Microcosmo: o Surpreendente Mundo das Partículas Elementares

Aula 5

A Física de sabores e os limites do Modelo Padrão

Alberto Reis

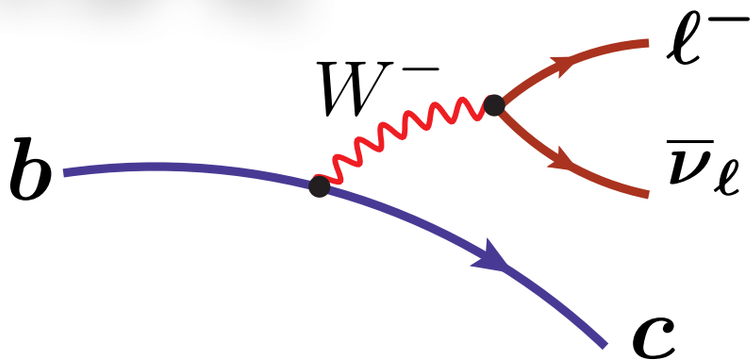


Anomalias

Lepton-flavour universality (LFU): no MP, os acoplamentos $Z \to \ell^+\ell^-$ e $W^+ \to \ell^+\bar{\nu}_\ell$ independem do sabor do lepton.

Observação da violação da LFU: um sinal claro de física além do MP.

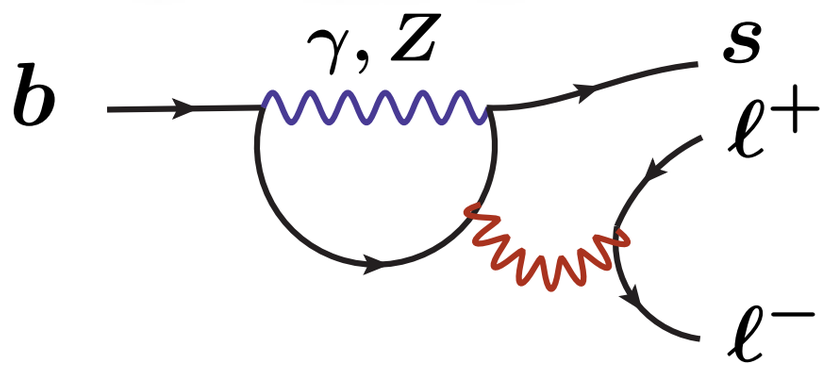
$b \to c\ell^-\bar{\nu}_\ell$



$B \to D^*(D)\ell^+\nu_\ell$ $B_c^+ \to J/\psi\,\tau^+\nu_\tau$

$B_c^+ = (b\bar{c})$

$b \to s\ \ell^+\ell^-$



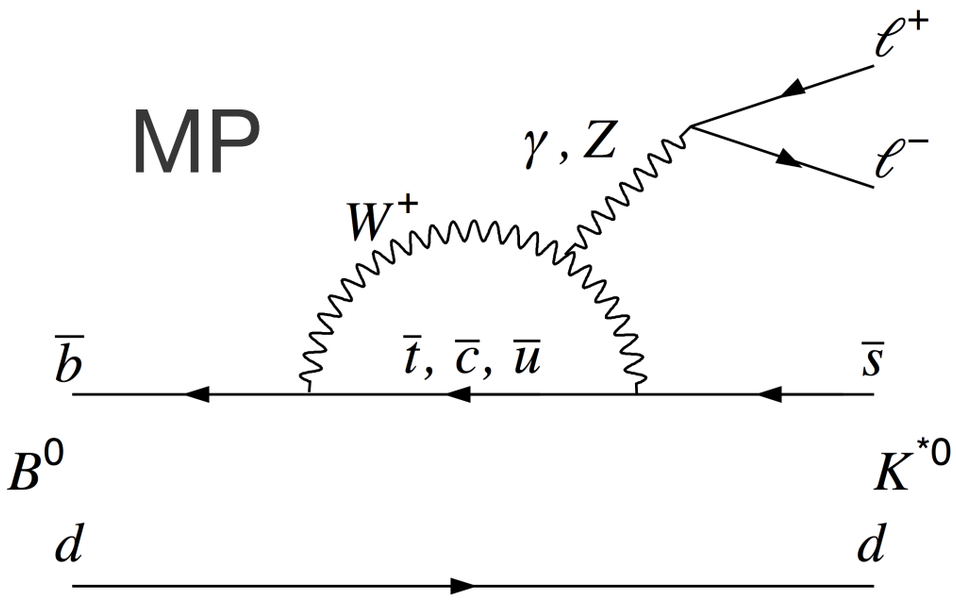
$B \to K^*(K)\ell^+\ell^-$

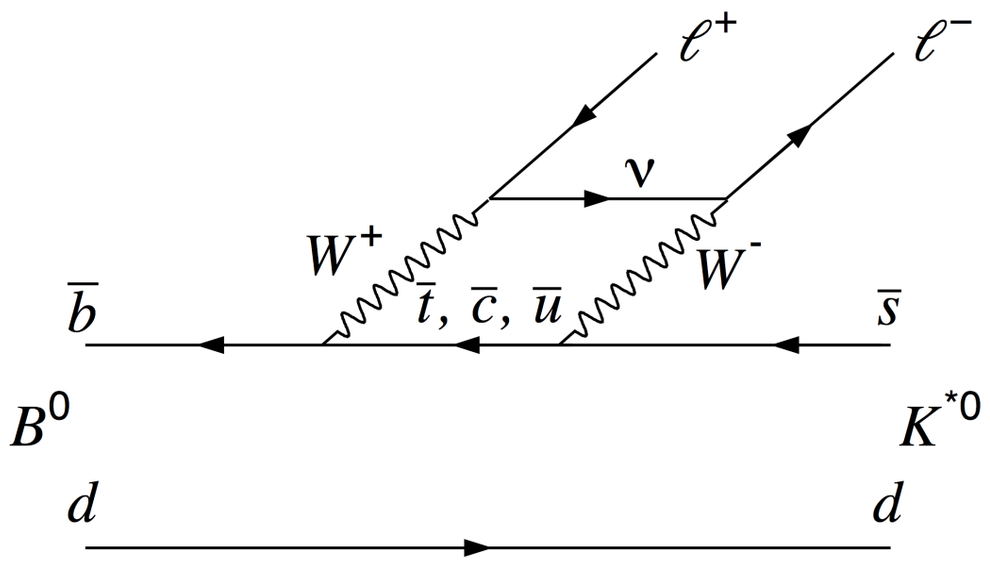
Razões entre taxas de decaimentos são os observáveis com maior sensibilidade: cancelamento de efeitos sistemáticos

$$R(D^*) = \frac{\mathcal{B}(B^0 \to D^{*-}\tau^+\nu_\tau)}{\mathcal{B}(B^0 \to D^{*-}\mu^+\nu_\mu)} \qquad R(K^*) = \frac{\mathcal{B}(B^0 \to K^*e^+e^-)}{\mathcal{B}(B^0 \to K^*\mu^+\mu^-)}$$

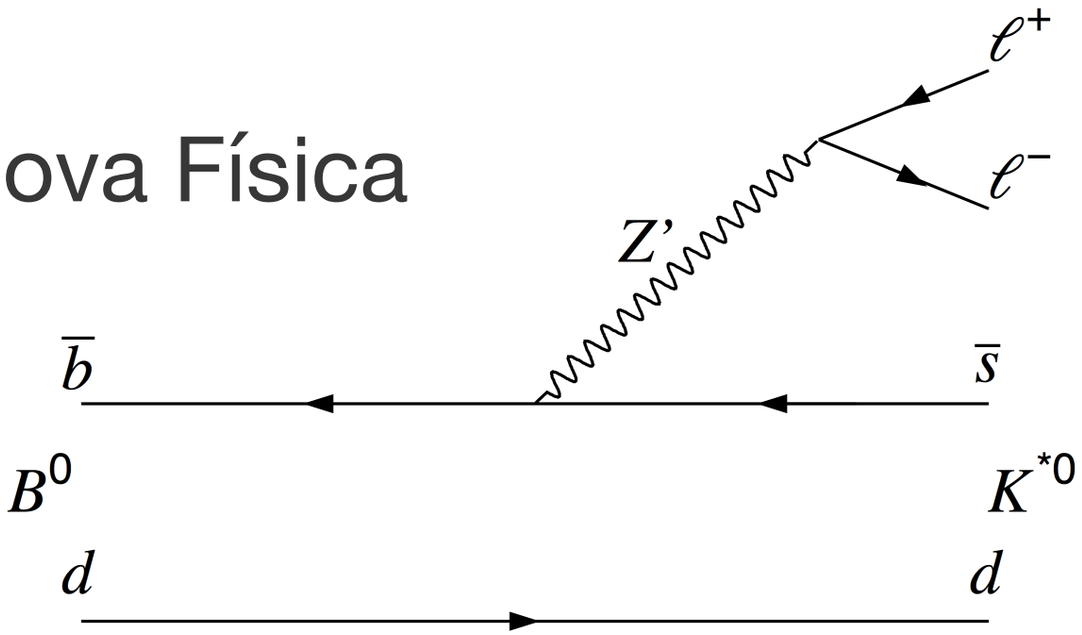
$b \to s\ \ell^+\ell^-$

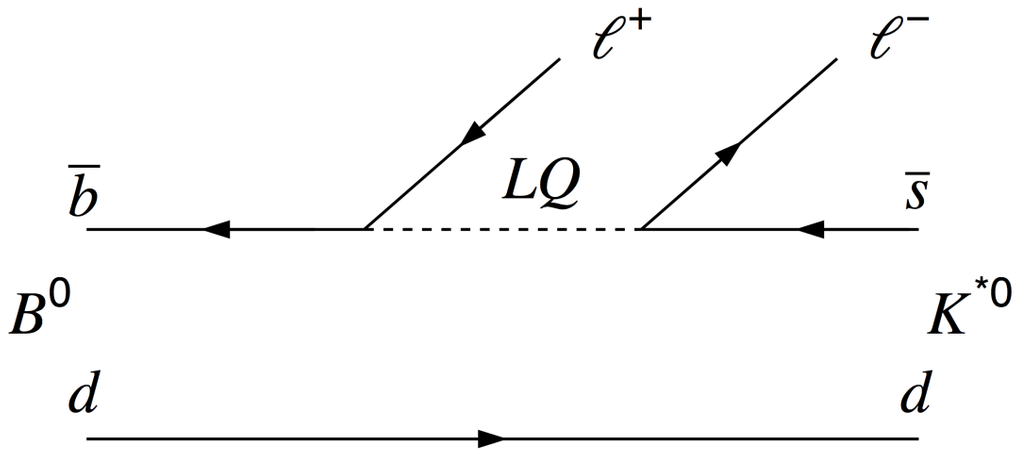
MP





Nova Física



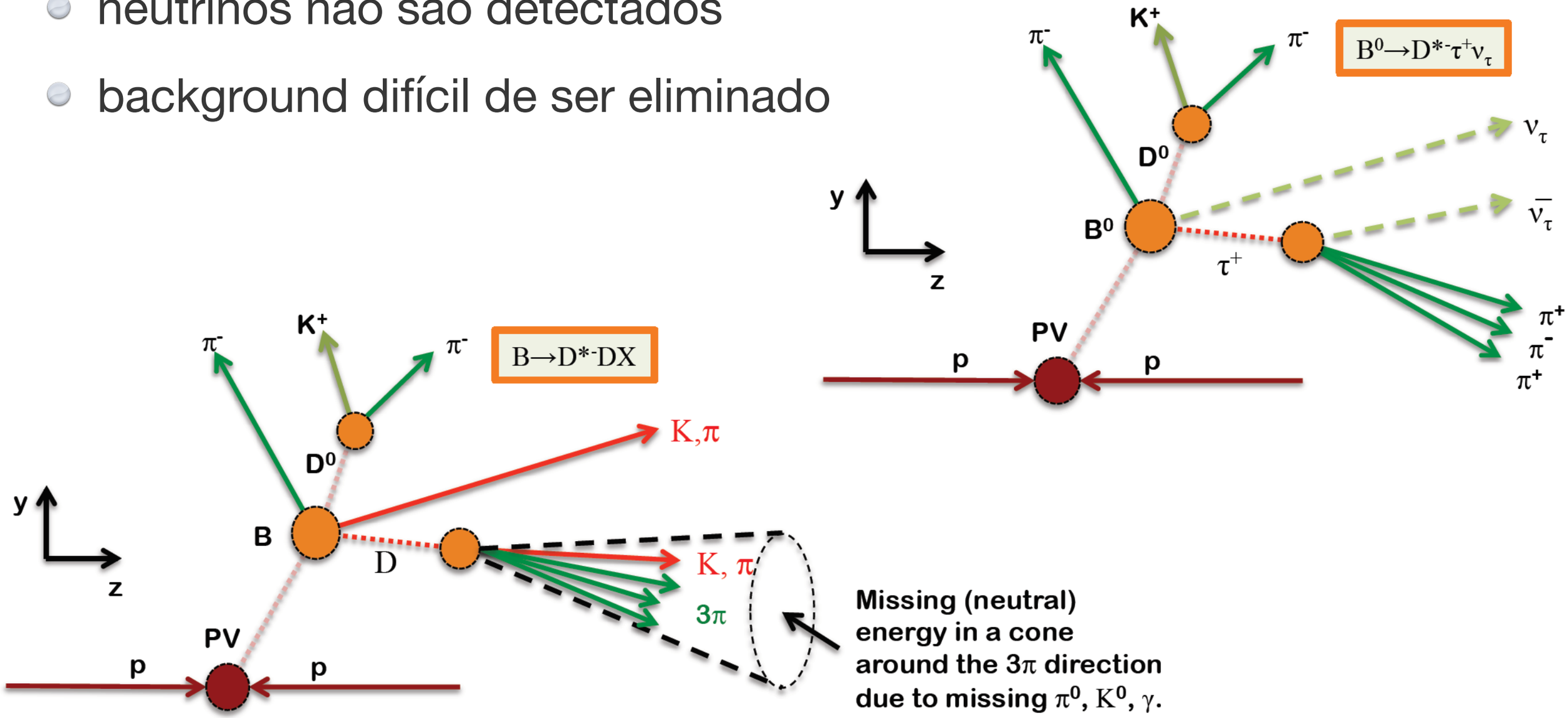


Um novo boson vetorial neutro, mais pesado

lepto-quark: acoplamento entre um quark e um lepton

Uma medida muito difícil:

- neutrinos não são detectados
- background difícil de ser eliminado

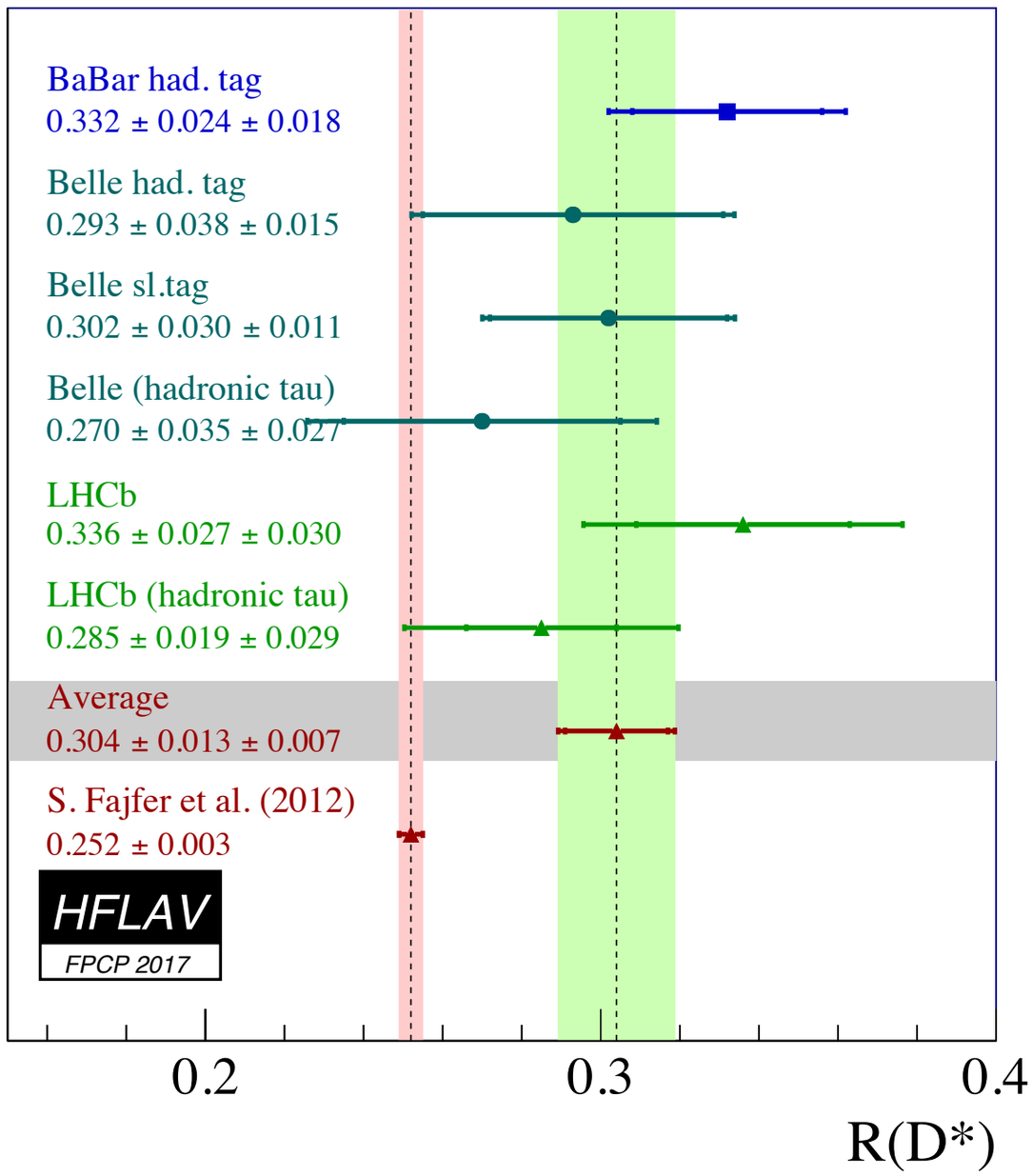


A. Romero Vidal

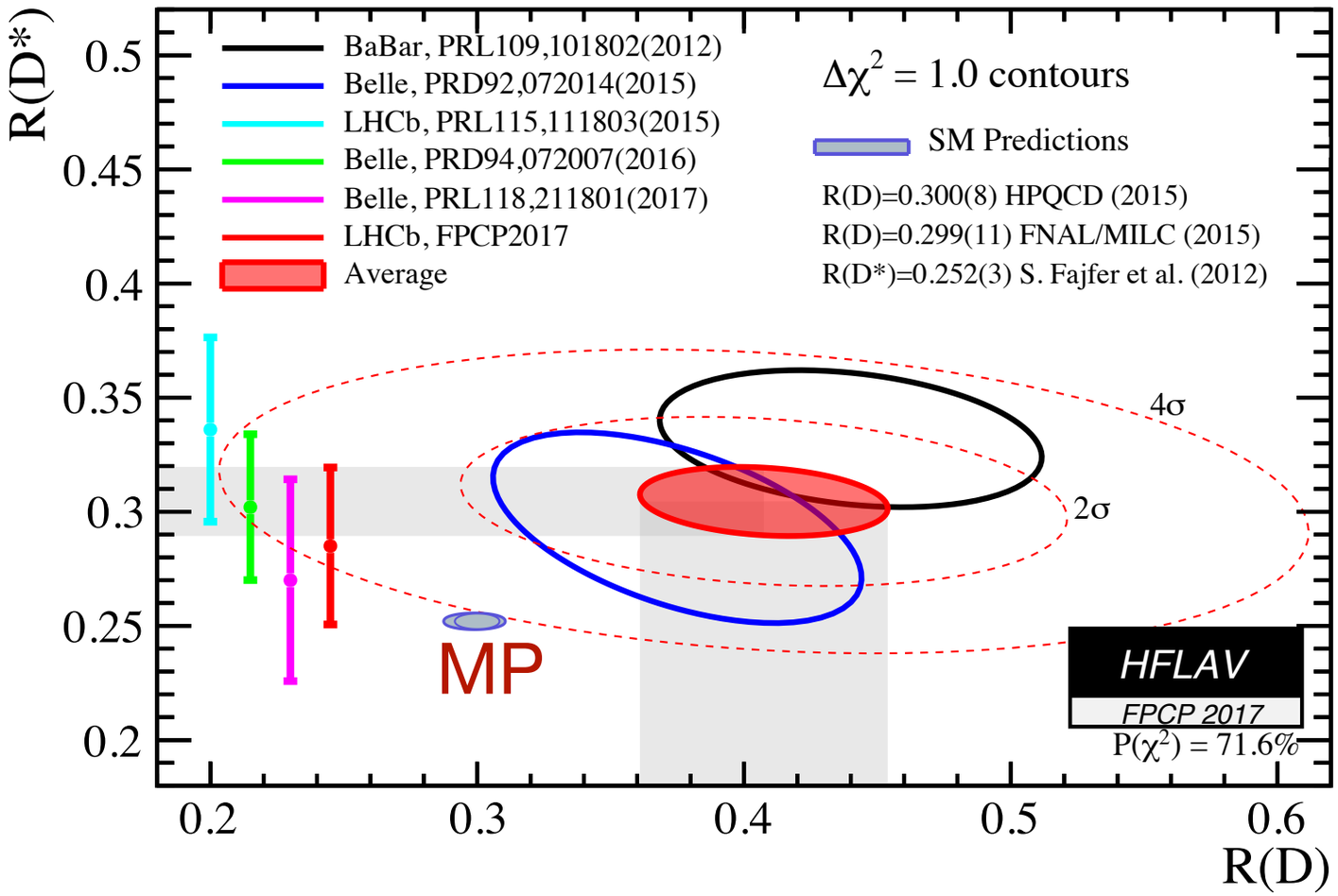
Valor esperado no MP: $R(D^*) = 0.252 \pm 0.003$

Resultado do LHCb:

$$R(D^*) = 0.306 \pm 0.016 \pm 0.022 \longrightarrow 2.1\sigma \text{ acima do MP}$$



http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/semi/index.html



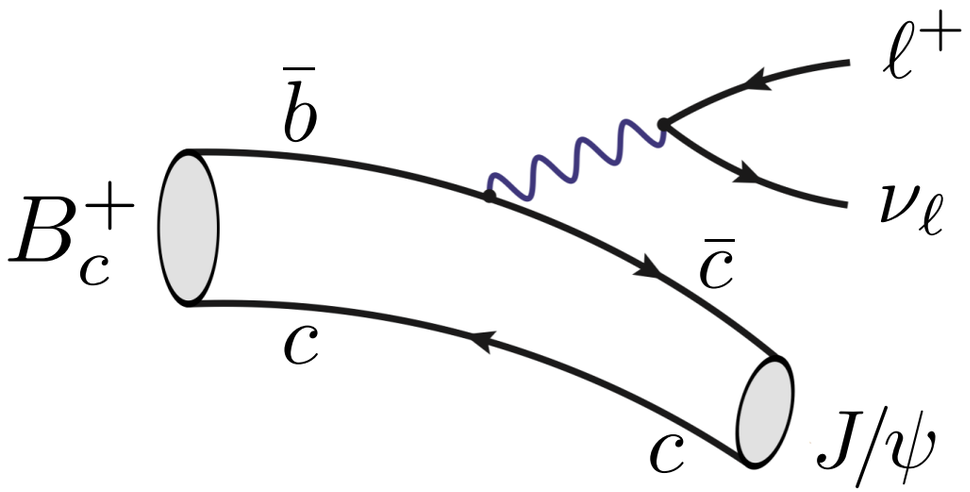
$$R(D),\ R(D^*):\ 4.1\sigma \text{ acima do MP}$$

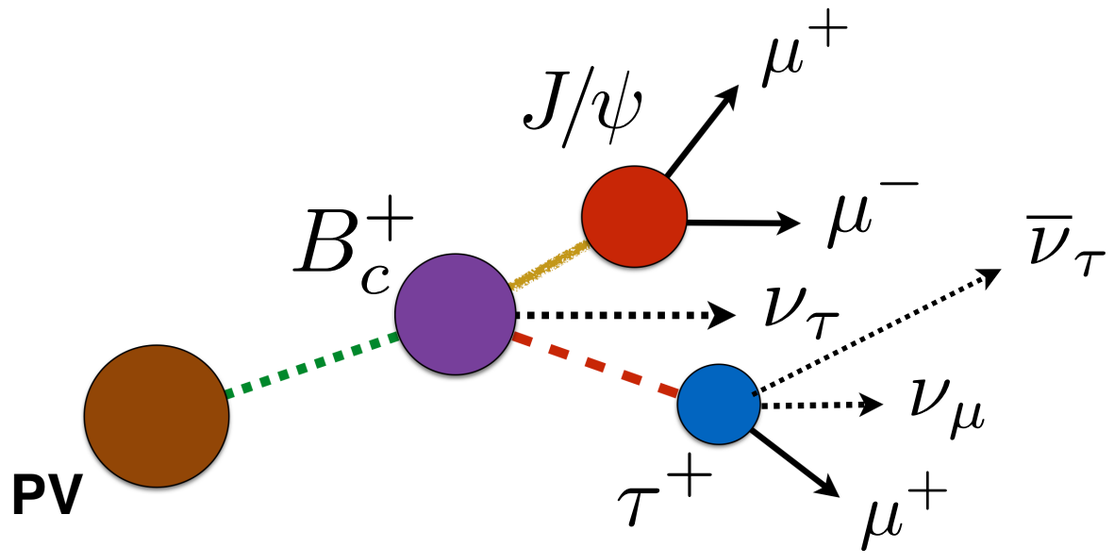
$$(4\sigma = 99.994\%)$$

Mais um teste da *LFU*: $B_c^+ \to J/\psi\,\tau^+\nu_\tau$

LHCB-PAPER-2017-035

Transição $\bar{b} \to \bar{c}\,\ell^+\nu_\ell$





- O observável: $\mathcal{R}(J/\psi) = \dfrac{\mathcal{B}(B_c^+ \to J/\psi\,\tau^+\nu_\tau)}{\mathcal{B}(B_c^+ \to J/\psi\,\mu^+\nu_\mu)}$, análogo a $R(D^*)$

- Três neutrinos não detectados, background muito alto

Previsão do MP: **0.25-0.28**

Resultados com dados do Run1 (Run2 em análise):

$1400 \pm 300 \quad B_c^+ \to J/\psi\,\tau^+\nu_\tau$ decaimentos

$19140 \pm 340 \quad B_c^+ \to J/\psi\,\mu^+\nu_\mu$ decaimentos

$$\mathcal{R}(J/\psi) = \frac{\mathcal{B}(B_c^+ \to J/\psi\,\tau^+\nu_\tau)}{\mathcal{B}(B_c^+ \to J/\psi\,\mu^+\nu_\mu)} = 0.71 \pm 0.17\ (\text{stat}) \pm 0.18\ (\text{syst})$$

LHCB-PAPER-2017-035

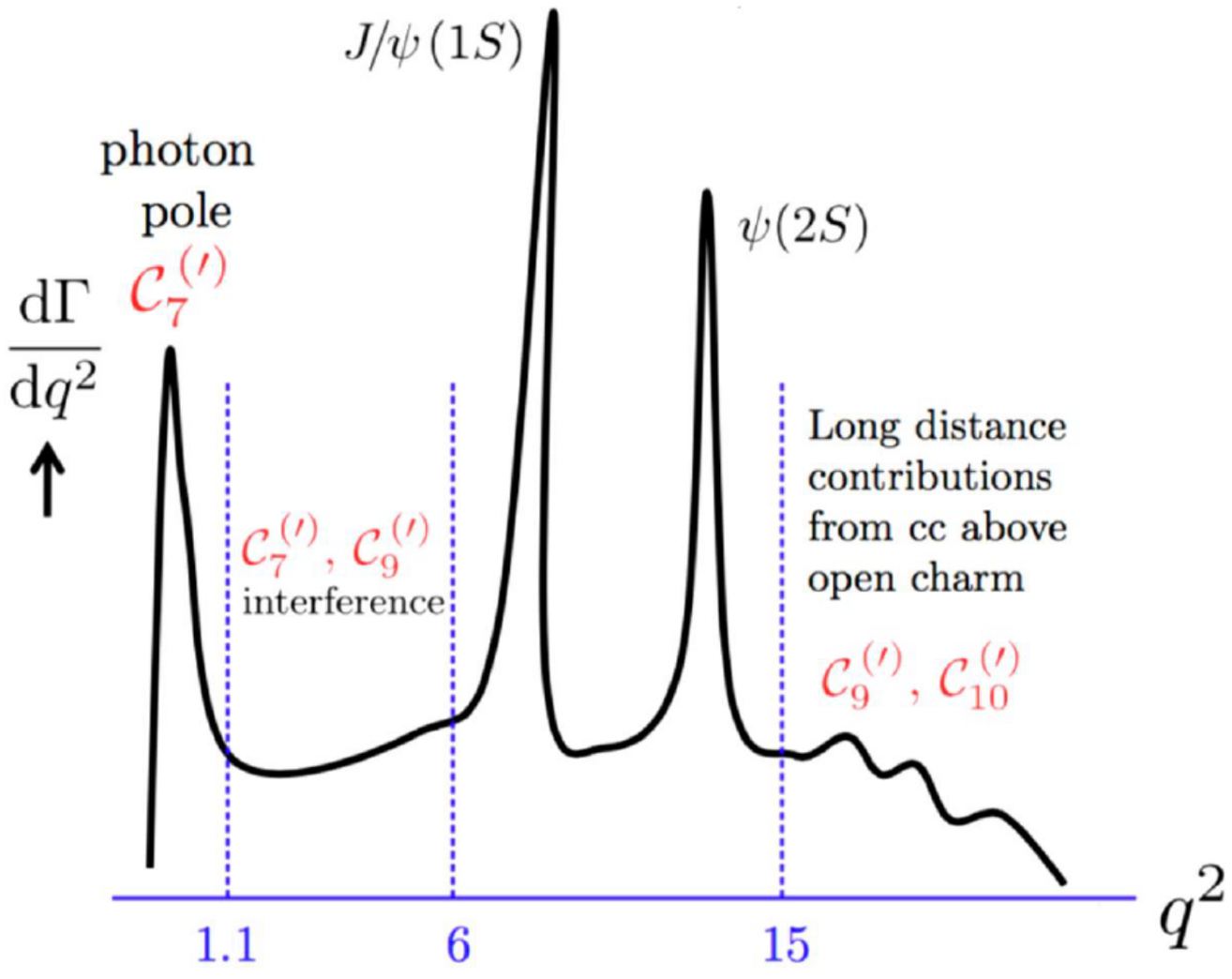
2σ acima do esperado pelo MP

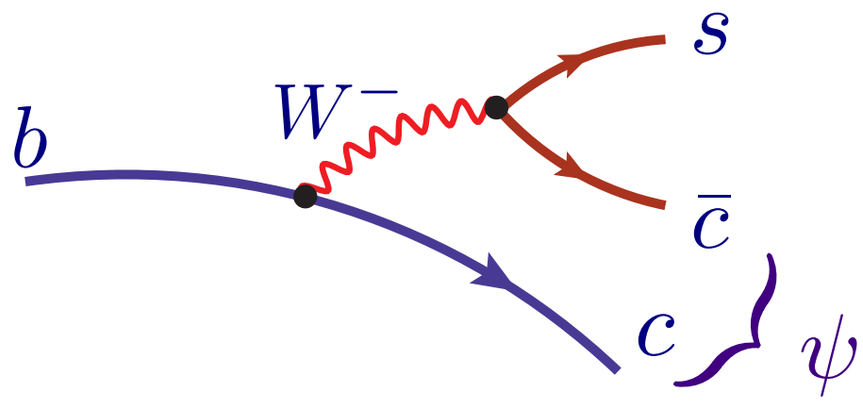
$\mathcal{R}(J/\psi)$ consistente com $R(D^*)$

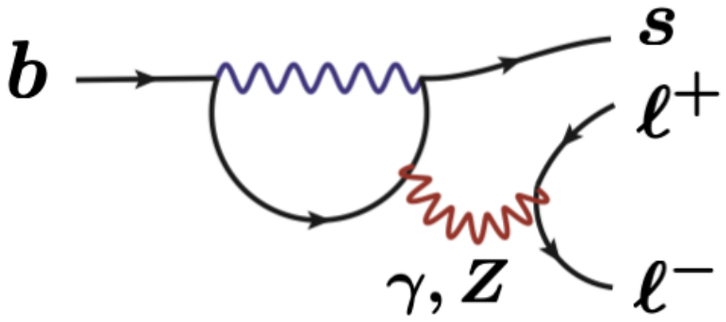
Mais um teste de *LFU*: $R(K^*)$ com $B^0 \to K^{*0}\ell^+\ell^-$

- a transição $b \to s\ell^+\ell^-$ é completamente dominada por $b \to c\bar{c}s$ com $c\bar{c}$ e $b \to s\gamma^*$

- medida feita em bins de massa invariante quadrada dos dois leptons, $q^2 = m^2(\mu^+\mu^-)$







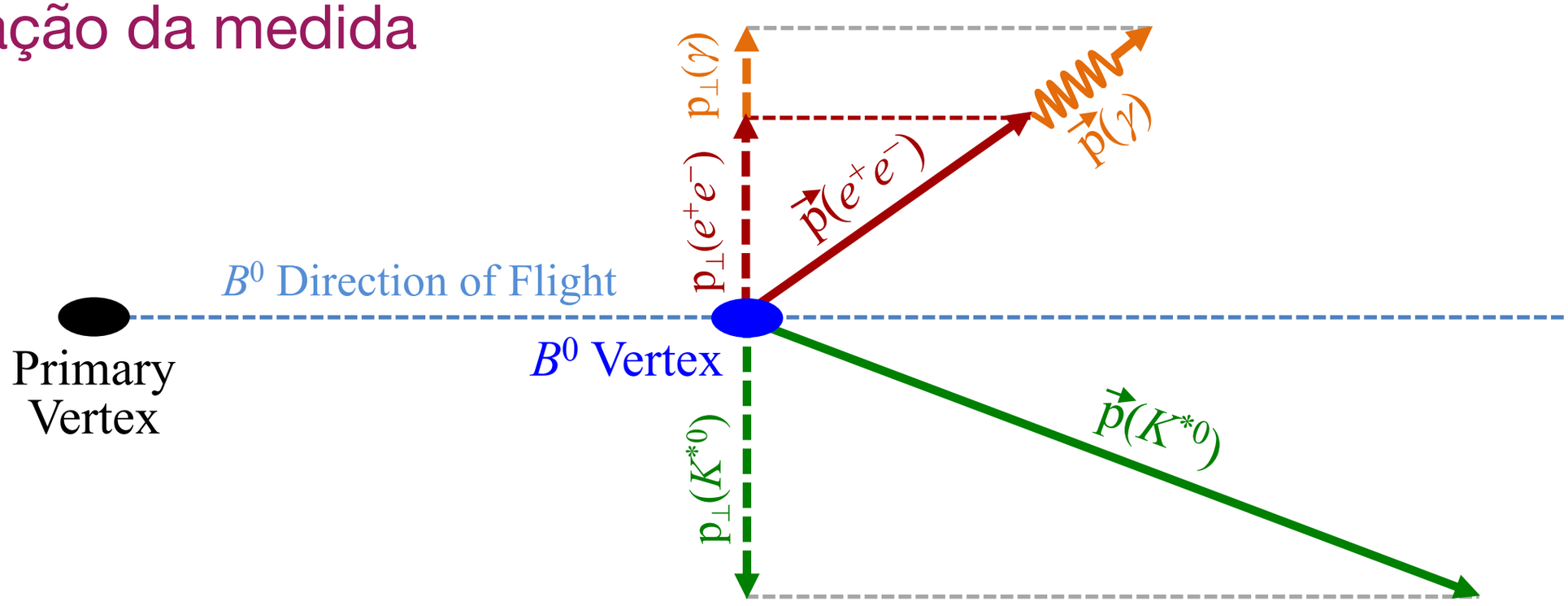
Incertezas sistemáticas se cancelam quando o canal

$$B^0 \to J/\psi\, K^*, \quad J/\psi \to \ell^+\ell^-$$

é usado como normalização:

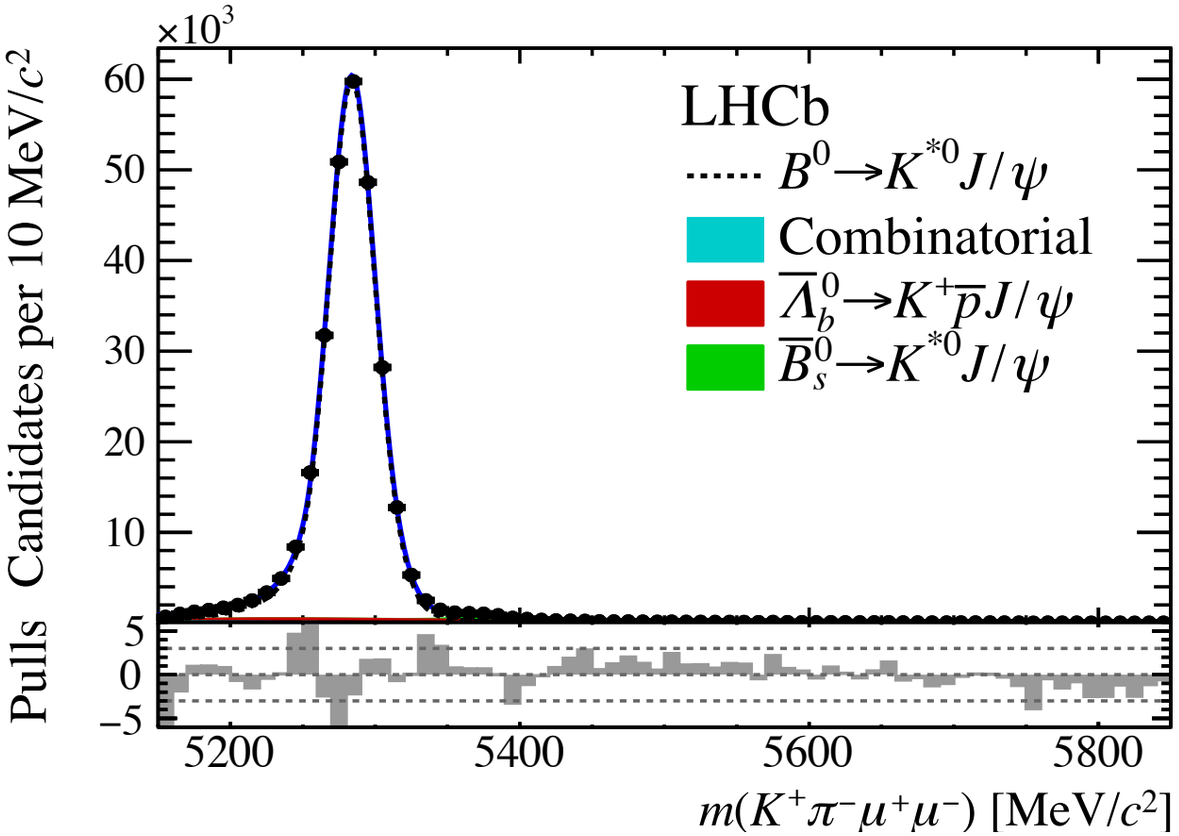
$$R_{K^{*0}} = \frac{\mathcal{B}(B^0 \to K^{*0}\mu^+\mu^-)}{\mathcal{B}(B^0 \to K^{*0} J/\psi\,(\to \mu^+\mu^-))} \Big/ \frac{\mathcal{B}(B^0 \to K^{*0}e^+e^-)}{\mathcal{B}(B^0 \to K^{*0} J/\psi\,(\to e^+e^-))}$$

O *bremsstrahlung* é a maior dificuldade na realização da medida



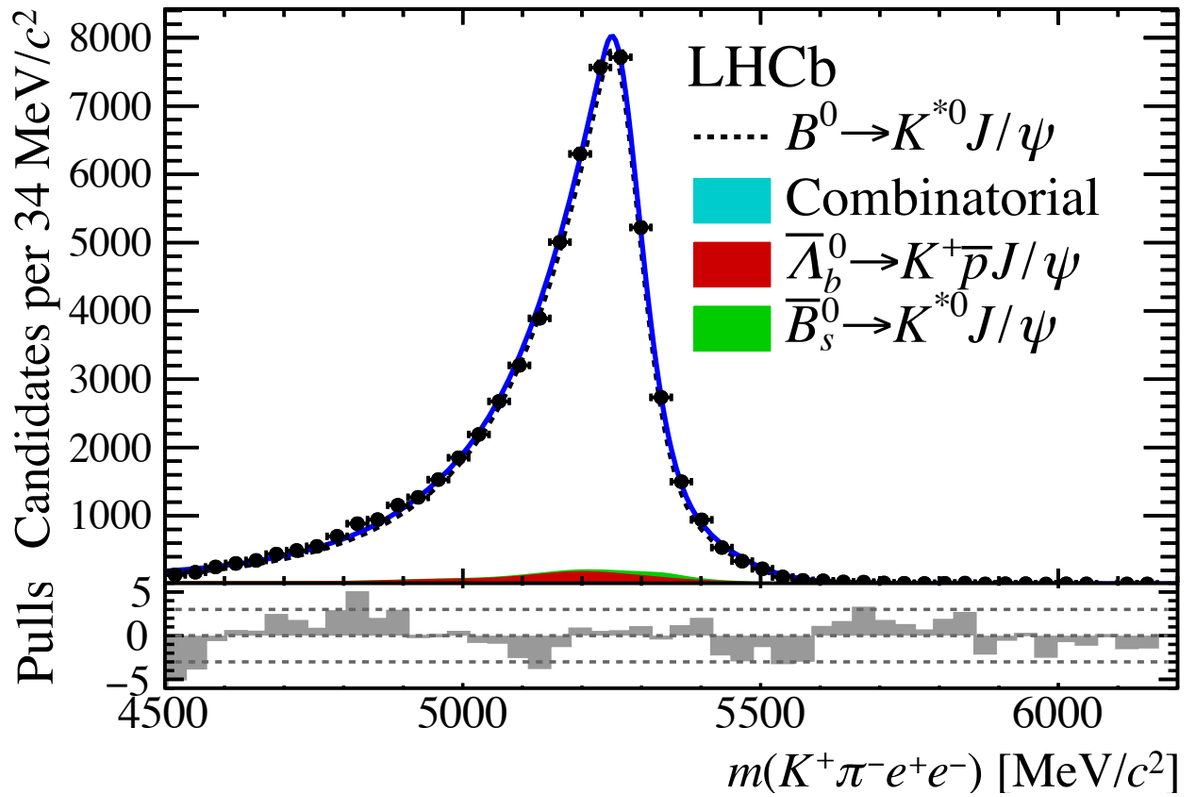
$B^0 \to K^* J/\psi$

$J/\psi \to \mu^+\mu^-$

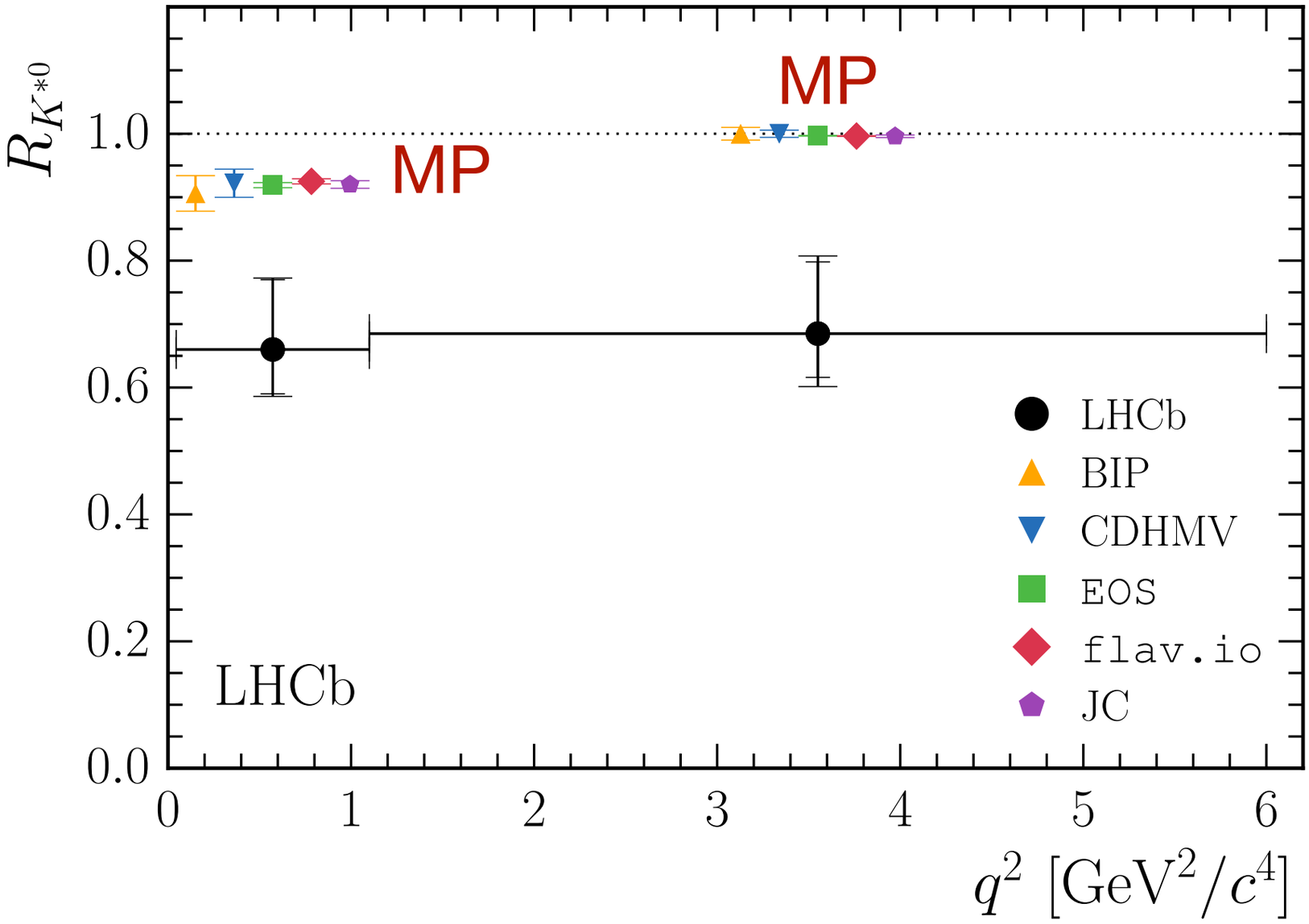


$B^0 \to K^* J/\psi$

$J/\psi \to e^+e^-$



O bremsstrahlung "deforma" o sinal



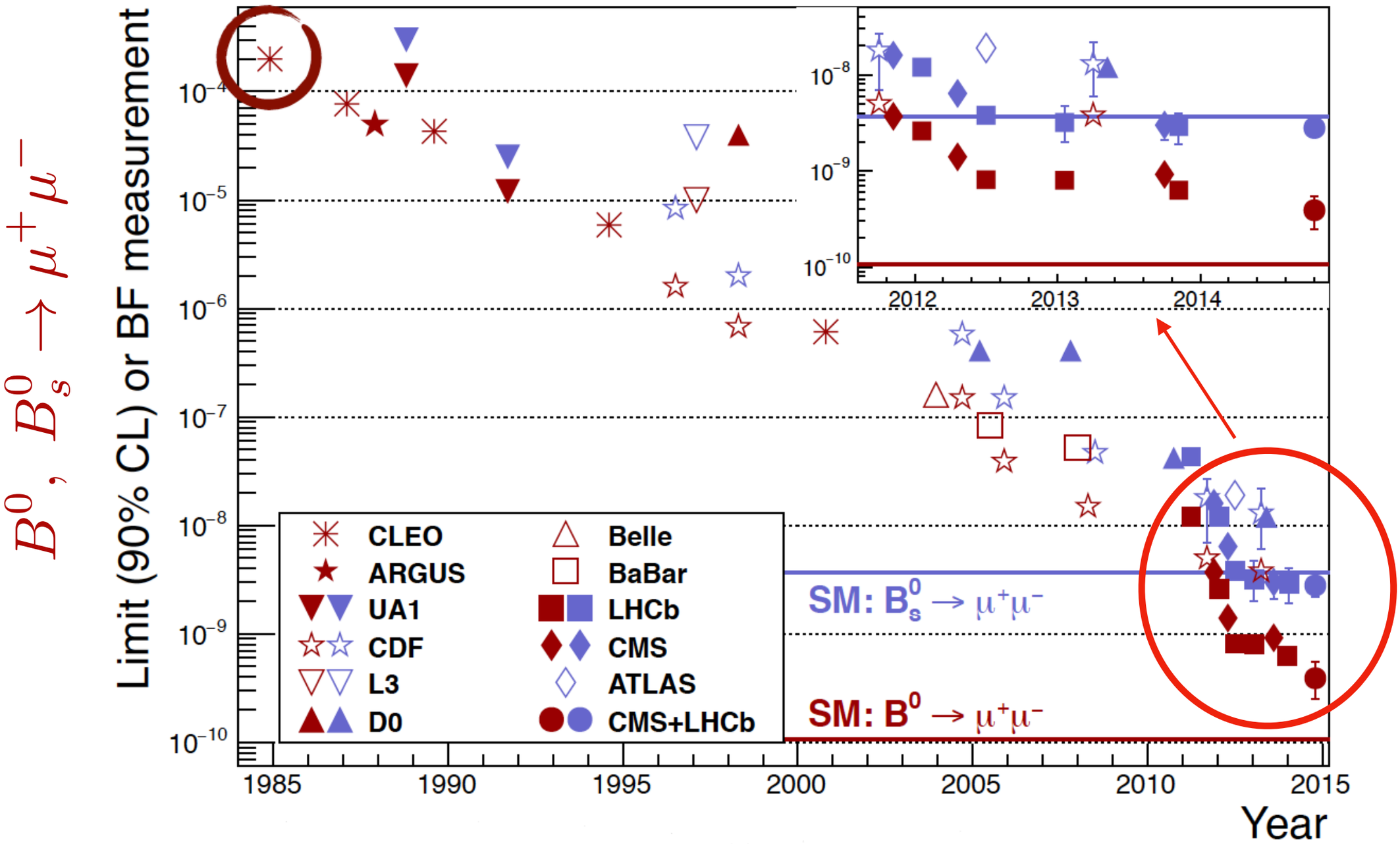
$R(K^*) = 0.67\ ^{+0.11}_{-0.07}$ 2.4σ menor que o esperado

Apesar de o MP ser extremamente bem sucedido,
há várias medidas indicando possível desacordo
com os valores esperados!

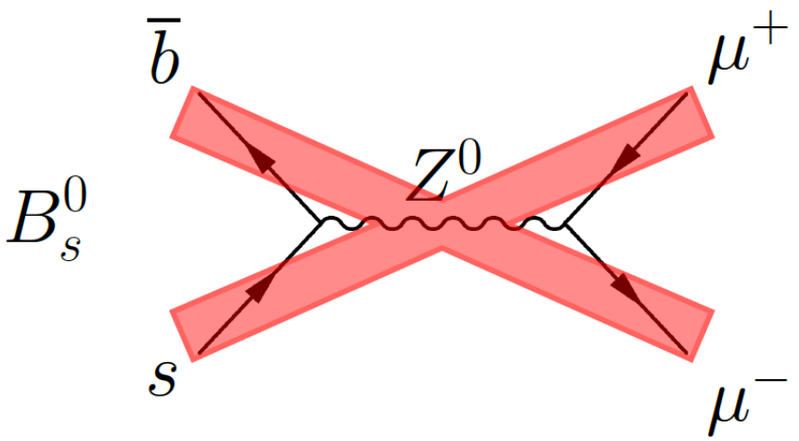
Decaimentos raros

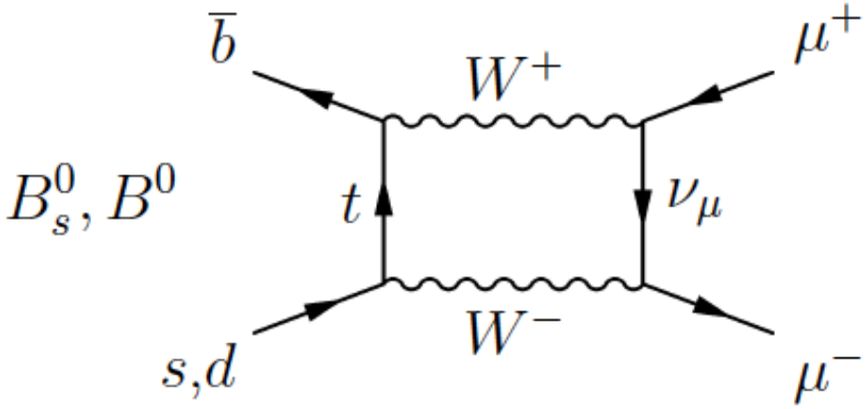
O termo decaimento raro designa um processo permitido no MP, mas com taxa muito pequena:
decaimentos com troca de sabor em correntes neutras

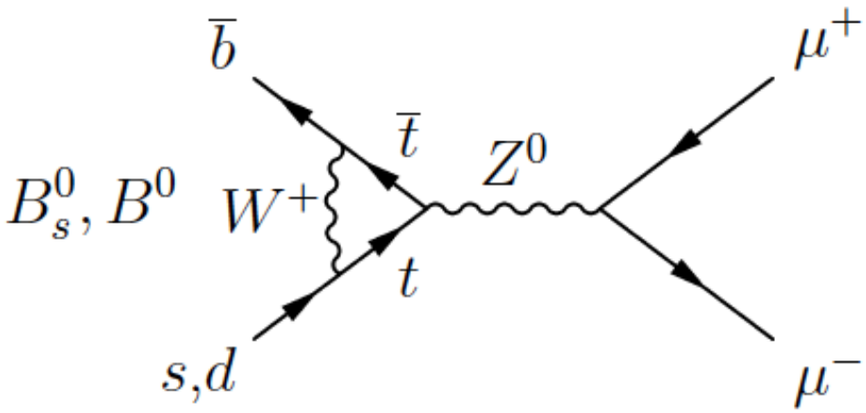
$$\mathcal{B}(B^0 \to K^* \ell^+ \ell^-) \sim 10^{-6} \qquad \mathcal{B}(B^0 \to \mu^+ \mu^-) \sim 10^{-9}$$



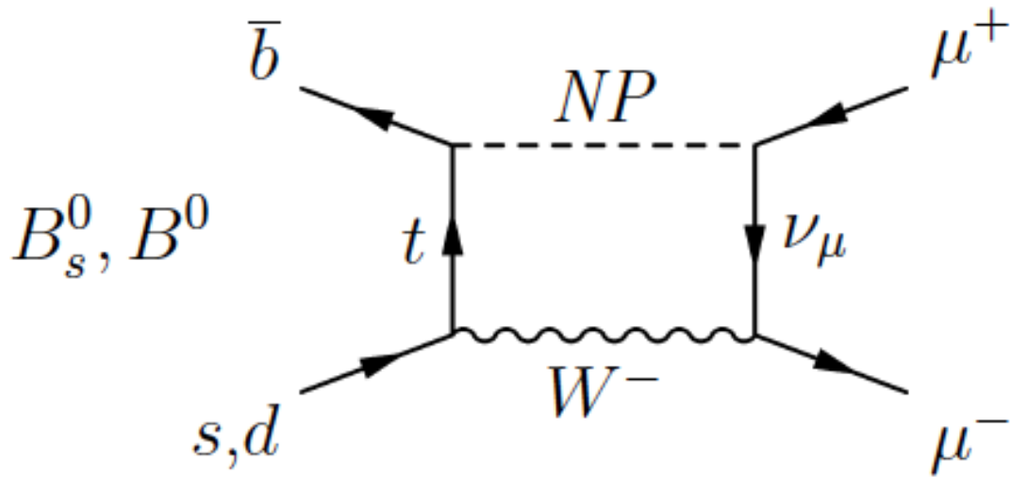
No MP, decaimentos em dois muons só podem ocorrer devido a amplitudes com *loops.*

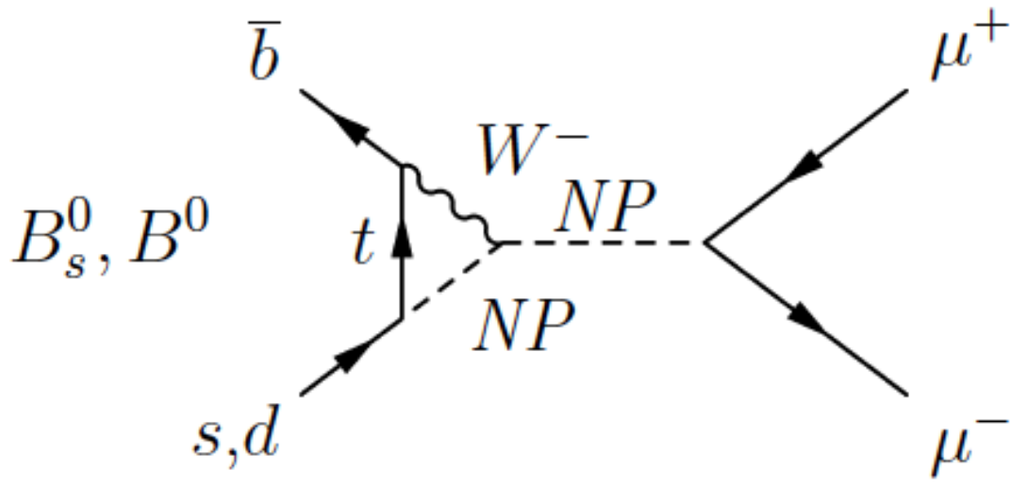


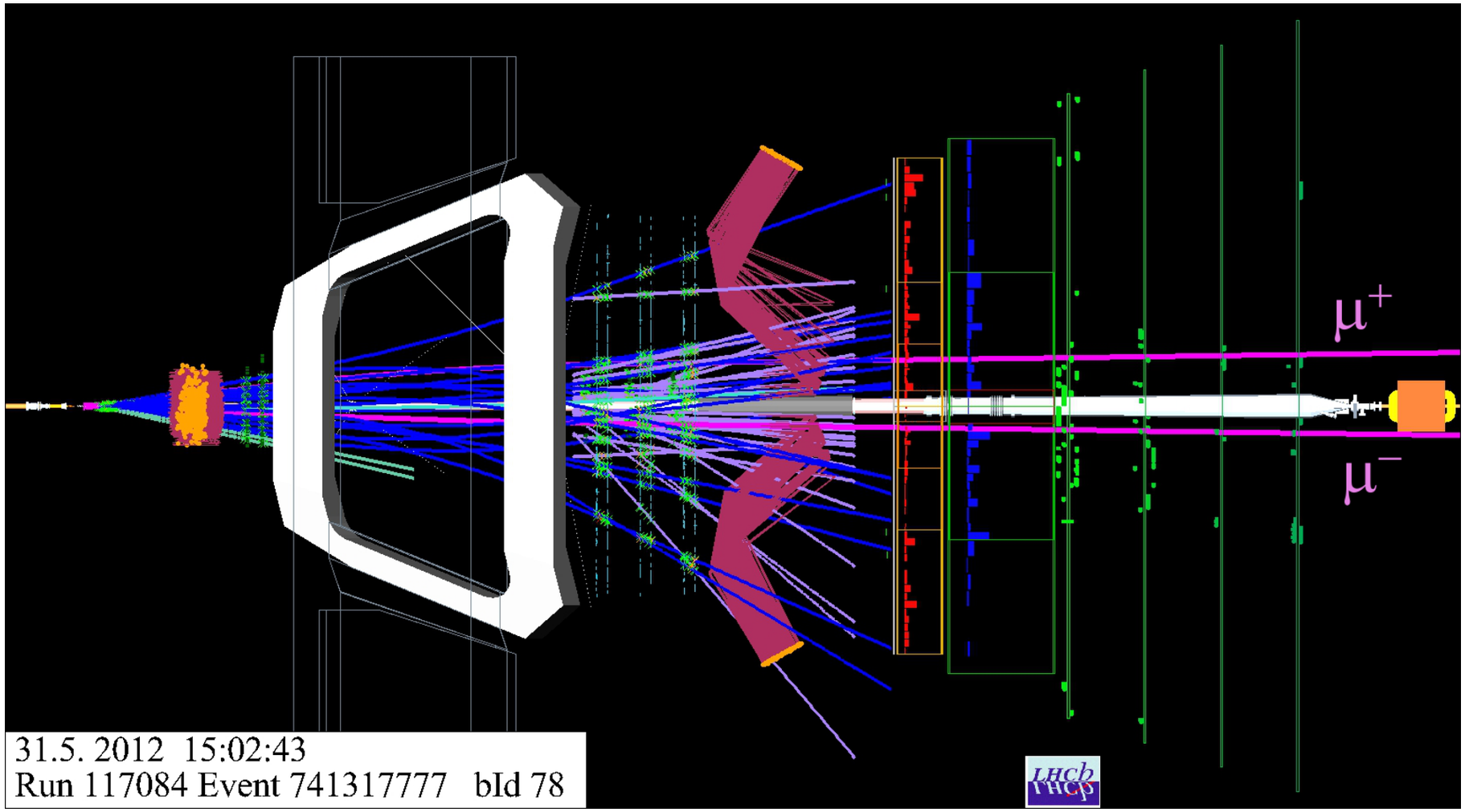


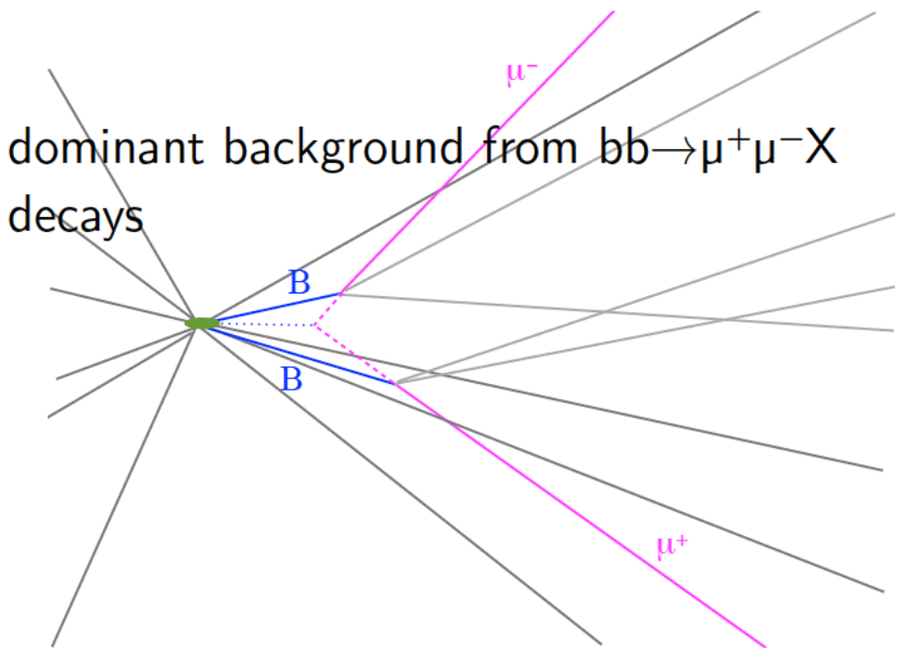


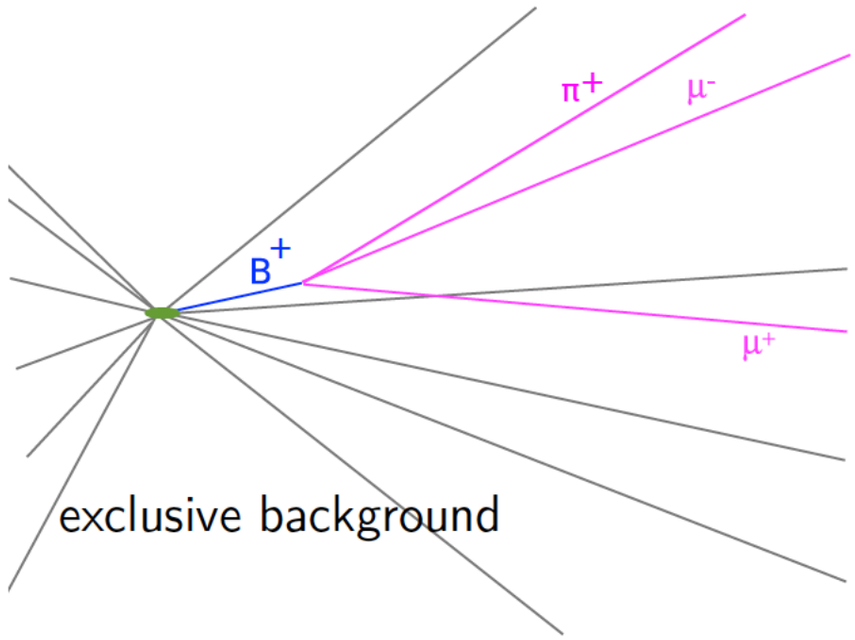
A existência de novas partículas muito pesadas aumentaria significativamente as taxas de decaimento (*branching fraction*).






μ+
μ−
31.5. 2012 15:02:43
Run 117084 Event 741317777 bId 78
LHCb


dominant background from bb→μ+μ−X
decays
μ-
B
B
μ+


π+
μ-
B+
μ+
exclusive background

Taxa de decaimento medida a partir do sinal observado:

$$N_{\rm obs}^{B\to\mu\mu} = \varepsilon_{\rm tot} \times N_{\rm prod}^{B\to\mu\mu}$$

A eficiência $\varepsilon_{\rm tot}$ — aceitação geométrica, trigger, reconstrução e seleção — é determinada por simulações.

$$\mathcal{B}(B\to\mu\mu) = \frac{N_{\rm prod}^{B\to\mu\mu}}{N_{\rm prod}^{pp\to BX}} = \frac{N_{\rm prod}^{B\to\mu\mu}}{\sigma(pp\to BX)\int\mathcal{L}dt}$$

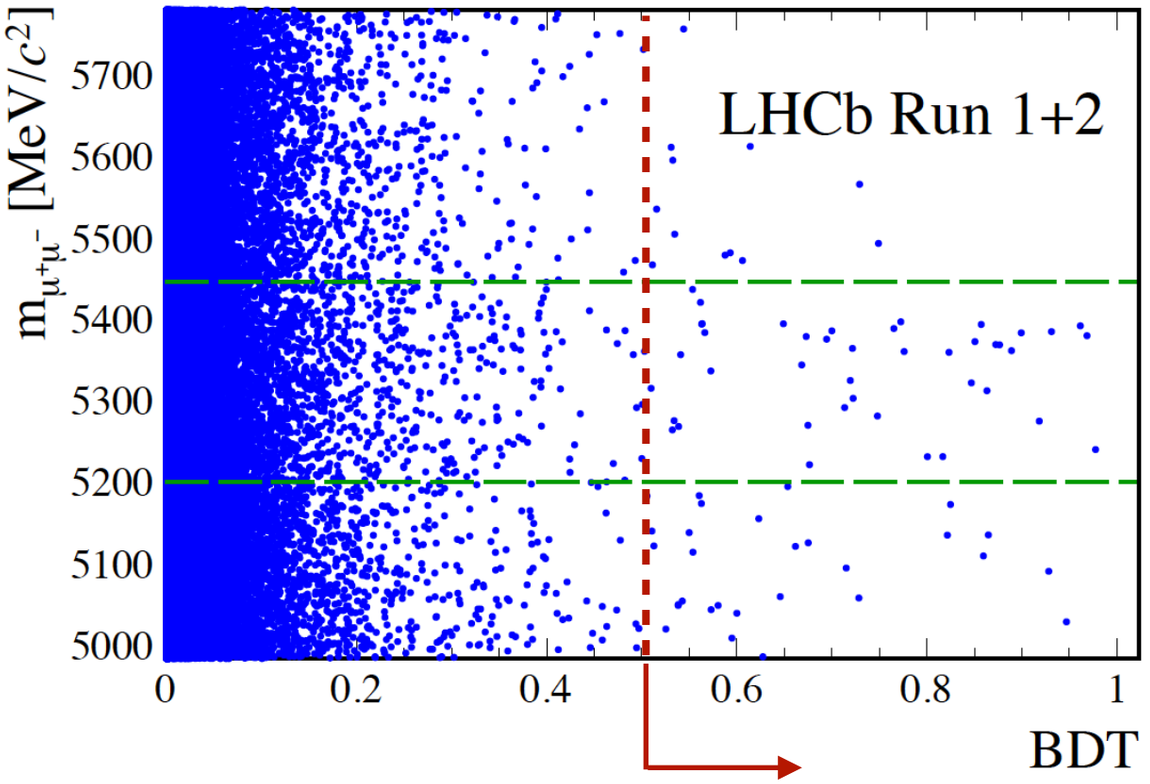
De maneira geral, reduz-se incertezas sistemáticas quando canais de normalização são usados:

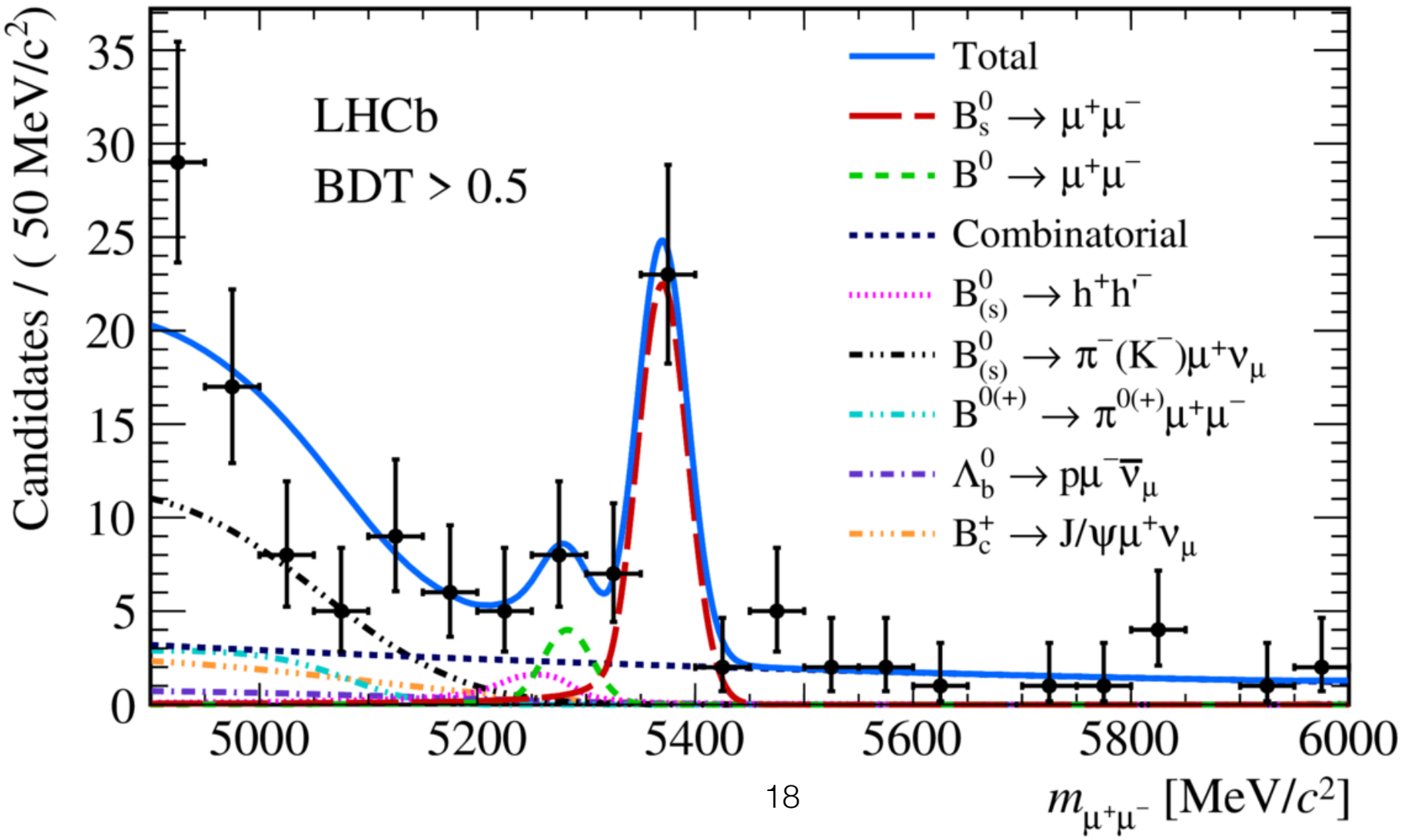
$$\frac{\mathcal{B}(B\to\mu\mu)}{\mathcal{B}(B_{\rm norm})} = \frac{\varepsilon_{\rm norm}}{\varepsilon_{B\to\mu\mu}} \times \frac{f_{\rm norm}}{f_{s(d)}} \times \frac{N_{\rm obs}^{B\to\mu\mu}}{N_{\rm obs}^{B_{\rm norm}}}$$

$B^0 \to K^+\pi^-$ (canal de normalização)

fração de quarks b produzidos que formam $B_s^0,\ B^0$

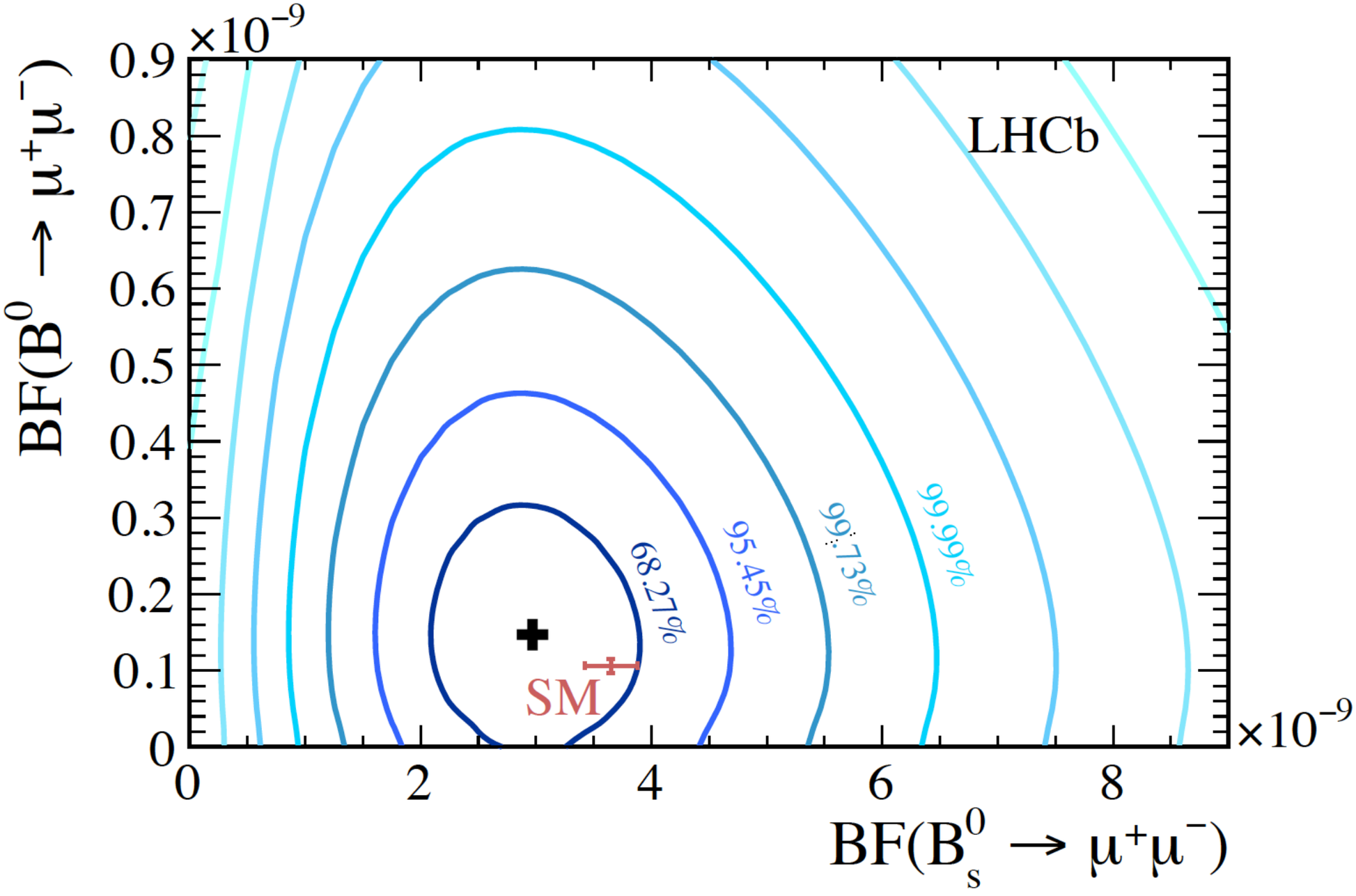
- seleção da amostra feita com análise multivariada
- candidatos são selecionados se *BDT*>0.5





Três decaimentos em 1 bilhão!

$$\mathcal{B}(B_s^0 \to \mu^+\mu^-) = (3.0 \pm 0.7) \times 10^{-9}$$



Resultado compatível com o esperado pelo MP

Invariância de *gauge* e o mecanismo de Higgs

Lagrangianas

A função Lagrangiana descreve o fluxo da energia associada aos campos em interação:

$$\boxed{L = T - V}$$

T = energia cintética, V = energia potencial

A Lagrangiana é uma função de "coordenadas generalizadas" e suas derivadas temporais $q_i,\ \dot{q}_i$

Dada a Lagrangiana de um sistema, as equações de movimento ficam determinadas pela equação de Euler-Lagrange

$$\frac{\partial L}{\partial q_i} - \frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} = 0$$

Considere uma partícula de massa *m* movendo-se sob a ação de um potencial *V* em uma dimensão (q = x):

$$T = \tfrac{1}{2}m\dot{x}^2, \quad \rightarrow \quad L = \tfrac{1}{2}m\dot{x}^2 - V(x)$$

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial \dot{q}} = \frac{d}{dt} m\dot{x} = m\ddot{x}$$

$$\frac{\partial L}{\partial q} = \frac{d}{dx} V(x) = -F$$

$$\rightarrow \quad F = ma$$

As interações entre partículas elementares são descritas pela Teoria Quântica de Campos, na qual a entidade matemática fundamental é a Lagrangiana.

As coordenadas generalizadas de um sistema discreto de partículas q_i são substituídas pelos campos $\phi_i(t, x, y, z)$, funções contínuas do espaço-tempo, e suas derivadas:

$$\partial_\mu \phi_i = \left(\frac{\partial \phi_i}{\partial t}; \ \frac{\partial \phi_i}{\partial x}, \ \frac{\partial \phi_i}{\partial y}, \ \frac{\partial \phi_i}{\partial z} \right)$$

$$L(q_i, \dot{q}_i) \rightarrow \mathcal{L}(\phi_i, \partial_\mu \phi_i)$$

Simetrias

Simetrias são transformações nos campos
que deixam a Lagrangiana invariante.

leis de conservação são observadas nas reações → simetrias da Lagrangiana

conservação da energia e do momentum → Lagrangiana invariante por translação do sistema de **coordenadas**

conservação do momento angular → Lagrangiana invariante por rotação do sistema de **coordenadas**

O teorema de Noether estabelece a conexão entre
simetrias contínuas e leis de conservação.

Simetrias de calibre (*gauge*)

Invariância de gauge: uma ideia familiar no Eletromagnetismo clássico.

Os campos elétricos e magnéticos em termos do potencial escalar e vetor

$$\boldsymbol{E} = -\boldsymbol{\nabla}\phi \ , \quad \boldsymbol{B} = \boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{A}$$

Os campos permanecem inalterados pelas transformações

$$\phi \to \phi' = \phi - \frac{\partial \chi}{\partial t}$$

$$\boldsymbol{A} \to \boldsymbol{A}' = \boldsymbol{A} + \boldsymbol{\nabla}\chi$$

$$\chi = \chi(\boldsymbol{r}, t)$$

Na forma covariante

$$A_\mu \to A'_\mu - \partial_\mu \chi$$

$$A_\mu = (\phi, \ -\boldsymbol{A})$$

$$\partial_\mu = (\partial_0, \ \boldsymbol{\nabla})$$

A eq. de Dirac para partícula livre
não é invariante por transformações de gauge.

$$i\gamma^\mu \partial_\mu \psi = m\psi,$$

Transformação de gauge: $\psi \rightarrow e^{iq\chi(x)}$

$$i\gamma^\mu \partial_\mu (e^{iq\chi(x)}\psi) = m e^{iq\chi(x)}\psi$$

$$e^{iq\chi}\, i\gamma^\mu \left[\partial_\mu \psi + iq(\partial_\mu \chi)\psi\right] = e^{iq\chi} m\psi$$

$$i\gamma^\mu (\partial_\mu + iq\partial_\mu \chi)\psi = m\psi,$$

Um termo extra é introduzido na eq. de Dirac:

$$-q\gamma^\mu (\partial_\mu \chi)\psi$$

Simetrias de calibre (*gauge*)

A conservação da carga elétrica também
está associada a uma simetria contínua:

- a redefinição **local** da fase do **campo** do elétron;
- uma transformação **simultânea** no **campo** do fóton.

transformação de gauge:

$$\psi(x) \to \psi'(x) = \psi(x) e^{iq\chi(x)}$$

$$A_\mu(x) \to A'_\mu(x) = A_\mu(x) - \partial_\mu \chi(x)$$

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}'$$

$\psi(x) \to$ campo do elétron (spin 1/2)

$A_\mu(x) \to$ campo do foton (spin 1)

$\chi(x) \to$ função real qualquer

A eletrodinâmica quântica (QED) é uma **teoria de gauge!**

Lagrangiana da QED = campo do elétron + campo do foton + interação elétron-foton } termos "cinéticos"

Os termos cinéticos envolvem derivadas dos campos. O termo de interação, ou potencial, envolve os campos propriamente ditos.

Todas as interações entre partículas elementares são descritas por teorias de gauge.

O **princípio da invariância de gauge** é a pedra fundamental do Modelo Padrão. Ele determina a forma da interação entre fermions e bosons intermediários.

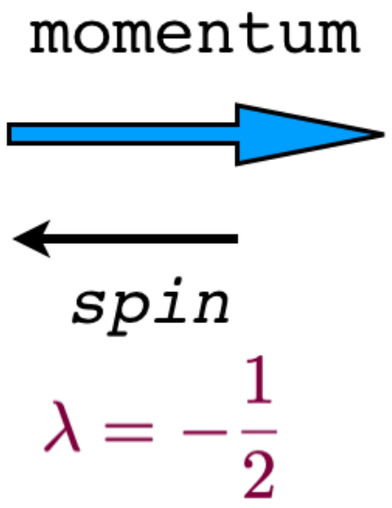
A invariância de gauge implica partículas sem massa!

Como explicar a massa do W^{+-} e do Z^0 ?

Como explicar a massa dos fermions ?

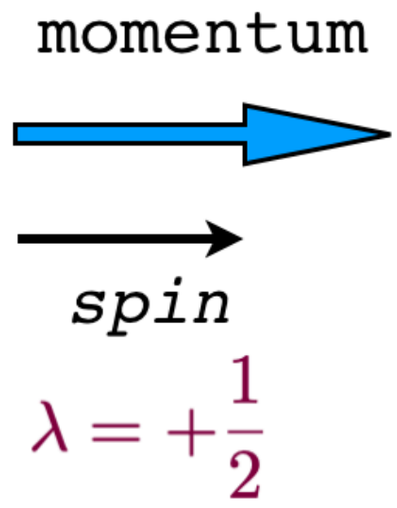
A resposta está no **mecanismo de Higgs**.

Para reproduzir a violação da paridade nas interações fracas,
são necessários acoplamentos diferentes entre
quarks e leptons de "mão esquerda" e "mão direita".



fermion de
mão esquerda

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

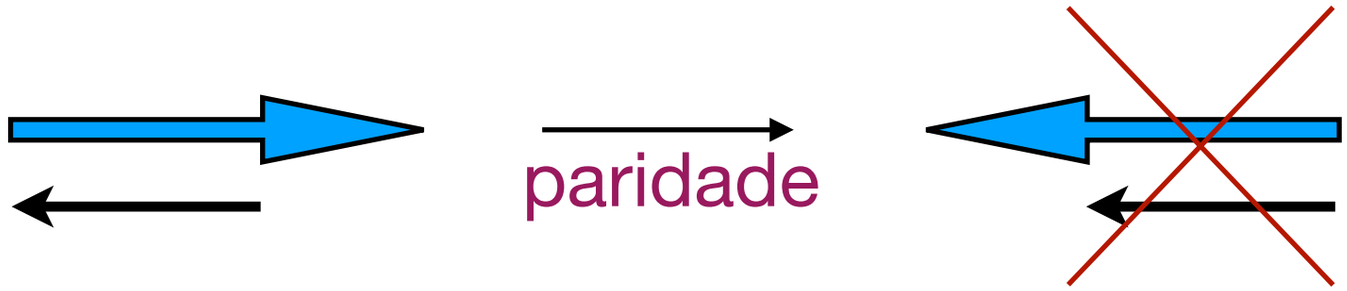


fermion de
mão direita

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

Apenas **fermions de mão esquerda** e **antifermions de mão direita**
participam da interação fraca.

fermion de
mão esquerda



fermion de
mão direita

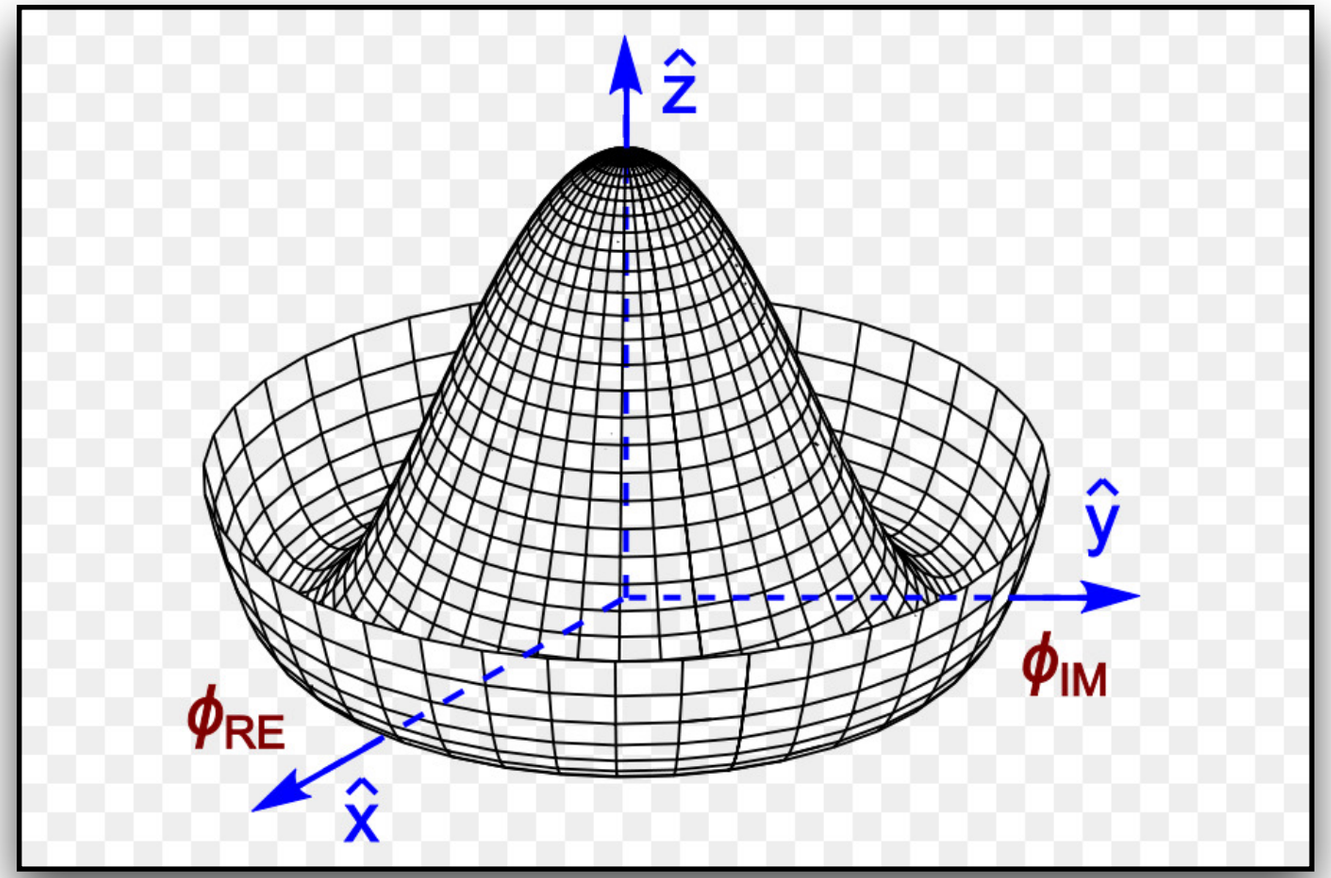
Termos na Lagrangiana envolvendo a massa das partículas
não são invariantes de gauge se a
interação afeta apenas fermions de mão esquerda.

O mecanismo de Higgs

É necessário adicionar à Lagrangiana um campo de spin-0 — sem *handedness* — que se acople tanto com os fermions como com os bosons *W* e *Z*: o campo de Higgs.

A forma mais simples: um campo escalar (spin-0) complexo que corresponde a uma partícula neutra, o boson Higgs, com uma propriedade bem especial.

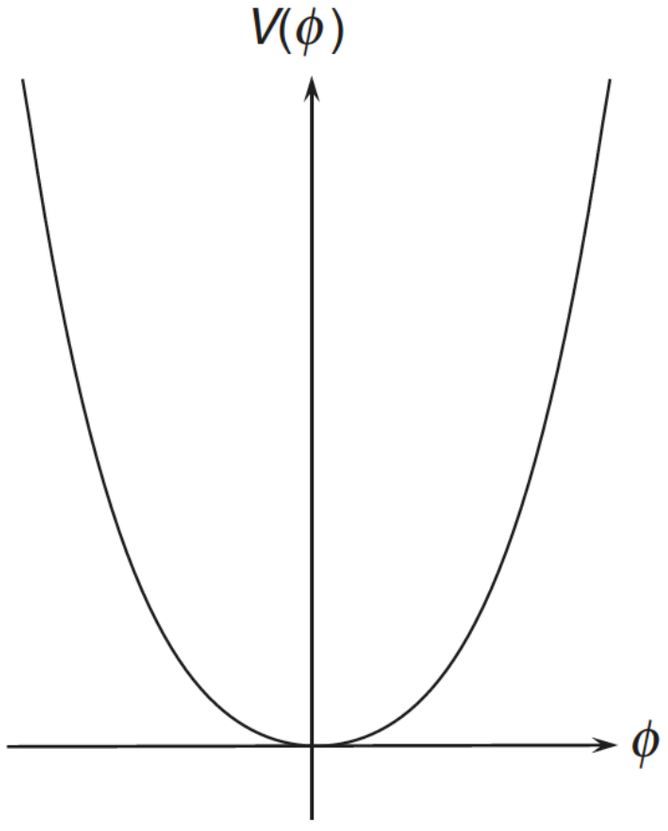
Quebra espontânea de simetria: o estado fundamental do campo de Higgs não possui as mesmas simetrias da Lagrangiana.

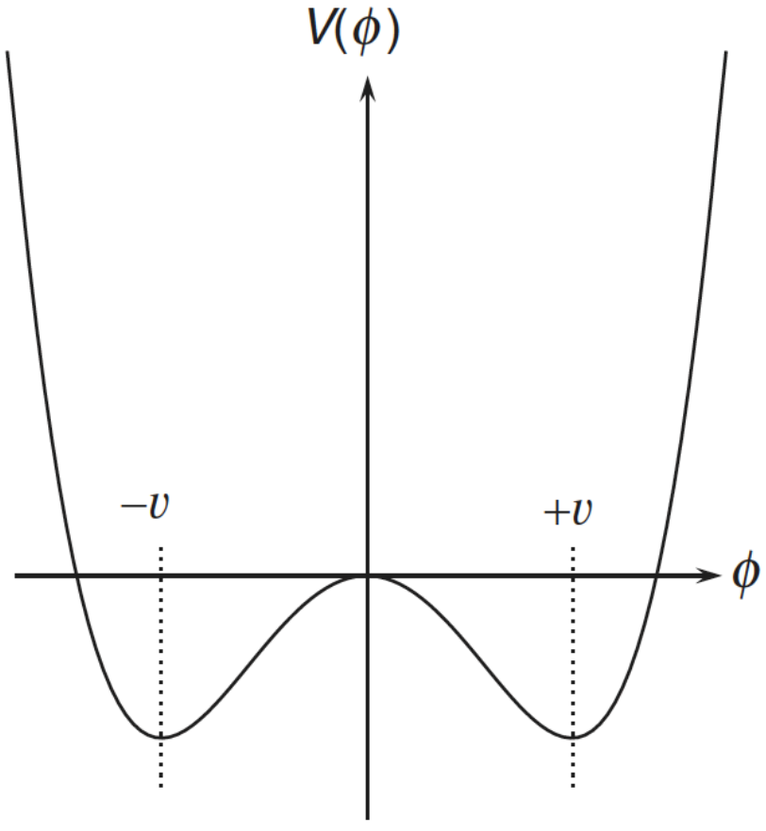


O campo de Higgs, ϕ , e o potencial $V(\phi)$

$$V(\phi) = \tfrac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \tfrac{1}{4}\lambda\phi^4 \longrightarrow \mathcal{L} = \tfrac{1}{2}(\partial_\mu\phi)(\partial^\mu\phi) - V(\phi)$$
$$= \tfrac{1}{2}(\partial_\mu\phi)(\partial^\mu\phi) - \tfrac{1}{2}\mu^2\phi^2 - \tfrac{1}{4}\lambda\phi^4$$

$\mu^2 > 0$





$\mu^2 < 0$

No estado fundamental o campo de Higgs tem valor não nulo e constante em todo o espaço, $\phi = \pm v$

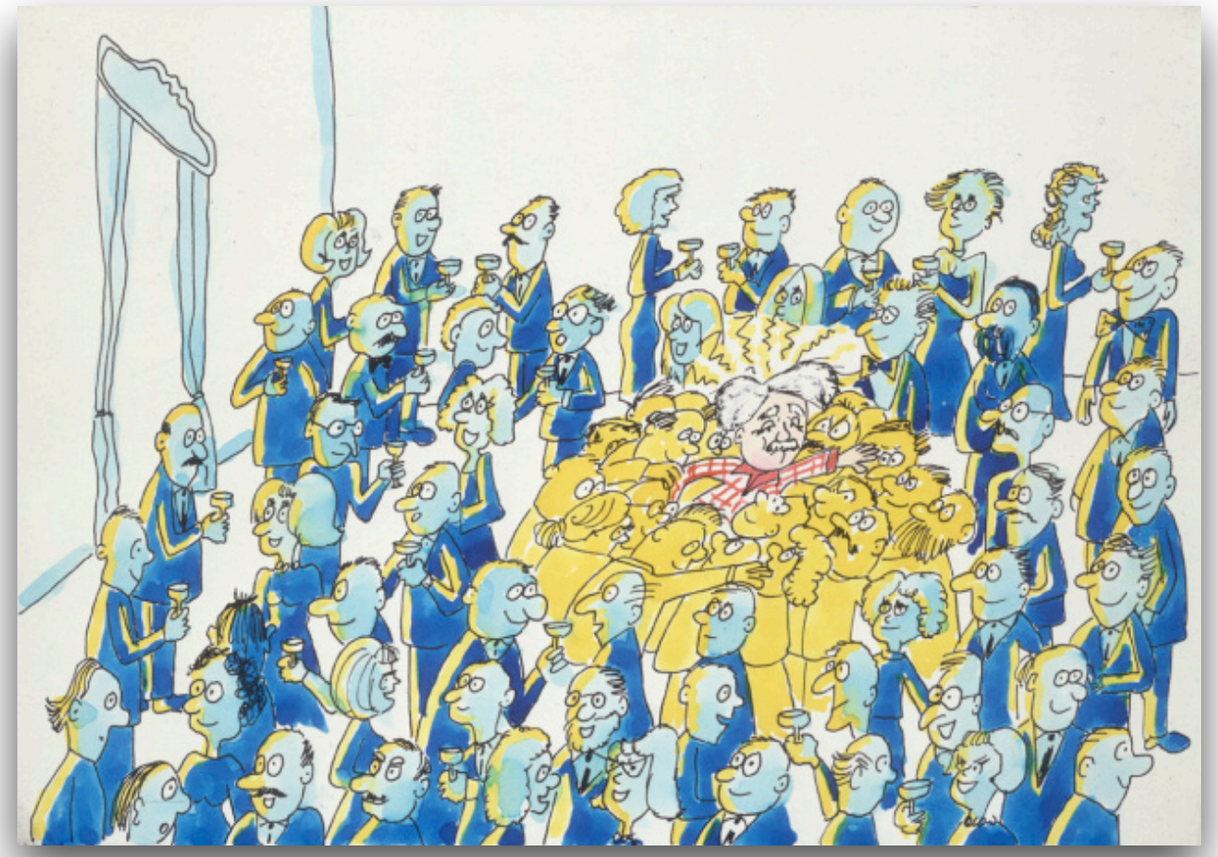
As partículas adquirem massa através da interação com o campo constante de Higgs que permeia todo o espaço.

O mecanismo de Higgs



Em uma sala, cientistas (o campo de Higgs) esperam um convidado muito especial. Ele aparece, causando alvoroço.





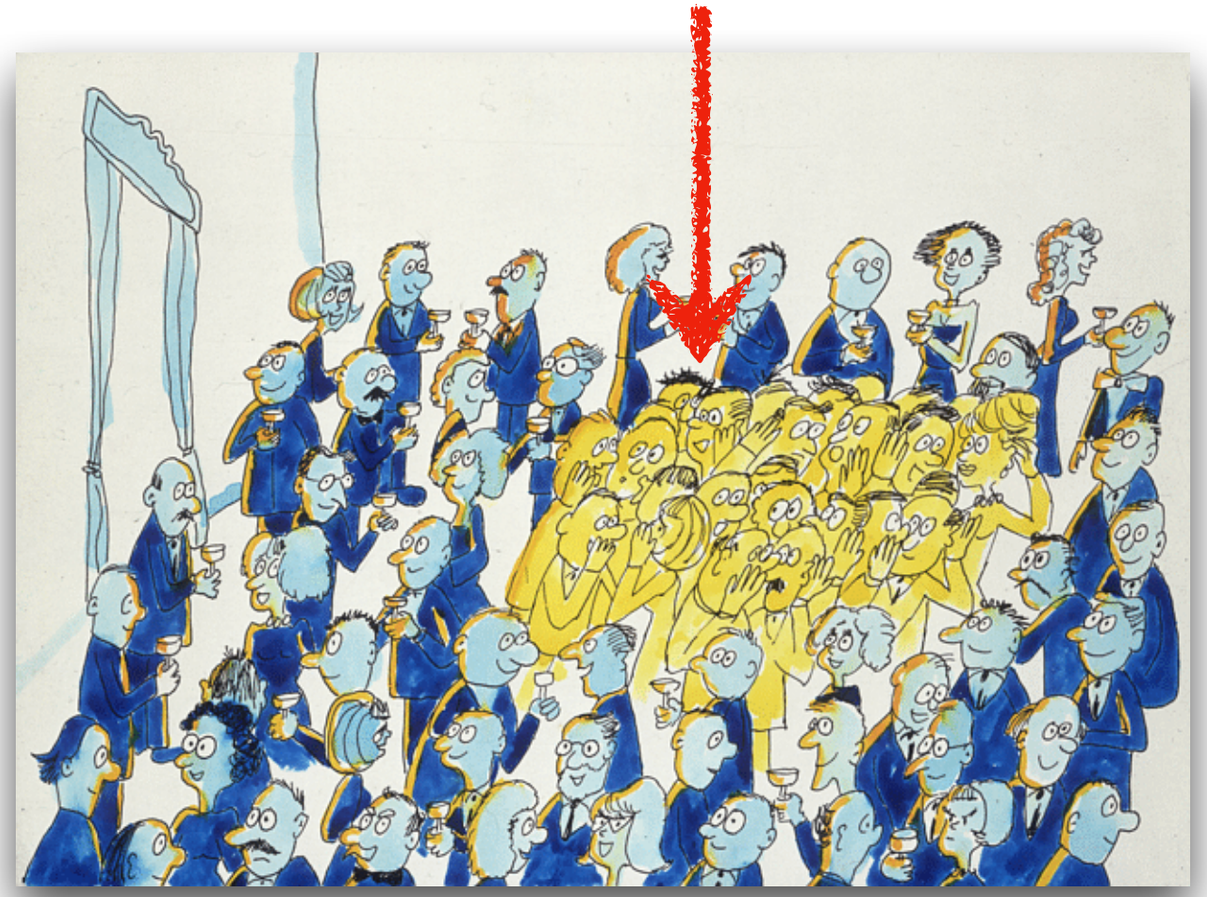
Atravessa a sala sempre cercado por colegas, o que gera uma inércia: uma partícula adquire massa ao interagir com o campo de Higgs.

A introdução do campo de Higgs implica a existência de uma partícula associada, o boson de Higgs.

Na Teoria Quântica de Campos as partículas correspondem a excitações do campo a ela associado.

o boson de Higgs

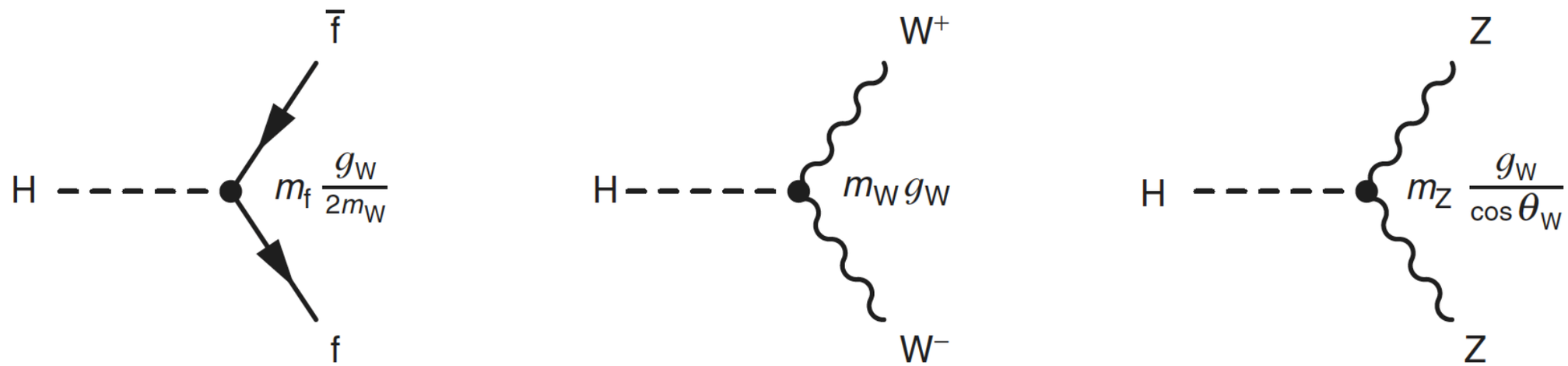




Um rumor se espalha pela sala, causando excitação nos presentes, que se aglutinam em grupos.

A descoberta do boson de Higgs

O boson de Higgs pode decair em quaisquer partículas do Modelo Padrão. Mas a probabilidade de decaimento é proporcional ao quadrado da massa das partículas.

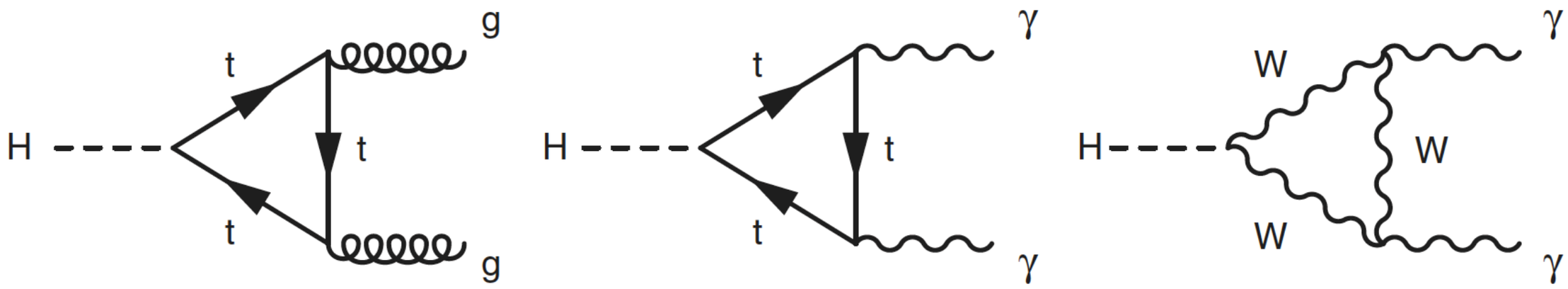


Principais modos de decaimento

$H \to b\bar{b}$	57.8%
$H \to WW^*$	21.6%
$H \to \tau^+\tau^-$	6.4%
$H \to gg$	8.6%
$H \to c\bar{c}$	2.9%
$H \to ZZ^*$	2.7%
$H \to \gamma\gamma$	0.2%

A massa do Higgs é inferior à soma das massas de dois W ou de dois Z. Um dos dois W ou Z tem que ser virtual.

O decaimento em *WW*, *ZZ* ou *tt* é cinematicamente proibido, exceto se essas partículas estiverem em loops



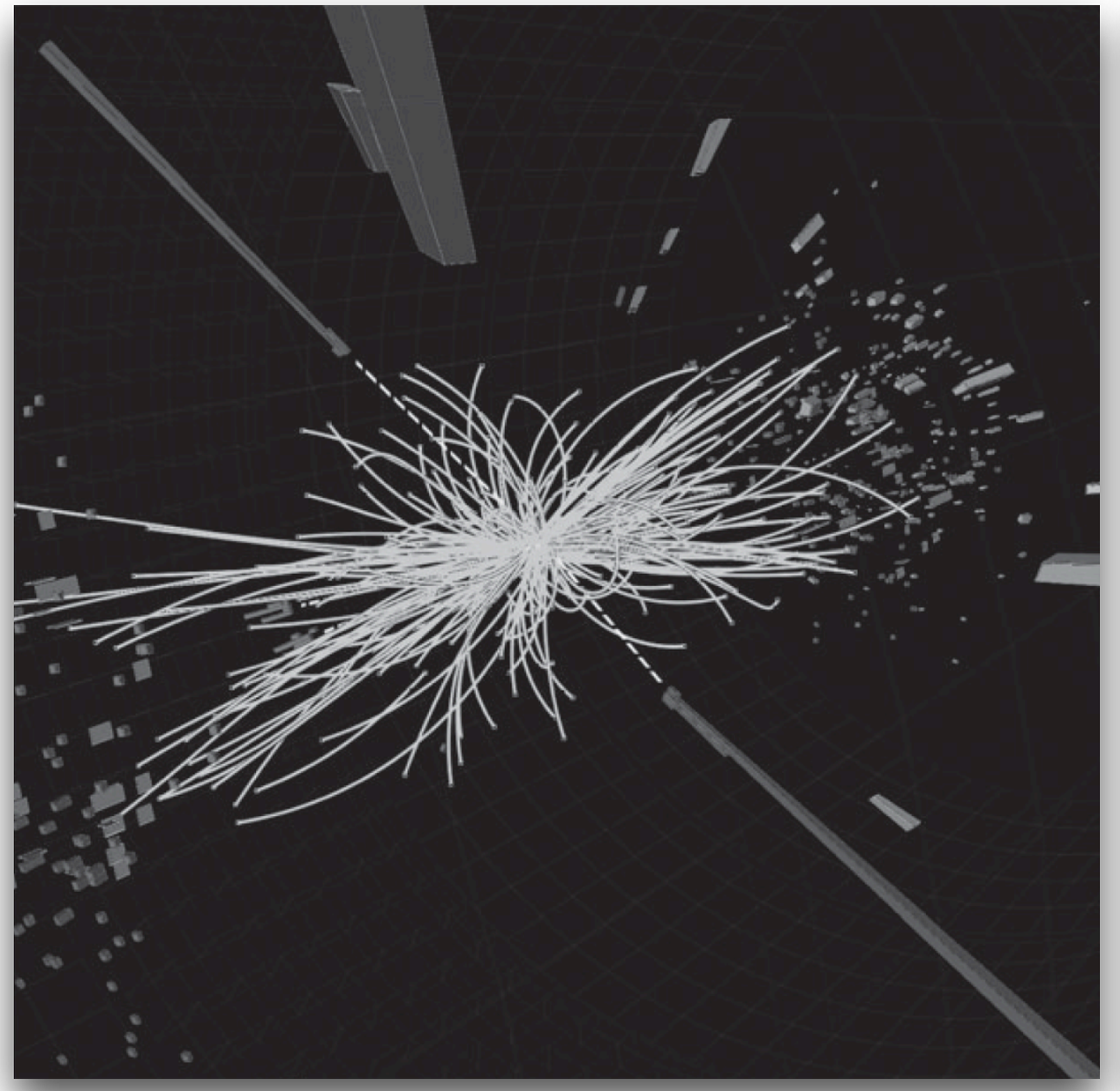
Esse mecanismo resulta partículas sem massa no estado final.

No decaimento em dois fermions, vale a relação

$$\Gamma(\mathrm{H} \to \mathrm{b\bar{b}}) : \Gamma(\mathrm{H} \to \mathrm{c\bar{c}}) : \Gamma(\mathrm{H} \to \tau^+\tau^-) \sim 3m_\mathrm{b}^2 : 3m_\mathrm{c}^2 : m_\tau^2$$

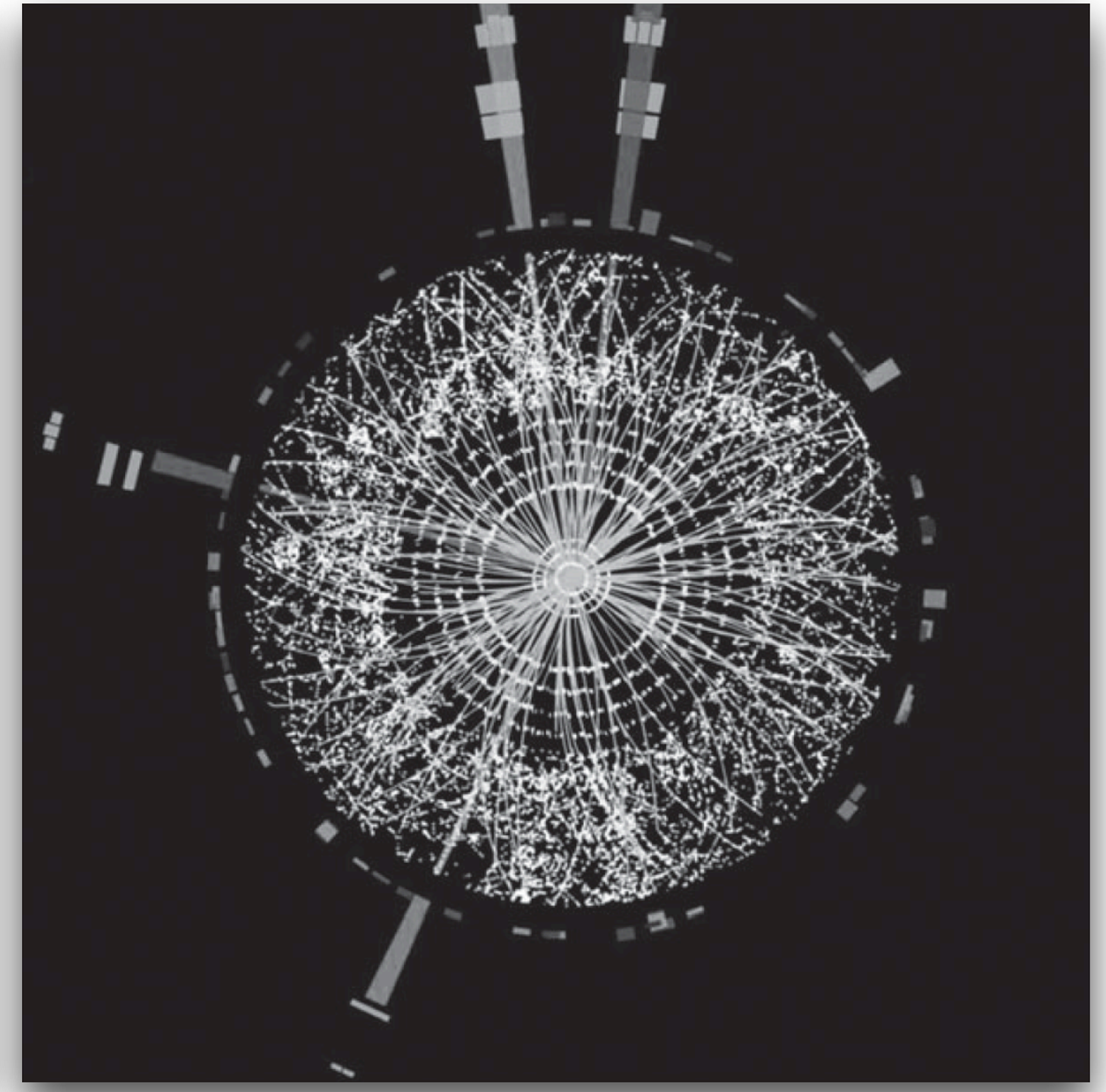
Medidas anteriores feitas no LEP (CERN) e no Tevatron (Fermilab) limitaram a massa do Higgs um estreito intervalo: $114 < m_H < 200$ GeV.

$H \to \gamma\gamma$



CMS

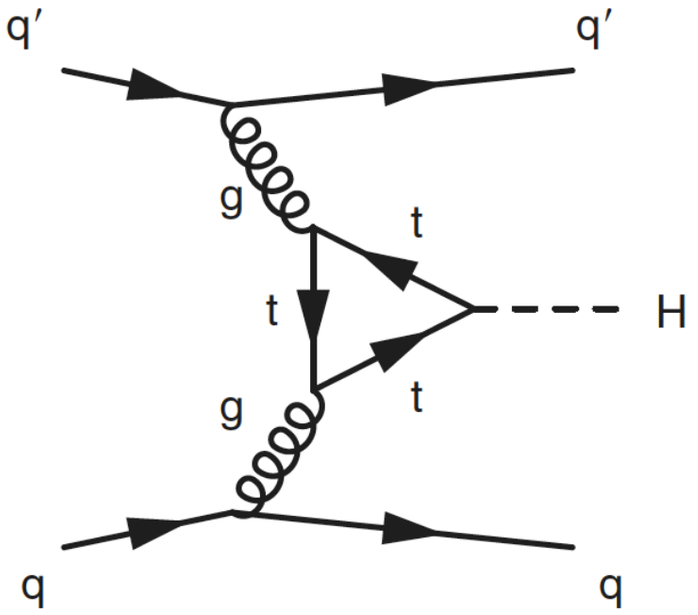
$H \to ZZ^* \to e^+e^-e^+e^-$

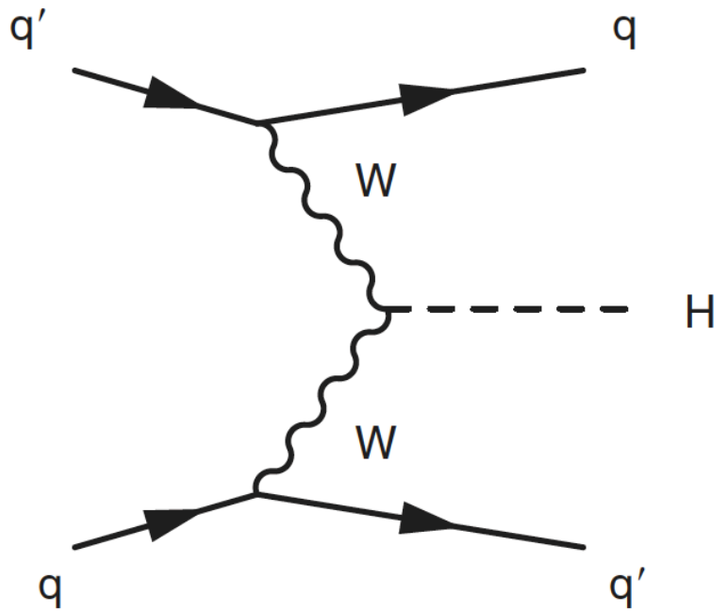


ATLAS

O boson de Higgs foi observado em 2012 pelos experimentos ATLAS e CMS, no LHC.

Em colisões próton-próton os principais mecanismos de produção do Higgs são:



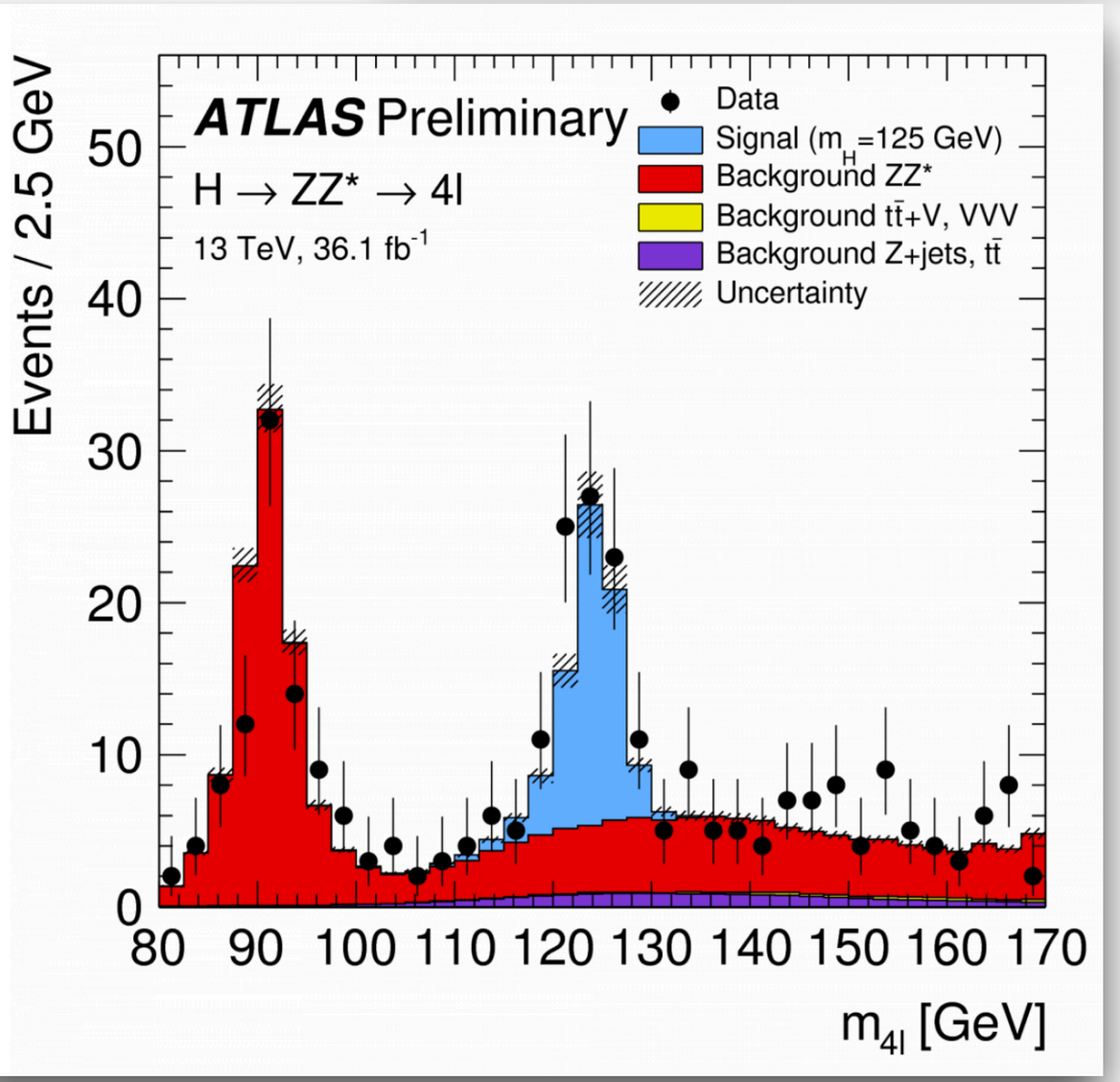


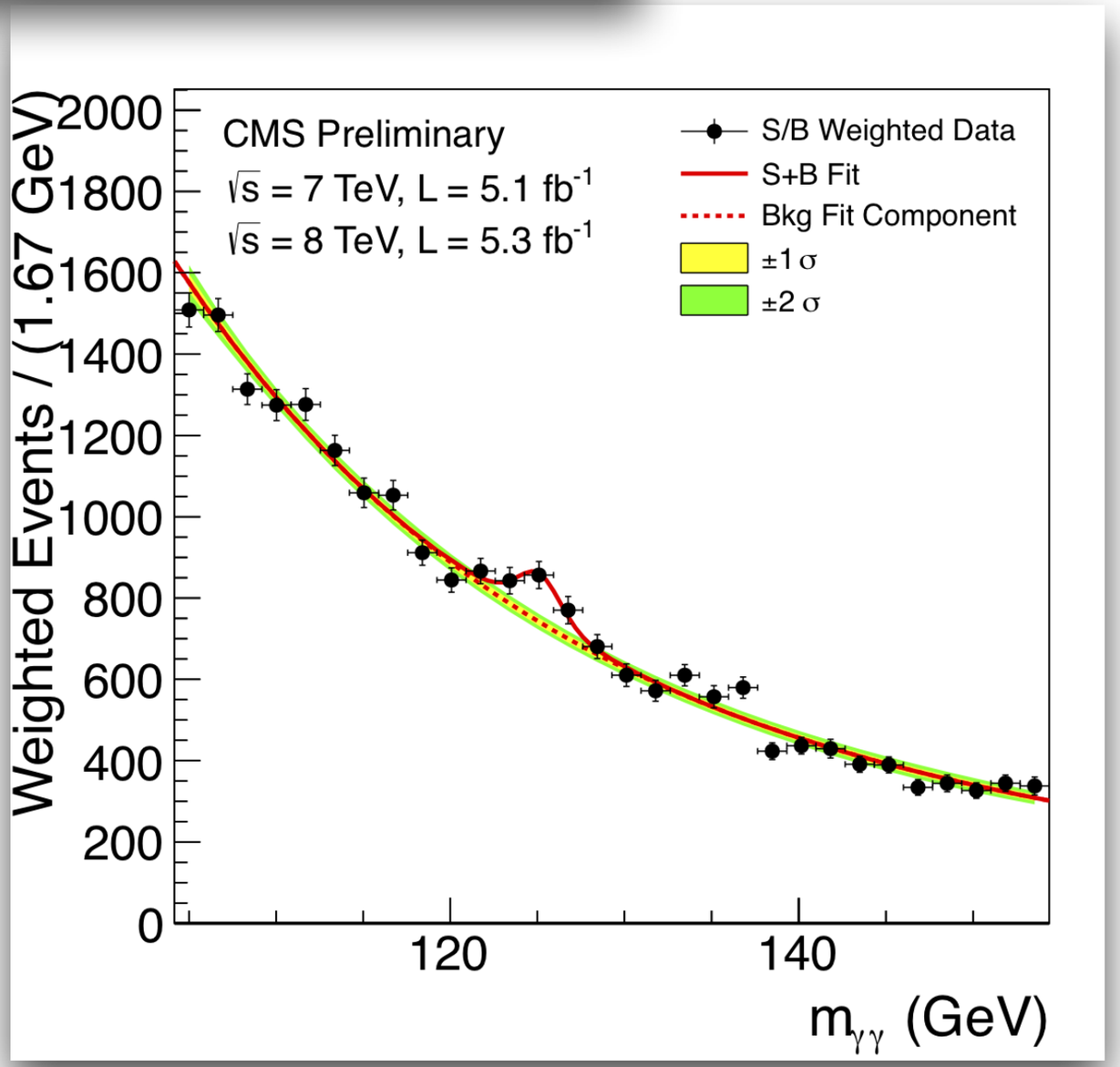
O boson de Higgs foi observado no canal $H \to \gamma\gamma$

- uma partícula neutra;
- uma partícula sem carga de cor;
- uma partícula de spin inteiro.



Peter Higgs


ATLAS Preliminary
H → ZZ* → 4l
13 TeV, 36.1 fb-1
Data
Signal (mH=125 GeV)
Background ZZ*
Background tt̄+V, VVV
Background Z+jets, tt̄
Uncertainty
Events / 2.5 GeV
m4l [GeV]


CMS Preliminary
√s = 7 TeV, L = 5.1 fb-1
√s = 8 TeV, L = 5.3 fb-1
S/B Weighted Data
S+B Fit
Bkg Fit Component
±1 σ
±2 σ
Weighted Events / (1.67 GeV)
mγγ (GeV)

Neutrinos

Três fatos básicos sobre os neutrinos…

- Neutrinos são leptons sem carga elétrica.
- No MP há três e apenas três tipos de neutrinos, todos com massa de repouso nula.
- Neutrinos nunca são detectados diretamente, apenas pela sua interação fraca com a matéria.

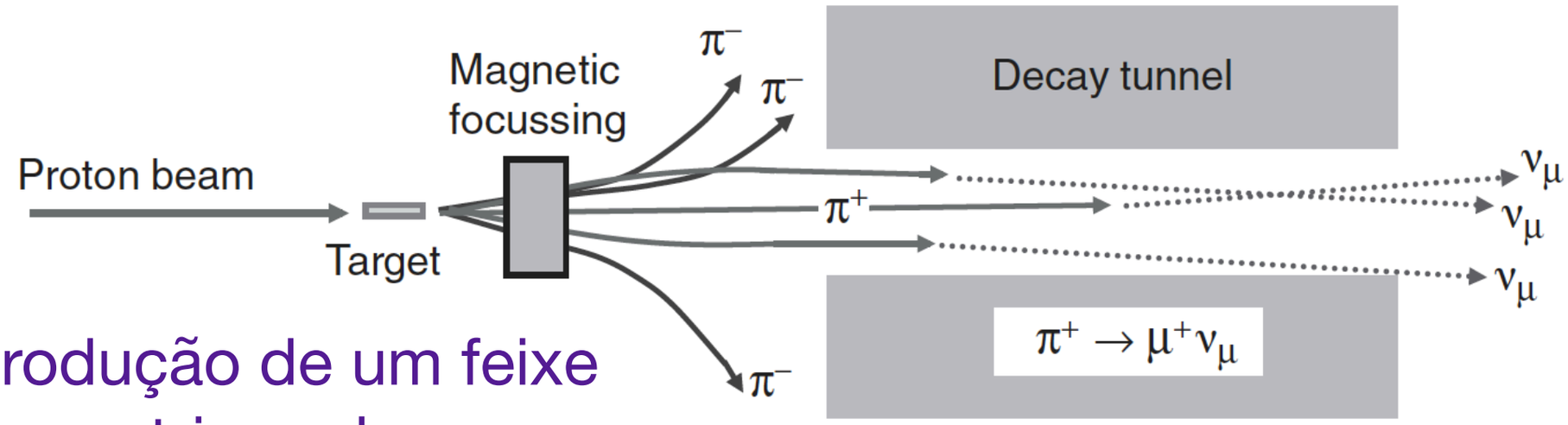
… e três perguntas fundamentais:

1- Como é possível distinguir os três tipos de neutrinos?

2- Como é possível distinguir neutrinos de antineutrinos?

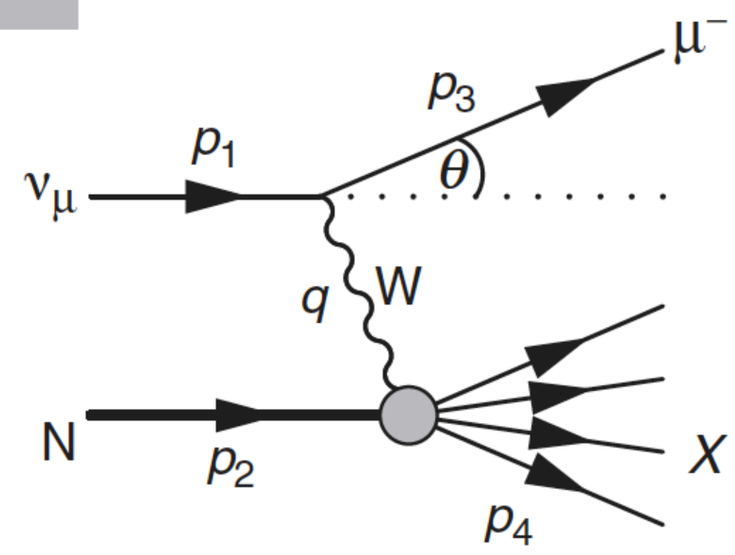
3- Neutrinos possuem uma pequena massa. Quais as implicações desse fato?

Os tipos de neutrinos se distinguem pelo tipo de lepton produzido nas correntes carregadas.



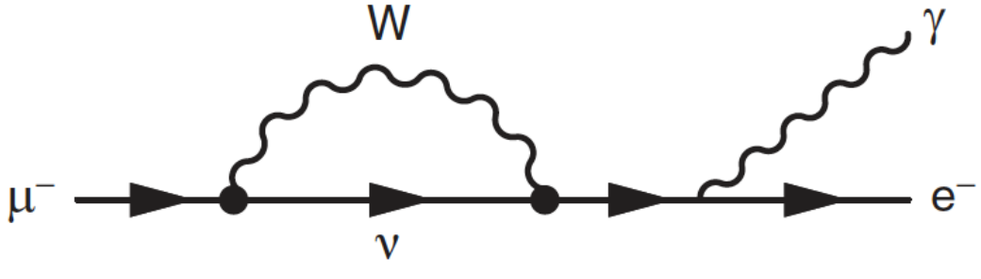
Mark Thomson,
Modern Particle Physics

Produção de um feixe de neutrinos do muon.



Neutrinos do muon interagem com núcleos atômicos, produzindo apenas muons.

Um mesmo neutrino não pode estar associado a tipos diferentes de leptons!

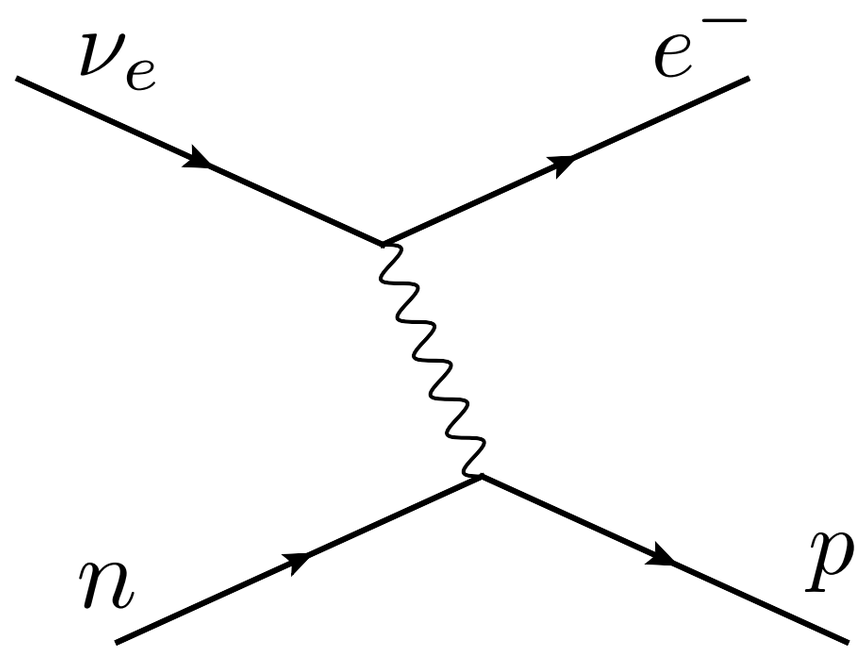


$$\mathcal{B}(\mu^- \to e^-\gamma) < 10^{-11}$$

O isótopo cloro-37 pode se converter em argônio-37 :

$$\nu_e + \ {}_{17}\mathrm{Cl}^{37} \rightarrow \ {}_{18}\mathrm{Ar}^{37} + e^-$$

Conservação do número leptônico (nº de leptons - nº de antileptons): a reação envolve **apenas neutrinos**, e não antineutrinos.



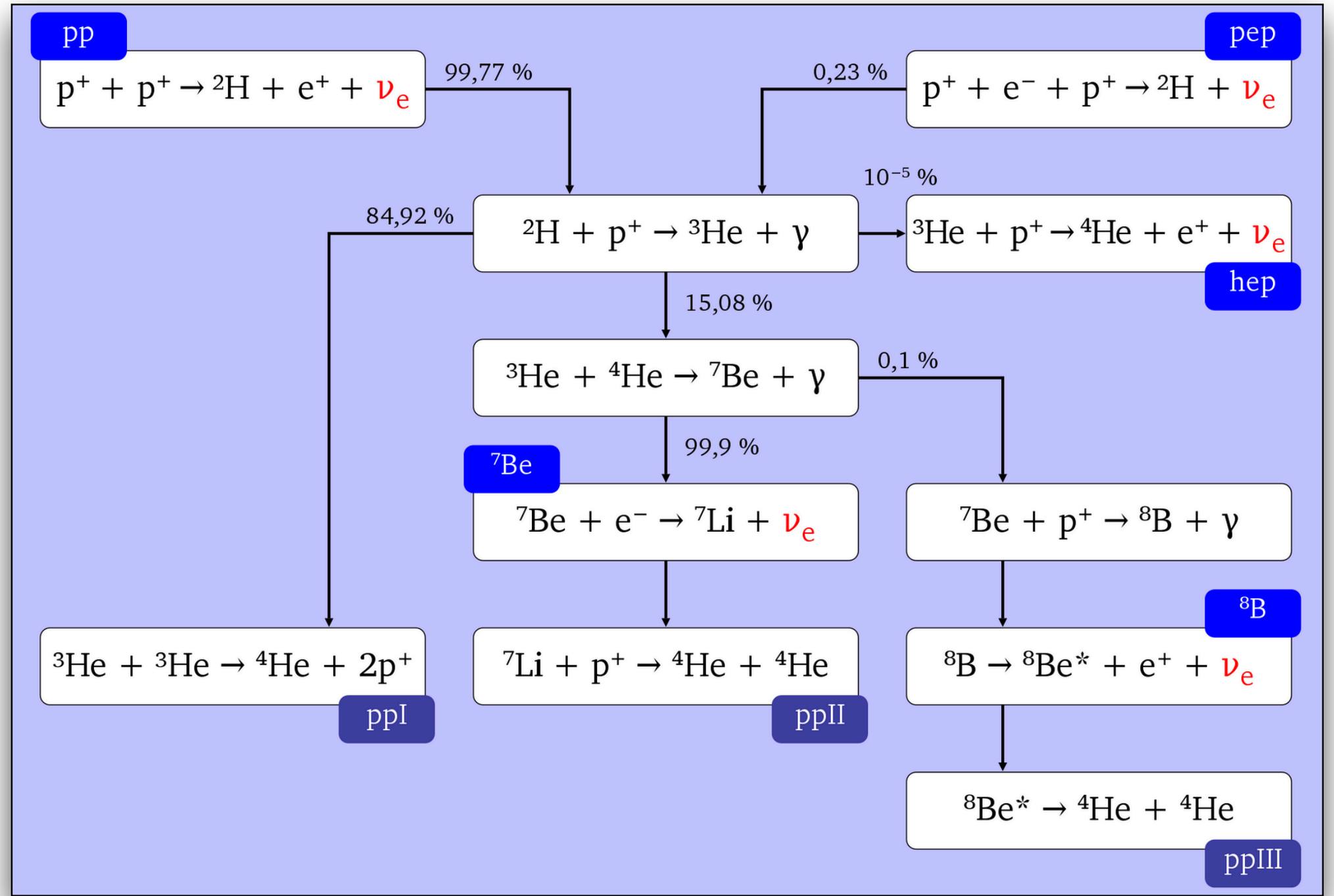
Um reator nuclear é uma fonte intensa de **antineutrinos** produzidos via decaimento beta na cadeia nuclear:

$$n \rightarrow p \ \overline{\nu}_e \ e^-$$

A conversão do cloro-37 em argônio-37 não é observada usando antineutrinos de reatores: **neutrinos e antineutrinos são partículas diferentes.**

Neutrinos solares

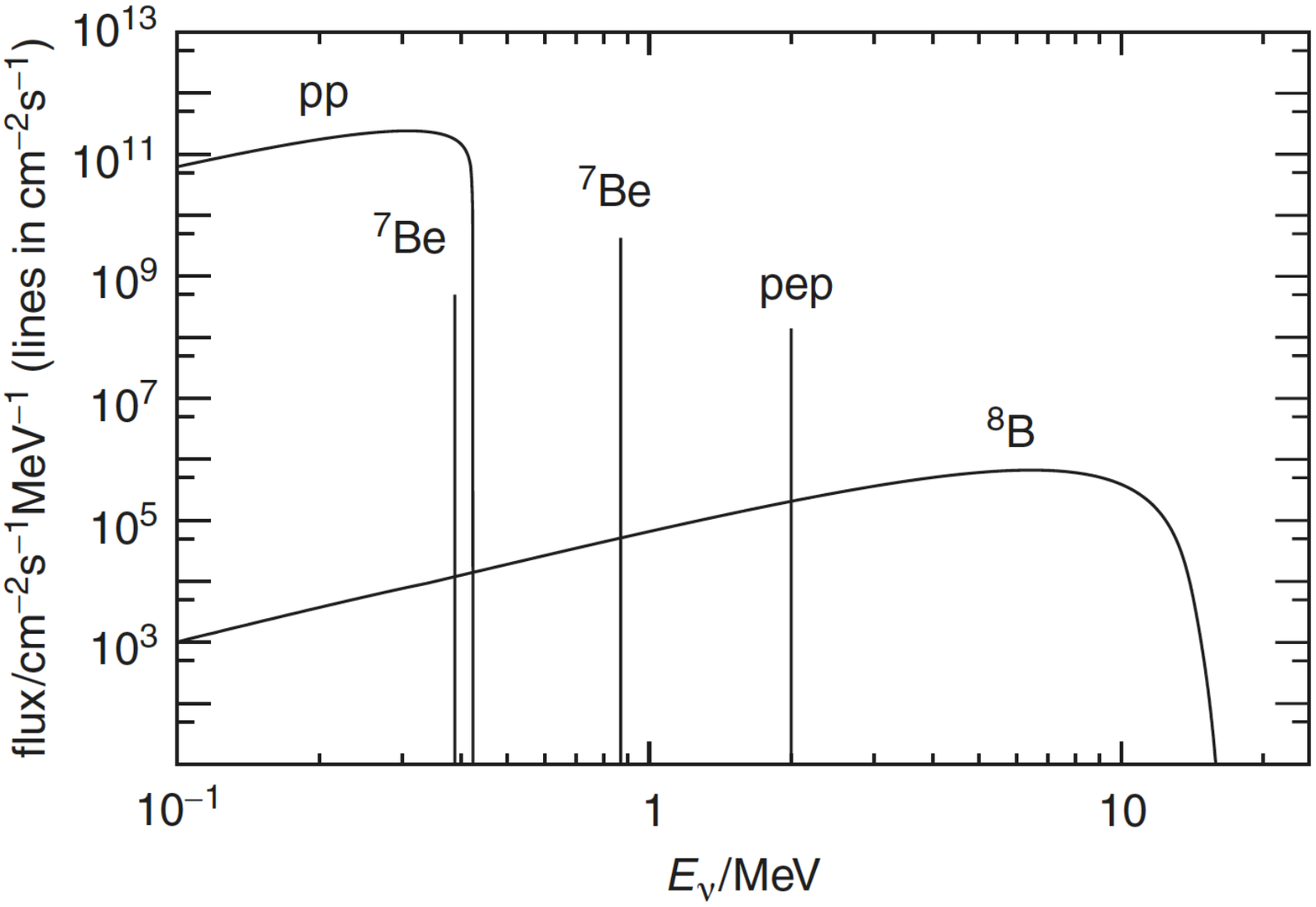
Reações de fusão nuclear no interior do Sol
produzem um fluxo de $2 \times 10^{38}\ \nu_e/\mathrm{s}$



Os neutrinos mais abundantes têm energia muito baixa e por isso são difíceis de detectar.

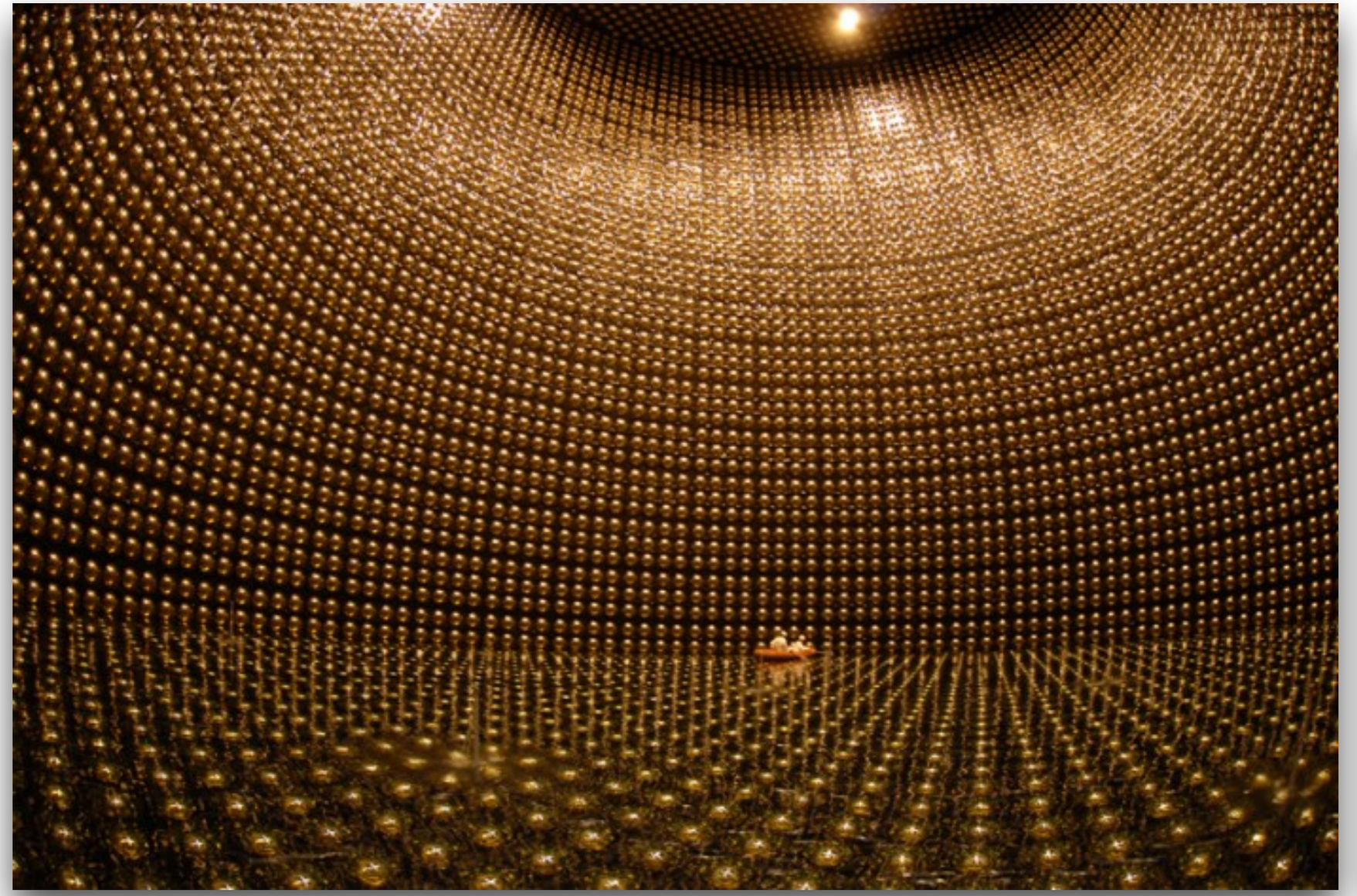
A maior parte dos experimentos detecta neutrinos da cadeia do boro,

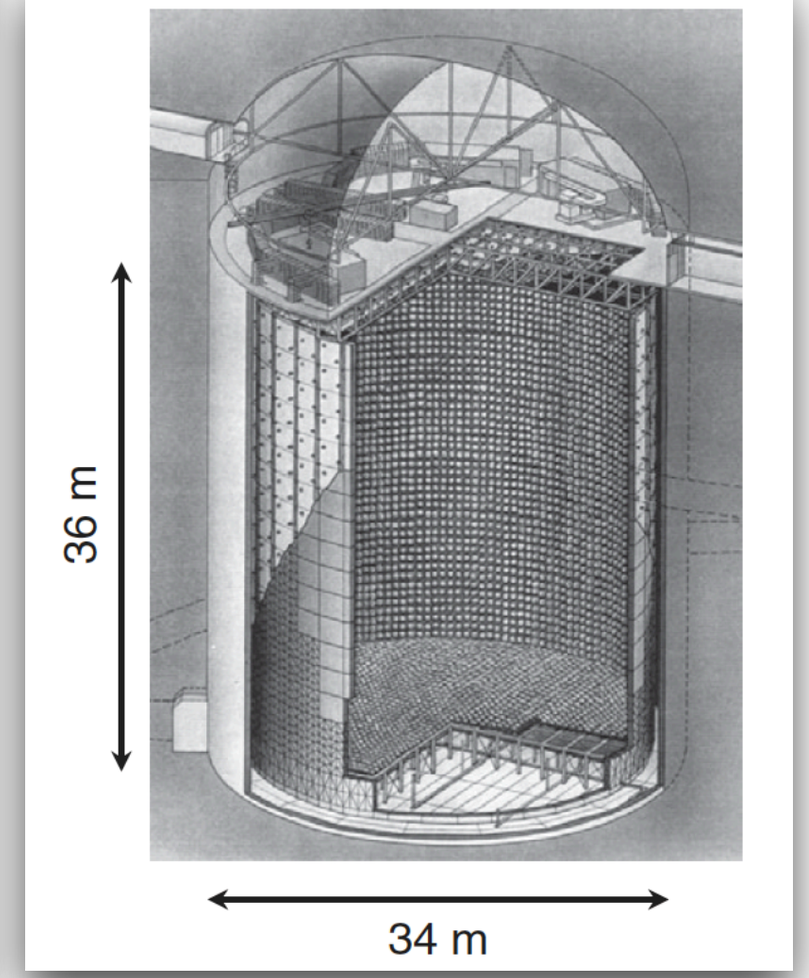
$$^{8}_{5}\mathrm{B} \rightarrow ^{8}_{4}\mathrm{Be}^{*} + \mathrm{e}^{+} + \nu_{e}$$



O problema dos neutrinos solares:

No final dos anos 1960, o experimento **Homestake** detectou um deficit no fluxo de neutrinos esperado.



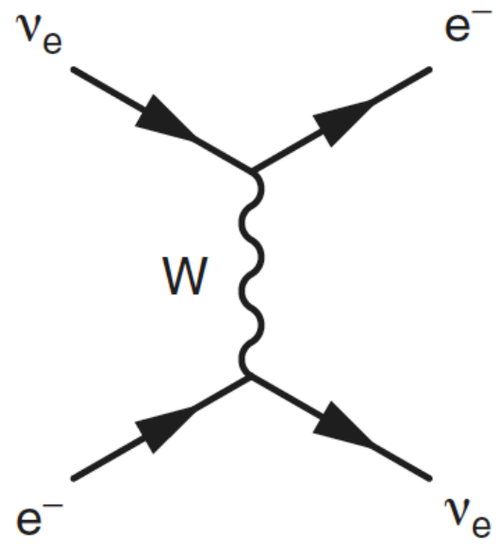


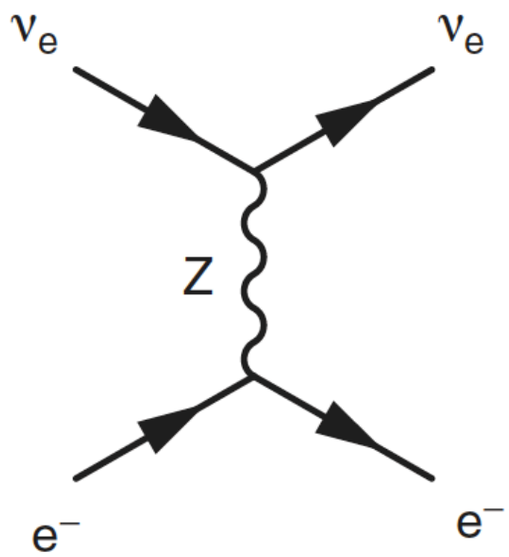
O detector Super Kamiokande:
um tanque com 50.000 toneladas de água super pura,
localizado em uma mina a 1 km de profundidade.
O tanque é revestido com 10.000 foto-multiplicadoras.

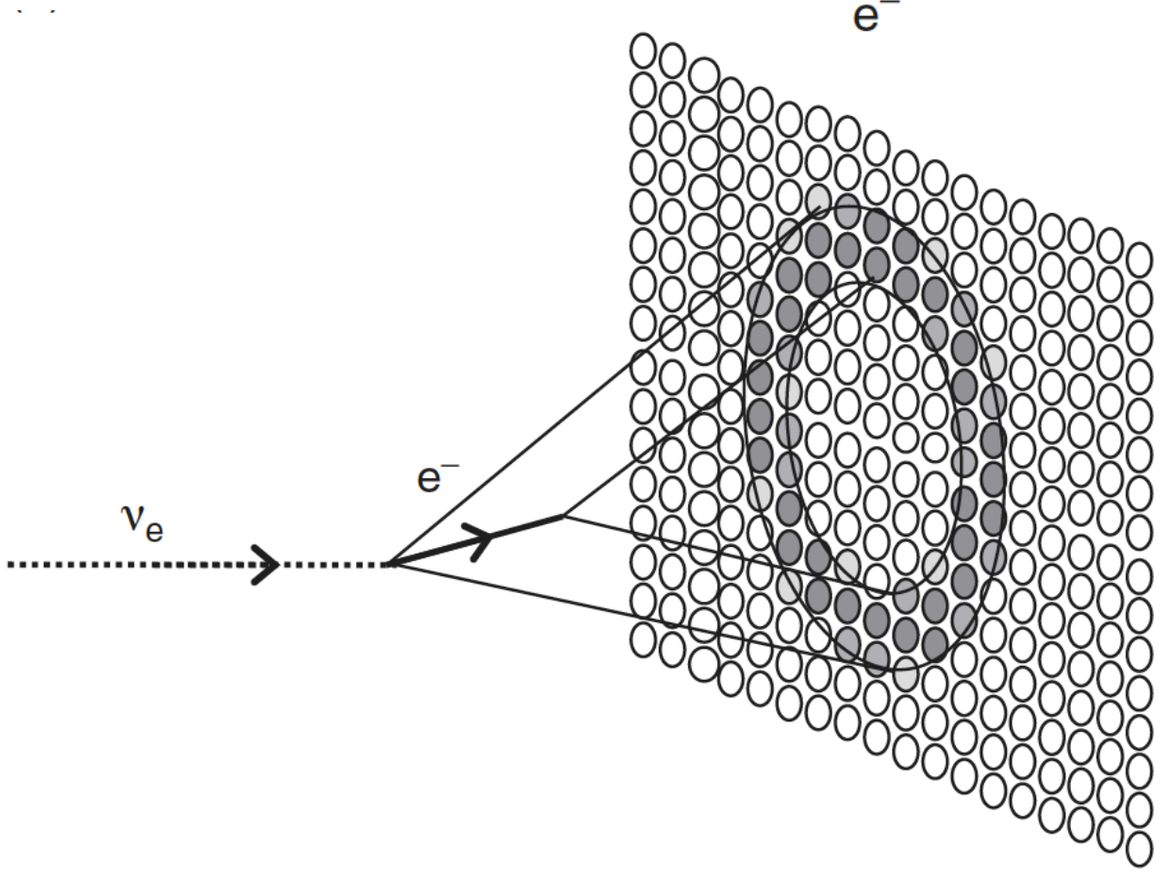
O detector é sensível a **neutrinos produzidos no Sol**.

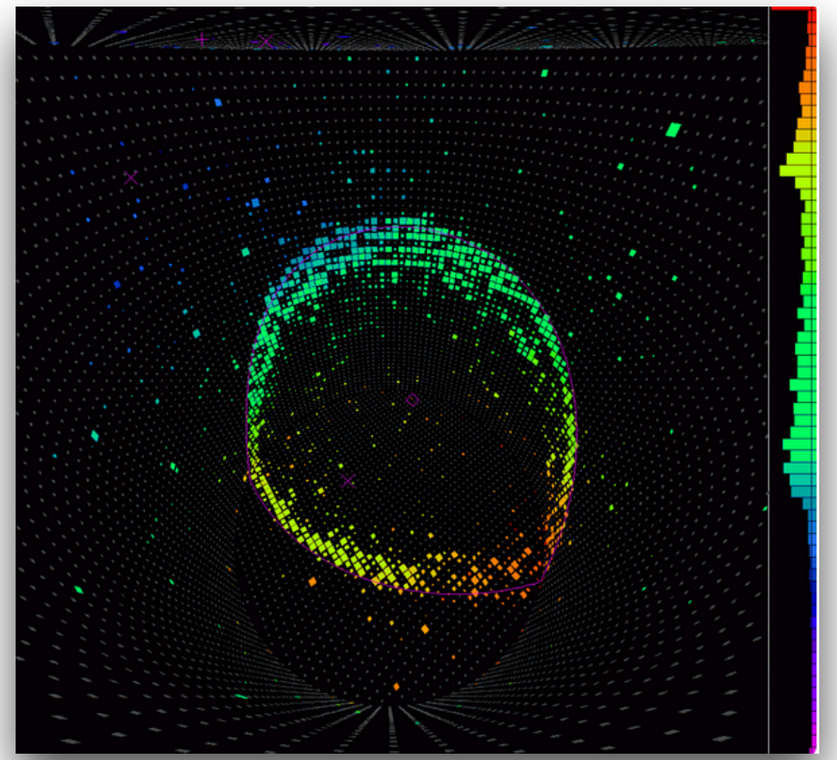
Neutrinos interagem elasticamente com elétrons.
Estes são detectados pela radiação Čerenkov produzida.

$$\nu_e \; e^- \rightarrow \nu_e \; e^-$$







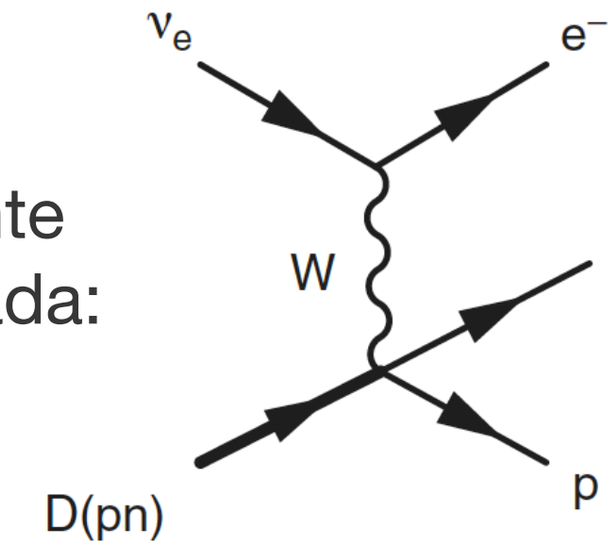


O fluxo observado de neutrinos é metade do esperado!

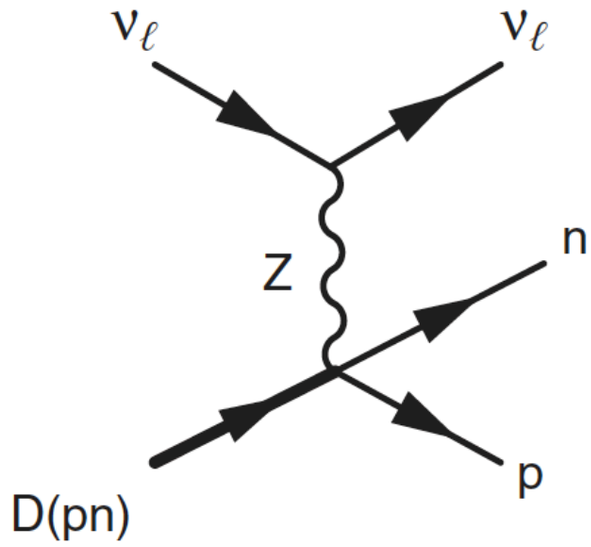
O experimento SNO - Sudbury Neutrino Observatory

Usando água pesada como elemento ativo, foi possível detectar sinais produzidos por correntes carregadas (ν_e) e neutras (todos os três tipos).

corrente carregada:



$$\propto \phi(\nu_e)$$



$$\propto \phi(\nu_e) + \phi(\nu_\mu) + \phi(\nu_\tau)$$

corrente neutra

O SNO também é sensível a sinais produzidos por espalhamento elástico, como no SuperKamiokande.

Combinando todos os processos, o SNO mediu
o fluxo de neutrinos do elétron e o fluxo total:

$$\phi(\nu_e) = (1.76 \pm 0.10) \times 10^{-6}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1},$$
$$\phi(\nu_\mu) + \phi(\nu_\tau) = (3.41 \pm 0.63) \times 10^{-6}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}.$$

O **fluxo total** é consistente com o
valor esperado para o fluxo de neutrinos do elétron:

$$\phi(\nu_e)_{pred} = (5.1 \pm 0.9) \times 10^{-6}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}.$$

Neutrinos do muon e do tau não são produzidos no Sol. Esse resultado demonstra a transformação do tipo de neutrino em longas distâncias.

Oscilações de sabor:

só podem ocorrer se neutrinos têm massa,

e se as massas são diferentes!

Estados dos neutrinos com massa bem definida
não são idênticos aos estados com "sabor" bem definido:

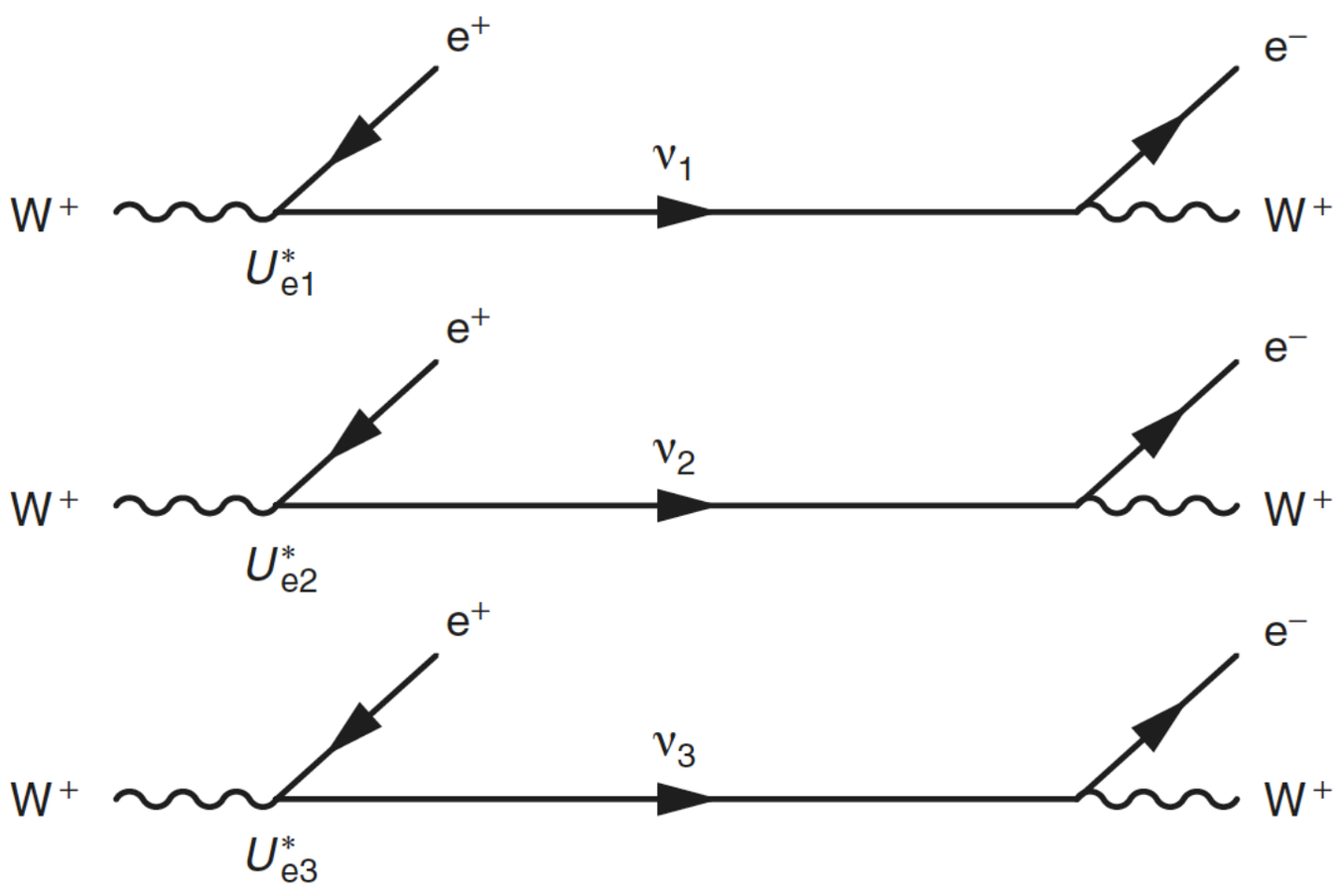
estados de massa

$$\begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U^*_{e1} & U^*_{\mu 1} & U^*_{\tau 1} \\ U^*_{e2} & U^*_{\mu 2} & U^*_{\tau 2} \\ U^*_{e3} & U^*_{\mu 3} & U^*_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

estados de sabor

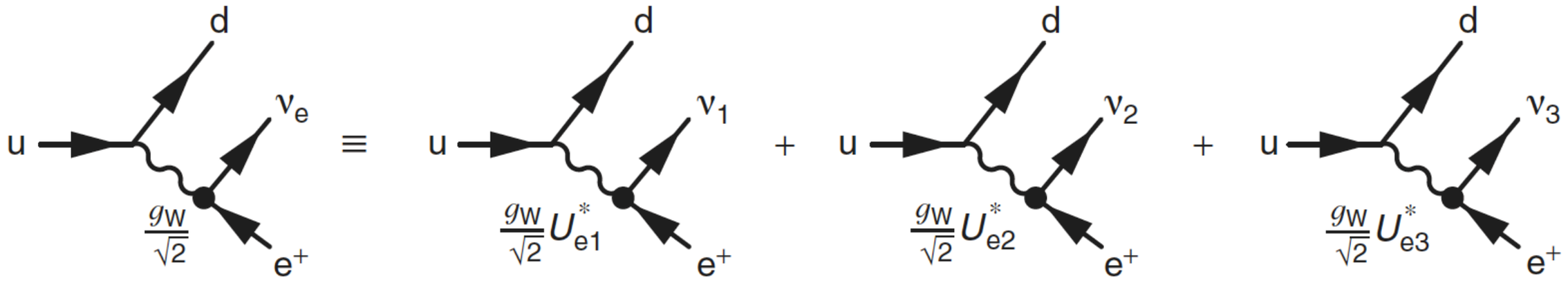
matriz PMNS

Nos vértices da interação fraca participam os estados com sabor bem definido.
Mas ao se propagar os neutrinos são estados de massa.



$$|\psi(0)\rangle = |\nu_e\rangle \equiv U^*_{e1}|\nu_1\rangle + U^*_{e2}|\nu_2\rangle + U^*_{e3}|\nu_3\rangle$$

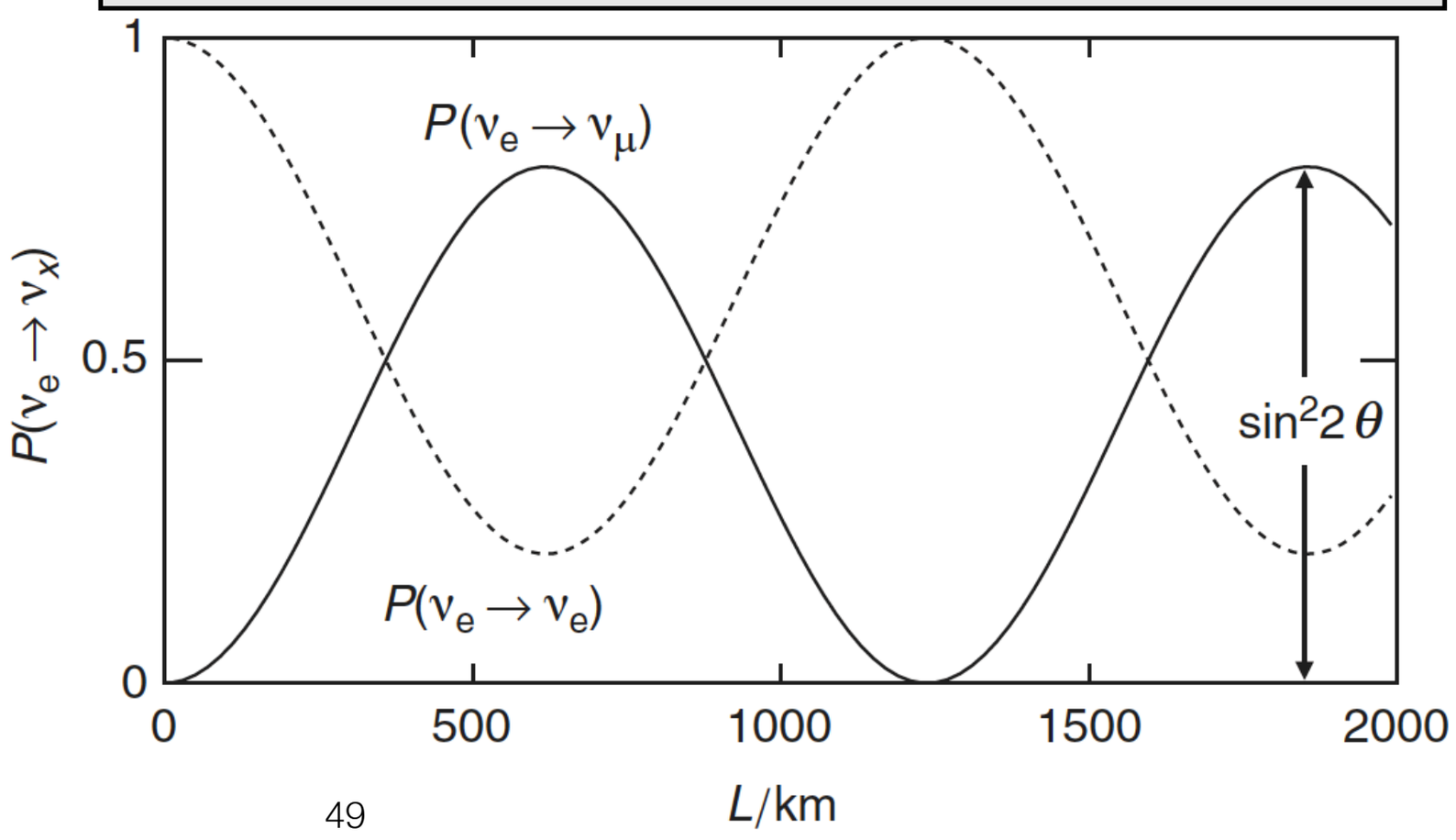
Um estado de sabor é uma mistura de estados de massa; um estado de massa é uma mistura de estados de sabor.



As oscilações de sabor decorrem de os neutrinos terem massas diferentes.

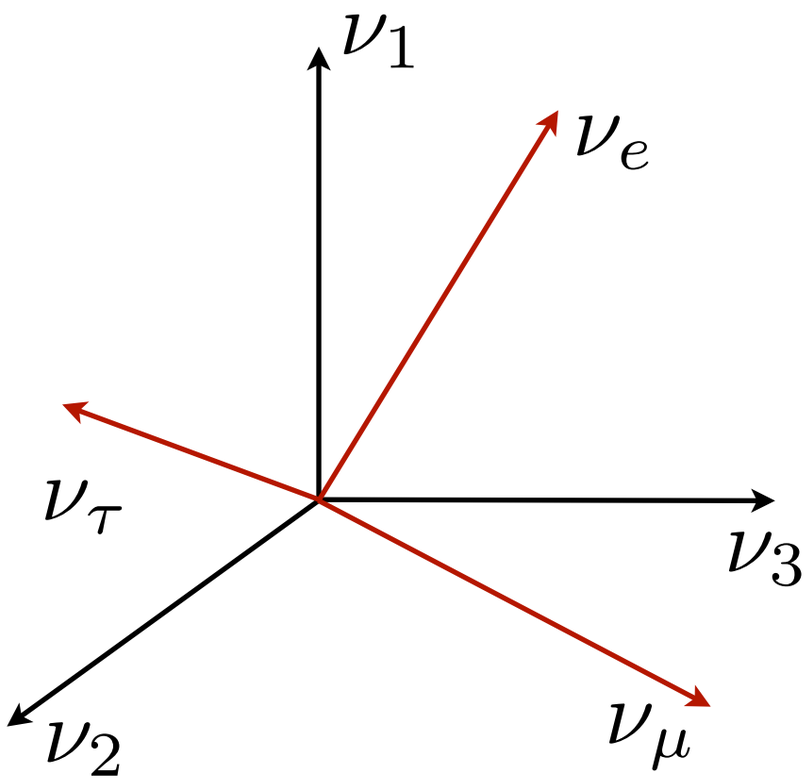
A probabilidade de oscilação depende da distância entre a produção e a detecção.

$$P(\nu_e \to \nu_\mu) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(1.27 \frac{\Delta m^2[\mathrm{eV}^2] L[\mathrm{km}]}{E_\nu[\mathrm{GeV}]}\right)$$



A matriz PMNS

$$U_{\rm PMNS} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$



$$c_{23} = \cos\theta_{23} \qquad s_{23} = \sin\theta_{23}$$

$$c_{23} = \cos\theta_{23} \qquad s_{13} = \sin\theta_{13}$$

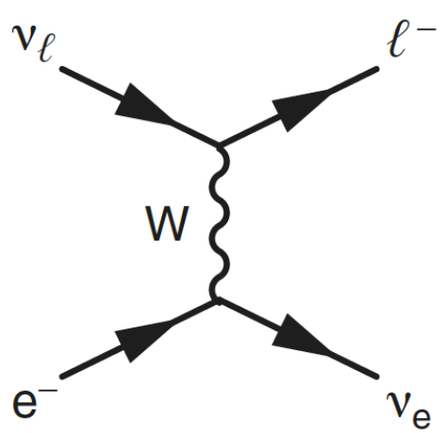
$$c_{12} = \cos\theta_{12} \qquad s_{12} = \sin\theta_{12}$$

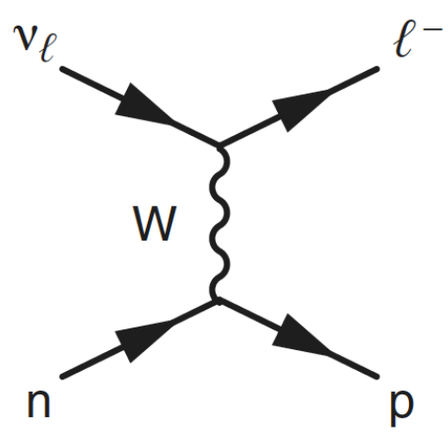
$e^{i\delta}$ ⟶ fase complexa

Como no setor de quarks,
a fase δ permite que
haja violação de CP
também no setor de leptons.

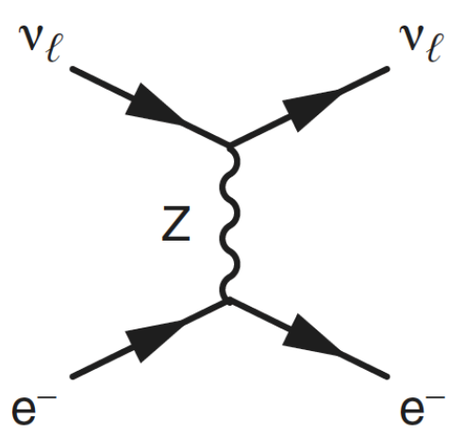
$$P(\nu_e \to \nu_\mu) \neq P(\overline{\nu}_e \to \overline{\nu}_\mu)$$

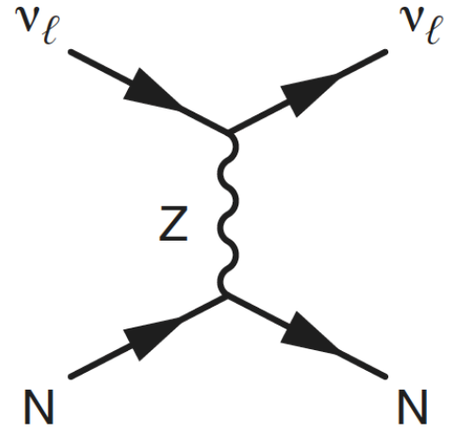
Experimentos com neutrinos





correntes carregadas





correntes neutras

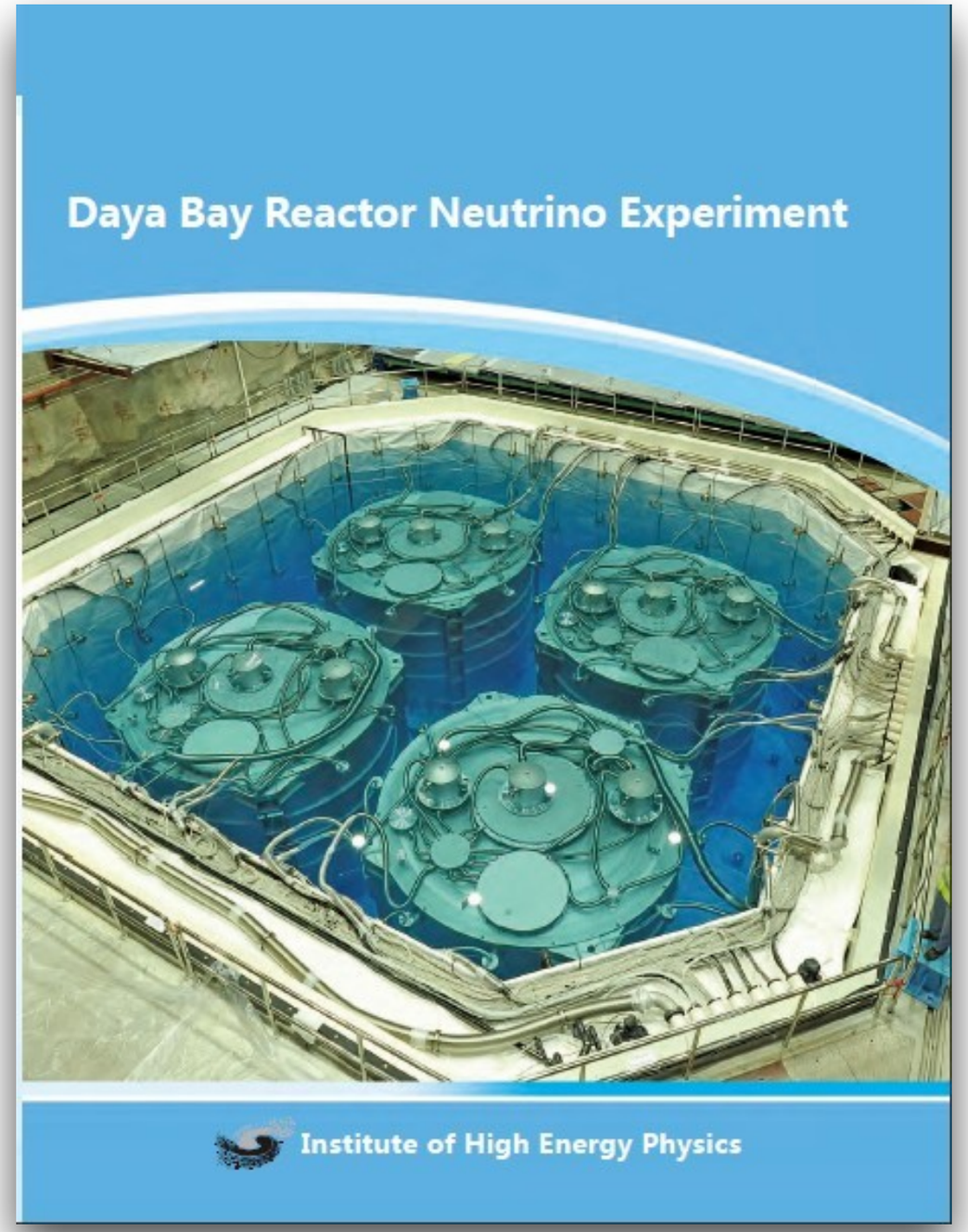
Reatores nucleares são fontes de antineutrinos originados pelo decaimento beta de isótopos radiativos (^{238}U, ^{239}Pu). Energia média ~3 MeV.

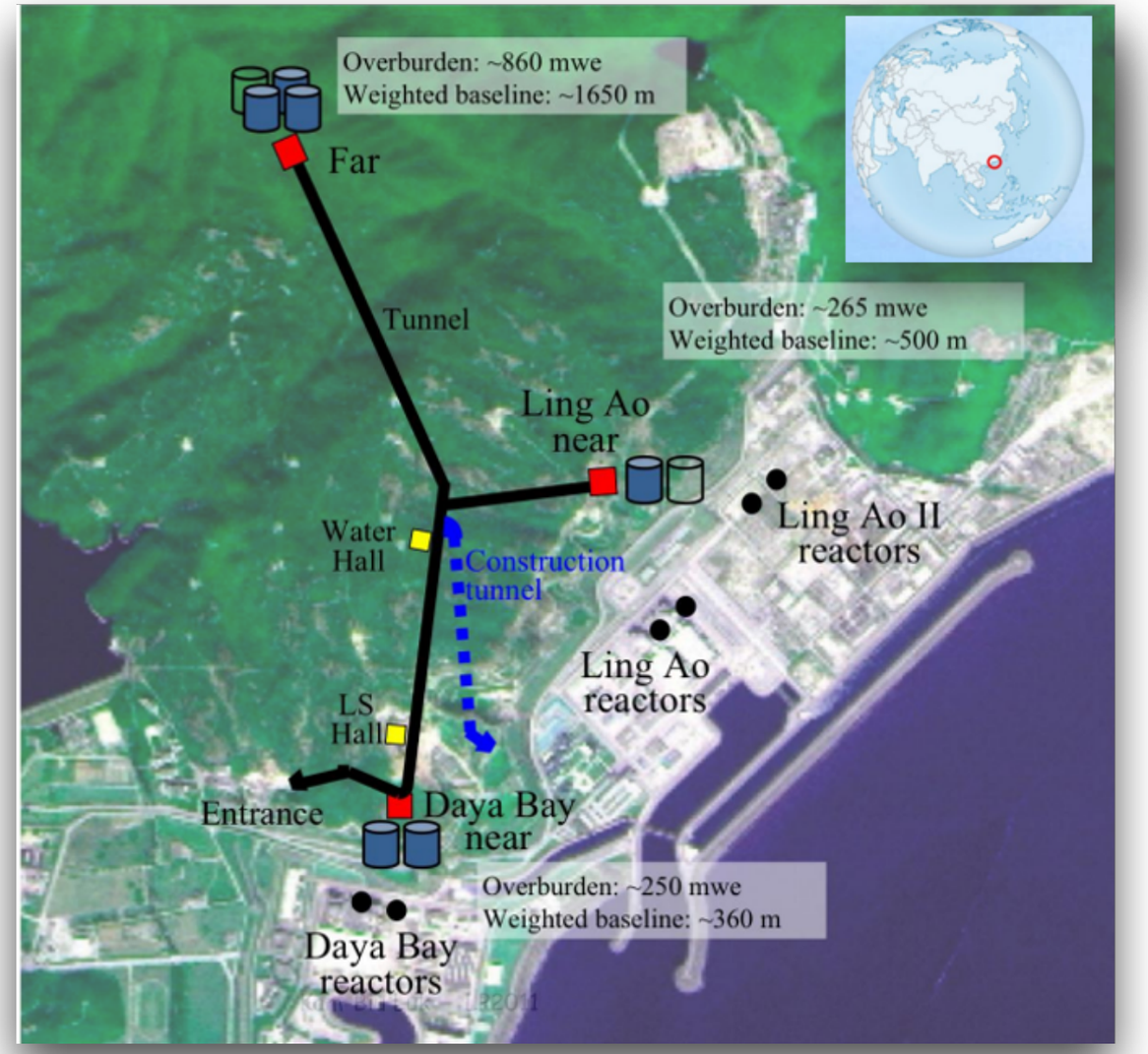
Neutrinos são detectados pelo decaimento beta inverso:

$$\overline{\nu} + p \rightarrow e^+ + n$$

Como não há energia suficiente para produzir muons, mede-se a taxa de "desaparecimento" dos antineutrinos

O experimento Daya bay, na China, utiliza três detectores instalados a diferentes distâncias.



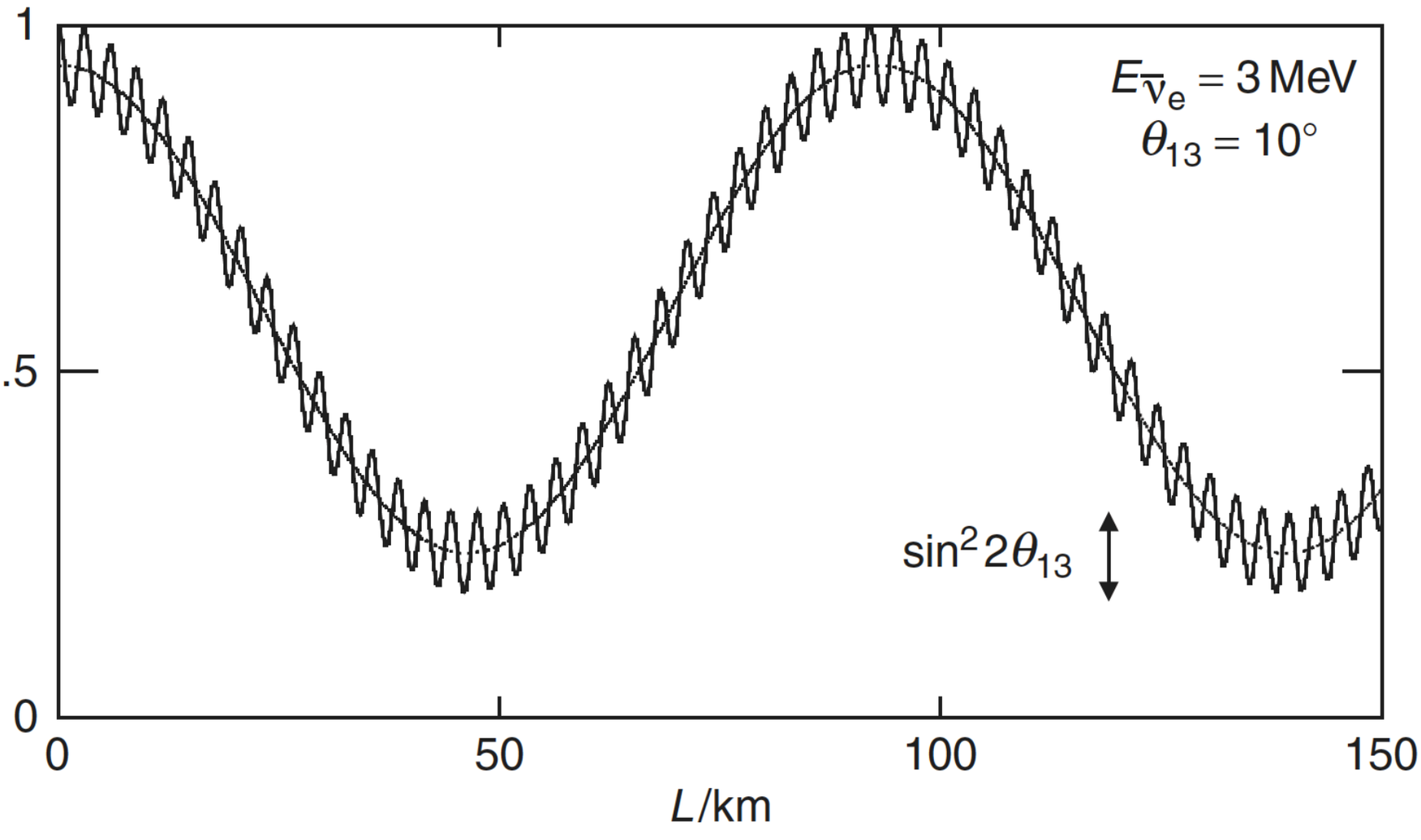




A probabilidade de sobrevivência dos antineutrinos depende de duas escalas, dadas por $\Delta m^2_{21},\ \Delta m^2_{32}$

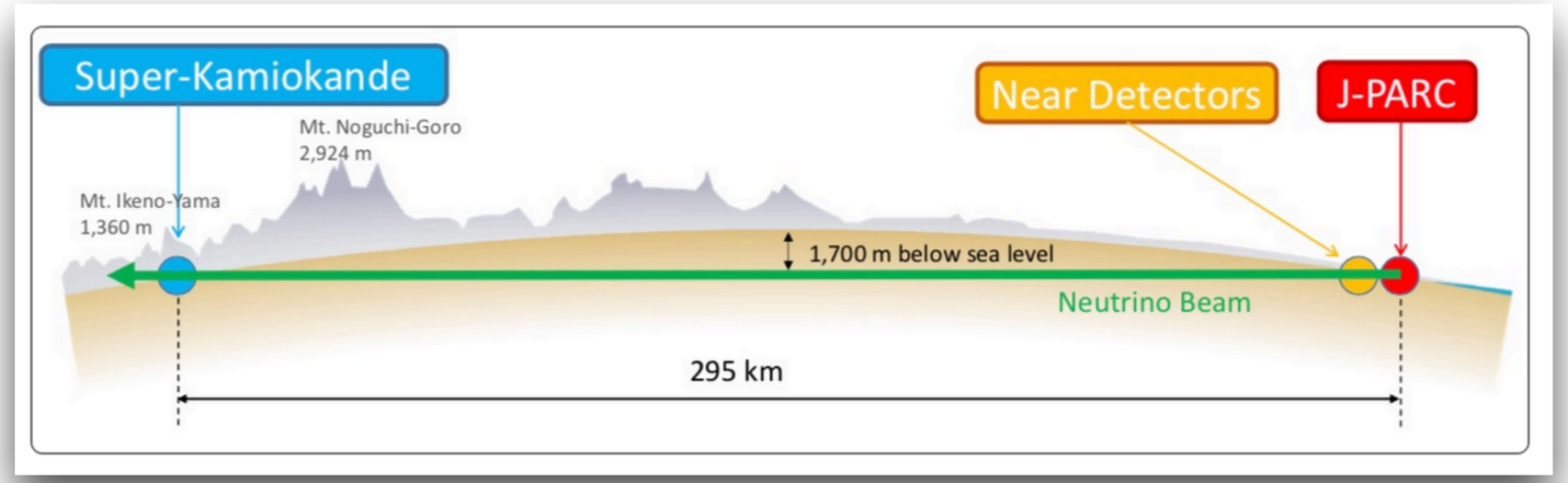
$$P(\overline{\nu}_e \to \overline{\nu}_e) = 1 - \cos^4(\theta_{13})\sin^2(2\theta_{12})\sin^2\left(\frac{\Delta m^2_{21} L}{4E_{\overline{\nu}}}\right) - \sin^2(2\theta_{13})\sin^2\left(\frac{\Delta m^2_{32} L}{4E_{\overline{\nu}}}\right)$$

$$\Delta m^2_{ij} \equiv m^2_i - m^2_j$$



O experimento T2K

Experimentos com feixes de neutrinos produzidos por aceleradores permitem atingir energias mais altas e realizar medidas de precisão.

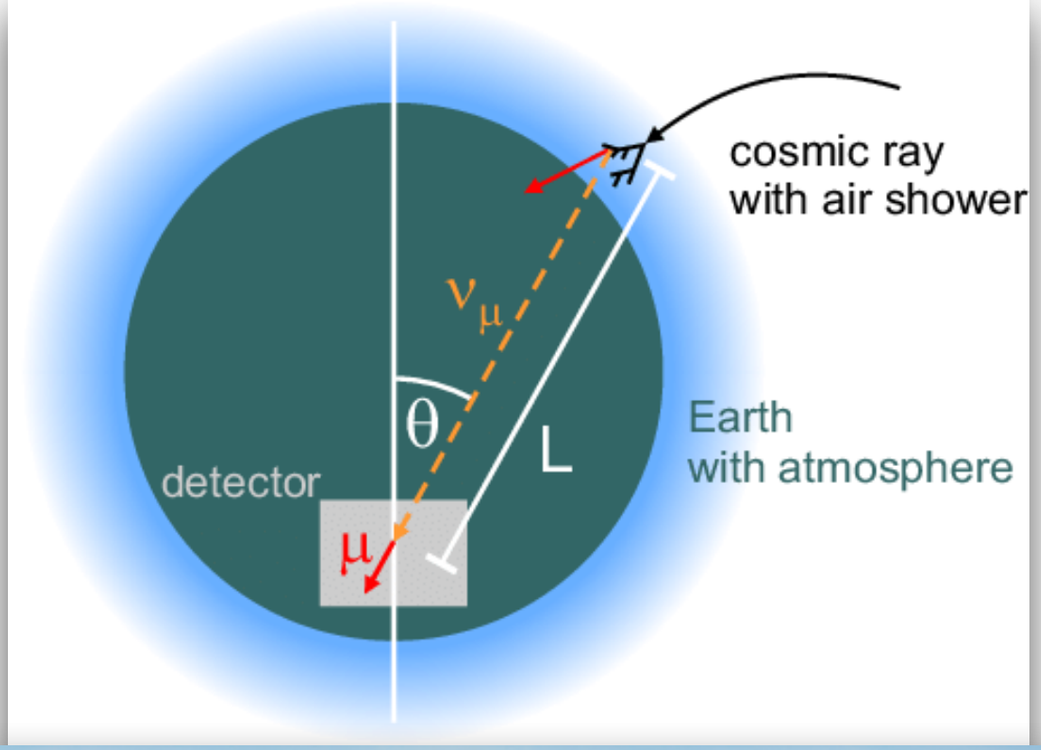




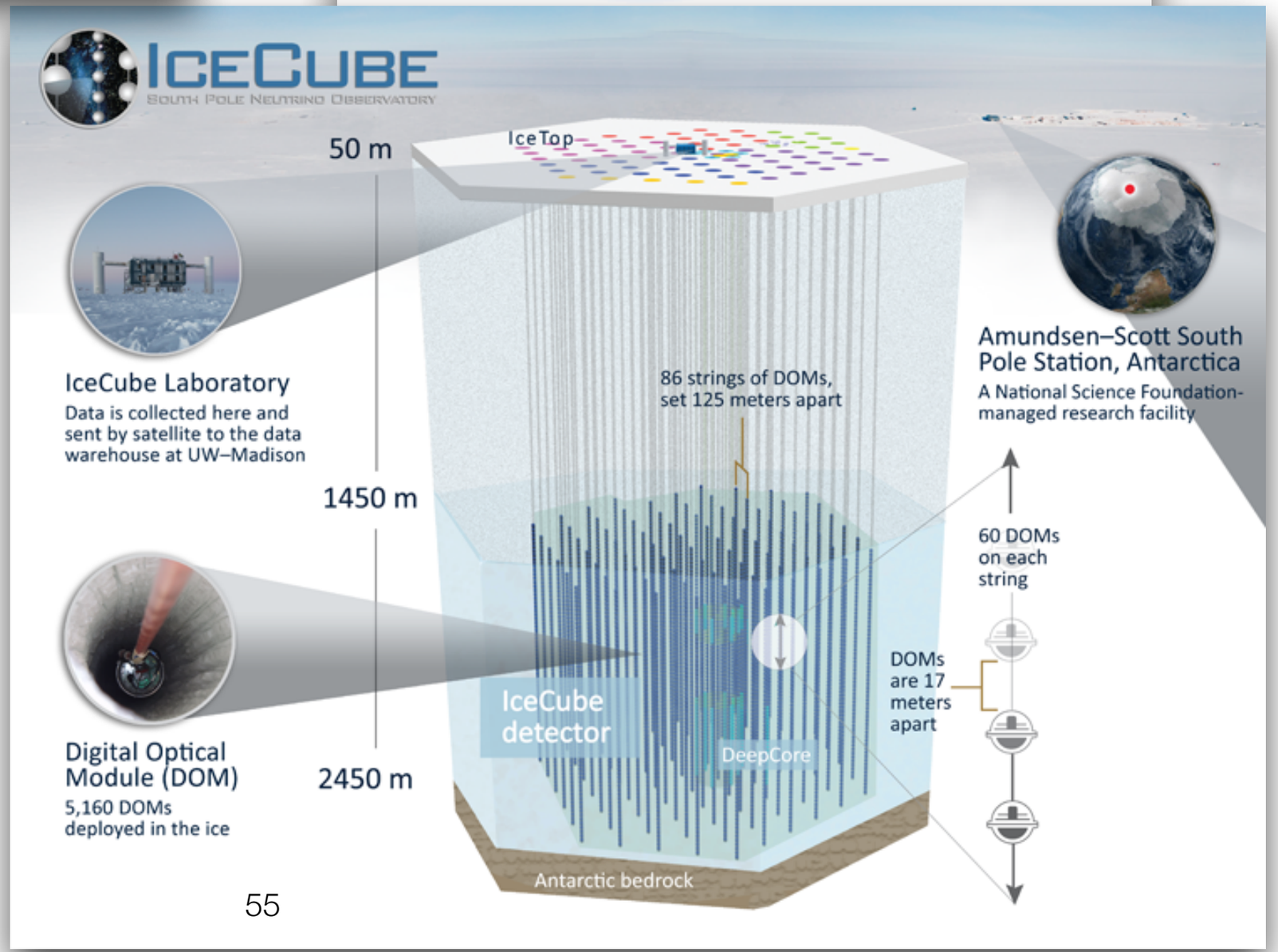
O objetivo principal do experimento é observar oscilações dos neutrinos do muon e do elétron,

$$P(\nu_\mu \to \nu_e)$$





IceCube:
um observatório de neutrinos de alta energia, localizado na Antártida.

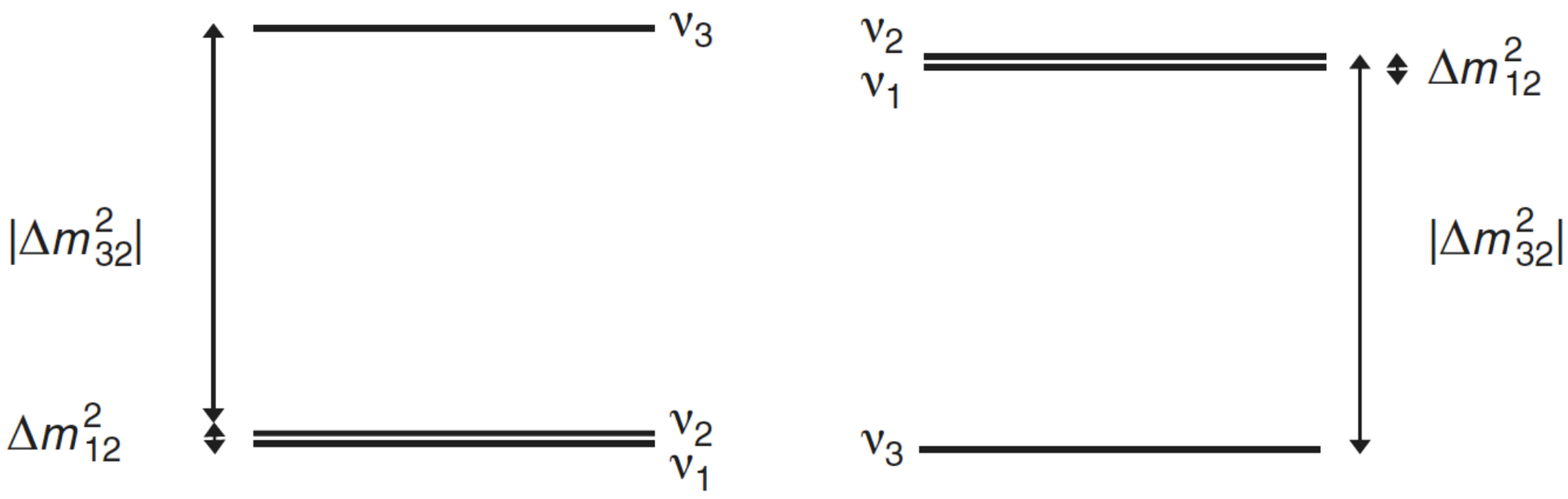


Um resumo sobre neutrinos

- A existência das oscilações de sabor significa que os neutrinos têm massa, ainda que muito pequena.

$$m_2^2 - m_1^2 = (7.6 \pm 0.2) \times 10^{-5}\,\mathrm{eV}^2,$$
$$|m_3^2 - m_2^2| = (2.3 \pm 0.1) \times 10^{-3}\,\mathrm{eV}^2.$$

Não se sabe ainda quais são os valores absolutos, nem mesmo que neutrino é mais pesado.



- Três dos quatro parâmetros da matriz PMNS foram determinados:

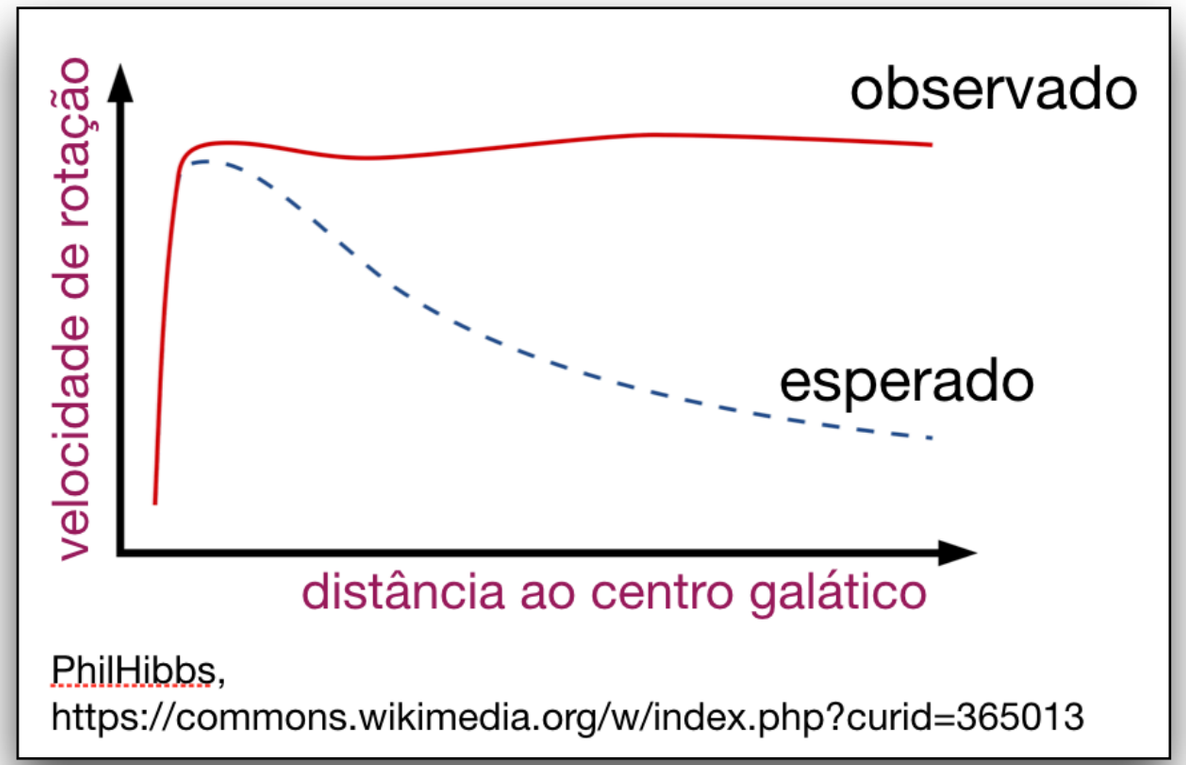
$$\sin^2(2\theta_{12}) = 0.87 \pm 0.04,$$
$$\sin^2(2\theta_{23}) > 0.92,$$
$$\sin^2(2\theta_{13}) \approx 0.10 \pm 0.01.$$

- O quarto parâmetro, a fase δ, ainda não foi medido. É um dos objetivos da próxima geração de experimentos.

$$\begin{pmatrix} |U_{e1}| & |U_{e2}| & |U_{e3}| \\ |U_{\mu 1}| & |U_{\mu 2}| & |U_{\mu 3}| \\ |U_{\tau 1}| & |U_{\tau 2}| & |U_{\tau 3}| \end{pmatrix} \sim \begin{pmatrix} 0.85 & 0.50 & 0.17 \\ 0.35 & 0.60 & 0.70 \\ 0.35 & 0.60 & 0.70 \end{pmatrix}$$

Além do Modelo Padrão

A existência da **matéria escura** foi inferida em 1933, observando a velocidade de rotação de estrelas nas bordas das galáxias.



PhilHibbs,
https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=365013



Há várias outras evidências modernas. A proporção entre matéria escura e luminosa é estimada com boa precisão.

https://chrisnorth.github.io/planckapps/Simulator/

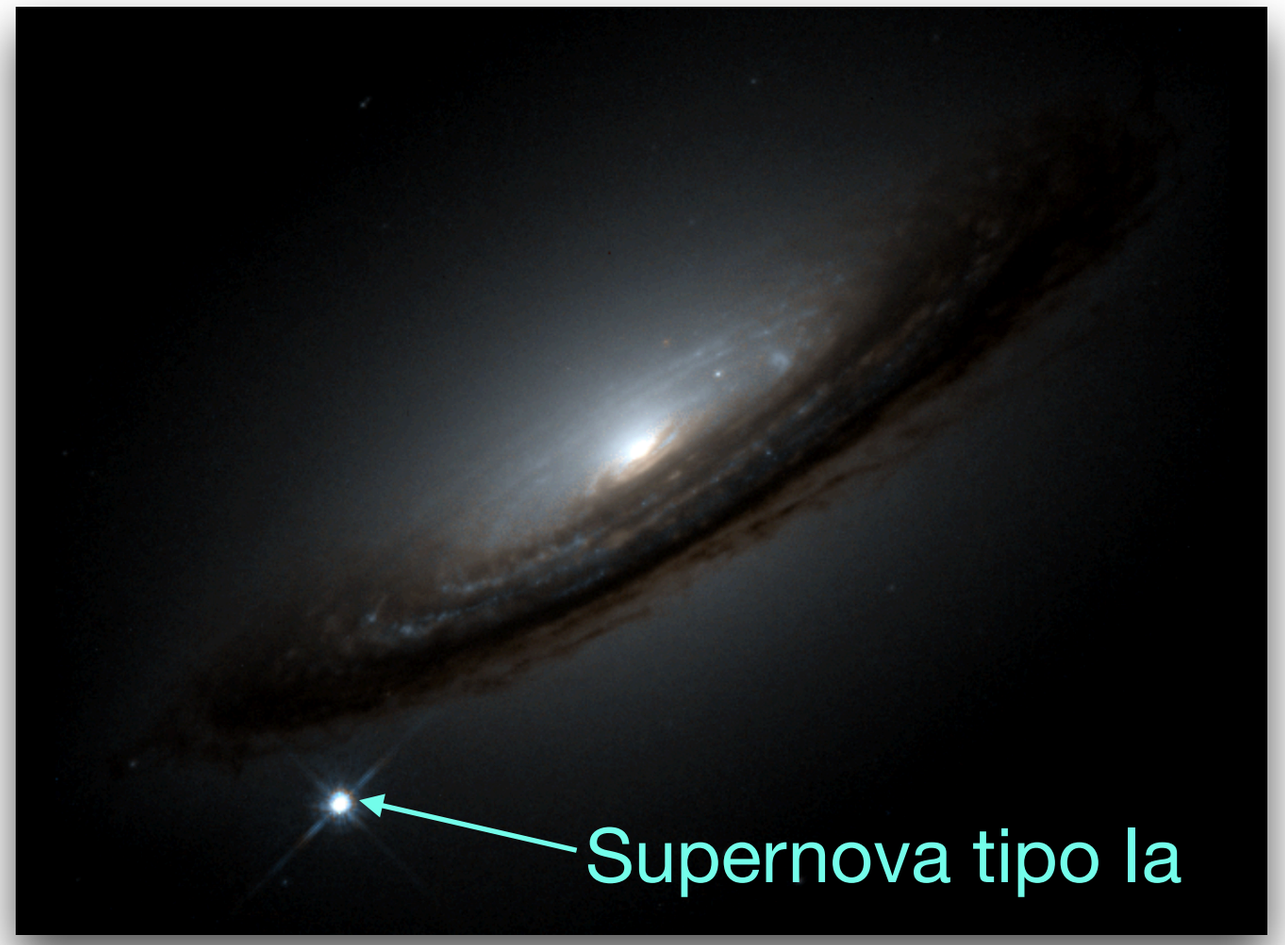
Mas a natureza da matéria escura ainda é um mistério!

Além do Modelo Padrão

Há cerca de 20 anos sabemos que o Universo se expande aceleradamente.

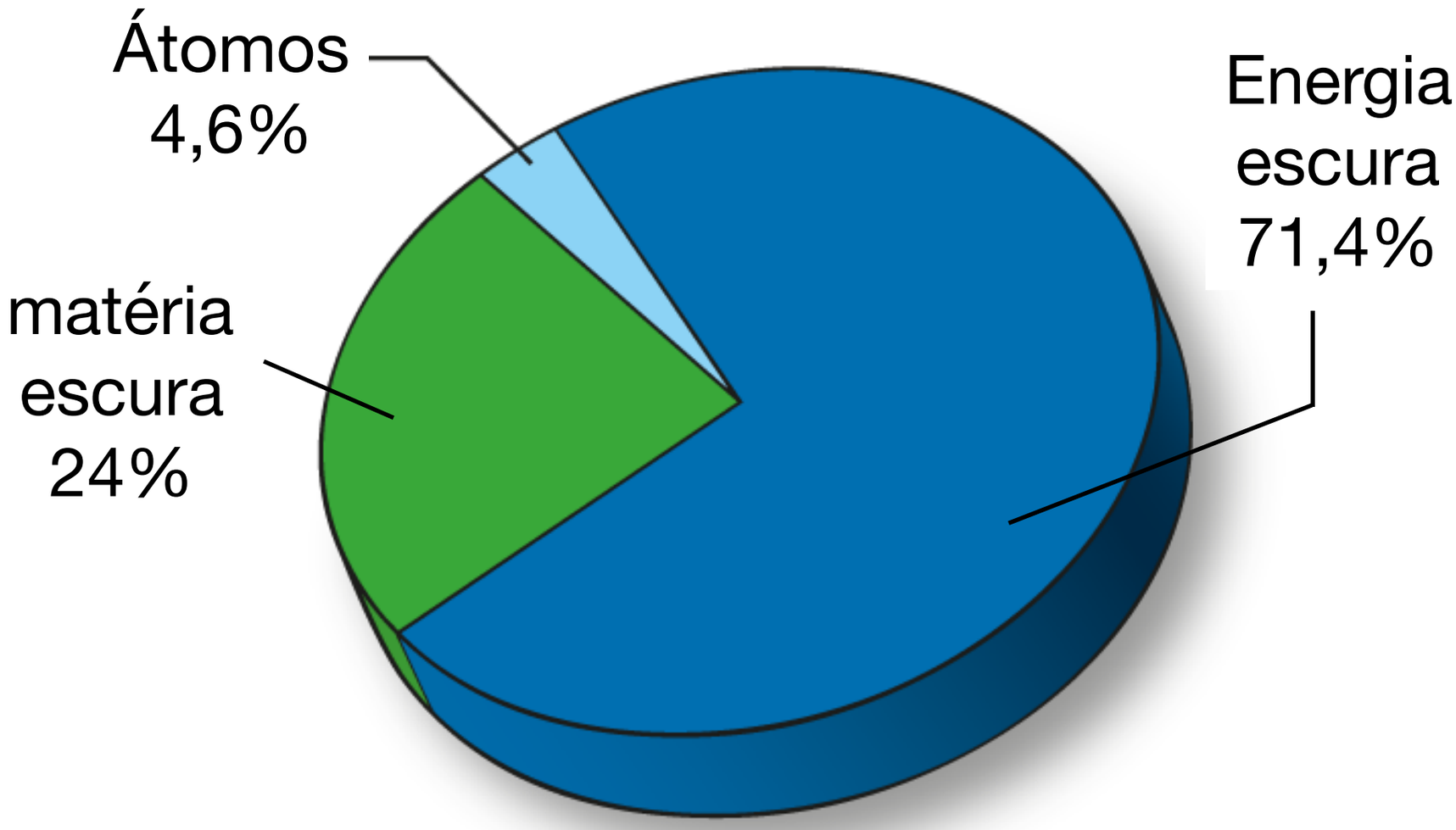
- Supernovas tipo 1a se originam de sistemas binários em que uma das estrelas é uma anã branca.

- Explorando a relação entre brilho, distância e *red-shift,* foi demonstrado em 1998 que o Universo se expande aceleradamente.



A causa dessa expansão acelerada seria uma forma hipotética de energia, sobre a qual quase nada sabemos.

O Modelo Padrão descreve apenas uma pequena fração da energia do Universo!



NASA / WMAP Science Team, https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=3945127

~95% do conteúdo do Universo é desconhecido!

Algumas das grandes questões da Física contemporânea:

- Qual é a natureza da matéria escura?
- Qual é a natureza da energia escura?
- Que outras fontes de assimetria matéria-antimatéria existem?
- Existem partículas mais elementares do que *quarks* e *leptons*?