

Mini-curso em espalhamento - segunda parte

Prof. Werner K. Sauter

Instituto de Física e Matemática - UFPel

Seminários do GAME

Sumário

- 1** Introdução
- 2** Cinemática
- 3** Matriz S relativística
- 4** Teoria de Regge
- 5** O Pomeron
- 6** Considerações Finais

No final da primeira parte...

- A ver: dinâmica (rapidez/pseudo-rapidez, variáveis de Mandelstam, ...)

No final da primeira parte. . .

- A ver: dinâmica (rapidez/pseudo-rapidez, variáveis de Mandelstam, . . .)
- A ver 2: espalhamento relativístico, diagramas de Feynman

No final da primeira parte. . .

- A ver: dinâmica (rapidez/pseudo-rapidez, variáveis de Mandelstam, . . .)
- A ver 2: espalhamento relativístico, diagramas de Feynman
- A ver 3: teoria de Regge, Pomeron

Cinemática I

Condições gerais:

- Conservação de 4-momentum;
- condição de camada de massa;

Processos de dois corpos: $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$

Variáveis de Mandelstam (invariantes de Lorentz):

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2 \quad (1)$$

$$t = (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2 \quad (2)$$

$$u = (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2 \quad (3)$$

$$s + t + u = \sum m_i^2 \quad (4)$$

- 1** Energia do centro de massa; canal s
- 2** quadrado do momentum transferido; canal t
- 3** canal u

Cinemática II

■ Cruzamento

- canal t : $1 + \bar{3} \rightarrow \bar{2} + 4$
- canal u : $1 + \bar{4} \rightarrow \bar{2} + 3$

■ Exemplo:

$$\text{canal } s: p(p_1) + \pi^+(p_2) \rightarrow p(p_3) + \pi^+(p_4)$$

$$\text{canal } t: p(p_1) + \bar{p}(-p_3) \rightarrow \pi^-(p_2) + \pi^+(p_4)$$

- Cruzamento da matriz S : todos processos descritos pela mesma amplitude

Cinemática III

■ Sistema de Centro de massa:

- $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0$
- massa igual: $s = 4(p^2 + m^2)$, $t = -2p^2(1 - \cos \theta)$
- $s \rightarrow \infty$: $\cos \theta = 1 + 2t/s$, $t \approx -p_{\perp}^2$

Cinemática III

- Sistema de Centro de massa:
 - $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0$
 - massa igual: $s = 4(p^2 + m^2)$, $t = -2p^2(1 - \cos \theta)$
 - $s \rightarrow \infty$: $\cos \theta = 1 + 2t/s$, $t \approx -p_{\perp}^2$
- Sistema de laboratório:
 - $\vec{p}_2 = 0$

Cinemática III

- Sistema de Centro de massa:
 - $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0$
 - massa igual: $s = 4(p^2 + m^2)$, $t = -2p^2(1 - \cos \theta)$
 - $s \rightarrow \infty$: $\cos \theta = 1 + 2t/s$, $t \approx -p_{\perp}^2$
- Sistema de laboratório:
 - $\vec{p}_2 = 0$
- Rapidez & Pseudorapidez
 - $y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E+p_z}{E-p_z} \right) \Leftrightarrow \frac{p_z}{E} = \tanh y$
 - limite não relativístico = velocidade da partícula
 - transforma-se aditivamente frente a trans. de Lorentz: diferenças de rapidez são invariantes.
 - partículas sem massa: pseudorapidez, $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$
 - Produção difrativa: intervalos de rapidez

Matriz S I

- Definição: $S|i\rangle = |f\rangle$

$$|i\rangle = \lim_{t \rightarrow -\infty} |\psi(t)\rangle$$

$$|f\rangle = \lim_{t \rightarrow +\infty} |\psi(t)\rangle$$

Matriz S I

- Definição: $S|i\rangle = |f\rangle$

$$|i\rangle = \lim_{t \rightarrow -\infty} |\psi(t)\rangle$$

$$|f\rangle = \lim_{t \rightarrow +\infty} |\psi(t)\rangle$$

- probabilidade de transição: $P_{f \rightarrow i} = |\langle f|S|i\rangle|^2$

Matriz S I

- Definição: $S|i\rangle = |f\rangle$

$$|i\rangle = \lim_{t \rightarrow -\infty} |\psi(t)\rangle$$

$$|f\rangle = \lim_{t \rightarrow +\infty} |\psi(t)\rangle$$

- probabilidade de transição: $P_{f \rightarrow i} = |\langle f|S|i\rangle|^2$

$$|\psi(t)\rangle = U(t, t_0) |\psi(t_0)\rangle$$

$$S \equiv U(-\infty, +\infty)$$

$$S = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^n}{n!} \int d^4x_1 \dots d^4x_n T(: H_{\text{int}}^I(x_1) : \dots : H_{\text{int}}^I(x_n) :)$$

Matriz S I

- Definição: $S|i\rangle = |f\rangle$

$$|i\rangle = \lim_{t \rightarrow -\infty} |\psi(t)\rangle$$

$$|f\rangle = \lim_{t \rightarrow +\infty} |\psi(t)\rangle$$

- probabilidade de transição: $P_{f \rightarrow i} = |\langle f|S|i\rangle|^2$

$$|\psi(t)\rangle = U(t, t_0) |\psi(t_0)\rangle$$

$$S \equiv U(-\infty, +\infty)$$

$$S = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^n}{n!} \int d^4x_1 \dots d^4x_n T(: H_{\text{int}}^I(x_1) : \dots : H_{\text{int}}^I(x_n) :)$$

Propriedades:

- 1 linearidade: principio de superposição
- 2 invariancia relativistica: depende de variaveis cinemáticas que são invariantes de Lorentz

Matriz S II

Amplitudes de espalhamento e seções de choque: faça TQC...

$$S = 1 + iT$$

$$S_{if} = \langle f | S | i \rangle = \delta_{if} + i(2\pi)^4 \delta^4(p_f - p_i) A(i \rightarrow f)$$

$$|i\rangle = \hat{a}^\dagger(p, \dots) \dots |0\rangle \quad \langle f| = \langle 0| \hat{a}(p', \dots)$$

Cálculo longo: teoremas de Wick

Diagramas e regras de Feynman

Seção de Choque

- Seção de choque $1 + 2 \rightarrow n$:

$$d\sigma \propto \prod_{j=1}^n \frac{d^3 p_j}{(2\pi)^3 2E'_j} (2\pi)^4 \delta^4 \left(p_1 + p_2 - \sum_{j=1}^n p'_j \right) |A(i \rightarrow f_n)|^2$$

Seção de Choque

- Seção de choque $1 + 2 \rightarrow n$:

$$d\sigma \propto \prod_{j=1}^n \frac{d^3 p_j}{(2\pi)^3 2E'_j} (2\pi)^4 \delta^4 \left(p_1 + p_2 - \sum_{j=1}^n p'_j \right) |A(i \rightarrow f_n)|^2$$

- contrações de matrizes de Dirac, traços de matrizes de Dirac, cinemática (CM ou Lab)

Seção de Choque

- Seção de choque $1 + 2 \rightarrow n$:

$$d\sigma \propto \prod_{j=1}^n \frac{d^3 p_j}{(2\pi)^3 2E'_j} (2\pi)^4 \delta^4 \left(p_1 + p_2 - \sum_{j=1}^n p'_j \right) |A(i \rightarrow f_n)|^2$$

- contrações de matrizes de Dirac, traços de matrizes de Dirac, cinemática (CM ou Lab)
- Para $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ e altas energias,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \simeq \frac{1}{64\pi^2 s} |A(s,t)|^2$$

$$\frac{d\sigma}{dt} \simeq \frac{1}{16\pi s^2} |A(s,t)|^2$$

Seção de Choque

- Seção de choque $1 + 2 \rightarrow n$:

$$d\sigma \propto \prod_{j=1}^n \frac{d^3 p_j}{(2\pi)^3 2E'_j} (2\pi)^4 \delta^4 \left(p_1 + p_2 - \sum_{j=1}^n p'_j \right) |A(i \rightarrow f_n)|^2$$

- contrações de matrizes de Dirac, traços de matrizes de Dirac, cinemática (CM ou Lab)
- Para $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ e altas energias,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \simeq \frac{1}{64\pi^2 s} |A(s,t)|^2$$

$$\frac{d\sigma}{dt} \simeq \frac{1}{16\pi s^2} |A(s,t)|^2$$

Expansão em ondas parciais

Como no caso não relativístico podemos expandir a amplitude em termos de ondas parciais

Seção de Choque

- Seção de choque $1 + 2 \rightarrow n$:

$$d\sigma \propto \prod_{j=1}^n \frac{d^3 p_j}{(2\pi)^3 2E'_j} (2\pi)^4 \delta^4 \left(p_1 + p_2 - \sum_{j=1}^n p'_j \right) |A(i \rightarrow f_n)|^2$$

- contrações de matrizes de Dirac, traços de matrizes de Dirac, cinemática (CM ou Lab)
- Para $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ e altas energias,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \simeq \frac{1}{64\pi^2 s} |A(s,t)|^2$$

$$\frac{d\sigma}{dt} \simeq \frac{1}{16\pi s^2} |A(s,t)|^2$$

Expansão em ondas parciais

$$A(s,t) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) A_l(s) P_l(\cos \theta)$$

Matriz S III

Unitariedade:

$S^\dagger S = SS^\dagger = 1$: Conservação de probabilidade em termos de T
(*Regras de Cutkosky*)

$$2\Im m A(i \rightarrow f) = \sum_n \int d\Pi_n A^*(f \rightarrow n) A(n \rightarrow f)$$

Teorema Ótico: $2\Im m \mathcal{A}(s,0) \sim \sigma_{\text{tot}}$

Matriz S III

Unitariedade:

$S^\dagger S = SS^\dagger = 1$: Conservação de probabilidade em termos de T
(*Regras de Cutkosky*)

$$2\Im m A(i \rightarrow f) = \sum_n \int d\Pi_n A^*(f \rightarrow n) A(n \rightarrow f)$$

Teorema Ótico: $2\Im m \mathcal{A}(s,0) \sim \sigma_{\text{tot}}$

Analiticidade

postulado os elementos da matriz- S (amplitude espalhamento) são funções analíticas das variáveis cinemáticas quando continuadas a valores complexos

temos singularidades: *pólos* simples e pontos de ramificação
pólos no eixo real pela troca de partículas físicas \Rightarrow propagadores \Rightarrow unitariedade

Análise Complexa

Um (muito) pouco de análise complexa:

- Limite, diferenciação com $z = x + iy$, $f(z) = u(x,y) + iv(x,y)$

Análise Complexa

Um (muito) pouco de análise complexa:

- Limite, diferenciação com $z = x + iy$, $f(z) = u(x,y) + iv(x,y)$
- Analiticidade: univaluada e diferenciável. Relações de Cauchy-Riemann

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial y}, \quad \frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{\partial u}{\partial y}$$

Análise Complexa

Um (muito) pouco de análise complexa:

- Limite, diferenciação com $z = x + iy$, $f(z) = u(x,y) + iv(x,y)$
- Analiticidade: univaluada e diferenciável. Relações de Cauchy-Riemann

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial y}, \quad \frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{\partial u}{\partial y}$$

- Singularidades: *pólos*. P. Ex.: $1/(z-a)$ tem pólo em $z = a$

Análise Complexa

Um (muito) pouco de análise complexa:

- Limite, diferenciação com $z = x + iy$, $f(z) = u(x,y) + iv(x,y)$
- Analiticidade: univaluada e diferenciável. Relações de Cauchy-Riemann

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial y}, \quad \frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{\partial u}{\partial y}$$

- Singularidades: *pólos*. P. Ex.: $1/(z-a)$ tem pólo em $z = a$
- Definição em termos de séries de potências:
 $f(z) = a_0 + a_1z + a_2z^2 + \dots$. Raio de convergência

Análise Complexa

- Integração. Teorema de Cauchy: Se $f(z)$ é analítica dentro de um contorno fechado \mathcal{C} ,

$$\oint_{\mathcal{C}} f(z) dz = 0$$

Análise Complexa

- Integração. Teorema de Cauchy: Se $f(z)$ é analítica dentro de um contorno fechado \mathcal{C} ,

$$\oint_{\mathcal{C}} f(z) dz = 0$$

- Integral de Cauchy: Se $f(z)$ tem um pólo dentro de um contorno fechado \mathcal{C} ,

$$\oint_{\mathcal{C}} dz \frac{f(z)}{z - z_0} = 2\pi i f(z_0)$$

Análise Complexa

- Integração. Teorema de Cauchy: Se $f(z)$ é analítica dentro de um contorno fechado \mathcal{C} ,

$$\oint_{\mathcal{C}} f(z) dz = 0$$

- Integral de Cauchy: Se $f(z)$ tem um pólo dentro de um contorno fechado \mathcal{C} ,

$$\oint_{\mathcal{C}} dz \frac{f(z)}{z - z_0} = 2\pi i f(z_0)$$

- Continuação analítica

Matriz S IV

Cruzamento

$$s: 1+2 \rightarrow 3+4$$

$$t: 1+\bar{3} \rightarrow \bar{2}+4$$

$$u: 1+\bar{4} \rightarrow \bar{2}+3$$

Matriz S IV

Cruzamento

$$s: 1+2 \rightarrow 3+4$$

$$t: 1+\bar{3} \rightarrow \bar{2}+4$$

$$u: 1+\bar{4} \rightarrow \bar{2}+3$$

CPT:

$$s: \bar{3}+\bar{4} \rightarrow \bar{1}+\bar{2}$$

$$t: 2+\bar{4} \rightarrow \bar{1}+3$$

$$u: 2+\bar{3} \rightarrow \bar{1}+4$$

Matriz S IV

Cruzamento

$$s : 1 + 2 \rightarrow 3 + 4$$

$$t : 1 + \bar{3} \rightarrow \bar{2} + 4$$

$$u : 1 + \bar{4} \rightarrow \bar{2} + 3$$

CPT:

$$s : \bar{3} + \bar{4} \rightarrow \bar{1} + \bar{2}$$

$$t : 2 + \bar{4} \rightarrow \bar{1} + 3$$

$$u : 2 + \bar{3} \rightarrow \bar{1} + 4$$

Postulado:

A mesma amplitude para todos os processos

Matriz S IV

Cruzamento

$$s: 1+2 \rightarrow 3+4$$

$$t: 1+\bar{3} \rightarrow \bar{2}+4$$

$$u: 1+\bar{4} \rightarrow \bar{2}+3$$

CPT:

$$s: \bar{3}+\bar{4} \rightarrow \bar{1}+\bar{2}$$

$$t: 2+\bar{4} \rightarrow \bar{1}+3$$

$$u: 2+\bar{3} \rightarrow \bar{1}+4$$

Teorema de Froissart-Martin:

$$\sigma_{tot} \leq C \ln^2 s \text{ quando } s \rightarrow \infty, C \geq \pi/m_\pi^2$$

Teoria de Regge

Princípios:

- estados ligados de potencial esférico em crescente mom. ang. e energia \Rightarrow pólos na amplitude de onda parcial $a_l(k)$ (e na matriz S)

Teoria de Regge

Princípios:

- estados ligados de potencial esférico em crescente mom. ang. e energia \Rightarrow pólos na amplitude de onda parcial $a_l(k)$ (e na matriz S)
- Continuação de l para valores complexos de $l \Rightarrow$ Pólos de Regge ($l = \alpha(k)$)

Teoria de Regge

Princípios:

- estados ligados de potencial esférico em crescente mom. ang. e energia \Rightarrow pólos na amplitude de onda parcial $a_l(k)$ (e na matriz S)
- Continuação de l para valores complexos de $l \Rightarrow$ Pólos de Regge ($l = \alpha(k)$)
- estados ligados ou ressonâncias corresponde a uma trajetória $\alpha(k)$

Teoria de Regge

Princípios:

- estados ligados de potencial esférico em crescente mom. ang. e energia \Rightarrow pólos na amplitude de onda parcial $a_l(k)$ (e na matriz S)
- Continuação de l para valores complexos de $l \Rightarrow$ Pólos de Regge ($l = \alpha(k)$)
- estados ligados ou ressonâncias corresponde a uma trajetória $\alpha(k)$
- hipóteses e propriedades da matriz- S + amplitude relativística $A_l(t) \Rightarrow A(l,t)$ c/ pólos simples em $l = \alpha(t)$

Teoria de Regge

Princípios:

- estados ligados de potencial esférico em crescente mom. ang. e energia \Rightarrow pólos na amplitude de onda parcial $a_l(k)$ (e na matriz S)
- Continuação de l para valores complexos de $l \Rightarrow$ Pólos de Regge ($l = \alpha(k)$)
- estados ligados ou ressonâncias corresponde a uma trajetória $\alpha(k)$
- hipóteses e propriedades da matriz- S + amplitude relativística $A_l(t) \Rightarrow A(l,t)$ c/ pólos simples em $l = \alpha(t)$
- amplitude espalhamento $s \rightarrow \infty$ com t fixo:

$$A(s,t) \underset{s \rightarrow \infty}{\sim} s^{\alpha(t)}$$

Teoria de Regge

Princípios:

- estados ligados de potencial esférico em crescente mom. ang. e energia \Rightarrow pólos na amplitude de onda parcial $a_l(k)$ (e na matriz S)
- Continuação de l para valores complexos de $l \Rightarrow$ Pólos de Regge ($l = \alpha(k)$)
- estados ligados ou ressonâncias corresponde a uma trajetória $\alpha(k)$
- hipóteses e propriedades da matriz- S + amplitude relativística $A_l(t) \Rightarrow A(l,t)$ c/ pólos simples em $l = \alpha(t)$
- amplitude espalhamento $s \rightarrow \infty$ com t fixo:

$$A(s,t) \underset{s \rightarrow \infty}{\sim} s^{\alpha(t)}$$

- a singularidade dominante (maior parte real) no canal t determina o comportamento assintótico da amplitude de espalhamento no canal s

Teoria de Regge II

- troca de partículas no canal t pode levar a seções de choque que violam o limite de Froissart-Martin

Teoria de Regge II

- troca de partículas no canal t pode levar a seções de choque que violam o limite de Froissart-Martin
- troca de reggeons não viola o limite de FM

Teoria de Regge II

- troca de partículas no canal t pode levar a seções de choque que violam o limite de Froissart-Martin
- troca de reggeons não viola o limite de FM
- teoria de variável de função complexa: continuação analítica

Teoria de Regge II

- troca de partículas no canal t pode levar a seções de choque que violam o limite de Froissart-Martin
- troca de reggeons não viola o limite de FM
- teoria de variável de função complexa: continuação analítica
- trajetórias: $\alpha(t) \simeq \alpha(0) + \alpha' t$

Teoria de Regge II

- troca de partículas no canal t pode levar a seções de choque que violam o limite de Froissart-Martin
- troca de reggeons não viola o limite de FM
- teoria de variável de função complexa: continuação analítica
- trajetórias: $\alpha(t) \simeq \alpha(0) + \alpha' t$
- várias ressonancias (mésons e bárions) trocadas levam a um gráfico retílineo: α' constante

Teoria de Regge II

- troca de partículas no canal t pode levar a seções de choque que violam o limite de Froissart-Martin
- troca de reggeons não viola o limite de FM
- teoria de variável de função complexa: continuação analítica
- trajetórias: $\alpha(t) \simeq \alpha(0) + \alpha' t$
- várias ressonancias (mésons e bárions) trocadas levam a um gráfico retílineo: α' constante
- Fenomenologia de Regge: amplitude no limite de Regge

$$A(s,t) = \beta(t)\eta(t)s^{\alpha(t)}$$

onde β (relacionado com os vértices) e o resíduo e η o fator de assinatura

Teoria de Regge II

- troca de partículas no canal t pode levar a seções de choque que violam o limite de Froissart-Martin
- troca de reggeons não viola o limite de FM
- teoria de variável de função complexa: continuação analítica
- trajetórias: $\alpha(t) \simeq \alpha(0) + \alpha' t$
- várias ressonancias (mésons e bárions) trocadas levam a um gráfico retílineo: α' constante
- Fenomenologia de Regge: amplitude no limite de Regge

$$A(s,t) = \beta(t)\eta(t)s^{\alpha(t)}$$

onde β (relacionado com os vértices) e o resíduo e η o fator de assinatura

- Seções de choque diferenciais e totais

$$\sigma_{tot} \simeq s^{\alpha(0)-1}, \quad \frac{d\sigma}{dt} \simeq s^{2\alpha(0)-2} e^{-B|t|}, \quad B = B_0 + 2\alpha' \ln(s)$$

O Pomeron

Experimentalmente:

A seção de choque total primeiro decresce para depois crescer com a energia \Rightarrow intercept maior ou igual que um

O Pomeron

Experimentalmente:

A seção de choque total primeiro decresce para depois crescer com a energia \Rightarrow intercept maior ou igual que um

Origem

- De I. Ya. Pomeranchuk: é esta trajetória \Rightarrow números quânticos do vácuo \Rightarrow não existe partículas com esta trajetória \Rightarrow candidatos: bolas de grude
- Trajetória dominante em processos elásticos e difrativos:
 $\alpha' \simeq 0.25 \text{ GeV}^{-2}, \alpha(0) \simeq 1.08$

O Pomeron

Experimentalmente:

A seção de choque total primeiro decresce para depois crescer com a energia \Rightarrow intercept maior ou igual que um

Origem

- De I. Ya. Pomeranchuk: é esta trajetória \Rightarrow números quânticos do vácuo \Rightarrow não existe partículas com esta trajetória \Rightarrow candidatos: bolas de grude
- Trajetória dominante em processos elásticos e difrativos:
 $\alpha' \simeq 0.25 \text{ GeV}^{-2}, \alpha(0) \simeq 1.08$

Odderon:

O Pomeron tem paridade par, odderon tem paridade ímpar

O Pomeron na QCD (BFKL)

- Teoria de Regge é fenomenológica: a teoria de interações fortes é a QCD

Introdução

Cinemática

Matriz S
relativística

Teoria de
Regge

O Pomeron

Considerações
Finais

O Pomeron na QCD (BFKL)

- Teoria de Regge é fenomenológica: a teoria de interações fortes é a QCD
- O Pomeron em QCD é uma escada de glúons (teoria BFKL)

O Pomeron na QCD (BFKL)

- Teoria de Regge é fenomenológica: a teoria de interações fortes é a QCD
- O Pomeron em QCD é uma escada de glúons (teoria BFKL)
- Em QCD perturbativa: soma de diagramas em $\ln(s/t)$ para $s \gg t$

O Pomeron na QCD (BFKL)

- Teoria de Regge é fenomenológica: a teoria de interações fortes é a QCD
- O Pomeron em QCD é uma escada de glúons (teoria BFKL)
- Em QCD perturbativa: soma de diagramas em $\ln(s/t)$ para $s \gg t$
- contribuições, ordem a ordem \implies escada de glúons não cruzados como dominante e em uma equação integro diferencial para a amplitude de espalhamento

O Pomeron na QCD (BFKL)

- Teoria de Regge é fenomenológica: a teoria de interações fortes é a QCD
- O Pomeron em QCD é uma escada de glúons (teoria BFKL)
- Em QCD perturbativa: soma de diagramas em $\ln(s/t)$ para $s \gg t$
- contribuições, ordem a ordem \implies escada de glúons não cruzados como dominante e em uma equação integro diferencial para a amplitude de espalhamento
- para momento transferido nulo ($t = 0$) (1977): expansão em autofunções e autovalores: temos um corte em vez de um pólo (!): intercept muito grande

O Pomeron na QCD (BFKL)

- Teoria de Regge é fenomenológica: a teoria de interações fortes é a QCD
- O Pomeron em QCD é uma escada de glúons (teoria BFKL)
- Em QCD perturbativa: soma de diagramas em $\ln(s/t)$ para $s \gg t$
- contribuições, ordem a ordem \implies escada de glúons não cruzados como dominante e em uma equação integro diferencial para a amplitude de espalhamento
- para momento transferido nulo ($t = 0$) (1977): expansão em autofunções e autovalores: temos um corte em vez de um pólo (!): intercept muito grande
- difusão dos momentos ao longo da escada

O Pomeron na QCD (BFKL)

- Teoria de Regge é fenomenológica: a teoria de interações fortes é a QCD
- O Pomeron em QCD é uma escada de glúons (teoria BFKL)
- Em QCD perturbativa: soma de diagramas em $\ln(s/t)$ para $s \gg t$
- contribuições, ordem a ordem \implies escada de glúons não cruzados como dominante e em uma equação integro diferencial para a amplitude de espalhamento
- para momento transferido nulo ($t = 0$) (1977): expansão em autofunções e autovalores: temos um corte em vez de um pólo (!): intercept muito grande
- difusão dos momentos ao longo da escada
- acoplamento fixo vs. dinâmico

O Pomeron na QCD (BFKL)

- Teoria de Regge é fenomenológica: a teoria de interações fortes é a QCD
- O Pomeron em QCD é uma escada de glúons (teoria BFKL)
- Em QCD perturbativa: soma de diagramas em $\ln(s/t)$ para $s \gg t$
- contribuições, ordem a ordem \implies escada de glúons não cruzados como dominante e em uma equação integro diferencial para a amplitude de espalhamento
- para momento transferido nulo ($t = 0$) (1977): expansão em autofunções e autovalores: temos um corte em vez de um pólo (!): intercept muito grande
- difusão dos momentos ao longo da escada
- acoplamento fixo vs. dinâmico
- efeitos não perturbativos: propagador modificado

O Pomeron na QCD (BFKL)

- Teoria de Regge é fenomenológica: a teoria de interações fortes é a QCD
- O Pomeron em QCD é uma escada de glúons (teoria BFKL)
- Em QCD perturbativa: soma de diagramas em $\ln(s/t)$ para $s \gg t$
- contribuições, ordem a ordem \implies escada de glúons não cruzados como dominante e em uma equação integro diferencial para a amplitude de espalhamento
- para momento transferido nulo ($t = 0$) (1977): expansão em autofunções e autovalores: temos um corte em vez de um pólo (!): intercept muito grande
- difusão dos momentos ao longo da escada
- acoplamento fixo vs. dinâmico
- efeitos não perturbativos: propagador modificado
- solução para $t \neq 0$: Lipatov(1986): sequencia de pólos

O Pomeron na QCD (BFKL)

- Teoria de Regge é fenomenológica: a teoria de interações fortes é a QCD
- O Pomeron em QCD é uma escada de glúons (teoria BFKL)
- Em QCD perturbativa: soma de diagramas em $\ln(s/t)$ para $s \gg t$
- contribuições, ordem a ordem \implies escada de glúons não cruzados como dominante e em uma equação integro diferencial para a amplitude de espalhamento
- para momento transferido nulo ($t = 0$) (1977): expansão em autofunções e autovalores: temos um corte em vez de um pólo (!): intercept muito grande
- difusão dos momentos ao longo da escada
- acoplamento fixo vs. dinâmico
- efeitos não perturbativos: propagador modificado
- solução para $t \neq 0$: Lipatov(1986): sequencia de pólos
- em próxima ordem: considerar diagramas desconsiderados antes; solução por Fadin e Lipatov + Camici e Ciafaloni em 1998

O Pomeron na QCD (BFKL)

2

Introdução

Cinemática

Matriz S
relativística

Teoria de
Regge

O Pomeron

Considerações
Finais

In QCD:

- Simplest object: two gluons in a color singlet state (Low, Nussinov)

O Pomeron na QCD (BFKL)

2

Introdução

Cinemática

Matriz S
relativística

Teoria de
Regge

O Pomeron

Considerações
Finais

In QCD:

- Simplest object: two gluons in a color singlet state (Low, Nussinov)
- Sum of leading Feynman diagrams in Regge limit results:

O Pomeron na QCD (BFKL)

2

Introdução

Cinemática

Matriz S
relativística

Teoria de
Regge

O Pomeron

Considerações
Finais

In QCD:

- Simplest object: two gluons in a color singlet state (Low, Nussinov)
- Sum of leading Feynman diagrams in Regge limit results:

Ladder of gluons with non-local vertexes with momentum ordering along the ladder.

O Pomeron na QCD (BFKL)

2

Introdução

Cinemática

Matriz S
relativística

Teoria de
Regge

O Pomeron

Considerações
Finais

In QCD:

- Simplest object: two gluons in a color singlet state (Low, Nussinov)
- Sum of leading Feynman diagrams in Regge limit results:

Ladder of gluons with non-local vertexes with momentum ordering along the ladder.

Integral equation for the Mellin transform of scattering amplitude:
BFKL eq.

O Pomeron na QCD (BFKL)

2

Introdução

Cinemática

Matriz S
relativística

Teoria de
Regge

O Pomeron

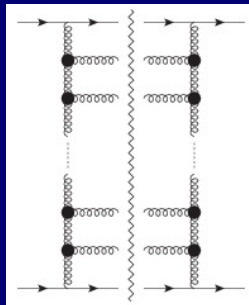
Considerações
Finais

In QCD:

- Simplest object: two gluons in a color singlet state (Low, Nussinov)
- Sum of leading Feynman diagrams in Regge limit results:

Ladder of gluons with non-local vertexes with momentum ordering along the ladder.

Integral equation for the Mellin transform of scattering amplitude:
BFKL eq.



NLO BFKL

- NLO corrections: $\alpha_s(\alpha_s \ln s)^n$

NLO BFKL

- NLO corrections: $\alpha_s (\alpha_s \ln s)^n$
- Characteristic function: $\chi(\gamma) = \bar{\alpha}_s \chi_0(\gamma) + \bar{\alpha}_s^2 \chi_1(\gamma) + \bar{\alpha}_s^3 \chi_2 + \dots$

NLO BFKL

- NLO corrections: $\alpha_s (\alpha_s \ln s)^n$
- Characteristic function: $\chi(\gamma) = \bar{\alpha}_s \chi_0(\gamma) + \bar{\alpha}_s^2 \chi_1(\gamma) + \bar{\alpha}_s^3 \chi_2 + \dots$
- Contributions to χ_1 : running coupling, splitting functions, energy scale. Collinear corrections:

$$\chi_1^{\text{coll}}(\gamma) = \frac{A_1}{\gamma^2} + \frac{A_1 - b}{(1-\gamma)^2} - \frac{1}{2\gamma^3} - \frac{1}{2(1-\gamma)^2}$$

NLO BFKL

- NLO corrections: $\alpha_s (\alpha_s \ln s)^n$
- Characteristic function: $\chi(\gamma) = \bar{\alpha}_s \chi_0(\gamma) + \bar{\alpha}_s^2 \chi_1(\gamma) + \bar{\alpha}_s^3 \chi_2 + \dots$
- Contributions to χ_1 : running coupling, splitting functions, energy scale. Collinear corrections:

$$\chi_1^{\text{coll}}(\gamma) = \frac{A_1}{\gamma^2} + \frac{A_1 - b}{(1-\gamma)^2} - \frac{1}{2\gamma^3} - \frac{1}{2(1-\gamma)^2}$$

- Full solution: lengthy expression (see in the following)

NLO BFKL

- NLO corrections: $\alpha_s(\alpha_s \ln s)^n$
- Characteristic function: $\chi(\gamma) = \bar{\alpha}_s \chi_0(\gamma) + \bar{\alpha}_s^2 \chi_1(\gamma) + \bar{\alpha}_s^3 \chi_2 + \dots$
- Contributions to χ_1 : running coupling, splitting functions, energy scale. Collinear corrections:

$$\chi_1^{\text{coll}}(\gamma) = \frac{A_1}{\gamma^2} + \frac{A_1 - b}{(1-\gamma)^2} - \frac{1}{2\gamma^3} - \frac{1}{2(1-\gamma)^2}$$

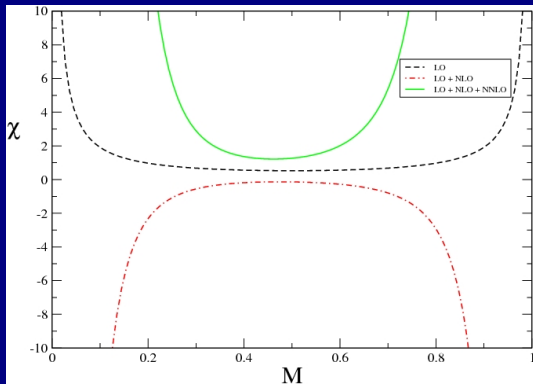
- Full solution: lengthy expression (see in the following)
- Consequences:
 - Large corrections
 - Change of the structure of the characteristic function: 2 saddle points ($\bar{\gamma}, \bar{\gamma}^*$)
 - Cross sections oscillates as functions of $\ln Q^2/Q_0^2$:

$$\sigma(s, Q^2, Q_0^2) \sim \frac{1}{Q^2} \left(\frac{s}{QQ_0} \right)^{\bar{\alpha}_s \chi(\bar{\gamma})} \left(\frac{Q^2}{Q_0^2} \right)^{\bar{\gamma}} + (\bar{\gamma} \leftrightarrow \bar{\gamma}^*)$$

NNLO BFKL

- Beyond NLO: long calculations without guarantee of convergence.
- Approximation to the NNLO kernel (see Marzani *et al.*, *Nucl.Phys.***B783**:143-175,2007)
- Slow convergence of the perturbative expansion. Expectation: NNLO aprox. with same qualitative shape as the LO term
- Inclusion of the collinear & anti-collinear singularities based in the duality between BFKL & DGLAP kernel anomalous dimension
- Contributions:
 - Running coupling effects;
 - dependence of the factorization scheme;
 - kinematic variables.

NNLO BFKL



BFKL characteristic function

■ LO

$$\chi_m^{\text{LO}}(\nu) = 2\psi(1) - \psi(1/2 + |m| + i\nu) - \psi(1/2 + |m| - i\nu), \quad \psi(z) = \frac{d\Gamma}{dz}$$

Introdução

Cinemática

Matriz S
relativística

Teoria de
Regge

○ Pomeron

Considerações
Finais

BFKL characteristic function

■ LO

$$\chi_m^{\text{LO}}(\nu) = 2\psi(1) - \psi(1/2 + |m| + i\nu) - \psi(1/2 + |m| - i\nu), \quad \psi(z) = \frac{d\Gamma}{dz}$$

■ NLO (MOM+BLM)

$$\omega_{\text{BLM}}^{\text{MOM}}(Q^2, \nu) = N_c \chi_{\text{LO}}(\nu) \frac{\alpha_{\text{MOM}}(\hat{Q}^2)}{\pi} \left[1 + \hat{r}(\nu) \frac{\alpha_{\text{MOM}}(\hat{Q}^2)}{\pi} \right],$$

α_s is the leading order expression for the running coupling constant, \hat{Q} is the BLM optimal scale,

$$\hat{Q}^2(\nu) = Q_{\perp}^2 \exp \left[\frac{1}{2} \chi_{\text{LO}}(\nu) - \frac{5}{3} + 2 \left(1 + \frac{2}{3} \rho \right) \right], \quad \rho \approx 2.3439$$

BFKL characteristic function

II

Introdução

Cinemática

Matriz S
relativística

Teoria de
Regge

O Pomeron

Considerações
Finais

\hat{r} is the NLO coefficient of the characteristic function,

$$\hat{r}(v) = -\frac{\beta_0}{4} \left[\frac{\chi_{\text{LO}}(v)}{2} - \frac{5}{3} \right] - \frac{N_c}{4\chi_{\text{LO}}(v)} \left\{ \frac{\pi^2 \sinh(\pi v)}{2v \cosh^2(\pi v)} \left[3 + \left(1 + \frac{N_f}{N_c^3} \right) \frac{11 + 12v^2}{16(1+v^2)} \right] \right. \\ \left. - \chi_{\text{LO}}''(v) + \frac{\pi^2 - 4}{3} \chi_{\text{LO}}(v) - \frac{\pi^3}{\cosh(\pi v)} - 6\zeta(3) + 4\phi(v) \right\} + 7.471 - 1.281\beta_0$$

$\beta_0 = (11N_c - 2N_f)/3$ is the leading coefficient of the QCD β function, χ'' is the polygamma function; $\zeta(n)$ is the Riemann zeta-function

$$\phi(v) = 2 \int_0^1 dx \frac{\cos(v \ln(x))}{(1+x)\sqrt{x}} \left[\frac{\pi^2}{6} - \text{Li}_2(x) \right], \quad \text{Li}_2(x) = - \int_0^x dt \frac{\ln(1-t)}{t}$$

where $\text{Li}_2(x)$ is the Euler dilogarithm or Spence function.

BFKL characteristic function

II

Introdução

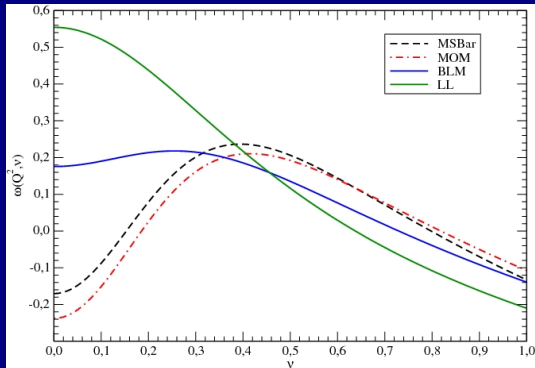
Cinemática

Matriz S
relativística

Teoria de
Regge

O Pomeron

Considerações
Finais



Sumário

Não se engane! Isto foi só...

Não se engane! Isto foi só...

1 Resumo de Teoria de Campos

Sumário

Não se engane! Isto foi só...

- 1 Resumo de Teoria de Campos
- 2 Breve introdução de Matriz S

Sumário

Não se engane! Isto foi só...

- 1 Resumo de Teoria de Campos
- 2 Breve introdução de Matriz S
- 3 Introdução de Teoria de Regge

Sumário

Não se engane! Isto foi só...

- 1 Resumo de Teoria de Campos
- 2 Breve introdução de Matriz S
- 3 Introdução de Teoria de Regge
- 4 Melhores momentos do Pomeron BFKL

Não se engane! Isto foi só...

- 1 Resumo de Teoria de Campos
- 2 Breve introdução de Matriz S
- 3 Introdução de Teoria de Regge
- 4 Melhores momentos do Pomeron BFKL

Bibliografia:

- 1 Barone, Predazzi
- 2 Forshaw, Ross, *QCD and the Pomeron*
- 3 Salam, Acta Phys.Polon. B30 (1999) 3679-3705