Fotoprodução difrativa de Higgs por duplo Pomeron

Gustavo Gil da Silveira

Orientação: Profa. Dra. Maria Beatriz Gay Ducati

Dissertação de Mestrado

Instituto de Física

Universidade Federal do Rio Grande do Sul

Sumário

- Motivações;
- Teoria Eletrofraca:
  - Mecanismo de Higgs;
  - Teoria de Glashow-Weinberg-Salam;
  - Em busca do Higgs.
- Processos Difrativos:
  - Teoria de Regge;
  - Cromodinâmica Quântica;
  - O Pomeron na QCD.
- Modelo KMR;
- Fotoprodução Difrativa;
- Conclusões e Perspectivas.

Motivações

- Os resultados experimentais de LEP indicam um limite inferior de $M_H \gtrsim 114.4$ GeV;
  - A busca pela detecção do bóson de Higgs tem se intensificado devido à construção do LHC;
  - As colisões próton-próton em alta energia fornecerão novas oportunidades de observá-lo.
- Os processos difrativos facilitam a análise do estado final devido a presença de lacunas de rapidez;
  - A interação por duplo Pomeron fornece um novo meio de detecção do bóson de Higgs.
- Colisões periferais entre prótons poderão ser analisadas em LHC;
  - A produção de mésons através da interação pela troca de Pomeron é estudada atualmente.
- Estudamos a produção do bóson de Higgs pela interação γp existente em colisões periferais.
  - A interação por duplo Pomeron nos fornece o vértice de produção do bóson de Higgs.

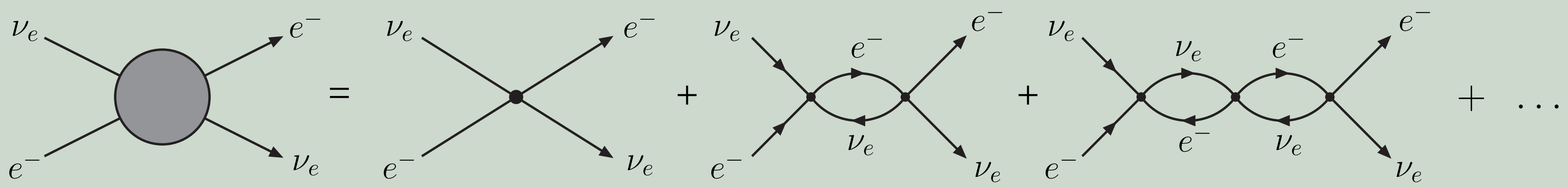
Interações Fracas

- **Primeira proposta**: Teoria relativística de Fermi para a descrição do decaimento do nêutron

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}^0 + \frac{G}{\sqrt{2}} \int d^3x \; J_\mu^{(L)\dagger}(x) J^\mu_{(L)}(x)$$

$$J_\mu^{(L)} = \sum \bar{u}_L(x)\gamma_\mu(1-\gamma_5)u_{\nu_L}(x)$$

- **Problema**: Seções de choque de processos envolvendo neutrinos crescem com a energia;
  - Processos em ordens mais altas em teoria de perturbação são necessários:



- QED: diagramas de polarização do vácuo $\longrightarrow$ **Divergências**:
  - Torna-se fundamental considerar a interação pela troca de uma partícula virtual sem massa.
- A Interação Fraca exige uma partícula mediadora massiva $\longrightarrow$ **teoria não-renormalizável**.

Mecanismo de Higgs

- Considera-se a interação dos campos físicos com o **campo de Higgs**

$$\varphi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\varphi_1(x) + i\varphi_2(x)\right] \qquad \varphi^*(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\varphi_1(x) - i\varphi_2(x)\right]$$

descrita pelo Lagrangiano invariante do Grupo SO(2)

$$L_H = (\partial^\mu \varphi)^* (\partial_\mu \varphi) - \mu^2 \varphi^2 - \frac{\lambda}{3!}\varphi^4$$

- Propriedade: transformações **locais** de simetria

$$\tilde{\varphi}(x) = T(x)\varphi(x) = e^{ig\theta(x)}\varphi(x)$$

- O Lagrangiano que satisfaz esta propriedade é dado por

$$L_H = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + (D^\mu \varphi)^* (D_\mu \varphi) - \mu^2 \varphi^2 - \frac{\lambda}{3!}\varphi^4$$

com $F^{\mu\nu} = \partial^\nu a^\mu(x) - \partial^\mu a^\nu(x)$ e $D^\mu = \partial^\mu + iga^\mu(x)$.

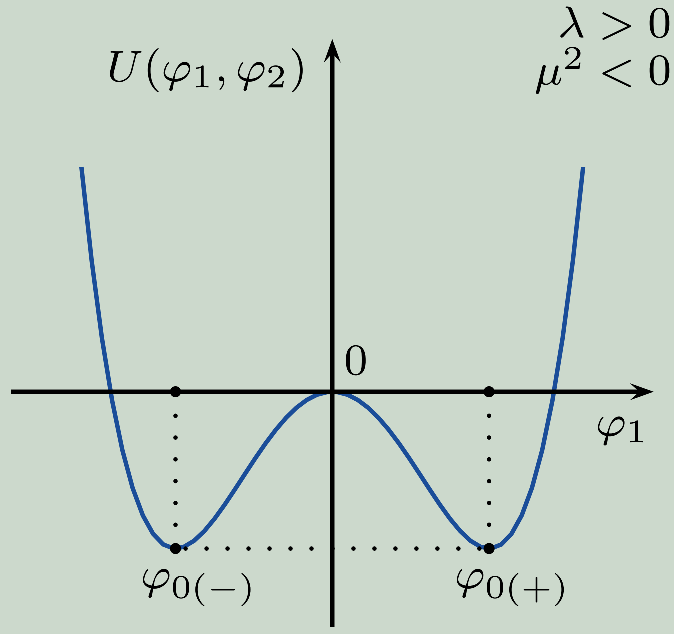
Mecanismo de Higgs

- Considera-se a interação dos campos físicos com o **campo de Higgs**

$$\varphi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\varphi_1(x) + i\varphi_2(x)\right] \qquad \varphi^*(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\varphi_1(x) - i\varphi_2(x)\right]$$

descrita pelo Lagrangiano invariante do Grupo SO(2)

$$L_H = (\partial^\mu \varphi)^* (\partial_\mu \varphi) \boxed{- \mu^2 \varphi^2 - \frac{\lambda}{3!}\varphi^4}$$



$$\varphi_1^2 + \varphi_2^2 = \phi_0^2$$

- Propriedade: transformações **locais** de simetria

$$\tilde{\varphi}(x) = T(x)\varphi(x) = e^{ig\theta(x)}\varphi(x)$$

- O Lagrangiano que satisfaz esta propriedade é dado por

$$L_H = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + (D^\mu \varphi)^* (D_\mu \varphi) - \mu^2\varphi^2 - \frac{\lambda}{3!}\varphi^4$$

com $F^{\mu\nu} = \partial^\nu a^\mu(x) - \partial^\mu a^\nu(x)$ e $D^\mu = \partial^\mu + iga^\mu(x)$.

Quebra espontânea de simetria

- Selecionando um estado de vácuo, o Lagrangiano se transforma $\varphi_1' = \varphi_1 - \phi_0$

$$
\begin{aligned}
L_H &= -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \frac{1}{2}g^2\phi_0^2 a^\mu a_\mu + \frac{1}{2}\left[\left(\partial^\mu\varphi_1'\right)\left(\partial_\mu\varphi_1'\right) - m^2\varphi_1'^2\right] \\
&+ \frac{1}{2}\left(\partial^\mu\varphi_2'\right)\left(\partial_\mu\varphi_2'\right) - \frac{\lambda}{3!}\phi_0\left(\varphi_1'^2 + \varphi_2'^2\right)\varphi_1' - \frac{\lambda}{4!}\left(\varphi_1'^2 + \varphi_2'^2\right)^2 + \ldots
\end{aligned}
$$

- Para eliminar o grau de liberdade espúrio, substitui-se $\left\{ \begin{array}{r} \varphi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\rho(x) + a\right] \text{exp}\left[ig\omega(x)/a\right] \\ a_\mu(x) = C_\mu - \frac{1}{a}\partial_\mu\omega(x) \end{array} \right.$

$$
\begin{aligned}
L_H &= -\frac{1}{4}C^{\mu\nu}C_{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_C^2 C^\mu C_\mu \\
&- \frac{1}{2}\left(\partial^\mu\rho\right)\left(\partial_\mu\rho\right) + \frac{1}{2}m_\rho^2\rho^2 - \frac{\lambda}{4!}\rho^4 - \frac{\lambda\phi_0}{3!} + \frac{g^2}{2}C^\mu C_\mu\left(\rho^2 + 2\rho\phi_0\right)
\end{aligned}
$$

- Campo espúrio $\omega(x)$ é eliminado $\rightarrow$ **bóson de Goldstone**;
- Os campos adquirem massa: $C_\mu:\ m_C = g\phi_0 \quad \longrightarrow$ bóson de gauge;
  $\rho:\ m_\rho = \sqrt{-2\mu^2} \quad \longrightarrow$ **bóson de Higgs**.

Teoria Eletrofraca

- **1960**'s: Unificação QED + Interação Fraca $\longrightarrow$ Grupo de simetria SU(2) $\otimes$ U(1);
- O Lagrangiano Eletrofraco é descrito por

$$\begin{aligned} \mathcal{L} \quad &= \quad -\frac{1}{4}\, B_a^{\mu\nu} B^a_{\mu\nu} - \frac{1}{4}\, F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} - \mu^2 \varphi^\dagger \varphi - \frac{\lambda}{3!} \left(\varphi^\dagger \varphi\right)^2 + (D_\mu \varphi)^\dagger \, (D^\mu \varphi) \\ &+ \quad \sum_\ell \left[\bar{L}_\ell \,(i\gamma^\mu D_\mu)\, L_\ell + \bar{R}_\ell \,(i\gamma^\mu D_\mu)\, R_\ell - G_\ell \left(\bar{L}_\ell \,\varphi\, R_\ell + \bar{R}_\ell \,\varphi^\dagger\, L_\ell \right) \right] \end{aligned}$$

onde $B_a^{\mu\nu} = \partial^\mu \phi_a^\nu - \partial^\nu \phi_a^\mu - g\varepsilon_{abc}\phi_b^\mu \phi_c^\nu$, com $a = 1, 2, 3$.

- O mecanismo de Higgs permite obter a massa dos campos físicos

$$m_{(e)} \sim \phi_0\, G_{(e)}, \quad m_{(\mu)} \sim \phi_0\, G_{(\mu)}, \quad m_{(\tau)} \sim \phi_0\, G_{(\tau)}$$

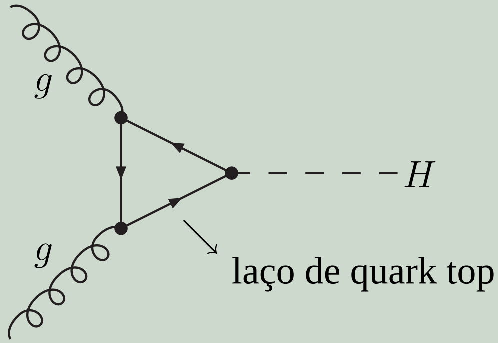
$$m_{(Z)},\, m_{(W\pm)} \sim 80 \text{ GeV}$$

$$\boxed{M_H = \sqrt{-2\mu^2}}$$

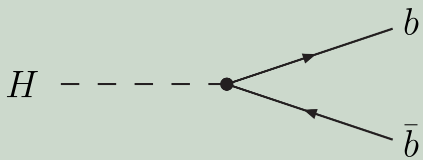
Fenomenologia

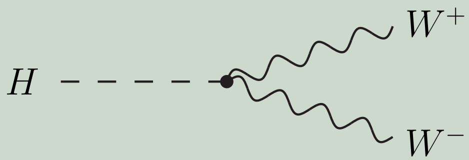
- **1983**: CERN - Fermilab $\longrightarrow$ $m_{(W^\pm)} = 80.5 \pm 0.5$ GeV, $m_{(Z)} = 95.6 \pm 1.4$ GeV
- Passo final: detectar o **bóson de Higgs**!
- Vértice dominante: fusão de glúons $gg \to H$

  $$M_H \lesssim 200 \text{ GeV}$$



- Detecção do estado final:
  - Decaimento em par $b\bar{b}$: $M_H \lesssim 200$ GeV
  - Decaimento em par W^+W^-: $M_H \gtrsim 200$ GeV





- Aplicação em colisões próton-próton: **processos difrativos**.

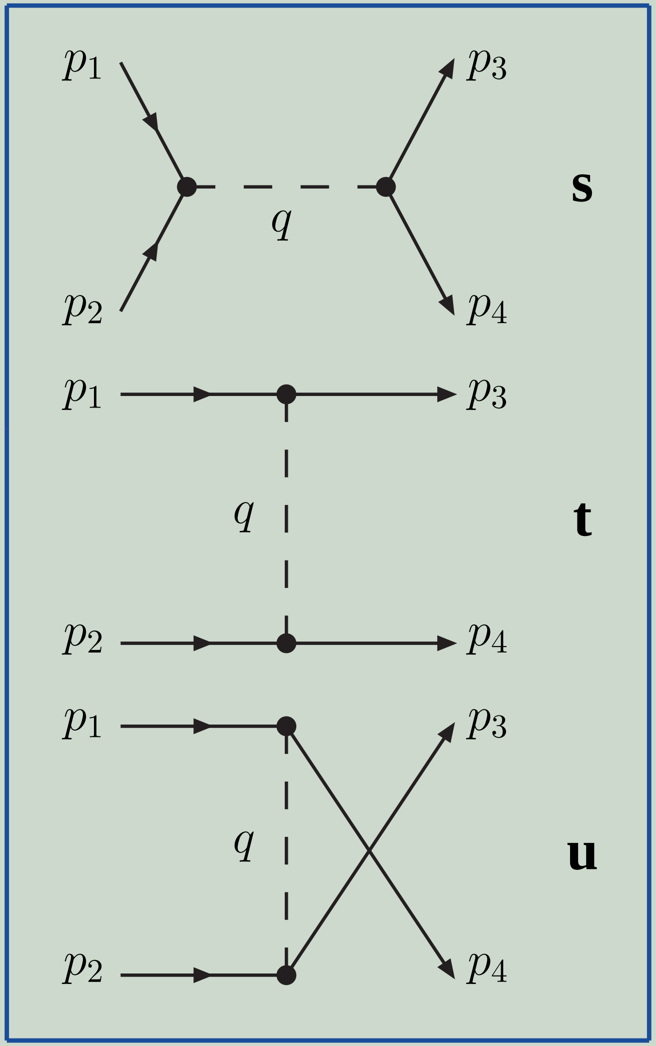
Variáveis Cinemáticas

- Um ponto importante é definir as variáveis cinemáticas utilizadas:
  - Variáveis de Mandelstam:

$$\begin{aligned} s &= (p_1 + p_2)^2 \equiv E^2 \\ t &= (p_1 - p_3)^2 \equiv q^2 \\ u &= (p_1 - p_4)^2 \end{aligned}$$

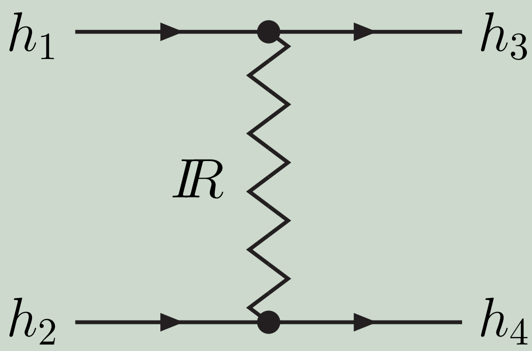
$$s + t + u = m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 + m_4^2$$

  - Parâmetro de impacto $\vec{b}$: distância entre as partículas;
  - Fóton virtual: **virtualidade** $Q^2 = -q^2$;
  - Variável de Bjorken: $x_{Bj} \equiv x = Q^2/2p^\mu q_\mu$;
  - Rapidez: $y = \ell n \left(\frac{E+p_z}{E-p_z} \right)$



Teoria de Regge

- Primeira teoria fenomenológica para descrever os processos hadrônicos em altas energias;
    - Teoria precedente à Cromodinâmica Quântica (1950);



- Esta teoria prevê a troca de uma família de ressonâncias no canal t;
- Como resultado, obtém-se para a troca de uma partícula reggeizada

$$A(s,t) \sim \frac{s^{\alpha(t)}}{\text{sen}\,[\pi\alpha(t)]} \qquad \rightarrow \qquad \sigma_{total} \sim s^{\alpha(0)-1}$$

- 1960: a seção de choque hadrônica tem comportamento constante para $s \rightarrow \infty$;
    - Atualmente: pequeno crescimento para $\sqrt{s} \sim 2$ TeV.
- Postulou-se que a partícula trocada possuia uma intersecção $\alpha(0) \approx 1 \quad \Rightarrow$ Pomeron
    - Dados mais atuais revelam que $\alpha(0) \approx 1.08$.
- A Teoria de Regge descreve o Pomeron contendo os **números quânticos do vácuo**.

Cromodinâmica Quântica

- Teoria de gauge não-Abeliana que descreve a interação entre **quarks** e **glúons**;
- Descrita pelo grupo de simetrias SU(3) tendo **cor** como número quântico fundamental

Álgebra de Lie: $\left[T^a, T^b\right] = i f^{abc} T^c$

- Nesta teoria as transformações de gauge são consideradas locais;
- O Lagrangiano que descreve estas interações é expresso como

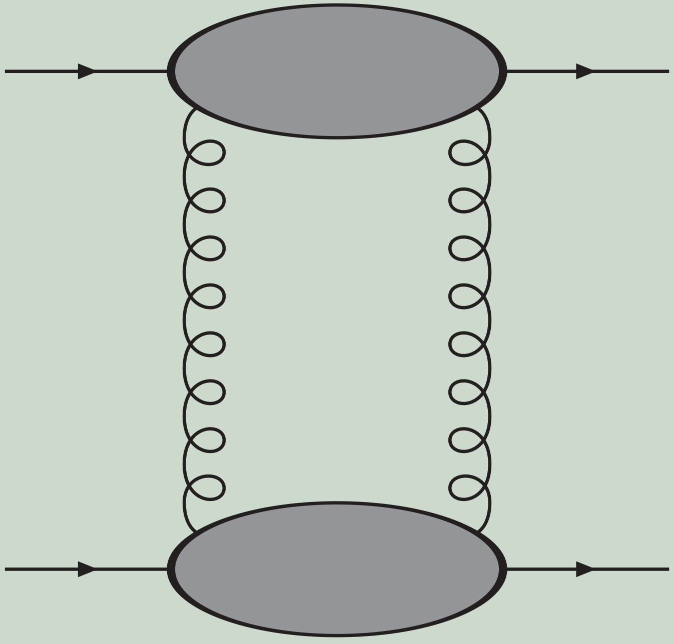
$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4} G^a_{\mu\nu} G^{\mu\nu}_a - \bar{\psi}\left(i\gamma^\mu D_\mu - m\right)\psi + \mathcal{L}_{FG} + \mathcal{L}_f$$

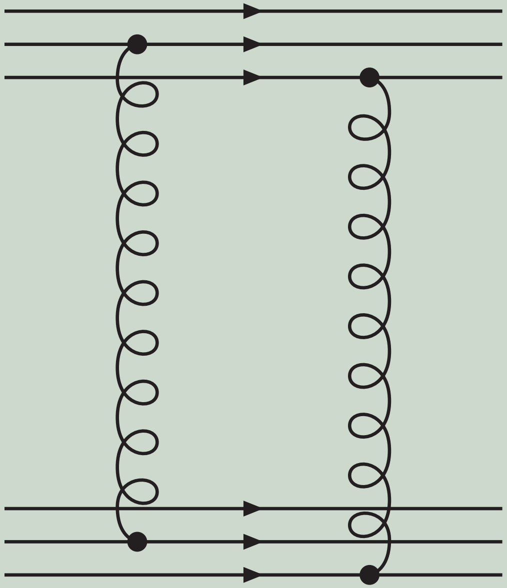
sendo $G^a_{\mu\nu} = \partial_\mu G^a_\nu - \partial_\nu G^a_\mu - g f_{abc} G^b_\mu G^c_\nu$ e $D_\mu = \partial_\mu - igT_a G^a_\mu$.

- Certos aspectos físicos peculiares são previstos por esta teoria:
  - **Confinamento**: quarks e glúons estão confinados no interior dos hádrons;
  - **Liberdade Assintótica**: em altas energias, quarks e glúons interagem fracamente.

O Pomeron na QCD

- As interações hadrônicas podem ser expressas pelos graus de liberdade da QCD;
- A descrição do Pomeron pode ser feita pela troca de dois glúons no canal t;
  - Tendo os números quânticos do vácuo, este é o número **mínimo** necessário;



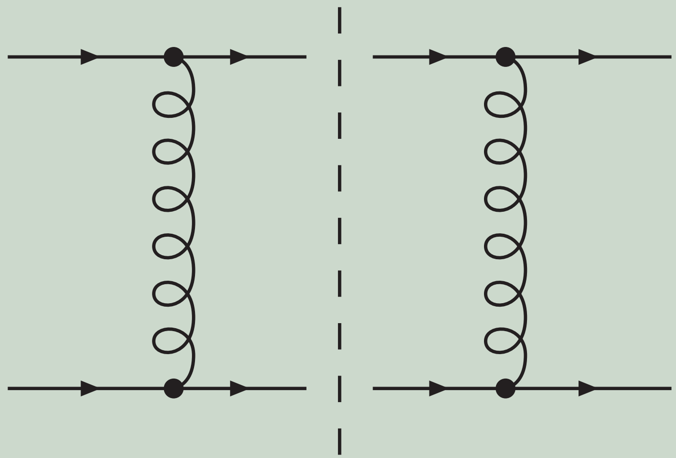


Espalhamento na aproximação $\ell n \, s$

- Estuda-se a troca de glúons no espalhamento quark-quark;
- Os processos que contribuem são:
  - Troca por um laço;
  - Correções radiativas;

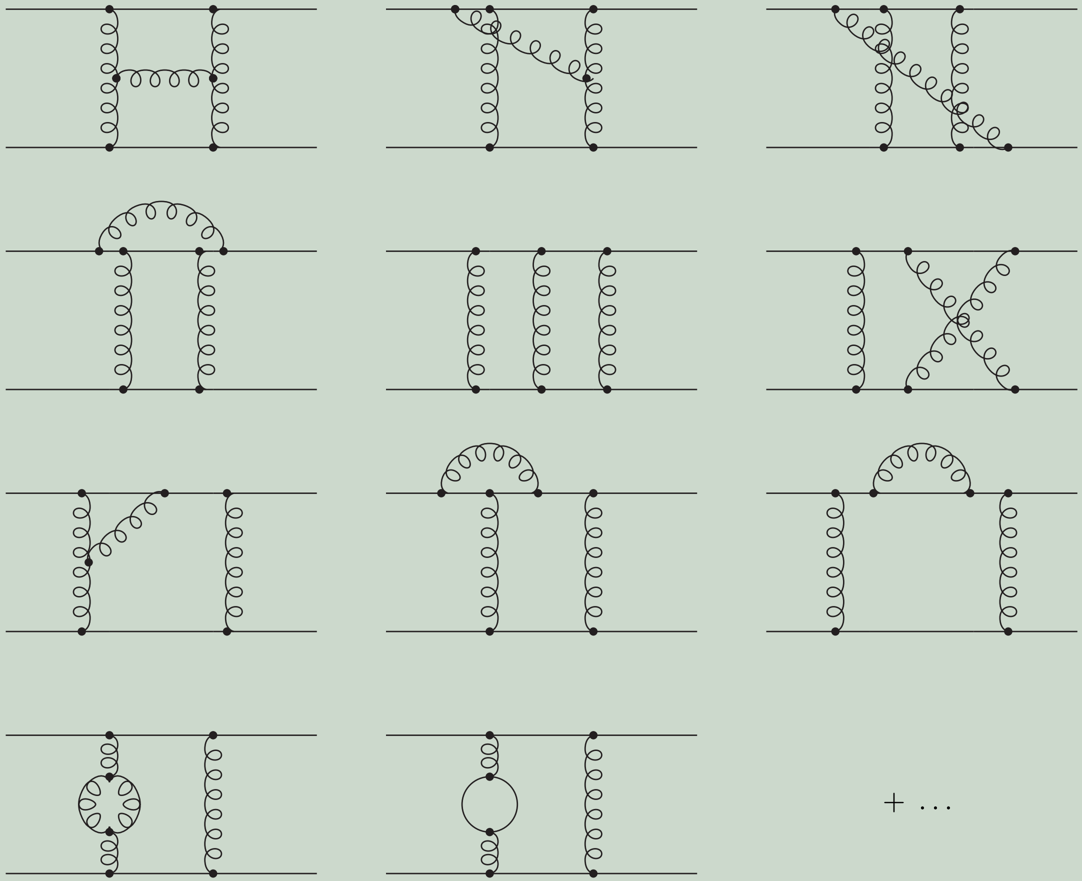
Espalhamento na aproximação $\ell n\, s$

- Estuda-se a troca de glúons no espalhamento quark-quark;
- Os processos que contribuem são:
  - **Troca por um laço**;
  - Correções radiativas;



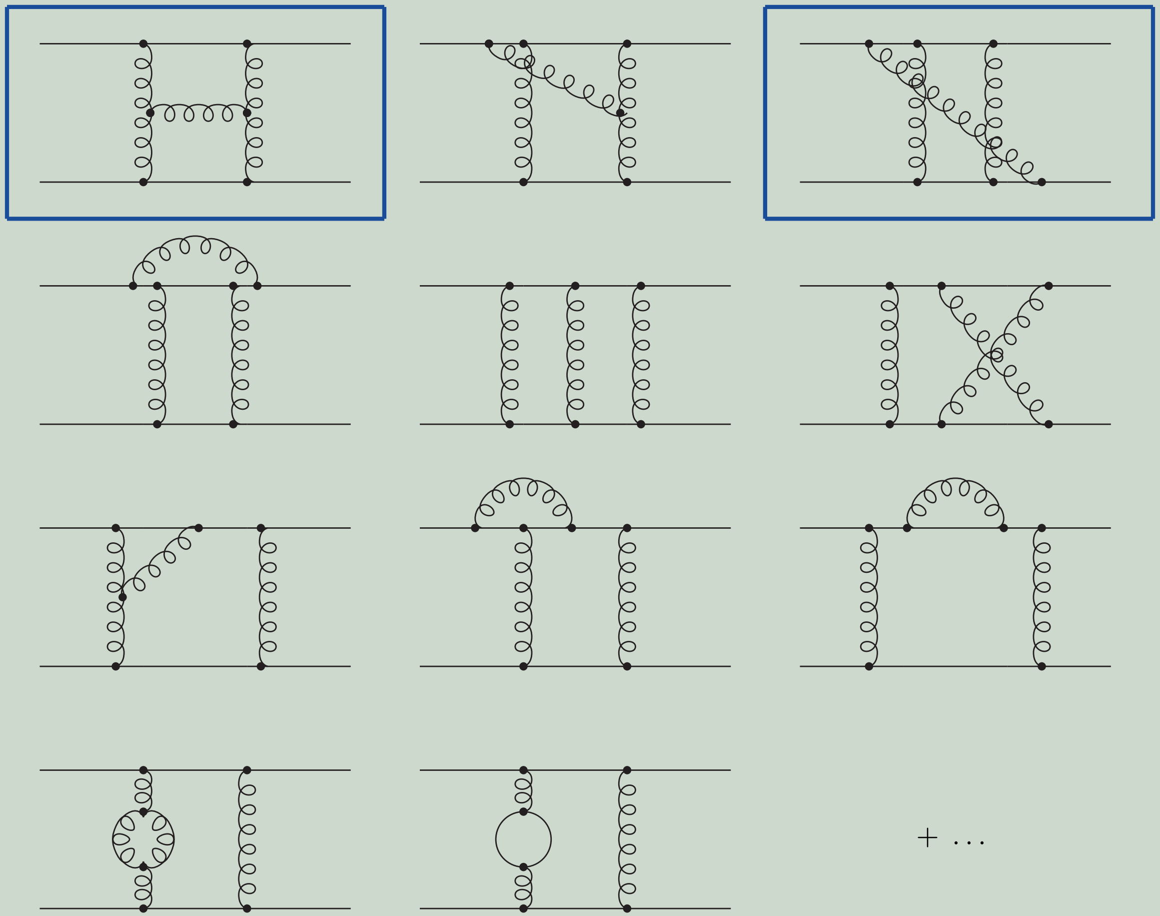
Espalhamento na aproximação $\ell n\, s$

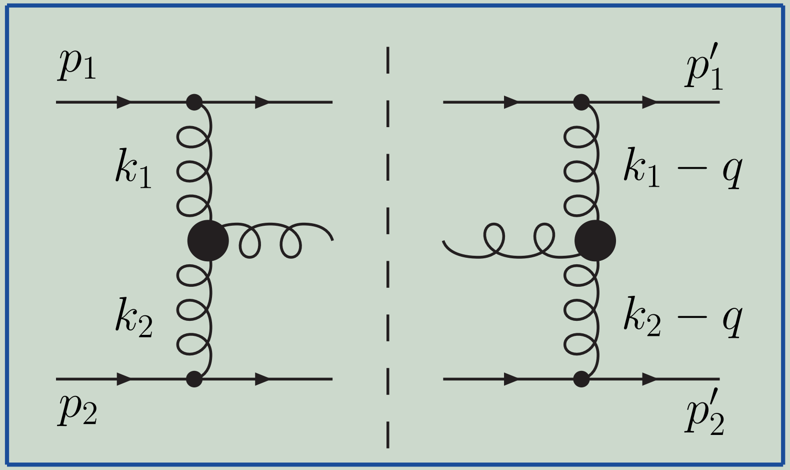
- Estuda-se a troca de glúons no espalhamento quark-quark;
- Os processos que contribuem são:
  - Troca por um laço;
  - **Correções radiativas**;
    - Emissão de glúons reais;
    - Emissão de glúons virtuais.



Espalhamento na aproximação $\ell n\ s$

- Estuda-se a troca de glúons no espalhamento quark-quark;
- Os processos que contribuem são:
  - Troca por um laço;
  - **Correções radiativas**;
    - **Emissão de glúons reais**;
    - Emissão de glúons virtuais.

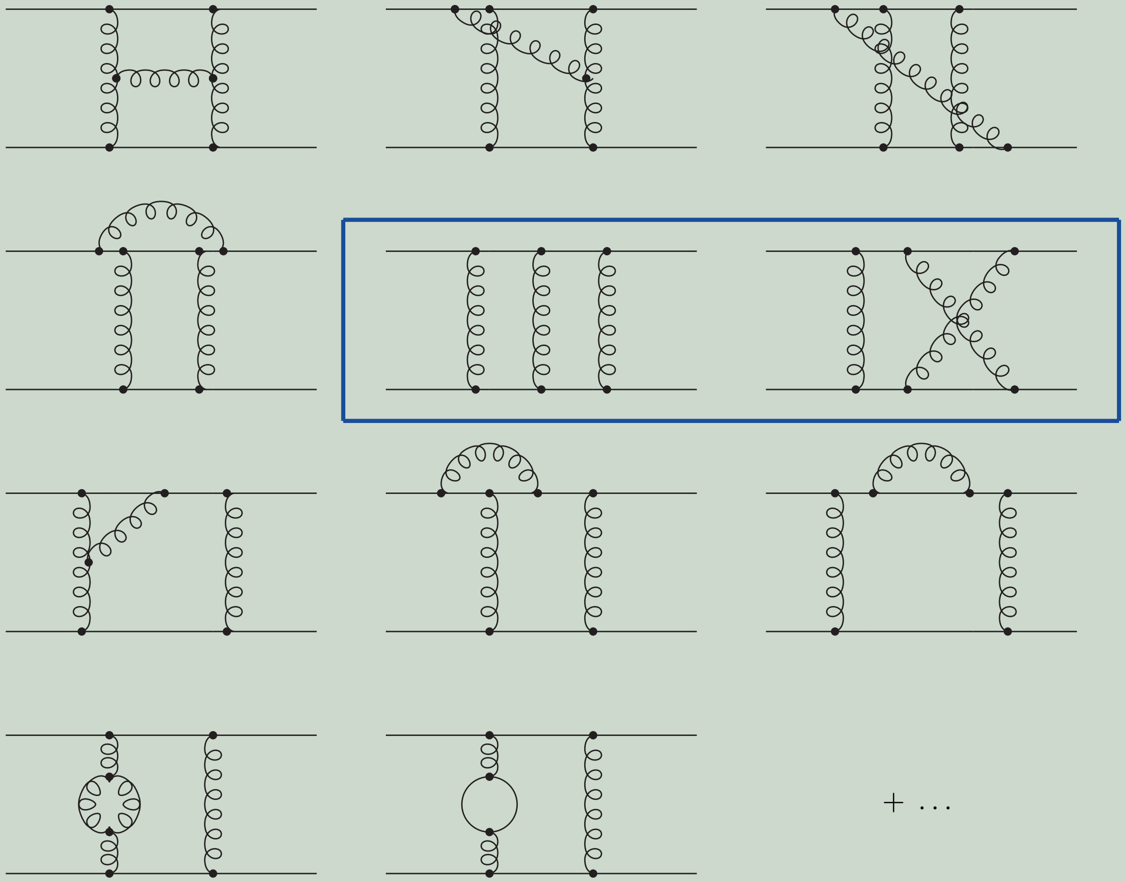




Vértices Efetivos de Lipatov

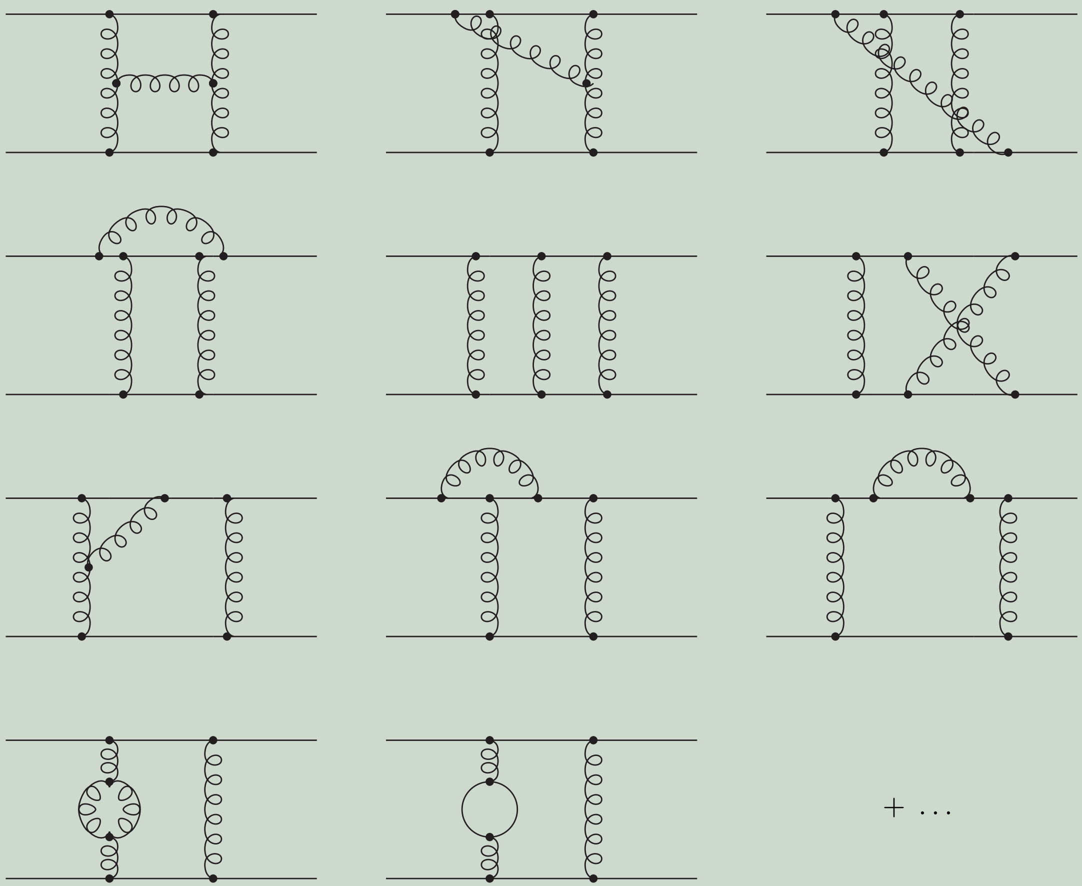
Espalhamento na aproximação $\ell n\, s$

- Estuda-se a troca de glúons no espalhamento quark-quark;
- Os processos que contribuem são:
  - Troca por um laço;
  - **Correções radiativas**;
    - Emissão de glúons reais;
    - **Emissão de glúons virtuais**.



Espalhamento na aproximação $\ell n\ s$

- Estuda-se a troca de glúons no espalhamento quark-quark;
- Os processos que contribuem são:
  - Troca por um laço;
  - Correções radiativas;
    - Emissão de glúons reais;
    - Emissão de glúons virtuais.



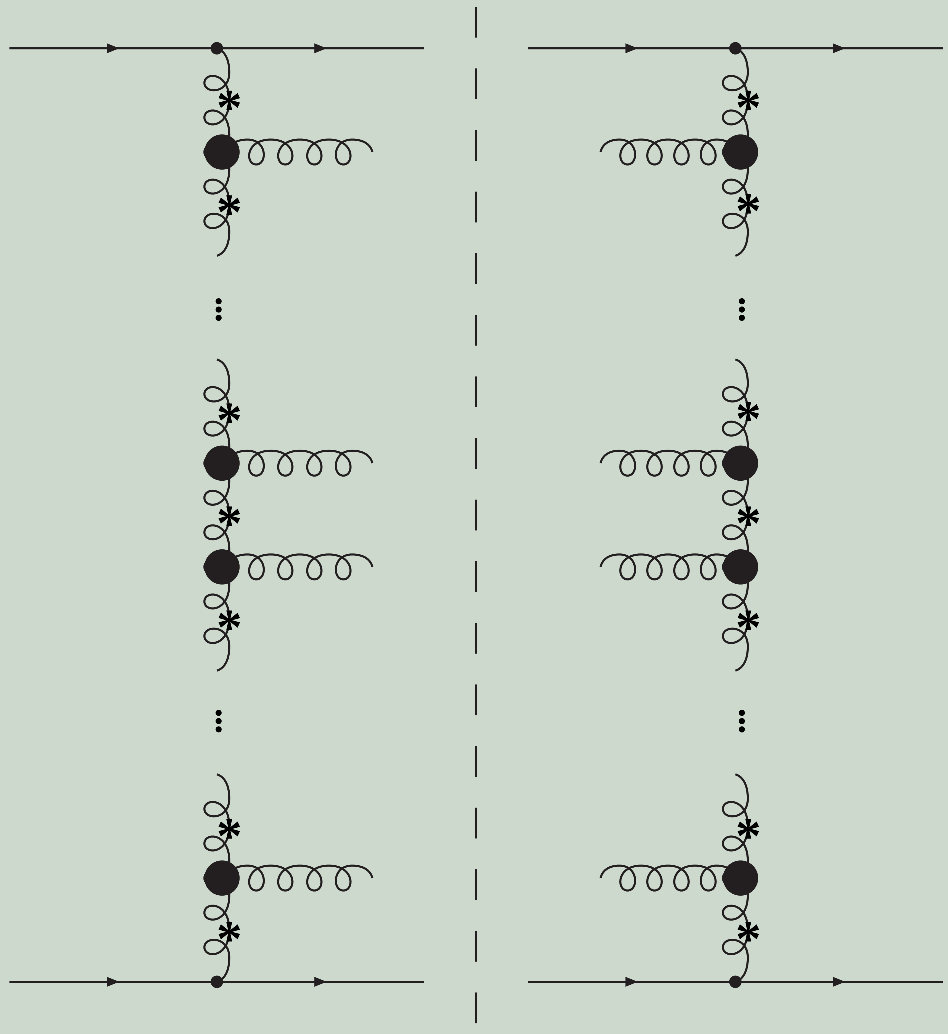
- Demais diagramas **não** contribuem $\longrightarrow$ subdominantes em $\ell n\ s$:
  - Correção de vértice;
  - Auto-energia;
  - Polarização do vácuo.

Escada de glúons BFKL

- Estendendo a todas as ordens em teoria de perturbação: **escada de glúons**.
  - Glúons reggeizados:

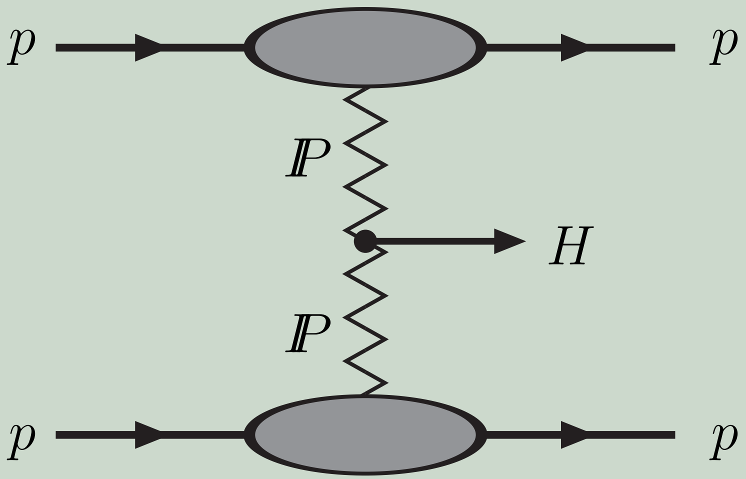
$$D_{\mu\nu}(s_i, k_i^2) = -\,i\,\frac{g_{\mu\nu}}{k_i^2}\left(\frac{s}{\vec{k}^2}\right)^{\alpha_g(t)-1}$$

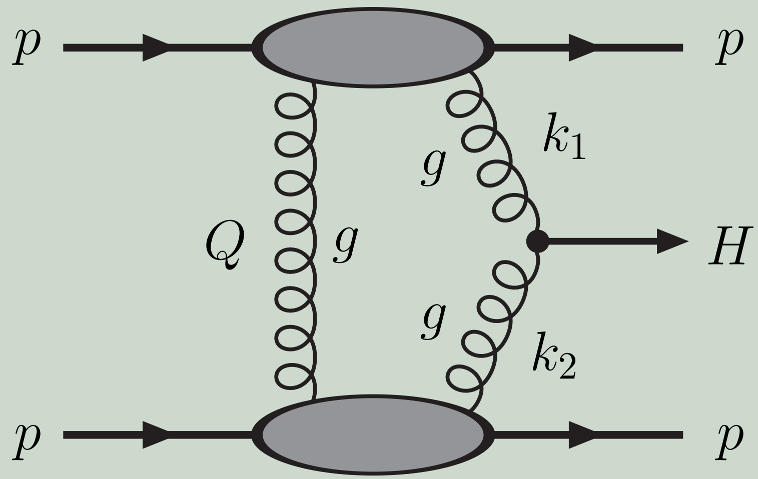
- Fenomenologia em **processos difrativos**:
  - Troca de números quânticos do vácuo
    $\longrightarrow$ **Pomeron**;
  - QCD: escada de glúons;
  - Lacuna de rapidez;
  - Produção central:
    $\longrightarrow$ **Troca Dupla de Pomerons**.



Modelo KMR

- Estuda a produção central do bóson de Higgs em colisões pp pelo subprocesso $I\!P I\!P \to H$;
- **Processos difrativos**: produção central pelo vértice de fusão $gg \to H$;
  - Escolha conveniente devido ao caráter dominante deste processo para massas intermediárias;
  - **Ordem dominante** $\to$ troca de dois glúons no canal t;





Amplitude de espalhamento

- O vértice de produção do bóson de Higgs pela fusão de glúons é dado por

$$V_{\mu\nu}^{ab} \approx \frac{2}{3}\frac{M_H^2 \alpha_s}{4\pi v}\,\delta^{ab}\left(g_{\mu\nu} - \frac{k_{2\mu}k_{1\nu}}{k_1\cdot k_2}\right)$$

- A amplitude para o processo partônico $qq \longrightarrow q + H + q$ pode ser calculada, resultando em

$$\mathcal{M} = A\pi^3 \int d\vec{Q}^2\, \frac{\vec{k}_1\cdot\vec{k}_2}{\vec{Q}^2\,\vec{k}_1^2\,\vec{k}_2^2} \approx A\pi^3 \int \frac{d\vec{Q}^2}{\vec{Q}^4}$$

onde $A = (\sqrt{2}\,G_F)^{\frac{1}{2}}\,\alpha_s(M_H^2)/3\pi$, com $G_F = 1.166\times 10^{-5}$ GeV^{-2}.

- A aproximação utilizada seleciona os processos de espalhamento dos quarks em pequenos ângulos

$$Q = -k_1 = k_2$$

  - **Conseqüência**: acesso ao decaimento $H \longrightarrow b\bar{b}$ em ordem dominante.

Distribuição de glúons

- Tomando o caso mais realista, substitui-se os quarks por prótons através da identificação

$$\frac{\alpha_s\, C_F}{\pi} \quad \longrightarrow \quad f_g(x,\vec{Q}^2) = K\left(\frac{\partial[xg(x,\vec{Q}^2)]}{\partial \ell n\, \vec{Q}^2}\right)$$

$\rightarrow$ Acoplamento próton-Pomeron: $K = 1.2\, \exp\left(-b\vec{p}/2\right)$, com $b = 5.5$ GeV^{-2};

- A amplitude pode ser reescrita como

$$\mathcal{M} = A\pi^3 K^2 \int \frac{d\vec{Q}^2}{\vec{Q}^4}\; f_g(x_1,\vec{Q}^2)\; f_g(x_2,\vec{Q}^2)$$

- Como observável de interesse, a seção de choque do processo é dada por

$$\frac{d\sigma}{dy_H} \approx \frac{1}{256\pi b^2}\, \frac{\alpha_s\, G_F\, \sqrt{2}}{9}\left[\int \frac{d^2\vec{Q}}{\vec{Q}^4}\, f_g(x_1,\vec{Q}^2)\, f_g(x_2,\vec{Q}^2)\right]^2$$

Supressão

- Supressão da radiação de glúons: **fatores de forma de Sudakov**

$$S(\vec{Q}^2, M_H^2) = \int_{\vec{Q}^2}^{M_H^2/4} \frac{C_A \alpha_s(\vec{p}^2)}{\pi} \frac{d\vec{p}^2}{\vec{p}^2} \int_{\vec{p}}^{M_H/2} \frac{dE}{E} = \frac{3\alpha_s}{4\pi} \, \ell n^2 \left(\frac{M_H^2}{4\vec{Q}^2} \right)$$

- Reavaliando os fatores de forma de Sudakov: **emissão de quarks**

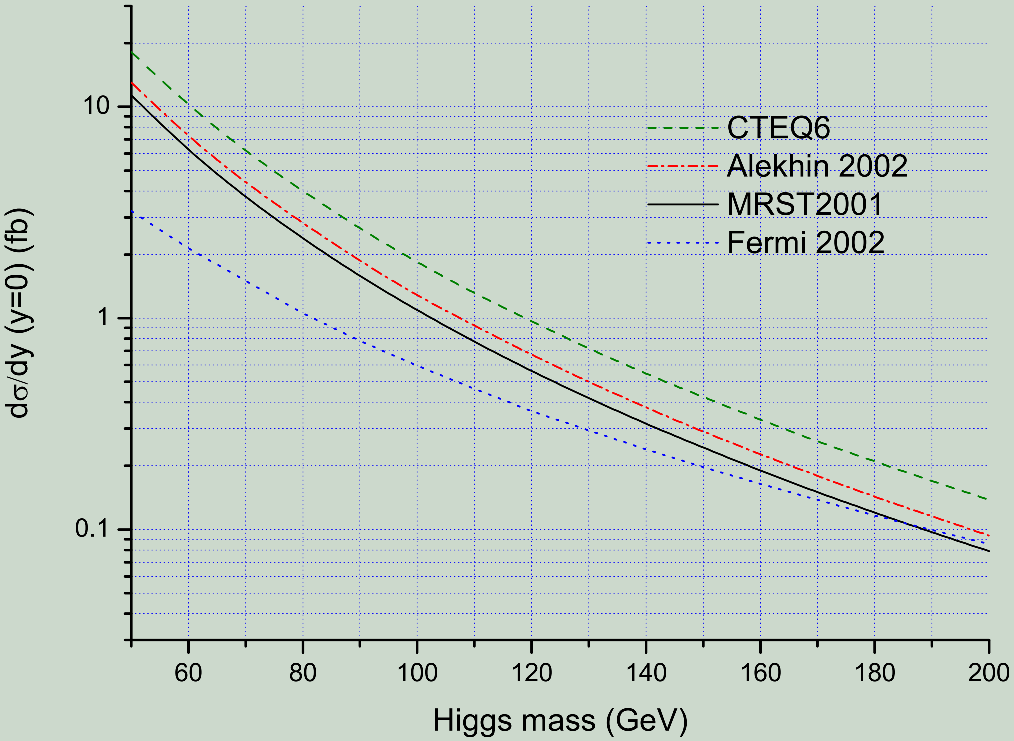
$$S(\vec{Q}^2, M_H^2) = \int_{\vec{Q}^2}^{\mu^2} \frac{\alpha_s(\vec{p}^2)}{4\pi} \frac{d\vec{p}^2}{\vec{p}^2} \int_0^{1-2\vec{p}/M_H} \left[zP_{gg}(z) + \sum_q P_{qg} \right] dz$$

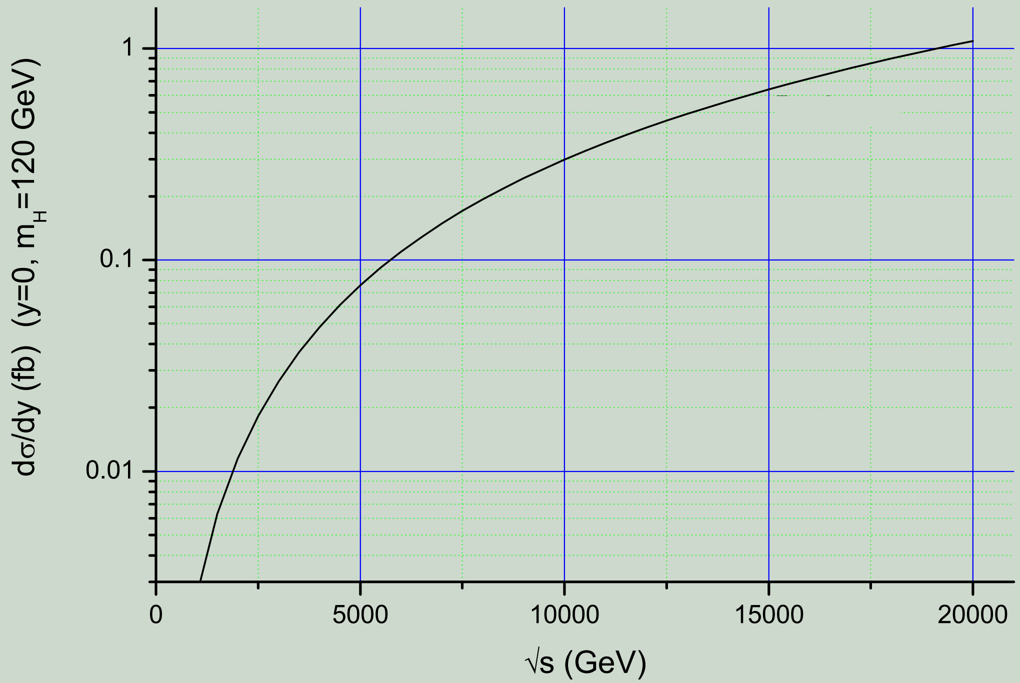
- A probabilidade de **múltiplas** emissões é dada por e^{-S};
- A função distribuição é reescrita para a emissão de quarks como

glúons: $e^{-S} \rightarrow \mathcal{M}$ **quarks**: $\tilde{f}_g(x_i, \vec{Q}^2) = \frac{\partial}{\partial \ell n \, \vec{Q}^2} \left[e^{-S/2} \, x_i g(x_i, \vec{Q}^2) \right]$

- **Resultado**: incremento de um fator de ~ 30 em relação ao resultado anterior.

Seção de choque





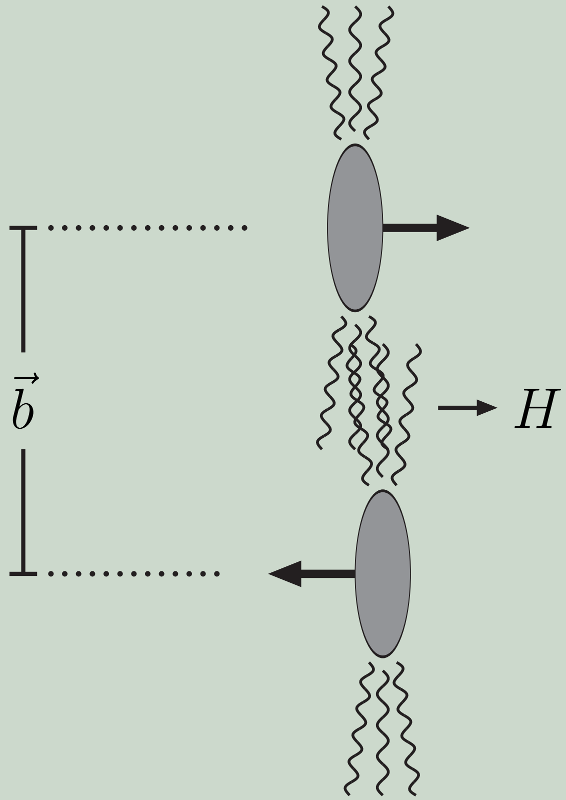
Forshaw (2005)

Probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez:

3% (5%) em LHC (Tevatron)

Colisões Periferais

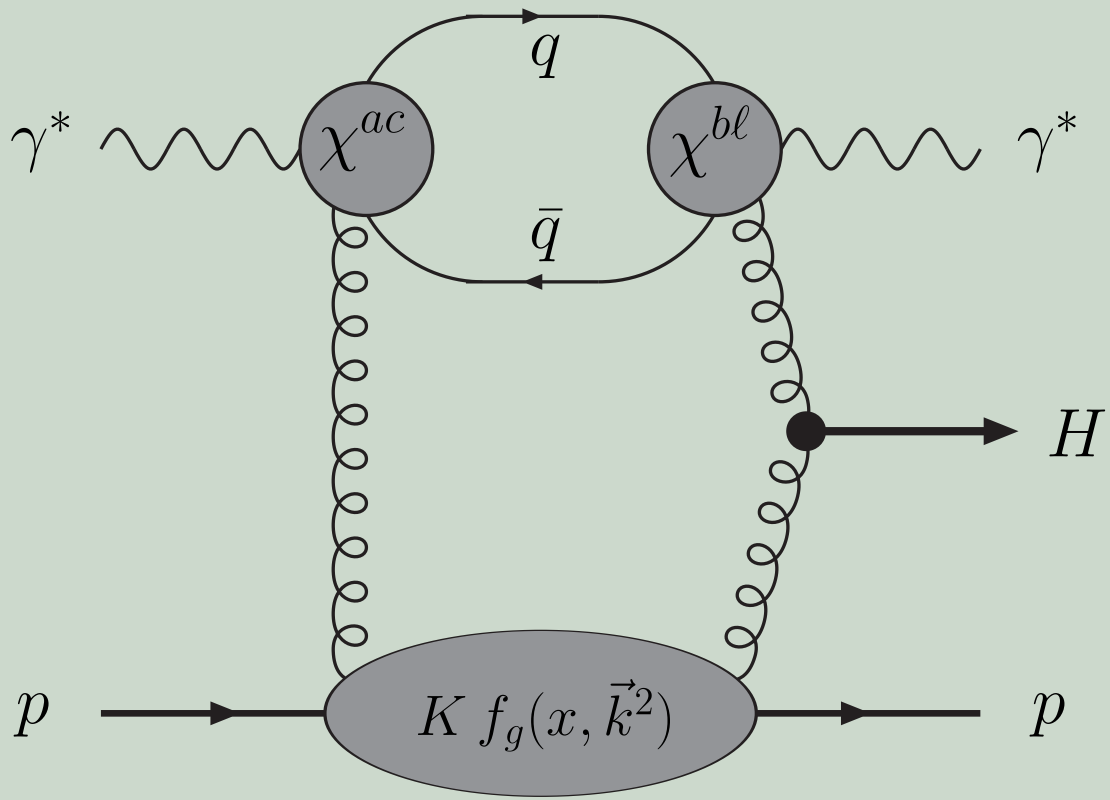
- Colisões entre prótons com parâmetro de impacto $b > 2R$;



- A interação entre os hádrons em colisão **não** ocorre pela Força Forte:
  - O **Campo de fótons reais** interage durante a colisão $\rightarrow$ produção do bóson de Higgs!

Fotoprodução difrativa

- A fotoprodução exclusiva propõe a interação entre prótons através do subprocesso γp;

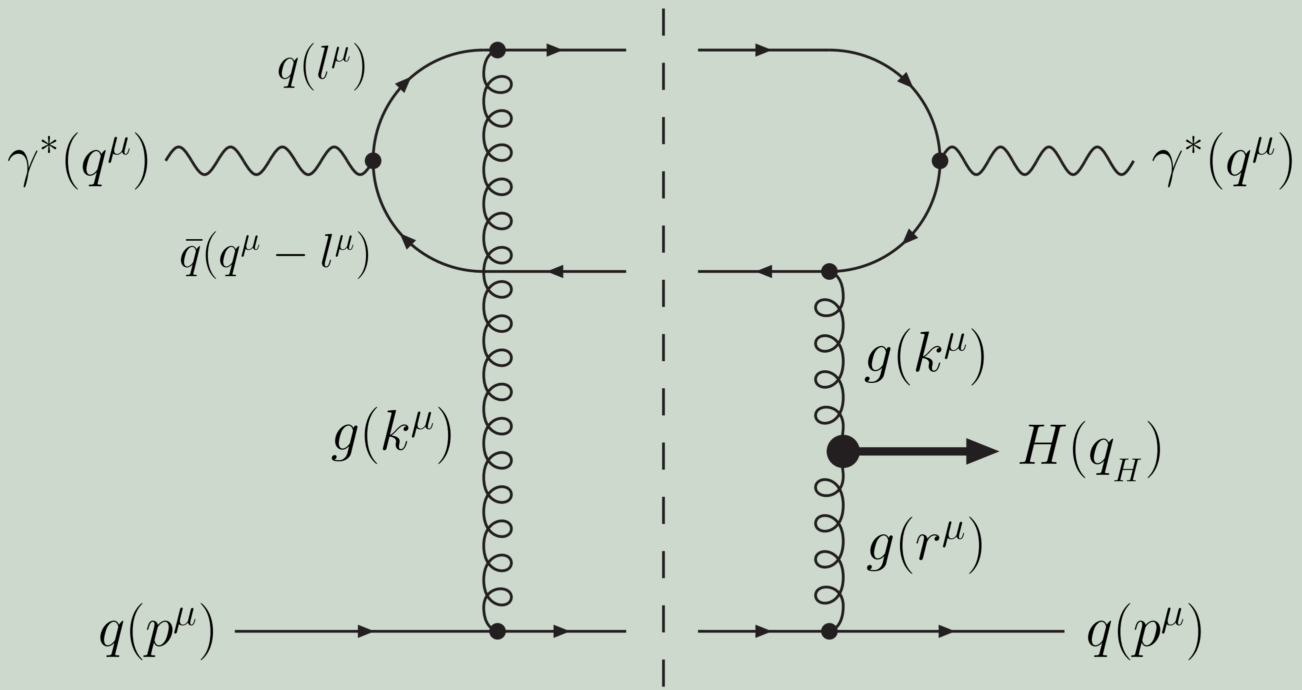


- Os aspectos fenomenológicos aplicados pelo Modelo KMR são empregados à fotoprodução difrativa.

Amplitude de espalhamento

- O cálculo da amplitude do processo partônico é efetuado pelas Regras de Cutkosky

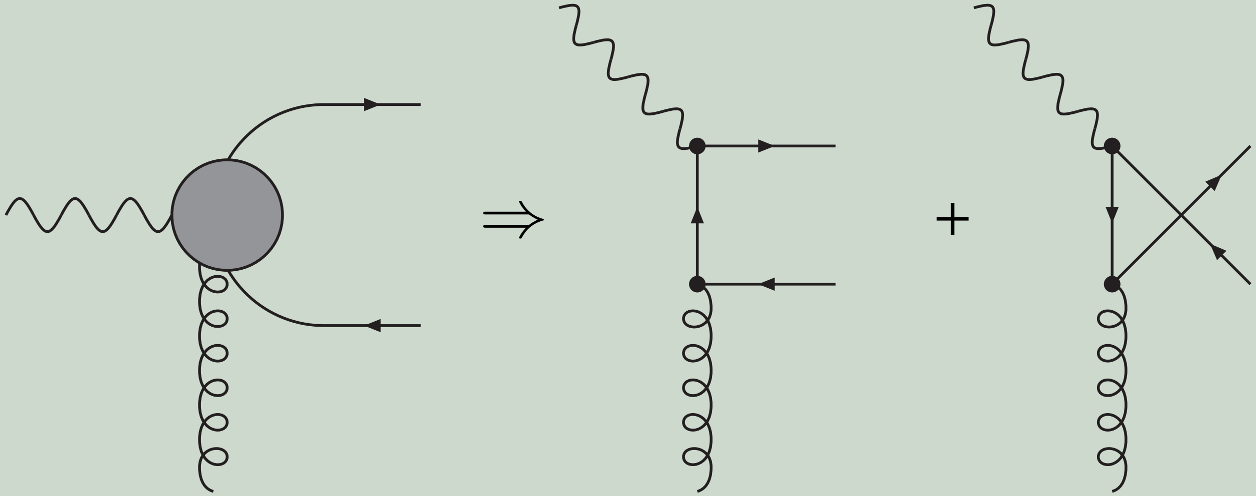
$$\mathrm{Im}\, A = \frac{1}{2}\int d(PS)_3\, \mathcal{A}_E\, \mathcal{A}_D$$



- O laço do desdobramento do fóton inclui o acoplamento com os glúons → **fator de impacto** ($t = 0$).

Vértice efetivo

- O acoplamento contribui para a amplitude para cada uma das linhas fermiônicas



- Somando as contribuições, cada lado do laço contribui com um vértice efetivo

$$\chi^{ac} = i g_s e e_q (t^A)_{\mathcal{AB}} \left\{ (\gamma^a)_{\alpha\omega} \left[\frac{(\not{l}_1 - \not{q})_{\omega\theta}}{(l_1 - q)^2} \right] (\gamma^c)_{\theta\beta} + (\gamma^c)_{\beta\theta} \left[\frac{(\not{l}_1 - \not{k})_{\theta\omega}}{(l_1 - k)^2} \right] (\gamma^a)_{\omega\alpha} \right\}$$

$$\chi^{bl} = i g_s e e_q (t^F)_{\mathcal{BA}} \left\{ (\gamma^\ell)_{\lambda\phi} \left[\frac{(\not{k} - \not{l}_2)_{\phi\eta}}{(k - l_2)^2} \right] (\gamma^b)_{\eta\epsilon} + (\gamma^b)_{\epsilon\eta} \left[\frac{(\not{q} - \not{l}_2)_{\eta\phi}}{(q - l_2)^2} \right] (\gamma^\ell)_{\phi\lambda} \right\}$$

Amplitudes

- Calculando as amplitudes de cada lado do corte, o produto é dado por

$$
\begin{aligned}
\mathcal{A}_E \mathcal{A}_D &= (4\pi)^3 \, \alpha_s^2 \, \alpha \sum_q e_q^2 \left(\frac{\epsilon_a \epsilon_b^*}{k^4 r^2} \right) V_{h\ell}^{CA} \, \frac{1}{N_c} \, \left[(t^C)_{\mathcal{PN}} (t^A)_{\mathcal{NM}} \right] \\
&\times \quad 2 \left\{ \frac{1}{l^4} \, \mathrm{Tr} \left[(\not{q} - \not{l}) \gamma^a \, \not{l} \gamma^c (\not{k} + \not{l}) \gamma^\ell \, \not{l} \gamma^b \right] \right. \\
&+ \quad \left. \frac{1}{l^2 (k + l + q)^2} \, \mathrm{Tr} \left[(\not{q} - \not{l}) \gamma^c (\not{k} + \not{l} - \not{q}) \gamma^a (\not{k} + \not{l}) \gamma^\ell \, \not{l} \gamma^b \right] \right\} 4 p_c p^h
\end{aligned}
$$

onde o vértice qqg é considerado na **aproximação eikonal**.

- Considerando o espaço de fase de três corpos

$$
\int d(PS)_3 = \frac{1}{(2\pi)^5} \int d^4 l \, d^4 k \, \delta([q - l]^2) \, \delta([l + k]^2) \, \delta([p - k]^2)
$$

Decomposição de Sudakov

- O tratamento dos quadrimomenta é efetuado pela decomposição de Sudakov

$$
\begin{aligned}
l^\mu &= \alpha_l q'^\mu + \beta_l p^\mu + l_\perp^\mu \\
k^\mu &= \alpha_k q'^\mu + \beta_k p^\mu + k_\perp^\mu \\
r^\mu &= \alpha_r q'^\mu + \beta_r p^\mu + r_\perp^\mu
\end{aligned}
$$

onde os momenta obedecem

$$
q'^\mu = q^\mu + x p^\mu \qquad q'^2,\, p^2 = 0
$$

- O espaço de fase de três corpos se reduz a

$$
\begin{aligned}
\int d(PS)_3 &= \int d\alpha_l\, d\alpha_k\, d\beta_l\, d\beta_k\, d^2\vec{l}\, d^2\vec{k} \\
&\times \delta\left(\beta_l + \frac{Q^2}{s} + \frac{\vec{l}^{\,2}}{s(1-\alpha_l)}\right) \delta\left(\beta_k + \frac{(\vec{l}+\vec{k})^2}{\alpha_l s} + \beta_l\right) \delta(\alpha_k s + \vec{k}^{\,2}).
\end{aligned}
$$

Parte imaginária

- Calculando a parte imaginária da amplitude pelas Regras de Cutkosky resulta em

$$\begin{aligned}\mathrm{Im}A &= \frac{1}{s}\left(\frac{2}{\pi^2}\right)\alpha_s^2\,\alpha\sum_q e_q^2\left(\frac{\epsilon_a\epsilon_b^*}{N_c}\right)\left[(t^A)_{\mathcal{PN}}(t^A)_{\mathcal{NM}}\right] \\ &\times \int d\alpha_l\,\frac{d^2\vec{k}}{\vec{k}^6}\,d^2\vec{l}\left\{\frac{(1-\alpha_l)}{\alpha_l}\frac{T^{ac\ell b}}{(D_1)^2}+\frac{T^{ca\ell b}}{D_1D_2}\right\}V\left[p_cp_\ell-\frac{(k\cdot p)}{\vec{k}^2}p_cr_\ell\right]\end{aligned}$$

onde $D_1=\alpha_l(1-\alpha_l)Q^2+\vec{l}^{\,2}$ e $D_2=\alpha_l(1-\alpha_l)Q^2+(\vec{l}+\vec{k})^2$;

- A integração das deltas de Dirac levam a novos coeficientes para os momenta

$$\begin{aligned}l^\mu &= \alpha_l q'^\mu-\left(Q^2+\frac{\vec{l}^2}{1-\alpha_l}\right)\frac{p^\mu}{s}+l_\perp^\mu \\ k^\mu &= -\frac{\vec{k}^2}{s}q'^\mu+\left(Q^2+\frac{\vec{l}^2}{1-\alpha_l}+\frac{(\vec{l}+\vec{k})^2}{\alpha_l}\right)\frac{p^\mu}{s}+k_\perp^\mu\end{aligned}$$

- Interação pela troca de Pomerons **macios** $\longrightarrow$ despreza-se α_k.

Polarizações

- As últimas quantidades físicas a serem determinadas são as polarizações dos fótons para $t = 0$

$$\begin{aligned}\epsilon_a^L \, \epsilon_b^{L*} &= \frac{4Q^2}{s} \, \frac{p_a p_b}{s} \\ \sum \epsilon_a^T \, \epsilon_b^{T*} &= -g_{ab} + \frac{4Q^2}{s} \, \frac{p_a p_b}{s}\end{aligned}$$

- Se torna possível efetuar a integração em relação à variável $\vec{l}$, resultando em

$$(\mathrm{Im}A)_T = \frac{M_H^2 \alpha_s^3 \alpha}{6\pi v} \sum_q e_q^2 \left(\frac{2C_F}{N_c}\right) \int d\vec{k}^{\,2} \left[\frac{20s}{3\vec{k}^6} - \frac{4Q^2 s}{\vec{k}^6} \int \frac{(-1 + 2\alpha_l + 4\alpha_l^2 - 8\alpha_l^3 + 4\alpha_l^4)\, d\alpha_l \, d\tau}{\vec{k}^2(\tau - \tau^2) + Q^2 \alpha_l (1 - \alpha_l)}\right]$$

$$(\mathrm{Im}A)_L = -\frac{M_H^2 \alpha_s^3 \alpha}{6\pi v} \sum_q e_q^2 \left(\frac{2C_F}{N_c}\right) \int d\vec{k}^{\,2} \left[\frac{8s}{3\vec{k}^6} - \frac{16Q^2 s}{\vec{k}^6} \int \frac{(\alpha_l^2 - 2\alpha_l^3 + 4\alpha_l^4)\, d\alpha_l \, d\tau}{\vec{k}^2(\tau - \tau^2) + Q^2 \alpha_l (1 - \alpha_l)}\right]$$

- Colisões periferais $\rightarrow$ **fóton real**: $Q^2 = 0 \;\longrightarrow\;$ Somente componente **transversal** contribui.

Polarizações

- As últimas quantidades físicas a serem determinadas são as polarizações dos fótons para $t = 0$

$$
\begin{aligned}
\epsilon_a^L \, \epsilon_b^{L*} &= \frac{4Q^2}{s} \, \frac{p_a p_b}{s} \\
\sum \epsilon_a^T \, \epsilon_b^{T*} &= -g_{ab} + \frac{4Q^2}{s} \, \frac{p_a p_b}{s}
\end{aligned}
$$

- Se torna possível efetuar a integração em relação à variável $\vec{l}$, resultando em

$$
(\mathrm{Im}A)_T = \frac{M_H^2 \alpha_s^3 \alpha}{6\pi v} \sum_q e_q^2 \left(\frac{2C_F}{N_c} \right) \int d\vec{k}^{\,2} \left[\frac{20s}{3\vec{k}^6} \right.
$$

$$
(\mathrm{Im}A)_L = -\frac{M_H^2 \alpha_s^3 \alpha}{6\pi v} \sum_q e_q^2 \left(\frac{2C_F}{N_c} \right) \int d\vec{k}^{\,2} \left[\frac{8s}{3\vec{k}^6} \right.
$$

- Colisões periferais $\rightarrow$ **fóton real**: $Q^2 = 0 \;\longrightarrow\;$ Somente componente **transversal** contribui.

Polarizações

- As últimas quantidades físicas a serem determinadas são as polarizações dos fótons para $t = 0$

$$\begin{aligned} \epsilon_a^L \, \epsilon_b^{L*} &= \frac{4Q^2}{s} \, \frac{p_a p_b}{s} \\ \sum \epsilon_a^T \, \epsilon_b^{T*} &= -g_{ab} + \frac{4Q^2}{s} \, \frac{p_a p_b}{s} \end{aligned}$$

- Se torna possível efetuar a integração em relação à variável $\vec{l}$, resultando em

$$(\mathrm{Im}A)_T = \frac{M_H^2 \alpha_s^3 \alpha}{6\pi v} \sum_q e_q^2 \left(\frac{2C_F}{N_c}\right) \int d\vec{k}^{\,2} \left[\frac{20s}{3\vec{k}^6} \right.$$

$$\cancel{(\mathrm{Im}A)_L = \frac{M_H^2 \alpha_s^3 \alpha}{6\pi v} \sum_q e_q^2 \left(\frac{2C_F}{N_c}\right) \int d\vec{k}^{\,2} \left[\frac{8s}{3\vec{k}^6} \right.}$$

- Colisões periferais $\rightarrow$ **fóton real**: $Q^2 = 0 \;\longrightarrow\;$ Somente componente **transversal** contribui.

Seção de choque para $y_H = 0$

- Desprezando a integração em relação à α_l tem-se

$$(\mathrm{Im}A)_T = \frac{10}{9}\,\frac{M_H^2\alpha_s^3\alpha s}{\pi v}\sum_q e_q^2\left(\frac{2C_F}{N_c}\right)\int\frac{d\vec{k}^2}{\vec{k}^6}$$

- Para rapidez central a seção de choque pode ser expressa como

$$\left.\frac{d\sigma}{dy_H\,d\vec{p}_H^{\,2}}\right|_{y_H=0} = \frac{25}{2^3\,81}\left(\frac{M_H^2}{N_c v}\right)^2\frac{\alpha_s^4\,\alpha^2}{\pi^3}\left(\sum_q e_q^2\right)^2\left[\frac{\alpha_s\,C_F}{\pi}\int\frac{d\vec{k}^2}{\vec{k}^6}\right]^2$$

Seção de choque para $y_H = 0$

- Desprezando a integração em relação à α_l tem-se

$$(\mathrm{Im}A)_T = \frac{10}{9}\frac{M_H^2\alpha_s^3\alpha s}{\pi v}\sum_q e_q^2\left(\frac{2C_F}{N_c}\right)\int\frac{d\vec{k}^2}{\vec{k}^6}$$

- Para rapidez central a seção de choque pode ser expressa como

$$\left.\frac{d\sigma}{dy_H\, d\vec{p}_H^{\,2}}\right|_{y_H=0} = \frac{25}{2^3\, 81}\left(\frac{M_H^2}{N_c v}\right)^2\frac{\alpha_s^4\,\alpha^2}{\pi^3}\left(\sum_q e_q^2\right)^2\left[\frac{\alpha_s\, C_F}{\pi}\int\frac{d\vec{k}^2}{\vec{k}^6}\right]^2$$

quark

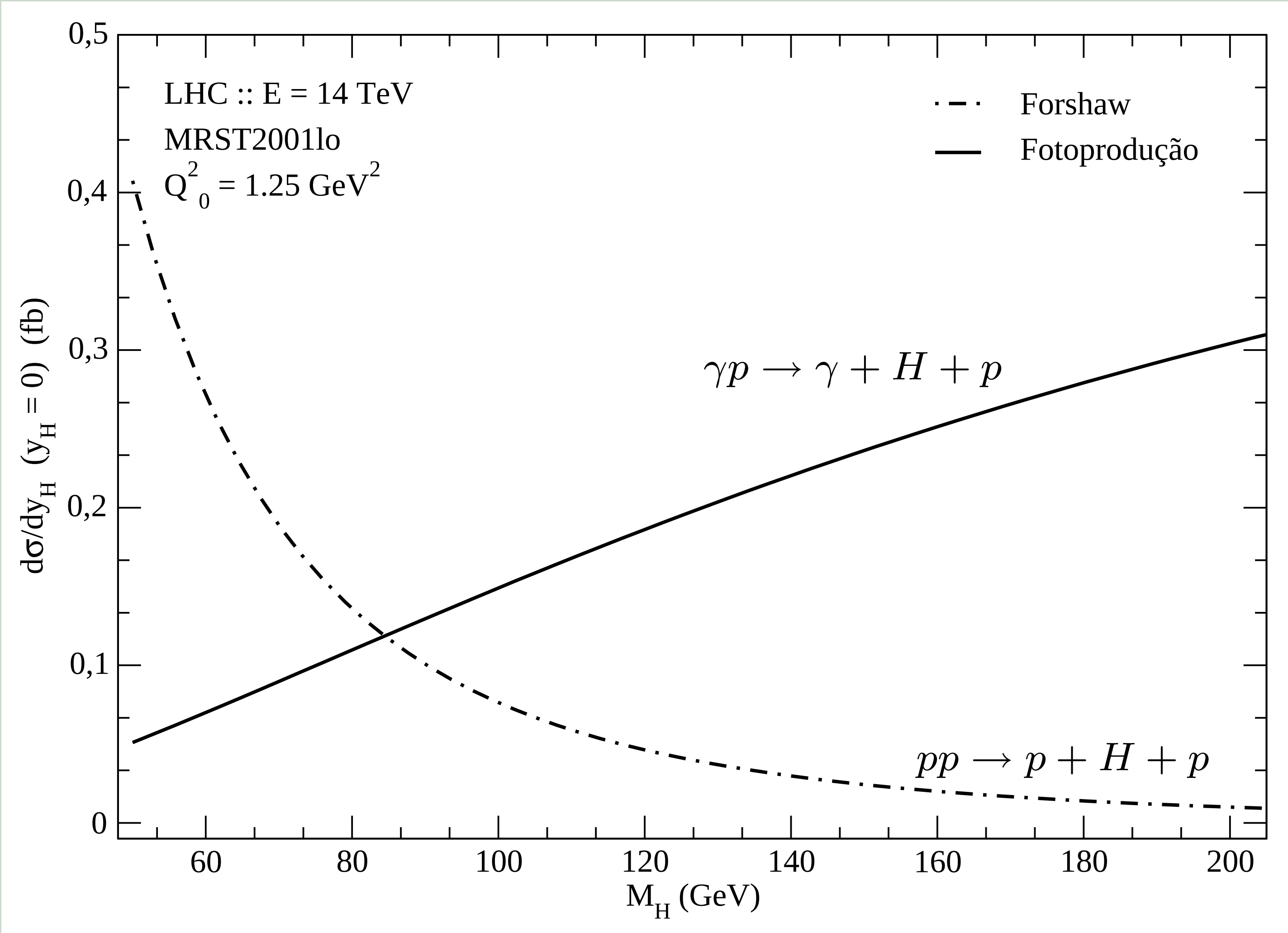
- A seção de choque diferencial final é expressa por

$$\left.\frac{d\sigma}{dy_H}\right|_{y_H=0} = \frac{S_{gap}^2}{18\pi^3\, b}\left(\frac{M_H^2}{N_c v}\right)^2\alpha_s^4\,\alpha^2\left(\sum_q e_q^2\right)^2\left[\int\frac{d\vec{k}^2}{\vec{k}^6}\; e^{-S(\vec{Q}^2,M_H^2)}\; f_g(x,\vec{k}^2)\right]^2$$

- Probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez S_{gap}^2 : 3% (5%) em LHC (Tevatron).

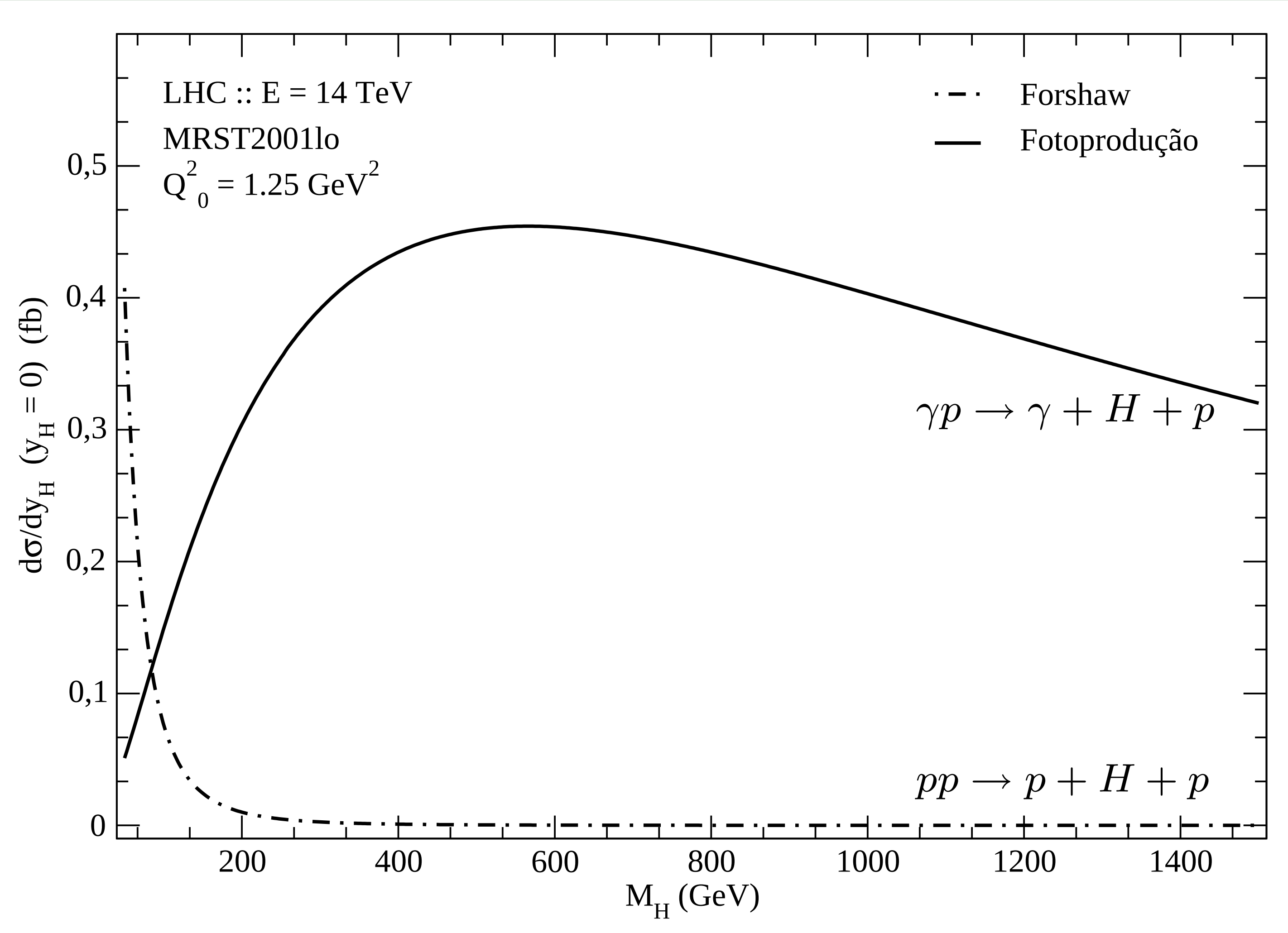
Resultados: Forshaw *versus* Fotoprodução (I)

- Seção de choque diferencial para produção em rapidez central 50 GeV $< M_H < 200$ GeV:



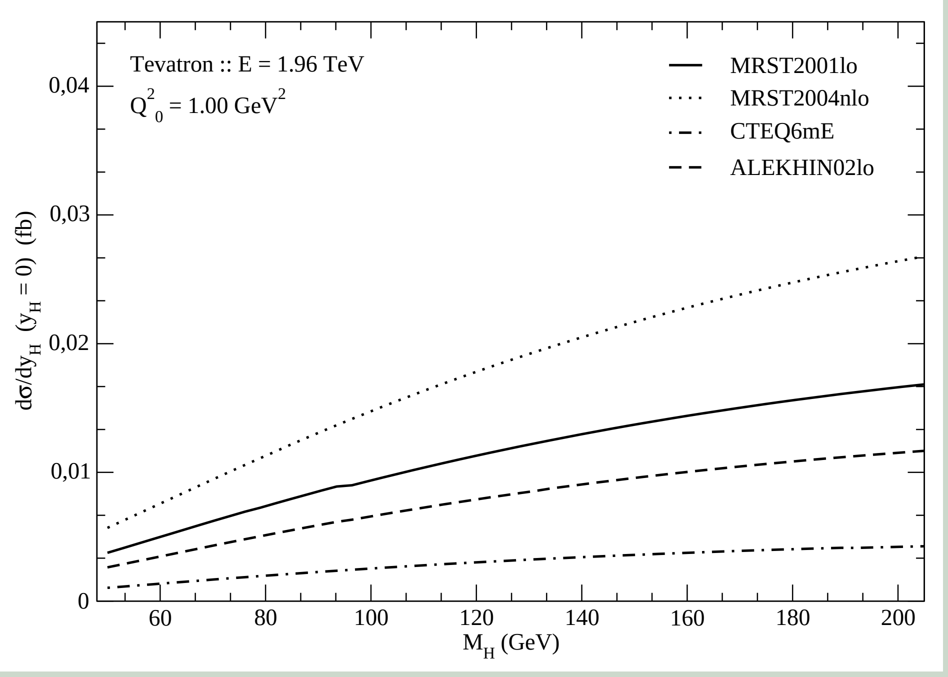
Resultados: Forshaw *versus* Fotoprodução (II)

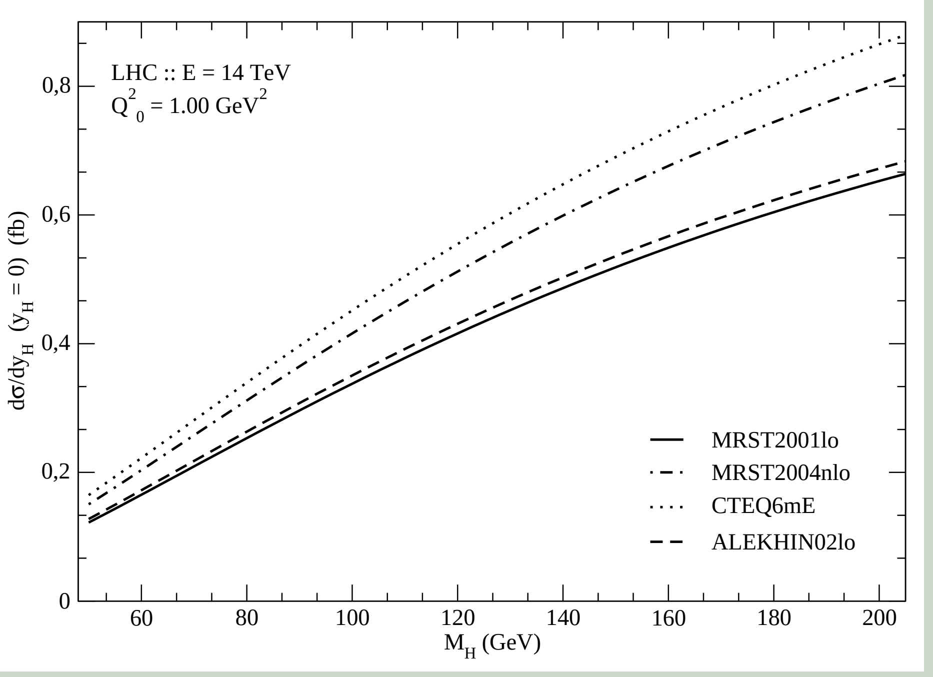
- Seção de choque diferencial para produção em rapidez central 50 GeV $< M_H < 1.5$ TeV:



Resultados: Parametrizações (I)

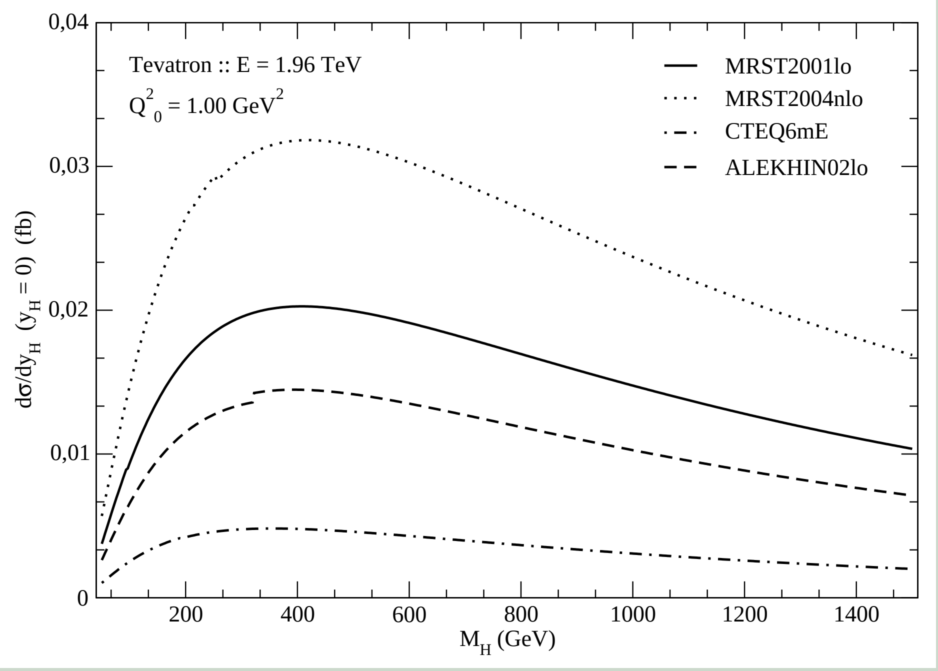
- Seção de choque diferencial para produção em rapidez central 50 GeV $< M_H < 200$ GeV:

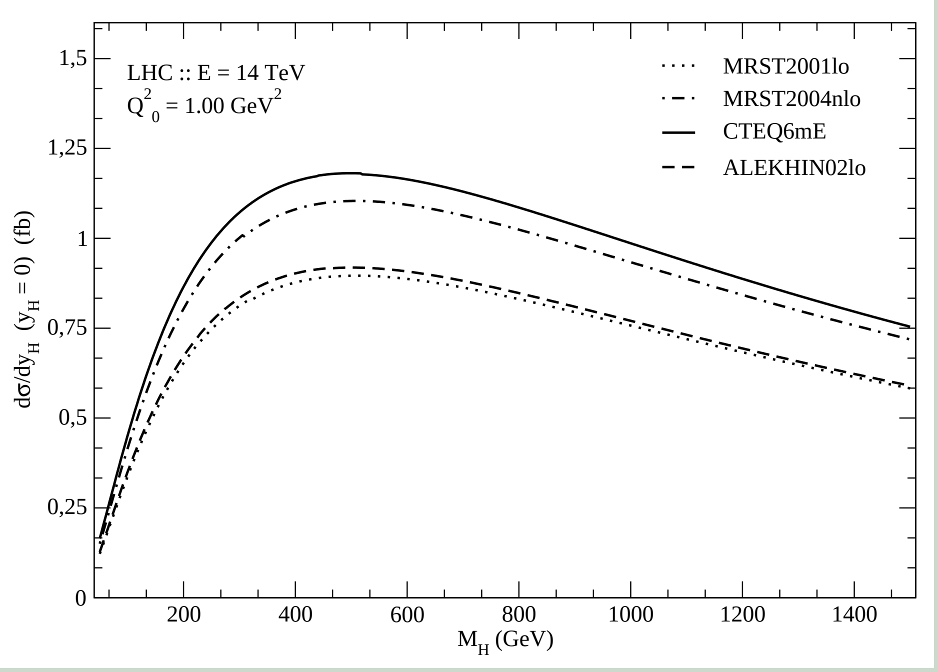




Resultados: Parametrizações (II)

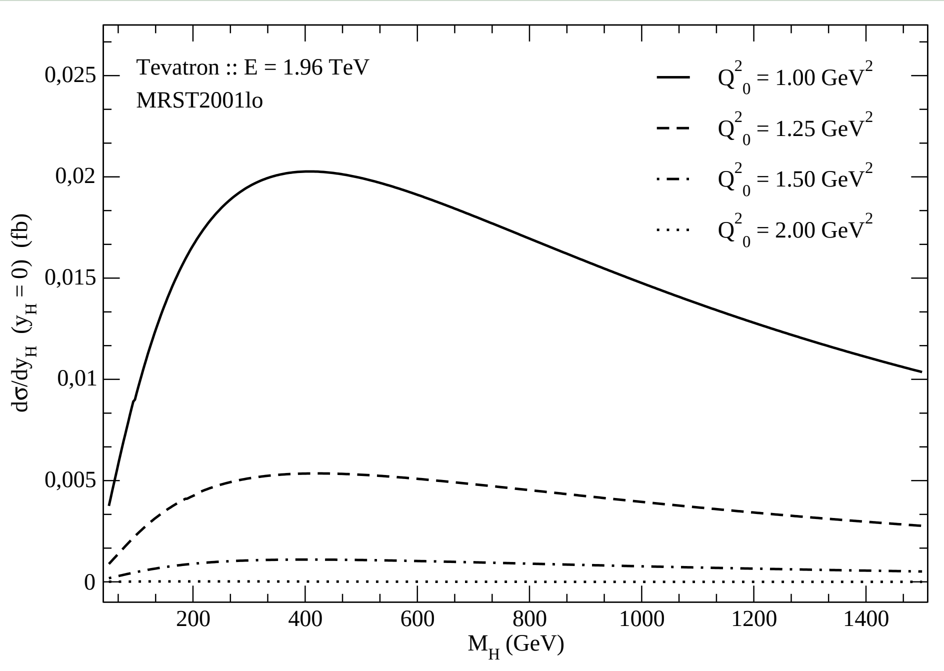
- Seção de choque diferencial para produção em rapidez central 50 GeV $< M_H < 1.5$ TeV:

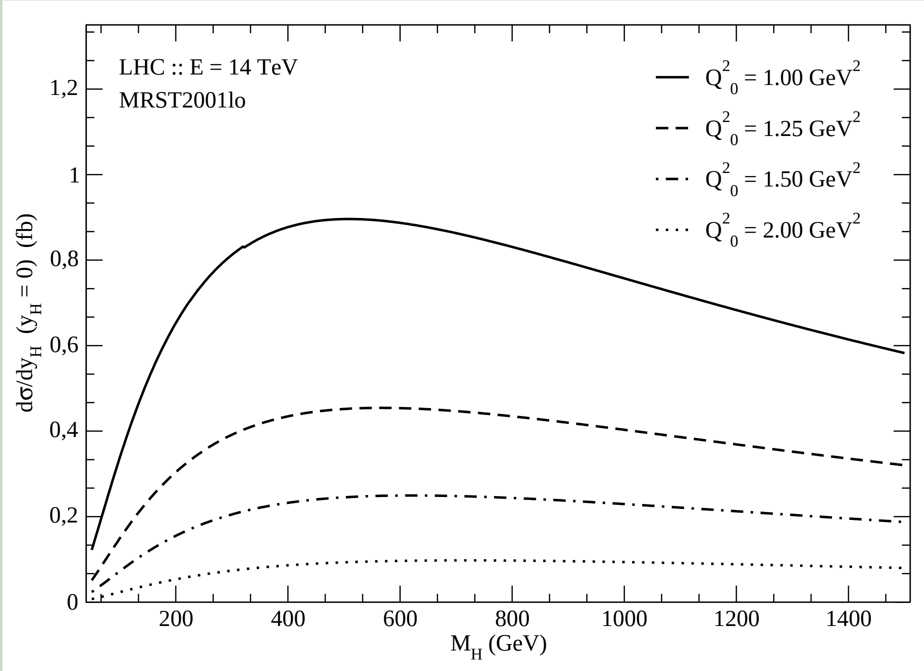




Resultados: Corte em $\vec{Q}$

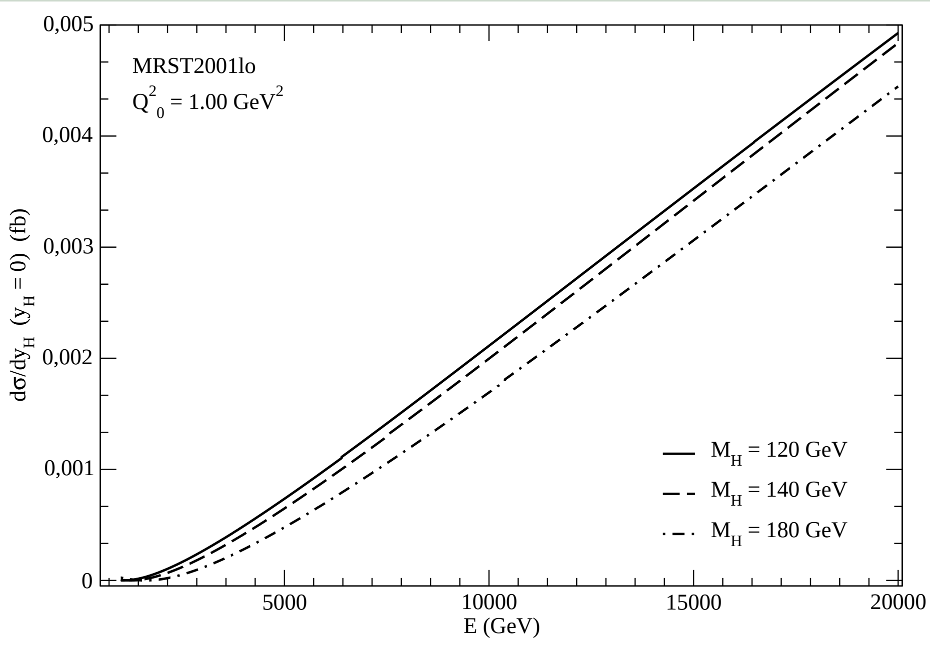
- Seção de choque diferencial para produção em rapidez central $50\ \text{GeV} < M_H < 1.5\ \text{TeV}$:

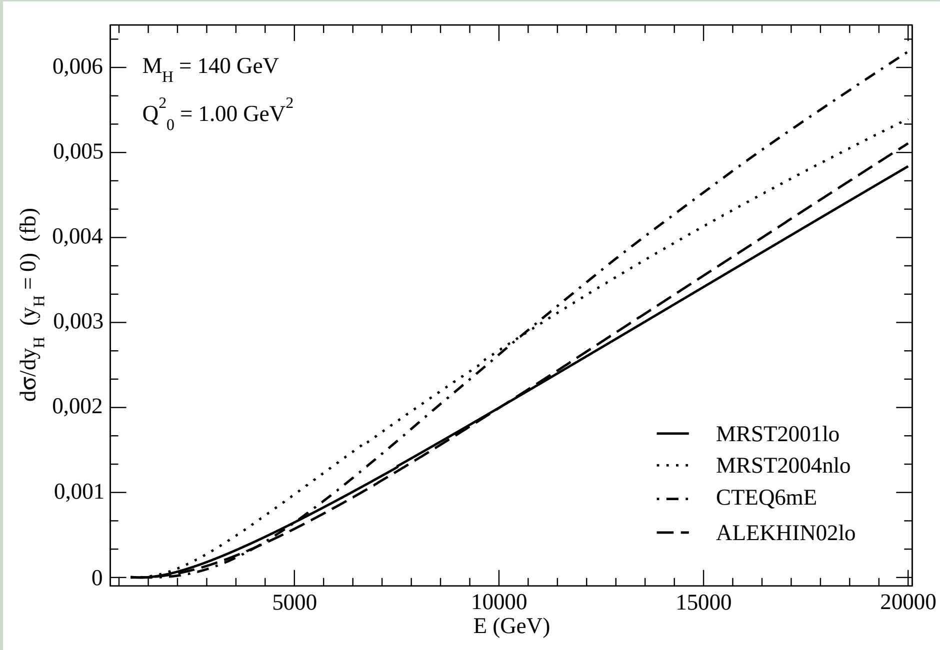




Resultados: Dependência em energia

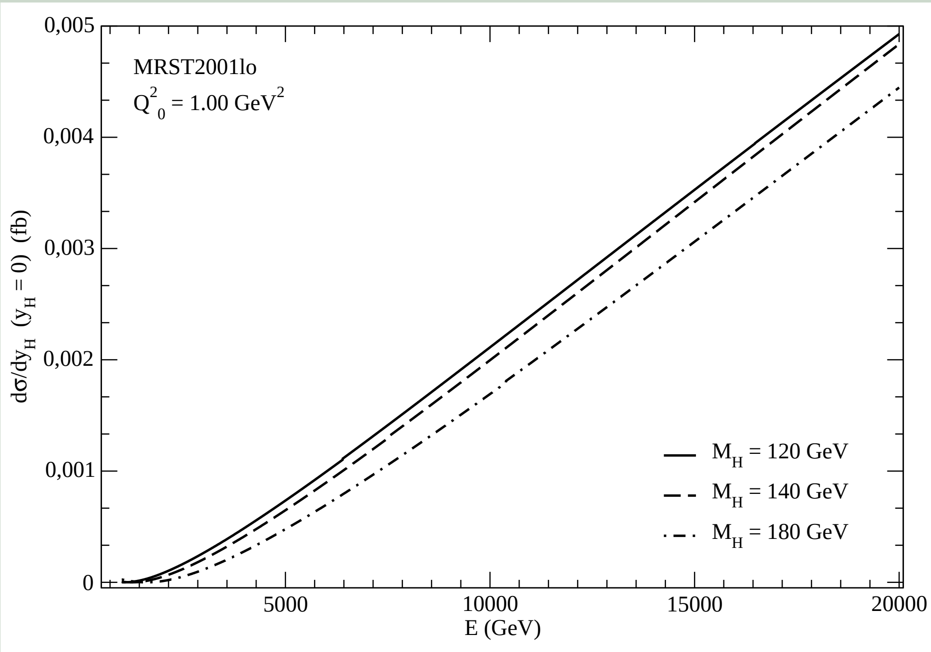
- Seção de choque diferencial para produção em rapidez central $500\ \mathrm{GeV} < \sqrt{s} < 20\ \mathrm{TeV}$:

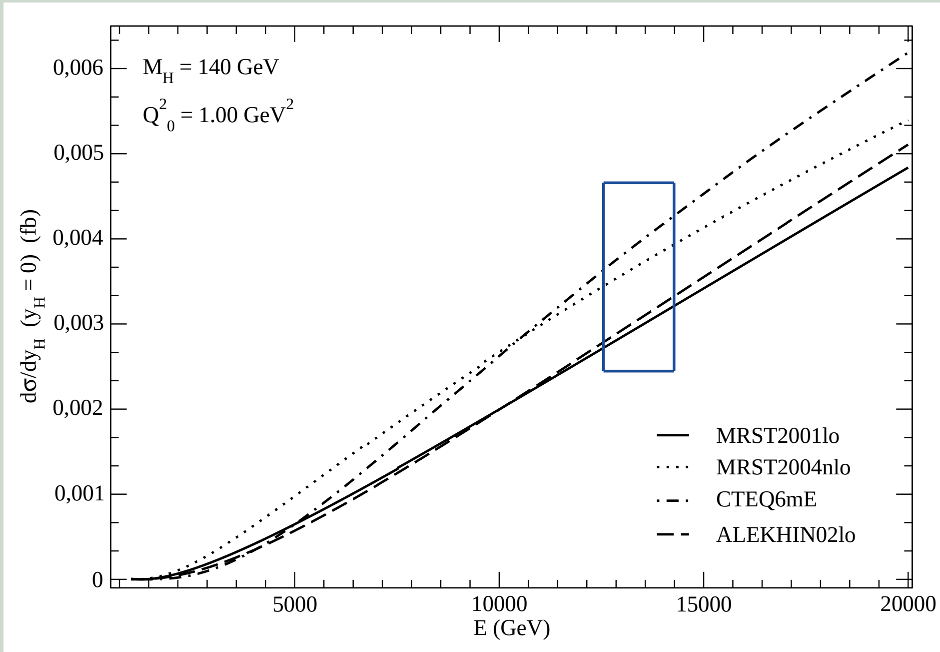




Resultados: Dependência em energia

- Seção de choque diferencial para produção em rapidez central $500\ \text{GeV} < \sqrt{s} < 20\ \text{TeV}$:





Conclusões

- Resultados significativos para a produção difrativa do bóson de Higgs através da interação γp;
  - Maior taxa de eventos de produção previstos no intervalo de massa de intermediária;
    - Previsão em torno de **três** vezes maior na região de massa de interesse.
  - Comportamento crescente da seção de choque diferencial.
- Contribuições distintas entre parametrizações em precisão LO e NLO;
  - Predição em torno de 20% maior para NLO em comparação com LO.
- Evidência de uma sensibilidade da integral em relação aos cortes em $\vec{Q}$;
  - Acarreta em uma análise mais aprofundada do processo em relação aos cortes na integral.

Perspectivas

- Analisar esta abordagem sob outros aspectos:
  - Produção de Higgs em colisões periferais;
  - Utilizar correções em NLO para o vértice de produção;
  - Estudo da produção de bósons de Higgs Supersimétricos.

Sobrevivência da lacuna de rapidez

- A lacuna de rapidez prevista teoricamente é maior do que aquela medida experimentalmente;
  - Ocorrem processos secundários que populam a lacuna de rapidez.
- Para compensar este fato pode se considerar a probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez;
- A probabilidade de sobrevivência definida por Bjorken é representada por

$$S^2_{gap} = \frac{\int |\mathcal{M}(s,b)|^2 \, e^{-\Omega(b)} \, d^2b}{\int |\mathcal{M}(s,b)|^2 \, d^2b}$$

- Este cálculo depende das quantidades:
  - Massa do bóson produzido: **bóson de Higgs**;
  - Energia de centro-de-massa empregada.