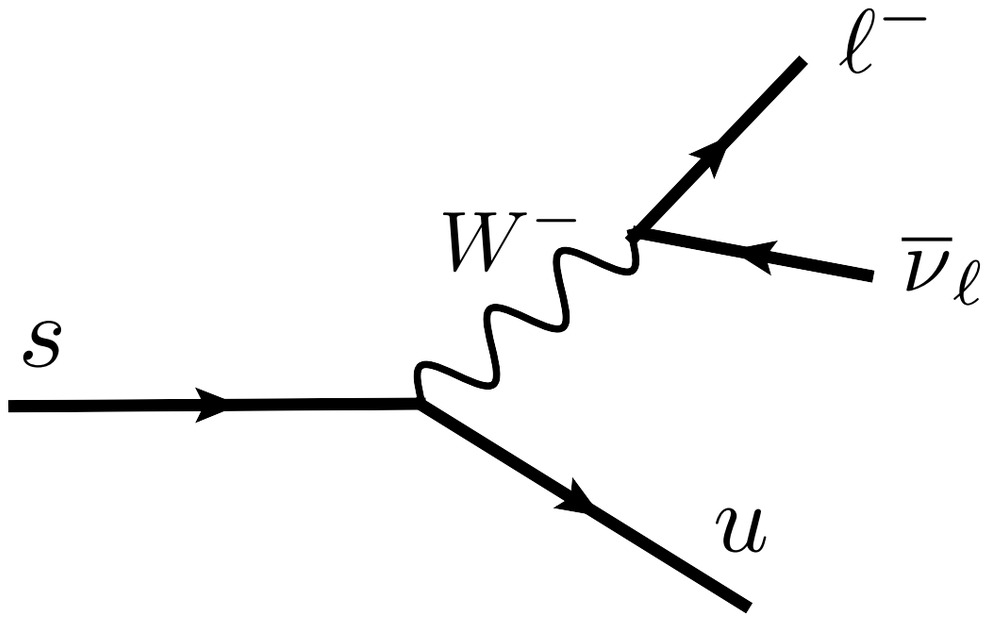
$$K^0 \to \pi\pi, \quad \overline{K}^0 \to \pi\pi \qquad K^0 \to \pi\pi \to \overline{K}^0 \to \pi\pi \to K^0 \to \pi\pi \to \ldots$$

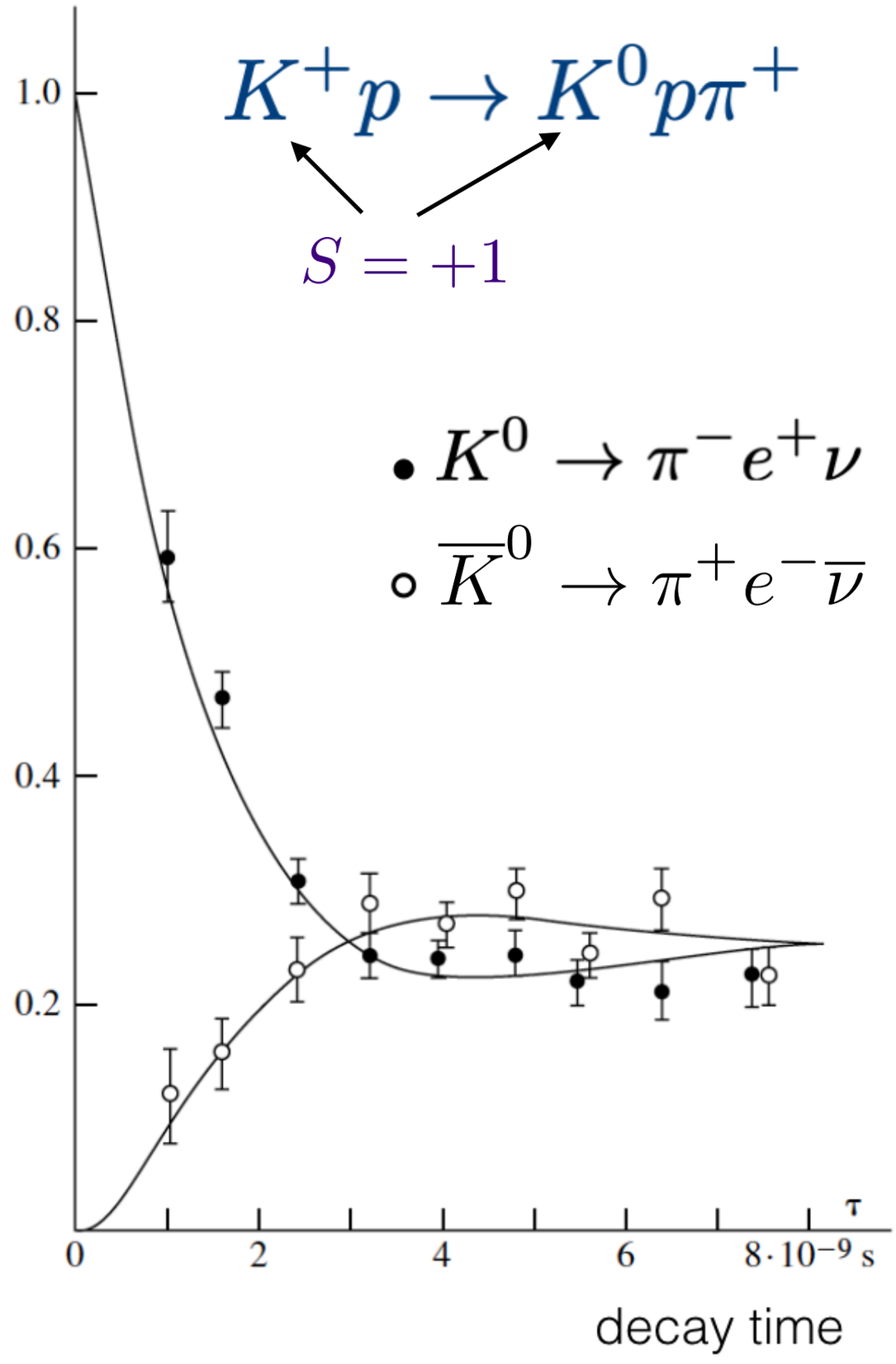
Oscilação de sabor ou *mixing:*

mesons neutros são produzidos com composição bem definida.
Transformam-se espontaneamente nos seus conjugados.
A oscilação pode ocorrer várias vezes antes de a partícula decair.

Pode-se distinguir os estados de composição bem definidos (estados de sabor) por modos de decaimento específicos:

$s \to u\ell^-\bar{\nu}$ e $\bar{s} \to \bar{u}\ell^+\nu_\ell$





- $K^0 \to \pi^- e^+ \nu$
- $\overline{K}^0 \to \pi^+ e^- \overline{\nu}$

A função de onda de um feixe de kaons neutros:

$$\Psi(t) = a(t)|K^0\rangle + b(t)|\overline{K}^0\rangle$$

Se "desligarmos" a interação fraca, os mesons neutros
não decairiam nem teriam oscilação de sabor:

$$i\frac{\partial}{\partial t}\Psi = H\psi, \qquad H = \begin{pmatrix} M_K & 0 \\ 0 & M_K \end{pmatrix} \qquad (H = T + V)$$

$$\Psi = \begin{pmatrix} |K^0\rangle \\ |\overline{K}^0\rangle \end{pmatrix}$$

$$\Psi(t) = e^{-iM_K t}\left[a(t=0)|K^0\rangle + b(t=0)|\overline{K}^0\rangle\right]$$

frações iniciais de cada espécie

"Ligar" a interação fraca equivale a adicionar um termo fora da diagonal,

$$H = \begin{pmatrix} M_K & \Delta \\ \Delta & M_K \end{pmatrix}$$

Devido à interação fraca, os mesons oscilam e decaem.

Os estados com massa e vida média bem definidos são combinações lineares dos estados de sabor:

$$|K_1\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|K^0\rangle + |\overline{K}^0\rangle\right), \qquad |K_2\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|K^0\rangle - |\overline{K}^0\rangle\right) \ .$$

Como esses estados se comportam mediante a transformação combinada CP?

$$CP\,|K^0\rangle = +\,|\overline{K}^0\rangle \qquad CP\,|\overline{K}^0\rangle = +\,|K^0\rangle$$

$$CP\,|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\overline{K}^0\rangle + |K^0\rangle\right) = +\,|K_1\rangle$$

$$CP\,|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\overline{K}^0\rangle - |K^0\rangle\right) = -\,|K_2\rangle$$

Se CP fosse uma simetria exata das interações fracas:

$$CP\,|\pi\pi\rangle = +\,|\pi\pi\rangle \qquad\qquad CP\,|\pi\pi\pi\rangle = -\,|\pi\pi\pi\rangle$$

$$K_1 \to \pi\pi, \qquad K_2 \nrightarrow \pi\pi\ , \qquad\qquad K_1 \nrightarrow \pi\pi\pi, \qquad K_2 \to \pi\pi\pi\ .$$

Um "acidente" da natureza:

$$3 \times m_\pi \simeq 420\ \mathrm{MeV} \qquad\qquad m_{K_2} \simeq 500\ \mathrm{MeV}$$

A vida média do K_2 é muito mais longa que a do K_1.
Os dois estados de massa são definidos pela vida média:

$$K_1 = K_S^0, \qquad \tau = (0.8958 \pm 0.0005) \times 10^{-10}\ \mathrm{s}$$

$$K_2 = K_L^0, \qquad \tau = (5.099 \pm 0.021) \times 10^{-8}\ \mathrm{s}$$

Medindo a frequência de oscilação, determina-se
a diferença de massa entre os dois estados:

$$\Delta m = m(K_L) - m(K_S) \simeq 3.5 \times 10^{-6}\ \mathrm{eV}.$$

estados de massa: $K_S^0,\ \ K_L^0$ estados de sabor: $K^0,\ \ \overline{K}^0$

$$|K_S^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\overline{K}^0\rangle + |K^0\rangle\right), \qquad |K_L^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\overline{K}^0\rangle - |K^0\rangle\right)$$

$$|K^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|K_L^0\rangle + |K_L^0\rangle\right), \qquad |\overline{K}^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|K_S^0\rangle - |K_L^0\rangle\right)$$

Se *CP* fosse uma simetria da interação fraca:

$$K_L^0 \nrightarrow \pi^+\pi^-$$

Em 1964, uma descoberta fundamental e surpreendente:

$$K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$$

As interações fracas violam *C*, *P*, e *CP*!
As leis da Física são ligeiramente diferentes para matéria e antimatéria!!

Violação de *CP*

Todas as evidências experimentais
indicam que o Universo visível é
composto apenas por matéria bariônica.

Como surgiu a prevalência da matéria sobre a antimatéria?

Andrey Sakharov, em 1967, propôs três condições necessárias a qualquer mecanismo de bariogênese:

1) violação do número bariônico;

2) violação de C e CP;

3) processos que violam o número bariônico devem ocorrer fora do equilíbrio térmico.

O mecanismo que dá origem à violação de CP
no Modelo Padrão explica todos os fenômenos observados em laboratório…

…mas é insuficiente, por ordens de grandeza, para reproduzir a assimetria observada no Universo.

Novos mecanismos de violação de CP devem existir, envolvendo novas partículas e revelando simetrias mais fundamentais.

A busca por novas partículas e simetrias é feita no CERN seguindo duas estratégias complementares:

- explorar o limite de alta energia (CMS e ATLAS);
- explorar o limite de alta intensidade (LHCb).

A violação de CP é um fenômeno com implicações cosmológicas profundas: uma das condições necessárias para explicar a assimetria matéria-antimatéria.

Como esse fenômeno é tratado no MP?

Em 1973, Makoto Kobayashi e Toshihide Maskawa postularam a existência de uma terceira geração de quarks, antes mesmo de o quark charm ser observado.

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

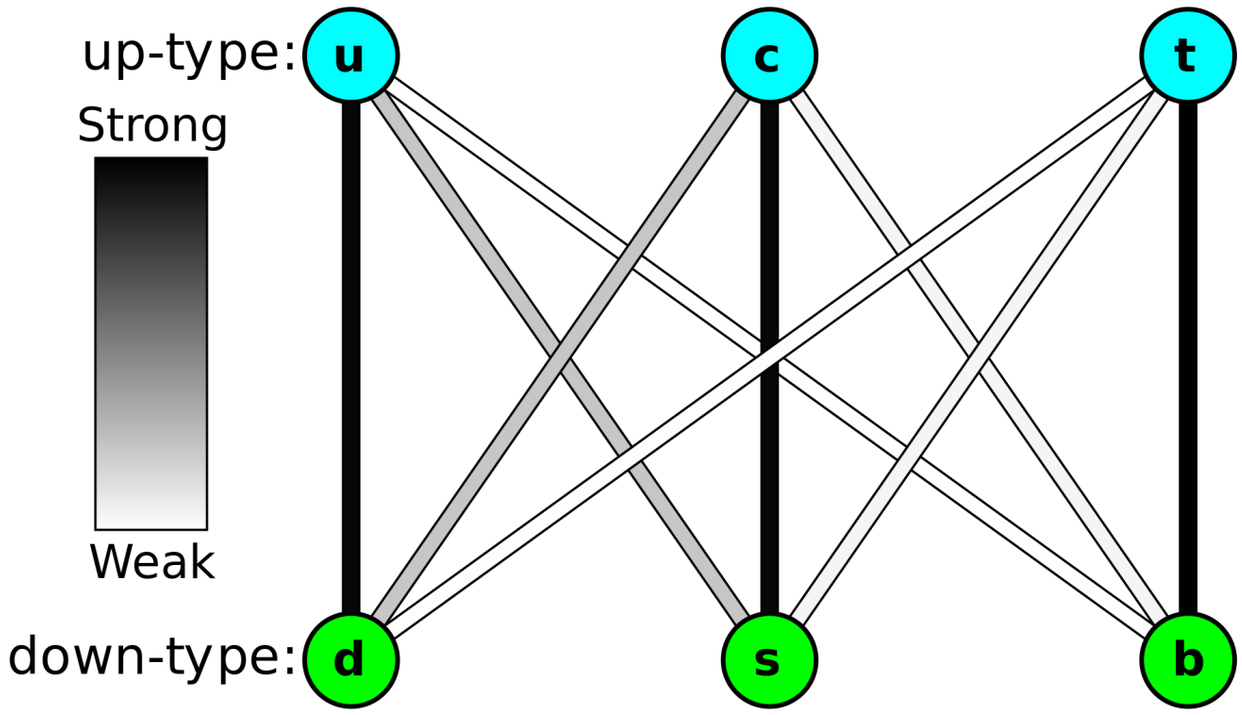
estados de massa

matriz CKM, relacionando as duas bases

estados de sabor

A matriz Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) descreve a intensidade da interação entre quarks do tipo *up* com quarks do tipo *down*

O acoplamento entre quarks da mesma geração é mais intenso.



Os elementos da matriz CKM são complexos.

Os módulos dos termos fora da diagonal são pequenos.

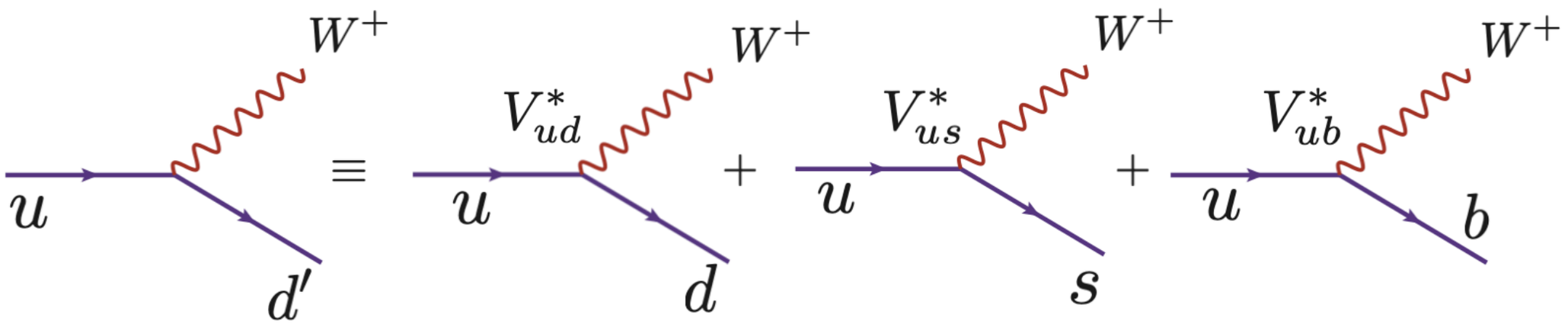
$$V_{\mathrm{CKM}} = \begin{pmatrix} 0.97425 \pm 0.00022 & 0.2253 \pm 0.0008 & 0.00413 \pm 0.00049 \\ 0.225 \pm 0.008 & 0.986 \pm 0.016 & 0.0411 \pm 0.0013 \\ 0.0084 \pm 0.0006 & 0.0400 \pm 0.0027 & 1.021 \pm 0.032 \end{pmatrix}$$

A matriz CKM é unitária:

$$VV^* = V^*V = I \quad \longrightarrow \quad \sum_{i=1}^{3} |V_{ij}|^2 = 1$$

Universalidade da interação fraca:

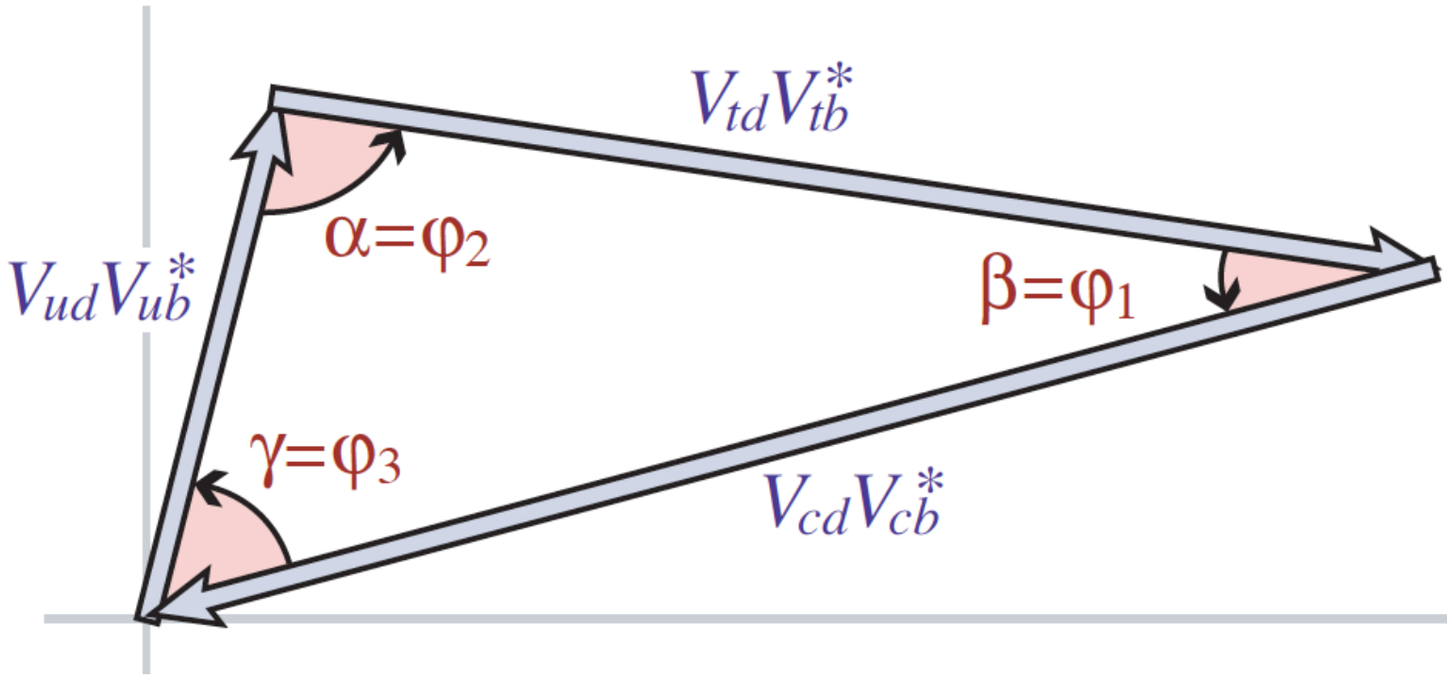
$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1$$
$$|V_{cd}|^2 + |V_{cs}|^2 + |V_{cb}|^2 = 1$$
$$|V_{td}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{tb}|^2 = 1$$



A unitaridade da matriz CKM também implica:

$$\sum_{i=1}^{3} V_{ij} V_{ik}^* = \sum_{i=1}^{3} V_{ji} V_{ki}^* = 0, \qquad j,k = 1,2,3, \quad j \neq k.$$

As relações acima podem ser representadas graficamente:



Os lados e ângulos desse triângulo são quantidades mensuráveis.

Elas podem indicar se existem novas fontes de assimetria entre matéria e antimatéria, além do modelo padrão.

A condição para que haja violação de *CP*: $V_{\rm CKM} \neq V_{\rm CKM}^*$

Com apenas duas gerações, a matriz complexa pode se tornar real mediante uma rotação nos campos:

$$d_j \to e^{i\phi_j} d_j, \qquad u_k \to e^{i\phi_k} u_k, \qquad V_{jk} \to e^{i(\phi_k - \phi_j)} V_{jk}$$

Mas com pelo menos três gerações, a matriz é necessariamente complexa, com três ângulos e uma fase!

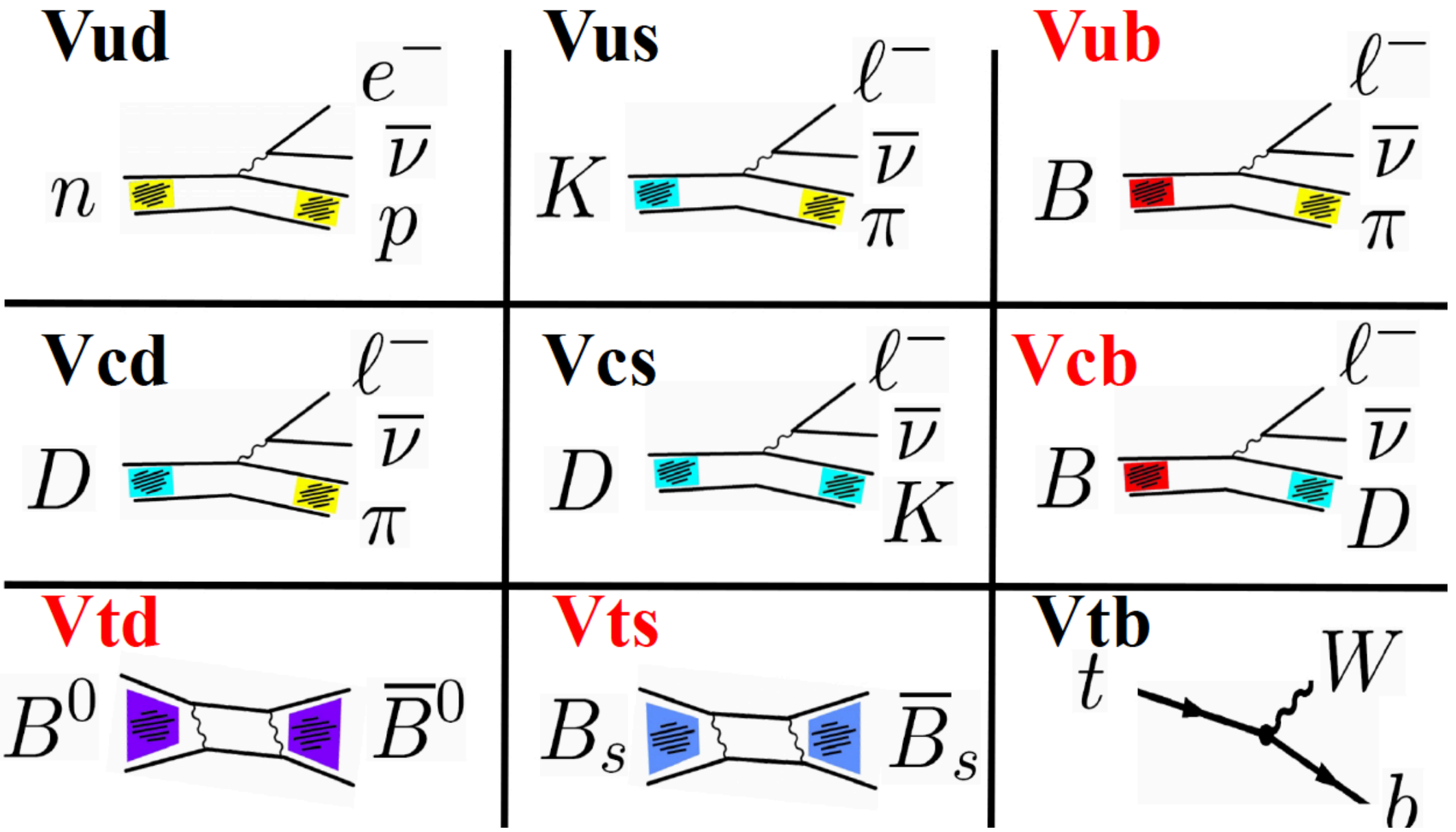
$$V = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix},$$

$c_{ij} = \cos\theta_{ij}, \; s_{ij} = \sin\theta_{ij}, \quad \theta_{12}, \; \theta_{13}, \; \theta_{23} \longrightarrow$ ângulos de Euler

$\delta_{13} \longrightarrow$ fase "fraca", que gera a violação de *CP*:

$$V_{\rm CKM} \xrightarrow{CP} V_{\rm CKM}^*$$

Como os elementos da matriz CKM são medidos

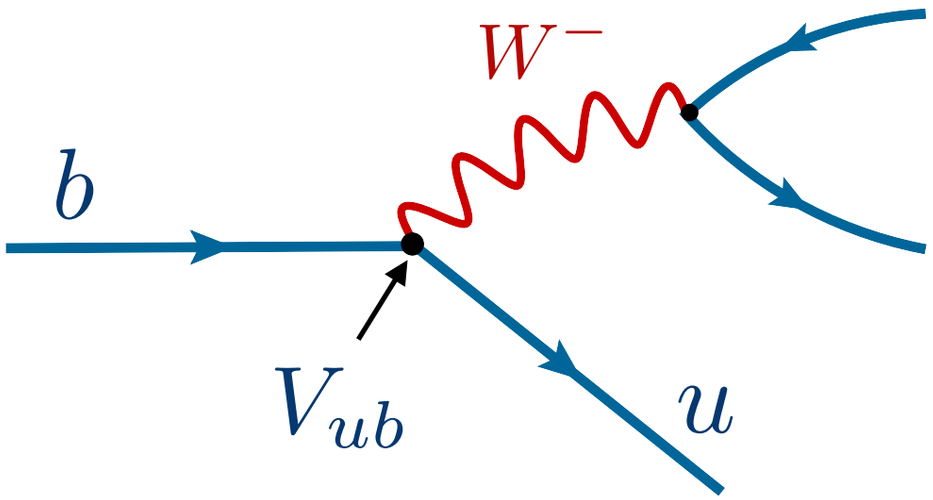


Durante quase 40 anos o fenômeno da violação de *CP* ficou restrito aos kaons neutros.

Em 2001 os experimentos BaBar e Belle mostraram, pela primeira vez, a violação de *CP* nos mesons B^0.

Em 2019, a violação de CP em mesons D^0 foi observada pela primeira vez, pelo experimento LHCb (CERN).

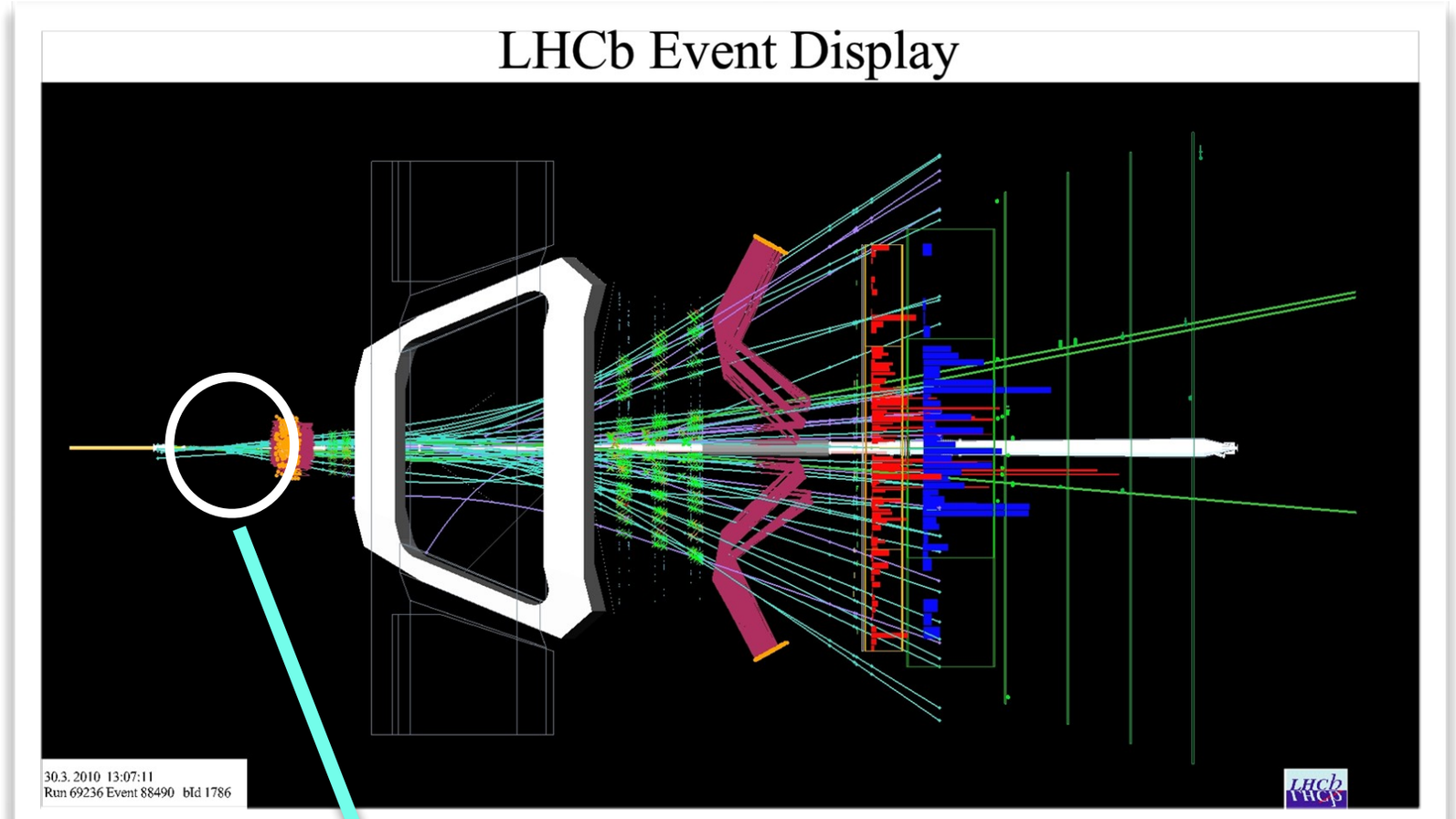
O processo mais importante na Física de Sabores: decaimento fraco de hadrons contendo quarks *s*, *c* ou *b*.



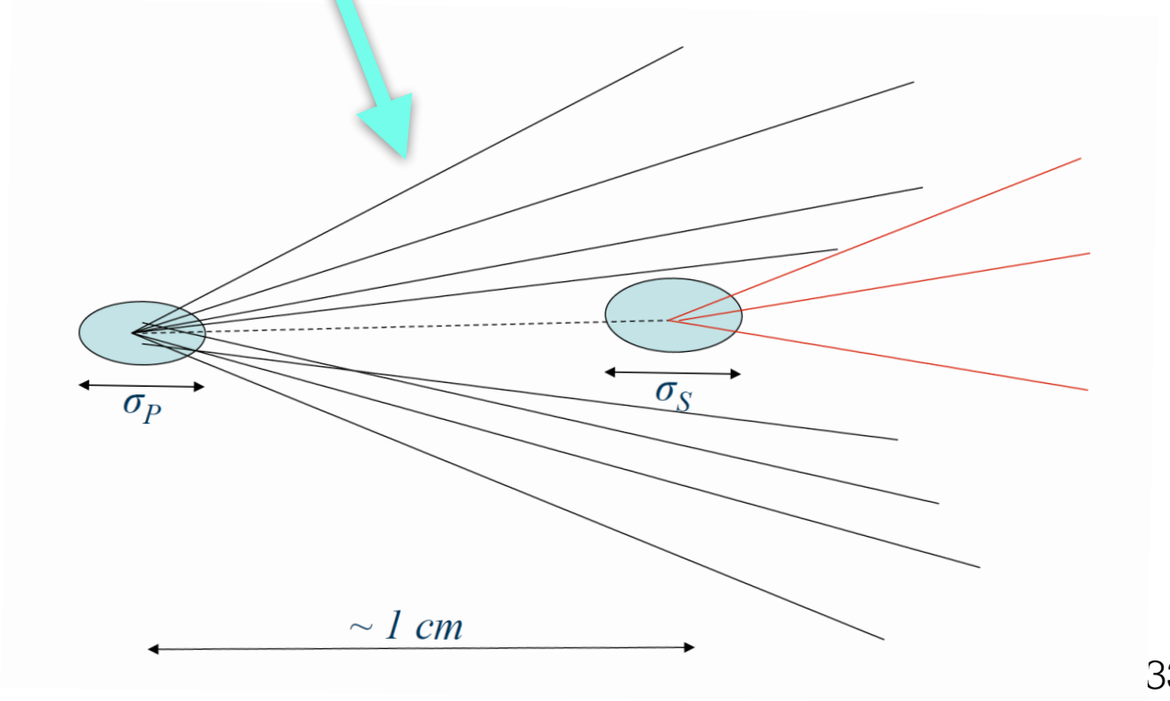
$$\texttt{amplitude} \propto V_{ub}$$

$$V_{ub} = |V_{ub}|\, e^{i\gamma}$$

$$\gamma \simeq \delta_{13}$$



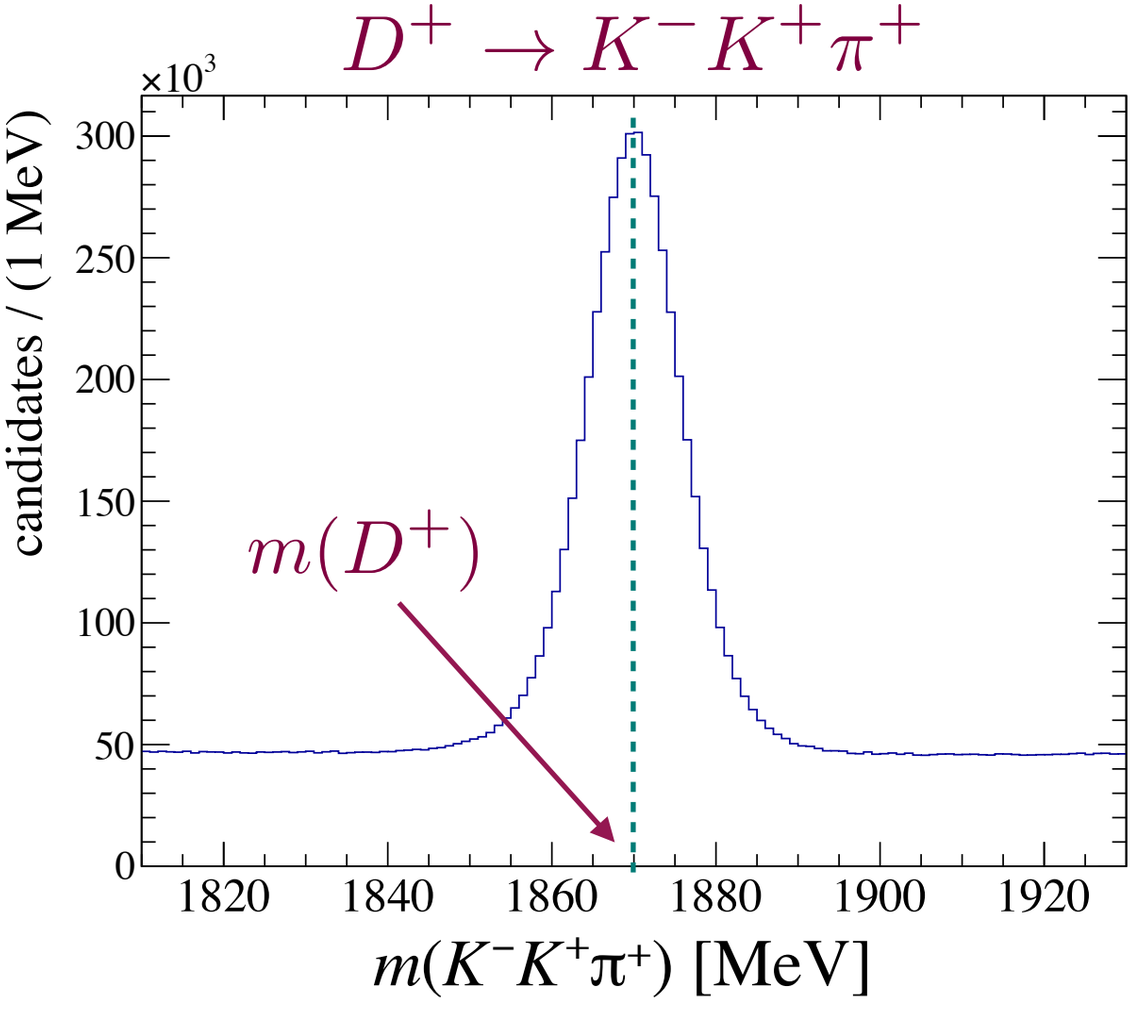
Os decaimentos são reconstituídos combinando trajetórias obtidas pelo sistema de *tracking*.

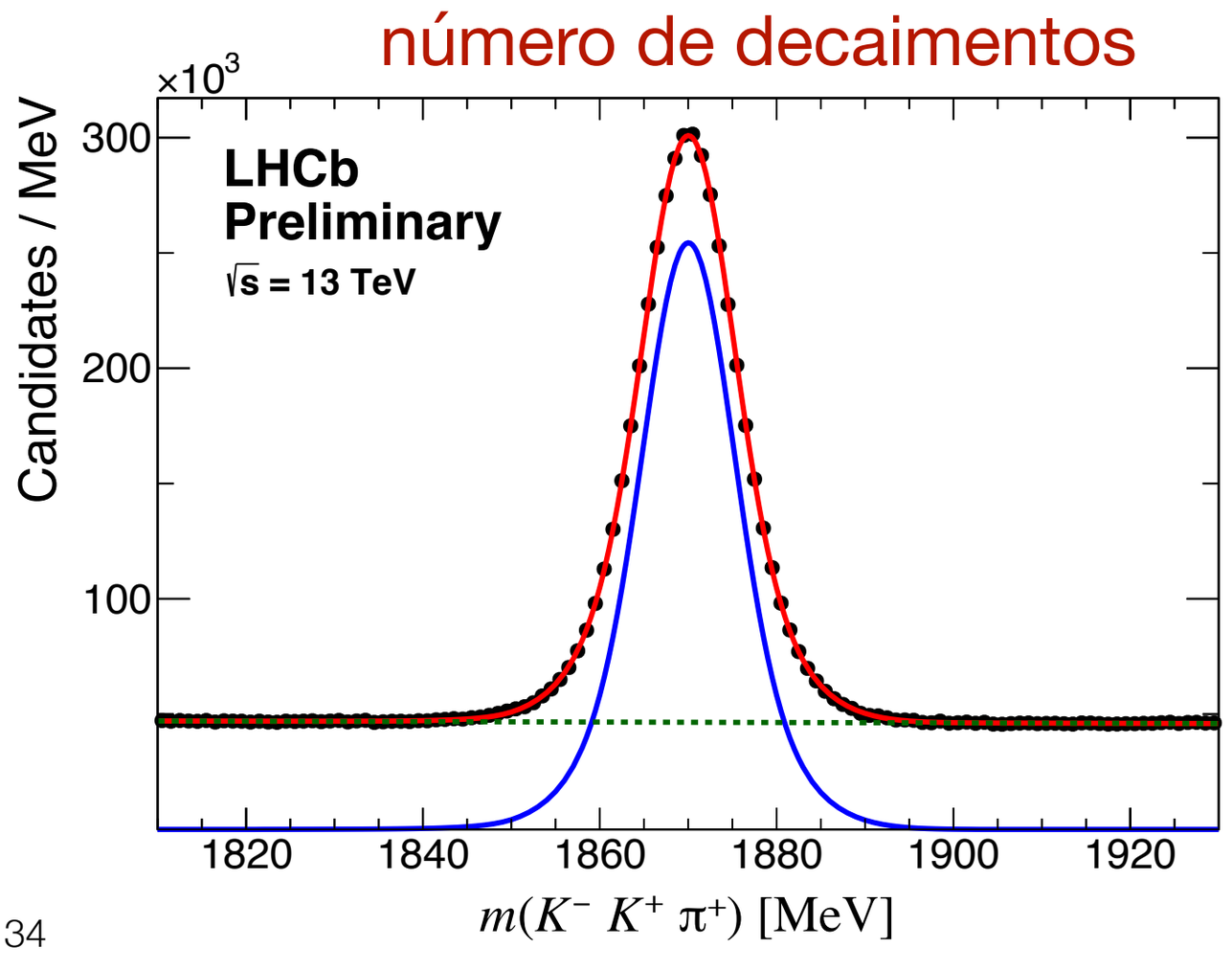


Características específicas de cada tipo de decaimento são usadas para identificar quais as trajetórias que correspondem aos produtos do decaimento.

- combine 3 trajetórias (traços) com carga total +-1;
- cada traço deve ser identificado como kaon ou pion;
- os 3 traços devem forma um vértice bem separado do ponto de produção (onde ocorreu a interação *pp*);
- A linha de vôo (direção da soma dos 3 vetores momenta) deve apontar para o ponto de produção

Um ajuste determina o número de decaimentos





Em geral, precisamos determinar a eficiência de detecção dos decaimentos estudados.

$$N_{\rm obs}(P \to f) = N_{\rm prod}(P) \times \mathcal{B}(P \to f) \times \varepsilon$$

$N_{\rm obs}(P \to f) \longrightarrow$ `número de decaimentos observados`

$N_{\rm prod}(P) \longrightarrow$ `número de partículas` P `produzidas`

$\mathcal{B}(P \to f) \longrightarrow$ `probabilidade da partícula` P `decair no estado final` f

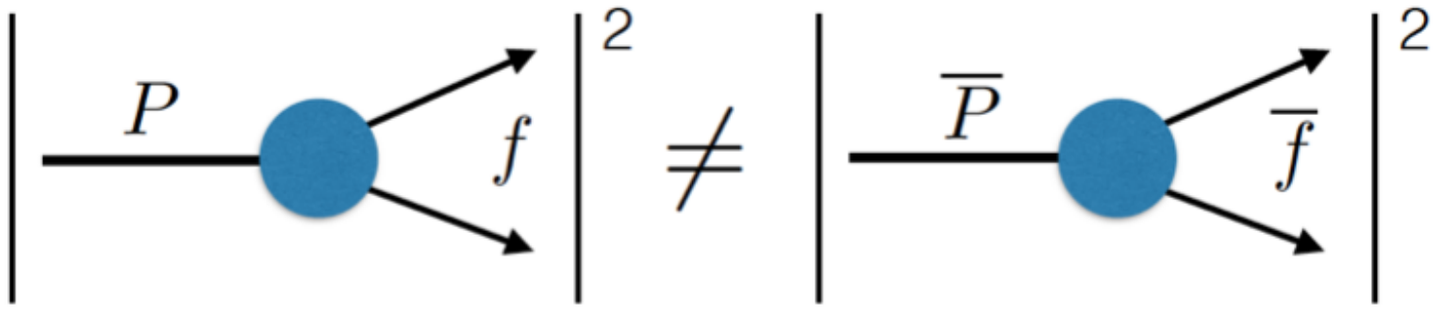
$\varepsilon \longrightarrow$ `eficiência de detecção do canal` f

A eficiência é determinada usando simulações numéricas (Monte Carlo, ou MC): interação primária, decaimento, aceitação geométrica, propagação através do detector, eficiência do *trigger* e da seleção.

Três tipos de violação de *CP*

Violação de *CP* direta:

diferença na taxa de decaimento de mesons e anti-mesons



$$\Gamma \propto |\mathcal{A}(P \to f)|^2$$

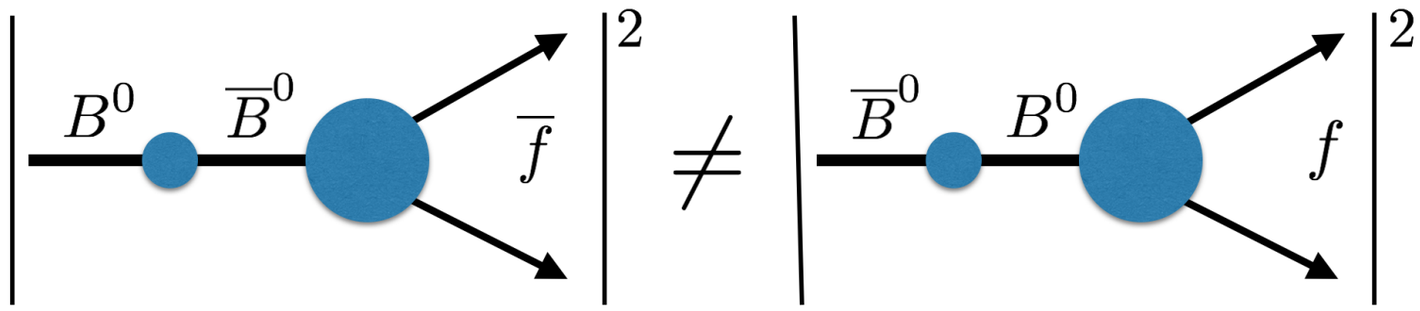
$$\Gamma(P \to f) \neq \Gamma(\overline{P} \to \bar{f})$$

$$A_{CP} \equiv \frac{\Gamma(P \to f) - \Gamma(\overline{P} \to \bar{f})}{\Gamma(P \to f) + \Gamma(\overline{P} \to \bar{f})}$$

$$A_{CP} \neq 0 \;\rightarrow\; \texttt{violação de } \textit{CP}$$

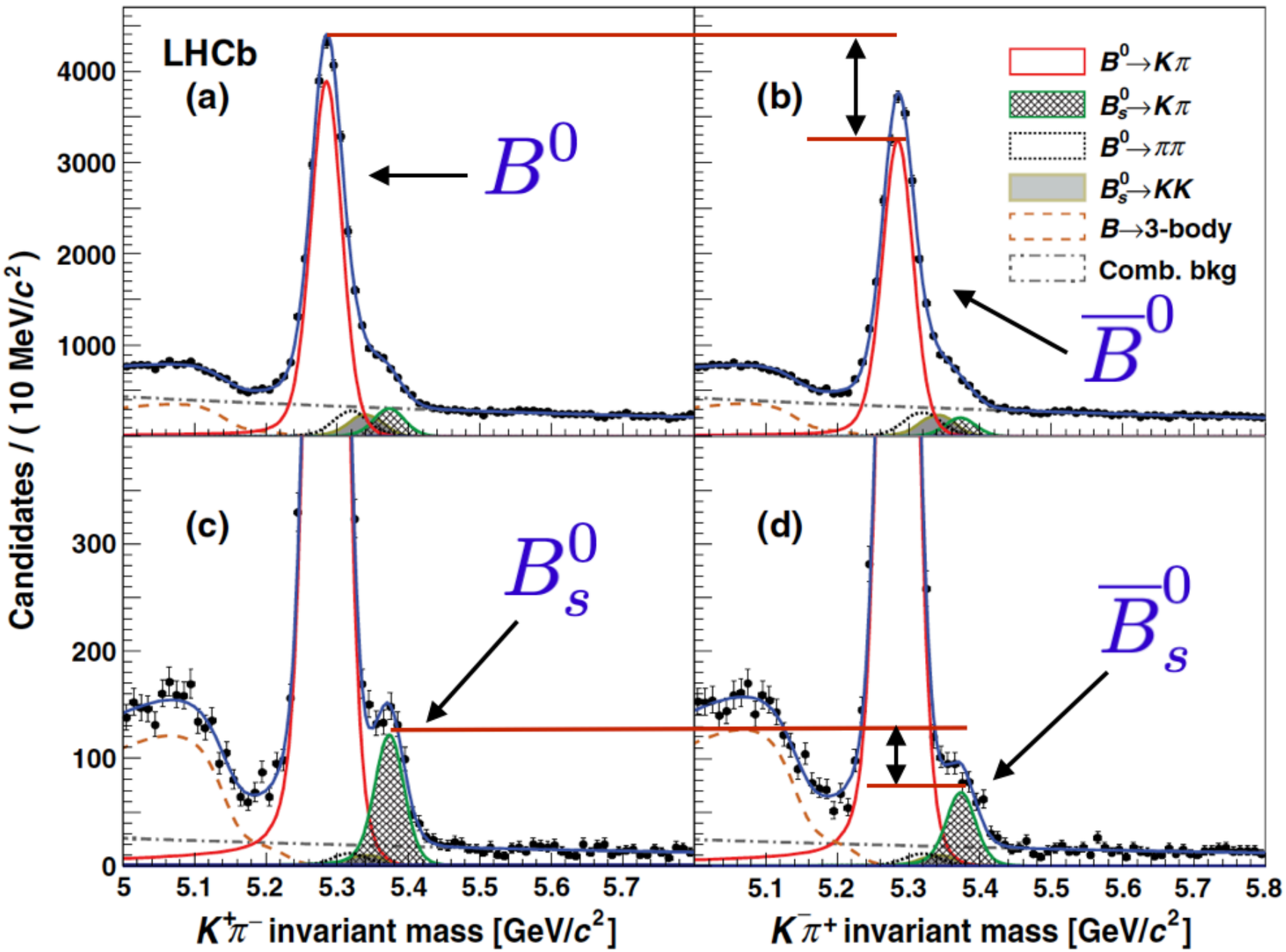
Violação de *CP* indireta I:

diferença na frequência de oscilação de mesons ou anti-mesons.



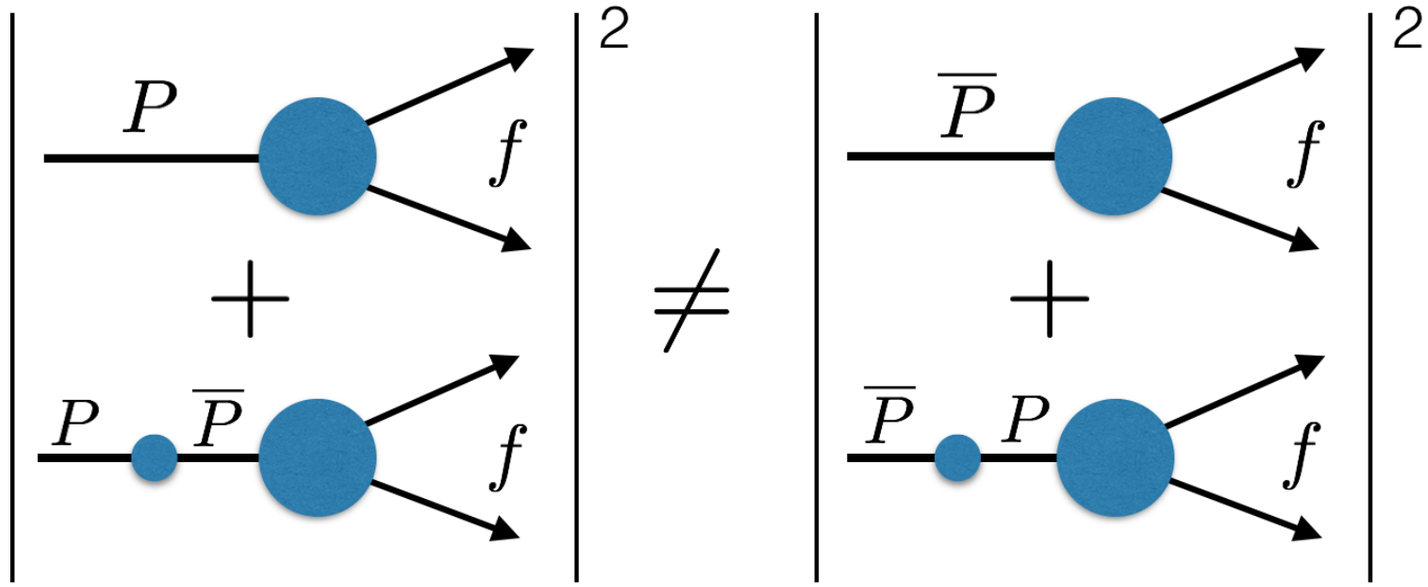
Ainda não observada.

A primeira observação de violação de CP no decaimento, ou direta, feita em 2012: $B^0_{(s)} \to K^{\pm}\pi^{\mp}$

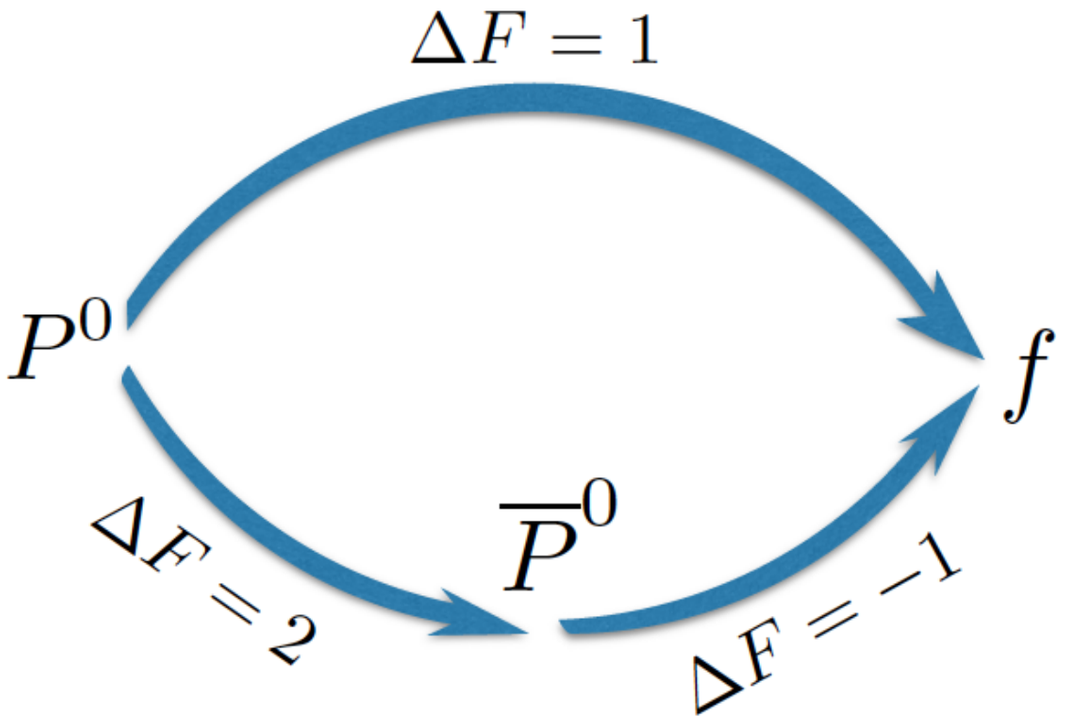


$A_{CP}(B^0_s \to K^-\pi^+) = (27 \pm 4)\%$ $A_{CP}(B^0 \to K^-\pi^+) = (8.0 \pm 0.8)\%$

Violação de *CP* indireta II: interferência entre amplitudes de decaimento com sem *mixing*.



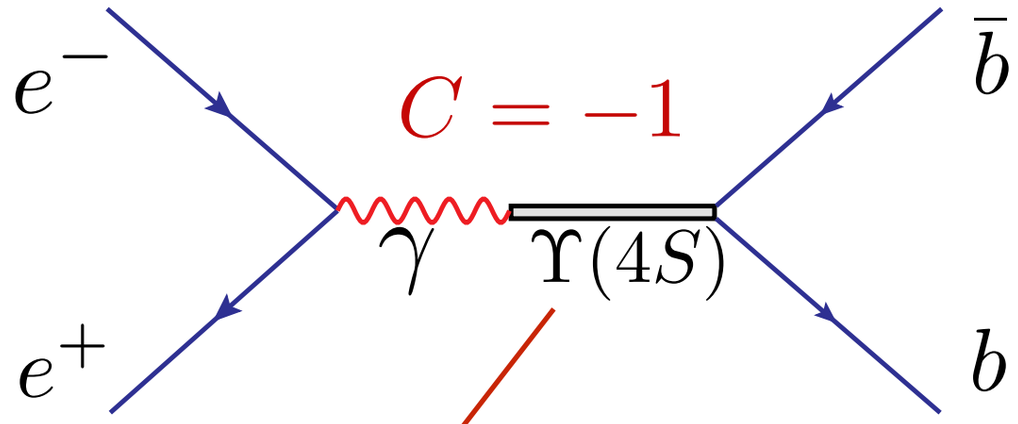
f é um estado final comum à partícula e antipartícula ($K\overline{K}, \pi\pi$, por ex.). O decaimento pode ocorrer de forma direta ou precedido de mixing. A probabilidade de decaimento difere se o estado inicial é um meson ou um anti-meson.

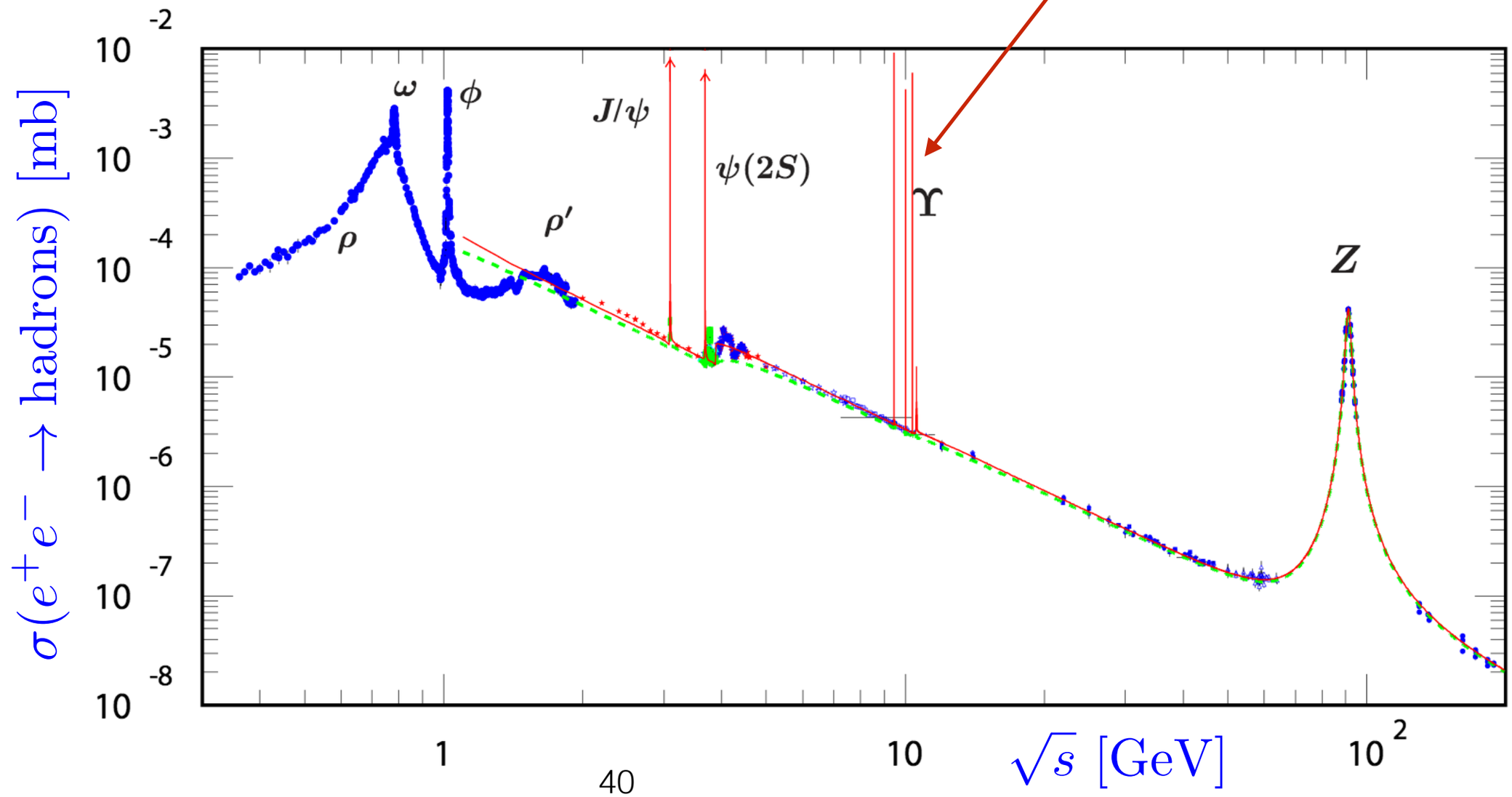


A observação da violação de CP associada ao mixing requer a determinação do sabor do meson *B* quando decai.

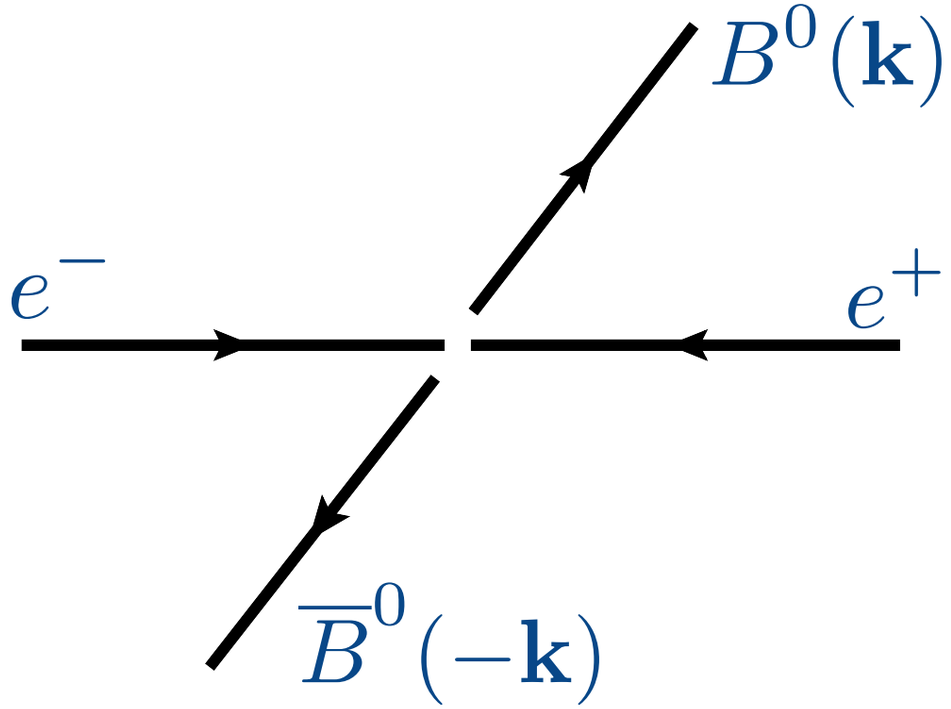
Nas "fábricas de *B*", Belle e BaBar, o sabor pode ser determinado eficientemente.

$$e^+e^- \to b\bar{b},\ \sqrt{s} = m[\Upsilon(4S)]$$





O par $B^0 - \overline{B}^0$ é produzido num estado quântico emaranhado.



São proibidos os estados

$|B^0\rangle|B^0\rangle$ e $|\overline{B}^0\rangle|\overline{B}^0\rangle$

$C = +1$ $\quad$ $C = +1$

$$|[B^0\overline{B}^0](t)\rangle = e^{-\Gamma t}\frac{1}{\sqrt{2}}\left[|B^0(\mathbf{k})\rangle|\overline{B}^0(-\mathbf{k})\rangle - |B^0(-\mathbf{k})\rangle|\overline{B}^0(\mathbf{k})\rangle\right]$$

$C = -1$

Quando um dos mesons decai, o sabor do outro fica automaticamente determinado (*flavour tagging*).

$$B^0 \to \ell^+ + X \nleftarrow \overline{B}^0, \quad B^0 \nrightarrow \ell^- + X \leftarrow \overline{B}^0$$

A violação de *CP* indireta II é quantificada pelo observável assimetria *CP* dependente do tempo,

$$\mathcal{A}_f(t) = \frac{\Gamma[\overline{B}^0(t) \to f] - \Gamma[B^0(t) \to f]}{\Gamma[\overline{B}^0(t) \to f] + \Gamma[B^0(t) \to f]}.$$

Há duas componentes, violação indireta e direta:

$$\mathcal{A}_f(t) = A_{CP}^{\rm int} \sin(\Delta m t) - A_{CP}^{\rm dir} \cos(\Delta m t).$$

$$\Delta m = m(B_H^0) - m(\overline{B}_L^0) = (3.337 \pm 0.003) \times 10^{-10}\ {\rm MeV}$$

$B^0 \to J/\psi K_S^0$ ⟶ a componente direta é muito pequena:

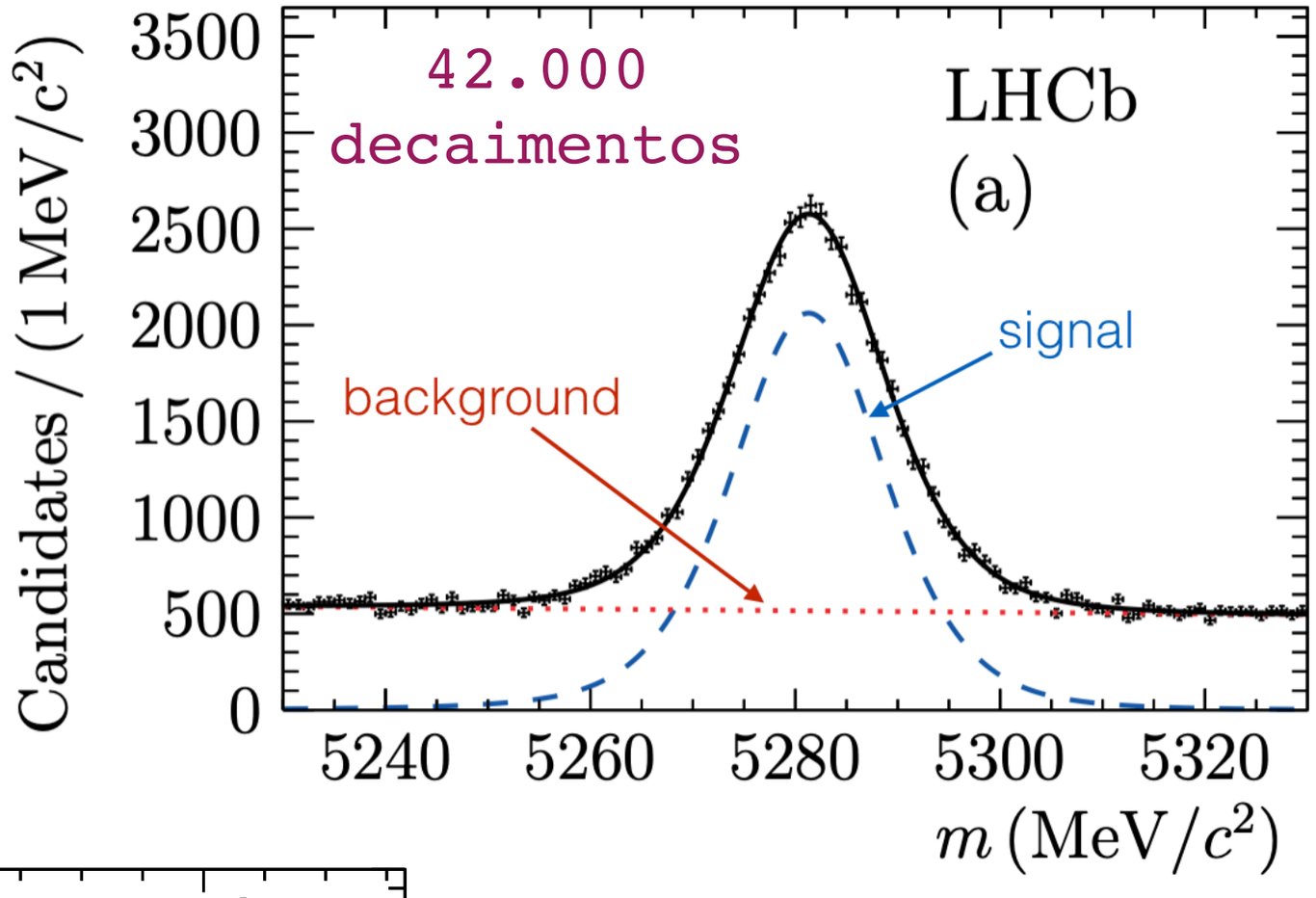
$$\mathcal{A}_f(t) \simeq A_{CP}^{\rm ind}\ \sin(\Delta m\ t)$$

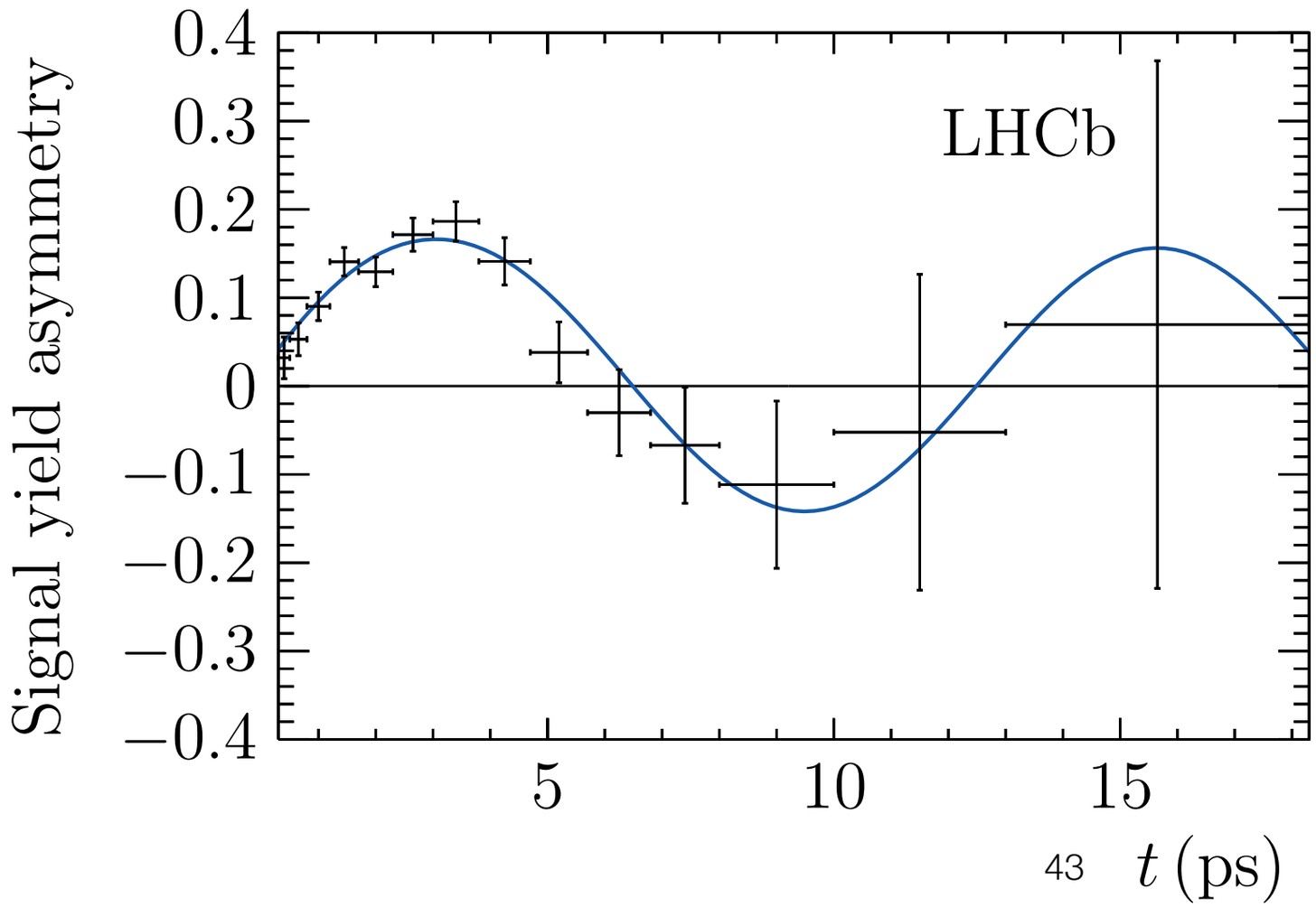
O decaimento $B^0 \to J/\psi K^0_S$

($K^0_S \to \pi^+\pi^-$, $J/\psi \to \mu^+\mu^-$)

produz o estado final

$\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$





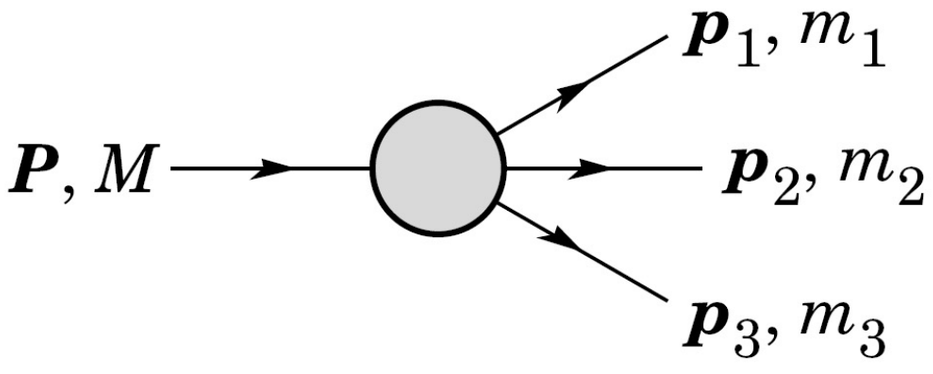
$$\mathcal{A}_f(t) = A^{\rm int}_{CP} \sin(\Delta m t) - A^{\rm dir}_{CP} \cos(\Delta m t)$$

$$A^{\rm ind}_{CP} = 0.731 \pm 0.045$$

$$A^{\rm dir}_{CP} = -0.038 \pm 0.033$$

O diagrama de Dalitz

Decaimentos em três corpos



$$P = (M, \mathbf{P}), \quad p_i = (m_i, \mathbf{p}_i).$$

só partículas com spin-0

Conservação da energia e momento:

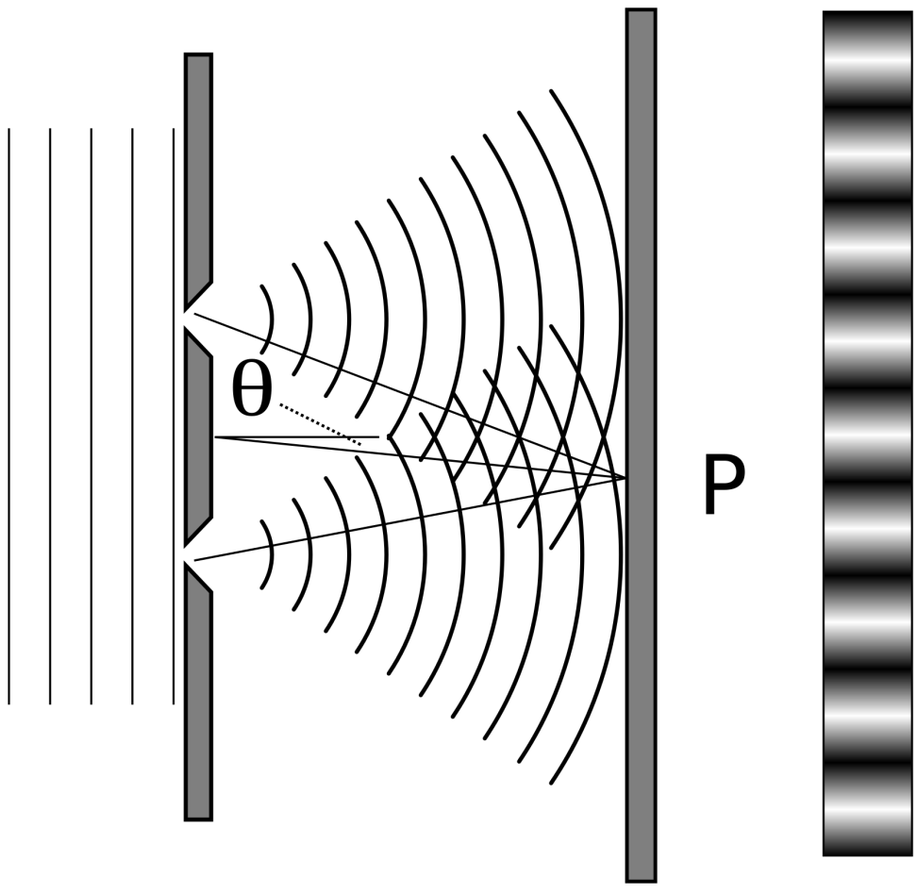
$$P = \sum p_i \quad \longrightarrow M = \sum \sqrt{m_i^2 + \mathbf{p}_i^2}, \quad \sum \mathbf{p}_i = 0$$

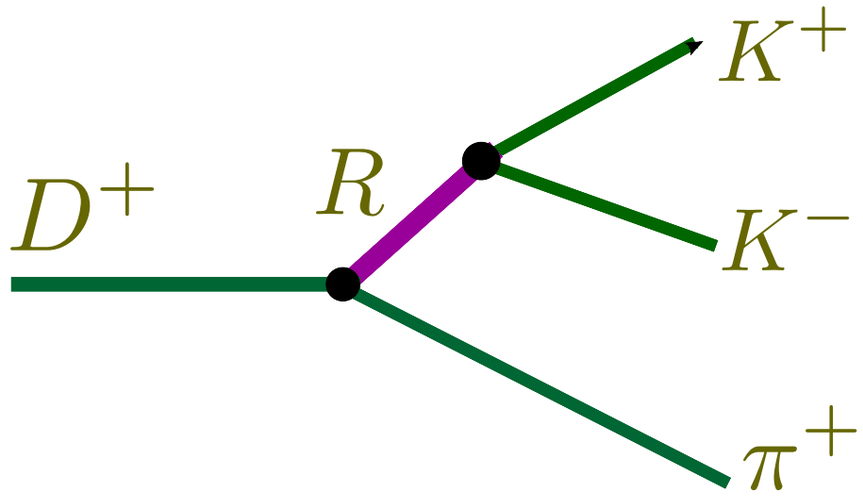
No referencial de repouso da partícula que decai as três "filhas" formam um plano, cuja orientação espacial é irrelevante.

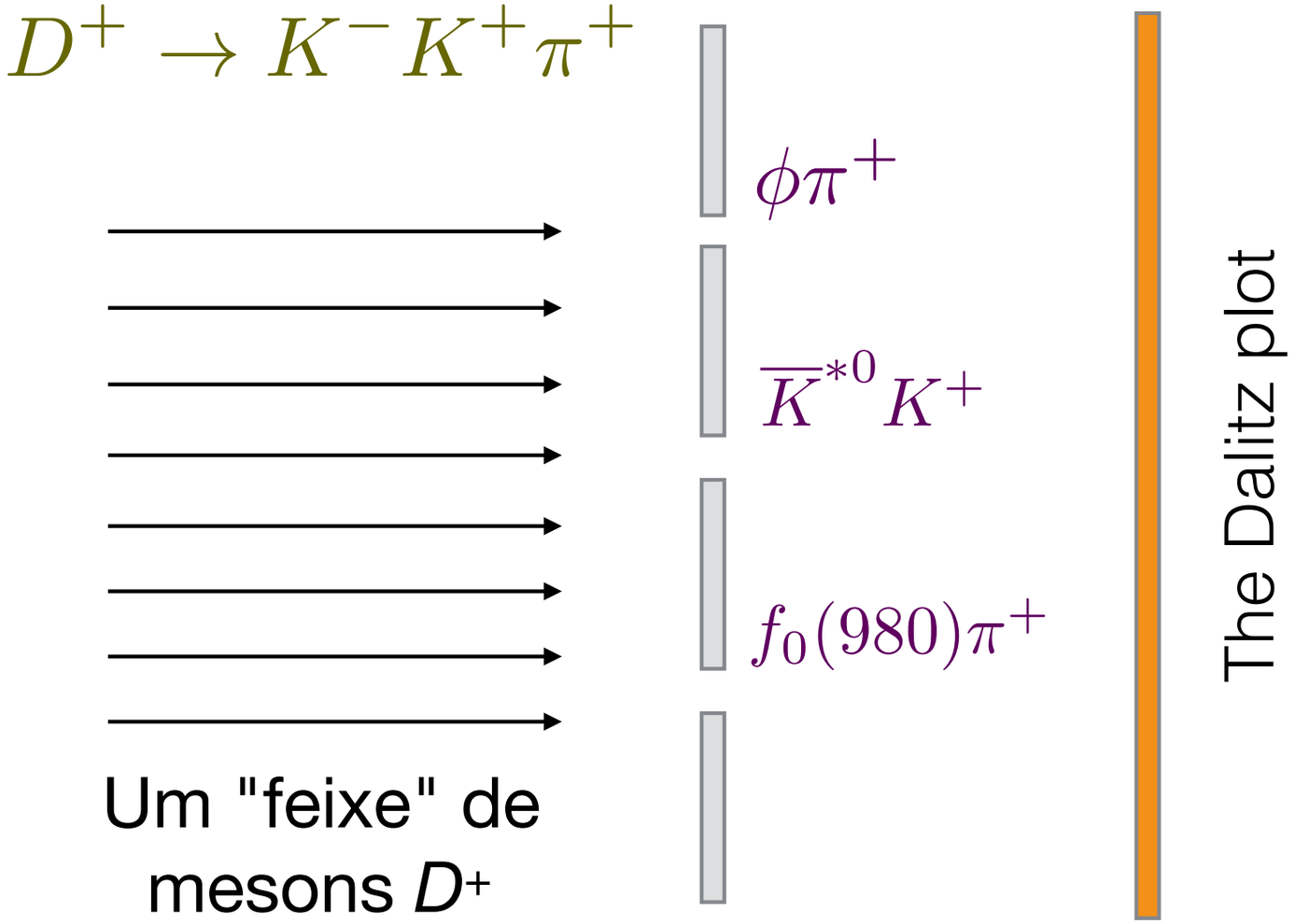
A cinemática é definida por dois graus de liberdade:

$$s_{12} = (p_1 + p_2)^2 = m_{12}^2$$
$$s_{23} = (p_2 + p_3)^2 = m_{23}^2$$

Um feixe luminoso sofre difração e interferência ao passar por um anteparo com duas fendas.



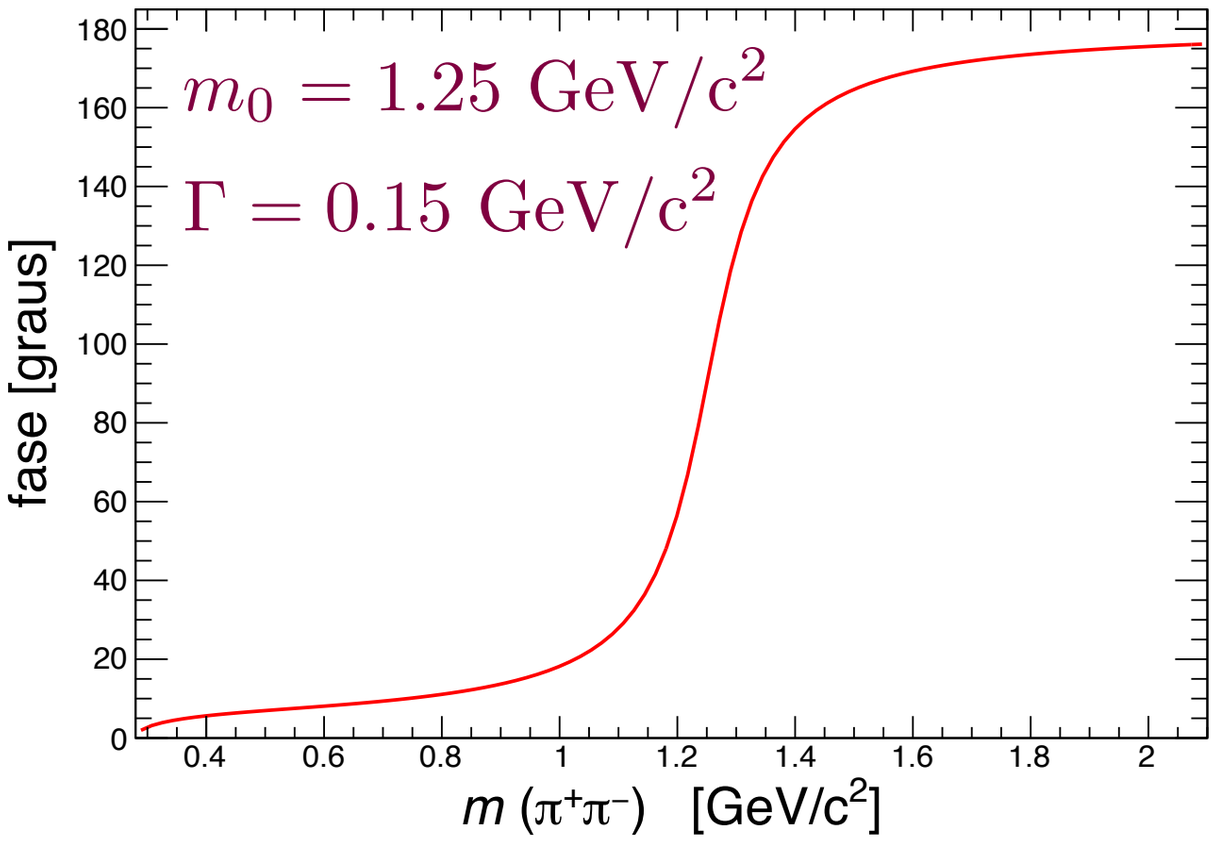




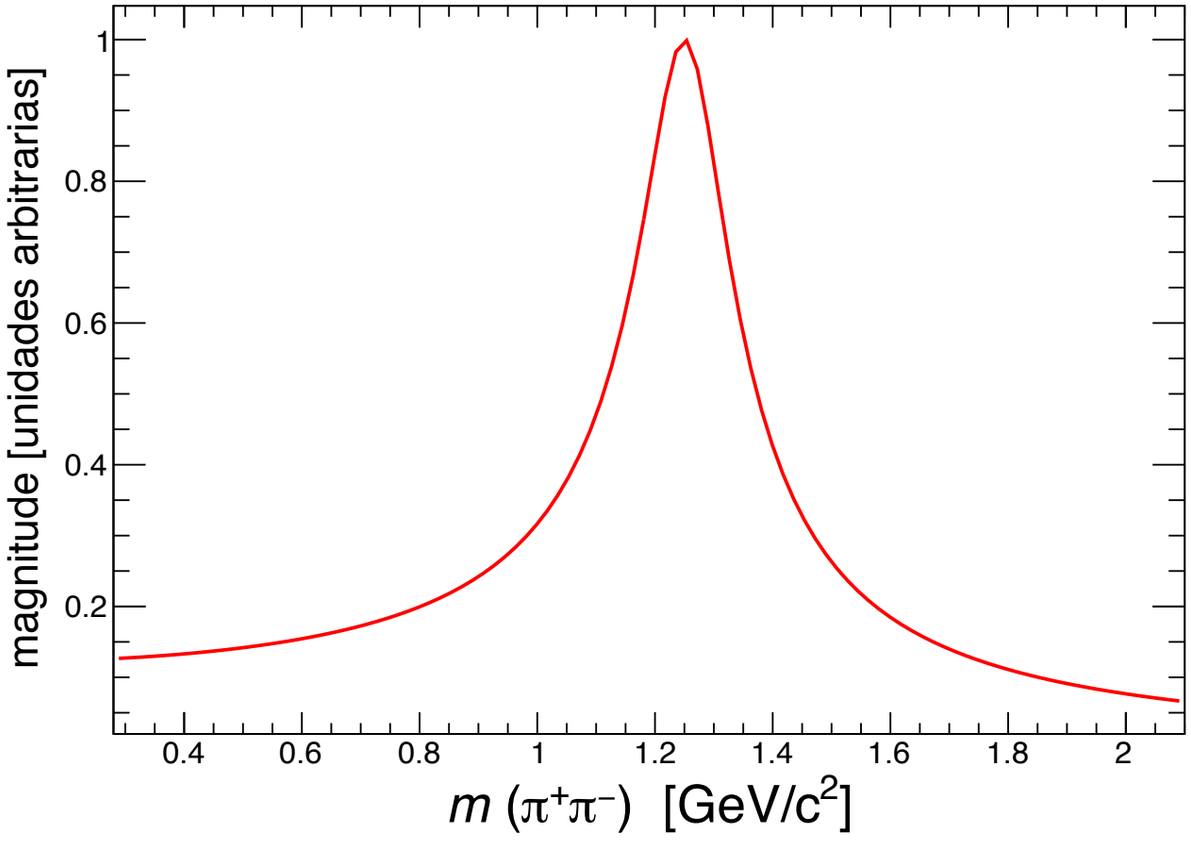
Ressonâncias são usualmente representadas por funções Breit-Wigner

$$\mathrm{BW} = \frac{1}{s - m_0^2 + i m_0 \Gamma}$$

A fase varia de 180º, passando por 90º quando $s = m_0$



O módulo da função tem valor máximo quando $s = m_0$



O Dalitz *plot* é uma representação do espaço de fase.

Cada decaimento é representado por um ponto.

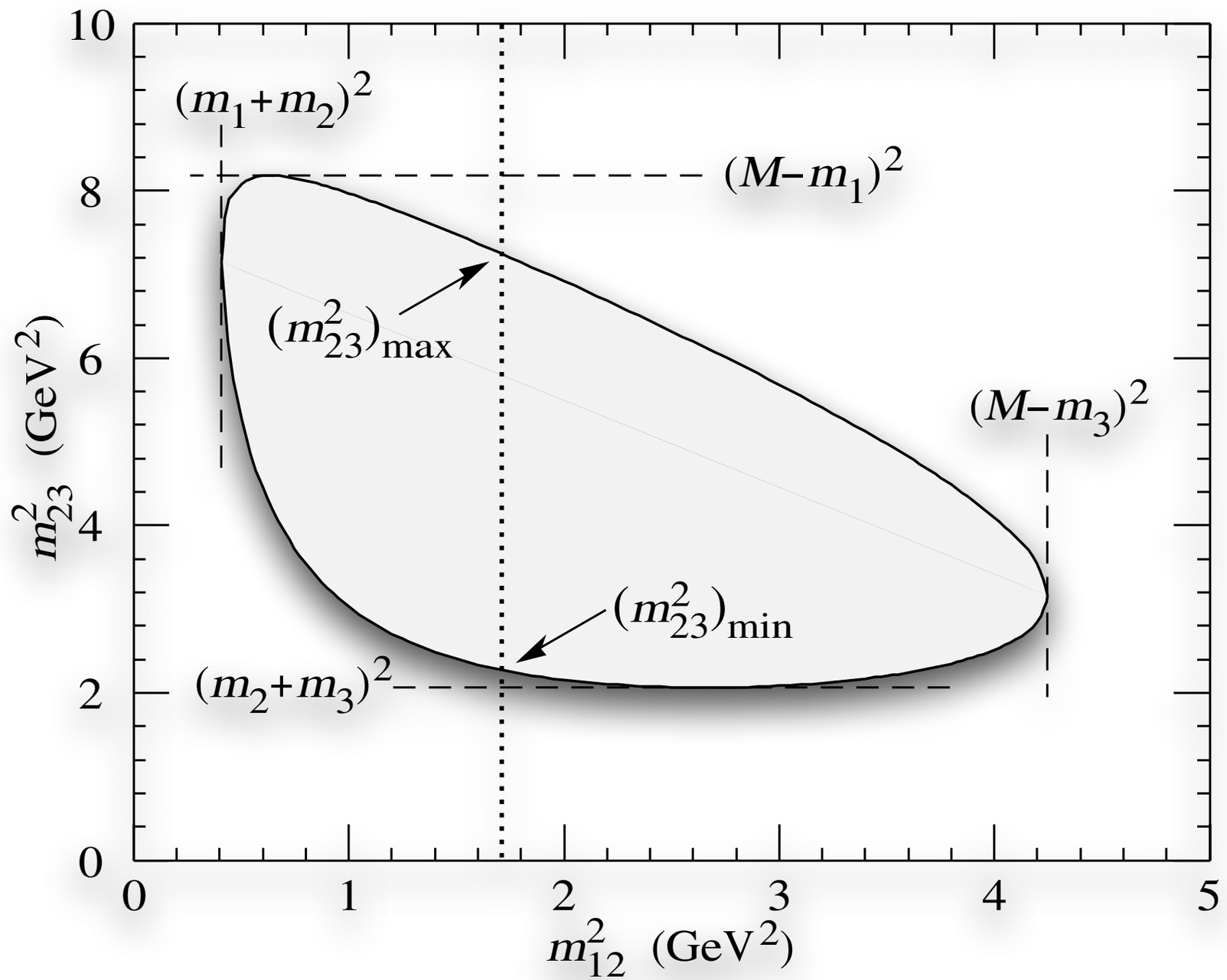
A densidade de estados é constante.

Estruturas são manifestações da dinâmica: Mecânica Quântica a olho nu.

densidade de estados no espaço de fase

dinâmica

$$\frac{d\Gamma}{ds_{12}ds_{23}} = \frac{1}{(2\pi)^3}\frac{1}{32M^3}|\mathcal{A}(s_{12},s_{23})|^2$$

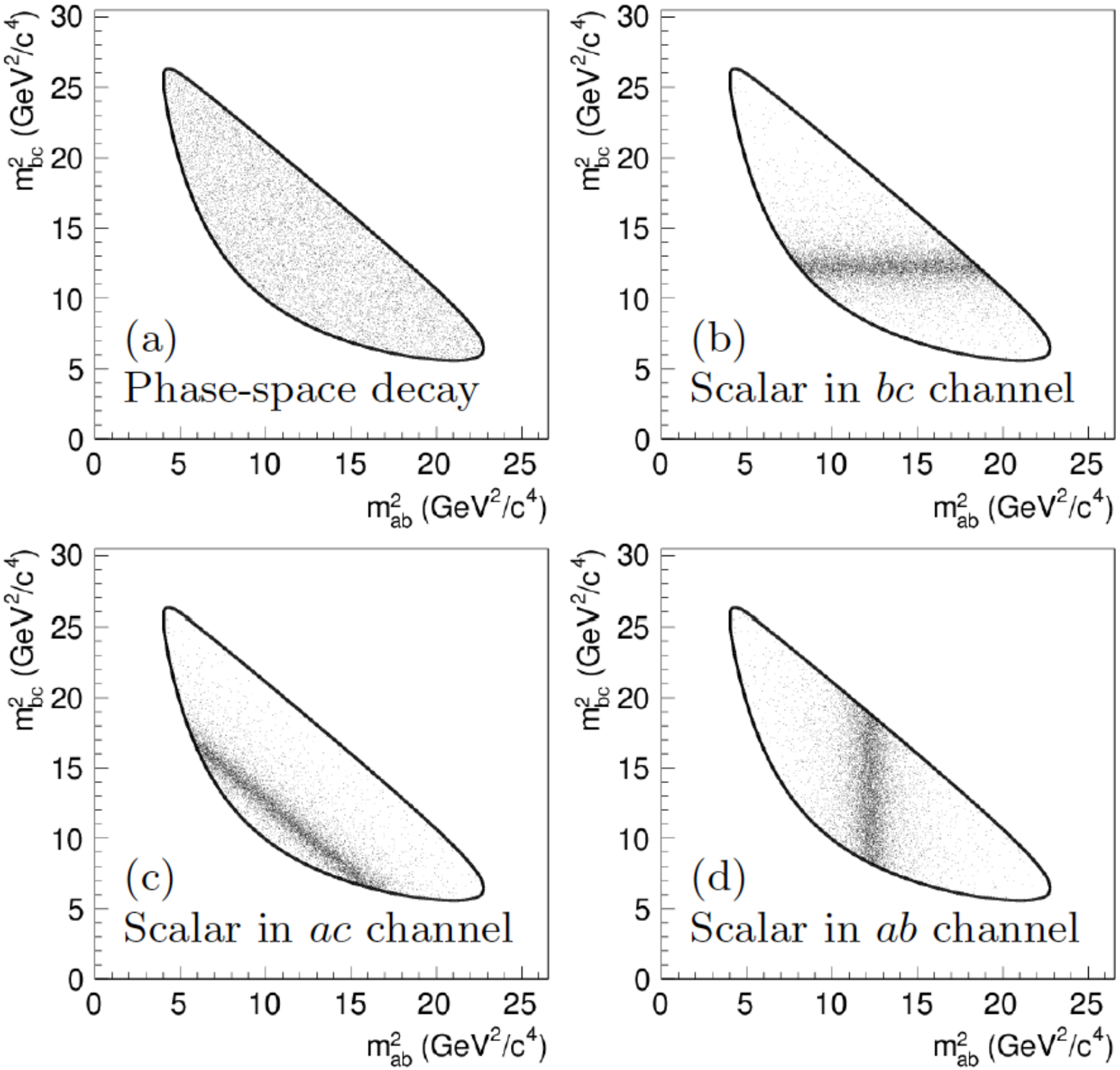


Como as ressonâncias aparecem no Dalitz plot.

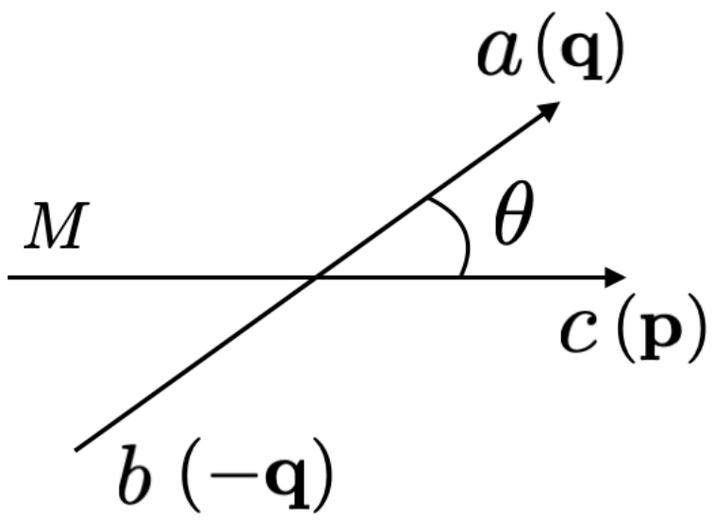
$$M \to abc$$

As ressonâncias com spin 0 (escalares), decaem isotropicamente.

Nesse exemplo temos o decaimento "não-ressonante"(a); ressonância nos três canais, *ab*, *bc*, *ac.*



A distribuição de decaimentos de ressonâncias vetoriais (spin-1) e tensoriais (spin-2) é modulada por uma função, $\mathcal{S}$, para conservar o momento angular.

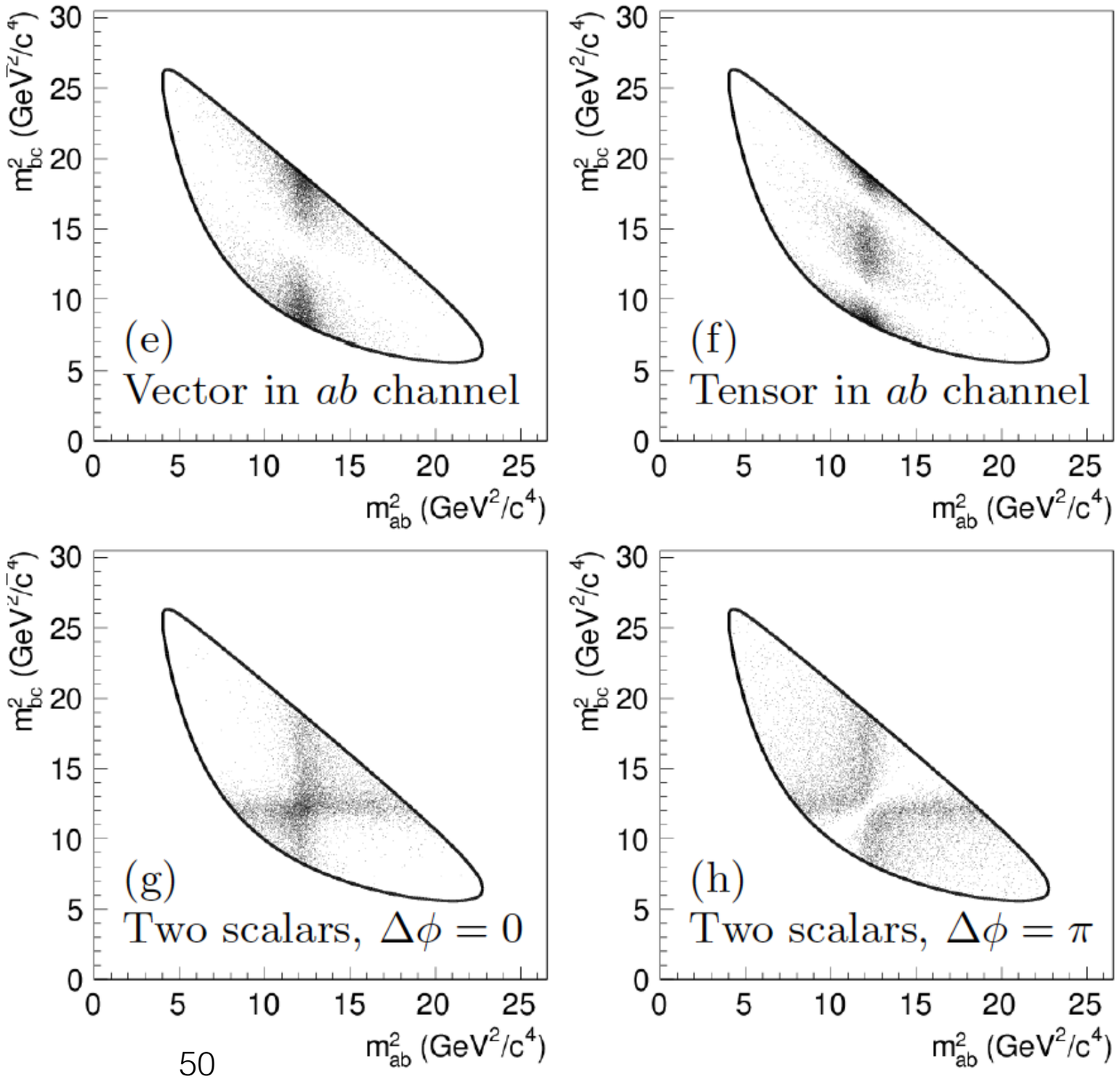


spin 1:

$$\mathcal{S} = -2(\mathbf{q}\cdot\mathbf{p})$$

spin 2:

$$\mathcal{S} = \frac{4}{3}\left[3(\mathbf{q}\cdot\mathbf{p})^2 - (|\mathbf{q}||\mathbf{p}|)^2\right])$$

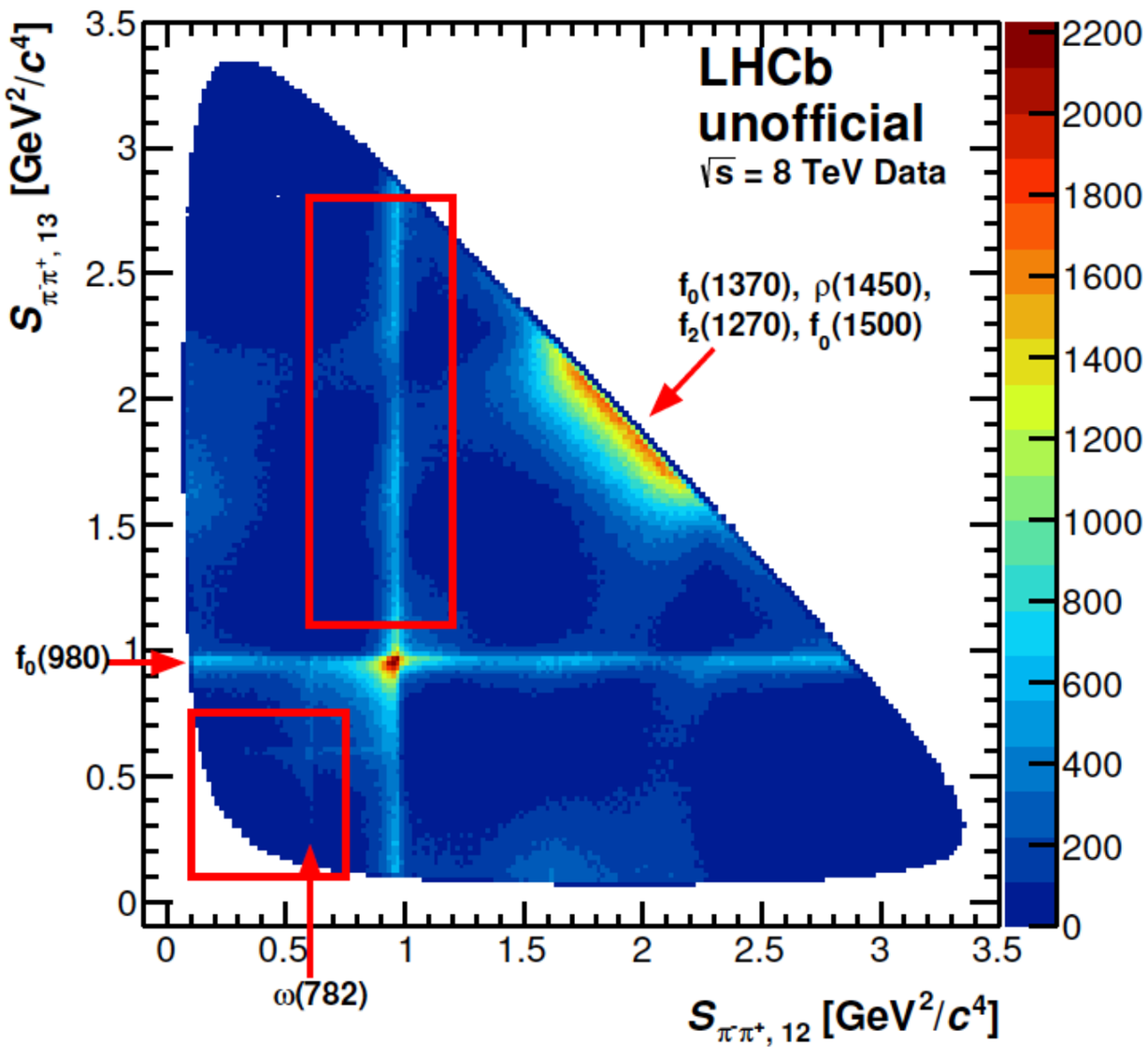


Um exemplo de Dalitz plot:

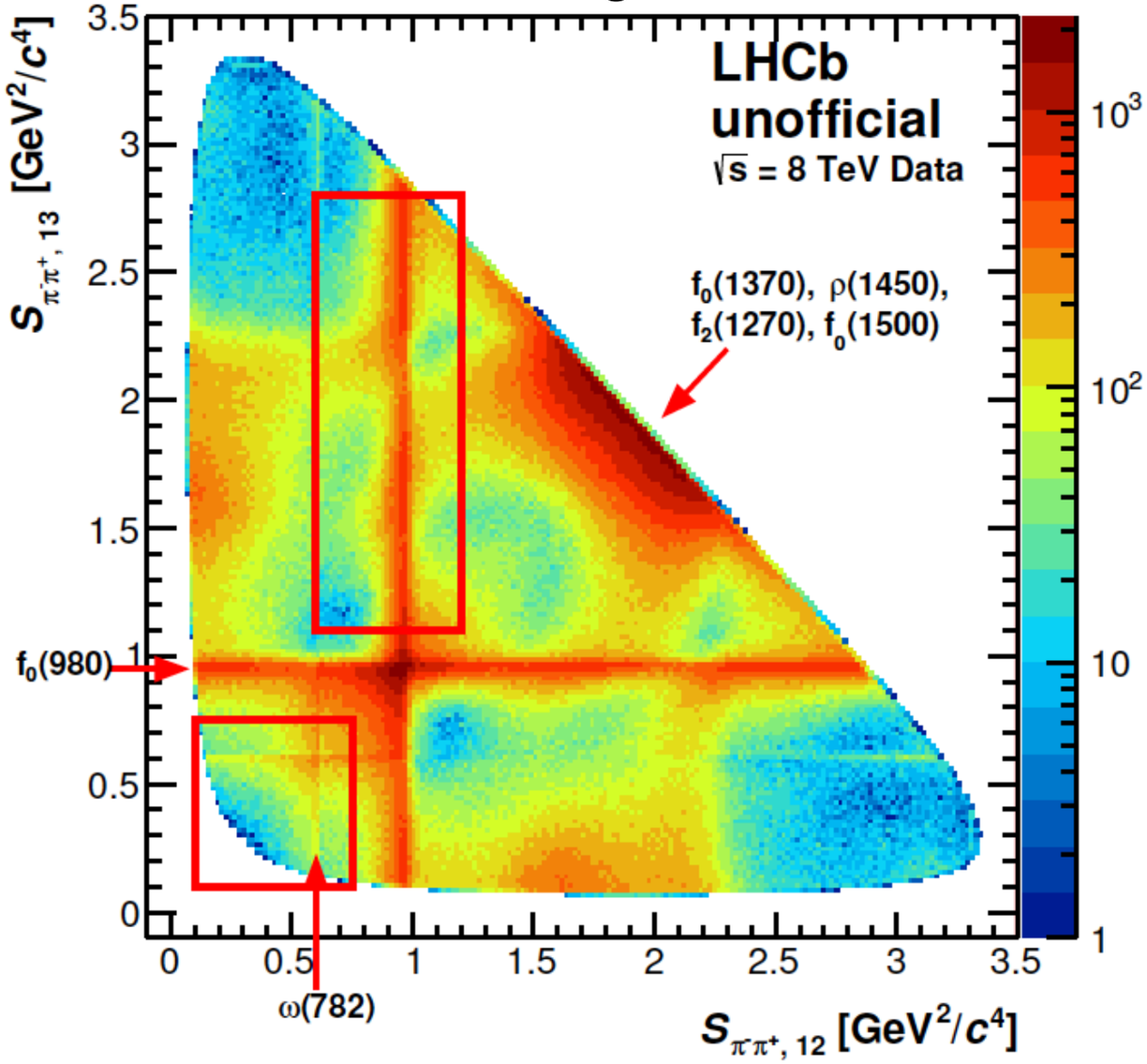
$$D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$$

`Dados do experimento LHCb, do CERN`

escala linear



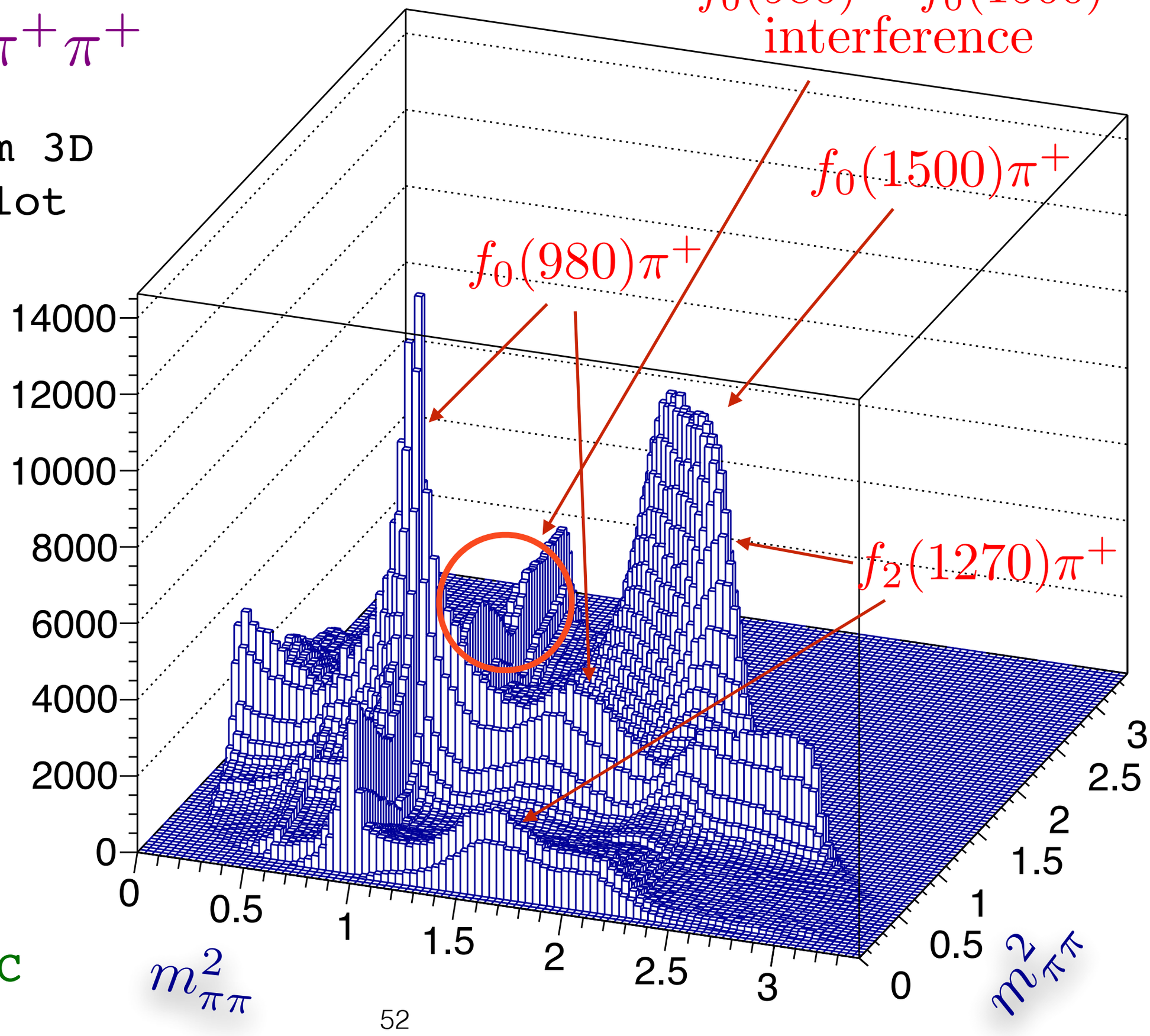
escala logarítmica



$D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$

Uma visão em 3D do Dalitz plot

O objetivo da análise do Dalitz plot é determinar a estrutura ressonante do decaimento.



CBPF/UFRJ/PUC

Violação de *CP* direta, novamente

Para que a violação de *CP* ocorra, é necessário que haja duas amplitudes que levem ao mesmo estado final:

$$\mathcal{A}_f = a_1 + a_2 = |a_1| e^{i(\delta_1+\gamma)} + |a_2| e^{i\delta_2}$$

$$\mathcal{A}_f \xrightarrow{CP} \overline{\mathcal{A}}_{\bar{f}} = \bar{a}_1 + \bar{a}_2 = |a_1| e^{i(\delta_1-\gamma)} + |a_2| e^{i\delta_2}$$

$\delta_{1,2} \rightarrow$ fases fortes (*CP*-par), $\gamma \rightarrow$ fase fraca (*CP*-ímpar)

Lembrando que $\Gamma \propto |\mathcal{A}_f|^2, \quad \overline{\Gamma} \propto |\overline{\mathcal{A}}_{\bar{f}}|^2, \quad A_{CP} = \dfrac{\Gamma(f) - \overline{\Gamma}(\bar{f})}{\Gamma(f) + \overline{\Gamma}(\bar{f})}$

$$A_{CP} = \frac{2|a_1 a_2| \ \sin(\delta_2 - \delta_1) \ \sin\gamma}{|a_1|^2 + |a_2|^2 + 2|a_1 a_2| \ \cos(\delta_2 - \delta_1) \ \cos\gamma}$$

As duas amplitudes devem ter, ao mesmo tempo, fases fortes e fracas diferentes!

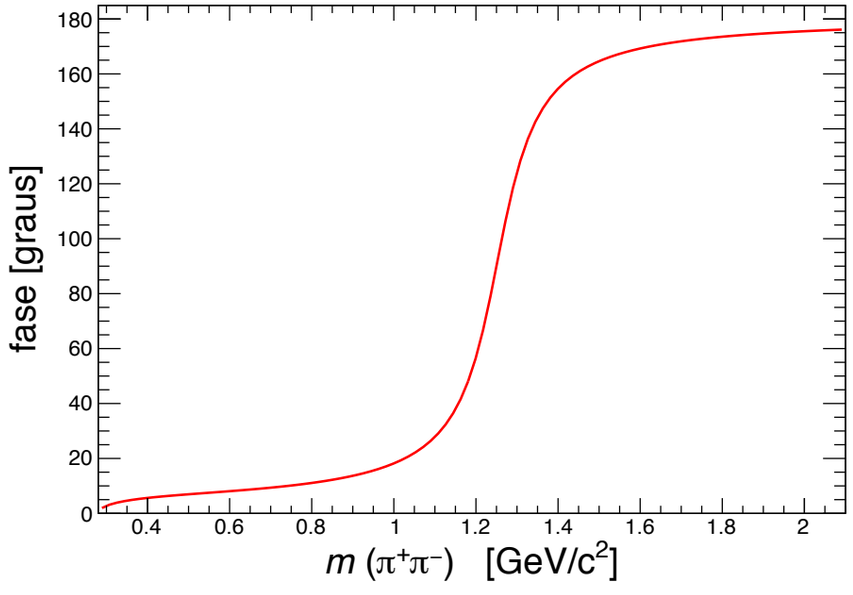
As fases fortes são originadas nas
interações entre hadrons (interações de estado final, ou *FSI*)

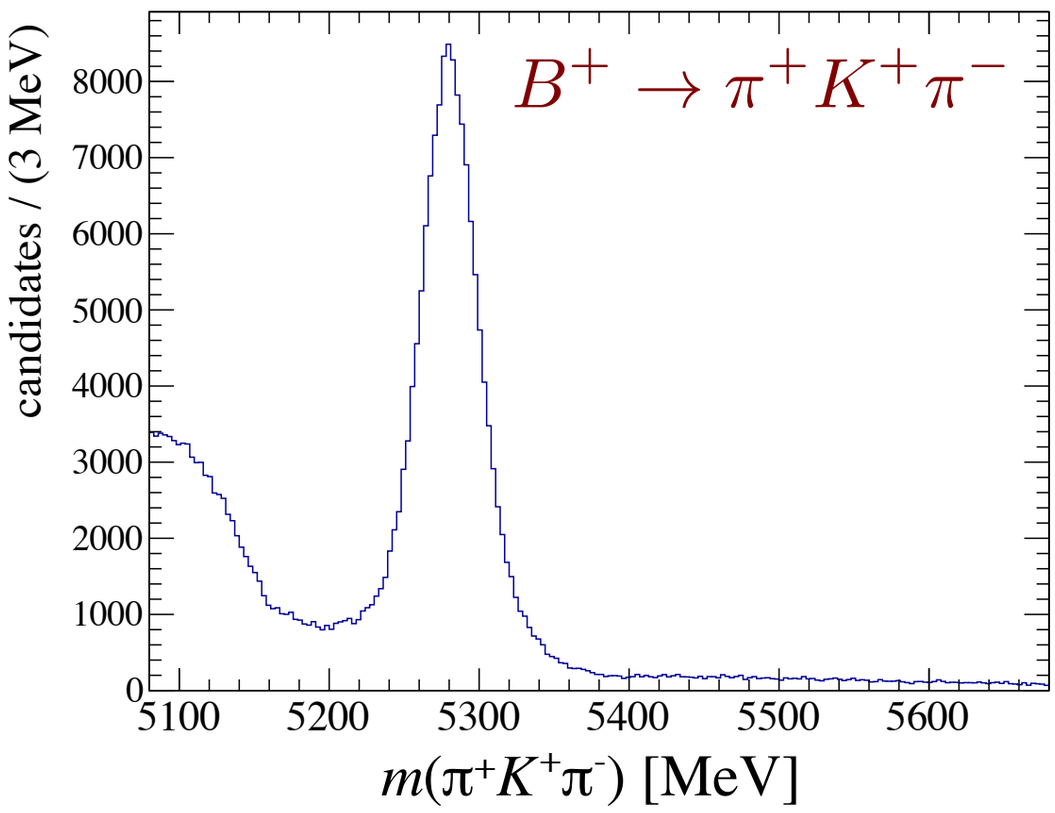
Decaimentos em dois hadrons fornecem uma informação limitada:

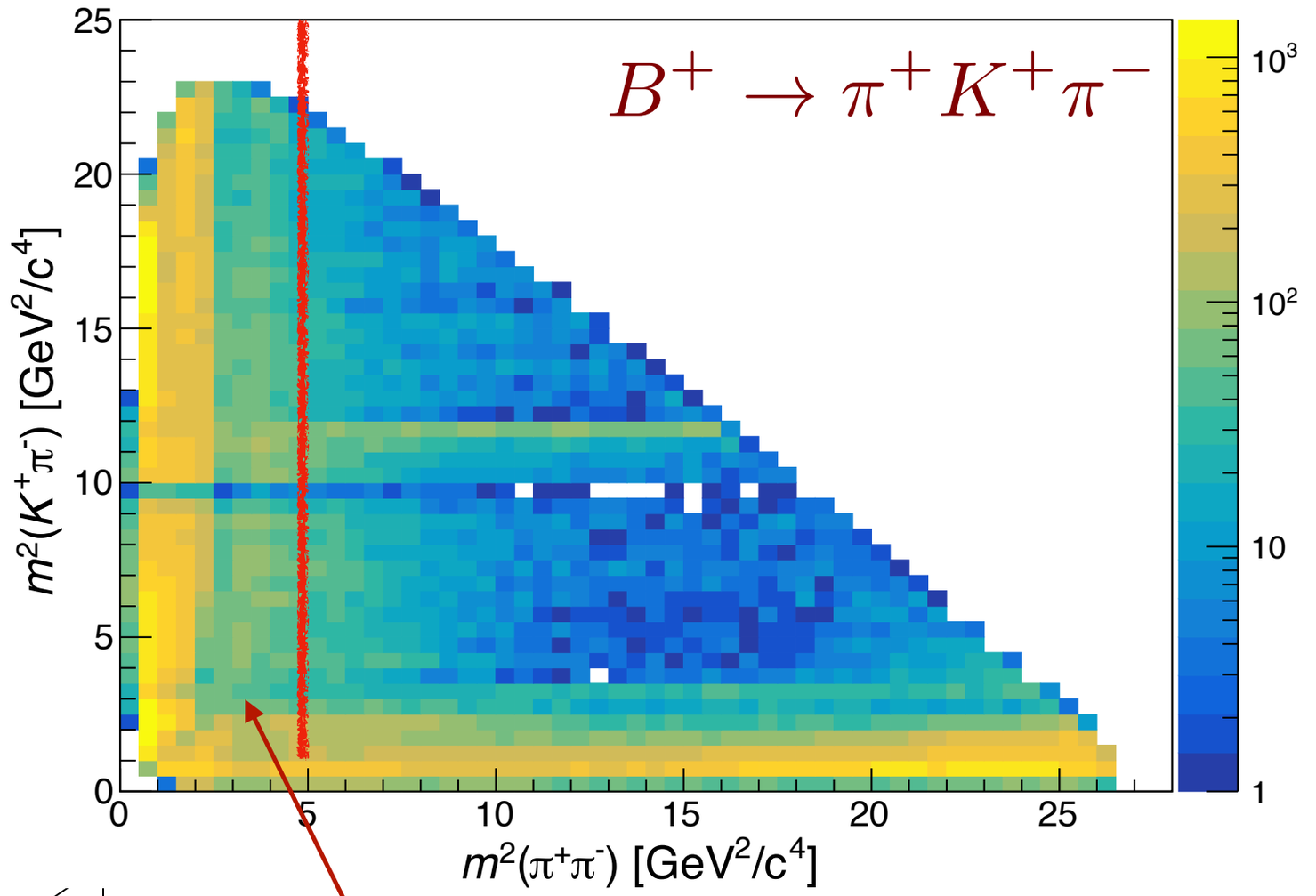
$$A_{CP} = \frac{\Gamma(f) - \overline{\Gamma}(\bar{f})}{\Gamma(f) + \overline{\Gamma}(\bar{f})} = \frac{N(P \to f) - N(\overline{P} \to \bar{f})}{N(P \to f) + N(\overline{P} \to \bar{f})}$$

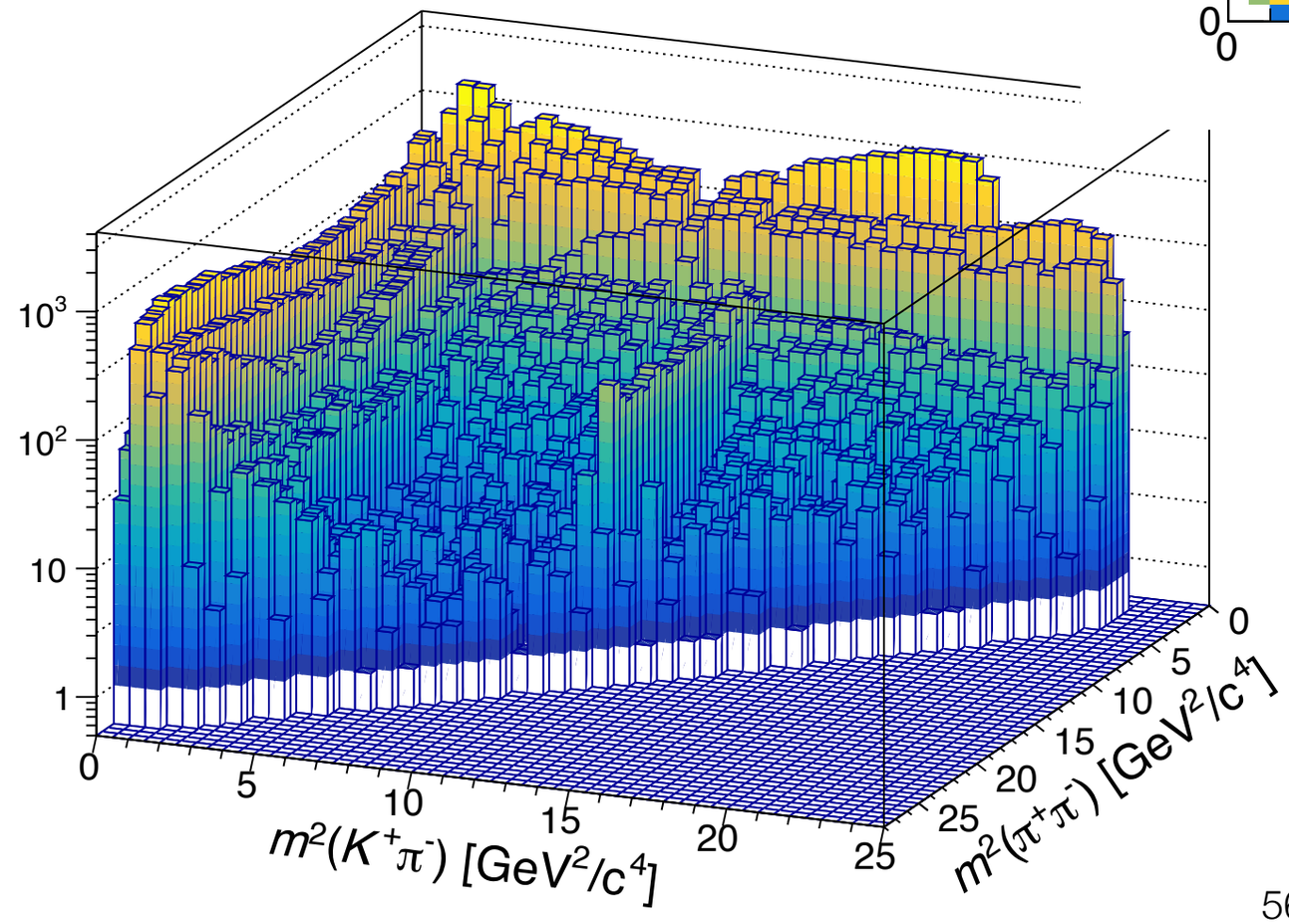
A vantagem de decaimentos em três hadrons:
com um espaço de fase bi-dimensional, podemos
analisar a distribuição de A_{CP} ao longo do Dalitz plot.

Ressonâncias envolvem grande variação de fase forte: efeitos localizados podem ser muito mais intensos.









$$B^+ \to (\pi^+\pi^-)_R\, K^+$$

A maioria dos decaimentos está na região "ressonante":

$$m^2(K^+\pi^-),\ m^2(\pi^+\pi^-) < 5\ \mathrm{GeV}^2/c^4$$

- A figura ao lado mostra a região ressonante do Dalitz plot do decaimento

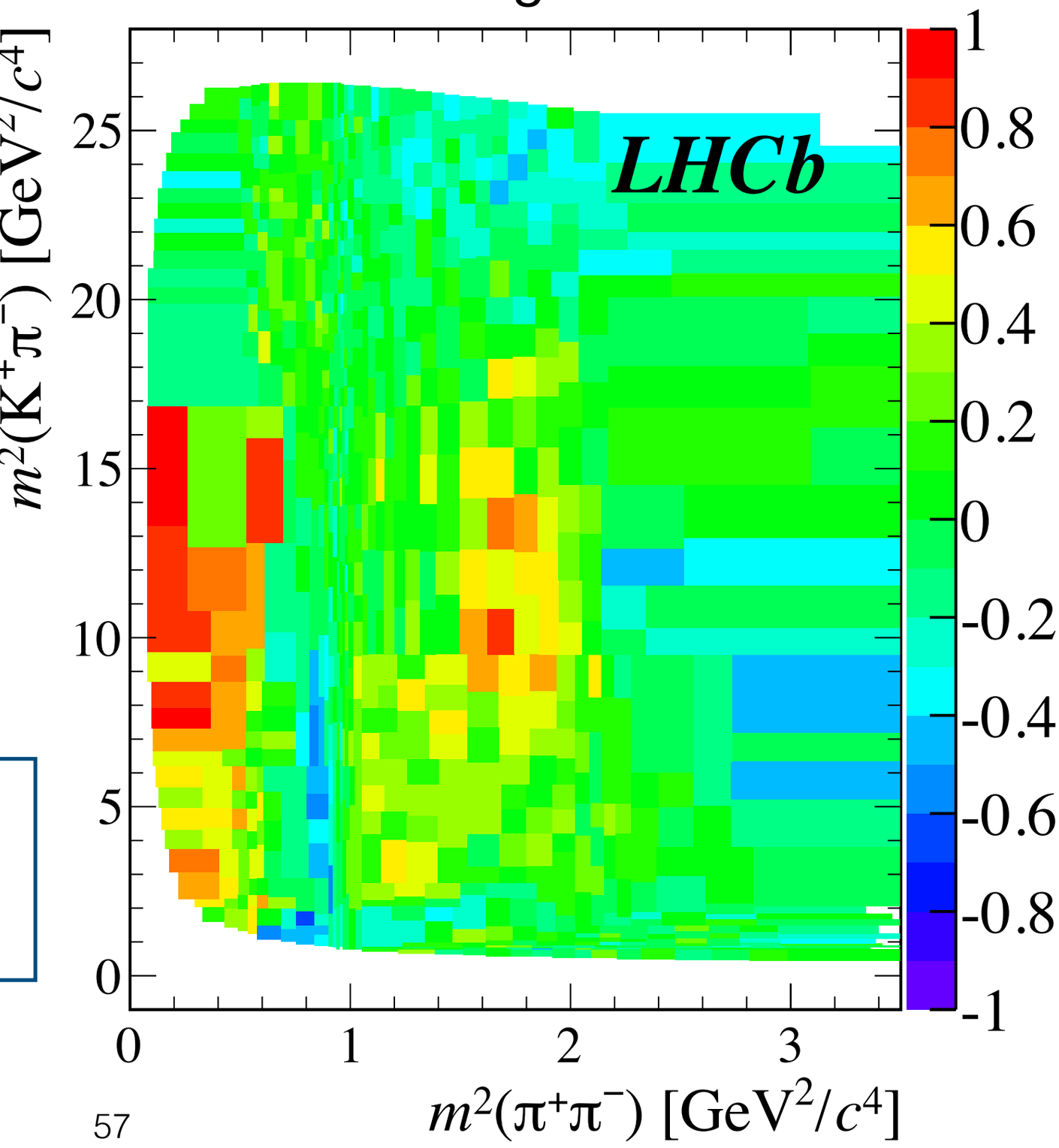
$$B^+ \to \pi^+ K^+ \pi^-$$

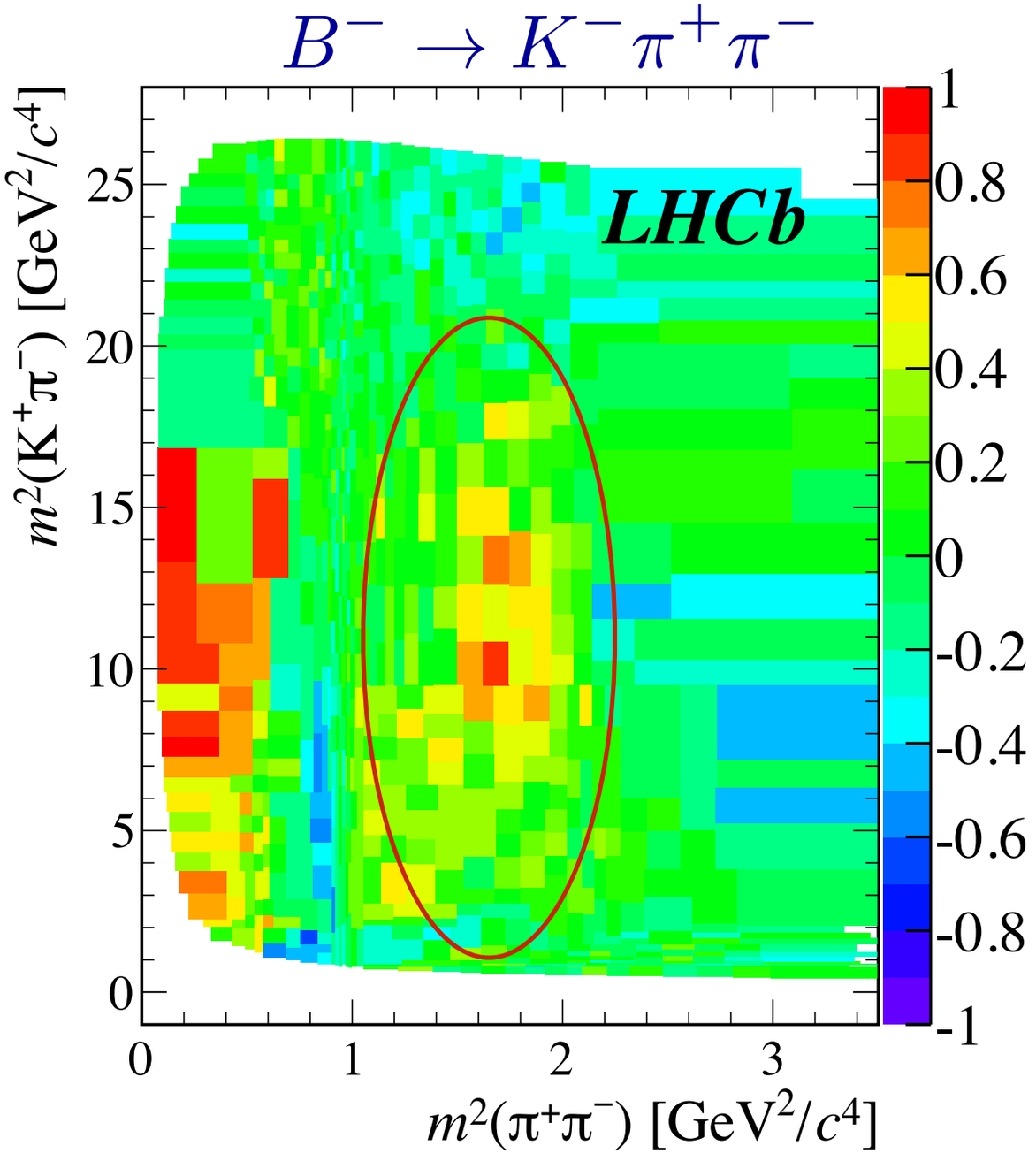
- Em cada célula há o mesmo número de decaimentos.

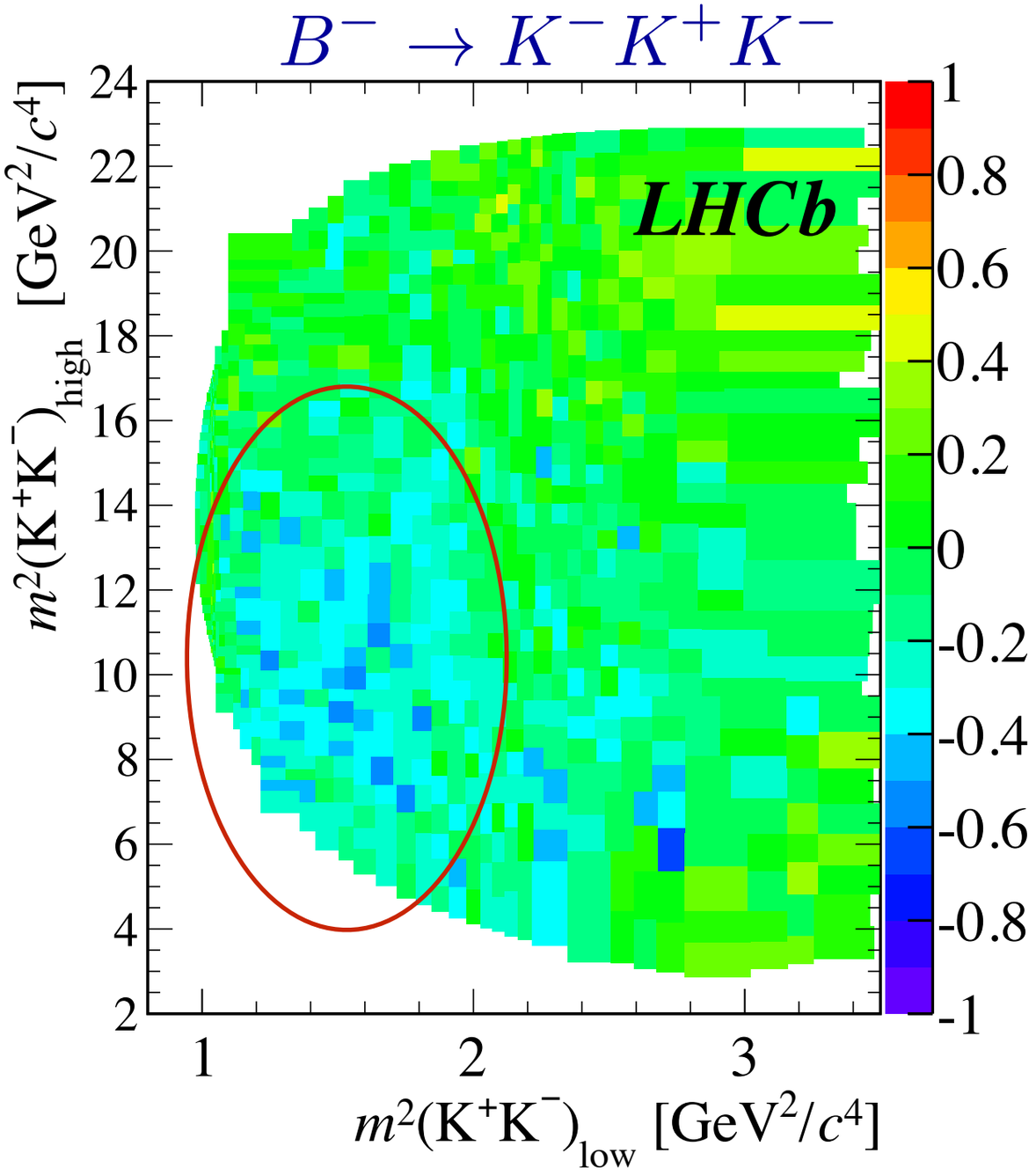
- A_{CP} é computada para cada célula.

Assimetrias de até 80% são observadas em regiões populadas por ressonâncias!

Um zoom na região "ressonante". O Dalitz plot é dividido em células retangulares.

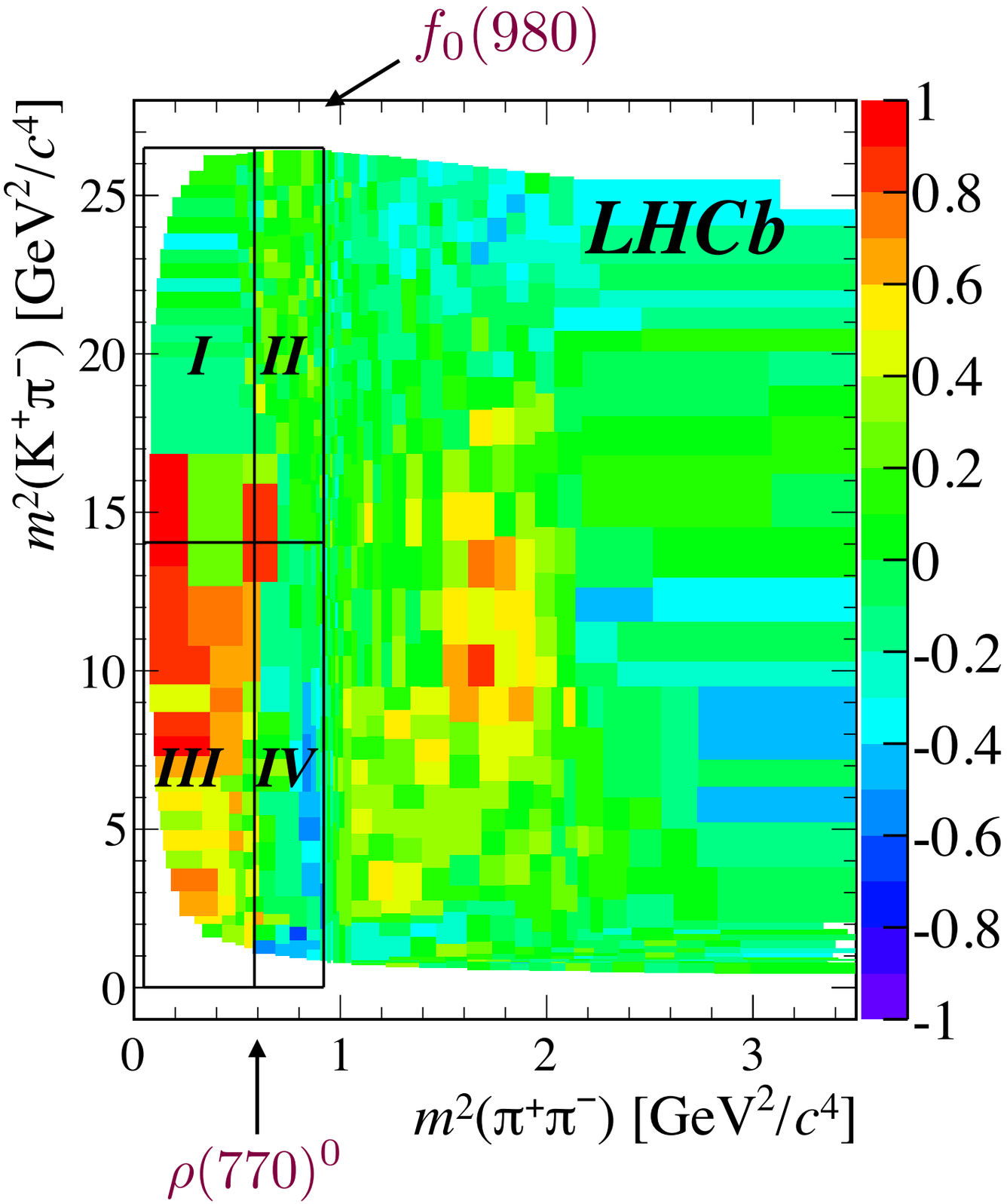


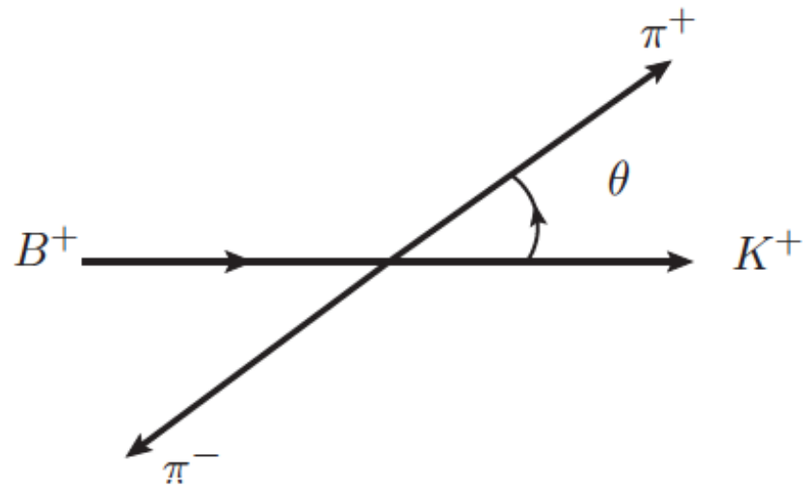




Entre 1 and 2 GeV², dois processos são possíveis no espalhamento $\pi\pi$: $\pi\pi \to \pi\pi$ e $\pi\pi \to K\overline{K}$. A distribuição de assimetria CP observada nessa região sugere: $B \to K\pi\pi \to KKK, \qquad B \to KKK \to K\pi\pi.$

O padrão de distribuição de assimetria *CP* indica efeitos relacionados a interferência quântica entre ressonâncias





A mudança brusca no sinal de A_{CP} coincide com o pico da ressonância $\rho(770)^0$

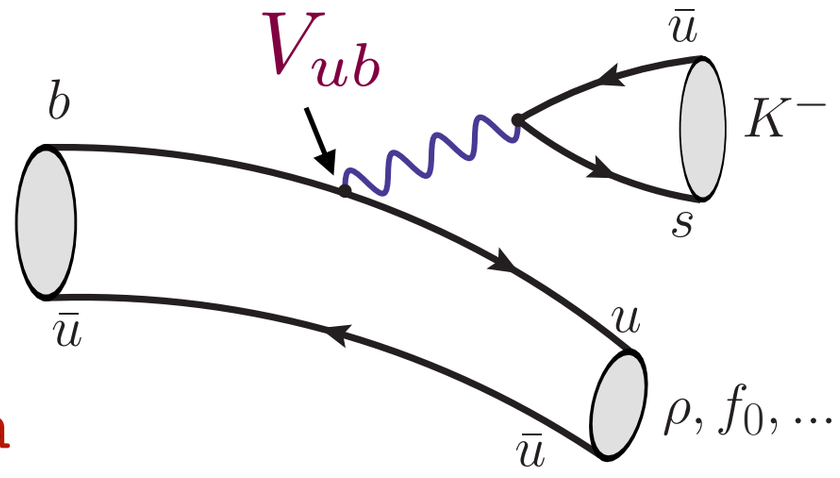
O mecanismo que gera a diferença na fase forte é a interferência entre as amplitudes ressonantes

$\rho(770)^0 K^-$ e $f_0(980)^0 K^-$

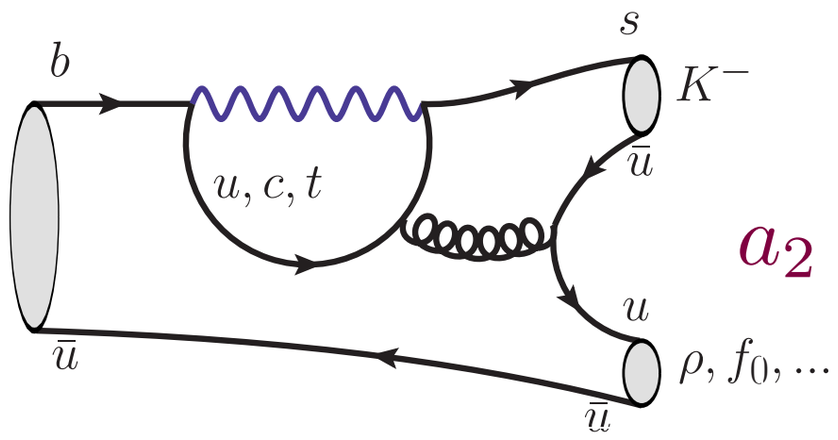
As duas amplitudes para o decaimento $B^- \to K^-\pi^+\pi^-$

$a_1 \propto e^{i\gamma}$

fase da matriz CKM



+



$a_2 \propto e^{i\delta_2}$

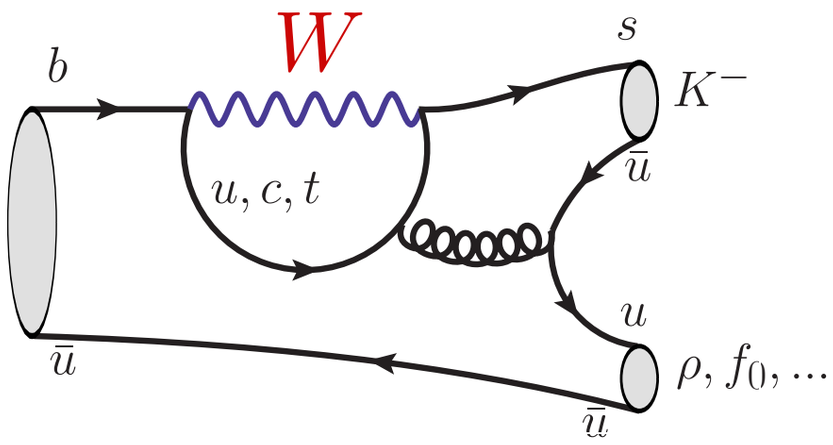
$$\mathcal{A} = a_1 + a_2 = \mathcal{A}_{\text{fraca}} \times \mathcal{A}_{\text{forte}}$$

$\mathcal{A}_{\text{fraca}} \longrightarrow$ decaimento do quark pesado: descrição "microscópica", interação entre quarks

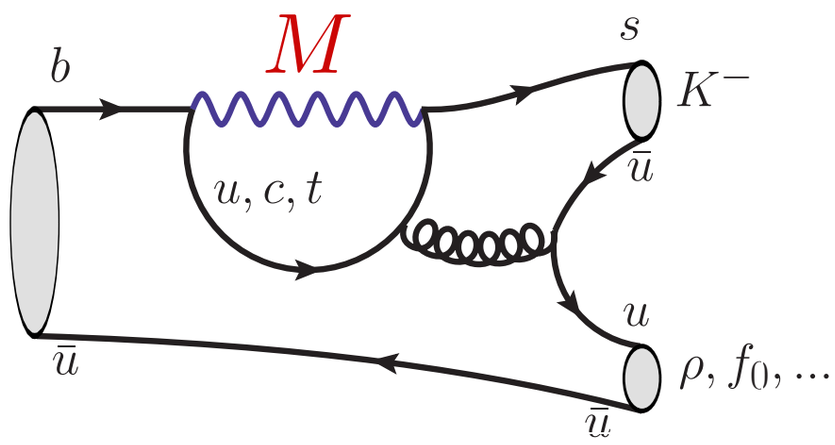
$\mathcal{A}_{\text{forte}} \longrightarrow$ formação dos hadrons e interação de estado final: descrição "macroscópica", QCD a baixas energias, sem solução analítica.

O modelo teórico para $\mathcal{A}_{\text{forte}}$ é um grande desafio

No MP:



Em extensões do MP:



$M \rightarrow$ partículas muito pesadas ($m > 1$ TeV)
mediadoras de novos tipos de interação.

No MP, diagramas com *loops* são suprimidos. A existência de partículas muito pesadas aumentaria a sua importância.

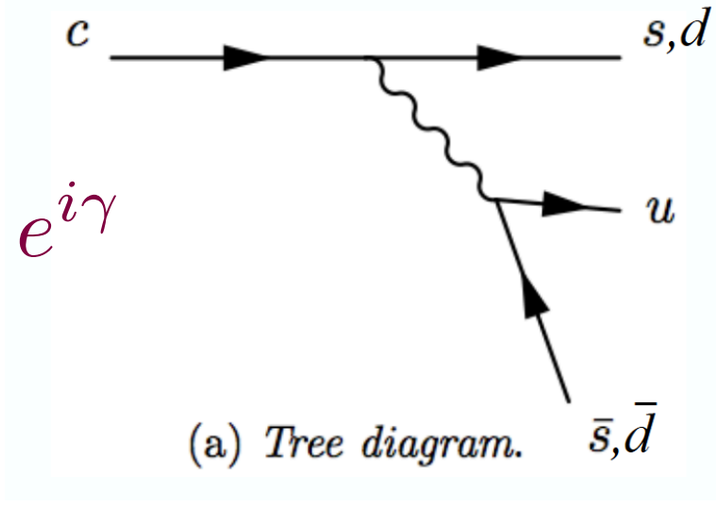
A existência dessas novas partículas poderia produzir efeitos detectáveis (uma assimetria CP muito elevada, por ex.) em decaimentos envolvendo *loops.*

Decaimentos envolvendo *loops* são raros. É preciso produzir amostras muito grandes para poder observá-los.
Essa é a estratégia adotada pelo experimento LHCb.

Violação de *CP* no *charm*

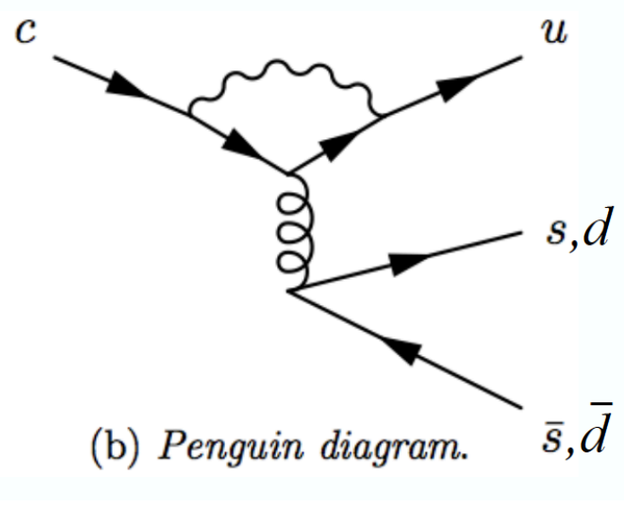
No MP, a violação de *CP* no *charm* é um efeito muito sutil

Violação de *CP* no charm: 55 anos depois da descoberta do fenômeno em kaon neutros!



(a) *Tree diagram.*

$a_1 \propto e^{i\gamma}$



(b) *Penguin diagram.*

$a_2 \propto e^{i\delta_2}$

$$\mathcal{A}_f = a_1 + a_2 = |a_1|e^{i(\delta_1+\gamma)} + |a_2|e^{i\delta_2}$$

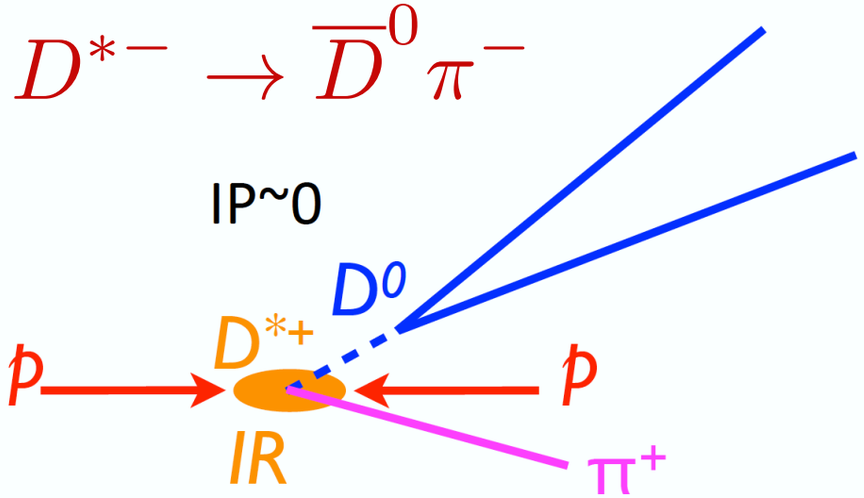
$$\mathcal{A}_f \xrightarrow{CP} \overline{\mathcal{A}}_{\bar{f}} = \bar{a}_1 + \bar{a}_2 = |a_1|e^{i(\delta_1-\gamma)} + |a_2|e^{i\delta_2}$$

$$A_{CP} = \frac{2|a_1 a_2| \ \sin(\delta_2 - \delta_1) \ \sin\gamma}{|a_1|^2 + |a_2|^2 + 2|a_1 a_2| \ \cos(\delta_2 - \delta_1) \ \cos\gamma}$$

$$|a_2| \ll |a_1| \ \longrightarrow \ A_{CP} \ll 1$$

Medida realizada combinando duas amostras independentes

$$D^{*+} \to D^0 \pi^+$$
$$D^{*-} \to \overline{D}^0 \pi^-$$

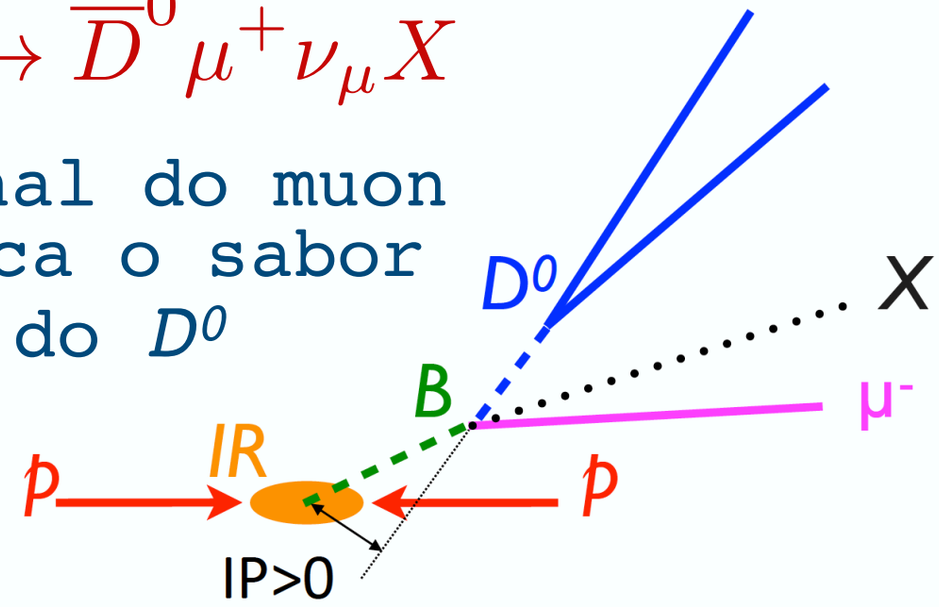


Prompt (π-tagged)

O sinal do pion indica o sabor do D^0

$$\overline{B} \to D^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu X$$
$$B \to \overline{D}^0 \mu^+ \nu_\mu X$$

O sinal do muon indica o sabor do D^0



Secondary (μ-tagged)

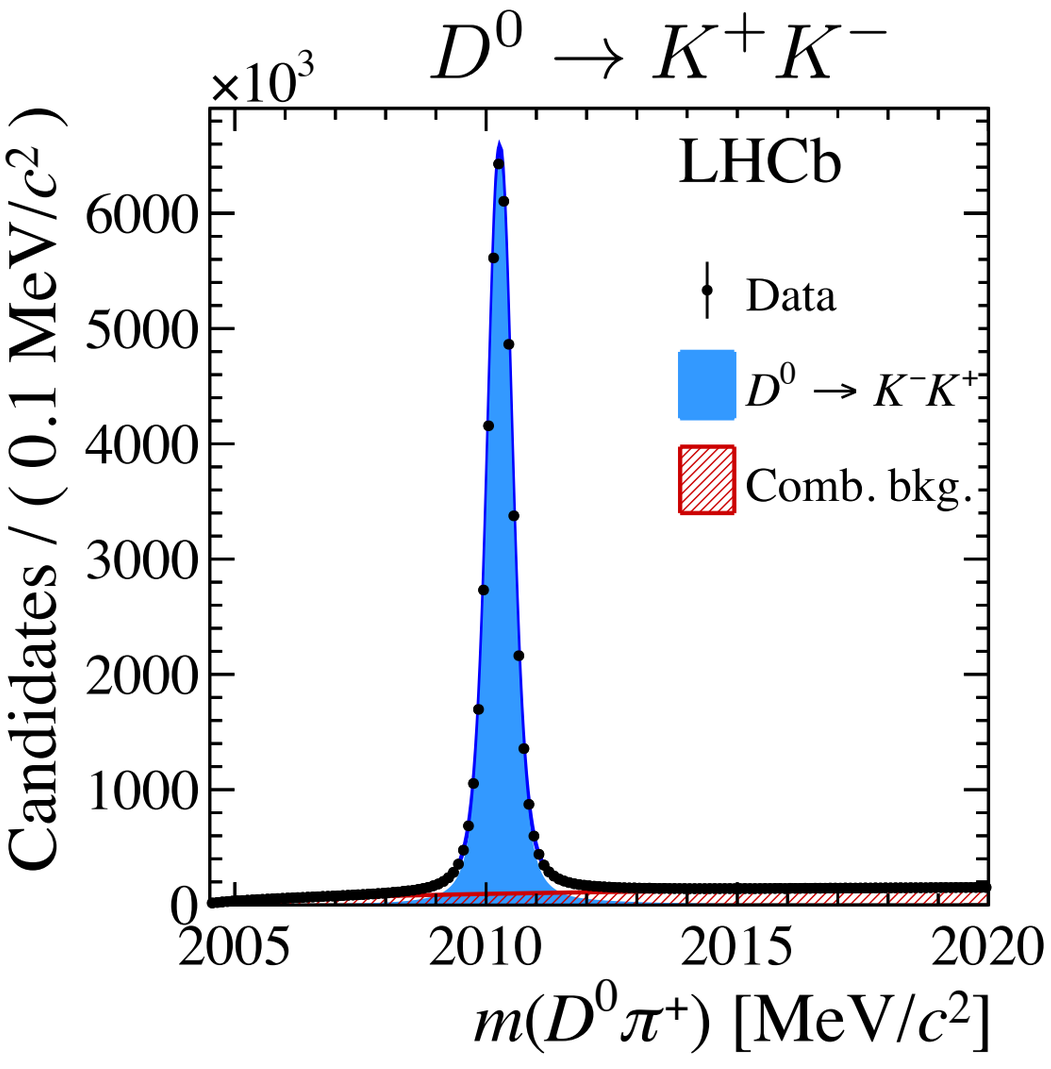
A assimetria CP é obtida a partir da assimetria de carga observada, descontando a assimetria de produção entre D^0e $\overline{D}^0$,e de detecção do pion e do muon.

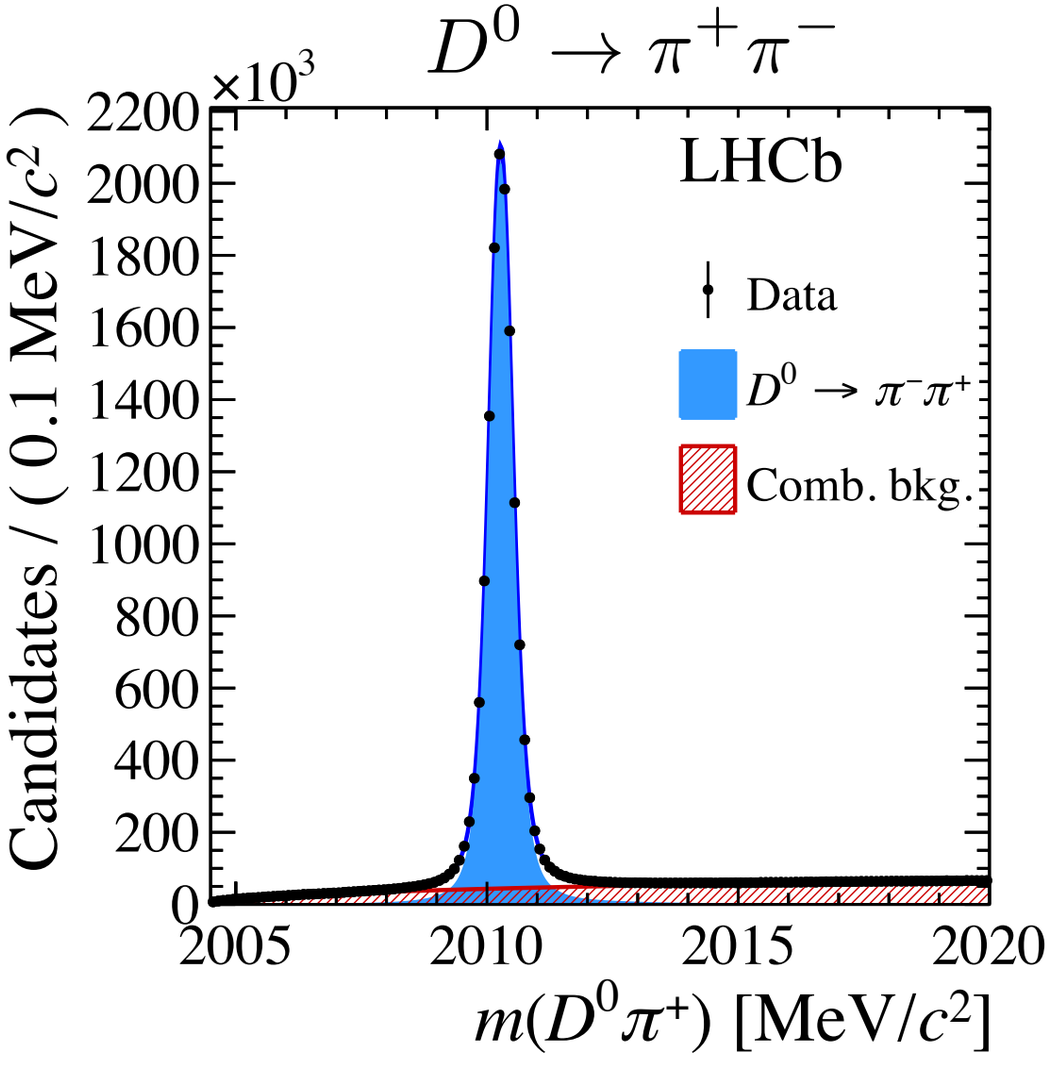
$$A_{\rm obs} = \frac{N(D^0) - N(\overline{D}^0)}{N(D^0) + N(\overline{D}^0)} = A_{CP} + A_{\rm prod} + A_{\rm det}$$

A assimetria CP dos decaimentos $D^0 \to K^+K^-$ e $D^0 \to \pi^+\pi^-$ devem ter sinais opostos.

$$\Delta A_{CP} \equiv A_{\rm obs}(D^0 \to K^+K^-) - A_{\rm obs}(D^0 \to \pi^+\pi^-)$$
$$= A_{CP}(D^0 \to K^+K^-) - A_{CP}(D^0 \to \pi^+\pi^-)$$

As assimetrias de produção e detecção se cancelam!





A combinação do resultado das medidas feitas nas duas amostras independentes:

$$\Delta A_{CP} = (-15.4 \pm 2.0) \times 10^{-4}$$

$$A_{CP} \neq 0 \ \rightarrow \ 5.3\sigma$$

Supondo que $|A_{CP}(K^+K^-)| \approx |A_{CP}(\pi^+\pi^-)|$:

A cada 1000 decaimentos, há uma diferença entre D^0 e $\overline{D}^0$ de sete decaimentos