Efeitos nucleares no processo Drell–Yan: formalismos de dipolos de cor e de momentum transversal intrínseco

Emmanuel Gräve de Oliveira

emmanuel.deoliveira@ufrgs.br

Orientação: Profa. Dra. Maria Beatriz Gay Ducati

Grupo de Fenomenologia de Partículas de Altas Energias (GFPAE),

http://www.if.ufrgs.br/gfpae

Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul,

Porto Alegre, RS, Brasil

Bolsista do CNPq

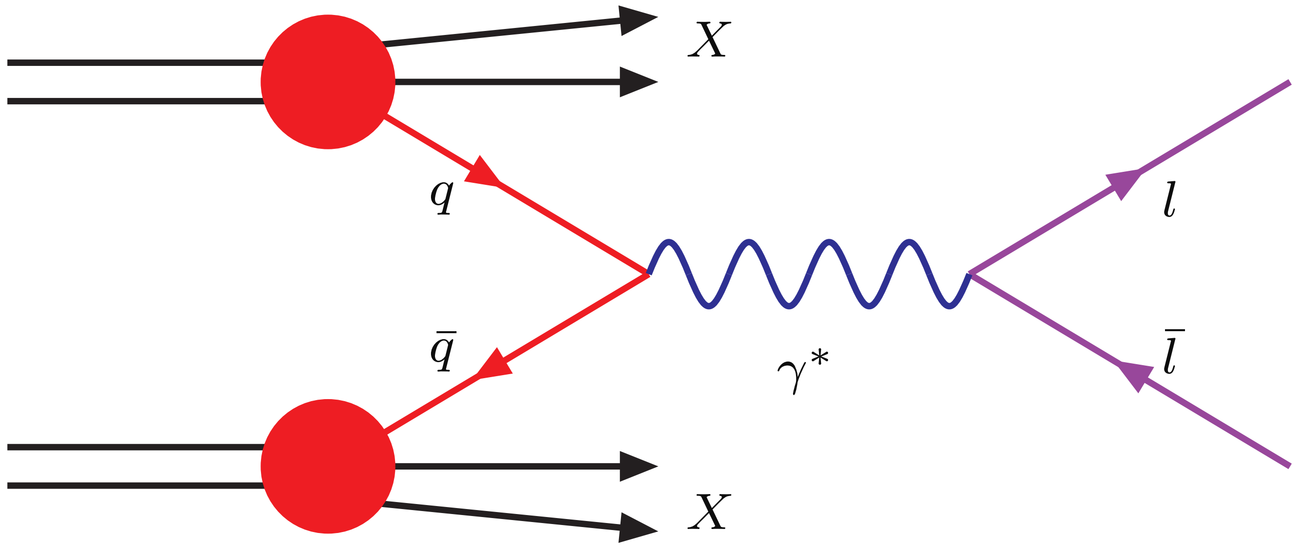
Sumário

- Introdução.
- Processo Drell-Yan.
  - Seção de choque em ordem dominante.
  - Seção de choque em ordem seguinte à dominante.
  - Momentum transversal intrínseco.
  - Funções de distribuição de pártons.
- Formalismo de dipolos de cor.
  - Considerações gerais sobre o formalismo.
  - Seção de choque no formalismo de dipolos de cor.
  - Seção de choque de dipolo.
- Resultados e comparação.
  - Resultados para energias de RHIC.
  - Resultados para energias de LHC.
  - Rapidezes negativas e positivas.
- Conclusões e perspectivas.

Introdução

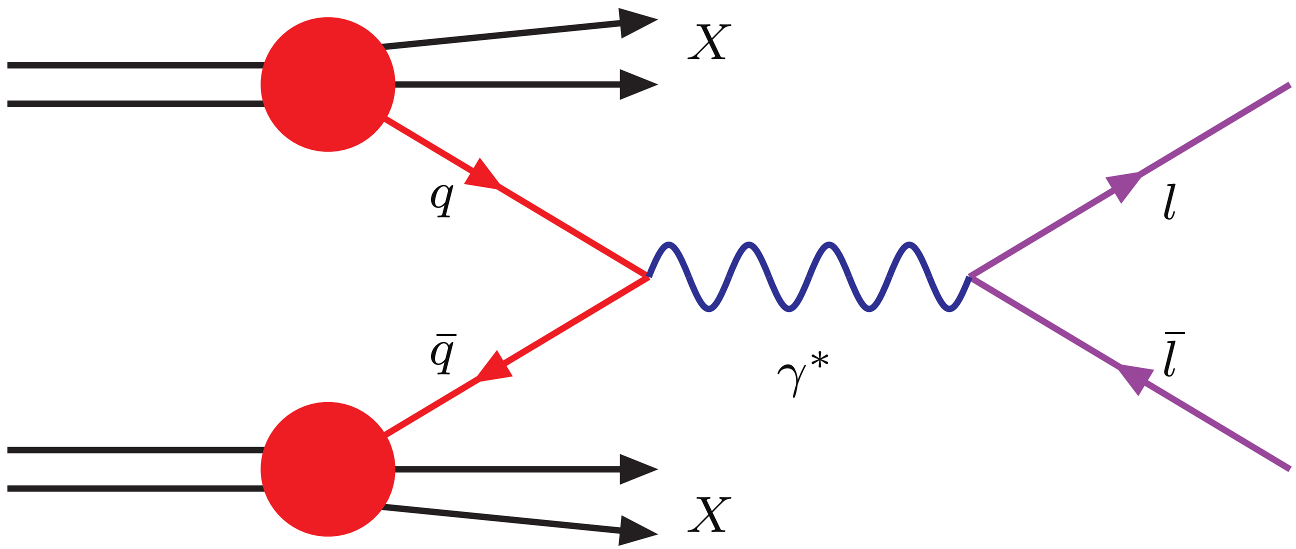
- Classificação das partículas
  - os léptons – não interagem com a força forte e são desprovidos de subestrutura (e.g. elétron, neutrino, ...) e
  - os hádrons – interagem com a força forte e possuem subestrutura (e.g. nêutron, próton, ...)
- As subpartículas que formam os hádrons são chamadas de pártons.
- Pártons podem ser quarks e glúons.
- Como os pártons formam os hádrons?
- Os pártons carregam carga de cor, a carga da força forte.
- Os hádrons não têm cor, de tal maneira que os pártons estão confinados ao interior dos hádrons.
- Sendo assim, a única maneira de estudar ("colidir") os pártons é estudando ("colidindo") hádrons.

Processo Drell-Yan



- O processo Drell-Yan é a produção de diléptons (pares de léptons e antiléptons) a partir da combinação de dois pártons em uma colisão entre dois hádrons.
- Resíduos X, formados a partir dos outros pártons.
- O lépton pode ser um elétron (0,51 MeV), múon (105 MeV) ou tau (1777 MeV) e não interage fortemente, ou seja, é afetado minimamente pelo resíduo X.

Processo Drell-Yan



- Para massa do dilépton M muito menor do que a massa do bóson Z (91 GeV), apenas o fóton deve ser considerado como o bóson virtual.
- O processo Drell–Yan será analisado agora no referencial de momentum infinito, que no caso de uma colisão próton–próton a altas energias é o referencial de centro de momentum.
- Em ordem dominante, é a aniquilação de um par de quark e antiquark em um bóson virtual que cria o dilépton e apenas vértices (interação) da eletrodinâmica quântica aparecem.

Cinemática do processo Drell-Yan

- Unidades naturais ($c = 1, \hbar = 1$).
- Momenta dos hádrons: P_A e P_B. Momenta dos pártons: p_A e p_B. Momentum do fóton virtual: q ($q^2 = M^2$)
- Em altas energias, a massa é desprezível; $P^2_{A,B} = 0$ e $p^2_{A,B} = 0$.
- Referencial de centro de momentum: $P_A = \frac{1}{2}\sqrt{s}[1, 0, 0, 1]$ e $P_B = \frac{1}{2}\sqrt{s}[1, 0, 0, -1]$.
- Hipótese: os pártons são colineares aos hádrons (ausência de momentum transversal intrínseco): $p_{A,B} = x_{A,B} P_{A,B}$.
- Energia de centro de momentum do sistema hádron A e hádron B ao quadrado

$$s = (P_A + P_B)^2 = 2P_A \cdot P_B \tag{1}$$

- Energia de centro de momentum do sistema párton A e párton B ao quadrado

$$\hat{s} = (p_A + p_B)^2 = x_A x_B s \tag{2}$$

Cinemática do processo Drell-Yan

- Invariantes x_1 e x_2:

$$x_1 = \frac{2P_B \cdot q}{s} \qquad\qquad x_2 = \frac{2P_A \cdot q}{s}. \tag{3}$$

- Rapidez (longitudinal) do fóton:

$$y \equiv \frac{1}{2} \ln\left(\frac{q_0 + q_3}{q_0 - q_3}\right) = \frac{1}{2} \ln(x_1/x_2). \tag{4}$$

- Usando o produto $x_1 x_2 = (M^2 + p_T^2)/s$:

$$x_1 = \sqrt{\frac{M^2 + p_T^2}{s}} \mathrm{e}^{y} \qquad\qquad x_2 = \sqrt{\frac{M^2 + p_T^2}{s}} \mathrm{e}^{-y}. \tag{5}$$

- p_T é o momentum transversal do dilépton (também do fóton virtual).
- Por conservação de momentum, se não há geração de mais partículas além do fóton virtual, $\hat{s} = M^2$ e $p_T = 0$.
- Nesta situação, $x_1 = x_A$ e $x_2 = x_B$.

Subprocesso $q + \bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow l + \bar{l}$

- A seção de choque do subprocesso $q + \bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow l + \bar{l}$ é obtida em ordem dominante (OD) a partir da aplicação da eletrodinâmica quântica, por meio das regras de Feynman.
- Referencial de centro de momentum dos quarks.
- Média sobre os spins iniciais (s' e s).
- Integração sobre todos os estados finais (soma sobre os spins e integração nas variáveis angulares).
- A seção de choque do subprocesso é:

$$\hat{\sigma} = \frac{4\pi e_q^2 \alpha^2}{3M^2}. \tag{6}$$

- α é o parâmetro de acoplamento da eletrodinâmica quântica.
- e_q é a carga eletromagnética do quark.
- A seção de choque deverá ser multiplicada por um fator de 1/3, devido às três cores dos quarks.

Modelo de Pártons

- A distribuição de pártons em um hádron $\rightarrow$ cromodinâmica quântica não perturbativa.
- A alternativa é usar uma parametrização obtida por meio de experimentos.
- No caso do processo Drell-Yan, são usadas funções de distribuição em momentum de pártons $f_q(x_A)$.
- $f_q(x_A)dx_A$ é a probabilidade de encontrar o párton q com fração de momentum entre x_A e $x_A + dx_A$ do momentum do hádron A.
- A seção de choque para o processo Drell-Yan é (em ordem dominante):

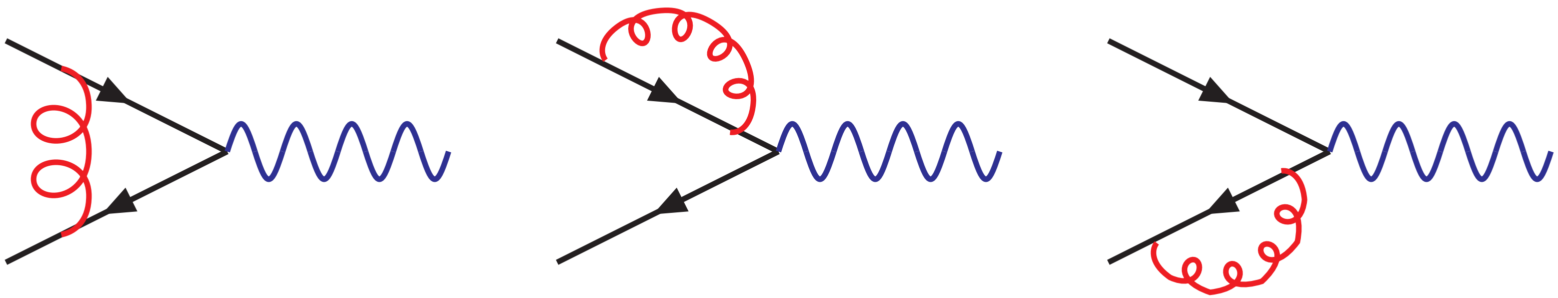
$$d\sigma = \sum_q e_q^2 \frac{4\pi\alpha^2}{9M^2} \left[f_q(x_A) f_{\bar{q}}(x_B) + f_{\bar{q}}(x_A) f_q(x_B) \right] dx_A dx_B \tag{7}$$

$$M^4 \frac{d\sigma}{dM^2} = \tau \int_\tau^1 \frac{dx_A}{2x_A} \frac{4\pi\alpha^2}{9} \sum_q e_q \left[f_q(x_A) f_{\bar{q}}(\tau/x_A) + f_{\bar{q}}(x_A) f_q(\tau/x_A) \right]. \tag{8}$$

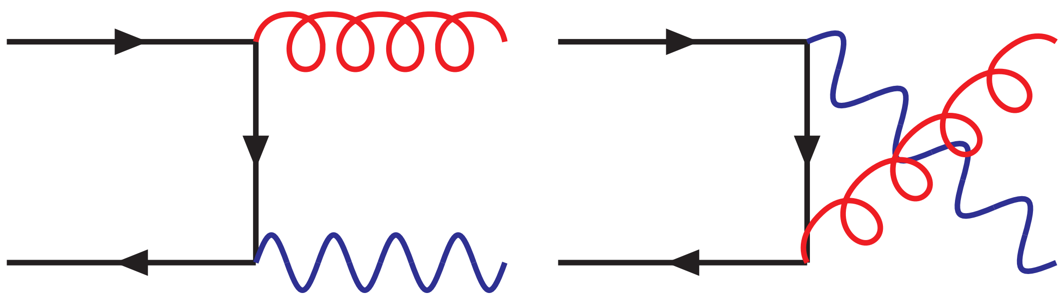
- A seção de choque acima não depende da escala M ($\tau \equiv M^2/s$), condizente com o escalonamento de Bjorken.
- A seção de choque derivada não possui dependência em momentum transversal. Seguir em ordem seguinte à dominante (OSD).

Diagramas em OSD

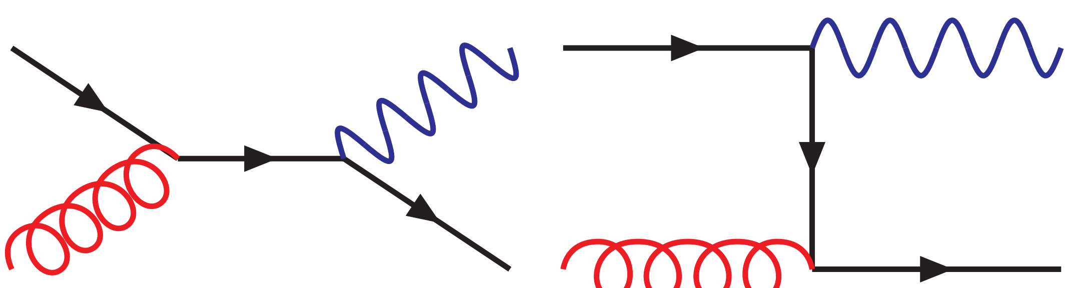
- Diagramas de correções virtuais:



- Diagramas de aniquilação:



- Diagramas de Compton:



Seções de choque dos subprocessos

- Apenas os diagramas de aniquilação e de Compton geram momentum transversal.
- A seção de choque para cada subprocesso é dada por:

$$\hat{\sigma}_{\text{aniq}}(\hat{s},\hat{t}) = \frac{d\hat{\sigma}_{\text{aniq}}}{dM^2 d\hat{t}} = \frac{8}{27}\frac{\alpha^2\alpha_{\text{s}}e_q^2}{M^2\hat{s}^2}\frac{2M^2\hat{s}+\hat{u}^2+\hat{t}^2}{\hat{t}\hat{u}} \tag{9}$$

$$\hat{\sigma}_{\text{Compt,A}}(\hat{s},\hat{t}) = \frac{d\hat{\sigma}_{\text{Compt,A}}}{dM^2 d\hat{t}} = \frac{1}{9}\frac{\alpha^2\alpha_{\text{s}}e_q^2}{M^2\hat{s}^2}\frac{2M^2\hat{u}+\hat{s}^2+\hat{t}^2}{-\hat{s}\hat{t}} \tag{10}$$

$$\hat{\sigma}_{\text{Compt,B}}(\hat{s},\hat{t}) = \frac{d\hat{\sigma}_{\text{Compt,B}}}{dM^2 d\hat{t}} = \frac{1}{9}\frac{\alpha^2\alpha_{\text{s}}e_q^2}{M^2\hat{s}^2}\frac{2M^2\hat{t}+\hat{s}^2+\hat{u}^2}{-\hat{s}\hat{u}} \tag{11}$$

- Há seções de choque distintas para os subprocessos de Compton dependendo de qual hádron é proveniente cada párton.
- As seções de choque de Compton estão relacionadas pela troca de $\hat{t}$ por $\hat{u}$.
- Diagramas de ordem $\alpha^2\alpha_{\text{s}}$.

Seção de choque $p_T \neq 0$

- O subprocesso precisa ser incorporado no processo, com o uso das funções de distribuição de pártons:

$$
\begin{aligned}
\sigma_P(s, M^2, p_T^2) &= \frac{d\sigma_P}{dM^2 dy dp_T^2} \\
&= \frac{1}{\pi}\frac{\alpha^2\alpha_{\rm s}}{M^2\hat{s}^2}\int_{x_{A\,\rm min}}^{1} dx_A \frac{x_B x_A}{x_A - x_1}\left\{P_{q\bar{q}}(x_A, x_B, M^2)\frac{8}{27}\frac{2M^2\hat{s}+\hat{u}^2+\hat{t}^2}{\hat{t}\hat{u}}\right. \\
&\left.+P_{qg}(x_A, x_B, M^2)\frac{1}{9}\frac{2M^2\hat{u}+\hat{s}^2+\hat{t}^2}{-\hat{s}\hat{t}} + P_{gq}(x_A, x_B, M^2)\frac{1}{9}\frac{2M^2\hat{t}+\hat{s}^2+\hat{u}^2}{-\hat{s}\hat{u}}\right\}.
\end{aligned}
$$

- Com $$x_B = \frac{x_A x_2 - \tau}{x_a - x_1} \qquad x_{A\,\rm min} = \frac{x_1 - \tau}{1 - x_2} \tag{12}$$

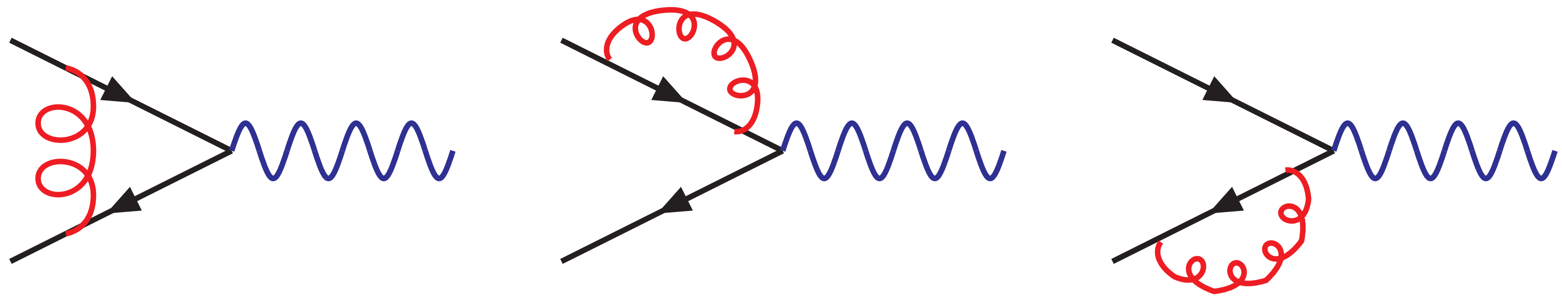
$$P_{q\bar{q}}(x_A, x_B, M^2) = \sum_q e_q^2\left(f_q(x_A)f_{\bar{q}}(x_B) + f_{\bar{q}}(x_A)f_q(x_B)\right) \tag{13}$$

$$P_{gq}(x_A, x_B, M^2) = \sum_q e_q^2 f_g(x_A)\left(f_q(x_B) + f_{\bar{q}}(x_B)\right). \tag{14}$$

- Dependência na forma de $p_T^{(-2)}$ surge para $p_T \approx 0$.

Seção de choque diferencial dupla

- Será calculada a seção de choque diferencial dupla, integrada em p_T, dependente de rapidez y e massa do dilépton M.
- Agora também são importantes os diagramas de correções virtuais:



- A interferência destes diagramas com o de OD é que produz um termo de ordem $\alpha^2\alpha_s$.

Divergências

- Três tipos de divergências são encontradas no cálculo dos diagramas:
  - infravermelhas,
  - ultravioletas e
  - colineares.
- A solução para as divergências contém duas etapas: a regularização e a posterior renormalização.
- Há a introdução de uma escala no processo.
- Após a regularização e a soma de todos os diagramas, apenas as divergências colineares persistem.
- Estas divergências estão relacionadas com o comportamento não perturbativo da teoria.
- As divergências colineares são então absorvidas nas funções de distribuição de pártons, que passarão a depender da escala.
- No processo Drell-Yan, uma escolha natural para a escala é a massa do dilépton M.

Seção de choque diferencial dupla

- Feita a renormalização e a regularização, a seção de choque diferencial dupla para o processo Drell-Yan em ordem seguinte à dominante é dada por:

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{dM^2dy} &= \frac{\hat{\sigma}_0}{s}\int_0^1 dx_A dx_B dz\delta(x_Ax_Bz-\tau)\delta\left(y-\frac{1}{2}\ln\frac{x_A}{x_B}\right) \\
&\times \left\{P_{q\bar{q}}(x_A,x_B,M^2)\left[\delta(1-z)+\frac{\alpha_s(M^2)}{2\pi}D_q(z)\right]\right. \\
&+ \left.[P_{qg}(x_A,x_B,M^2)+P_{gq}(x_A,x_B,M^2)]\left[\frac{\alpha_s(M^2)}{2\pi}D_g(z)\right]\right\}.
\end{aligned}$$

- No esquema de renormalização de subtração mínima, as funções $D_q(z)$ e $D_g(z)$ são dadas por:

$$\begin{aligned}
D_q(z) &= C_F\left[\delta(1-z)\left(\frac{2\pi^2}{3}-8\right)-2\frac{1+z^2}{1-z}\ln z+4(1+z^2)\left(\frac{\ln(1-z)}{1-z}\right)_+\right] \\
D_g(z) &= T_R\left[(z^2+(1-z)^2)\ln\frac{(1-z)^2}{z}+\frac{1}{2}+3z-\frac{7}{2}z^2\right].
\end{aligned}$$

Momentum transversal intrínseco

- Não estão incluídos de maneira consistente no modelo apresentado até agora os momenta transversais dos diléptons ($\vec{p_T}$, bidimensional), que experimentalmente são observados.
- Considerar que os pártons dentro dos hádrons possuem um momentum transversal intrínseco.
- Seguindo a hipótese de que a dependência no momentum transversal é fatorizável, as funções de distribuição de pártons são alteradas seguindo a regra:

$$f(x)dx \rightarrow f(x)h(\vec{k_T})dxd^2k_T \tag{15}$$

com $\int h(\vec{k_T})d^2k_T = 1$.

- A distribuição mais usada neste tipo de parametrização é a gaussiana:

$$h(\vec{k_T}) = \frac{1}{2\pi b^2}\exp\left(\frac{k_T^2}{2b^2}\right). \tag{16}$$

Momentum transversal intrínseco

- O parâmetro fenomenológico b deve ser ajustado para melhor descrever os resultados experimentais existentes.
- Combinar o momentum transversal intrínseco com as duas partes da seção de choque: a que gera momentum transversal $\sigma_P(s, M^2, p_T^2)$ e a colinear $\sigma_C(s, M^2)$.

$$\begin{aligned}\sigma_S(s, M^2, y, p_T) &= \int d^2\vec{q_1} \int d^2\vec{q_2}\delta(\vec{p_T} - \vec{q_1} - \vec{q_2})h(\vec{q_1})h(\vec{q_2})\sigma_C(s, M^2) \\ &+ \int d^2\vec{q_1} \int d^2\vec{q_2} \int d^2\vec{q_T}\delta(\vec{p_T} - \vec{q_1} - \vec{q_2} - \vec{q_T})h(\vec{q_1})h(\vec{q_2})\sigma_P \\ &= h'(p_T^2)\sigma_C(s, M^2) + \int d^2\vec{q_T}h'((\vec{p_T} - \vec{q_T})^2)\sigma_P(s, M^2, q_T^2),\end{aligned}$$

com $h'(p_T^2) = \frac{1}{4\pi b^2}\exp(\frac{p_T^2}{4b^2})$.

- Os dois termos acima divergem, mas se $\sigma_P(s, M^2, p_T^2)h'(p_T^2)$ é somado ao primeiro termo e subtraído ao segundo, ambos convergem:

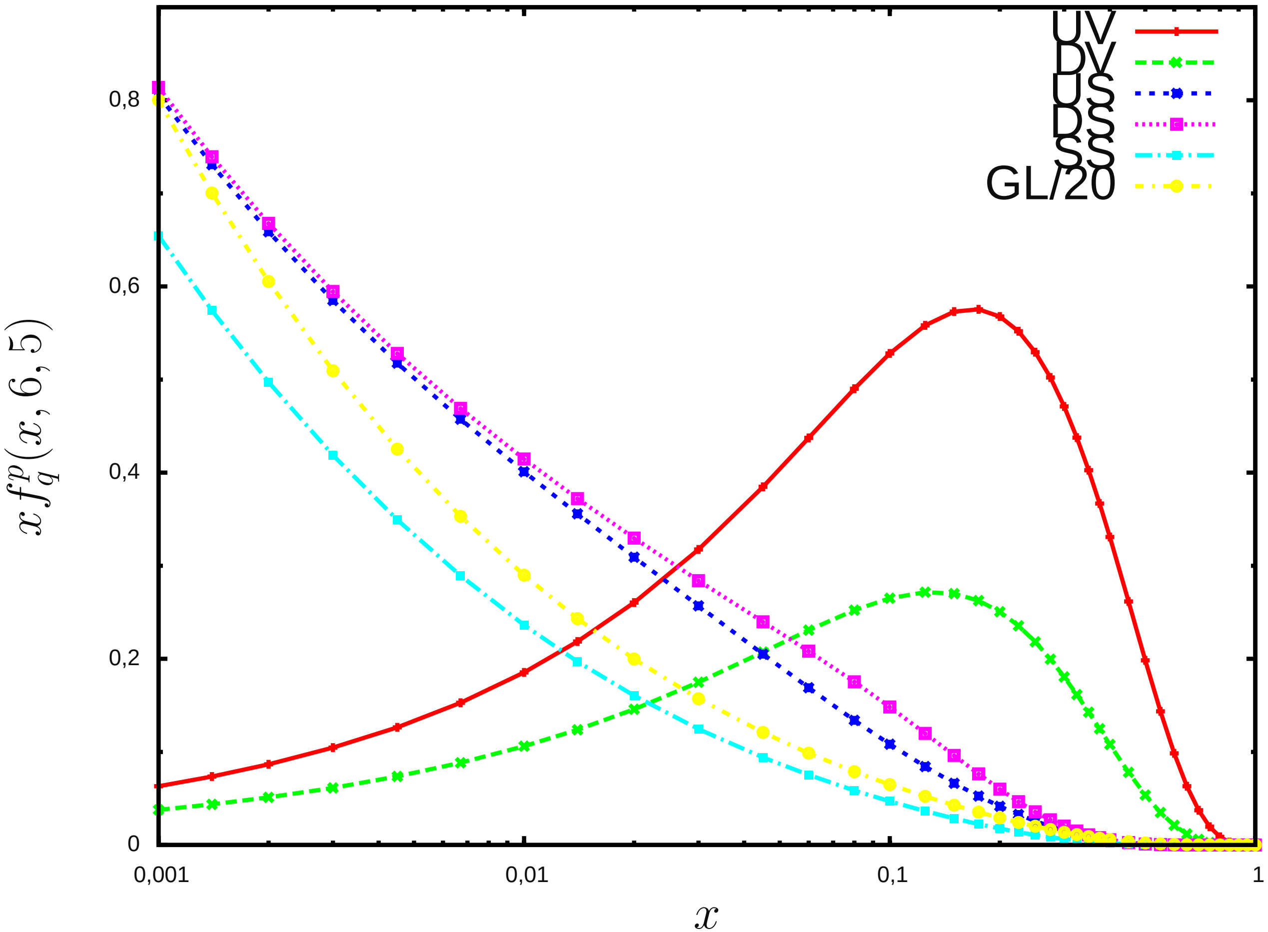
$$\sigma_S(s, M^2, y, p_T) = h'(p_T^2)\frac{d\sigma}{dM^2 dy} + \int d^2 q_T \sigma_P(s, M^2, q_T^2)[h'((\vec{p}_T - \vec{q}_T)^2) - h'(p_T^2)], \tag{17}$$

- Expressão a ser usada.

Funções de distribuição de pártons

- Funções de distribuição para prótons livres e para nucleons dentro de núcleos serão usadas.
- O próton é composto por três quarks de valência (dois *up* e um *down*).
  - Estes quarks podem emitir glúons.
  - Estes glúons podem emitir pares de quarks e antiquarks de qualquer sabor.
- Esta seqüência de emissões cria uma nuvem de pártons associada ao hádron.
- O cálculo completo das distribuições partônicas a partir de primeiros princípios é muito difícil, senão impossível.
- Solução fenomenológica, as funções de distribuição de pártons são parametrizadas a partir de variados experimentos.
- Entre estes vários experimentos, é de grande importância o espalhamento profundamente inelástico, pois nele os hádrons são sondados por elétrons (que não têm estrutura).

Funções de distribuição de pártons



- Quarks de mar (US, DS, SS).
- Quarks de valência (UV, DV).
- Glúons (GL).
- Glúons não tem massa, por isso dominam em pequeno x.

- Entre as diversas parametrizações existentes na literatura, a GRV98 (Gluck, Reya e Vogt) será utilizada.

Funções de distribuição de pártons

- As funções de distribuição de pártons nucleares serão calculadas a partir das funções de prótons livres.
- As funções nucleares são definidas para um nucleon dentro do núcleo, ou seja, x é quanto o párton carrega de momentum do nucleon, que por sua vez tem $1/A$ da energia do núcleo.
- Para obter então a seção de choque total, é necessário multiplicar por A o resultado obtido.
- Duas parametrizações são usadas:
  - EKS (Eskola, Kolhinen e Salgado);
  - nDS (de Florian e Sassot).
- Ambas usam a GRV como função de distribuição de pártons em prótons livres.

- A parametrização EKS dá a função de distribuição partônica nuclear simplesmente como a função de um próton livre vezes um fator: $f_q^A(x,Q) = R_q^A(x,Q) f_q^p(x,Q)$.

Funções de distribuição de pártons

- A parametrização nDS é a primeira parametrização nuclear em ordem seguinte à dominante.
- A parametrização obtém a função nuclear por meio de uma convolução da função de próton livre com uma função-peso W:

$$f_q^A(x,Q) = \int_x^A \frac{dy}{y} W_q(y,A) f_q^p\left(\frac{x}{y},Q\right). \tag{18}$$

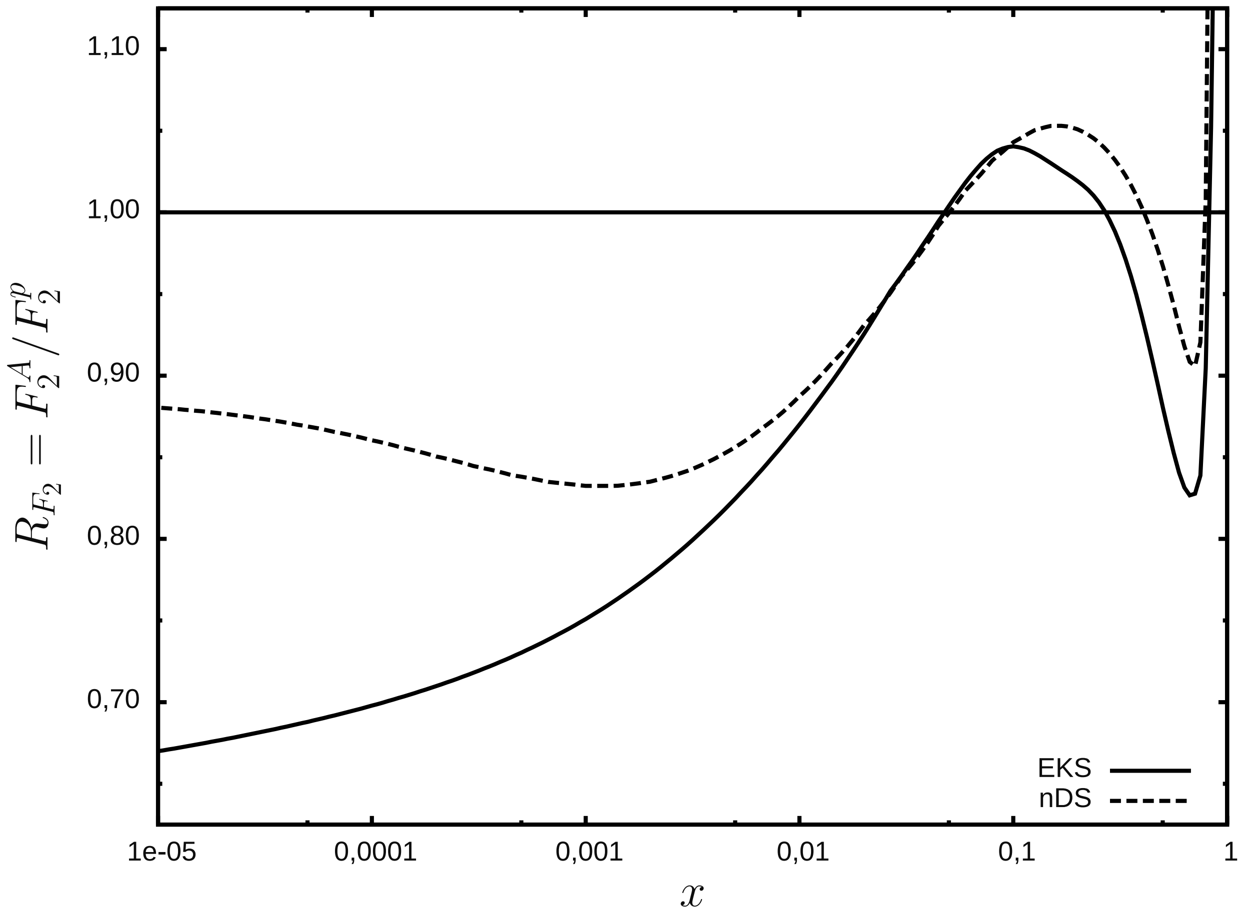
- A convolução apresenta muitas vantagens: e.g., por meio da transformada de Mellin:

$$\{\mathcal{M}f\}(s) = \int_0^\infty x^s f(x)\frac{dx}{x}, \tag{19}$$

  a evolução em Q pode ser resolvida muito mais facilmente, o que permite a aplicação à ordem seguinte à dominante
- O intervalo de x não é a $0 \le x \le 1$, mas a $0 \le x \le A$.
- Uma maneira de comparar as distribuições é calcular a razão $R_{F_2}^A = F_2^A/F_2^p$, com a definição:

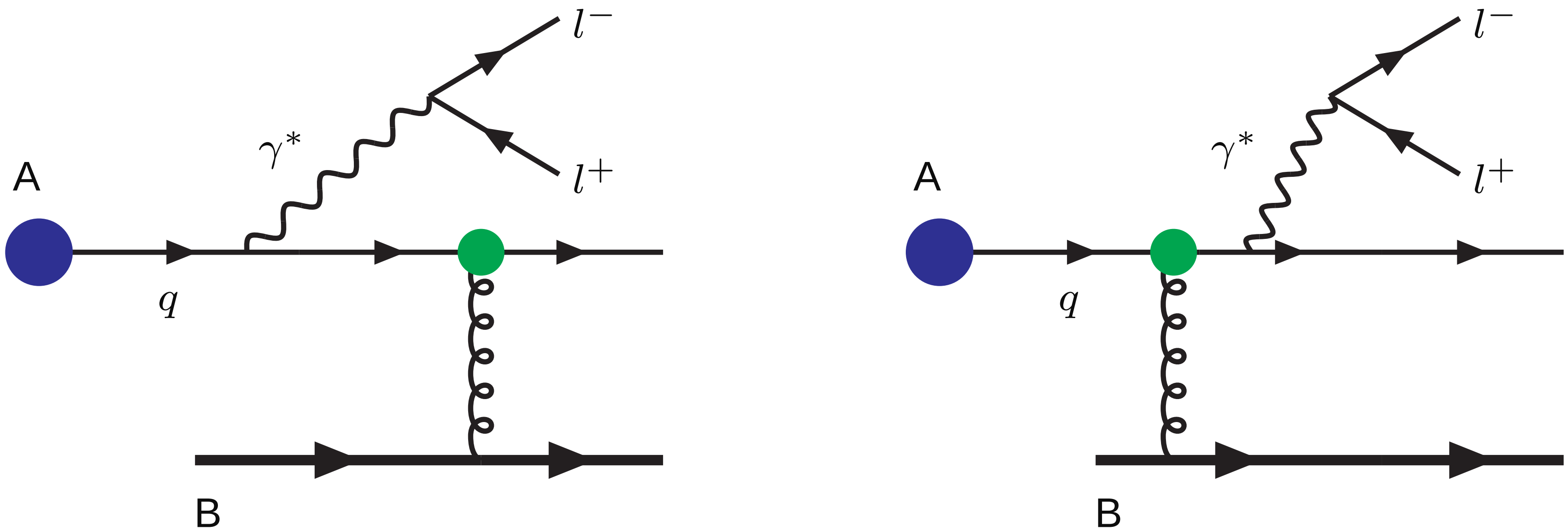
$$F_2(x,Q) = x\sum_q e_q^2[f_q(x,Q) + f_{\bar{q}}(x,Q)]. \tag{20}$$

Efeitos nucleares



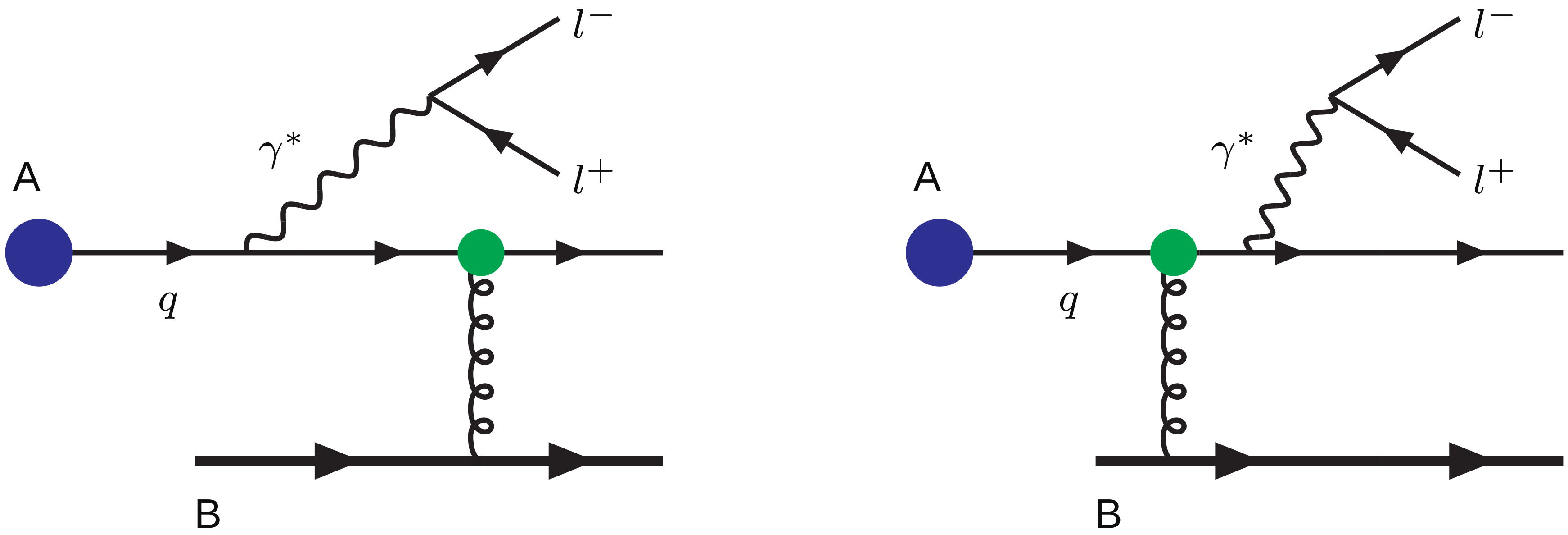
- Movimento de Fermi para aproximadamente $0,8 < x$.
- Efeito EMC (*European Muon Collaboration*) $0,3 < x < 0,8$.
- Anti-sombreamento para $0,1 < x < 0,3$.
- Sombreamento para $x < 0,1$.

Formalismo de dipolos de cor



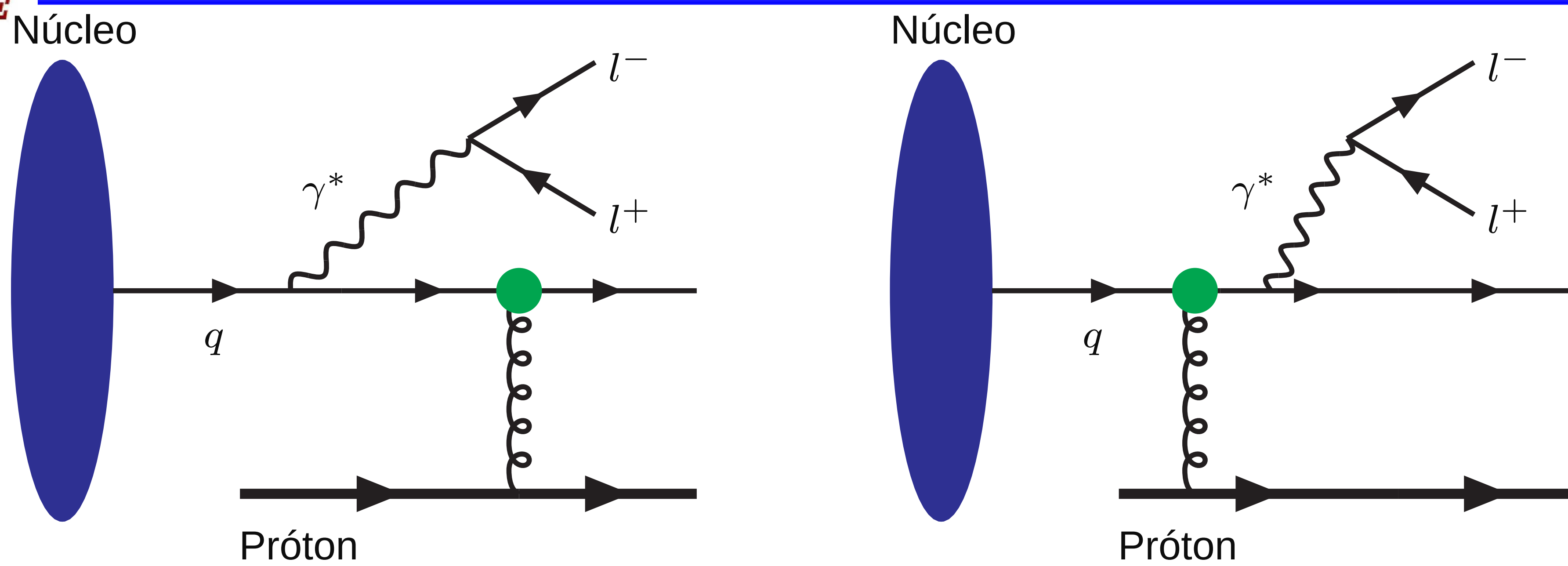
- O formalismo de dipolos de cor considera o mesmo processo Drell-Yan no referencial de repouso de um dos hádrons (alvo), enquanto que o outro hádron é o projétil.
- Os diagramas envolvidos são diferentes: o processo de produção de diléptons é similar ao de *bremsstrahlung* (radiação de freamento) por meio de emissão de um fóton virtual que subseqüentemente decai no dilépton.

Formalismo de dipolos de cor



- A seção de choque de dipolos do espalhamento profundamente inelástico pode ser utilizada sem alterações.
- No processo Drell-Yan, a seção de choque de dipolos aparece como a interferência dos dois diagramas envolvidos no processo.
- O formalismo de dipolos é fenomenologicamente bem sucedido apenas para x_2 muito pequeno (aproximadamente $x_2 < 0,1$), i. e., para rapidez y grande.
- Em colisões próton–próton, a simetria permite que os resultados para $y > 0$ possam ser reinterpretados para $y < 0$, trocando y por $-y$ e x_1 por x_2.

Formalismo de dipolos de cor



- Quando o método é aplicado com o núcleo como alvo e o próton como projétil, a assimetria presente impede que esta adaptação possa ser realizada.
- Neste contexto surge a idéia de considerar o próton como alvo e o núcleo como projétil.

M.A. Betemps, M.B. Gay Ducati, E.G.O.;
Phys. Rev. D 74, 094010

- Isto será feito sem alterar as definições de x_1 por x_2, então o formalismo de dipolos se aplicará para x_1 pequeno, i.e., rapidezes negativas e grandes em módulo.

Formalismo de dipolos de cor

- A seção de choque com dependência em p_T é dada por:

$$\frac{d\sigma^{DY}}{dM^2dyd^2p_T} = \frac{\alpha_{em}^2}{6\pi^3M^2}\int_0^\infty d\rho W(x_2,\rho,p_T)\sigma_{\rm dip}(x_1,\rho), \tag{21}$$

em que p_T é o momentum transversal do dilépton, M é a massa do dilépton, y é a rapidez e ρ é a separação transversal do dipolo.

- x_2 é a fração do momentum de um nucleon no projétil levada pelo fóton virtual.
- A função $W(x_2,\rho,p_T)$ depende da função de estrutura nuclear $F_2^A(x_2/\alpha, M^2)$ que contém os efeitos nucleares:

$$\begin{aligned} W(x_2,\rho,p_T) &= \int_{x_2}^1 \frac{d\alpha}{\alpha^2} F_2^A\left(\frac{x_2}{\alpha},M^2\right)\left\{[m_q^2\alpha^4+2M^2(1-\alpha)^2]\left[\frac{1}{p_T^2+\eta^2}T_1(\rho)-\frac{1}{4\eta}T_2(\rho)\right]\right. \\ &+ \left.[1+(1-\alpha)^2]\left[\frac{\eta p_T}{p_T^2+\eta^2}T_3(\rho)-\frac{1}{2}T_1(\rho)+\frac{\eta}{4}T_2(\rho)\right]\right\}, \end{aligned}$$

em que x_2/α é a fração do momentum do próton levada pelo quark emitido ($\alpha < 1$).

- A constante η é dada por $\eta^2 = (1-\alpha)M^2 + \alpha^2 m_q^2$ e m_q é a massa do quark ($m_q = 0,2$ GeV).

Formalismo de dipolos de cor

- A função de estrutura nuclear leva em conta as distribuições do projétil:

$$F_2^A(x, M^2) = \sum_q e_q^2 [x f_q^A(x, M^2) + x f_{\bar{q}}^A(x, M^2)]. \quad (22)$$

- No caso de uma colisão próton–próton, a função de estrutura nuclear deve ser substituída pela função de um próton livre $F_2^p(x_2/\alpha, M^2)$.

- O formalismo de dipolos já em ordem dominante gera uma distribuição em p_T bem comportada e adequada aos experimentos.

- Para pequeno x_1 e grande p_T o formalismo de dipolos corresponda à contribuição de Compton da análise no referencial de momentum infinito quando os efeitos de saturação na seção de choque de dipolos são desprezados.

Seção de choque de dipolo σ_{dip}

- No espalhamento profundamente inelástico, $\sigma_{dip}(x,r)$ é a seção de choque entre o dipolo de cor de tamanho r (uma flutuação do fóton virtual) e o alvo, no caso, um próton.
- O dipolo de cor é formado por um quark de determinada cor e um antiquark de anticor complementar, de tal forma que a combinação da cor e da anticor é branca (ou incolor).
- Se a distância entre o quark e o antiquark é muito pequena, cor e anticor estão praticamente sobrepostas e há a transparência à cor.
- Em ordem dominante em α_s e para pequeno x a seção de choque de dipolos é dada por:

$$\sigma_{dip}(x,r) = \frac{\pi^2}{3}\alpha_s r^2 xG(x). \tag{23}$$

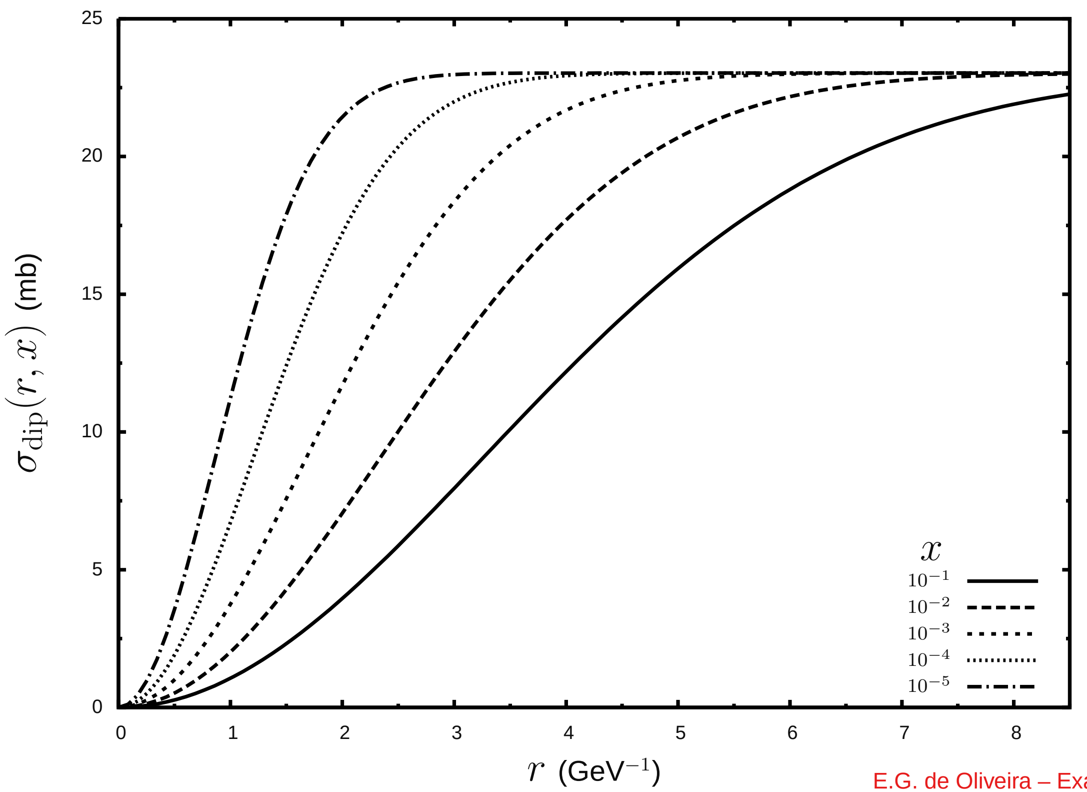
- A seção de choque de dipolos aumenta quando a distância entre o par de quark e antiquark r cresce.
- $\sigma_{dip}(x,r)$ também aumenta com o crescimento de $G(x)$ (pequeno x).
- Espera-se que para x pequeno ocorra a saturação dos glúons, por meio de correções de unitariedade tais como:
    - a recombinação de glúons;
    - a troca de múltiplos glúons entre o dipolo e o alvo.

Seção de choque de dipolo σ_{dip}

- O modelo fenomenológico proposto por Golec-Biernat e Wüsthoff (GBW) será usado:

$$\sigma_{dip}(x,r) = \sigma_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{r^2 Q_0^2}{4(x/x_0)^\lambda}\right)\right]. \quad (24)$$

- $Q_0^2 = 1$ GeV^2.
- Três parâmetros são ajustados: $\sigma_0 = 23,03$ mb (59,14 GeV^{-2}), $x_0 = 3,04 \times 10^{-4}$ e $\lambda = 0,288$.



Resultados e comparação

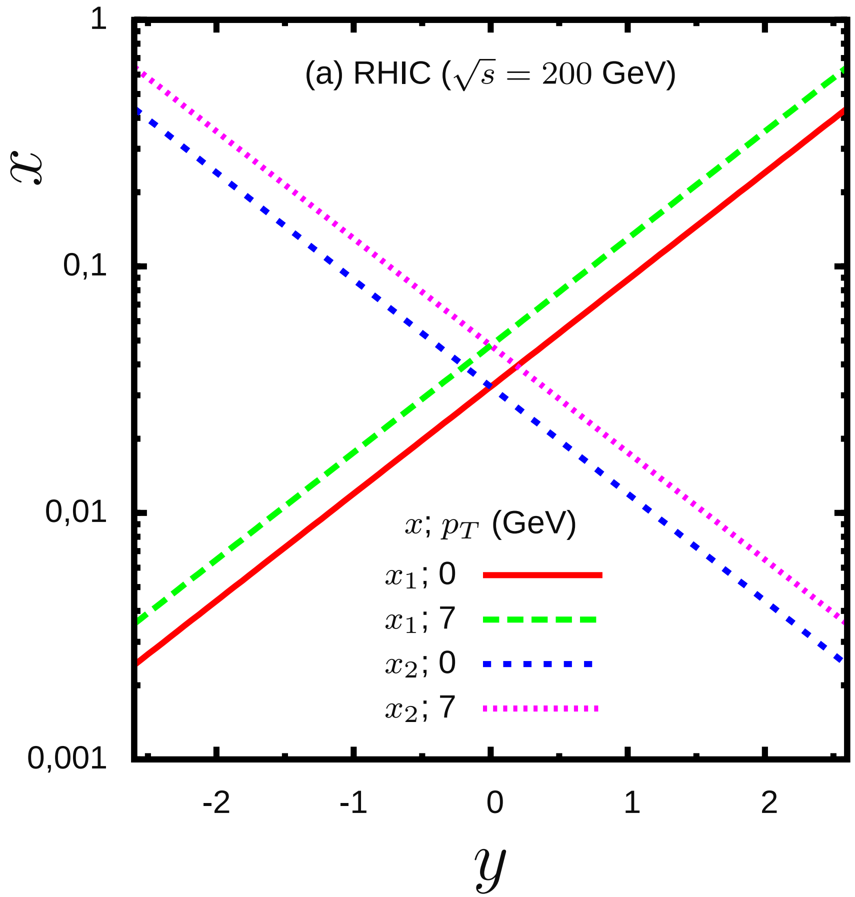
- Dois formalismos: dipolos de cor no referencial de repouso do alvo (dipolo) e momentum transversal intrínseco no referencial de momentum infinito (RMI).
  - $M = 6,5$, $p_T < M$; estudar x pequeno.
  - $\alpha = 0,186$, dada pela GRV98.
  - $b = 0,48$ GeV, gerando um momentum transversal intrínseco médio de aproximadamente $0,6$ GeV.
- Não há resultados experimentais correspondentes.

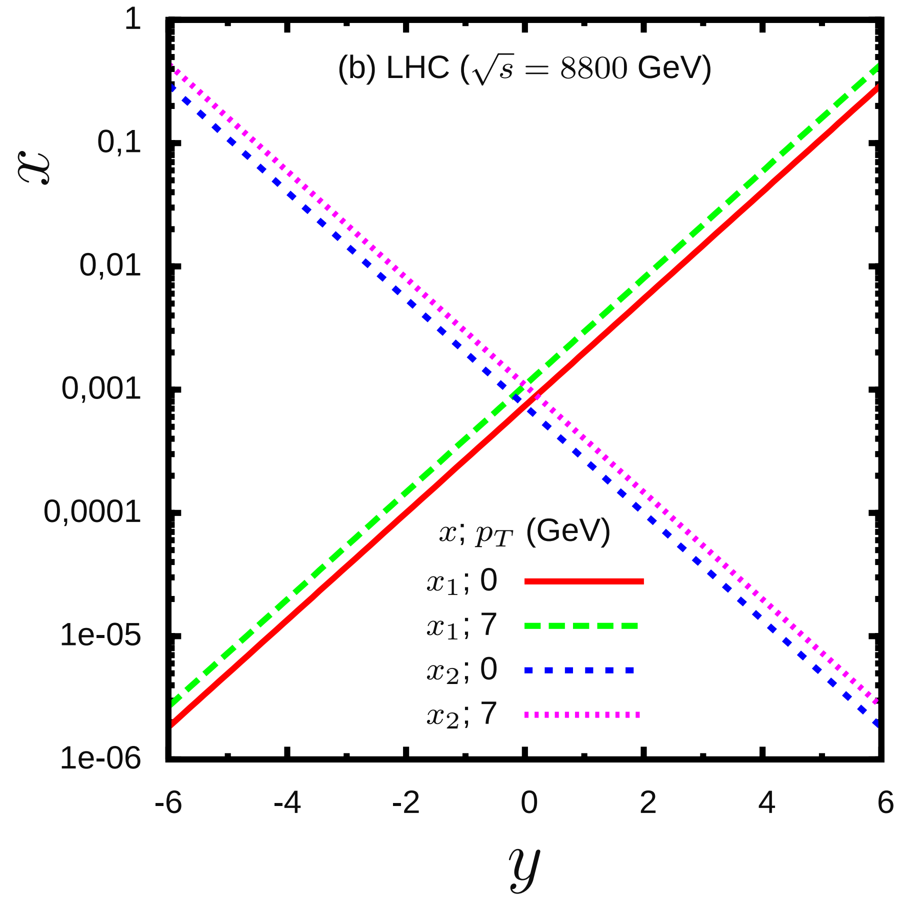
- Reações próton–núcleo de ouro ($A = 196,97$) comparadas com reações próton–próton.
- Fator de modificação nuclear será calculado:

$$R_{pA} = \frac{d\sigma(pA)}{dp_T^2 dy dM} \bigg/ A \frac{d\sigma(pp)}{dp_T^2 dy dM}. \tag{25}$$

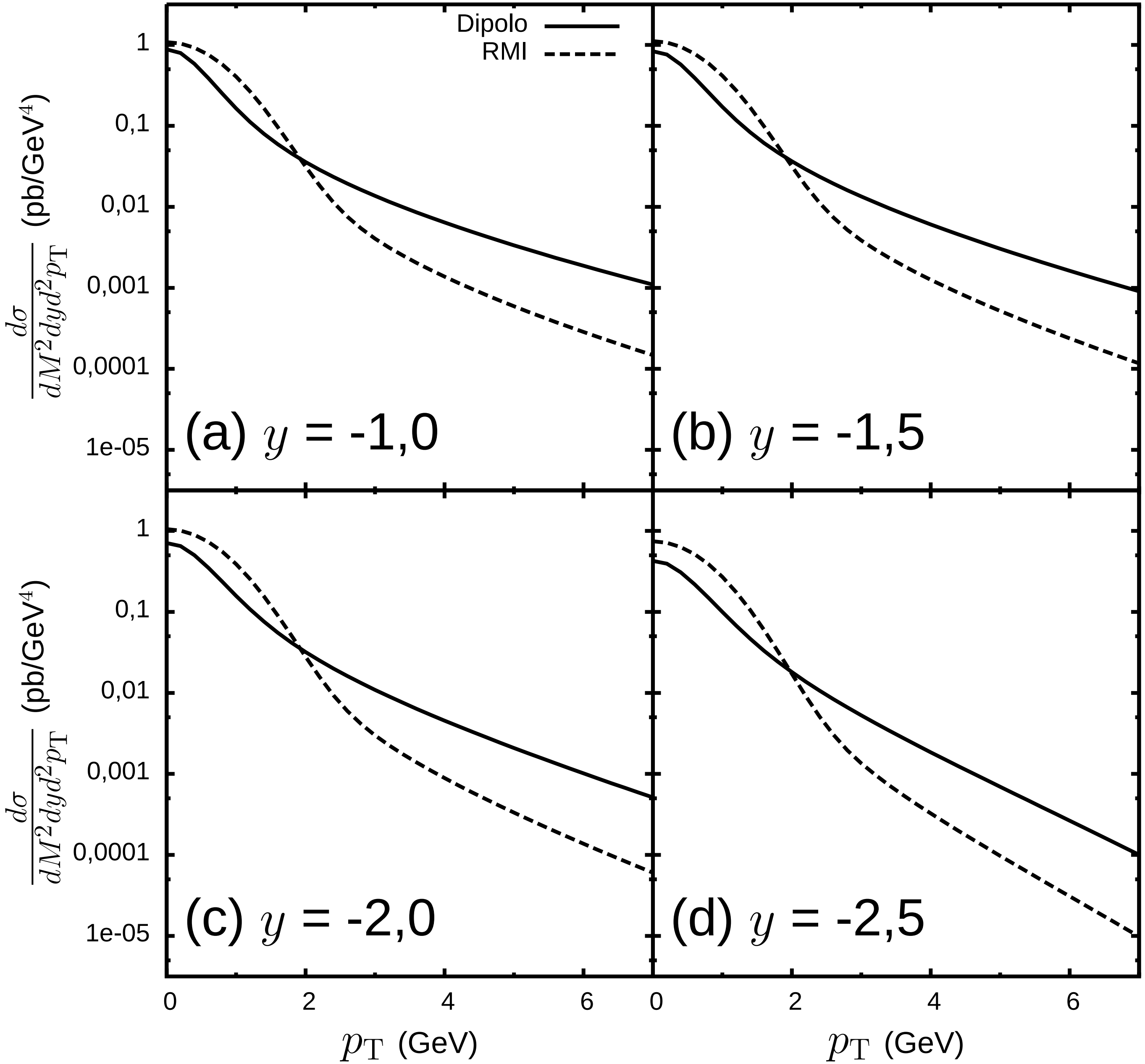
x_1 e x_2

- Energias compatíveis com as dos colisores RHIC ($\sqrt{s} = 200$ GeV) e LHC ($\sqrt{s} = 8800$ GeV).
- Variação de x_1 e x_2 com a rapidez y e o momentum transversal p_T para energias de RHIC e LHC.





Resultados – RHIC

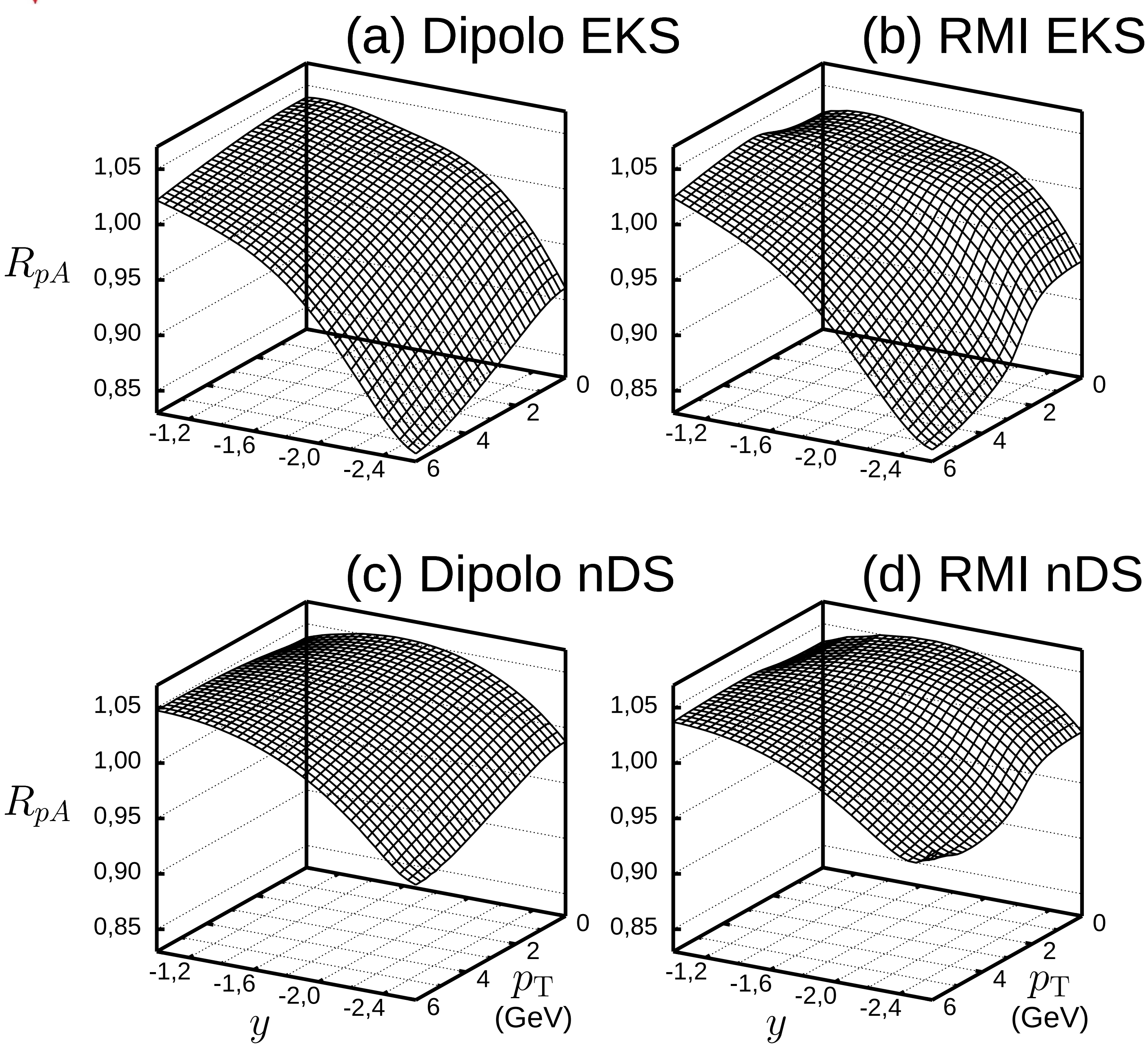


- Seção de choque pp.
- Limites:

$$0,00241 < x_1 < 0,0176$$
$$0,0883 < x_2 < 0,643.$$

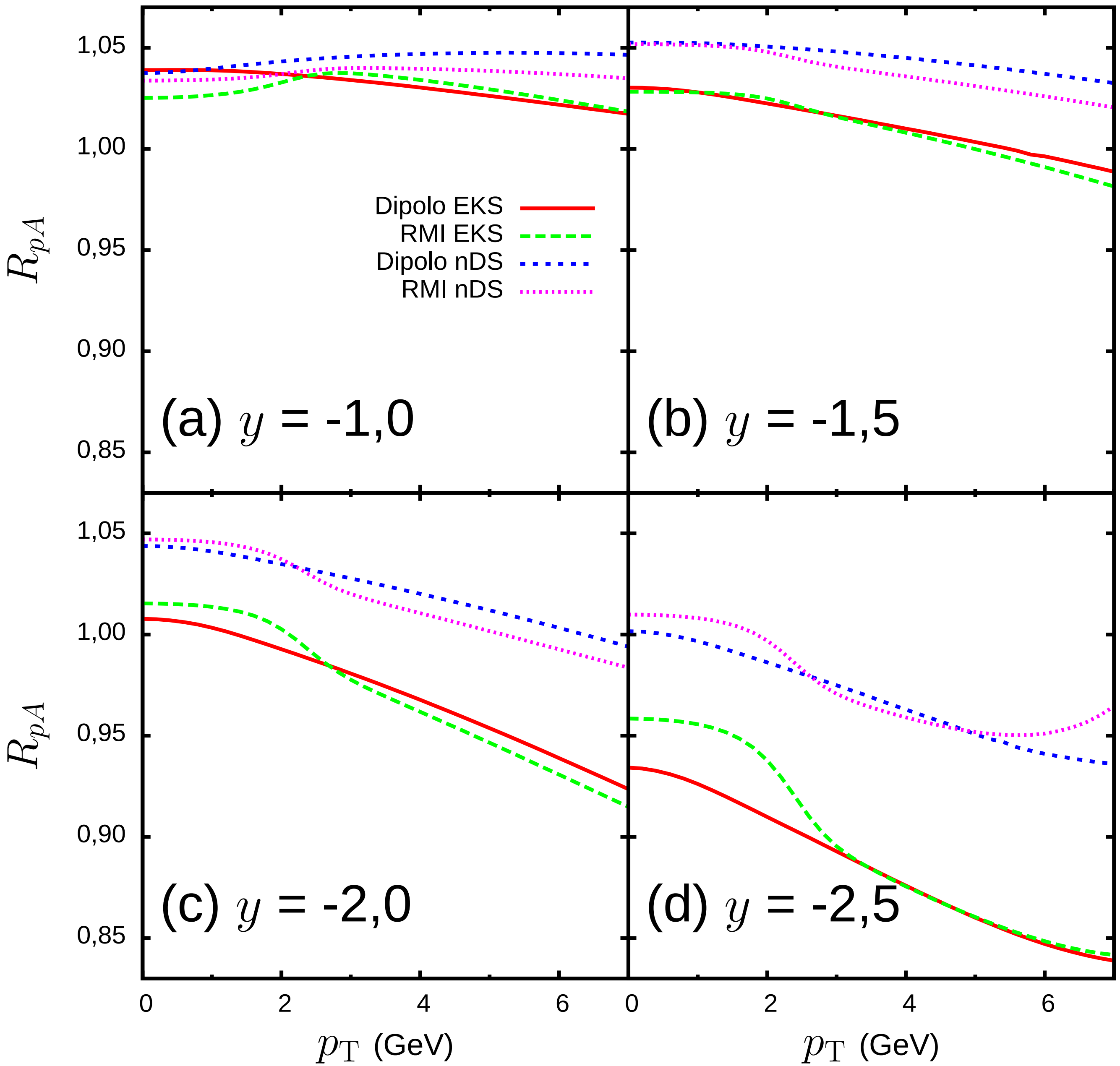
- Resultados distintos, qualitativamente e quantitativamente.
- Para grande p_T, mesma dependência em p_T.

Resultados – RHIC



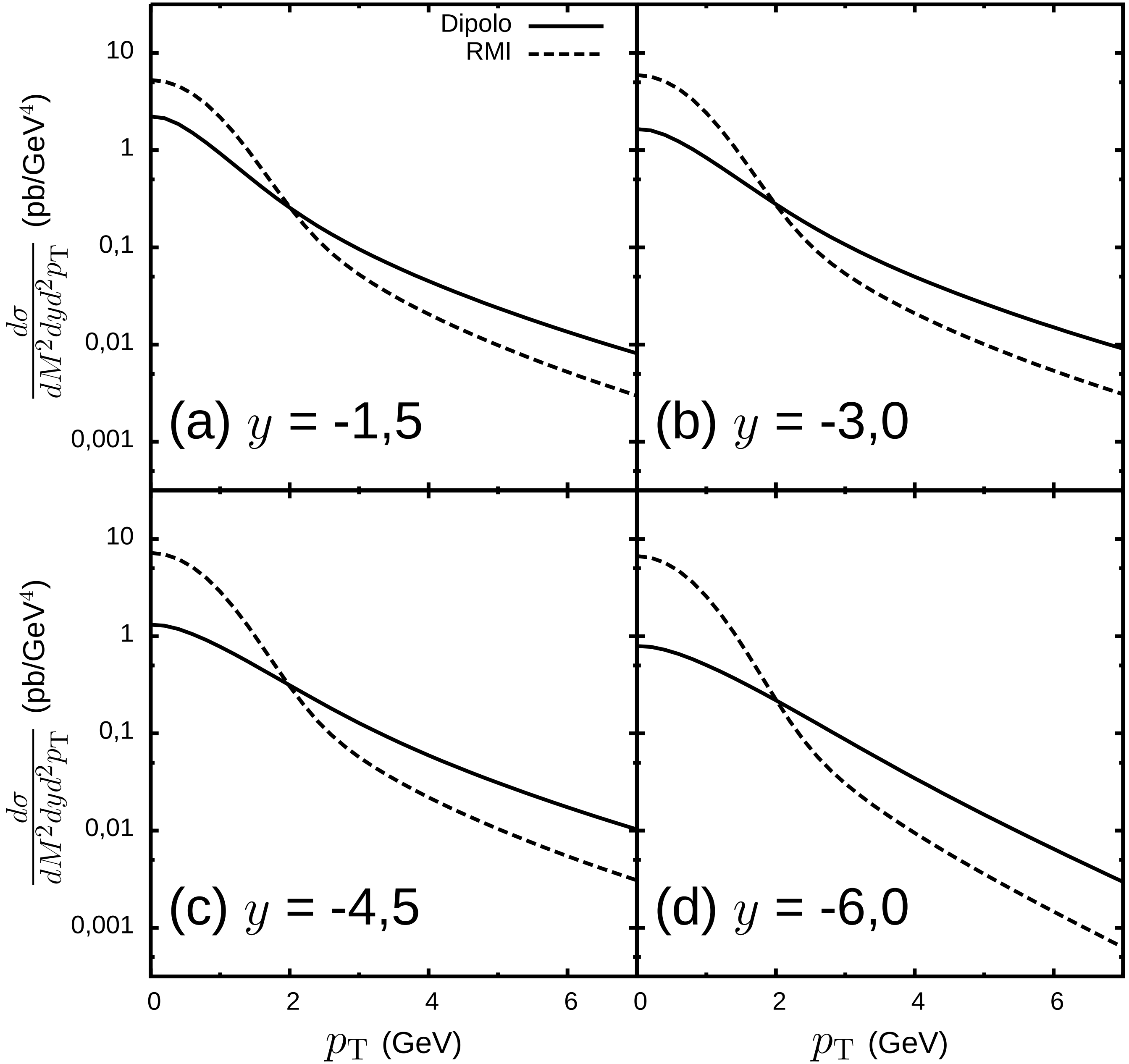
- Razão R_{pA}
- Coerência entre os formalismos.
- Degrau (no RMI) em p_T para y baixo e $p_T \sim 2,5$ GeV.

Resultados – RHIC



- Razão R_{pA}
- nDS $>$ EKS.
- Melhor concordância: $y = -2,5$.
- Efeitos: movimento de Fermi, EMC e anti-sombreamento.
- Dois regimes no RMI.
- EKS: resultados similares.
- nDS: mais sensível ao modelo.

Resultados – LHC

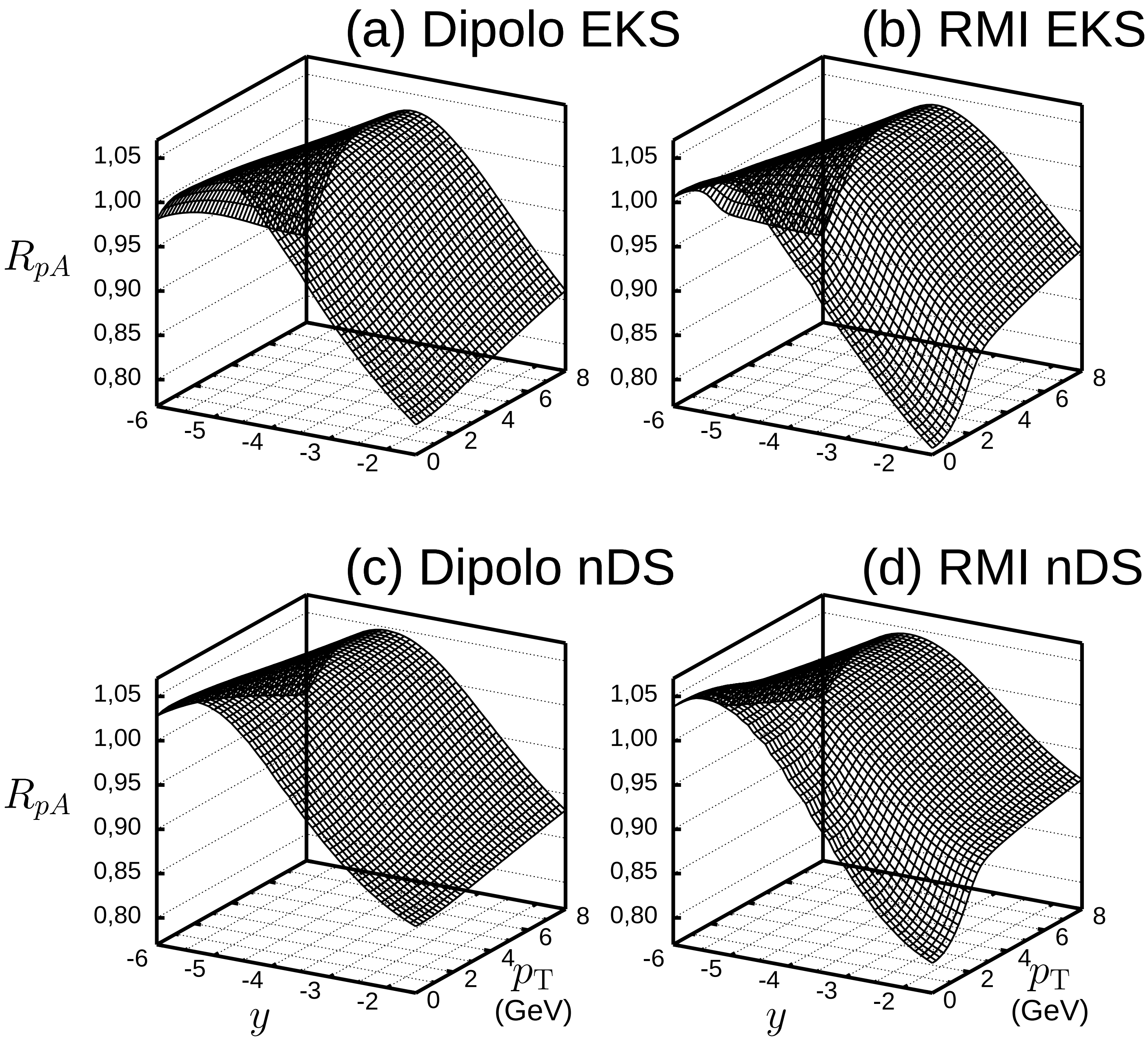


- Seção de choque pp
- Limites:

$$1,83 \cdot 10^{-6} < x_1 < 3,99 \cdot 10^{-4}$$

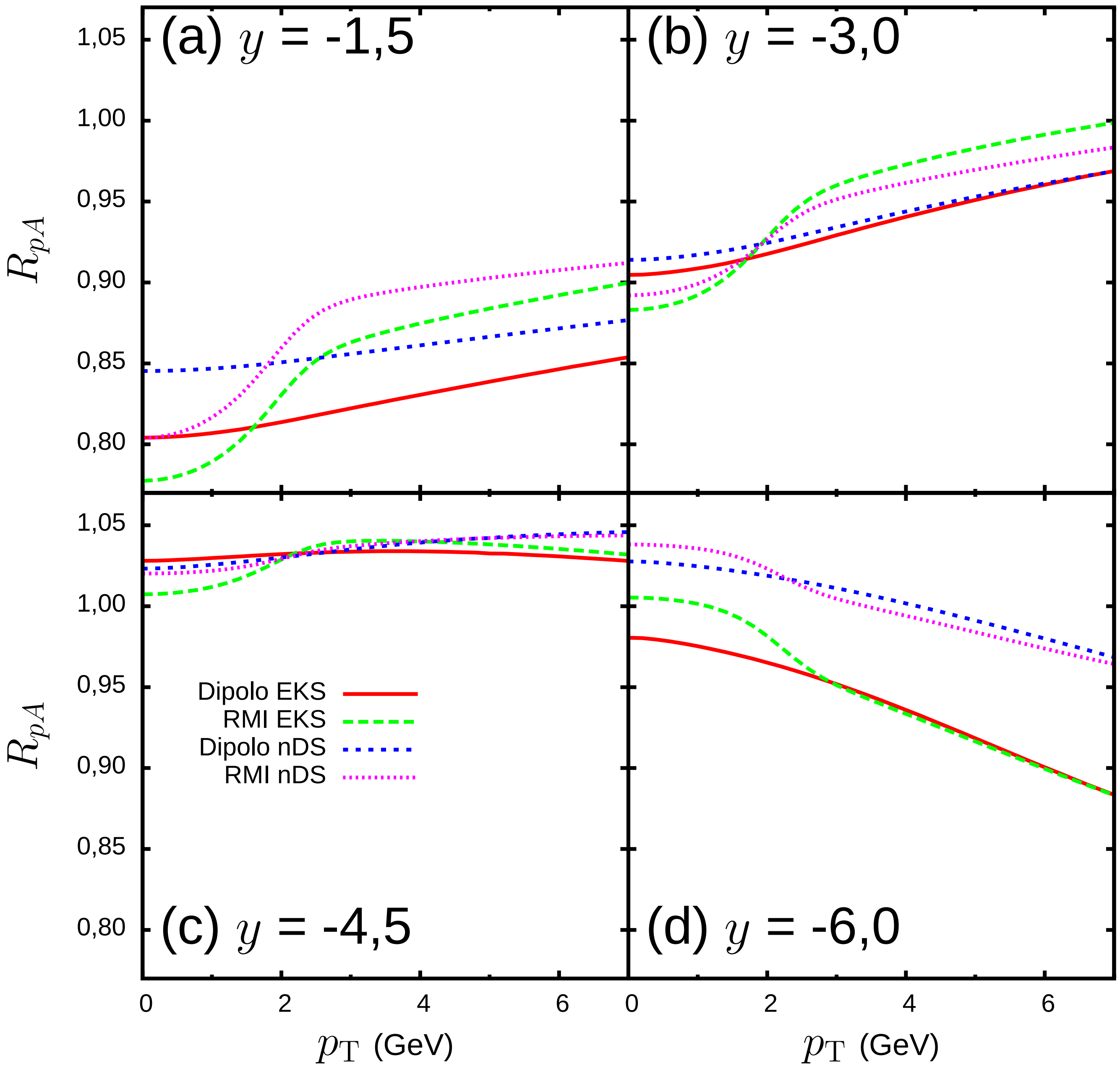
$$2,01 \cdot 10^{-3} < x_2 < 0,438$$

Resultados – LHC



- Razão R_{pA}.
- Degrau na mesma posição.
- Máximo nas distribuições.

Resultados – LHC



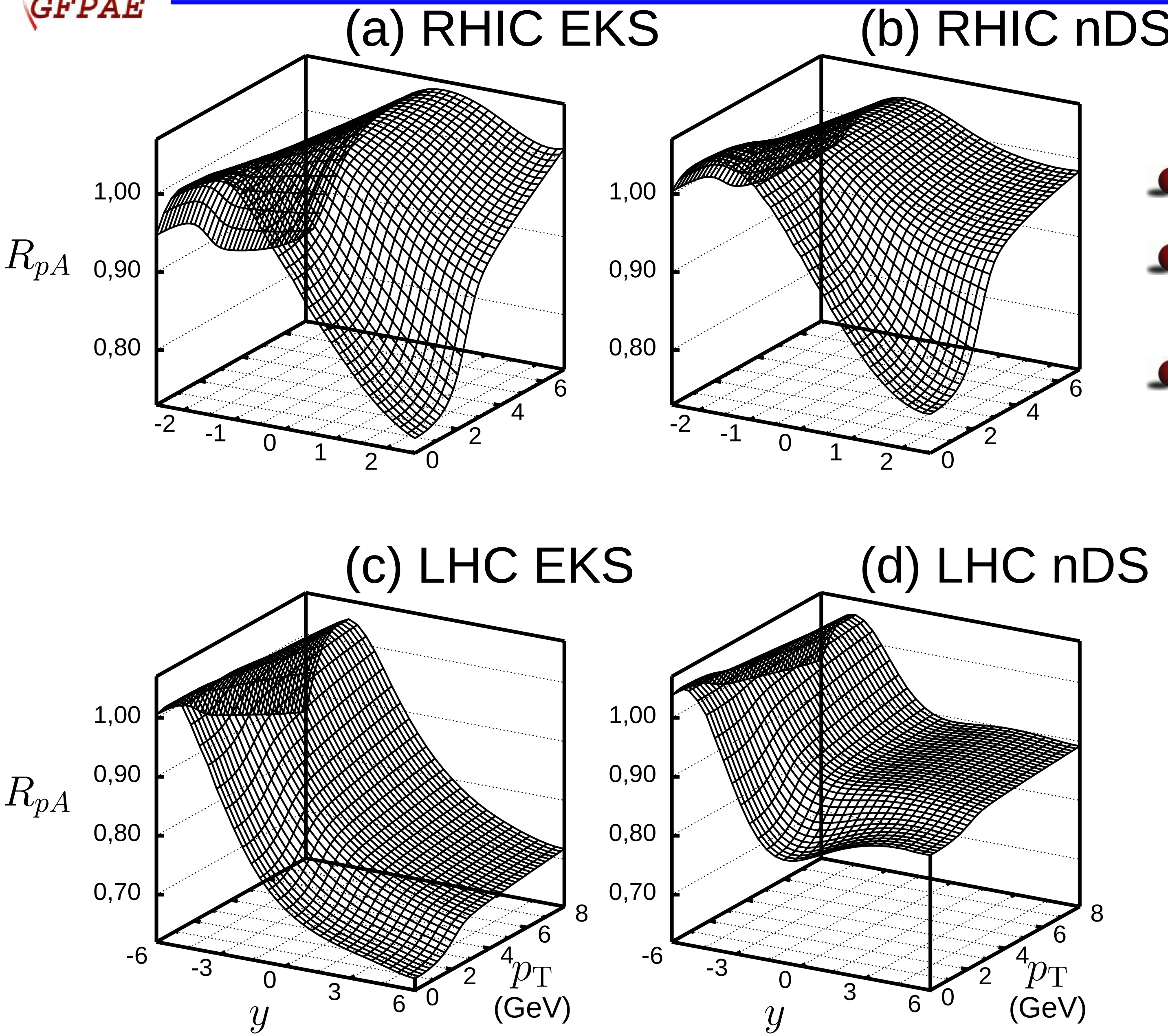
- Razão R_{pA}.
- Incerteza no modelo para rapidezes centrais.
- Inclusão de efeitos de sombreamento: pico.
- Menor dependência em p_T.

Rapidezes negativas e positivas

- Formalismo no referencial de momentum infinito se mantém válido como descrito até agora.

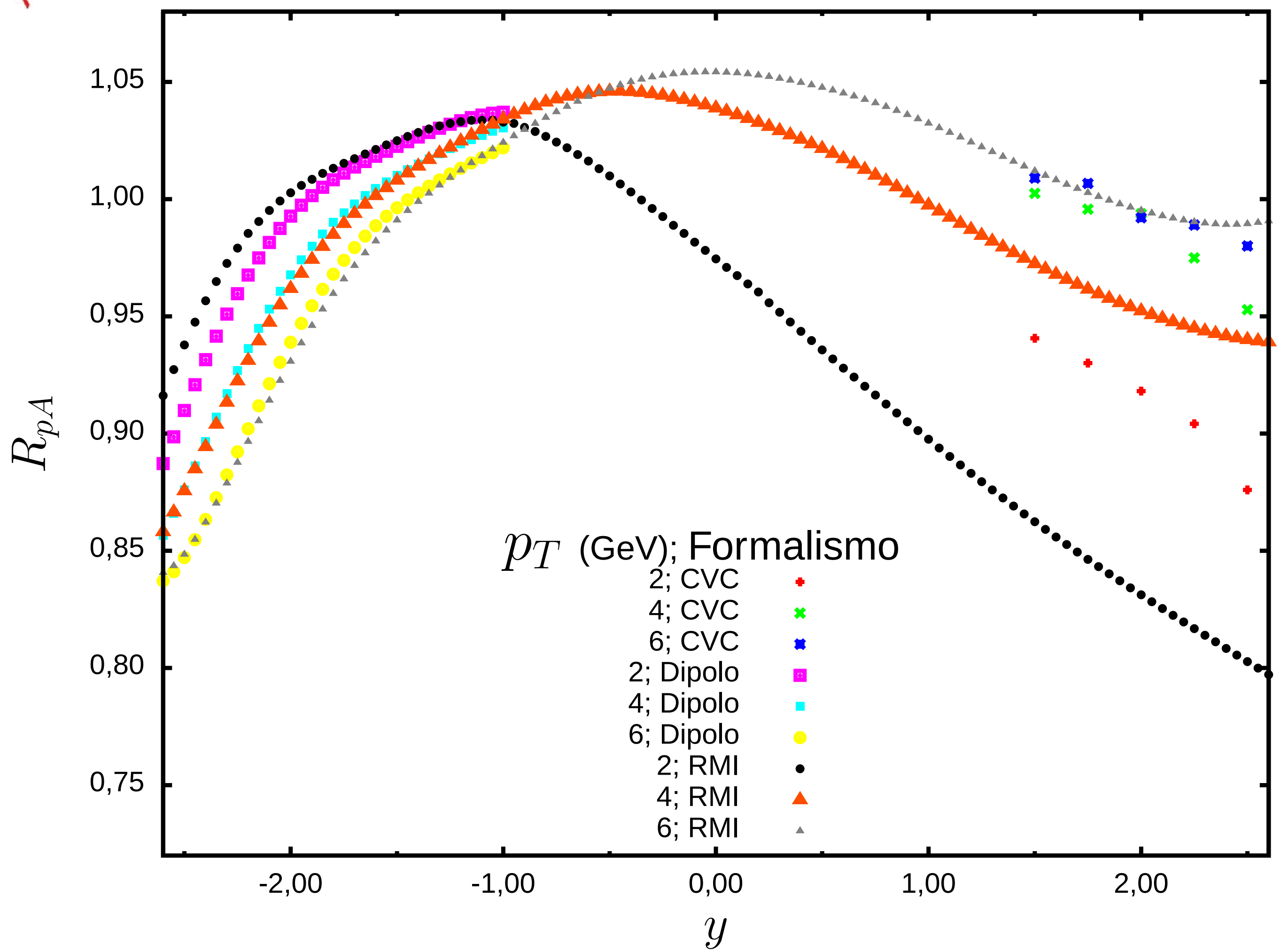
- Formalismo de dipolos na região positiva de rapidez:
  - A troca entre o alvo e o projétil realizada anteriormente precisa ser desfeita: agora o núcleo volta a ser o alvo.
  - Na F_2 serão usadas funções de distribuição de pártons em prótons livres.
  - Na seção de choque de dipolos, o núcleo em repouso e testado a pequenas frações de momentum x_b deve ser considerado como um sistema denso, como no condensado de vidros de cor (CVC).
  - Efeitos nucleares de pequeno x terão importância.

Rapidezes negativas e positivas



- Razão R_{pA}.
- $y > 0$ – efeito de sombreamento.
- LHC nDS – sombreamento aumenta R_{pA}.

Rapidezes negativas e positivas



- Inversão na dependência em p_T:
- Rapidez positiva: sombreamento.
- Rapidez negativa: anti-sombreamento e efeito EMC.

Conclusões

- O formalismo de dipolos no processo Drell–Yan foi empregado com sucesso para rapidezes negativas.
- Resultados qualitativamente similares entre os formalismos e as distribuições.
- Apesar disso, diferenças encontradas podem indicar como o processo Drell–Yan pode ser melhor modelado, como o degrau observado em p_T e o comportamento de R_{pA} com relação à y e p_T.
- Para rapidezes negativas, os efeitos de anti-sombreamento e EMC para energias de RHIC e estes dois mais o de sombreamento para energias de LHC são relevantes.

- A produção de diléptons para rapidezes negativas é apropriada para entender e quantificar os efeitos nucleares para pequeno e grande x.

Perspectivas

- Usar outras distribuições de pártons em prótons livres (CTEQ, MRST) e nucleares EPS08.
- Estudo de diferentes parametrizações para o momentum transversal intrínseco.
- Ressoma de termos $\log(p_T/M)$ no referencial de momentum infinito (sem momentum transversal intrínseco).
- Modelo alternativo de *off-shellness*, de Linnyk, Leupold e Mosel (LLM), com variação da virtualidade dos pártons.
- Cálculo de outros observáveis.

Projeções auxiliares.

Variáveis de Mandelstam

- Variáveis de Mandelstam do processo:

$$s = (P_A + P_B)^2 = 2P_A \cdot P_B \tag{26}$$

$$t = (q - P_A)^2 = M^2 - 2q \cdot P_A \tag{27}$$

$$u = (q - P_B)^2 = M^2 - 2q \cdot P_B. \tag{28}$$

- Variáveis de Mandelstam do subprocesso:

$$\hat{s} = (p_A + p_B)^2 = 2p_A \cdot p_B = x_A x_B s \tag{29}$$

$$\hat{t} = (q - p_A)^2 = M^2 - 2q \cdot p_A = M^2 + x_A(t - M^2) \tag{30}$$

$$\hat{u} = (q - p_B)^2 = M^2 - 2q \cdot p_B = M^2 + x_B(u - M^2). \tag{31}$$

- Pode ser mostrado que $\hat{s} + \hat{t} + \hat{u} = M^2$.

Seção de choque diferencial dupla

- As funções $(F(x))_+$ são definidas por

$$(F(x))_+ = \lim_{\beta \to 0} \left\{ F(x)\theta(1-x-\beta) + \log(\beta)\delta(1-x-\beta) \right\}. \tag{32}$$

- Para $x < 1 - \beta$, $(F(x))_+ = F(x)$. Contudo, a integral em x é nula:

$$\int_0^1 (F(x))_+ dx = 0. \tag{33}$$

- Assim:

$$\int_0^1 dx g(x)(F(x))_+ = \int_0^1 dx(g(x) - g(1))F(x). \tag{34}$$

Seção de choque diferencial dupla

- A seção de choque pode ser reescrita por meio da integração das duas deltas de Dirac como ($x_{A,B} = \sqrt{\tau/z}\exp(\pm y)$):

$$\frac{d\sigma}{dM^2dy} = \frac{\hat{\sigma}_0}{s}\int_{\tau\exp(2|y|)}^{1}\frac{dz}{z}\left\{P_{q\bar{q}}(x_A,x_B,M^2)\left[\delta(1-z)+\frac{\alpha_s(M^2)}{2\pi}D_q(z)\right]\right.$$
$$\left.[P_{qg}(x_A,x_B,M^2)+P_{gq}(x_A,x_B,M^2)]\left[\frac{\alpha_s(M^2)}{2\pi}D_g(z)\right]\right\}. \qquad (35)$$

- Separando a parte que não precisa ser integrada numericamente, tem-se:

$$\frac{d\sigma}{dM^2dy} = \frac{\hat{\sigma}_0}{s}\left(1+\frac{2\alpha_s(M^2)}{3\pi}\left(\frac{2\pi^2}{3}-8\right)\right)P_{q\bar{q}}(x_A,x_B,M^2)$$
$$+\frac{\hat{\sigma}_0}{s}\frac{\alpha_s(M^2)}{2\pi}\int_{\tau}^{1}\frac{dz}{z}\left\{P_{q\bar{q}}(x_A,x_B,M^2)D_q'(z)\right.$$
$$\left.[P_{qg}(x_A,x_B,M^2)+P_{gq}(x_A,x_B,M^2)]\,D_g(z)\right\} \qquad (36)$$

com

$$D_q'(z) = C_F\left[-2\frac{1+z^2}{1-z}\ln z+4(1+z^2)\left(\frac{\ln(1-z)}{1-z}\right)_+\right].$$

Formalismo de dipolos de cor

- As funções T_i são dadas por:

$$T_1(\rho) = \frac{\rho}{\alpha} J_0\left(\frac{p_T\rho}{\alpha}\right) K_0\left(\frac{\eta\rho}{\alpha}\right) \tag{37}$$

$$T_2(\rho) = \frac{\rho^2}{\alpha^2} J_0\left(\frac{p_T\rho}{\alpha}\right) K_1\left(\frac{\eta\rho}{\alpha}\right) \tag{38}$$

$$T_3(\rho) = \frac{\rho}{\alpha} J_1\left(\frac{p_T\rho}{\alpha}\right) K_1\left(\frac{\eta\rho}{\alpha}\right), \tag{39}$$

em que a função $J_n(x)$ é a função de Bessel do primeiro tipo de ordem n e a função $K_n(x)$ é a função de Bessel do segundo tipo modificada (ou hiperbólica) de ordem n.

Parâmetro de acoplamento da CDQ

- Em ordem seguinte à dominante, α_s é dado por:

$$\alpha_s(\mu) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(\mu^2/\Lambda^2)} \left[1 - \frac{2\beta_1}{\beta_0^2} \frac{\ln[\ln(\mu^2/\Lambda^2)]}{\ln(\mu^2/\Lambda^2)}\right] \tag{40}$$

com

$$\beta_0 = 11 - \frac{2}{3} n_f \qquad \beta_1 = 51 - \frac{19}{3} n_f \tag{41}$$

em que n_f é o número de sabores.

- A constante Λ é a constante propriamente dita da teoria e seu valor só pode ser estimado a partir de medidas do parâmetro de acoplamento α_s.

Perspectivas

- Modelo alternativo de *off-shellness*.
- Nos modelos considerados, os pártons possuem virtualidade nula (são reais).
- No modelo de Linnyk, Leupold e Mosel (LLM), os pártons podem variar esta virtualidade, que é então integrada com a distribuição:

$$A(m) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma}{m^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2}. \tag{42}$$

- A constante Γ é um novo parâmetro a ser ajustado.
- A cinemática exata é utilizada, assim como o subprocesso (em ordem dominante) não colinear e *off-shell*.
- Em OD, o modelo é capaz de descrever os mesmos resultados experimentais descritos pela fatorização colinear.