

# Implicações fenomenológicas do processo de duplo espalhamento partônico no Grande Colisor de Hádrons

Edgar Huayra Paitan

Orientador: Dr. Victor Barros Gonçalves  
Co-Orientador: Dr. Werner Krambeck Sauter

Curso de Pós-Graduação em Física  
Universidade Federal de Pelotas - UFPEL

08 de Setembro de 2015

Introdução

Objetivo

Conceitos Básicos

Processo de Duplo Espalhamento Partônico (DPS)

    Cálculo da Seção de Choque DPS

Processo Drell-Yan (SPS)

    Cálculo da Seção de Choque SPS

Resultados do SPS

Resultados do DPS

Próximos Passos

    Referências

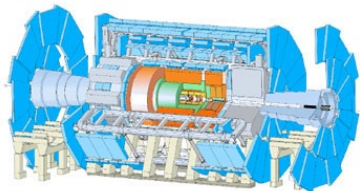
# Grande Colisor de Hádrons (LHC)



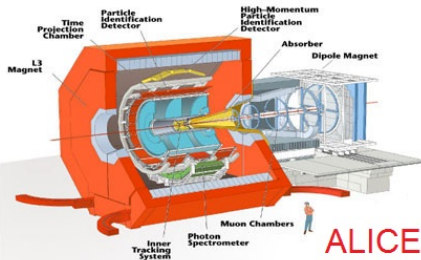
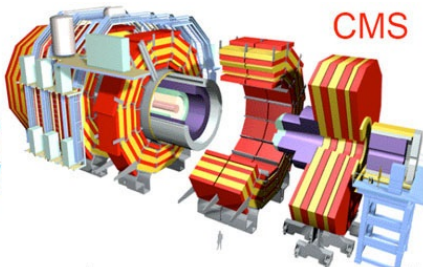
Figura 1 : Grande Colisor de Hádrons (LHC)

# Grande Colisor de Hádrons (LHC)

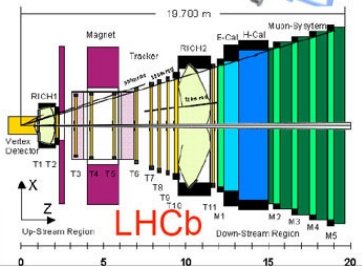
ATLAS



CMS



ALICE



LHCb

Figura 2 : Detectores do LHC

Estudar a produção de diléptons (processo Drell - Yan) e a produção de bósons de calibre massivos ( $Z^0$  e  $W^\pm$ ) em colisões Hadrônicas no Grande Colisor de Hádrons considerando os processos de duplo espalhamento partônico (DPS). Nosso projeto visa estimar a contribuição destes processos na região cinemática dos experimentos ATLAS, CMS, ALICE e LHCb.

# CONCEITOS BÁSICOS

# Classificação das partículas

## FÉRMIONS

- ▶ Os léptons - não interagem com a força forte e são desprovidos de subestruturas (elétron, neutrino, ...) e
- ▶ Os Quarks - interagem com a força forte (Up, Down, ...).

## BÓSONS

- ▶ Os Bósons - são os mediadores das interações das partículas (fóton, glúon,  $Z^0$ ,  $W^\pm$ ).

	fermions			bosons	
quarks	u up	c charm	t top	$\gamma$ photon	partículas de interação
	d down	s strange	b bottom	g gluon	
leptons	$\nu_e$ electron-neutrino	$\nu_\mu$ muon-neutrino	$\nu_\tau$ tau-neutrino	Z Z-boson	
	e electron	$\mu$ muon	$\tau$ tau	W W-bosons	

Figura 3 : Nome das partículas elementares.

## Hadrons (Prótons, Nêutrons, Píons, Kaons ...)

As partículas que formam os há-drons são chamadas de pártons (quarks e glúons). A interação entre quarks e glúons é descrita pela Cromodinâmica Quântica (QCD)

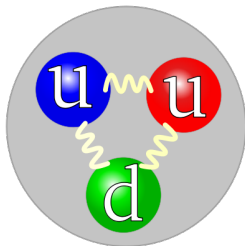


Figura 4 : Estrutura partônica do próton.



A Cromodinâmica Quântica (QCD), esta descrito pelo grupo de calibre SU(3).

- ▶ Carga da interação: cor (R, G, B).
- ▶ e os Gluons são objetos bicolores.
- ▶ a carga cor sempre se conserva.

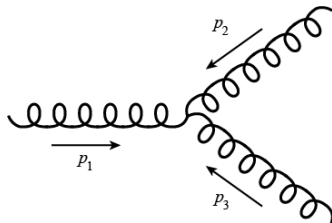


Figura 5 : Interação dos gluons.

A Cromodinâmica Quântica (QCD), está descrito pelo grupo de calibre  $SU(3)$ .

Propriedades Básicas da QCD:

- ▶ Liberdade Assintótica
- ▶ Confinamento

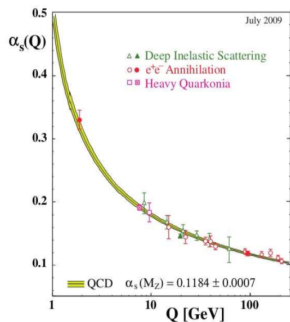


Figura 6 : Comportamento da constante de acoplamento  $\alpha_s$  em função da escala de energia  $Q$ .

A Cromodinâmica Quântica (QCD), esta descrito pelo grupo de calibre  $SU(3)$ .

Propriedades Básicas da QCD:

- ▶ Liberdade Assintótica
- ▶ Confinamento

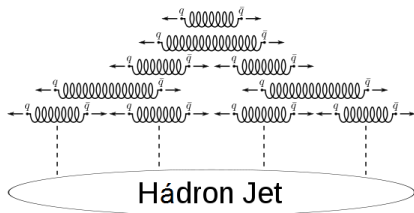


Figura 7 : Confinamento dos Quarks

## Estrutura do próton para altas energias

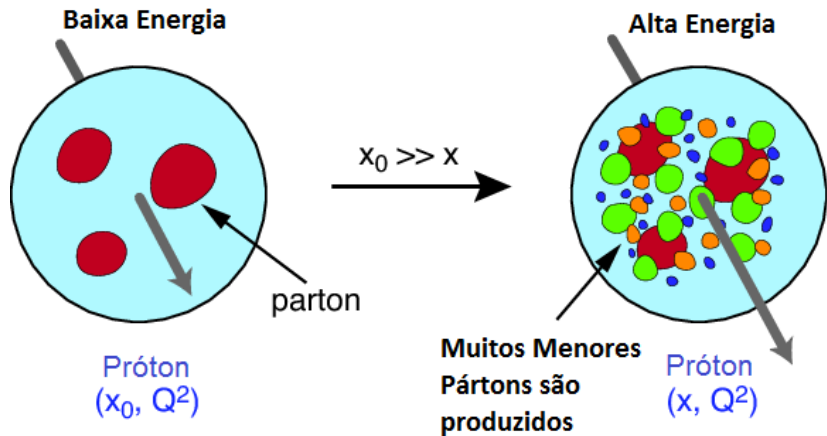


Figura 8 : Estrutura do próton para altas energias

# Distribuições partônicas

- ▶  $x$  = Fração de momentum do próton portado pelo parton.
- ▶  $Q^2$  = Resolução.
- ▶ Altas energias  $\leftrightarrow$  pequeno  $x$  ( $x \approx \frac{Q^2}{s}$ ).
- ▶ O número de partículas no interior do próton cresce fortemente para pequeno  $x$ .
- ▶ Colisão  $pp$  no LHC = Colisão entre um número muito grande de partons.

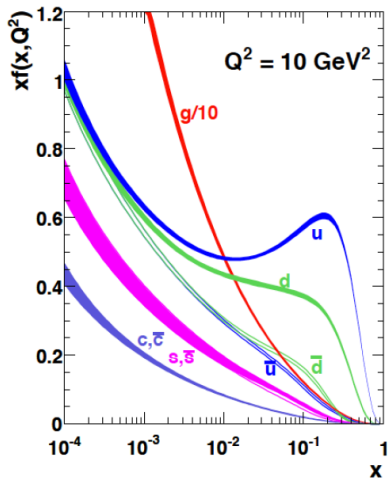


Figura 9 : Distribuição das funções partônicas PDFs.

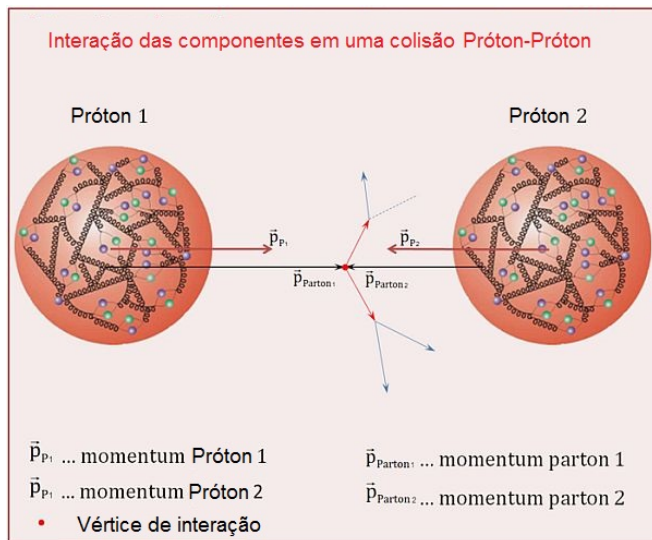


Figura 10 : Interação proton-proton

## Duplo espalhamento partônico (DPS)

- ▶ DPS = Processo de espalhamento em que dois partons de cada um dos hádrons incidentes interagem simultaneamente produzindo um dado estado final.
- ▶ Onde a seção de choque tem uma contribuição de  $(\alpha_s^4)$ .

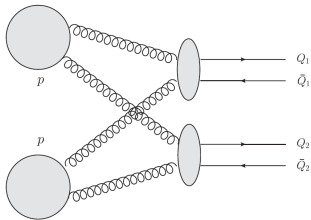


Figura 11 : Produção de dois pares  $Q\bar{Q}$ , em um processo de duplo espalhamento partônico (DPS).

- ▶ Em geral, o processo de espalhamento único (SPS) é dominante, pois é da ordem  $(\alpha_s^2)$ .

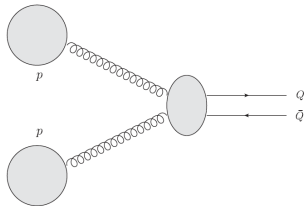


Figura 12 : Produção de um par  $Q\bar{Q}$ , em um processo de single parton scattering (SPS).

Obs:

- ▶ Entretanto, a contribuição (DPS) torna-se significativa para altas energias.

## Duplo espalhamento partônico (DPS)

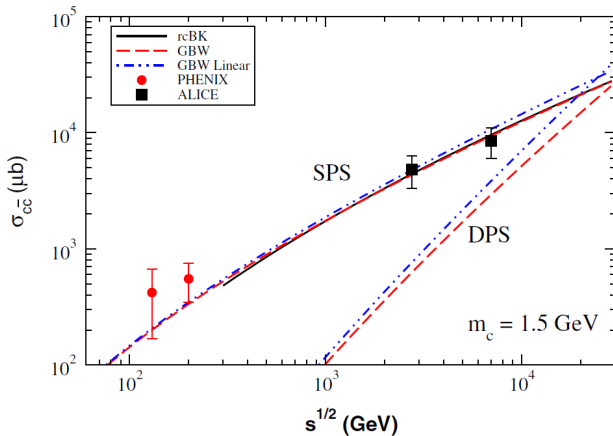


Figura 13 : Comparação e resultados de SPS e DPS para a produção de quarks pesados. [Cazaroto, Gonçalves, Navarra. Phys. Rev. D 88, 034005 – 2013]

- ▶ A contribuição (DPS) é significativa na região cinemática do LHC.



## Cálculo da Seção de Choque (DPS)

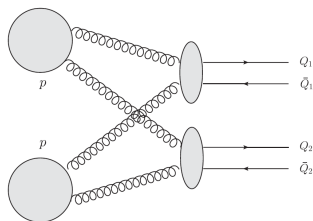
Assumindo a fatoração dos dois subprocessos A e B, a seção de choque deste processo duplo espalhamento partônico (DPS) pode ser escrito como:

$$\sigma_{h_A h_B}^{DPS} = \frac{m}{2} \sum_{i,j,k,l} \int \Gamma_{ij}(x_1, x_2, b; t_1, t_2) \hat{\sigma}_{ik}^A(x_1, x'_1) \hat{\sigma}_{jl}^B(x_2, x'_2) \\ \times \Gamma_{kl}(x'_1, x'_2, b; t_1, t_2) dx_1 dx_2 dx'_1 dx'_2 d^2 b.$$

onde:

$\hat{\sigma}^{A,B}$  são seções de choque do subprocesso de pártons,  
 $m$  é o fator de simetria.

$\Gamma_{ij}(x_1, x_2, b; t_1, t_2)$  representa a generalização de distribuição dupla.



**Figura 14 :** Produção de dois pares  $Q\bar{Q}$ , em um processo de duplo espalhamento partônico (DPS).

## Cálculo da Seção de Choque (DPS)

Assumido que  $\Gamma_{ij}(x_1, x_2, b; t_1, t_2)$  pode ser decomposta em termos de componentes longitudinais  $D_h^{ij}(x_1, x_2; t_1, t_2)$ , sendo esta a função de distribuição partônica dupla (dPDF), e componentes transversais  $F_j^i(b)$  da seguinte forma:

$$\Gamma_{ij}(x_1, x_2, b; t_1, t_2) = D_h^{ij}(x_1, x_2; t_1, t_2) F_j^i(b)$$

e fazendo a suposição adicional que  $F_j^i(b)$  é a mesma para todos os pares de pártons  $ij$  envolvidos no DPS de interesse, isto conduz a:

$$\sigma_{h_A h_B}^{DPS} = \frac{m}{2\sigma_{\text{eff}}} \sum_{i,j,k,l} \int D_p^{ij}(x_1, x_2; t_1, t_2) D_p^{kl}(x'_1, x'_2; t_1, t_2) \\ \times \hat{\sigma}_{ik}^A(x_1, x'_1) \hat{\sigma}_{jl}^B(x_2, x'_2) dx_1 dx_2 dx'_1 dx'_2.$$

onde:

$$\sigma_{\text{eff}} = \left[ \int d^2 b (F(b))^2 \right]^{-1}.$$

## Cálculo da Seção de Choque (DPS)

Ignorando a correlação no momentum longitudinal as componentes  $D_h^{ij}$  serão dada por  $D_h^{ij}(x_1, x_2; t_1, t_2) = D_h^i(x_1; t_1)D_h^j(x_2; t_2)$ , e conseqüentemente:

$$\sigma_{h_A h_B}^{DPS} = \frac{m}{2\sigma_{eff}} \sum_{i,j,k,l} \int D_p^i(x_1; t_1) D_p^j(x_2; t_2) D_p^k(x'_1; t_1) D_p^l(x'_2; t_2) \\ \times \hat{\sigma}_{ik}^A(x_1, x'_1) \hat{\sigma}_{jl}^B(x_2, x'_2) dx_1 dx_2 dx'_1 dx'_2$$

$$\sigma_{h_A h_B}^{DPS} = \frac{m}{2\sigma_{eff}} \sum_{i,k} \int D_p^i(x_1; t_1) D_p^k(x'_1; t_1) \times \hat{\sigma}_{ik}^A(x_1, x'_1) dx_1 dx'_1 \\ \times \sum_{j,l} \int D_p^j(x_2; t_2) D_p^l(x'_2; t_2) \times \hat{\sigma}_{jl}^B(x_2, x'_2) dx_2 dx'_2$$

Por tanto:

$$\sigma_{h_A h_B}^{DPS} = \frac{m}{2} \frac{\sigma_A^S \sigma_B^S}{\sigma_{eff}}.$$

## Processo Drell-Yan

- ▶ O processo Drell-Yan é a produção de díléptons (pares de léptons e antiléptons) a partir da combinação de dois partons em uma colisão entre dois hádrons.
- ▶ O lépton pode ser um elétron (0,51 MeV), múon (105 MeV) ou tau (1777 MeV) e eles não interagem fortemente.

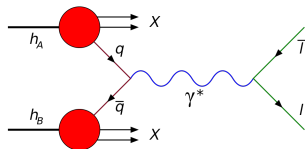


Figura 15 : Diagrama do processo de Drell-Yan.

$$\sigma_{(pp \rightarrow l^- l^+)}^S = \frac{1}{3} \sum_i \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 [q_i(x_1) \bar{q}_i(x_2) + \bar{q}_i(x_1) q_i(x_2)] \hat{\sigma}(q_i \bar{q}_i \rightarrow l^- l^+)$$

Onde:

$i = \text{Sabores}$

$x_{1,2}$  é a fração de momentum portada pelos quarks dos hadrons 1,2

## Seção de choque do subprocesso $q\bar{q} \rightarrow l^-l^+$

- ▶ A seção de choque do subprocesso  $\hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow l^-l^+)$  é obtida em ordem dominante (OD) a partir da aplicação da eletrodinâmica quântica, por meio das regras de Feynman.

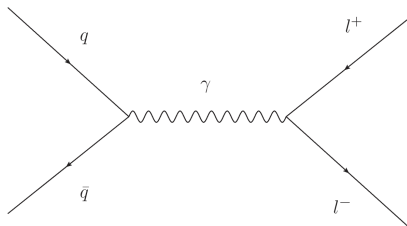
$$\hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow l^-l^+) = Q_{q_i}^2 \frac{4\pi\alpha^2}{3M^2}$$

onde:

$Q_{q_i}$  = Carga do quark ou antiquark

$\alpha \approx 1/137$

$M^2$  = Quadrado da massa invariante do dilépton.



**Figura 16 :** Diagrama do processo  $q\bar{q} \rightarrow l^-l^+$ .

## Seção de choque diferencial

Considerando as relações entre as variáveis  $x_1$  e  $x_2$  com a massa invariante e a rapidez, dadas por:

$$M^2 = x_1 x_2 s \quad Y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{x_1}{x_2}\right)$$

$$x_1 = \frac{M}{\sqrt{s}} \exp(Y) \quad x_2 = \frac{M}{\sqrt{s}} \exp(-Y)$$

Podemos obter a seção de choque diferencial;

$$\frac{\partial^2 \sigma_{(pp \rightarrow l^- l^+)}}{\partial M^2 \partial Y} = \frac{1}{3} \sum_i [x_1 q_i(x_1) x_2 \bar{q}_i(x_2) + x_1 \bar{q}_i(x_1) x_2 q_i(x_2)] Q_i^2 \frac{4\pi\alpha^2}{3M^4}$$

no que segue apresentaremos, nossos resultados para produção de diléptons via SPS no LHC para energias de 7 TeV e 14 TeV considerando a parametrização do grupo CTEQ.

## RESULTADOS DO SPS

# Distribuições de rapidez Drell-Yan para as diferentes massas invariantes em colisão $pp$ com $\sqrt{s} = 7$ TeV e $\sqrt{s} = 14$ TeV.

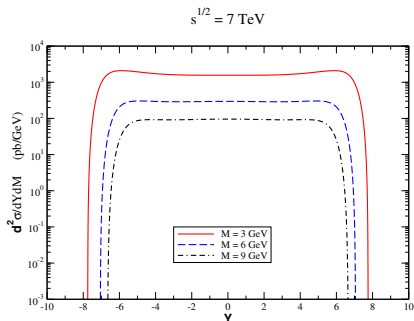


Figura 17 : Distribuições de rapidez Drell-Yan em colisão  $pp$  com  $\sqrt{s} = 7$  TeV

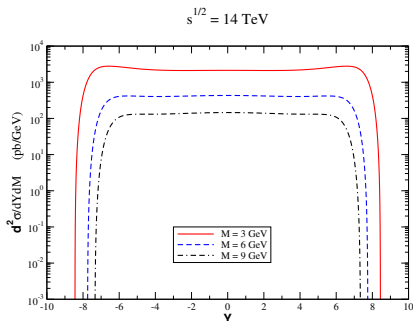


Figura 18 : Distribuições de rapidez Drell-Yan em colisão  $pp$  com e  $\sqrt{s} = 14$  TeV

- ▶ Seção de choque cresce com a energia.
- ▶ Seção de choque decresce com  $M$ .
- ▶ Seção de choque vai a zero para um grande  $Y$ , pois para  $x \rightarrow 1$  temos  $xq(x) \rightarrow 0$ . Onde:  $x_1 = \frac{M}{\sqrt{s}} \exp(Y)$  ;  $x_2 = \frac{M}{\sqrt{s}} \exp(-Y)$



# Distribuições de massa invariante Drell-Yan para diferentes valores de rapidez em colisão $pp$ com $\sqrt{s} = 7$ TeV e $\sqrt{s} = 14$ TeV.

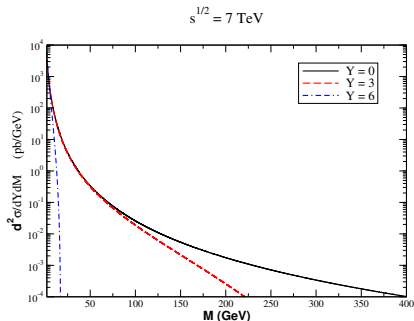


Figura 19 : Distribuições de massa invariante Drell-Yan para colisão  $pp$  para  $\sqrt{s} = 7$  TeV

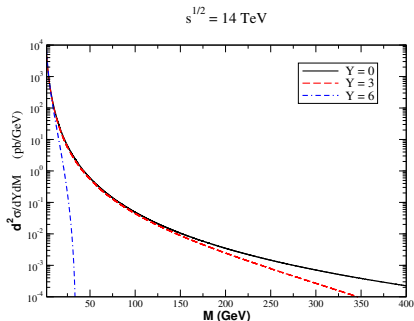


Figura 20 : Distribuições de massa invariante Drell-Yan para colisão  $pp$  para  $\sqrt{s} = 14$  TeV

- ▶ Seção de choque cresce com a energia.
- ▶ Seção de choque decresce com  $Y$ .
- ▶ Seção de choque vai a zero para um grande  $M$ , pois para  $x \rightarrow 1$  temos  $xq(x) \rightarrow 0$ . Onde:  $x_1 = \frac{M}{\sqrt{s}} \exp(Y)$  ;  $x_2 = \frac{M}{\sqrt{s}} \exp(-Y)$

# Integração da seção de choque SPS em massa invariante e rapidez

- ▶ Integrado sobre a massa invariante onde seu limite de integração é de  $2 \text{ GeV} < M < 100 \text{ GeV}$

$$\frac{d\sigma}{dY} = \int_2^{100} \frac{d^2\sigma}{dYdM^2} dM^2$$

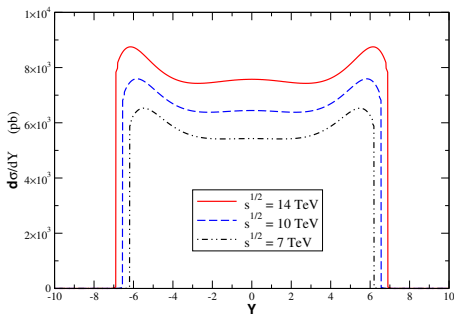


Figura 21 : Distribuição da seção de choque SPS com respeito á rapidez

- ▶ Integrando sobre a Rapidez onde seu limite de integração é de  $-10 < Y < 10$

$$\frac{d\sigma}{dM} = \int_{-10}^{10} 2M \times \left( \frac{d^2\sigma}{dYdM^2} \right) dY$$

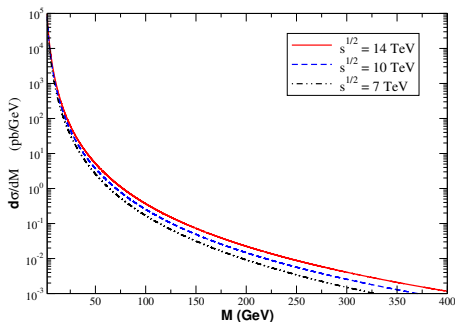


Figura 22 : Distribuição da seção de choque SPS com respeito á massa invariante

## RESULTADOS DO DPS

como conhecemos:

$$\sigma_{h_A h_B}^{DPS} = \frac{m}{2} \frac{\sigma_A^S \sigma_B^S}{\sigma_{eff}}.$$

Agora trabalhando com a seção de choque diferencial DPS:

$$\frac{d^4 \sigma^{DPS}}{dx_1 dx_2 dx_3 dx_4} = \frac{m}{2 \sigma_{eff}} \frac{d^2 \sigma^S}{dx_1 dx_2} \frac{d^2 \sigma^S}{dx_3 dx_4}$$

Em termos das massas invariantes e rapidez dos pares de dileptons no estado final podemos expressar a seção de choque diferencial (DPS) da seguinte forma.

$$\frac{\partial^4 \sigma^{DPS}}{\partial M_1 \partial Y_1 \partial M_2 \partial Y_2} = \left( \frac{4M_1 M_2}{2\sigma_{eff}} \right) \times \left( \frac{\partial^2 \sigma_{(pp \rightarrow l^- l^+)}^S}{\partial M_1^2 \partial Y_1} \right) \times \left( \frac{\partial^2 \sigma_{(pp \rightarrow l^- l^+)}^S}{\partial M_2^2 \partial Y_2} \right)$$

Onde  $m = 1$ ,  $\sigma_{eff} = 15\text{mb}$  e  $M_{1,2}^2$  é o quadrado da massa invariante, e  $Y_{1,2}$  é a rapidez dos dois pares de diléptons.

# Distribuição da massa invariante DPS para $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ e $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$

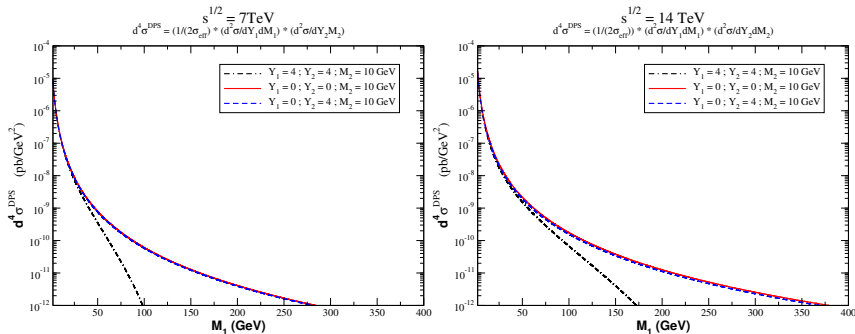


Figura 23 : Distribuição da massa invariante da seção de choque DPS para a energia centro de massa  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  e  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$

# Distribuição da Rapidez DPS para $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ e $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$

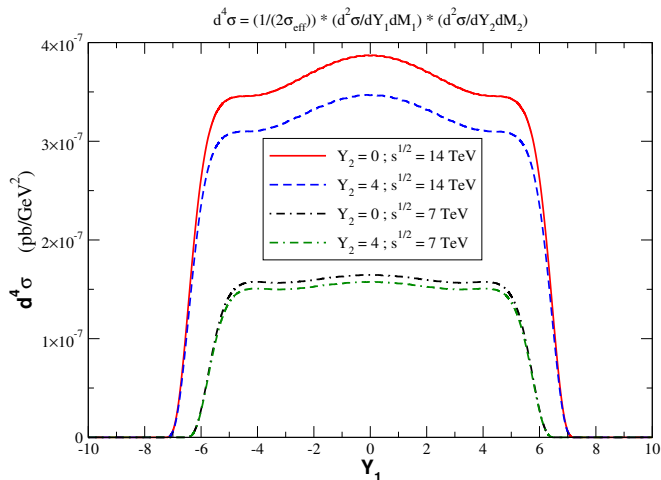


Figura 24 : Distribuição da rapidez da seção de choque DPS para a energia centro de massa  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  e  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ , considerando  $M_1 = M_2 = 10 \text{ GeV}$

Integrando DPS com respeito à rapidez para  $\sqrt{s} = 8$  TeV e  $\sqrt{s} = 13$  TeV

$$\frac{d^2\sigma}{dM_1 dM_2} = 4M_1 M_2 \int_{Y_{2min}}^{Y_{2max}} \int_{Y_{1min}}^{Y_{1max}} \frac{1}{2\sigma_{eff}} \frac{d\sigma}{dY_1 dM_1^2} \frac{d\sigma}{dY_2 dM_2^2} dY_1 dY_2$$

Onde:

ALICE

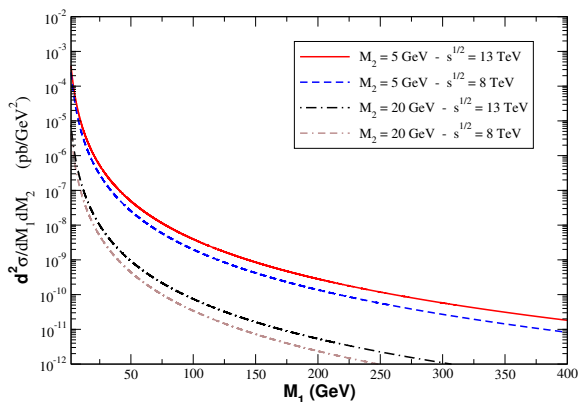


Figura 25 : ALICE:  $Y_{min} = -1$  ;  $Y_{max} = 1$

Integrando DPS com respeito à rapidez para  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  e  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$

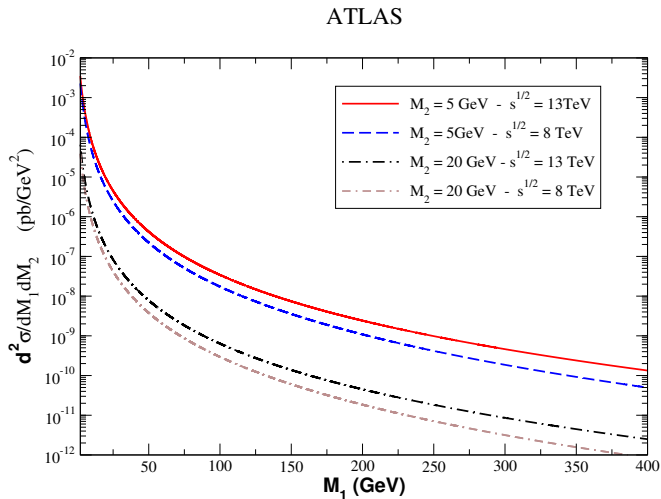


Figura 26 : ATLAS:  $Y_{min} = -3$  ;  $Y_{max} = 3$



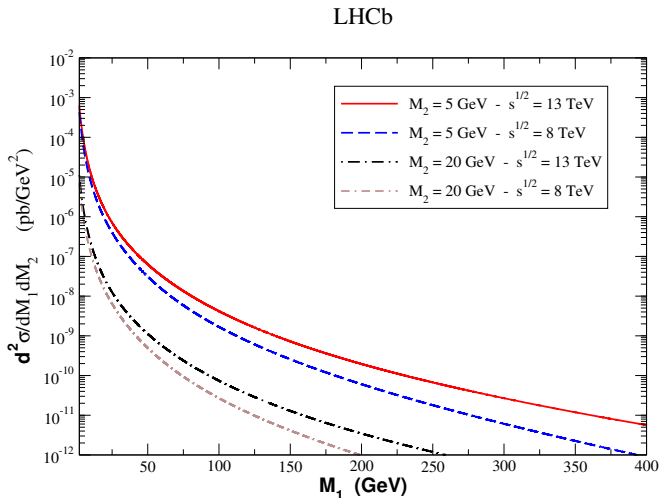


Figura 27 : LHCb:  $Y_{min} = 2$  ;  $Y_{max} = 4.5$

Fazendo uma comparação da integração da seção de choque DPS com respeito à rapidez para  $\sqrt{s} = 8$  TeV e  $\sqrt{s} = 13$  TeV

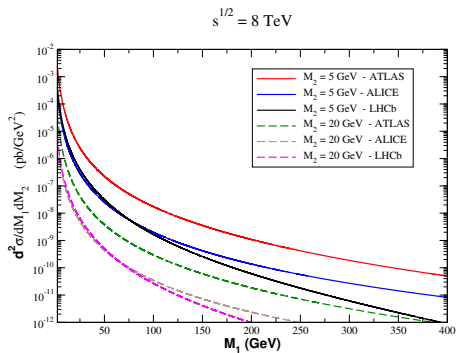


Figura 28 : Distribuição da seção de choque com respeito à massa invariante para os intervalos de rapidez dos detectores de ALICE, ATLAS, LHCb. em  $\sqrt{s} = 8$  TeV

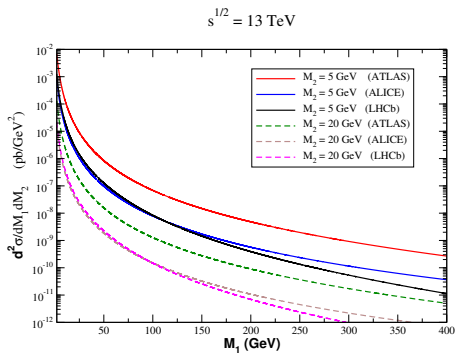


Figura 29 : Distribuição da seção de choque com respeito à massa invariante para os intervalos de rapidez dos detectores de ALICE, ATLAS, LHCb. em  $\sqrt{s} = 13$  TeV

Integrando DPS com respeito à massa invariante para  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  e  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$

$$\frac{d^2\sigma}{dY_1 dY_2} = \int_2^{100} \int_2^{100} \frac{1}{2\sigma_{\text{eff}}} \frac{d\sigma}{dY_1 dM_1^2} \frac{d\sigma}{dY_2 dM_2^2} dM_1^2 dM_2^2$$

$s^{1/2} = 8 \text{ TeV}$

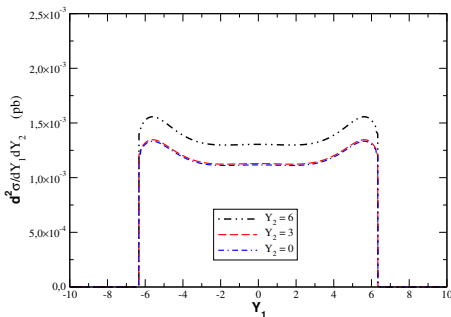


Figura 30 : Distribuição da seção de choque com respeito à Rapidez para os intervalos da massa invariante de:  $2 \text{ GeV} < M_{1,2} < 100 \text{ GeV}$  em  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$

$s^{1/2} = 13 \text{ TeV}$

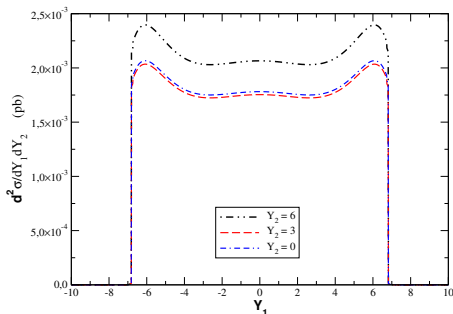


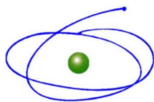
Figura 31 : Distribuição da seção de choque com respeito à Rapidez para os intervalos da massa invariante de:  $2 \text{ GeV} < M_{1,2} < 100 \text{ GeV}$  em  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$

- ▶ Estimar a produção de bósons de calibre considerando SPS e DPS.
- ▶ Ampliar a revisão bibliográfica.
- ▶ Escrever a dissertação.

## Referências:

- [1] THOMSON, M. Modern particle physics. [S.l.]: Cambridge University Press, 2013.
- [2] STIRLING, W.; WHALLEY, M. A compilation of Drell-Yan cross sections. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, IOP Publishing, v. 19, n. D, p. D1, 1993.
- [3] MANOHAR, A. V.; WAALEWIJN, W. J. What is double parton scattering? Physics Letters B, Elsevier, v. 713, n. 3, p. 196–201, 2012.
- [4] R. Devenish; A. Cooper-Sarkar. Deep Inelastic Scattering. Cambridge University press, (2004).
- [5] HUSSEIN, M.; SIOPSIS, G. Theoretical Analysis of High Energy Single and Double Parton Scattering using Drell-Yan Mechanism. 2013. Disponível em: <http://aesop.phys.utk.edu/ph612/2013/projects/Hussein.pdf>
- [6] DIEHL, M. Multiple Hard Scattering and Parton Correlations in the Proton. International Journal of Modern Physics Conference Series, v. 37, p. 60043, fev. 2015.

OBRIGADO!



CAPES

Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior



Conselho Nacional de Desenvolvimento  
Científico e Tecnológico



Programa de Pós-Graduação em Física



**FAPERGS**

Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado do Rio Grande do Sul