

# Notas em QGP

Fabio de Moraes Canedo

22 de fevereiro de 2018

## Resumo

Resumo das minhas notas no estudo de Íons Pesados.

## 1 Introdução

### 1.1 Plasma de Quarks e Gluons

Em colisões íons pesados, ou seja, íons com número de massa da ordem de  $10^2$ , a uma energia da ordem de  $10^2 GeV$ , uma quantidade considerável de energia é depositada na região de interação. Essa energia, na forma de quarks e gluons, libera novos graus de liberdade, realizando uma transição de fase para um estado da matéria conhecido como Plasma de Quarks e Gluons (QGP, sigla em inglês).

A temperatura necessária para formar este estado da matéria é da ordem de centenas de  $MeV$  ou  $10^{12} K$ , cerca de 10 mil vezes a temperatura do centro do Sol, e a densidade de energia é da ordem de  $0.2 - 1 GeV/fm^3$ . As propriedades deste estado da matéria podem ser estudadas analisando os produtos dessa colisão após o resfriamento da matéria. O espectro de  $p_T$ <sup>1</sup> das partículas, por exemplo, fornece informações sobre a entropia e a temperatura do plasma, através da multiplicidade e da inclinação do gráfico, respectivamente. Em geral, essas propriedades estarão associadas ao espectro na faixa de  $p_T \approx 0 - 2 GeV/c$ . Na faixa  $p_T > 2 GeV/c$ , observa-se os efeitos de fenômenos da classe *hard scattering*. Estes fenômenos são resultados da formação de partículas de alta energia que atravessam o plasma aquecido, depositando energia neste. Na sua saída, devido às propriedades da QCD<sup>2</sup>, essas partículas se fragmentam criando os chamados *jets*.

### 1.2 Rapidity

Uma variável útil de se definir em um estudo de colisões de partículas a velocidades relativísticas é a *rapidity*  $y$ . Mas antes, definimos o conceito de massa transversa.

Toda colisão de partículas possui um eixo específico, chamado eixo de colisão. Associado a este eixo, há um plano transversal. As componentes dos momentos no eixo da colisão e no plano transversal serão identificadas como  $p_L$  e  $p_T$ , respectivamente. Essas variáveis podem ser melhor compreendidas observando a Figura 1.2.1.

---

<sup>1</sup>Ver seção 1.2

<sup>2</sup>QCD ou *Quantum Chromodynamics* é a teoria que descreve as interações fortes.

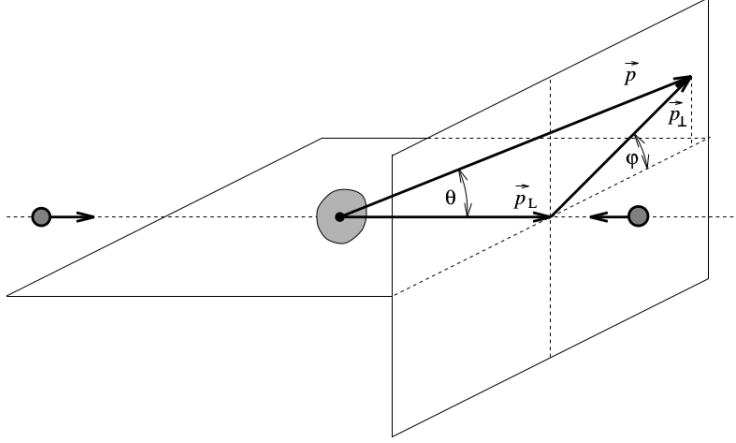


Figura 1.2.1: Ilustração geométrica de  $p_T$  e  $p_L$ .

Associada ao momento transversal, definimos a massa transversa:

$$m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2} \quad (1)$$

Ao contrário de  $p_L$ ,  $p_T$  não depende do referencial em que a colisão é estudada, portando, é uma boa variável. É necessário, então, definir uma variável no eixo de colisão, esta será a *rapidity*. Definimos esta através das equações:

$$E = m_T \cosh(y) \quad (2a)$$

$$p_L = m_T \sinh(y) \quad (2b)$$

Isolando  $y$  nas equações acima obtemos:

$$y = \ln\left(\frac{E + p_L}{m_T}\right) \quad (3)$$

Uma propriedade importante desta variável, é que ela é aditiva em relação a transformações de Lorentz.

### 1.3 Pseudorapidity

Quando a energia de uma partícula é muito grande comparada à sua massa, podemos escrever:

$$\begin{aligned}
y &= \ln \frac{E + p_L}{m_T} \\
&= \frac{1}{2} \ln \frac{(E + p_L)^2}{m_T^2} \\
&= \frac{1}{2} \ln \frac{(E + p_L)^2}{E^2 - p_L^2} \\
&= \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L} \\
&\approx \frac{1}{2} \ln \frac{p + p_L}{p - p_L} \\
&\approx \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \cos(\theta)}{1 - \cos(\theta)} \\
&\approx \frac{1}{2} \ln \cot 2\theta
\end{aligned} \tag{4}$$

Definimos então, a variável *pseudorapidity*:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \cot 2\theta \tag{5}$$

## 1.4 Hidrodinâmica Relativística

Para descrever a evolução do QGP, utiliza-se o formalismo da hidrodinâmica relativística. Algumas quantidades são importantes de serem definidas:

$$\frac{dx^\mu}{d\tau} = u^\mu(x) \tag{6}$$

Essa será a velocidade, ou fluxo do fluido em cada elemento do espaço-tempo. Também teremos o tensor energia-momento:

$$T_{\mu\nu} = (\epsilon + P)u_\mu u_\nu - P g_{\mu\nu} \tag{7}$$

Se aplicarmos a equação de conservação de energia-momento, obtemos quatro equações que descrevem a evolução do fluido:

$$\partial^\mu T_{\mu\nu} = 0 \tag{8}$$

Entretanto, temos quatro variáveis  $u^\mu$  e mais duas  $\epsilon$  e  $P$ , totalizando seis. Para resolvermos o sistema precisamos de duas equações adicionais, são estas a normalização do quadri-vetor ( $u^\mu u_\mu = 1$ ) e a equação de estado:

$$\epsilon = \epsilon(P) \tag{9}$$

## 1.5 Termodinâmica do QGP

Via de regra, dois observáveis estarão conectados com duas variáveis termodinâmicas referentes à matéria densa do QGP. A multiplicidade estará conectada com a entropia, e a temperatura conectada com a energia medida.

## 1.6 Modelo de Glauber

Sempre que estudamos colisões de íons pesados, é necessário fornecer as condições iniciais da colisão. O modelo de Glauber baseia-se na ideia de que os nucleons pertencentes ao núcleo projétil realizam colisões dois a dois seguindo trajetórias retas atravessando o núcleo alvo. A distribuição dos nucleons nos dois núcleos, tanto alvo quanto o projétil, seguem a distribuição de Woods-Saxon:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} \quad (10)$$

Normalmente, os núcleons são gerados em uma distribuição espacial que obedece tal distribuição, em seguida, sua trajetória é traçada em linha reta, considerando colisões com todos os núcleons em seu caminho. Uma descrição detalhada deste modelo e a geração de condições iniciais pode ser encontrada em [1].

## 1.7 Modelo de Lund

A teoria que descreve as interações mediadas por *gluons* é a QCD<sup>3</sup>. É uma teoria de calibre não-abeliana, o que significa que os bósons mediadores de suas interações podem interagir entre si também, formando vértices constituídos apenas por *gluons*, como na Figura 1.7.1.

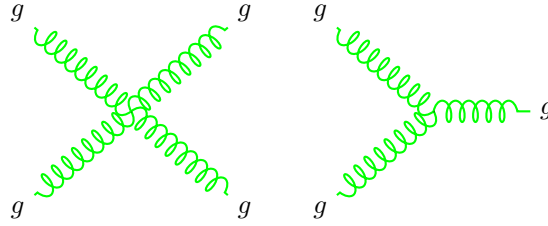


Figura 1.7.1: Vértices de *gluons*.

Uma das consequências desta interação entre os *gluons*, é que as linhas de campo entre um *quark* e um *antiquark* irão estar todas contidas em uma região aproximadamente cilíndrica entre ambos, como na Figura 1.7.2.

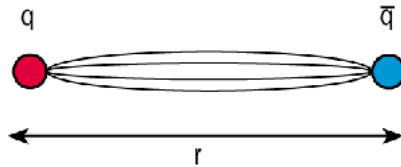


Figura 1.7.2: Linhas de campo entre um *quark* e um *antiquark*.

Isso dará origem a uma densidade de energia aproximadamente constante, que dependerá apenas da distância entre ambos:

<sup>3</sup>Sigla em inglês para Cromodinâmica Quântica

$$V(r) = -\kappa r \quad (11)$$

Isso faz com que os *quarks* movam-se sempre sob uma força constante que muda de direção. Eventualmente, na região preenchida pelo campo, devido a uma distância grande entre os *quarks*, a energia do campo pode ser grande o suficiente para que um par partícula e anti-partícula se forme. Quando isso ocorre, a energia fica distribuída em duas regiões devido a efeitos de blindagem, e teremos, então, dois pares agora independentes, esse processo continua até que todos os pares formados não atinjam mais a distância necessária para a criação de pares. Uma descrição mais detalhada deste processo pode ser encontrada em [2, 3, 4].

## 1.8 Efeitos Anisotrópicos do *Jet Quenching*

Ao atravessar a matéria densa e quente, o parton perde energia e se resfria. A energia perdida por este é depositada na matéria densa e quente, afetando a expansão hidrodinâmica do QGP [5]. Podemos observar estes efeitos na Figura 1.8.1.

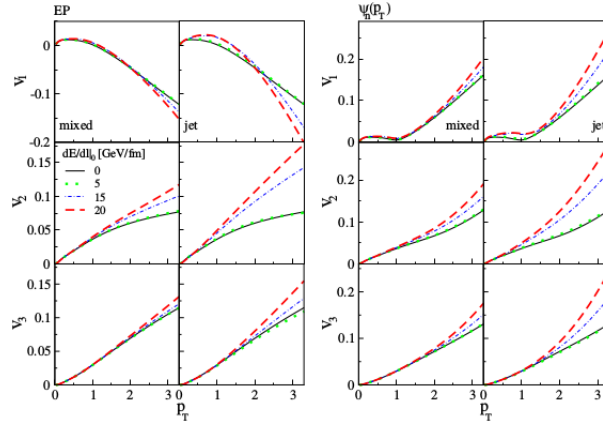


Figura 1.8.1: Efeitos dos Jatos nos Harmônicos para diferentes valores de  $p_T$ .

O estudo foi realizado basicamente com a inserção de um termo fonte nas equações hidrodinâmicas, da seguinte maneira:

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = J^\nu \quad (12)$$

O termo fonte foi construído conforme a equação:

$$J^\nu(\tau, \vec{r}) = \sum_{n=1}^{n_p} \frac{s(\vec{r}_n^{jet}(\tau))}{s_0} \frac{dE}{dl} \bigg|_0 F(\vec{r} - \vec{r}_n^{jet}(\tau), \tau; \sigma)(1, \vec{v}_n^{jet}, 0) \quad (13)$$

A soma em questão é realizada sobre os partons viajando pela matéria densa. Os termos  $s(\vec{r}_n^{jet}(\tau))$  e  $s_0$  correspondem às entropias calculadas na posição do parton e em uma entropia de referência, respectivamente. A função  $F$  corresponde a uma distribuição Gaussiana representando o alcance do efeito do parton. E  $\vec{v}_n^{jet}$  representa a velocidade do  $n$ -ésimo parton.

## 2 Métodos

### 2.1 Algoritmos de *Jet Clustering*

Para se estudar jatos, é necessário definir uma maneira de agrupar as partículas medidas nos detectores de uma maneira coerente e bem definida, como os requisitos do *Snowmass accord*:

1. Simples de implementar em uma análise experimental;
2. Simples de implementar em um cálculo teórico;
3. Definido em todas as ordens em cálculos perturbativos;
4. Gera seções de choque finitas em todas as ordens;
5. É insensível à hadronização;

Para realizar a reconstrução de jatos[6], costuma-se definir a seguinte quantidade:

$$\Delta R_{ij} = \sqrt{(\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2} \quad (14)$$

Essa será, para as duas partículas, aqui chamadas de  $i$  e  $j$ , uma distância angular definida entre as duas. A maioria dos algoritmos de jatos irão utilizar essa definição de distância angular para realizar os agrupamentos, ou *clusters* de partículas para a reconstrução dos jatos. Estes são chamados os algoritmos de cones. Um algoritmo comumente utilizado consiste em, primeiro definir um parâmetro  $R$ , em seguida, escolher uma partícula *semente*, normalmente, escolhe-se a partícula de maior  $p_T$ . Após esses passos, localizamos a partícula de maior  $p_T$  a uma distância menor ou igual a  $R$ .

Então, retiramos essas duas partículas dos dados e definimos uma nova partícula com momento:

$$p_\mu^J = p_\mu^1 + p_\mu^2 \quad (15)$$

Essa partícula define o novo centro do cone, agora procuramos a partícula de maior  $p_T$  de distância menor ou igual a  $R$  desta, e assim por diante. Os métodos de reconstrução de jatos todos irão seguir alguma rotina que envolva calcular distâncias entre os hadrons de acordo com alguma métrica que utiliza a medida invariante acima, como eles podem precoder a partir daí varia, alguns exemplos são citados:

**IC-PR** são os algoritmos de cones iterativos de remossão progressiva, isso quer dizer que eles mudam a direção do cone a cada interação e tiram os jatos um de cada vez;

**FC-PR** são semelhantes aos **IC-PR**, mas as direções dos cones são fixas ao redor da semente;

**IC-SM** são os algoritmos que utilizam cones iterativos, mas não removem os cones estáveis, para lidar com *overlapping*, utiliza-se métodos que envolvem atribuir cada partícula ao jato mais próximo ou simplesmente juntar os dois jatos, baseando-se na fração da quantidade de energia que o jato menos intenso que está na região de *overlapping*;

**IC-SD** aplicam o *split and drop*, ou seja, ele não une jatos que dividem muita energia em comum, mas simplesmente desconsideram os jatos menos intensos;

**SR** são uma classe de algoritmos que combinam partículas (*Sequential Recombination*) em jatos baseando-se em uma metrica pré-definida, que é o caso do *k<sub>T</sub> algorithm*;

## 2.2 MUSIC

O programa MUSIC, a ser utilizado nas simulações deste trabalho, é um gerador de eventos que pode ser encontrado em [7].

Em [8] encontramos uma descrição mais detalhada do algoritmo empregado. Alguns fatos são citados a seguir:

- O método KURGANOV-TADMOR é implementado, este método baseia-se na introdução de um termo de dissipação numérica para garantia de estabilidade, é capaz de lidar com choques e descontinuidades, ideal para a inserção de termos fonte como deposição de energia de jatos;
- As condições iniciais são baseadas no modelo de Glauber e na parametrização de Woods-Saxon, ver subseção 1.6;
- Uma simplificação das equações é atingida escolhendo variáveis através de uma rotação hiperbólica;
- O *freeze-out* é construído assumindo a fórmula de Cooper-Frye[9];

É interessante observar na Figura 2.2.1 que o MUSIC não fornece resultados coerentes com os experimentos na faixa de  $p_T$  entre 1 e  $2\text{GeV}$ . Isso poderia ser explicado pela ausência de energia depositada pelos jatos, que incluem na hidrodinâmica efeitos anisotrópicos[5], ver Figura 1.8.1.

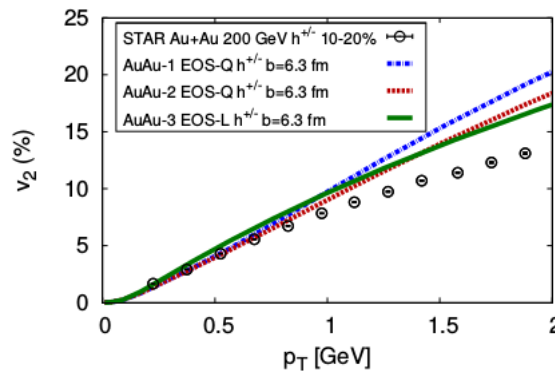


Figura 2.2.1: Resultados do MUSIC no coeficiente  $V_2$ .

### 2.3 HYDJET++

O gerador de eventos HYDJET++, descrito em [10] trabalha com dois processos distintos para a geração de eventos nas partes *hard* e *soft* das colisões de íons pesados.

O processo *hard* se dá através de um modelo de perda de energia baseado na equação:

$$\Delta E(L, E) = \int_0^L dl \frac{dP(l)}{dl} \lambda(l) \frac{dE(l, E)}{dl}, \frac{dP(l)}{dl} = \frac{1}{\lambda(l)} \exp -l/\lambda(l) \quad (16)$$

Nesta equação, temos um termo  $\frac{dP(l)}{dl}$  como a probabilidade de *scattering* no meio por unidade de comprimento atravessado pelo parton,  $\lambda(l)$  é o livre caminho médio, e  $\frac{dE(l, E)}{dl}$  descreve a perda de energia por unidade de comprimento atravessado. Neste último termo, reações colisionais e radiativas são levadas em consideração. O espectro final, assim como o formato angular da emissão é calculado utilizando o gerador PYQUEN[11], que é uma versão modificada do PYTHIA[12]. Os *partons* são gerados de acordo com o algoritmo PYTHIA, então, são feitos os espalhamentos respectivos durante seu caminho pelo QGP e também sua emissão radiativa. Em seguida, a hadronização é realizada através de um modelo de Lund[4] para os *partons* de alta energia e também para os *gluons* de alta energia emitidos.

A parte *soft* do algoritmo é implementada através de implementação numérica tridimensional hidrodinâmica com uma superfície de freeze-out que emite partículas conforme a distribuição:

$$f_i^{eq}(p^{*0}; T^{ch}, \mu_i, \gamma_s) = \frac{g_i}{\gamma_s^{-n_i^s} \exp([p^{*0} - \mu_i]/T^{ch}) \pm 1} \quad (17)$$

Esta distribuição representa um corpo negro emitindo as partículas à temperatura  $T^{ch}$ . A energia das partículas é calculada no referencial de repouso da superfície e é representada por  $p^{*0}$ .  $\mu_i$  representa o potencial químico das partículas e  $\gamma_s$  é o fator de supressão de estranheza.

## Referências

- [1] M. L. Miller, K. Reygers, S. J. Sanders, and P. Steinberg, “Glauber Modeling in High Energy Nuclear Collisions,” *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, vol. 57, no. 1, pp. 205–243, Nov. 2007, arXiv: nucl-ex/0701025. [Online]. Available: <http://arxiv.org/abs/nucl-ex/0701025>
- [2] C. Bierlich, “Rope Hadronization and Strange Particle Production,” Oct. 2017. [Online]. Available: <https://arxiv.org/abs/1710.04464>
- [3] B. Andersson, S. Mohanty, and F. Soderberg, “Recent Developments in the Lund Model,” *arXiv:hep-ph/0212122*, Dec. 2002, arXiv: hep-ph/0212122. [Online]. Available: <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0212122>
- [4] P. Skands, “Introduction to QCD,” *arXiv:1207.2389 [hep-ph, physics:hep-th]*, pp. 341–420, Nov. 2013, arXiv: 1207.2389. [Online]. Available: <http://arxiv.org/abs/1207.2389>



- [5] R. P. G. Andrade, J. Noronha, and G. S. Denicol, “Jet quenching effects on the anisotropic flow at RHIC,” *Nuclear Physics A*, vol. 932, pp. 432–436, Dec. 2014, arXiv: 1405.0178. [Online]. Available: <http://arxiv.org/abs/1405.0178>
- [6] G. P. Salam, “Towards jetography,” *The European Physical Journal C*, vol. 67, no. 3-4, pp. 637–686, Jun. 2010. [Online]. Available: <https://link.springer.com/article/10.1140/epjc/s10052-010-1314-6>
- [7] “MUSIC.” [Online]. Available: <http://www.physics.mcgill.ca/music/>
- [8] B. Schenke, S. Jeon, and C. Gale, “3+1d hydrodynamic simulation of relativistic heavy-ion collisions,” *Physical Review C*, vol. 82, no. 1, Jul. 2010, arXiv: 1004.1408. [Online]. Available: <http://arxiv.org/abs/1004.1408>
- [9] D. Teaney, “Chemical Freezeout in Heavy Ion Collisions,” *arXiv:nucl-th/0204023*, Apr. 2002, arXiv: nucl-th/0204023. [Online]. Available: <http://arxiv.org/abs/nucl-th/0204023>
- [10] I. P. Lokhtin, L. V. Malinina, S. V. Petrushanko, A. M. Snigirev, I. Arsene, and K. Tywoniuk, “HYDJET++ heavy ion event generator and its applications for RHIC and LHC,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2009, no. 09, pp. 023–023, Sep. 2009, arXiv: 0903.0525. [Online]. Available: <http://arxiv.org/abs/0903.0525>
- [11] “Pyquen event generator.” [Online]. Available: <http://lokhtin.web.cern.ch/lokhtin/pyquen/>
- [12] “PYTHIA.” [Online]. Available: <http://home.thep.lu.se/torbjorn/Pythia.html>