



Produção e Propagação de Pártons Energéticos no Meio Nuclear

Luiz Fernando Mackedanz[†]

[†] luiz.mackedanz@ufrgs.br

Tese realizada sob orientação da Profa. Dra. Maria Beatriz Gay Ducati (IF-UFRGS) e coorientação do Prof. Dr. Victor Paulo Barros Gonçalves (IFM-UFPeI)

Trabalho parcialmente financiado pelo CNPq



Trabalhos Relacionados

- *D meson production in d+Au process using a perturbative approach.* M. B. Gay Ducati, V. P. Gonçalves, L. F. Mackedanz; Phys. Lett. B605 (2005) 279-286.
- *QCD collisional energy loss in an increasingly interacting Quark-Gluon Plasma.* M. B. Gay Ducati, V. P. Gonçalves, L. F. Mackedanz; Int. J. Mod. Phys. A22 (2007) 3105-3122.
- *The collisional and radiative energy loss contributions for the quenching factor.* M. B. Gay Ducati, V. P. Gonçalves, L. F. Mackedanz; Int. J. Mod. Phys. E, aceito para publicação.
- *Elastic energy loss in an expanding QGP.* M. B. Gay Ducati, V. P. Gonçalves, L. F. Mackedanz; Proceedings I LAWHEP, Braz. J. Phys. 37 (2007) 656-660.



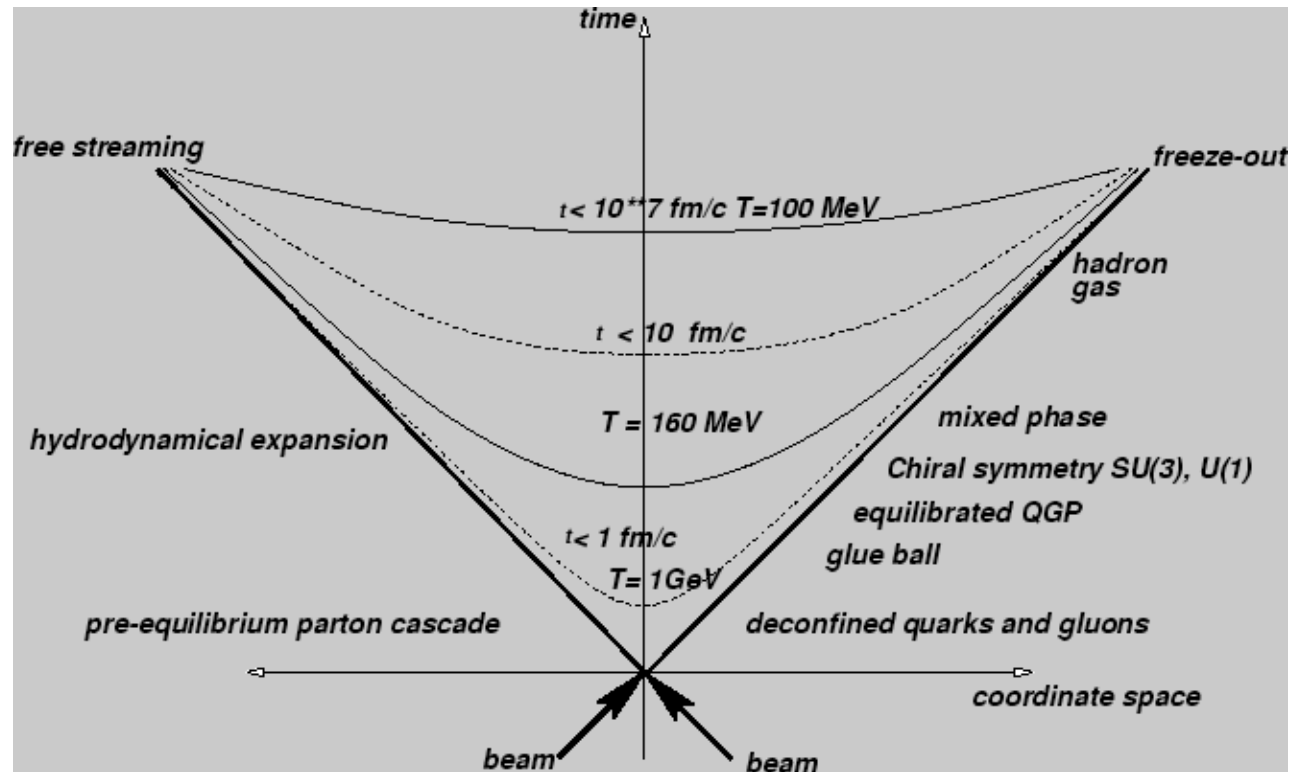
Escopo

- Motivações;
- Introdução teórica;
- Parte I - processos d-Au;
 - Produção de mésons D;
- Parte II - processos Au-Au;
 - O Fator de Atenuação;
 - Perda de Energia;
 - Comparação entre Mecanismos;
- Parte III - processos Au-Au;
 - Efeitos de Expansão do Meio na Perda de Energia Colisional;
 - Variação de α_S com a temperatura;
 - Resultados;
- Conclusões.

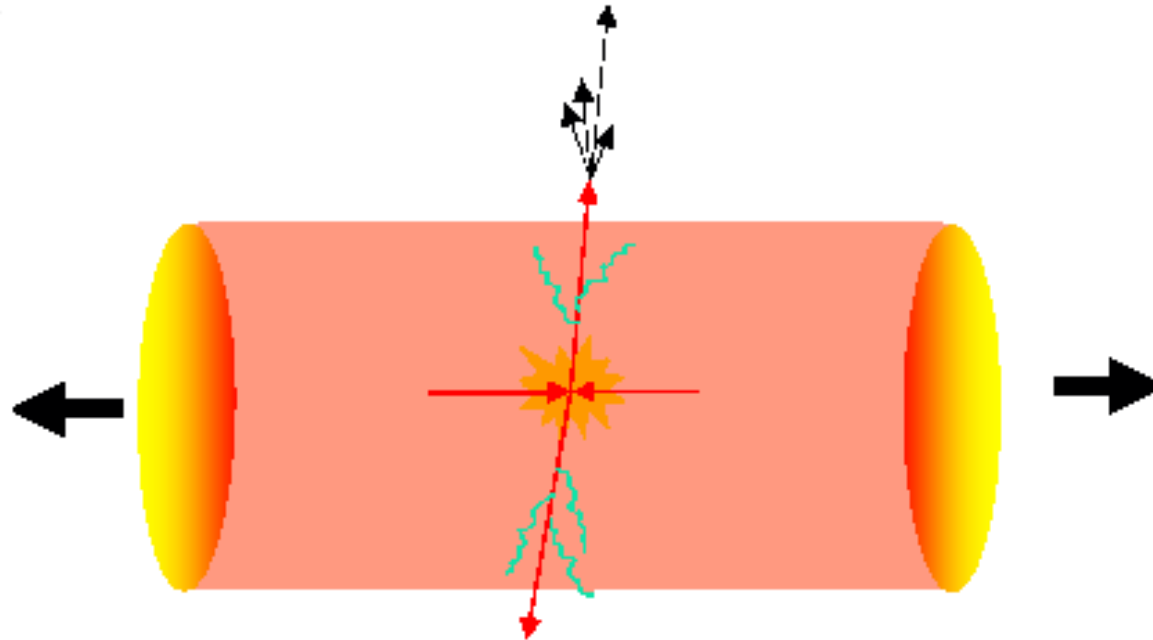


Motivações

- Colisões de íons pesados → laboratório para o estudo das propriedades da matéria em altas densidades;



- Formação esperada do Plasma de Quarks e Glúons (QGP);

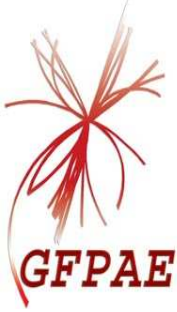


- **Atenuação de Jatos** → partículas produzidas interagem com o meio denso enquanto se propagam, perdendo energia, o que afeta o espectro final em momentum transversal (p_{\perp});



Parte I

Introdução Teórica



QCD e suas propriedades

- Cromodinâmica Quântica (QCD) Teoria das interações fortes
- Lagrangeano da QCD

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4}F_{\alpha\beta}^A F_A^{\alpha\beta} + \sum_{sabores} \bar{q}_a (i\hat{D} - m)_{ab} q_b + \mathcal{L}_{fix.cal.} + \mathcal{L}_{fantasma}$$

- Características

⇒ Quarks → férmions → carga de cor: (azul), (vermelho) e (verde);

$$quarks = \begin{cases} q_v & \text{quarks de valência} \\ q_s & \text{quarks do mar} \\ \bar{q}_s & \text{antiquarks do mar} \end{cases}$$

$$\Rightarrow q = q_v + q_s + \bar{q}_s$$

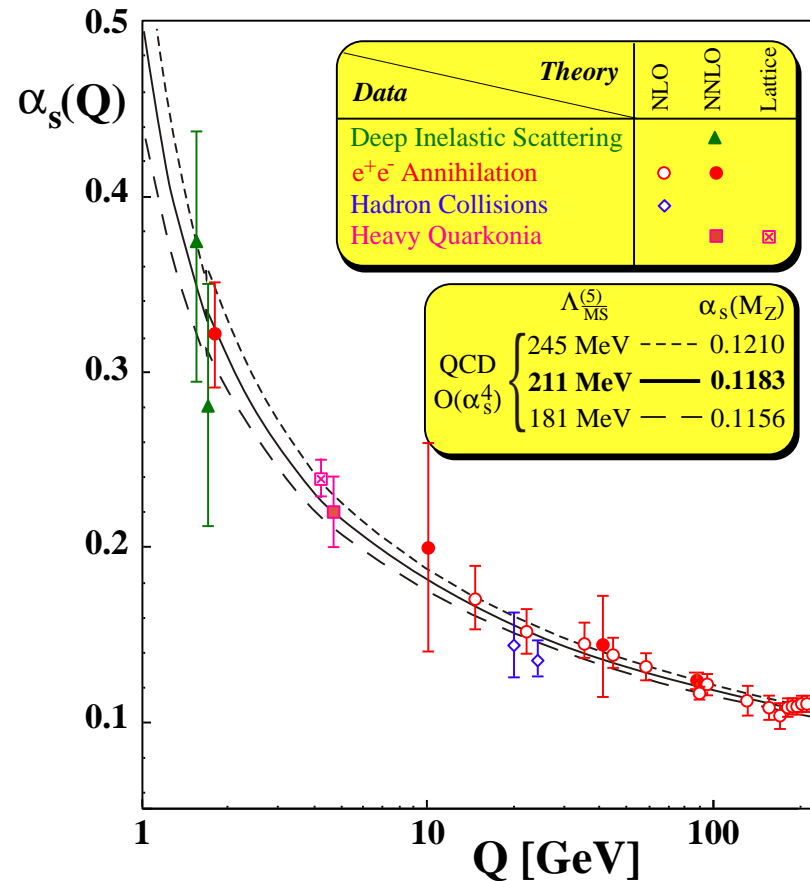
⇒ Glúons → portadores de carga de cor → vértices de três ou quatro glúons



Propriedades da QCD

⇒ Liberdade Assintótica → grande transferência de momentum

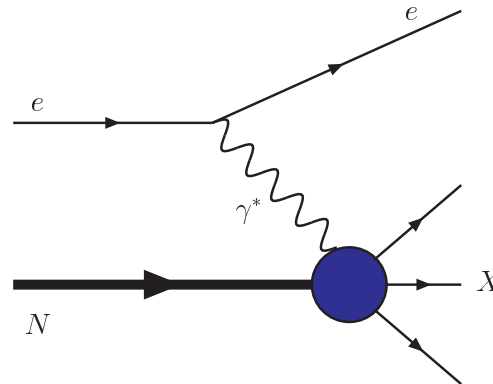
⇒ Confinamento → pequena transferência de momentum





A estrutura do próton

- Espalhamento Profundamente Inelástico (DIS)
→ processo mais simples para demonstrar a estrutura do próton



- Função de Estrutura do Próton

$$F_2^p(x, Q^2) = x \sum_{i=u,d,s} e_i^2 \{q_i(x, Q^2) + \bar{q}_i(x, Q^2)\}$$

- $Q^2 \equiv -q^2 > 0$
- $x = \frac{Q^2}{2p \cdot q}$ (variável de Bjorken);

$$\Rightarrow x \simeq Q^2/s$$



A estrutura do próton

GFPPE

- $q_i(x, Q^2) \rightarrow$ probabilidade \rightarrow párton i
 \rightarrow fração x do momentum total do hádron
 \rightarrow momentum transferido Q^2
- Seção de choque para o DIS

$$d\sigma^{l-N} = \sum_i \int_0^1 dx q_i(x, Q^2) d\sigma^{l-párton}$$

$d\sigma^{l-párton} \rightarrow$ calculável perturbativamente

- Número de pártons i no hádron

$$N_i = \int_0^1 q_i(x_i, Q^2) dx_i$$

- Conservação de momentum implica

$$\sum_i \int_0^1 x_i q_i(x_i, Q^2) dx_i = 1$$

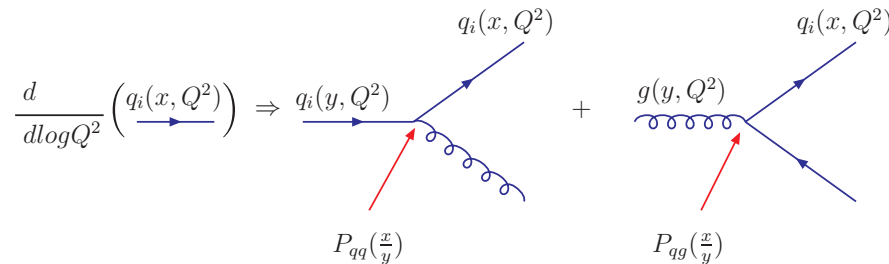
- QCD não prediz as distribuições, apenas a sua evolução.



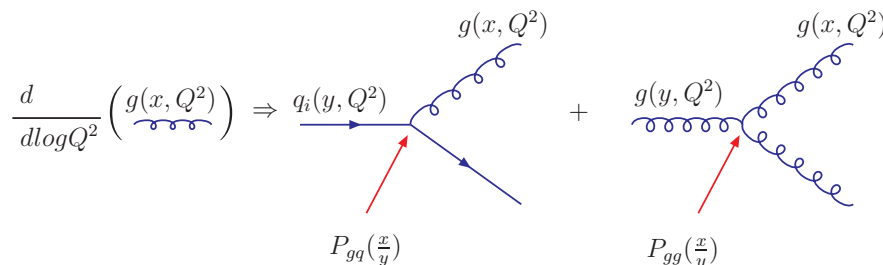
Equações de evolução **DGLAP**

- DGLAP descreve a evolução em $Q^2 \rightarrow$ cascata partônica

$$\frac{dq_i(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) q_i(y, Q^2) + P_{qg} \left(\frac{x}{y} \right) g(y, Q^2) \right]$$



$$\frac{dg(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[P_{gq} \left(\frac{x}{y} \right) q_i(y, Q^2) + P_{gg} \left(\frac{x}{y} \right) g(y, Q^2) \right]$$

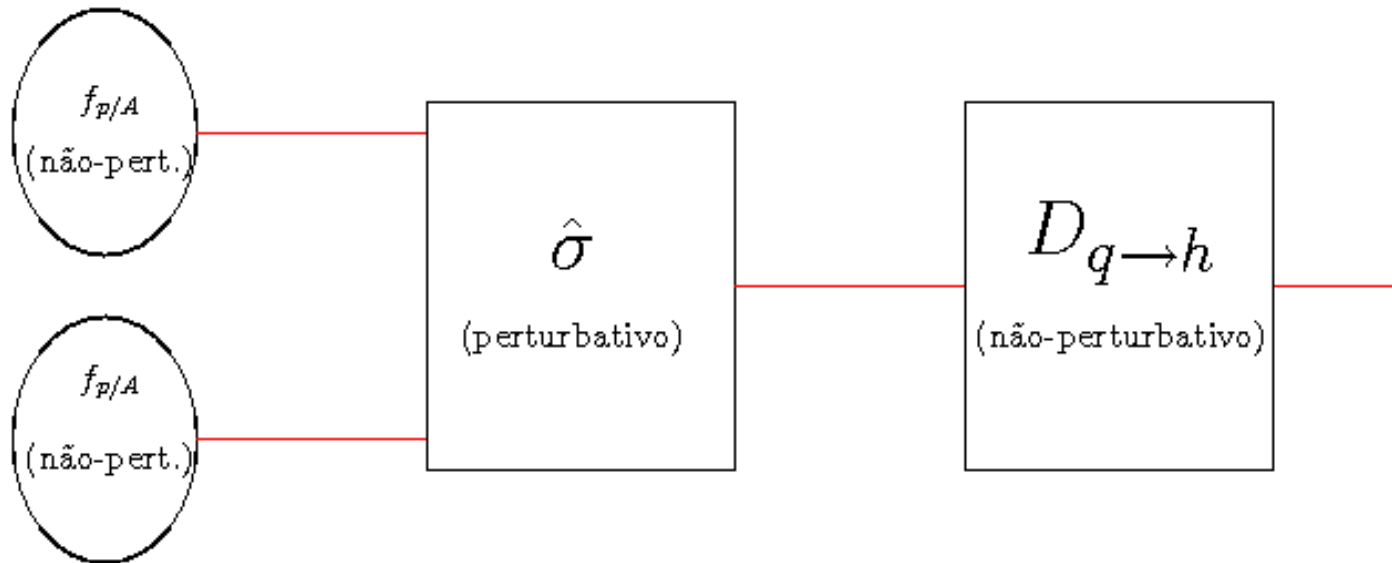




Como descrevemos um processo segundo a QCD ?



Fatorização Colinear



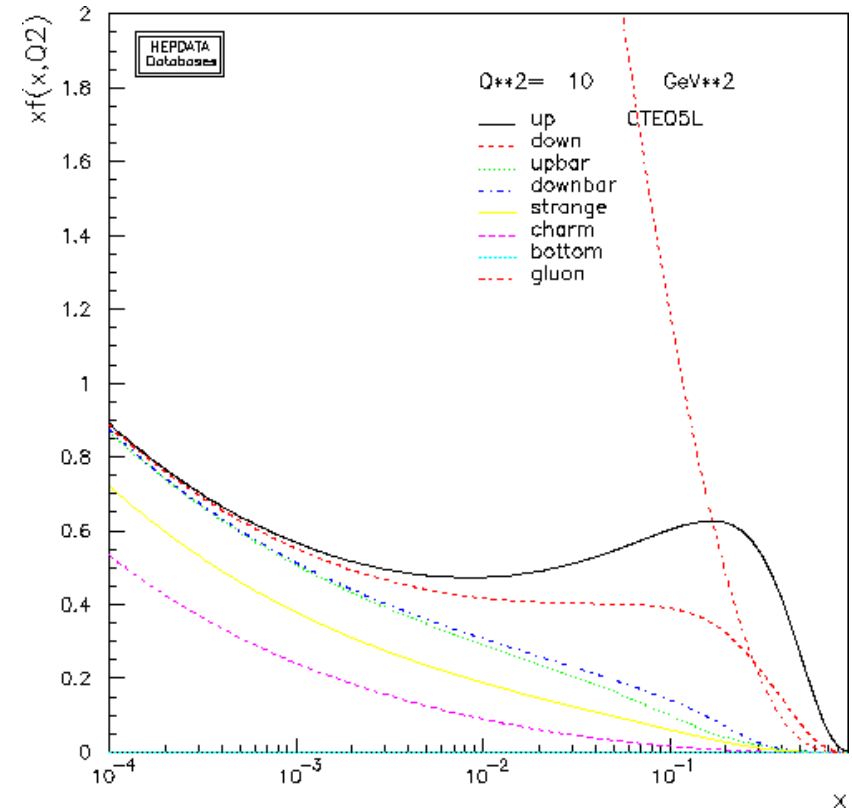
$$\sigma^{pp \rightarrow hX} \propto f_{i/p}(x_1, Q^2) \otimes f_{j/p}(x_2, Q^2) \otimes \sigma^{ij \rightarrow kX} \otimes D_{q \rightarrow h}(z, Q^2),$$

- Seção de choque calculada pela convolução dos seguintes elementos:
 - Distribuições partônicas;
 - Seção de choque do subprocesso partônico;
 - Funções de fragmentação.



As distribuições partônicas

- QCD \rightarrow evolução DGLAP
- Condições iniciais DGLAP \rightarrow parametrizadas a partir dos resultados experimentais.
- Diferentes grupos : Glück, Reya e Vogt (GRV), Martin, Roberts, Stirling e Thorne (MRST), Colaboração CTEQ
- Dados DIS, DY, etc... relacionam diferentes distribuições \rightarrow extração do conteúdo partônico.



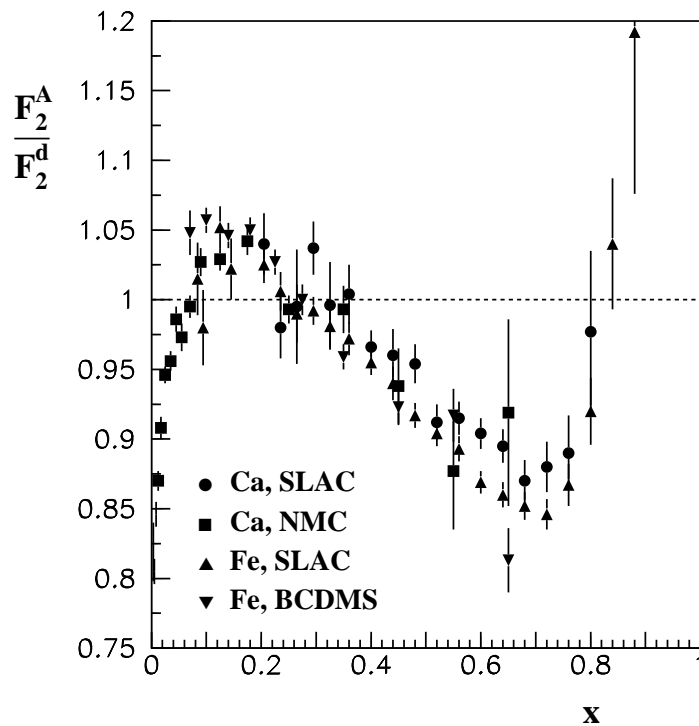


Efeitos nucleares no DIS

- Distribuições partônicas para nucleons ligados apresentam comportamento distinto do previsto pela superposição de nucleons livres

$$f_{i/A}(x, Q^2) \neq A f_{i/p}(x, Q^2)$$

- Razão entre funções de estrutura



- Para $x > 0.8$ a razão cresce como previsto pelo movimento de Fermi dos nucleons no interior do núcleo;
- $0.2 < x < 0.8$, efeito EMC. Razão crescente para x decrescente (valor mínimo em $x = 0.6$);
- $0.1 < x < 0.2$, anti-sombreamento (razão > 1);
- $x < 0.1$, sombreamento (razão < 1).



Parametrizações Nucleares

- Parametrizações usuais

→ Eskola, Kolhinen e Salgado (EKS);

→ Hirai, Kumano e Miyama (HKM);

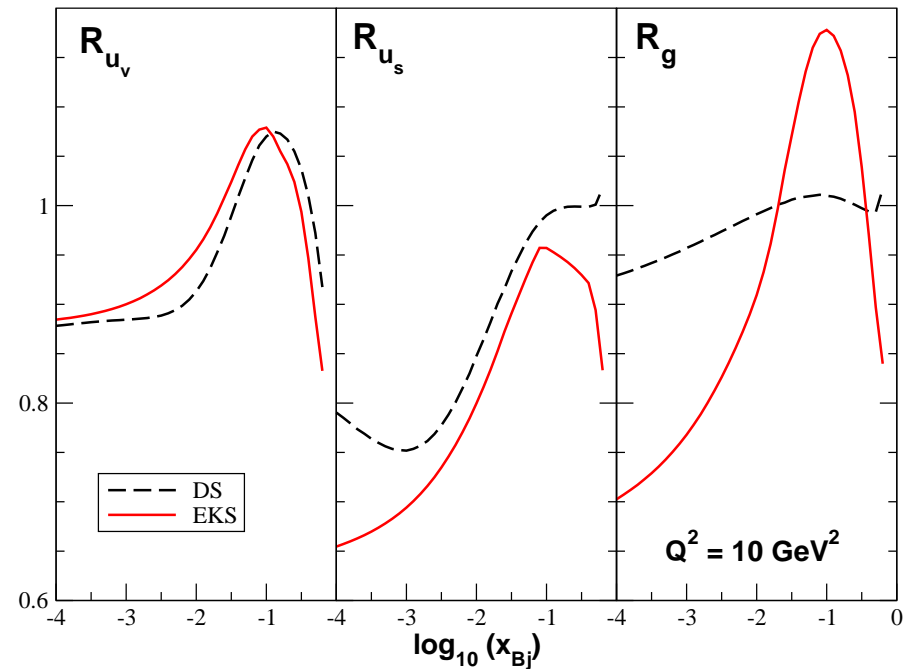
→ de Florian e Sassot (nDS).

Parametrizações utilizam a evolução DGLAP

- Razões Nucleares

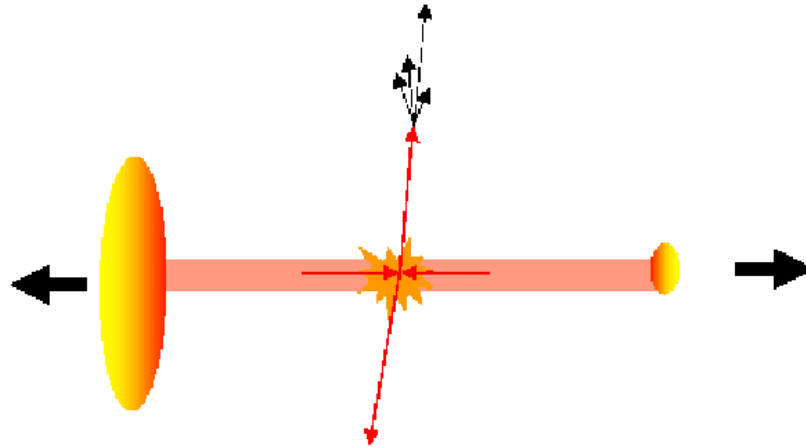
$$R_g^A = \frac{xg^A}{xg^N}$$

$$R_{u_{v(s)}}^A = \frac{xu_{v(s)}^A}{xu_{v(s)}^N}$$



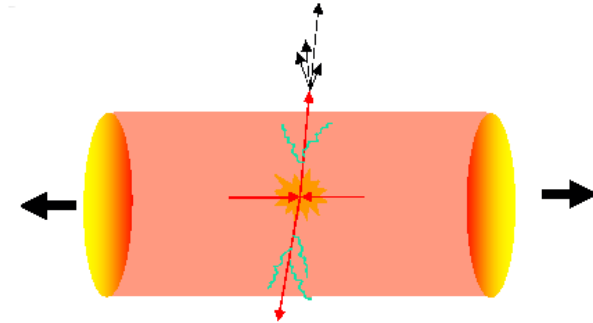
Processos estudados

Colisões h+A



- Estado Inicial:
 - Modificações nas funções de onda nucleares;
 - Perda de energia partônica;
 - Efeito Cronin (alargamento no momentum transversal).

Colisões A+A



- Estado Inicial;
- Estado Final:
 - Perda de Energia;
 - Atenuação de jatos;
 - Desaparecimento de correlações entre pares de hádrons produzidos;
 - Efeitos diversos do QGP

Colisões h+A servem para explicitar efeitos de Estado Inicial



Questão:

Os efeitos nucleares são significativos na produção de quarks pesados em colisões de íons em altas energias?



Parte II

Produção de Mésons em processos hádron-núcleo

D meson production in d+Au process using a perturbative approach.

M. B. Gay Ducati, V. P. Gonçalves, L. F. Mackedanz

Phys. Lett. B605 (2005) 279-286.



Modelo baseado em pQCD

- Seção de choque para produção de um hádron h

$$\frac{d\sigma^{pp' \rightarrow hX}}{dq_T^2 dy_h} = \frac{d\sigma^{pp' \rightarrow iX}}{dp_T^2 dy} \otimes D_{i \rightarrow h}(z, Q_h^2),$$

- Variáveis

- para o parton i : momentum transversal p_T e rapidez y .
- para o hádron h : momentum transversal q_T e rapidez y_h .
- $z \rightarrow$ fração de momentum no cone de luz do hádron;

- Seção de choque partônica

$$\frac{d\sigma^{pp' \rightarrow iX}}{dp_T^2 dy} = \langle x f_{i/p} \rangle_{y_i, p_T} \frac{d\sigma^{ip'}}{dy_i d^2 p_T} \Big|_{y_i=y} + \langle x f_{i/p'} \rangle_{y_i, p_T} \frac{d\sigma^{ip}}{dy_i d^2 p_T} \Big|_{y_i=-y},$$

- Distribuições partônicas médias

$$\langle x f_{i/p} \rangle_{y_i, p_T} = \frac{K}{\pi} \sum_j \frac{1}{1 + \delta_{ij}} \int dy_2 x_1 f_{i/p}(x_1, Q_p^2) \frac{d\hat{\sigma}^{ij}}{d\hat{t}}(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}) x_2 f_{j/p'}(x_2, Q_p^2) \Big/ \frac{d\sigma^{ip'}}{d^2 p_T dy_i}$$



Modelo baseado em pQCD

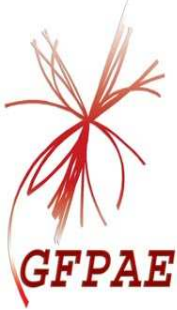
● Seção de choque elementar

$$\frac{d\sigma^{ip'}}{d^2p_T dy_i} = \frac{K}{\pi} \sum_j \frac{1}{1 + \delta_{ij}} \int dy_2 \frac{d\hat{\sigma}^{ij}}{d\hat{t}}(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}) x_2 f_{j/p'}(x_2, Q_p^2)$$

● $y_i, y_2 \rightarrow$ rapidez dos pártons i e j ;

● $m_T = \sqrt{p_T^2 + p_0^2}$;

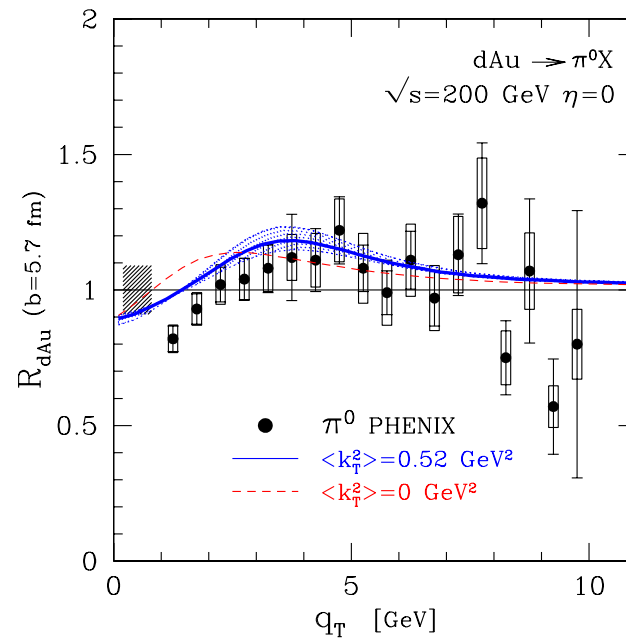
● $x_{1,2} = \frac{m_T}{\sqrt{s}} (e^{\pm y_i} + e^{\pm y_2})$;



Fator de Modificação Nuclear

$$R_{AB}(q_T) = \frac{d\sigma_{AB}/dyd^2q_T}{ABd\sigma_{pp}/dyd^2q_T}$$

- Na ausência de efeitos nucleares, $R_{AB}(q_T) = 1$
- Resultado para hádrons leves (A. Accardi, M. Gyulassy, PLB 586, 244 (2004))

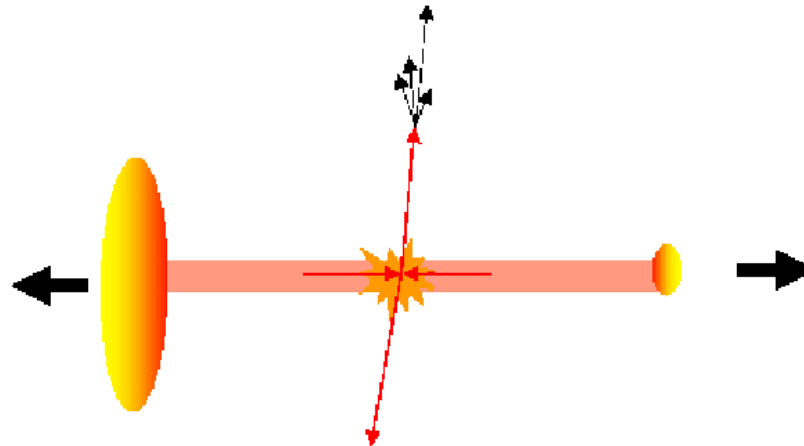


- Modelo apresenta boa descrição dos resultados para π^0



Nosso cálculo

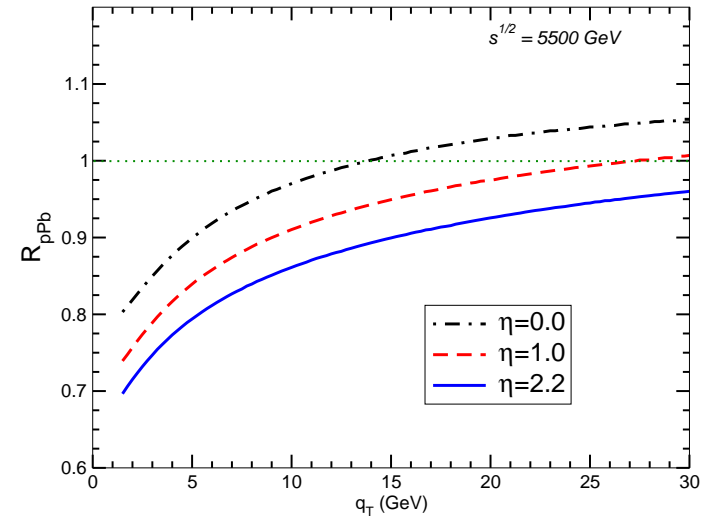
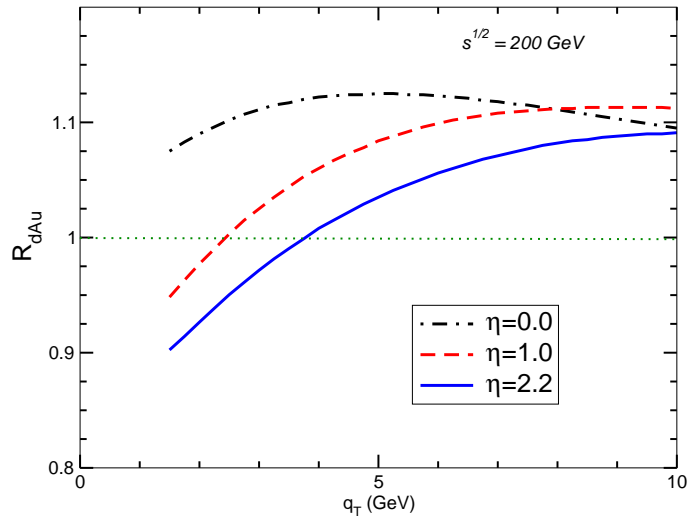
- Produção de mésons D em colisões hádron-núcleo
- Expectativa: massa dos quarks *charm* oferece uma escala onde a fatorização colinear pode ser usada;
- Base de cálculo: colisões $h+A$ explicitam efeitos de estado inicial;



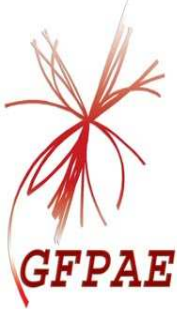
- Resultado: discriminar a magnitude da supressão devido às modificações nas funções de onda nucleares;
- Parametrização usada para o próton: CTEQ5;
- Parametrização usada para os efeitos nucleares: EKS98



Resultados $R_{AB}(q_T)$ - mésons D



- $x_2 \approx \frac{q_T}{\sqrt{s}} e^{-\eta}$;
- Variável q_T mapeia os valores de x_2 acessíveis para o núcleo;
- Distribuições partônicas apresentam transição entre as regiões de diferentes efeitos nucleares na região cinemática disponíveis para RHIC e LHC.



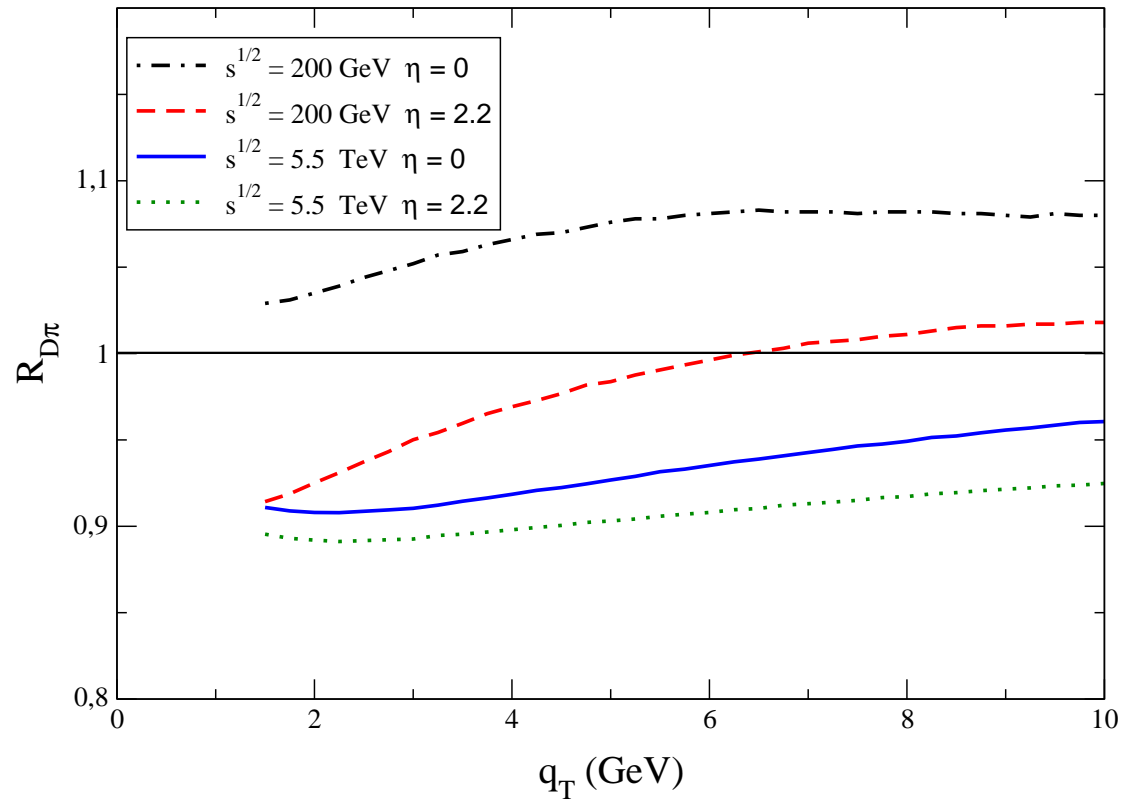
A Razão $\mathcal{R}_{D\pi}$ - Motivação

- Em um meio nuclear denso - o QGP, por exemplo - os pártons perdem energia durante sua propagação;
- Efeito **dead-cone** → interferência destrutiva na radiação → perda de energia radiativa menor para quarks pesados do que para leves;
- Observável reflete a diferença na perda de energia entre quarks *charm* e leves;
- Expectativa para colisões Au+Au: enaltecimento da produção de mésons *D*.
- Nosso cálculo: **Na ausência deste meio denso, como nas colisões h+A, qual o comportamento desta razão considerando apenas os efeitos nucleares ?**

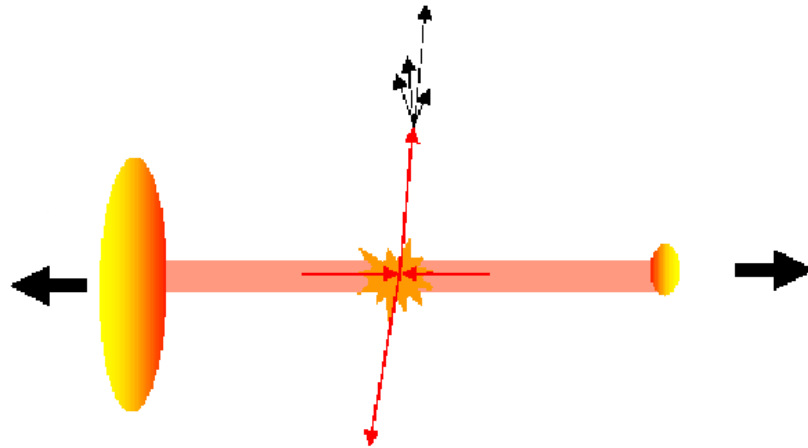


Estimativa da razão $\mathcal{R}_{D\pi}$

$$\mathcal{R}_{D\pi}(\sqrt{s}, q_T) = \frac{R_{hA}^D}{R_{hA}^\pi}.$$

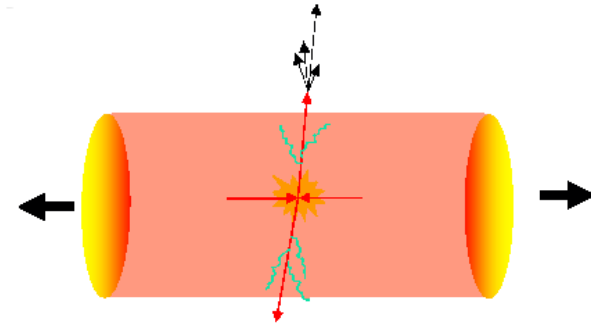


Colisões h+A



- Estado Inicial:
 - Modificações nas funções de onda nucleares **Significativas**;
 - Perda de energia partônica;
 - Efeito Cronin (alargamento no momentum transversal).

Colisões A+A



- Estado Inicial;
- Estado Final:
 - Perda de Energia;
 - Atenuação de jatos;
 - Desaparecimento de correlações entre pares de hádrons produzidos;
 - Efeitos diversos do QGP

Colisões h+A → base de cálculo para efeitos de Estado Final presentes nas colisões A+A
 Produção de mésons D → observável sensível às modificações



Colisões de Íons Pesados

Em colisões nucleares, as partículas produzidas na interação dura interagem com o meio formado, levando ao fenômeno experimental denominado **atenuação de jatos**. A possível explicação para esta atenuação é usualmente explicada através da perda de energia.

- A perda de energia total pode ser decomposta em duas contribuições:
 - Mecanismo **Radiativo** (*bremsstrahlung* de glúons)
 - ⇒ a partícula se propaga num meio denso e interage fortemente com o campo de fundo, irradiando glúons;
 - Mecanismo **Colisional** (ou elástico)
 - ⇒ a partícula sofre múltiplos espalhamentos elásticos com os pártons do plasma.
- A grande maioria dos trabalhos sobre perda de energia partônica assumem que o mecanismo radiativo domina e desconsideram a contribuição colisional;



Parte III

Comparação entre os Mecanismos Radiativo e Colisional de Perda de Energia

The collisional and radiative energy loss contributions for the quenching factor.

M. B. Gay Ducati, V. P. Gonçalves, L. F. Mackedanz

Int. J. Mod. Phys. E17 (in press).

Questão: O mecanismo colisional contribui significativamente para a perda de energia ? Como ele altera os observáveis ?



Perda de Energia Radiativa

- Formalismo LCPI (B. G. Zakharov)
 - descreve a evolução de um sistema singlete $q\bar{q}g$ em um meio denso;
 - usado para calcular a emissão induzida de glúons;
- Espectro Induzido de Glúons

$$\frac{dp}{dx} = \int_0^L dz n(z) \frac{d\sigma_{\text{eff}}^{\text{BH}}(x, z)}{dx}.$$

$\Rightarrow n(z) \rightarrow$ densidade de pártons no meio (QGP)

- Seção de choque para a produção de glúons

$$\frac{d\sigma_{\text{eff}}^{\text{BH}}(x, z)}{dx} = \text{Re} \int d\rho \psi^*(\rho, x) \sigma_3(\rho, x) \psi(\rho, x, z),$$

- $\rho \rightarrow$ distância transversal entre quark e glúon;
- $\sigma_3 \rightarrow$ seção de choque da interação entre o sistema $q\bar{q}g$ e uma partícula do meio;



Perda de Energia Radiativa

● Funções de Onda no Cone de Luz:

- para transição $q \rightarrow qg$ no vácuo

$$\psi(\rho, x) = p(x) \left(\frac{\partial}{\partial \rho'_x} - \imath s_g \frac{\partial}{\partial \rho'_y} \right) \int_0^\infty d\xi \exp\left(-\frac{\imath \xi}{L_f}\right) \mathcal{K}_0(\rho, \xi | \rho', 0) |_{\rho'=0}$$

- para a transição na presença do meio

$$\psi(\rho, x, z) = p(x) \left(\frac{\partial}{\partial \rho'_x} - \imath s_g \frac{\partial}{\partial \rho'_y} \right) \int_0^z d\xi \exp\left(-\frac{\imath \xi}{L_f}\right) \mathcal{K}_0(\rho, z | \rho', z - \xi) |_{\rho'=0}.$$

$$\Rightarrow p(x) = \imath \sqrt{\alpha_s / 2x} [s_g(2-x) + 2s_q x] / 2M(x);$$

$$\Rightarrow M(x) = Ex(1-x);$$

$$\Rightarrow L_f = 2Ex(1-x)/\epsilon^2, \text{ com } \epsilon^2 = m_g^2(1-x) + m_q^2 x^2$$

$$\Rightarrow s_{q,g} \rightarrow \text{helicidades dos pártons}$$

● Função de Green para o Hamiltoniano bidimensional

$$\mathcal{K}_0(\rho_2, z_2 | \rho_1, z_1) = \frac{M(x)}{2\pi\imath(z_2 - z_1)} \exp\left[\frac{\imath M(x)(\rho_2 - \rho_1)^2}{2(z_2 - z_1)}\right],$$



Perda de Energia Radiativa

● Premissas para computar $\frac{dp}{dx}$

- σ_3 pode ser escrita em termos da seção de choque de dipolo σ_2

$$\sigma_3(\rho, x) = \frac{C_A}{2C_F} [\sigma_2((1-x)\rho) + \sigma_2(\rho) - \frac{1}{C_A^2} \sigma_2(x\rho)] = C_3(x)\rho^2,$$

com

$$C_3(x) = C_2(\rho)A(x)$$

$$A(x) = [1 + (1-x)^2 - \frac{x^2}{N_c^2}] \frac{C_A}{2C_F}$$

- Espectro dominado por contribuições na região $\rho \ll 1/\mu$

$$C_2(\rho) \propto \ln\left(\frac{1}{\rho\mu}\right)$$

● **Perda de Energia**

$$\Delta E_{\text{rad}} = E \int_{x_{\text{min}}}^{x_{\text{max}}} dx x \frac{dp}{dx}$$

● $x_{\text{min}} = m_g/E$

● $x_{\text{max}} = 1 - m_q/E$



Perda de Energia Colisional

- Estimativa para quarks sem massa → Bjorken (1982)
→ problemas no limite do infravermelho → múltiplos espalhamentos coerentes
- Problema resolvido com combinação de técnicas da física clássica de plasmas e do propagador corrigido por teoria HTL → Braaten e Thoma (1992)
- Para quarks pesados (ordem dominante)

$$-\frac{dE}{dL} = \frac{8\pi\alpha_s^2 T^2}{3} \left(1 + \frac{n_f}{6}\right) \left[\frac{1}{v} - \frac{1-v^2}{2v^2} \ln\left(\frac{1+v}{1-v}\right) \right] \ln \left[2^{\frac{n_f}{6+n_f}} B(v) \frac{ET}{m_g M} \right] \quad E \ll M^2/T$$

$$-\frac{dE}{dL} = \left(1 + \frac{9}{4}\right) \frac{4\pi\alpha_s^2 T^2}{3} \left(1 + \frac{n_f}{6}\right) \ln \left[2^{\frac{n_f}{2(6+n_f)}} 0.92 \frac{\sqrt{ET}}{m_g} \right] \quad E \gg M^2/T$$

- $m_g = \sqrt{\frac{(1+\frac{n_f}{6})}{3}} gT \rightarrow$ massa termal do glúon

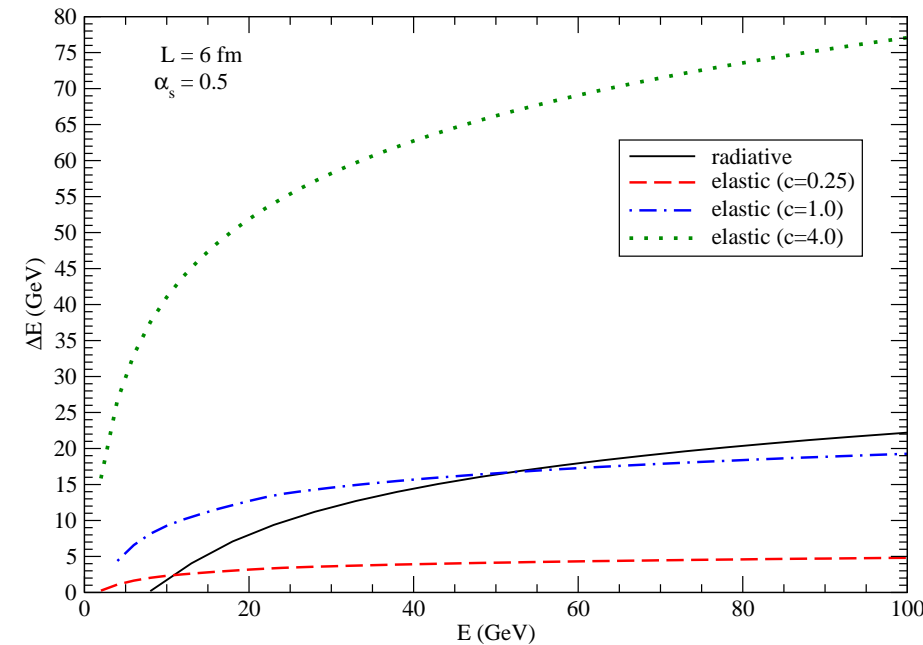
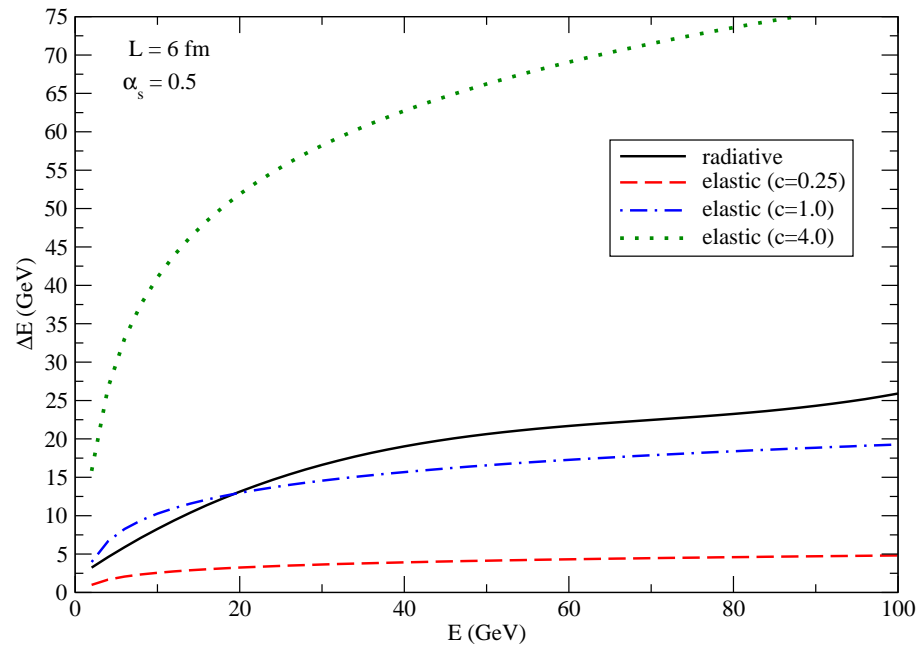
- **Perda de Energia**

$$\Delta E_{\text{elas}} = -c \int_0^L \frac{dE}{dL} dz,$$

$c \Rightarrow$ pré-fator *ad hoc* → usado para analisar os efeitos de diferentes magnitudes



Resultados - $\alpha_s = 0.5$



⇒ painel esquerdo - quarks leves - $m_q = 0.1 \text{ GeV}$

⇒ painel direito - quarks charm - $m_q = 1.5 \text{ GeV}$



Fator de Atenuação

Experimentalmente: alterações associadas ao meio nuclear analisadas a partir do estudo do Fator de Modificação Nuclear

$$R_{AA}(p_{\perp}) = \frac{dN_{AA}/dyd^2q_T}{\langle T_{AA} \rangle d\sigma_{pp}/dyd^2q_T}$$

● Nosso Cálculo: Fator de Atenuação

$$\frac{dN^{\text{med}}}{d^2p_{\perp}} = \int d\epsilon D(\epsilon) \frac{dN^{\text{vac}}(p_{\perp} + \epsilon)}{d^2p_{\perp}} \equiv Q(p_{\perp}) \frac{dN^{\text{vac}}(p_{\perp})}{d^2p_{\perp}}$$

onde

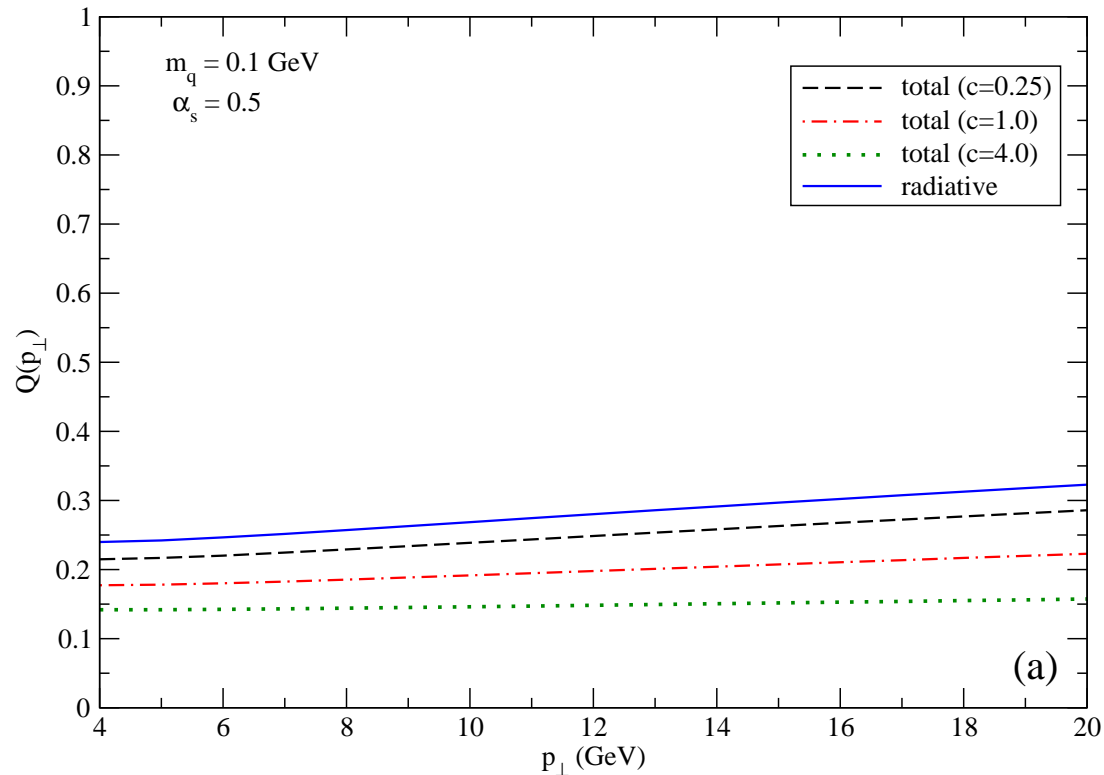
$$\frac{dN^{\text{med}}}{d^2p_{\perp}} = \frac{1}{2\pi^2 R^2} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^R d^2r \frac{dN^{\text{vac}}(p_{\perp} + \Delta E)}{d^2p_{\perp}}$$

● Pressupostos para relacionar R_{AA} e $Q(p_{\perp})$:

- Modificações no espectro de hádrons em alto- p_{\perp} estão diretamente associadas às modificações nos pártons iniciais devido à perda de energia;
- O momentum transverso do hádron medido mapeia a energia do párton produzido;
- Pártons com alto- p_{\perp} hadronizam em grandes escalas de tempo, fora do meio;



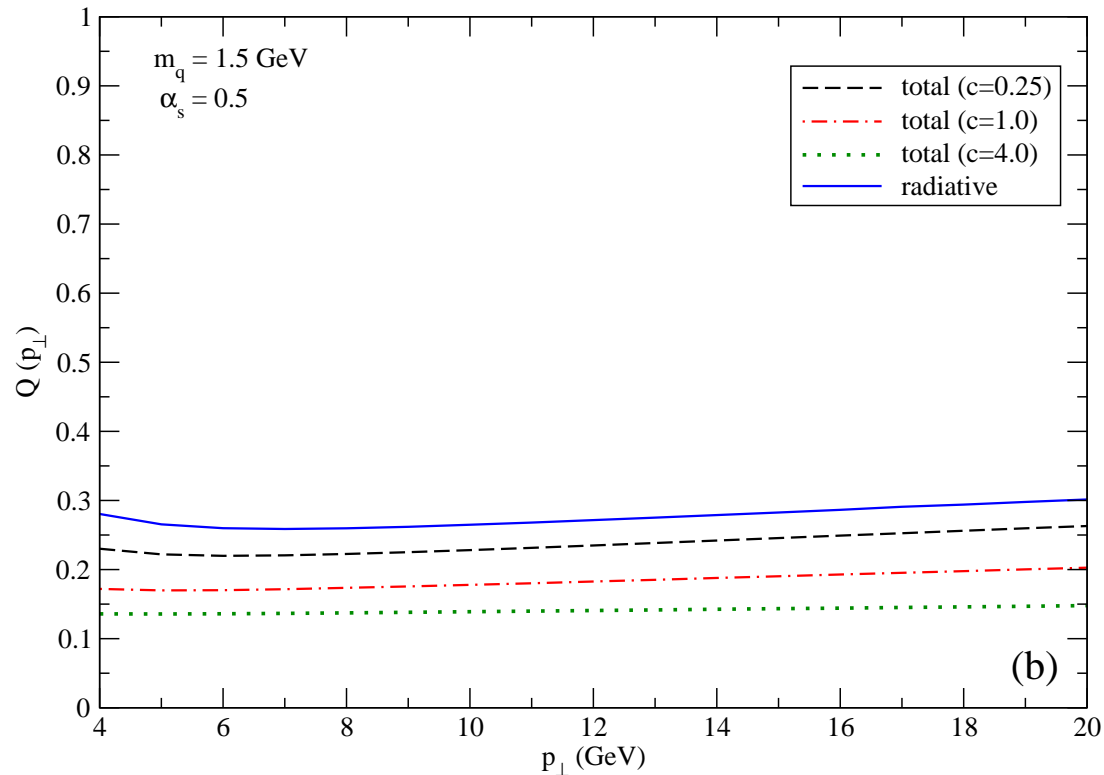
Resultados - quarks leves



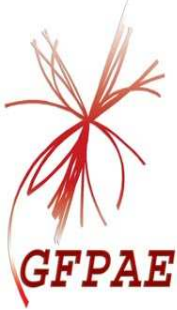
- O fator de atenuação é $\sim 0.2 \pm 0.05 \implies$ similar a $R_{AA}^{\pi^0}$;
- Barra de erro experimental não permite discriminar a magnitude correta da contribuição colisional;
- **Inclusão da perda colisional não pode ser desconsiderada.**



Resultados - quarks charm



- Resultados preliminares → supressão maior que a predita por cálculos utilizando apenas o mecanismo radiativo
- **Inclusão do mecanismo colisional pode explicar estes resultados;**
- **Novos observáveis devem ser estudados para vincular o valor real da perda colisional.**



Parte IV

A Perda de Energia Colisional em um Plasma em Expansão com acoplamento variável

QCD collisional energy loss in an increasingly interacting Quark-Gluon Plasma.

M. B. Gay Ducati, V. P. Gonçalves, L. F. Mackedanz
Int. J. Mod. Phys. A22 (2007) 3105-3122.

Elastic energy loss in an expanding QGP.

M. B. Gay Ducati, V. P. Gonçalves, L. F. Mackedanz
Proceedings do I LAWHEP
Braz. J. Phys. 37 (2007) 656-660.

Questão: De que maneira a perda de energia colisional é modificada quando generalizamos para um meio em expansão ?

$$\frac{dE}{dx} \propto \alpha_S^2 !$$



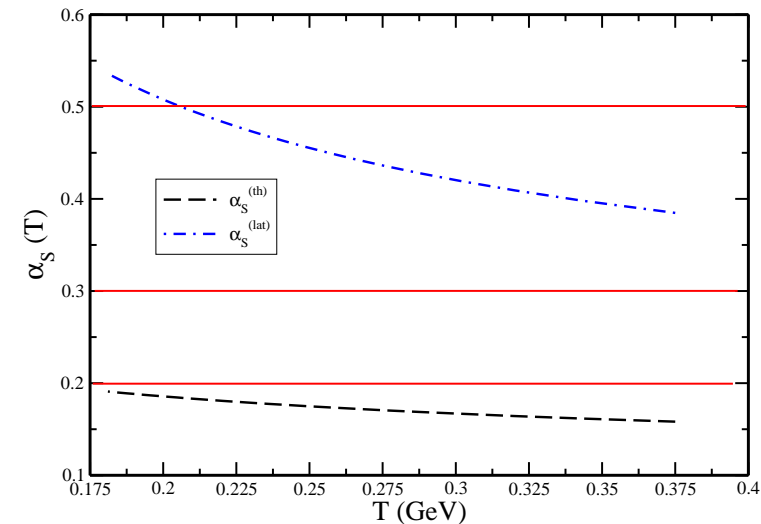
Acoplamento Variável

- As formulações para perda de energia usualmente partem da premissa de que as propriedades do meio e suas interações com as partículas que se propagam não varia com o tempo;
- Porém, o QGP não é um meio estático, resfriando enquanto expande, com a intensidade do acoplamento entre meio e partícula variando;
- A escala onde calculamos o acoplamento (a temperatura) muda com a evolução do sistema;
- Duas prescrições foram usadas neste cálculo:
⇒ QCD Termal (teoria perturbativa)

$$\alpha_s^{(I)}(T) = \frac{6\pi}{(33 - 2n_f) \ln[(19T_c/\Lambda_{\overline{MS}})(T/T_c)]}$$

⇒ QCD na rede (cálculo do propagador do glúon)

$$\alpha_s^{(II)}(T) = \frac{2.095}{\frac{11}{2\pi} \ln\left(\frac{Q}{\Lambda_{\overline{MS}}}\right) + \frac{51}{22\pi} \ln\left[2 \ln\left(\frac{Q}{\Lambda_{\overline{MS}}}\right)\right]}$$





A equação de transporte de Boltzmann

Forma covariante

$$p^\mu \partial_\mu f(x, p) = C\{f\}$$

$\Rightarrow f(x, p) \rightarrow$ densidade de quarks teste no espaço de fase;

$\Rightarrow C\{f\} \rightarrow$ termo de colisão;

Premissa: plasma uniforme (cenário de Bjorken)

$$\rightarrow f(x, p) = f(p)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{C\{f\}}{E} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{coll}}$$

Termo de colisão

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{coll}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{elas}} + \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{inel}}$$

Contribuição Colisional

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{elas}} = \int d^3 k [w(p+k, k) f(p+k) - w(p, k) f(p)]$$

Taxa de colisões

$$w(p, k) = \sum_{j=q, \bar{q}, g} w^j(p, k)$$

$$w^j(p, k) = \gamma_j \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} f_j(q) v_{\text{rel}} \sigma^j$$

$\Rightarrow \gamma_j \rightarrow$ degenerescência



De Boltzmann a Fokker-Planck

Aproximação de Landau

⇒ maior parte dos espalhamentos são macios

⇒ $w(p, p')$ é fortemente centrada em $p \approx p'$

$$w(p+k, k)f(p+k) \approx w(p, k)f(p) + \mathbf{k} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} (wf) + \frac{1}{2} k_i k_j \frac{\partial^2}{\partial p_i \partial p_j} (wf)$$

Equação de Fokker-Planck genérica

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{coll}} = \int d^3 k \left[\mathbf{k} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} + \frac{1}{2} k_i k_j \frac{\partial^2}{\partial p_i \partial p_j} \right] (wf)$$

Problema Unidimensional → Equação cinética de Landau

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial p} [\mathcal{T}_1(p)f] + \frac{\partial^2}{\partial p^2} [\mathcal{T}_2(p)f]$$

Coeficientes

$$\mathcal{T}_1(p) = \int d^3 k w(p, k) k = \frac{\langle \delta p \rangle}{\delta t} = \langle F \rangle$$

$$\mathcal{T}_2(p) = \frac{1}{2} \int d^3 k w(p, k) k^2 = \frac{\langle (\delta p)^2 \rangle}{\delta t}$$



Relação com a taxa de perda de energia

Força de arrasto - Trabalho realizado

$$-dE = \langle F \rangle \cdot dL = \mathcal{T}_1(p) \cdot dL$$

$$-\frac{dE}{dL} = \mathcal{T}_1(p) \approx p \mathcal{A}$$

- $\mathcal{A} \rightarrow$ Coeficiente de Arrasto \Rightarrow determinado pelas propriedades do banho térmico

$$\langle \mathcal{A}(p, t) \rangle = \mathcal{A}(t) = \left\langle -\frac{1}{p} \frac{dE}{dL} \right\rangle$$

- Coeficiente de Difusão

$$\mathcal{T}_2(p) = \frac{\langle (\delta p)^2 \rangle}{\delta t} = p \mathcal{A} p \approx \mathcal{A} T^2 = \mathcal{D}_F$$

- Usando a Relação de Einstein $\mathcal{T}_1 T \approx \mathcal{D}_F \Rightarrow$ fraco acoplamento entre a partícula e o banho

- Movimento Browniano - evolução da distribuição de momentum

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \mathcal{A} \frac{\partial}{\partial p} (p f) + \mathcal{D}_F \frac{\partial^2 f}{\partial p^2}$$



Perda média de energia

Distribuição de Momentum no Espaço de Fase

$$f(p, L) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \mathcal{W}(L)} \exp \left[-\frac{\left(p - p_0 e^{-\int_0^L \mathcal{A}(t') dt'} \right)^2}{\mathcal{W}(L)} \right]$$

• Dispersão da distribuição

$$\mathcal{W}(L) = \left(4 \int_0^L \mathcal{D}_F(t') \exp \left[2 \int^{t'} \mathcal{A}(t'') dt'' \right] dt' \right) \left[\exp \left(-2 \int_0^L \mathcal{A}(t') dt' \right) \right]$$

⇒ comprimento do plasma em expansão é assumido como limite máximo de tempo.

• *Energia Média*

$$\langle E \rangle = \int_0^\infty E f(p, L) dp$$

• *Perda Média de Energia*

$$\Delta E = E - \langle E \rangle$$



Os Coeficientes de Arrasto

GFPAE \Rightarrow Taxa de Perda de Energia (quarks pesados)

● Na região $E \ll M^2/T$

$$-\frac{dE}{dL} = \frac{8\pi\alpha_s^2 T^2}{3} \left(1 + \frac{n_f}{6}\right) \left[\frac{1}{v} - \frac{1-v^2}{2v^2} \ln\left(\frac{1+v}{1-v}\right)\right] \ln\left[2^{\frac{n_f}{6+n_f}} B(v) \frac{ET}{m_g M}\right]$$

● Na região $E \gg M^2/T$

$$-\frac{dE}{dL} = \frac{8\pi\alpha_s^2 T^2}{3} \left(1 + \frac{n_f}{6}\right) \ln\left[2^{\frac{n_f}{2(6+n_f)}} 0.92 \frac{\sqrt{ET}}{m_g}\right]$$

\Rightarrow Para quarks leves, usamos a última expressão com $M = 0$.

● $m_g = \sqrt{(1 + n_f/6)g^2 T^2/3}$ \rightarrow massa termal do glúon

● $B(v) \rightarrow$ função suave da velocidade (≈ 0.7)

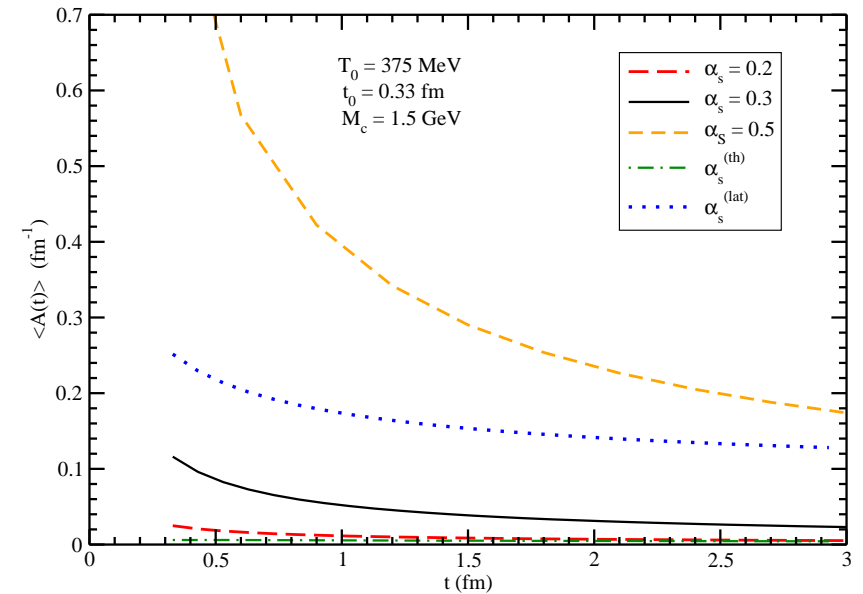
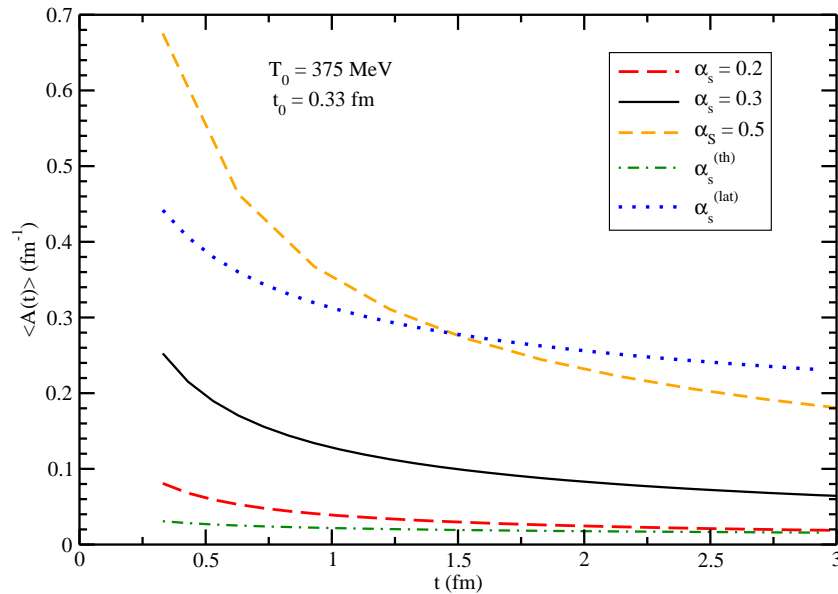
● Taxa de perda de energia depende quadraticamente do valor de α_s .



Coeficiente de Arrasto

Quarks Leves

Quarks Charm



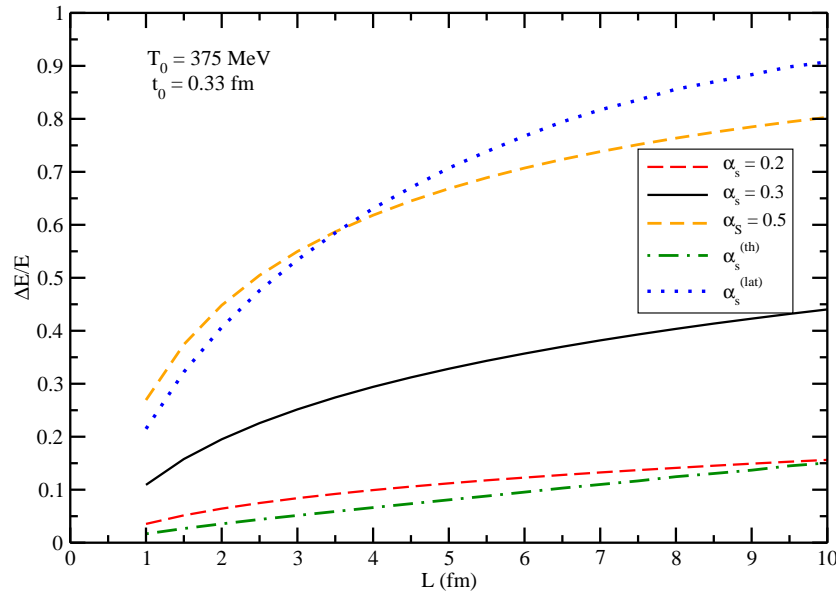
- Proporcional ao quadrado do valor do acoplamento
- Cálculo de outras quantidades relacionadas mantém este comportamento
- Expansão de Bjorken: $T = T_0 \left(\frac{\tau_0}{\tau} \right)^{\frac{1}{3}}$
- Parâmetros: $T_c / \Lambda_{\overline{MS}} = 1.78 \pm 0.03$, $T_0 = 375$ MeV, $t_0 = 0.33$ fm e $Q = 2\pi T$



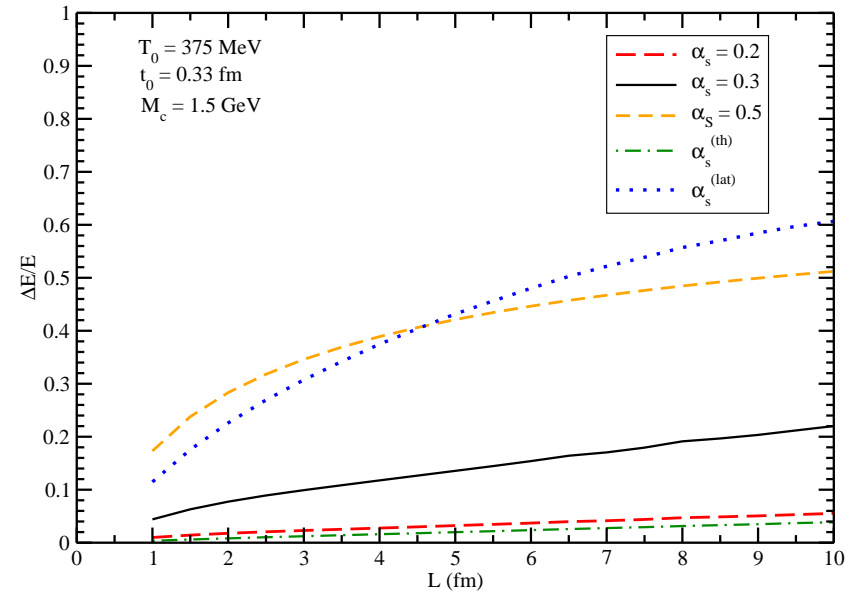
Dependência em L

$$\frac{\Delta E}{E} = 1 - \frac{\langle E \rangle}{E}$$

● Quarks Leves



● Quarks Pesados

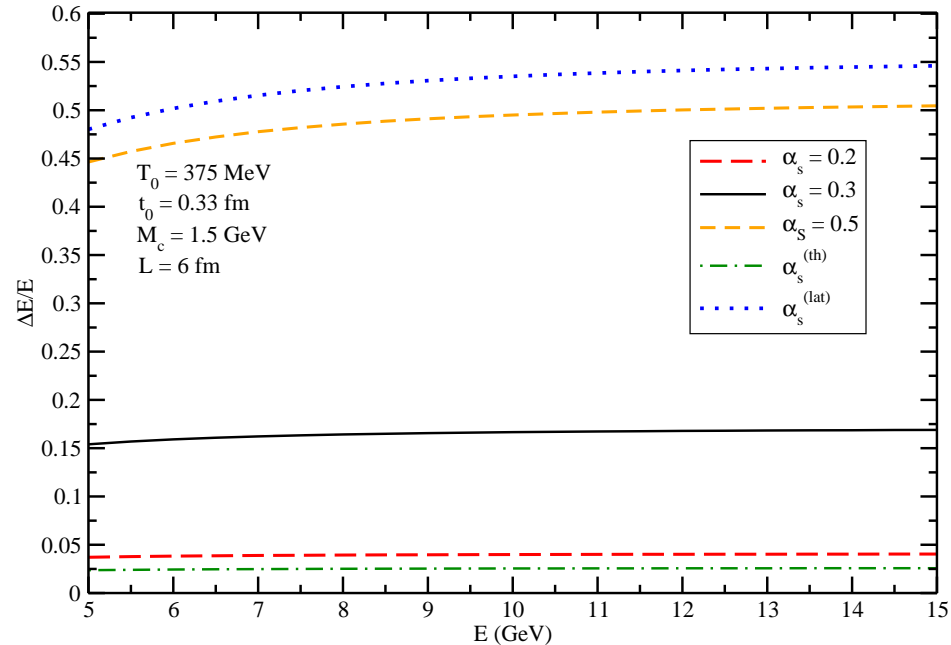


● Reflete resultados do coeficiente de arrasto;

● Comprimento do meio formado (colisões centrais) - $L \approx 6 - 7 \text{ fm}$.



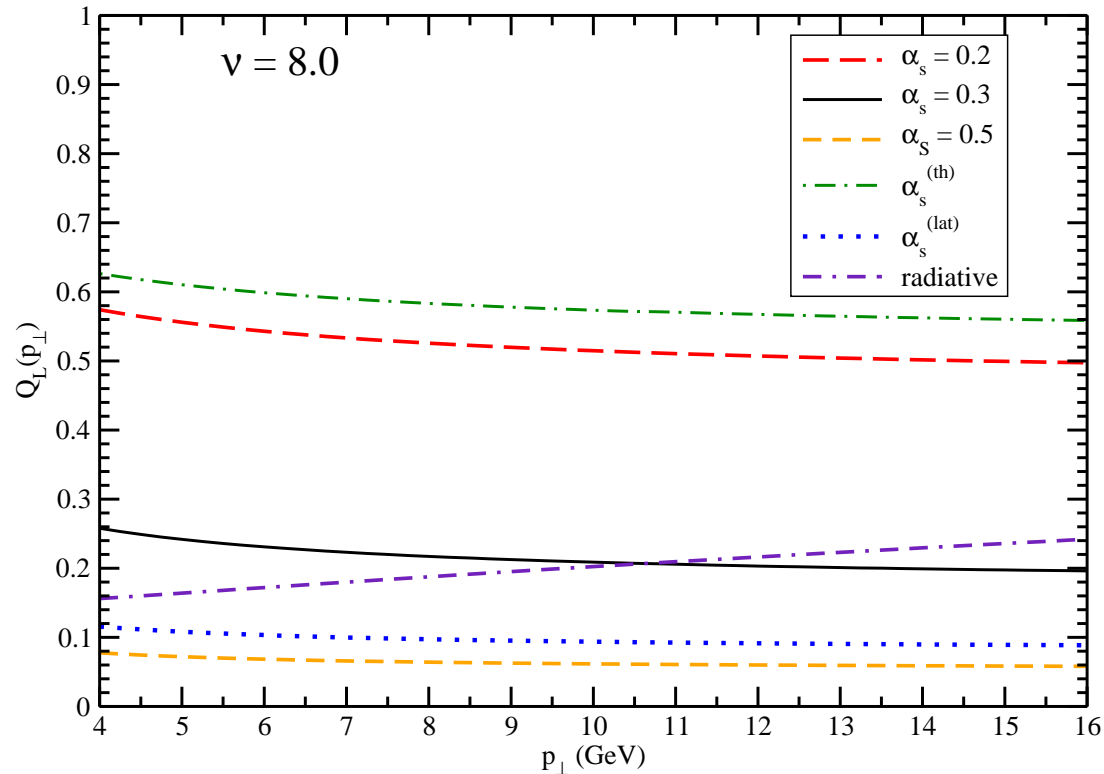
Dependência em E



- Para quarks pesados, a perda de energia colisional normalizada é praticamente independente da energia do quark incidente;
- Característica que pode ser relacionada à independência em momentum do coeficiente de arrasto.



Fator de atenuação para quarks leves

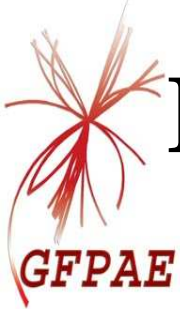


● Relembrando

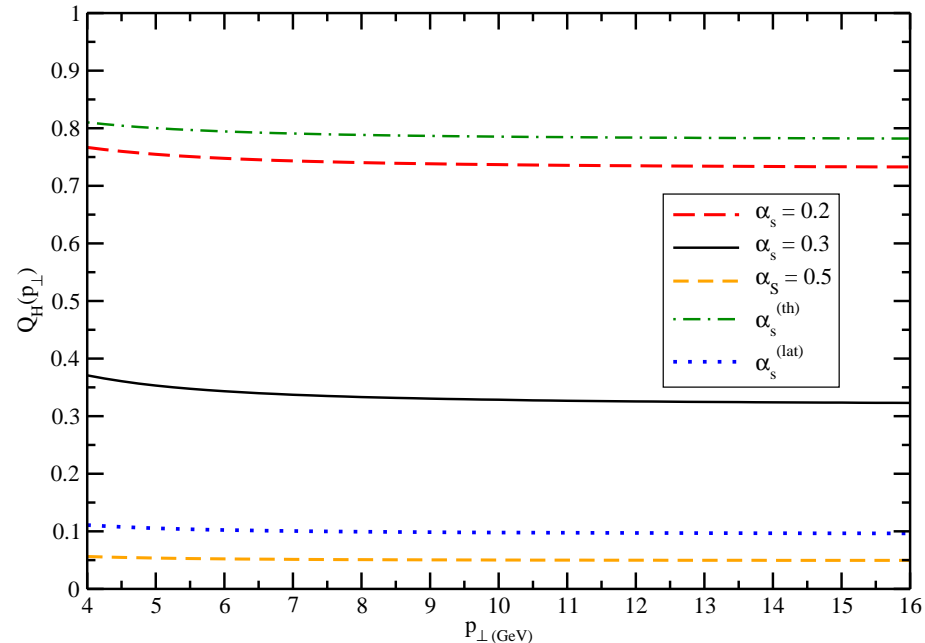
$$\frac{dN_L^{\text{vac}}}{d^2p_{\perp}} = A \left(\frac{1}{p_0 + p_{\perp}} \right)^{\nu}$$

● $\nu = 8.0$ e $p_0 = 1.75$ GeV;

● Comparação com parametrização radiativa de B. Müller (PRC **c67** (2003) 061901).



Fator de atenuação para quarks pesado



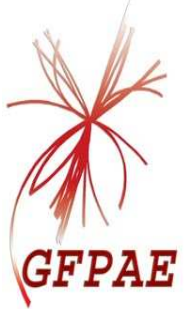
● Relembrando

$$\frac{dN_H^{\text{vac}}}{d^2p_{\perp}} = C \left(\frac{1}{bM_c^2 + p_{\perp}^2} \right)^{n/2}$$

● $b = 1.4 \pm 0.3$, $n = 10.0 \pm 1.2$ e $M_c = 1.5$ GeV.

● A perda de energia está fortemente ligada ao valor da constante de acoplamento.

● Este comportamento é esperado também para a perda radiativa, ainda que em maior escala (dependência em α_S^3).



Conclusões



- Efeitos nucleares \Rightarrow alteram fortemente a produção de mésons D \rightarrow este processo pode ser usado para restringir a magnitude destes efeitos !
- Inclusão de processos elásticos \Rightarrow correções para os cálculos de perda de energia, já para RHIC;
- Magnitude da contribuição elástica deve ser inferida de outros observáveis;
- Quantidades físicas relacionadas à perda de energia são modificadas com a evolução do meio;



Ainda em aberto...

- Outros observáveis - como as correlações entre partículas produzidas - devem ser estudados para podermos determinar a magnitude correta da contribuição colisional à perda de energia;
- Uma comparação de resultados deve ser feita considerando um plasma em expansão - com acoplamento variável. Cálculos desse tipo para a perda radiativa são necessários para uma comparação realista com os dados.



Obrigado !