



Difração e o Pomeron da QCD

Prof. Gustavo Gil da Silveira

GAME-DF-IFM-UFPel
CMS-CERN|DFNAE-UERJ

Sumário

- ▶ Colisões em aceleradores e classificação de colisões hadrônicas;
- ▶ Como lidar com processos ditos difrativos não-detectados;
- ▶ Teoria de Regge (breve);
- ▶ Abordagem da Cromodinâmica Quântica (QCD) para a Teoria de Regge;
- ▶ O Pomeron;
- ▶ Escada de glúons;
- ▶ Discussão;
- ▶ Conclusões.

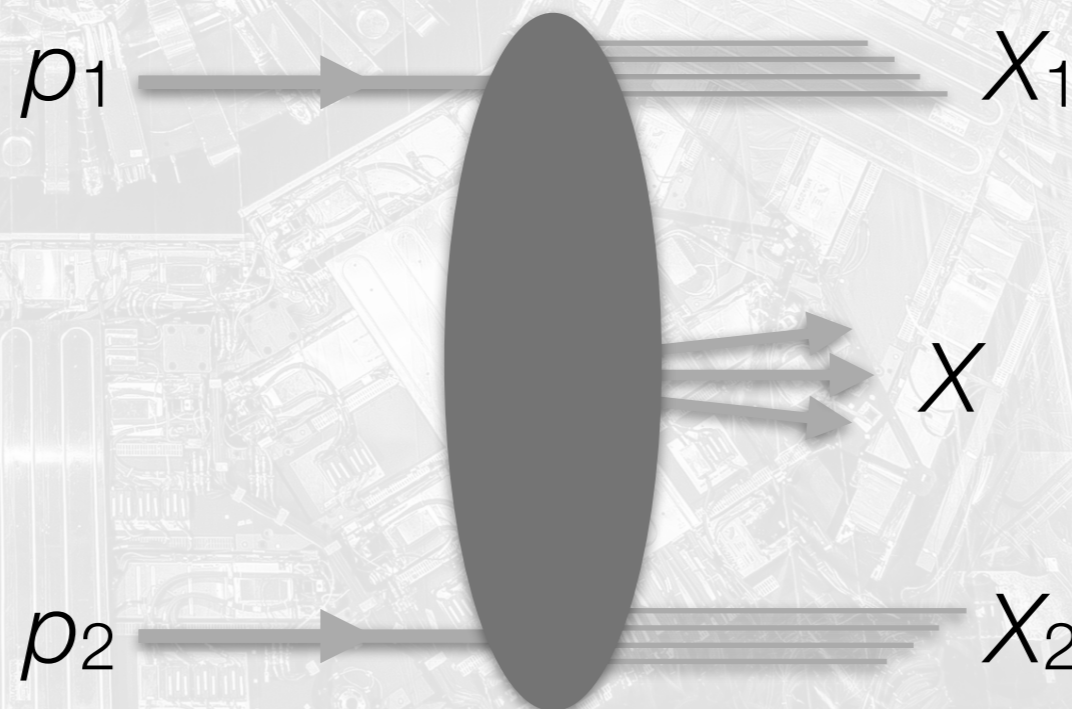
Colisões hadrônicas em aceleradores

▶ As análises de dados são feitas para um mecanismo de produção específico escolhendo um dos possíveis canais de decaimento;

▶ De forma geral, as colisões em aceleradores podem ser classificadas em:

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{ND}} + \sigma_{\text{elastic}} + \sigma_{\text{SD}} + \sigma_{\text{DD}} + \sigma_{\text{CD}}$$

▶ **ND = não-difrativos (~60%)**: produção em todos os canais de produção central;



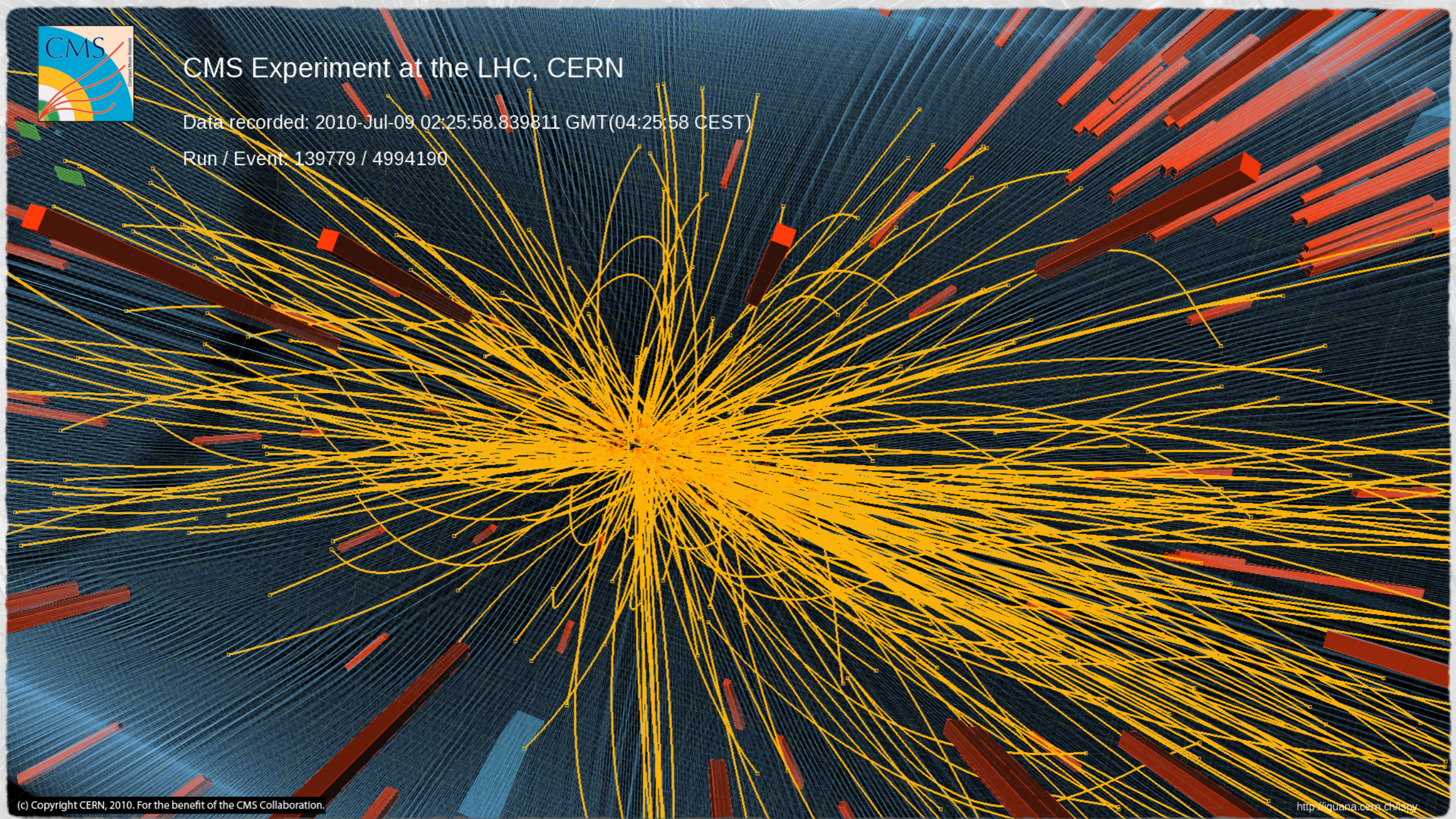
Colisão genérica no CMS (I) [1]



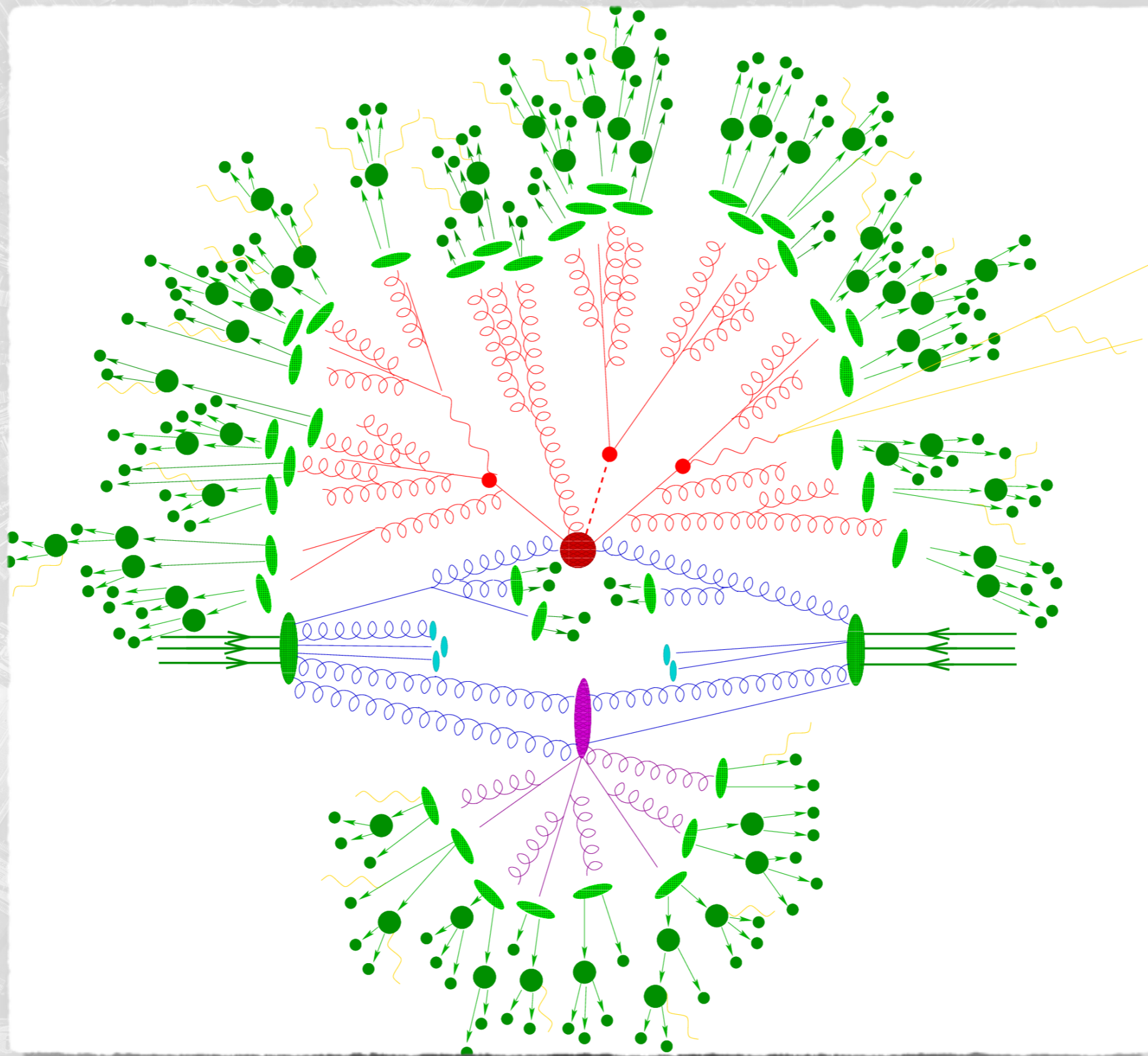
CMS Experiment at the LHC, CERN

Data recorded: 2010-Jul-09 02:25:58.839811 GMT(04:25:58 CEST)

Run / Event: 139779 / 4994190

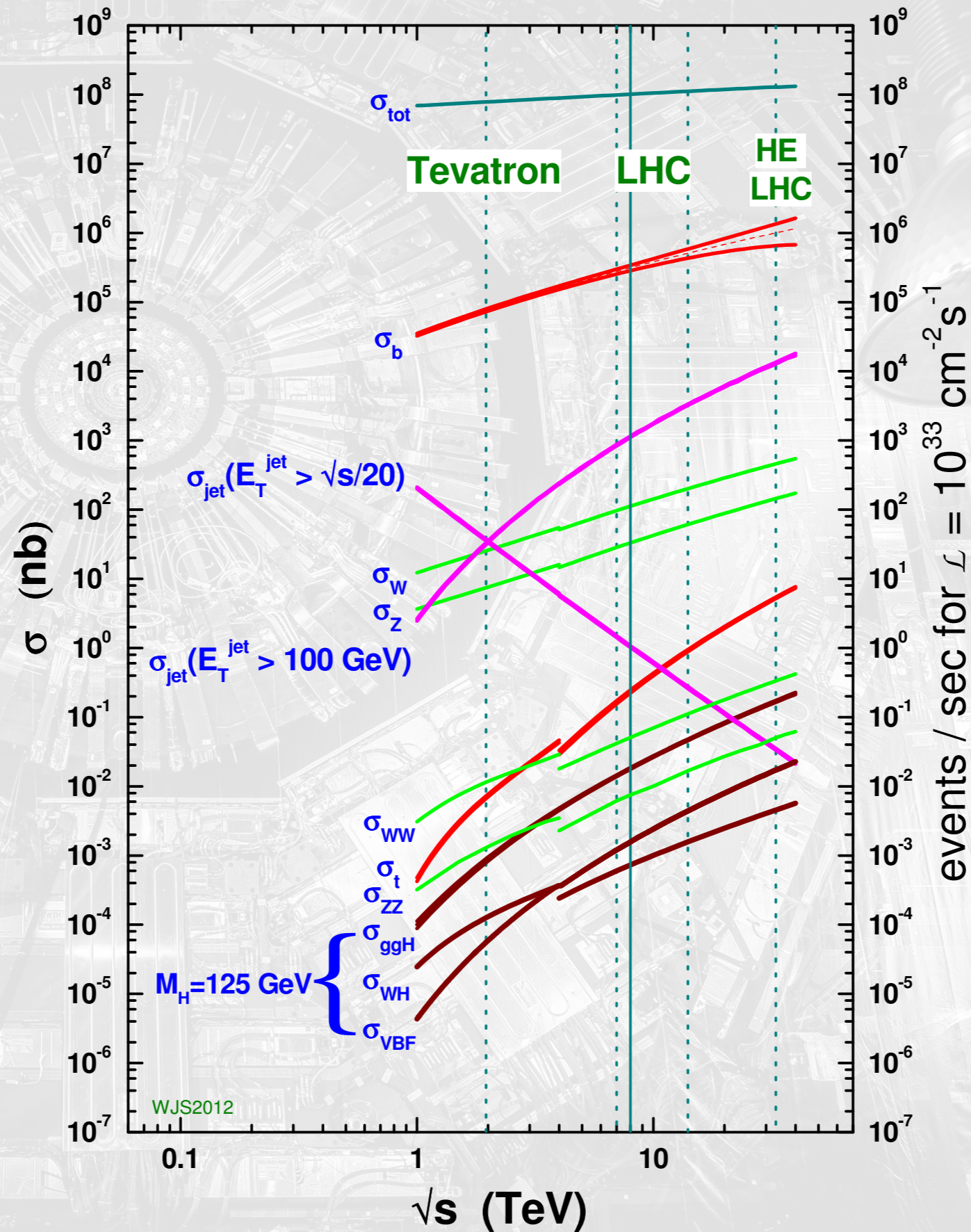


Colisão genérica no CMS (II)



Produção [2]

proton - (anti)proton cross sections



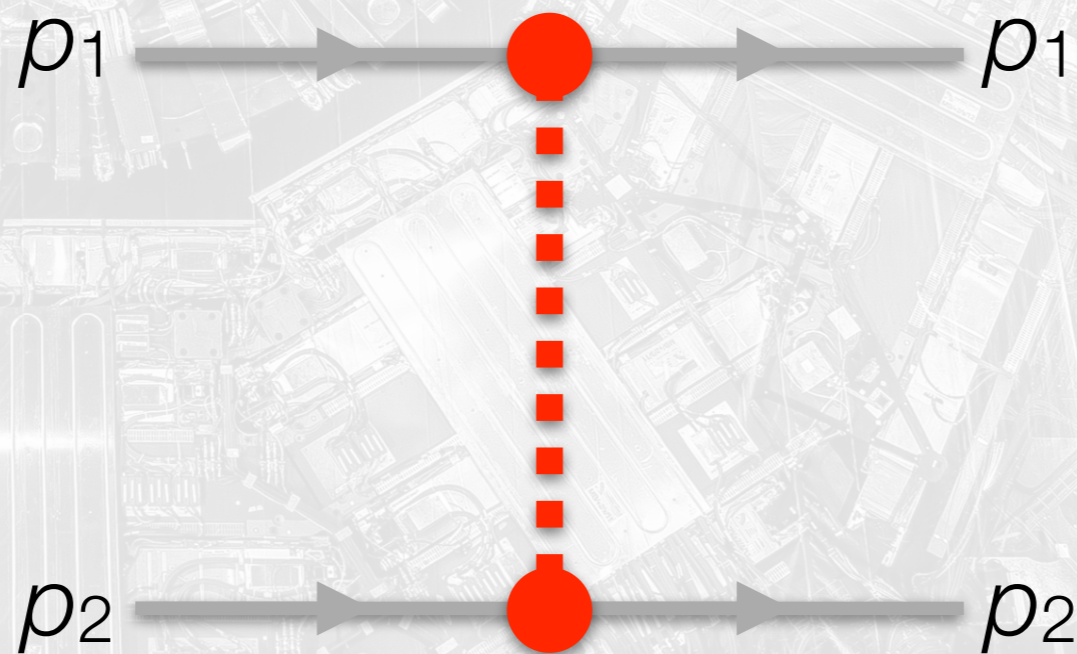
Colisões em aceleradores

- ▶ As análises de dados são feitas para um mecanismo de produção específico escolhendo um dos possíveis canais de decaimento;

- ▶ De forma geral, as colisões em aceleradores podem ser classificadas em:

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{ND}} + \sigma_{\text{elastic}} + \sigma_{\text{SD}} + \sigma_{\text{DD}} + \sigma_{\text{CD}}$$

- ▶ **Elastic**: prótons se mantêm **intactos** sem produção central;



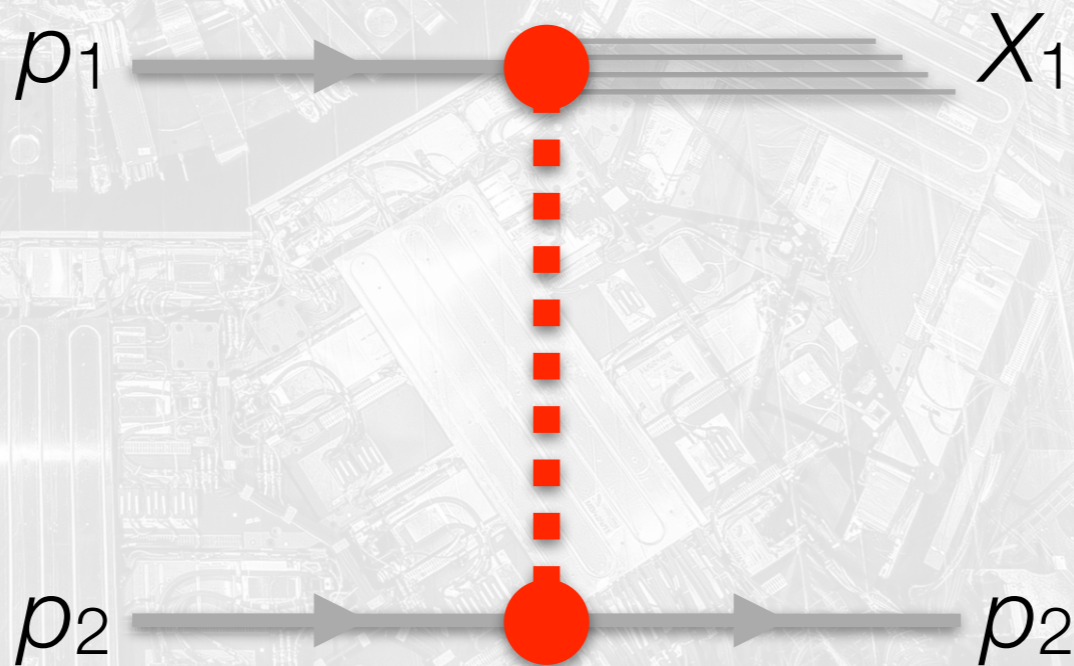
Colisões em aceleradores

- ▶ As análises de dados são feitas para um mecanismo de produção específico escolhendo um dos possíveis canais de decaimento;

- ▶ De forma geral, as colisões em aceleradores podem ser classificadas em:

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{ND}} + \sigma_{\text{elastic}} + \sigma_{\text{SD}} + \sigma_{\text{DD}} + \sigma_{\text{CD}}$$

- ▶ **SD**: processos **difrativos** com um próton intacto e sem produção central;



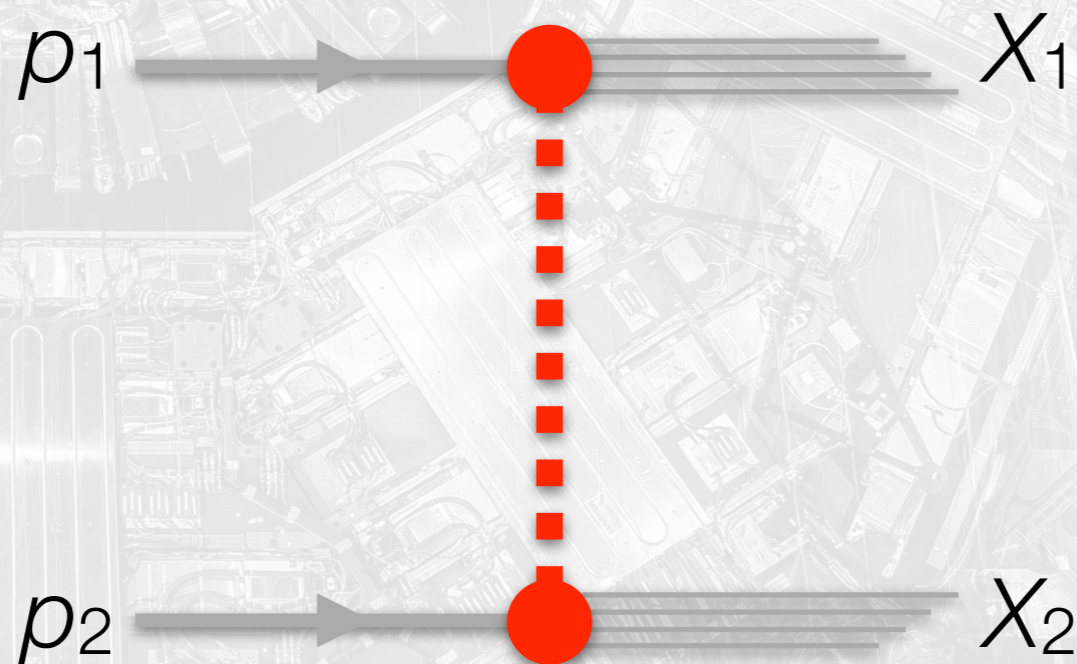
Colisões em aceleradores

- ▶ As análises de dados são feitas para um mecanismo de produção específico escolhendo um dos possíveis canais de decaimento;

- ▶ De forma geral, as colisões em aceleradores podem ser classificadas em:

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{ND}} + \sigma_{\text{elastic}} + \sigma_{\text{SD}} + \sigma_{\text{DD}} + \sigma_{\text{CD}}$$

- ▶ **DD**: processos **difrativos** com nenhum próton intacto e sem produção central;



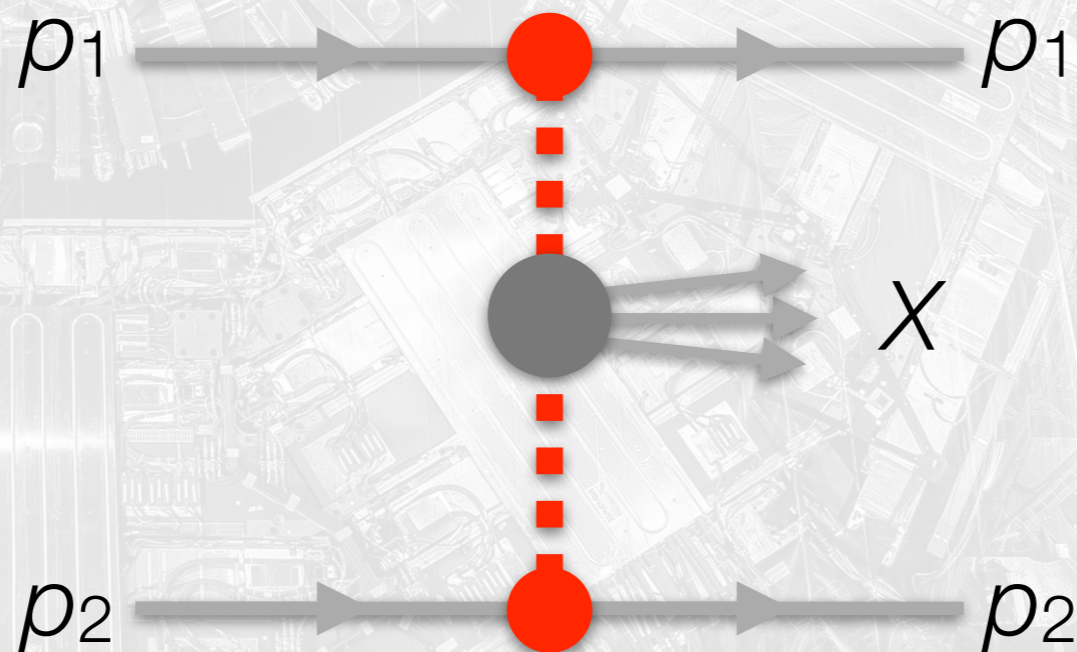
Colisões em aceleradores

- ▶ As análises de dados são feitas para um mecanismo de produção específico escolhendo um dos possíveis canais de decaimento;

- ▶ De forma geral, as colisões em aceleradores podem ser classificadas em:

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{ND}} + \sigma_{\text{elastic}} + \sigma_{\text{SD}} + \sigma_{\text{DD}} + \sigma_{\text{CD}}$$

- ▶ **CD**: processos **difrativos** com dois prótons intactos e com produção central;

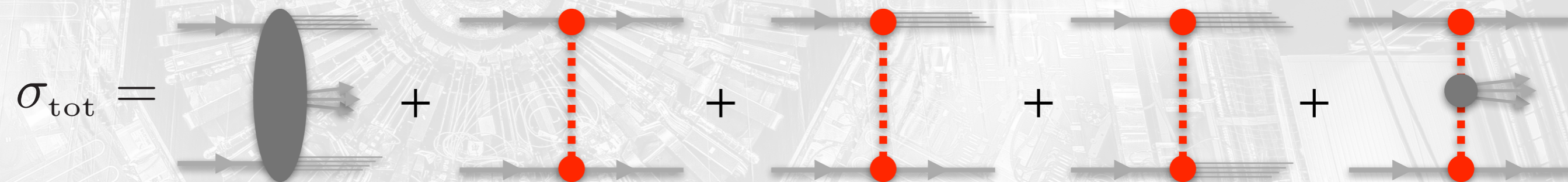


Colisões em aceleradores

► As análises de dados são feitas para um mecanismo de produção específico escolhendo um dos possíveis canais de decaimento;

► De forma geral, as colisões em aceleradores podem ser classificadas em:

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{ND}} + \sigma_{\text{elastic}} + \sigma_{\text{SD}} + \sigma_{\text{DD}} + \sigma_{\text{CD}}$$

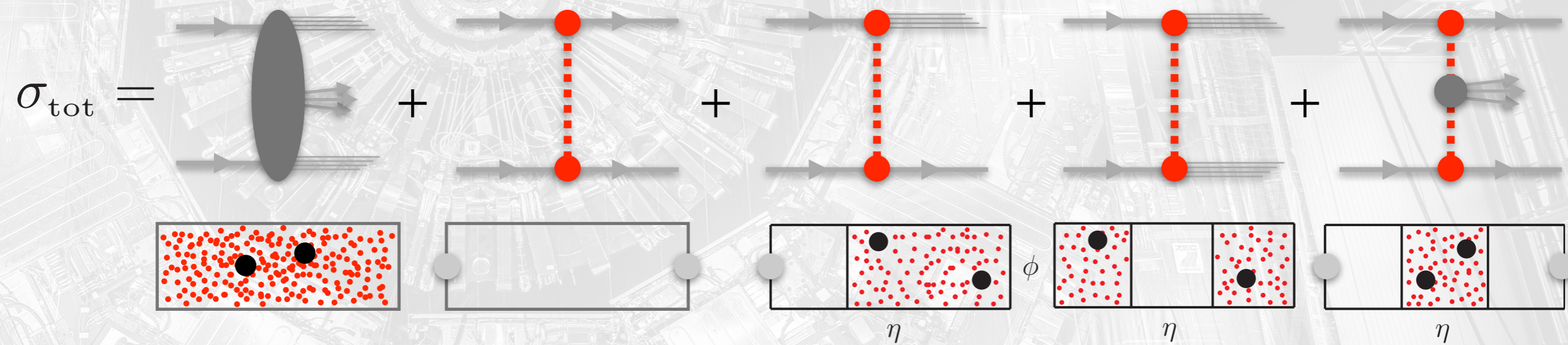


Colisões em aceleradores

▶ As análises de dados são feitas para um mecanismo de produção específico escolhendo um dos possíveis canais de decaimento;

▶ De forma geral, as colisões em aceleradores podem ser classificadas em:

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{ND}} + \sigma_{\text{elastic}} + \sigma_{\text{SD}} + \sigma_{\text{DD}} + \sigma_{\text{CD}}$$



▶ **Lacuna** de partículas no detector: assinatura experimental da difração;

▶ Pseudo-rapidez: $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$

Problema



- ▶ Processos difrativos são **difíceis** de observar nos detectores em aceleradores (particularmente colisão próton-próton);
 - ▶ Prótons podem escapar do detector por serem espalhados muito próximos ao feixe;
 - ▶ Falta de partículas no detector central.
- ▶ Essa informação incompleta leva a duas possibilidades:
 - ▶ **Remover** o efeito difrativo para medir eventos não-difrativos;
 - ▶ **Modelar** os eventos difrativos perdidos.
- ▶ MinimumBias: aplica-se uma seleção mínima para contabilizar um possível número de eventos difrativos;
- ▶ ZeroBias: gravação de todos os eventos onde há cruzamento do feixe.



Como contabilizar eventos difrativos

- ▶ A produção de partículas é calculada utilizando alguma teoria das interações já conhecidas:
 - ▶ Cromodinâmica Quântica;
 - ▶ Eletrodinâmica Quântica;
 - ▶ etc.
- ▶ Estas teorias são descritas com o uso da **teoria de perturbação** (*interação dura*) em termos da constante de acoplamento da interação;
- ▶ Interações difrativas **não** se incluem nessa categoria, são **não-perturbativas** (*interação macia*) e devem ser tratadas em uma abordagem diferente;
- ▶ **Como abordar a interação macia em colisões hadrônicas?**

Teoria de Regge

- ▶ A amplitude de espalhamento pode ser expressa em termos da expansão em ondas parciais:

$$f(k, \varphi) = \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) a_{\ell}(k) P_{\ell}(\cos \varphi)$$

- ▶ ℓ = momentum angular;
- ▶ P_{ℓ} = polinômios de Legendre;
- ▶ a_{ℓ} = amplitude de onda parcial.
- ▶ Regge: estender a representação em ondas parciais para **valores imaginários** de ℓ :

$$a(\ell, k) \xrightarrow{\ell=0,1,2,\dots} a_{\ell}(k)$$

- ▶ Singularidades (**polos de Regge**) de $a(\ell, k)$ são uma função da energia:

$$\ell = \alpha(k)$$

Trajatórias de Regge

Caso relativístico

- ▶ A amplitude de onda parcial relativística $A(\ell, t)$ possui polos da forma:

Trajectoria linear

$$\ell = \alpha(t) \approx \alpha(0) + \alpha' t$$

- e o valor assintótico ($s \gg |t|$) da amplitude pode ser escrito como:

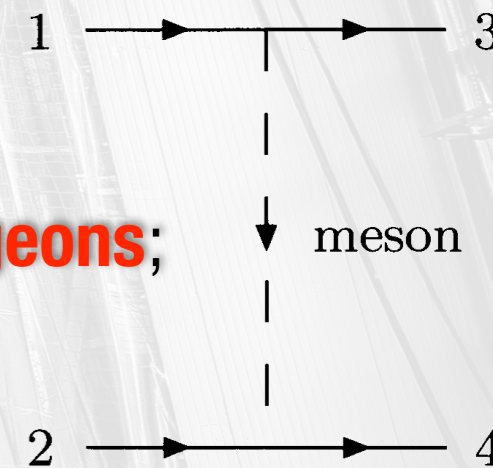
$$A(s, t) \underset{s \rightarrow \infty}{\sim} s^{\alpha(t)} \dots \sigma_{\text{tot}} \underset{s \rightarrow \infty}{\sim} \alpha(0) - 1$$

teorema ótico

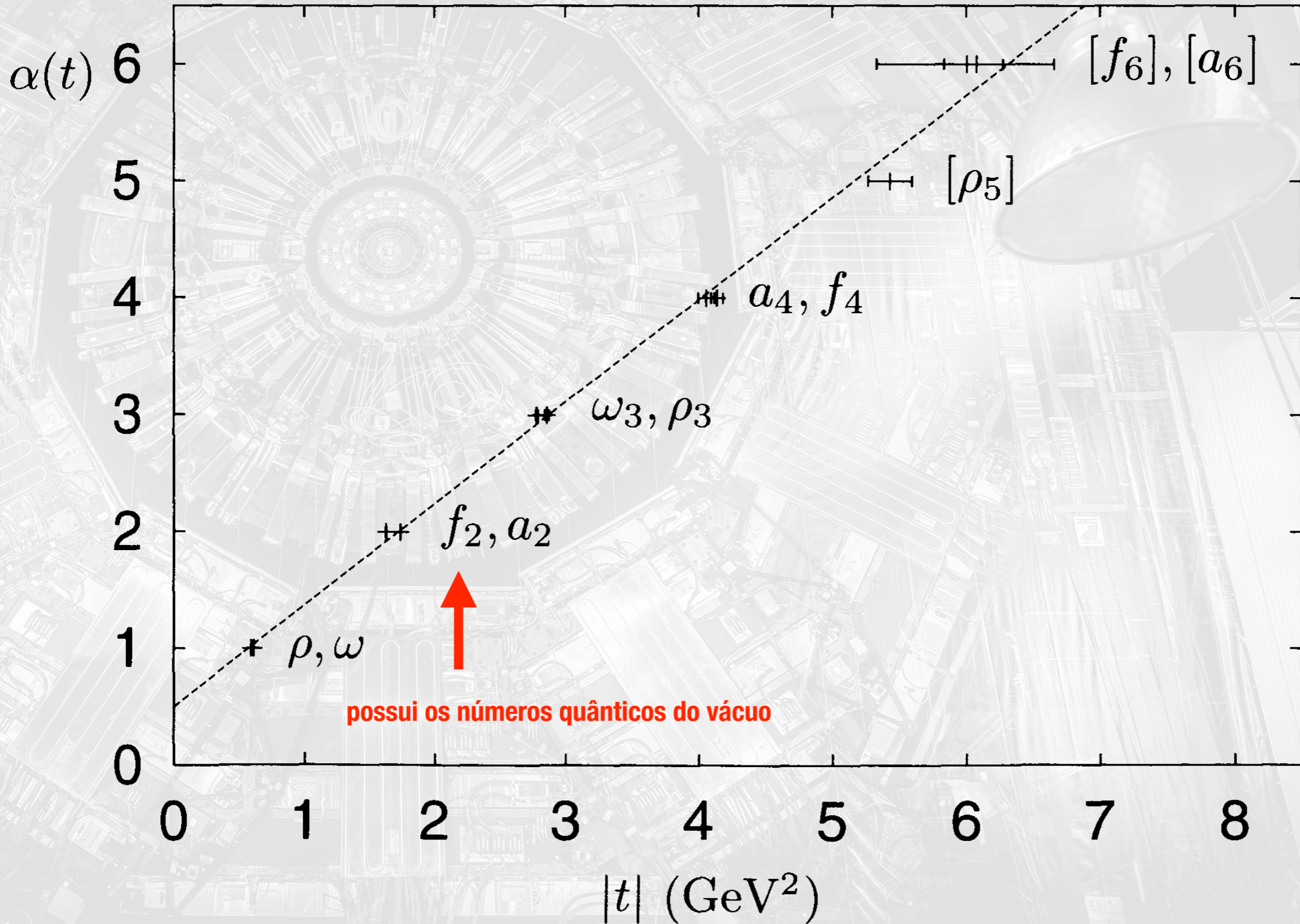
- ▶ Partículas que obedecem essa relação são chamadas de **Reggeons**;

- ▶ Limite de crescimento de σ_{tot} : **Limite de Froissart-Martin**

$$\sigma_{\text{tot}} \leq C \ln^2 s$$



Trajetoórias mesônicas



Números quânticos dos reggeons

- ▶ As trajetórias dos reggeons são equivalentes a troca de ressonâncias **mesônicas** e possuem **$\alpha(0) \approx 0,5$** ;
- ▶ Essa interseção **não** explica σ_{tot} a altas energias: **1960** $\sigma_{\text{tot}} \sim \text{cte}$;
- ▶ Proposta: existe um reggeon chamado **Pomeron** com $\alpha(0) \approx 1$;
- ▶ Resultados mais **atuais** apontam um leve crescimento de σ_{tot} :

$$\sigma_{\text{tot}} \sim s^\lambda \dots \lambda \approx 0.08 - 0.10$$

$$\alpha_{\mathbb{P}}(0) = \begin{cases} 1.104 \pm 0.002, & \text{Covolan, et al (PLB 389, 176) (1996)} \\ 1.0964^{+0.0115}_{-0.0091}, & \text{Cudell, et al (PLB 395, 311) (1997)} \end{cases}$$

- ▶ Fatos importantes:

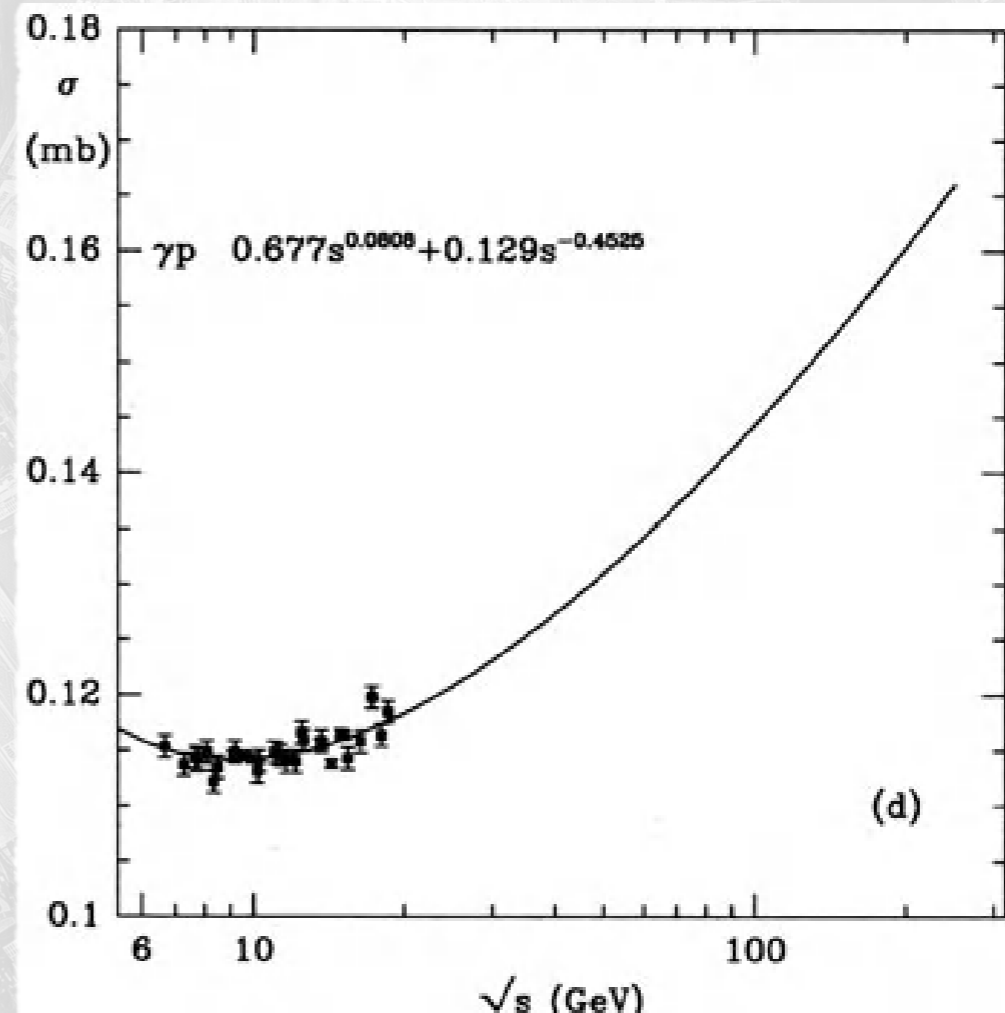
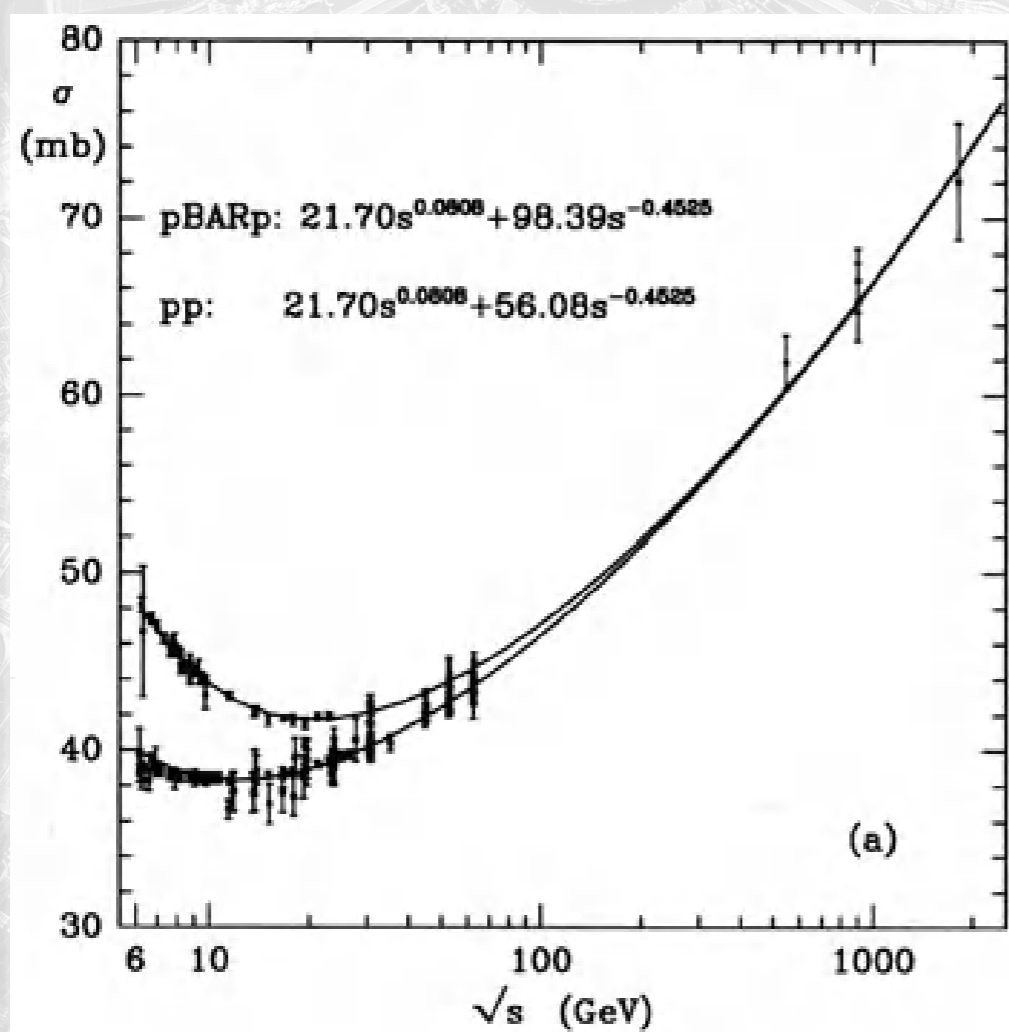
- ▶ trajetória dominante para processos *elásticos* e *difrativos*; e
- ▶ possui os **números quânticos do vácuo**.

Abordagem fenomenológica

- Donnachie e Landshoff efetuaram um **fit** para os dados de σ_{tot} utilizando uma abordagem baseada na Teoria de Regge:

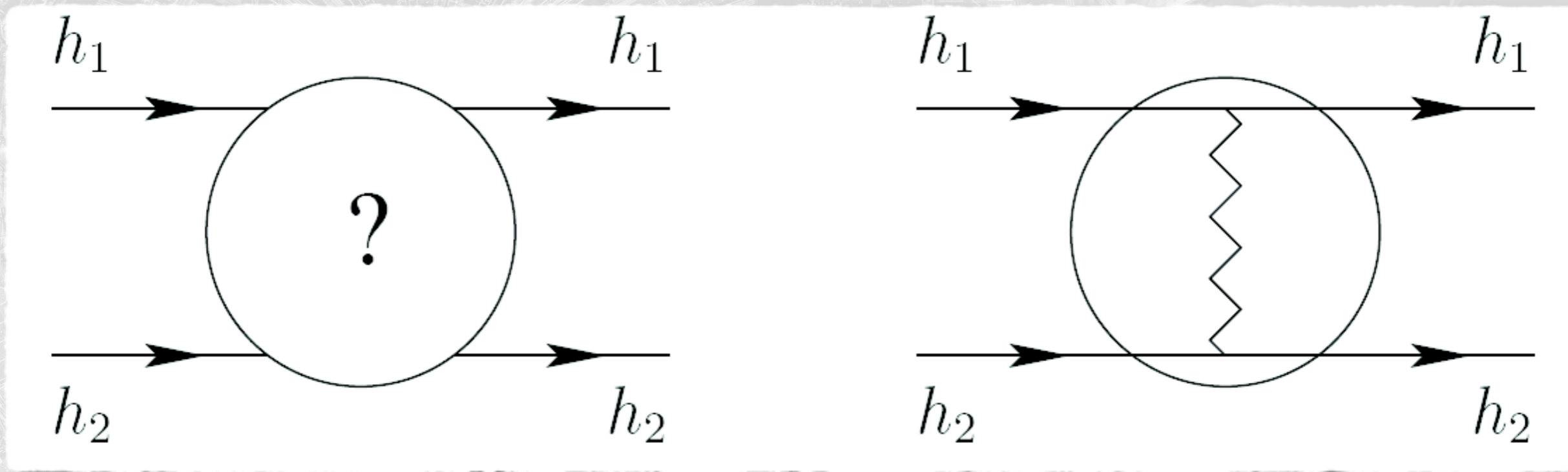
$$\sigma_{\text{tot}} = X s^{0,080} + Y s^{-0,4525}$$

$$\alpha_{\mathbb{P}}(t) = 1,08 + (0,25 \text{ GeV}^{-2})t$$



Física antes da QCD

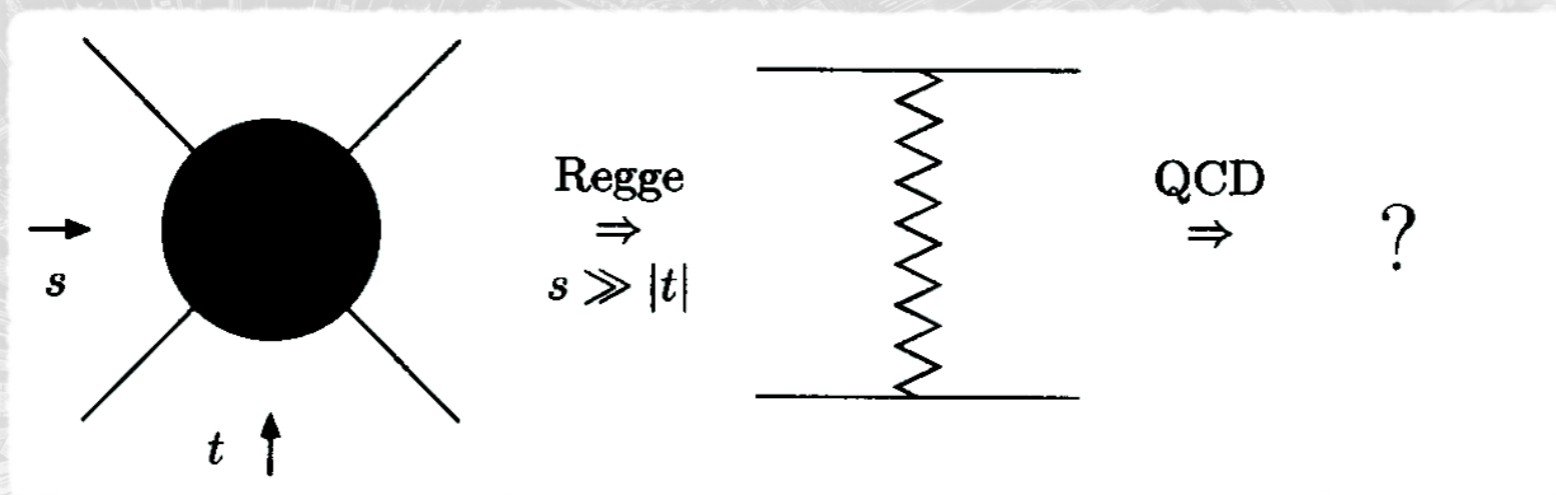
- ▶ Processos difrativos eram tratados com a abordagem de Regge até 1960:



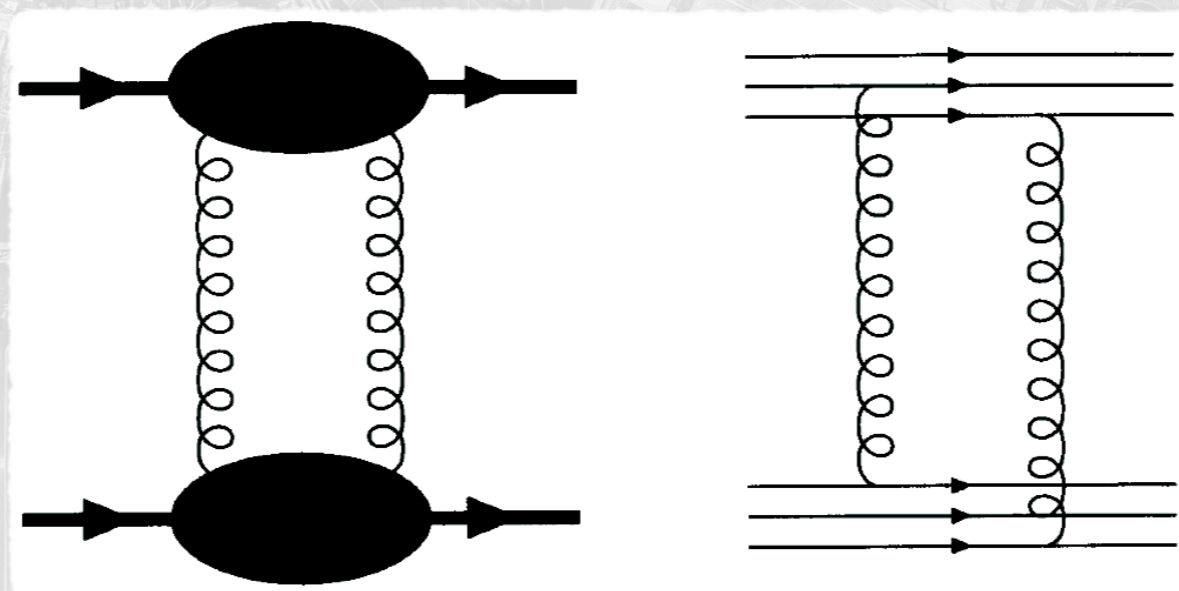
- ▶ Mais tarde, com o advento da QCD, começou a se pensar como representar o Pomeron através da **interação via troca de glúons**;

Física depois da QCD

- ▶ Processos difrativos eram tratados com a abordagem de Regge até 1960:



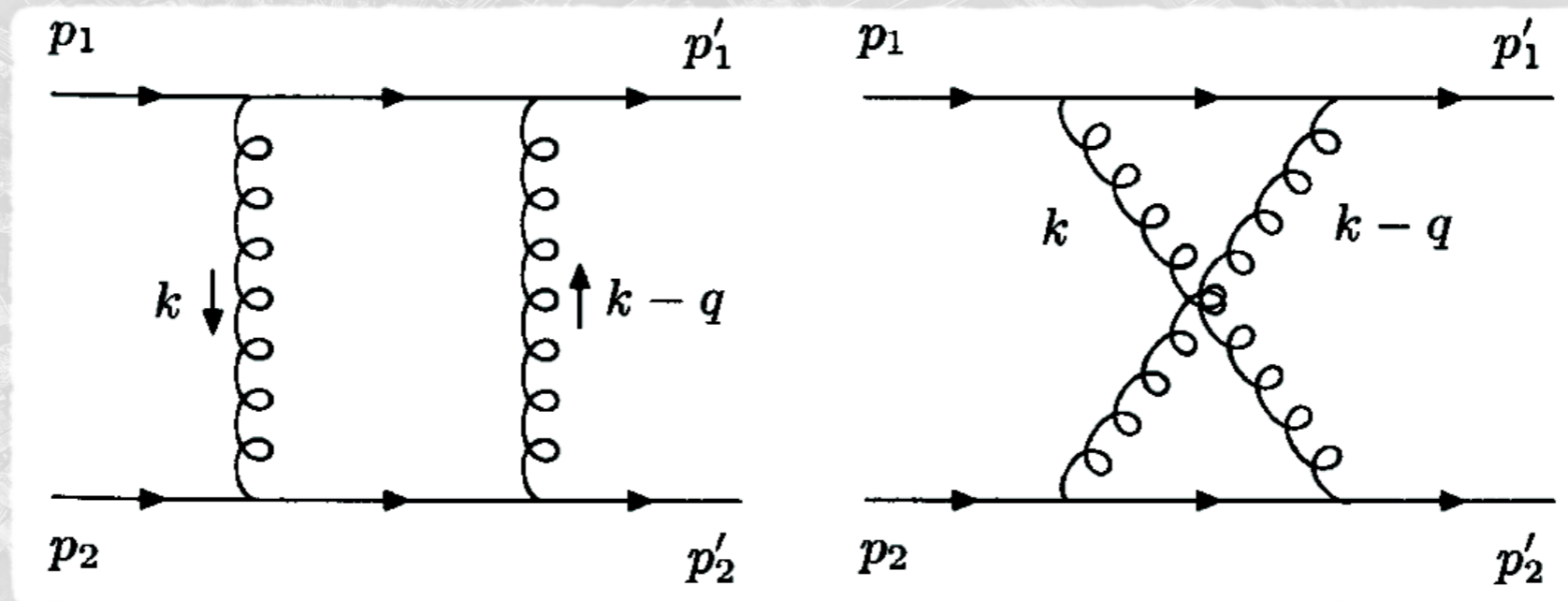
- ▶ Com o advento da QCD, surgiram ideias novas para uma interação difrativa, como a de **Low** e **Nussinov** (1975–76):



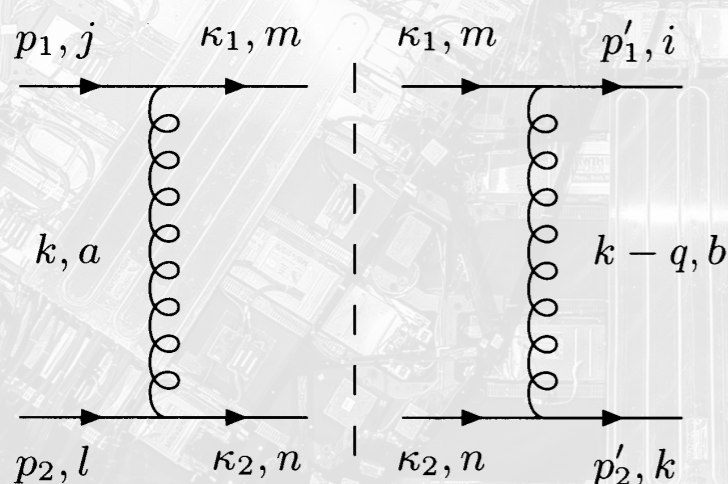
- ▶ Garante que tenha os números quânticos do vácuo: **singleto de cor**

Troca de glúons

- ▶ Apesar de os glúons não possuírem os números quânticos do vácuo, uma troca de **dois glúons** poderia representar isso;



- ▶ Para se poder calcular esses diagramas, utilizamos as **regras de Cutkosky**:

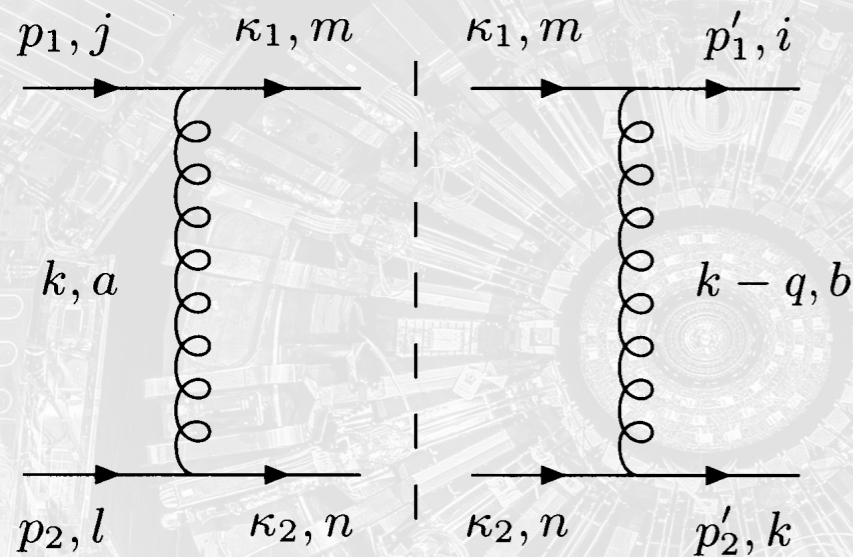


$$\Im A(s, t) = \frac{1}{2} \int d\Pi_2 A^{(0)}(s, k^2) A^{(0)\dagger}(s, [k - q]^2)$$

- ▶ $d\Pi_2$: espaço de fase para dois corpos

Cálculo (rápido) da amplitude

- ▶ Aplicando as Regras de Feynman para cada lado do diagrama:



$$\mathcal{A}^{(0)}(s, k^2) = -8\pi\alpha_s (t_{mj}^a t_{nl}^a) \left[\frac{s}{\mathbf{k}^2} \right]$$

$$\mathcal{A}^{(0)\dagger}(s, [k-q]^2) = -8\pi\alpha_s (t_{mi}^b t_{nk}^b)^* \left[\frac{s}{(\mathbf{k}-\mathbf{q})^2} \right]$$

- ▶ Fazemos o mesmo para o diagrama cruzado;

- ▶ Utilizando as regras de Cutkosky, chegamos a amplitude total:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}^{(1)}(s, t) &= \mathcal{A}_{\square}^{(1)}(s, t) + \mathcal{A}_{\times}^{(1)}(s, t) \\ &= -\frac{16\pi\alpha_s}{N_c} (t^a t^b)_{ij} \frac{s}{t} \left\{ [t^a, t^b]_{kl} \ln \left(\frac{s}{|t|} \right) - i\pi (t^a t^b)_{kl} \right\} \epsilon(t) \end{aligned}$$

$$\epsilon(t) = -\frac{N_c\alpha_s}{2\pi} \ln \left(\frac{\mathbf{q}^2}{\mu^2} \right)$$

consideram-se os quarks confinados dentro dos hádrons

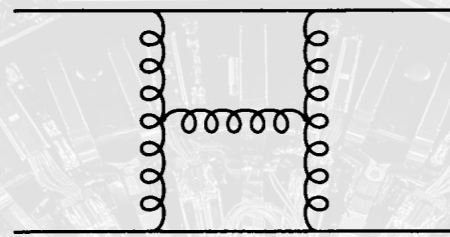
Singleto de cor

- ▶ Para garantir que o Pomeron na QCD possua os números quânticos do vácuo, projeta-se a amplitude na configuração de **singleto de cor**:
- ▶ **Não** haverá fluxo de carga de cor na troca de glúons entre os quarks.
- ▶ A amplitude da troca de glúons fica na forma:

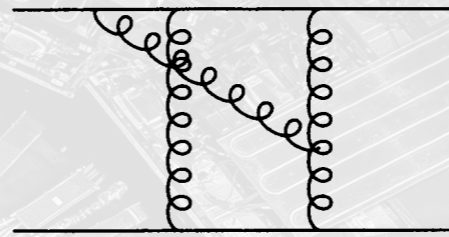
$$A_{\underline{1}}^{(1)}(s, t) = 4i\pi^2 \alpha_s \delta_{ij} \delta_{kl} \left(\frac{N_c^2 - 1}{N_c^2} \right) \frac{s}{t} \varepsilon(t)$$

- ▶ As funções δ garantem que os quarks **não** troquem carga de cor.

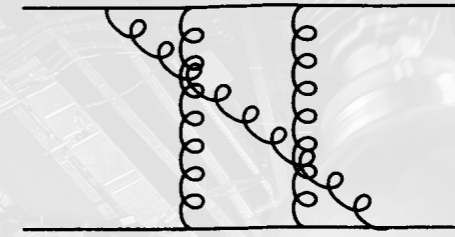
Mais altas ordens



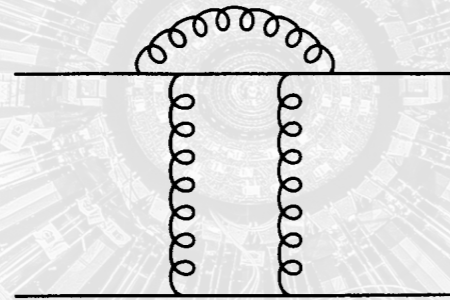
(a)



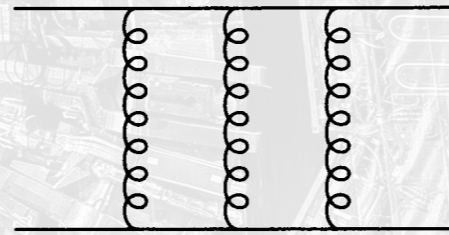
(b)



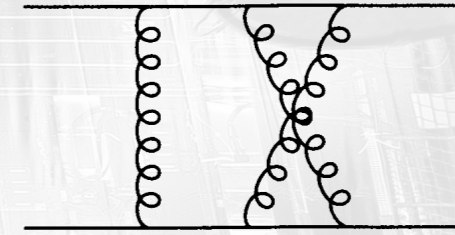
(c)



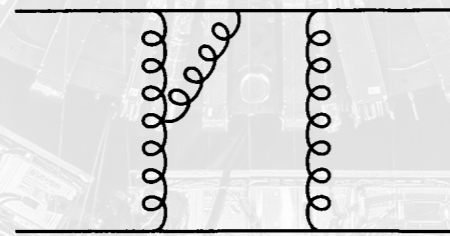
(d)



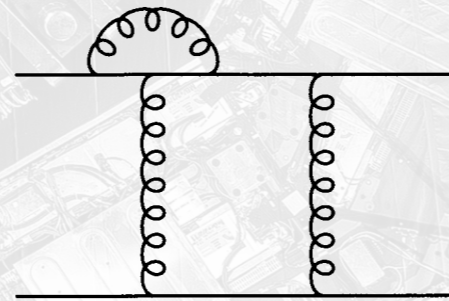
(e)



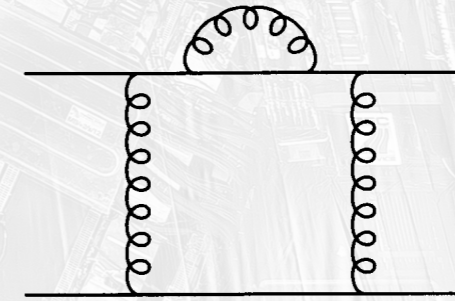
(f)



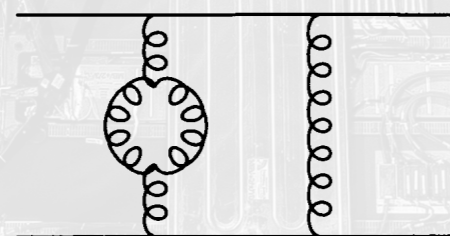
(g)



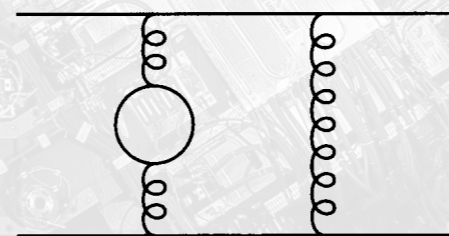
(h)



(i)



(j)

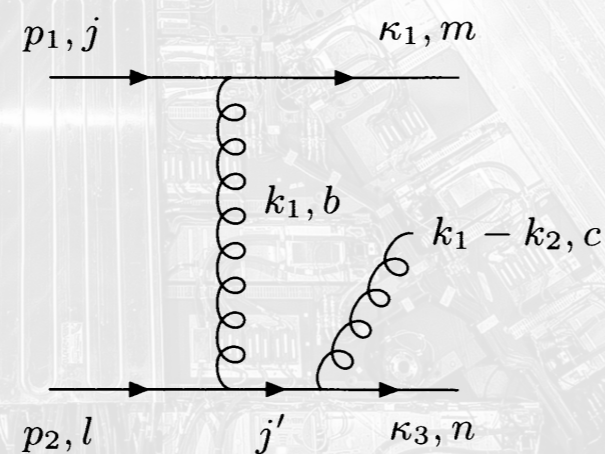
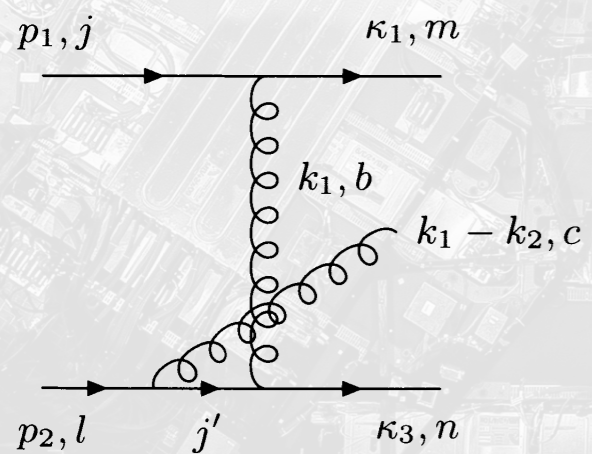
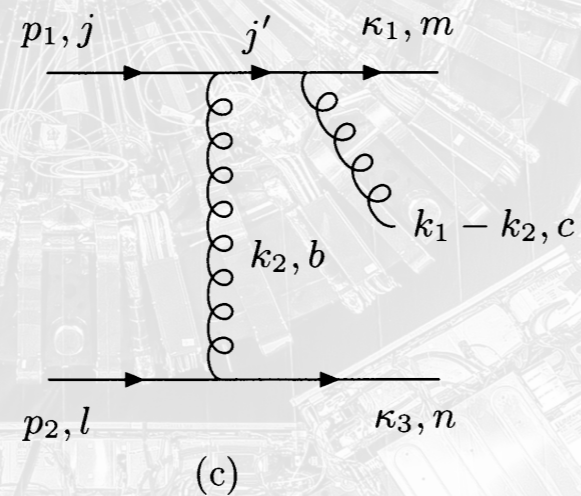
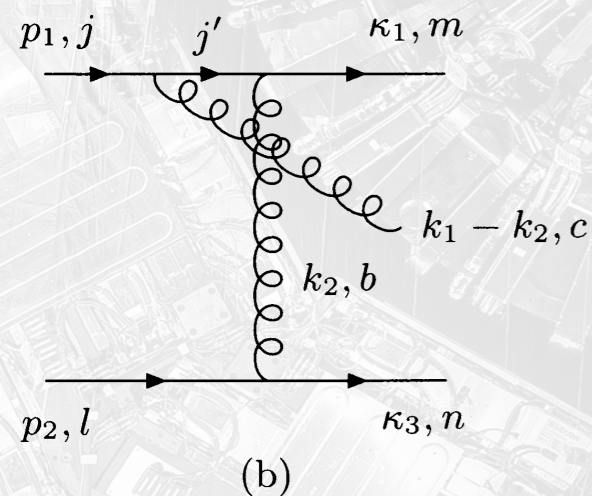
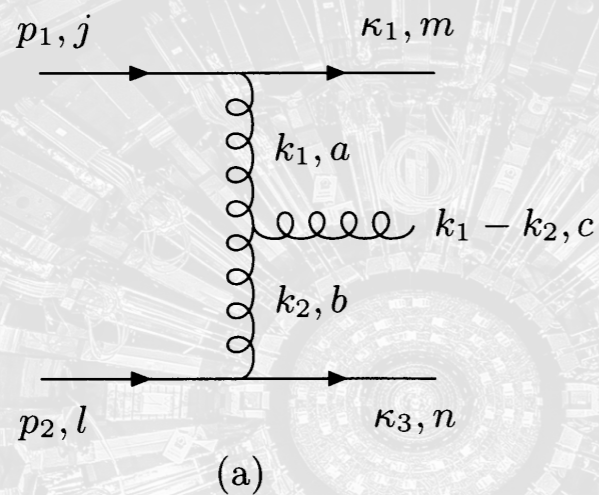


(k)

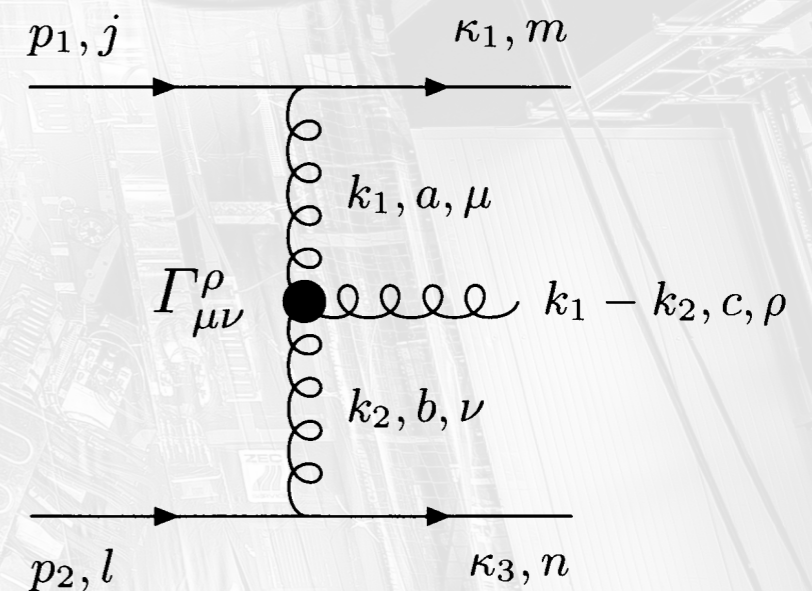
+ ...

Radiação real de glúons

► No caso de glúons serem irradiados no canal s (horizontal):



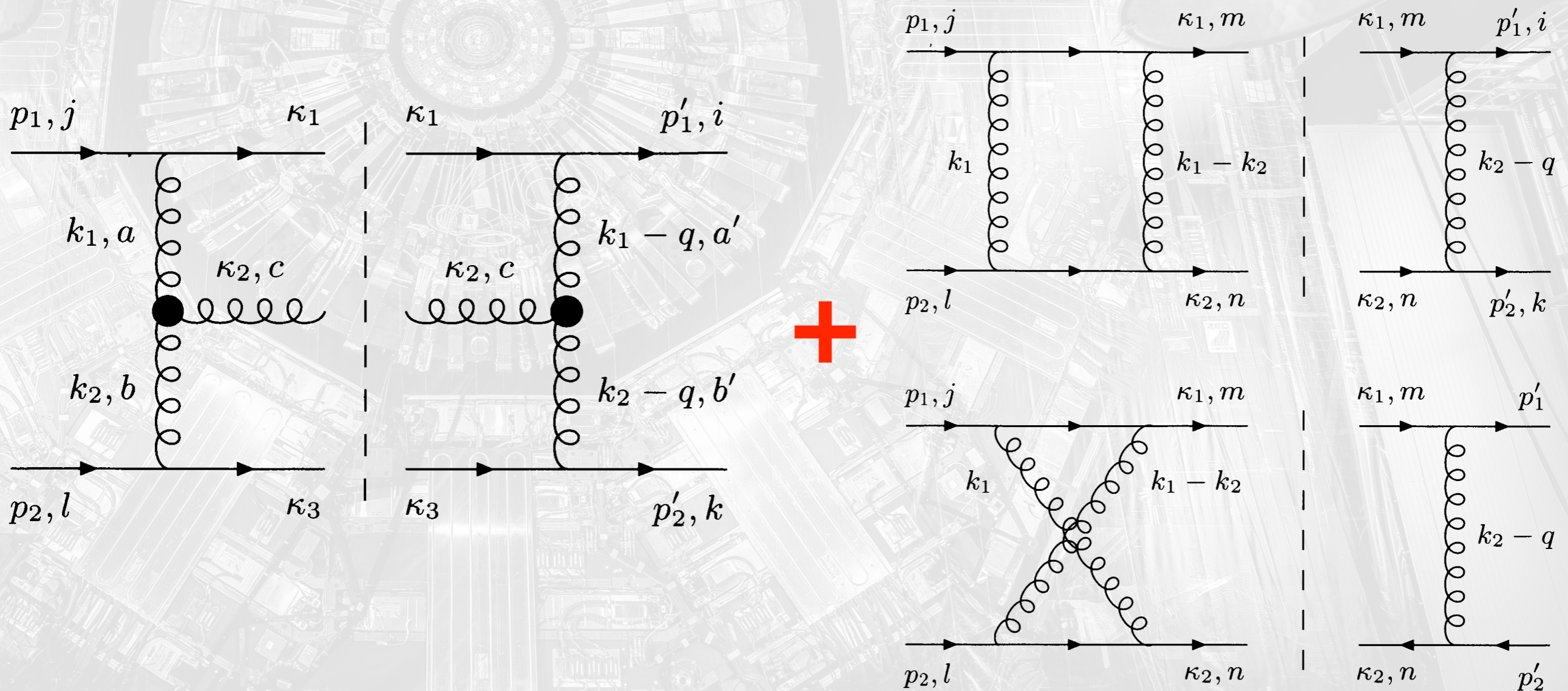
Vértice efetivo de Lipatov



$$\Gamma_{\mu\nu}^{\rho}(k_1, k_2) = \frac{2 p_{2\mu} p_{1\nu}}{s} \left[\left(\alpha_1 + \frac{2 \mathbf{k}_1^2}{\beta_2 s} \right) p_1^{\rho} + \left(\beta_2 + \frac{2 \mathbf{k}_2^2}{\alpha_1 s} \right) p_2^{\rho} - (k_{1\perp}^{\rho} + k_{2\perp}^{\rho}) \right]$$

Radiação virtual de glúons

- ▶ Após adicionar a contribuição radiativa, o diagrama da troca de dois glúons pode ser expressa em termos do vértices efetivo de Lipatov;
- ▶ Ainda precisamos incluir a radiação **virtual** de glúons no canal t (vertical):



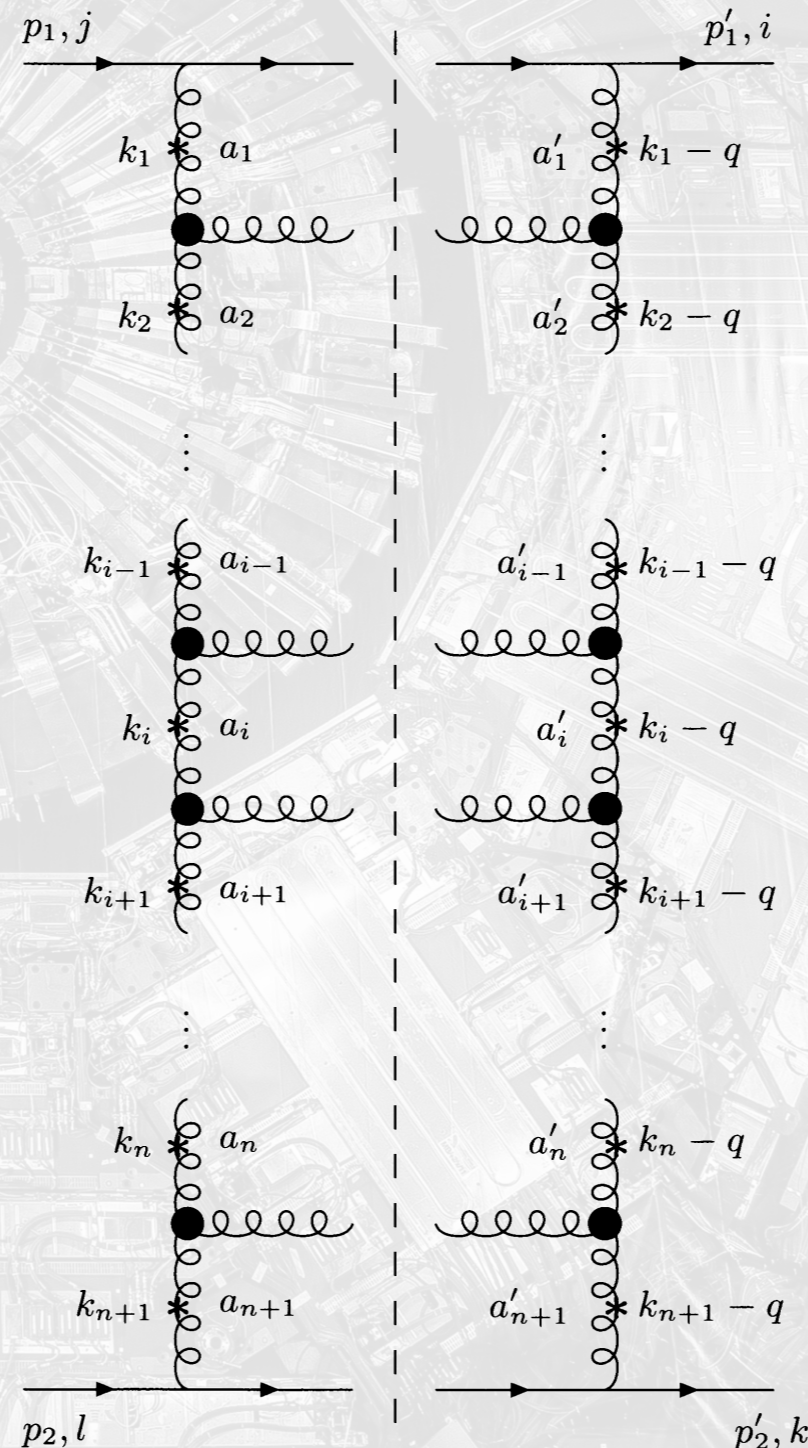
Todas as ordens

- Podemos ampliar a troca de glúons em todas as ordens em teoria da perturbação a fim de obter o **resultado exato** para o Pomeron na QCD, o que significa:

Todas as ordens

- Podemos ampliar a troca de glúons em todas as ordens em teoria da perturbação a fim de obter o **resultado exato** para o Pomeron na QCD, o que significa:

Escada de glúons



★ significa que correções virtuais foram adicionadas

Equação BFKL

► Um processo envolvendo a troca de um Pomeron da QCD pode ser representado como:

► A função F é a chamada **equação BFKL**:

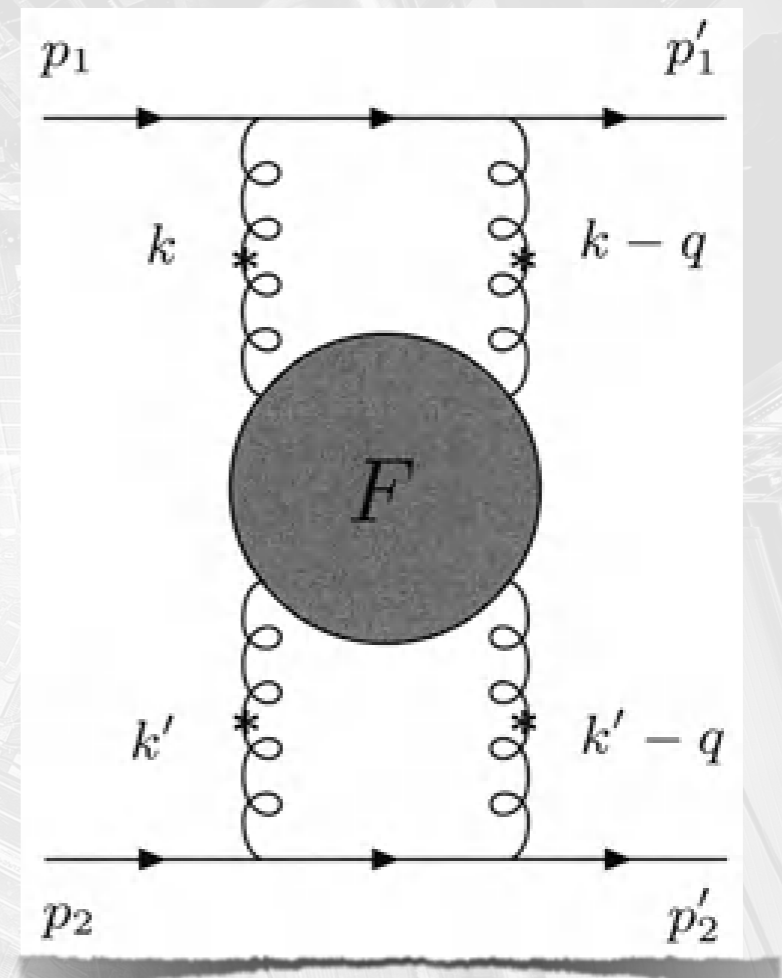
$$\frac{\partial F(s, \mathbf{k}, \mathbf{k}')}{\partial \ln(s/k^2)} = \frac{N_c \alpha_s}{\pi^2} \int \frac{d^2 \kappa}{(\mathbf{k} - \kappa)^2} \times \left[F(s, \kappa, \mathbf{k}') - \frac{k^2}{\kappa^2 + (\mathbf{k} - \kappa)^2} F(s, \mathbf{k}, \mathbf{k}') \right]$$

a qual descreve a **evolução** da escada de glúons com a energia de colisão;

► Equação **integro-diferencial** projetada na configuração de singleto de cor:

$$\alpha_{\mathbb{P}}(0) = 1 + \lambda = 1 + \frac{N_c \alpha_s}{\pi} 4 \ln 2 \approx 1,5$$

duro

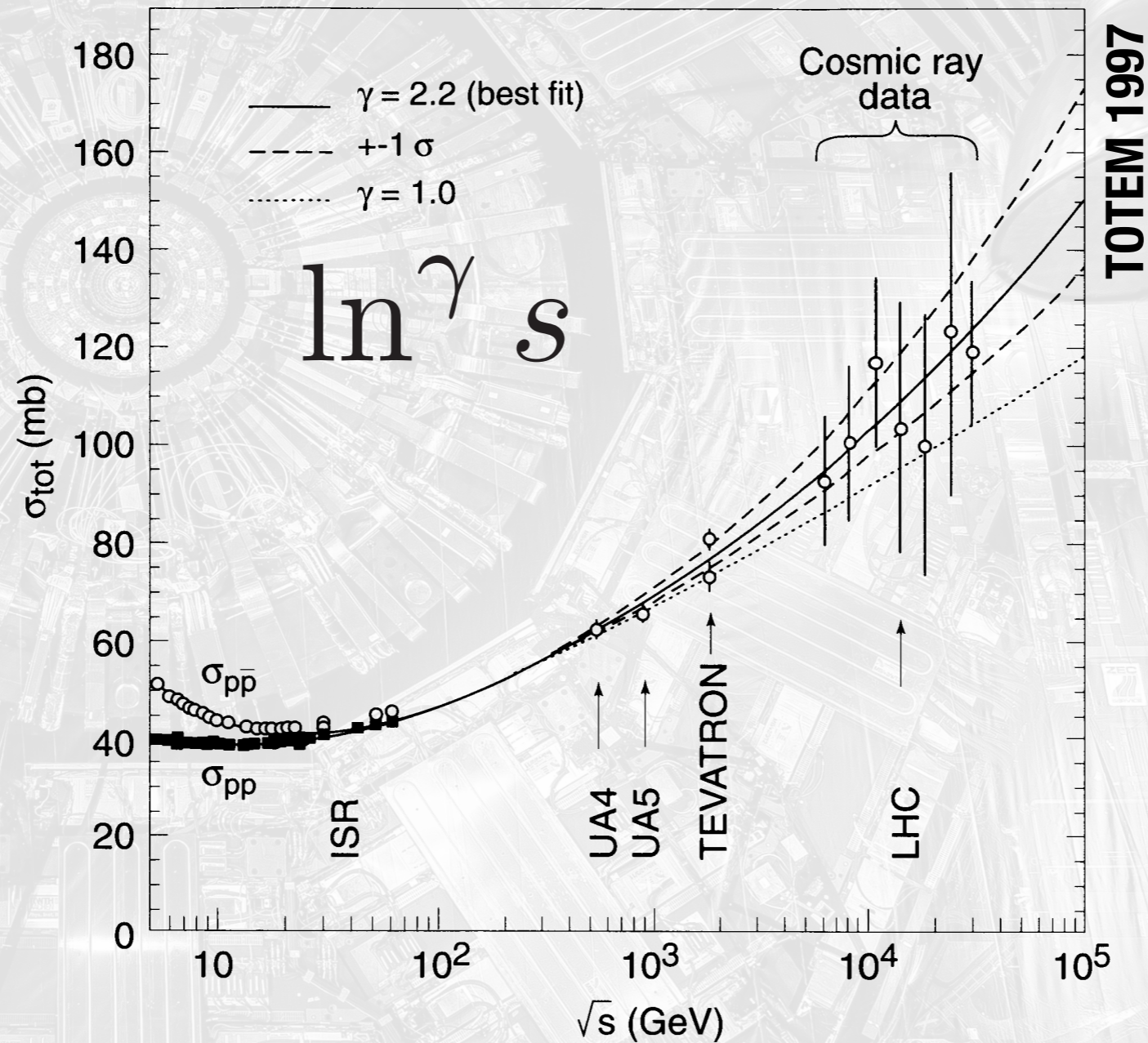


$$\alpha_{\mathbb{P}}(0) = \begin{cases} 1.104 \pm 0.002, \\ 1.0964^{+0.0115}_{-0.0091}, \end{cases}$$

macio

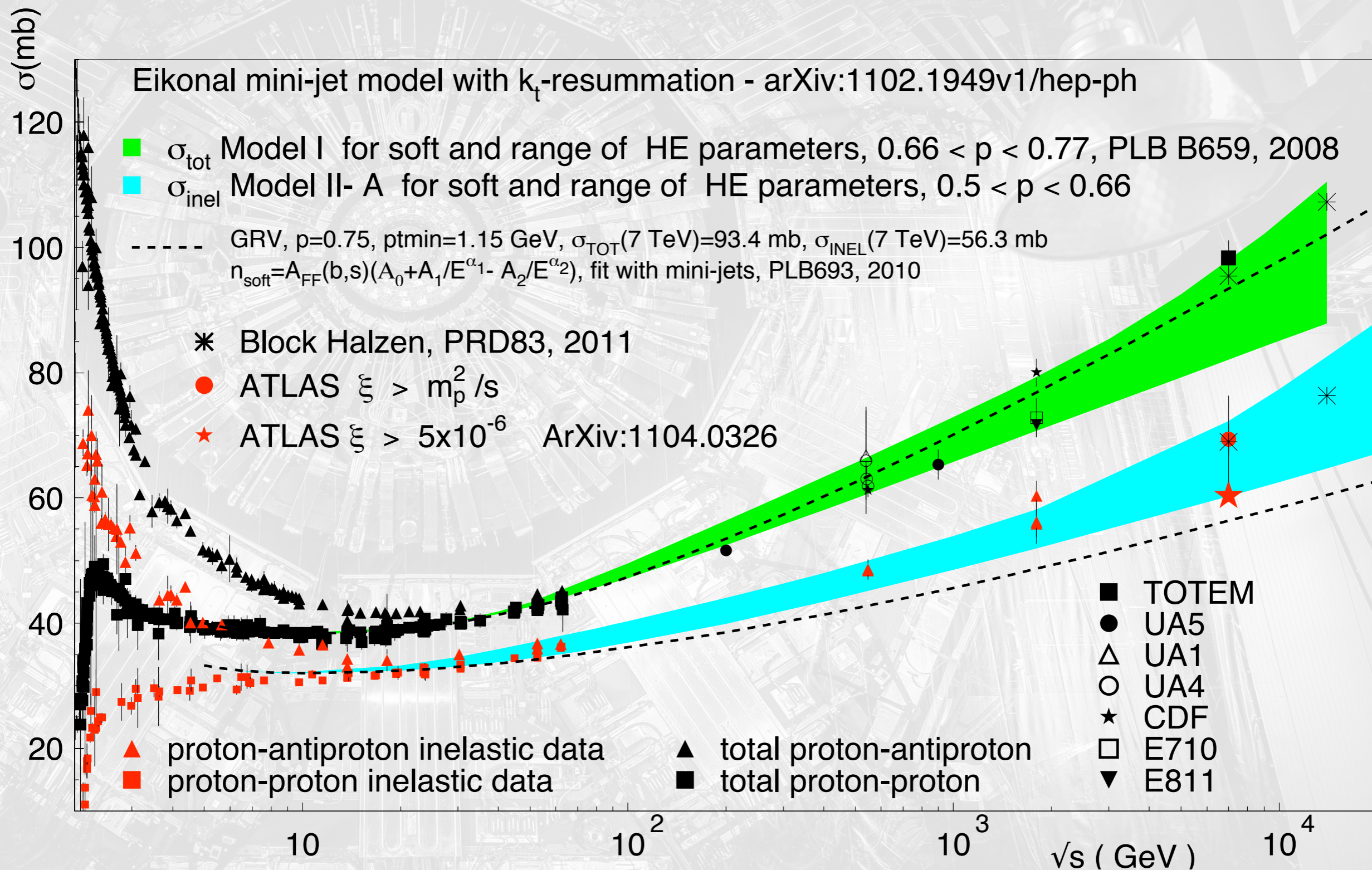
Seção de choque total com BFKL [4]

► Para descrever os processos observados



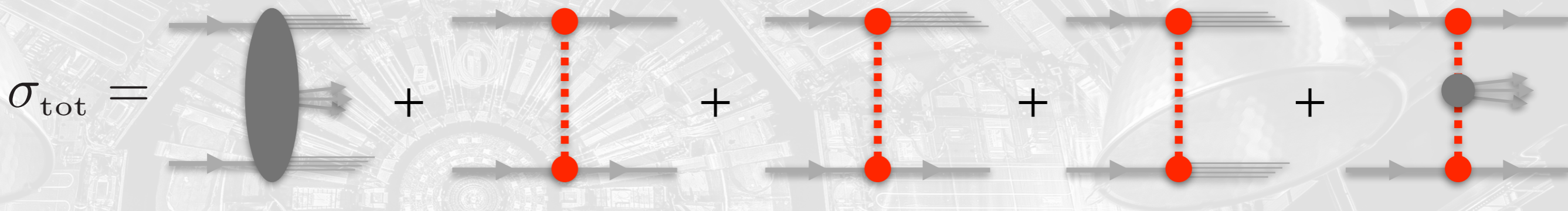
Froissart-Martin $\sigma_{\text{tot}} \leq C \ln^2 s$

Mais recentes [5]



Colisões em aceleradores

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{ND}} + \sigma_{\text{elastic}} + \sigma_{\text{SD}} + \sigma_{\text{DD}} + \sigma_{\text{CD}}$$



▶ **LHC**: 20% elástico, 80% inelástico — Difractivo **20–30%** do inelástico

▶ Modelos para seção de choque difrativa em aceleradores:

▶ Block & Halzen (2011);

▶ Minimum Bias Rockefeller (MBR);

▶ Geradores: PYTHIA, PHOJET, ...

▶ etc.

Conclusões

- ▶ A Teoria de Regge tem sucesso em descrever processos difrativos numa faixa de energias considerável;
- ▶ Esta abordagem resolve problemas da região não-perturbativa;
- ▶ Existe uma boa concordância com os dados experimentais (mesmo pós-LHC);
- ▶ Demonstra uma nova classe de processos a serem estudados;
- ▶ Questões a serem ainda abordadas:
 - ▶ Odderon (?);
 - ▶ Aplicações em fenomenologia;
 - ▶ Outras abordagens para o Pomeron;
 - ▶ Comparativos com resultados experimentais;
 - ▶ Equação BFKL em mais altas ordem e suas soluções.

Referências

- [1] <http://www.livescience.com/13849-lhc-particle-accelerator-world-record.html>
- [2] <http://www.hep.ph.ic.ac.uk/~wstirlin/plots/plots.html>
- [3] V. Barone, E. Predazzi, *High-Energy Particle Diffraction*. Springer, Berlim, 2002.
- [4] G. Matthiae, Braz. J. Phys. **30** (2000) 244-250.
- [5] Achilli et al, *Total and inelastic cross-sections at LHC at CM energy of 7 TeV and beyond*. Phys. Rev. D **84** (2011) 094009.