

Universidade de São Paulo
Instituto de Física

Proposta de Novos Observáveis Para Jatos Reconstruídos em Colisões Entre Íons Pesados Relativísticos

Gabriel Oliveira Valeriano de Barros

Tese de doutorado apresentada ao
Instituto de Física da Universidade
de São Paulo para a obtenção do
título de Doutor em Ciências.

Orientador

Prof. Dr. Marcelo Gameiro Munhoz

Comissão examinadora:

Prof. Dr. Marcelo Gameiro Munhoz (IF-USP)

Prof. Dr. Alberto Correa dos Reis (CBPF)

Prof. Dr. Jorge José Leite Noronha Júnior (IF-USP)

Prof. Dr. Jun Takahashi (UNICAMP)

Prof. Dr. Renato Higa (IF-USP)

São Paulo
2013

FICHA CATALOGRÁFICA
Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Barros, Gabriel Oliveira Valeriano de

Proposta de novos observáveis para jatos reconstruídos em
colisões entre íons pesados relativísticos – São Paulo, 2013.

Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo.
Instituto de Física, Depto. de Física Nuclear.

Orientador: Prof. Dr. Marcelo Gameiro Munhoz

Área de Concentração: Física nuclear, Física de partículas

Unitermos: 1. Colisões entre íons pesados relativísticos;
2. Física; 3. Física nuclear; 4. Física de Partículas; 5. Quark.

USP/IF/SBI-058/2013

Na vida nada acontece tão tarde
que não seja cedo o suficiente
para aprimorar-se!

*“Dai, pois, a César o que é de César,
e a Deus o que é de Deus.”*
Mateus, 22:11

Sumário

1	Introdução	1
2	Reconstrução de Jatos	9
2.1	Algoritmos de reconstrução k_T e Anti- k_T	13
2.2	Esquemas de recombinação	14
2.2.1	Jatos Massivos	15
2.2.2	Jatos de Massa Nula	16
2.3	Reconstrução de Jatos em Íons Pesados Relativísticos	18
3	Deconvolução	21
3.1	Deconvolução Bayesiana Iterativa	23
3.1.1	Aplicação do método	26
4	Novos Observáveis para o Estudo de Jatos	35
4.1	Descrição	36
4.2	Medida das flutuações da reconstrução	40
4.3	Resultados	46
4.3.1	Análise quasi-inclusiva	47

4.3.2	Análise em coincidência: hádron+jato	61
4.4	Validação do <i>Toy Model</i> com dados experimentais	73
5	Resultados experimentais	77
5.1	STAR	77
5.1.1	Medida das flutuações da reconstrução	78
5.1.2	Análise quasi-inclusiva	83
5.1.3	Análise em coincidência: hadron+jato	88
5.2	ALICE	93
5.2.1	Análise quasi-inclusiva	94
5.2.2	Análise em coincidência: hadron+jato	96
6	Discussão	101
7	Conclusão	105
A	Resultados adicionais para deconvolução dos dados do STAR	107
A.1	Análise semi-inclusiva	108
A.2	Análise em coincidência hadron+jato	115
B	Aceleradores e Experimentos	123
B.1	Aceleradores	123
B.2	Experimentos	125
C	Hadronization effects on jet reconstruction on e^+e^- collisions at $\sqrt{s} = 200\text{GeV}/c$	131

Lista de Figuras

1.1	Comparação entre cálculos teóricos para a constante de acoplamento da QCD (α_s) e seu valor esperado de acordo com a equação (1.2) em função da energia (Q).	2
1.2	Evidência da supressão de jatos em colisões entre íons pesados relativísticos por intermédio do estudo da correlação entre hádrons. Realizado pela Colaboração STAR.	4
2.1	Ilustração da reconstrução de um jato com algoritmo do tipo cone e do tipo recombinação sequencial. Elipses representam as partículas/torres fornecidas ao algoritmo de reconstrução.	10
2.2	Ilustração para a condição de <i>infra-red unsafety</i>	12
2.3	Ilustração para a condição de <i>collinear safety</i>	13
3.1	Exemplo para o caso da convolução de uma função gaussiana — $G(\mu = 0.0, \sigma = 1.0)$ — com outra função gaussiana — $G(\mu = 1.0, \sigma = 5.5)$	28
3.2	Matriz de resposta, utilizada no processo de deconvolução, obtida a partir da função de resolução gaussiana — $G(\mu = 1.0, \sigma = 1.0)$	29
3.3	Matrizes de correlação para diferentes iterações do processo de deconvolução.	31
3.4	Evolução da matriz de correlação em função do número iterações.	32

4.1	Distribuição de partículas no <i>Toy Model</i> para colisões centrais (0 – 5%).	39
4.2	Dependência entre δp_T e A_{jato} para cinemática do RHIC.	42
4.3	Dependência entre δp_T e A_{jato} para cinemática do LHC.	43
4.4	Distribuições de δp_T para $A_{\text{jato}} > 0.4sr$. Ambas as cinemáticas, RHIC e LHC.	45
4.5	Distribuição de partículas e espectros de jatos reconstruídos para diferentes cortes nos constituintes.	48
4.6	Espectro de jatos reconstruído para diferentes cortes de p_T^{leading}	50
4.7	Resultados da deconvolução do espectro de $p_T^{(\text{corr})}$ para a cinemática do RHIC. À esquerda: distribuições verdadeira, medida e deconvoluídas. À direita: razão = deconvoluido / verdadeiro.	52
4.8	Matrizes de correlação para as duas primeiras iterações da deconvolução do espectro de $p_T^{(\text{corr})}$. À esquerda: primeira iteração. À direita: segunda iteração. Cinemática do RHIC.	53
4.9	Evolução da matriz de correlação entre a segunda e a primeira iterações. Cinemática do RHIC.	54
4.10	Resultados da deconvolução do espectro de $p_T^{(\text{corr})}$ para a cinemática do LHC. À esquerda: distribuições verdadeira, medida e deconvoluídas. À direita: razão = deconvoluido / verdadeiro.	55
4.11	Matrizes de correlação para as duas primeiras iterações da deconvolução do espectro de $p_T^{(\text{corr})}$. À esquerda: primeira iteração. À direita: segunda iteração. Cinemática do LHC.	56
4.12	Evolução da matriz de correlação entre a segunda e a primeira iterações. Cinemática do LHC.	57
4.13	Efeito do corte em p_T^{leading} para jatos reconstruídos em colisões próton-próton. Cinemática do RHIC.	59
4.14	Efeito do corte em p_T^{leading} para jatos reconstruídos em colisões próton-próton. Cinemática do LHC.	60

4.15	Espectros de jatos de recuo em colisões próton-próton para algumas escolhas de p_T^{trigger} para as cinemáticas do RHIC e LHC.	63
4.16	Distribuições do <i>Toy Model</i> para análise hadron+jato para a cinemática do RHIC.	65
4.17	Distribuições do <i>Toy Model</i> para análise hadron+jato para a cinemática do LHC.	66
4.18	Resultados da deconvolução para análise hadron+jato no caso da cinemática do RHIC.	68
4.19	Resultados da deconvolução para análise hadron+jato no caso da cinemática do LHC.	69
4.20	Matrizes de correlação e sua evolução para a análise hadron+jato no caso da cinemática do RHIC.	71
4.21	Matrizes de correlação e sua evolução para a análise hadron+jato no caso da cinemática do LHC.	72
4.22	Comparação da distribuição de δp_T entre eventos do <i>Toy Model</i> e dados da Colaboração STAR. Cinemática do RHIC.	74
4.23	Comparação da distribuição de δp_T entre eventos do <i>Toy Model</i> e dados da Colaboração ALICE. Cinemática do LHC.	75
5.1	Dependência entre δp_T e A_{jato} para jatos reconstruídos com $R = 0.2$. Dados da Colaboração STAR.	79
5.2	Dependência entre δp_T e A_{jato} para jatos reconstruídos com $R = 0.4$. Dados da Colaboração STAR.	80
5.3	Distribuições de δp_T para os dados da Colaboração STAR.	82
5.4	Distribuições de $p_T^{(\text{corr})}$ para alguns valores de corte em p_T^{leading} , para a análise quasi-inclusiva de jatos reconstruídos com dados da Colaboração STAR.	84
5.5	Espectros de jatos medido e deconvoluido, utilizando dados da Colaboração STAR, para $p_T^{\text{leading}} > 5.0 \text{ GeV}/c$.	85

5.6	Valores de R_{AA} de jatos em função de $p_T^{(corr)}$ para o estudo quasi-inclusivo de jatos utilizando dados da Colaboração STAR.	87
5.7	Distribuição de $p_T^{trigger}$ das torres mais energéticas do BEMC obtida em eventos <i>high tower trigger</i> .	88
5.8	Espectros de jatos de recuo reconstruídos com dados da Colaboração STAR, para diferentes escolhas de $p_T^{trigger}$.	89
5.9	Espectros de Δ_{recuo} medido (expressão (4.6)) e deconvolvido em função de $p_T^{(corr)}$ para dados da Colaboração STAR.	91
5.10	Valores de $\Delta_{AuAu}^{PYTHIA} = \Delta_{Recoil}^{AuAu} / \Delta_{Recoil}^{PYTHIA}$ em função de $p_T^{(corr)}$ para dados da Colaboração STAR.	92
5.11	Resultados para análise quasi-inclusiva $R = 0.2$ para diferentes escolhas de $p_T^{leading}$ para dados da Colaboração ALICE.	95
5.12	Valores de R_{AA}^{jatos} para jatos inclusivos reconstruídos com parâmetro de resolução $R = 0.2$ utilizando dados da Colaboração ALICE.	96
5.13	Espectros de jatos de recuo obtidos na análise em coincidência hadron+jato com dados da Colaboração ALICE.	97
5.14	Principais resultados da análise hadron+jato realizada pela Colaboração ALICE: espectro de recuo e ΔI_{AA}^{Pythia} .	99
A.1	Razão entre o espectro deconvolvido de duas iterações consecutivas para a análise quasi-inclusiva utilizando dados da Colaboração STAR. Corte em $p_T^{leading} = 5.0 GeV/c$. Parâmetro de resolução $R = 0.2$.	109
A.2	Matrizes de correlação para a deconvolução do espectro de $p_T^{(corr)}$. Corte em $p_T^{leading} > 5.0 GeV/c$. Parâmetro de resolução $R = 0.2$.	110
A.3	Evolução das matrizes de correlação, para algumas escolhas de N_{iter} , para a deconvolução do espectro de $p_T^{(corr)}$. Corte em $p_T^{leading} > 5.0 GeV/c$. Parâmetro de resolução $R = 0.2$.	111

A.4	Razão entre o espectro deconvoluido de duas iterações consecutivas para a análise quasi-inclusiva utilizando dados da Colaboração STAR. Corte em $p_T^{\text{leading}} = 5.0\text{GeV}/c$. Parâmetro de resolução $R = 0.4$	112
A.5	Matrizes de correlação, para algumas escolhas de N_{iter} , para a deconvolução do espectro de $p_T^{(\text{corr})}$. Corte em $p_T^{\text{leading}} > 5.0\text{GeV}/c$. Parâmetro de resolução $R = 0.4$	113
A.6	Evolução das matrizes de correlação, para algumas escolhas de N_{iter} , para a deconvolução do espectro de $p_T^{(\text{corr})}$. Corte em $p_T^{\text{leading}} > 5.0\text{GeV}/c$. Parâmetro de resolução $R = 0.4$	114
A.7	Razão entre o espectro deconvoluido de duas iterações consecutivas para a análise hadron+jato utilizando dados da Colaboração STAR. Espectro de referência $5.0 \leq p_T^{\text{trigger}} < 10.0\text{GeV}/c$; espectro de sinal $10.0 \leq p_T^{\text{trigger}} < 40.0\text{GeV}/c$. Parâmetro de resolução $R = 0.2$	116
A.8	Matrizes de correlação, para algumas escolhas de N_{iter} , para a deconvolução do espectro de Δ^{recuo} . Espectro de referência $5.0 \leq p_T^{\text{trigger}} < 10.0\text{GeV}/c$; espectro de sinal $10.0 \leq p_T^{\text{trigger}} < 40.0\text{GeV}/c$. Parâmetro de resolução $R = 0.2$	117
A.9	Evolução das matrizes de correlação, para algumas escolhas de N_{iter} , para a deconvolução do espectro de Δ^{recuo} . Espectro de referência $5.0 \leq p_T^{\text{trigger}} < 10.0\text{GeV}/c$; espectro de sinal $10.0 \leq p_T^{\text{trigger}} < 40.0\text{GeV}/c$. Parâmetro de resolução $R = 0.2$	118
A.10	Razão entre o espectro deconvoluido de duas iterações consecutivas para a análise hadron+jato utilizando dados da Colaboração STAR. Espectro de referência $5.0 \leq p_T^{\text{trigger}} < 10.0\text{GeV}/c$; espectro de sinal $10.0 \leq p_T^{\text{trigger}} < 40.0\text{GeV}/c$. Parâmetro de resolução $R = 0.4$	119
A.11	Matrizes de correlação, para algumas escolhas de N_{iter} , para a deconvolução do espectro de Δ^{recuo} . Espectro de referência $5.0 \leq p_T^{\text{trigger}} < 10.0\text{GeV}/c$; espectro de sinal $10.0 \leq p_T^{\text{trigger}} < 40.0\text{GeV}/c$. Parâmetro de resolução $R = 0.4$	120

A.12	Evolução das matrizes de correlação, para algumas escolhas de N_{iter} , para a deconvolução do espectro de Δ^{recuo} . Espectro de referência $5.0 \leq p_{\text{T}}^{\text{trigger}} < 10.0 \text{GeV}/c$; espectro de sinal $10.0 \leq p_{\text{T}}^{\text{trigger}} < 40.0 \text{GeV}/c$. Parâmetro de resolução $R = 0.4$.	121
B.1	Esquema do complexo em que se encontra o acelerador RHIC.	124
B.2	Esquema do complexo em que se encontra o acelerador LHC.	125
B.3	Ilustração do experimento STAR.	126
B.4	Ilustração do experimento ALICE.	128

Lista de Tabelas

4.1	Parâmetros do <i>Toy Model</i> para as cinemáticas do RHIC e do LHC.	38
-----	--	----

Agradecimentos

Uma tese de doutorado não se faz sozinho. Não bastam apenas a vontade e a determinação. São necessários e imprescindíveis, também, o apoio de amigos, o apoio familiar, os momentos que professores e colegas de grupo dedicam a ouvir suas dúvidas e a sugerir o que fazer. Por essas razões, mas não apenas elas, escrevo os agradecimentos a seguir.

Agradeço aos professores do grupo: Alejandro Szanto, Eloísa Szanto, Nelson Carlin, Marcelo Munhoz e Alexandre Suaide, por terem contribuído para o meu aprendizado e por terem participado de minha vida ao longo desses anos. As conversas informais, nos corredores e na copa do departamento, certamente trouxeram ânimo em momentos nos quais o projeto de doutorado parecia inviável.

Agradeço aos alunos do grupo. Com alguns tive mais contato e com outros menos. Não por qualquer razão em especial, mas apenas por questões circunstanciais em função da grade horária. De certo, me indispus com alguns, devido às minhas convicções, mas acredito que tenha valido a pena expô-las e praticá-las, mesmo que tenham se mostrado como um caminho equivocado. Agradeço, em particular, a: Lucas Lima, Marcel Figueredo e Renato Negrão pela longa convivência que tivemos, por todas as conversas, discussões e também por todas as vezes em que discordaram de mim; isso, sem dúvida, serviu para que me aprimorasse.

I thank the RNC group at Lawrence Berkeley National Laboratory, where

I spent one year working as a assistant researcher. Many of the members made my life in United States a very pleasant experience. My special thanks to Alexander Schmmah, Bo Fenton-Olsen, Christopher Powell, Patrick Huck and Shingo Sakai.

I thank Bo Berlinski, my landlord while I was in Berkeley, for the offered help when I first arrived in United States. Our friendship is the best memory I have from the US.

Agradeço a todas as pessoas que tive o prazer de conhecer no IF-USP ao longo de minha Graduação e minha Pós-Graduação. Muito obrigado por toda a ajuda que me ofereceram. Em particular, agradeço a: Francisco Souza, por ter tido paciência em dividir a sala comigo por algum tempo; Diogo Tridapalli e Jairo Cavalcante, por diversas vezes terem discutido partes desta tese comigo; e Priscila Ribeiro, por ter me incentivado a vivenciar o dia-a-dia político do IF-USP.

Agradeço aos meus amigos de fora do IF-USP por todo o incentivo que me deram ao longo desses anos, e também por todas as indagações que me fizeram a fim de compreender o que de fato eu fiz. Quero, em especial, agradecer a: Francisco (Fran) Mello Filho, Guilherme (Piu) Guz e Mariana Barbosa pela oportunidade que tivemos de encontrarmo-nos nas vezes em que estive fora do Brasil por conta deste projeto. Vocês fizeram com que me sentisse mais próximo de casa e das pessoas que me são caras.

Agradeço à Michelle Baú Graczyk por ter tido a sabedoria e a paciência para me acalmar em todos os momentos que estive irritado por conta deste estudo.

I thank Mateusz Płoskoń for all the lessons he taught me, all the plots he asked me to produce and all the beers we had together. I thank Peter Jacobs to have accepted me as a assistant researcher in his group and to guided me in this study. I thank both Peter and Mateusz for all the suggestions and ideas regarding this analysis.

Agradeço, em especial, ao Marcelo Munhoz, meu orientador não só durante o Doutorado, mas também durante a Iniciação Científica. Marcelo, muito obrigado por ter dedicado nove anos de sua vida para minha formação acadêmica; muito obrigado por todas as oportunidades que me propiciou; e muito obrigado por ter deixado que eu fizesse parte do seu dia-a-dia. Seria muita presunção de minha parte achar que ao longo destes nove anos eu não o tenha desapontado e cometido erros. Por isso, peço que aceite as minhas mais sinceras desculpas, pois, acredite, não agi por mal.

Agradeço aos meus pais, Adalberto Barros e Cecília Barros, pelo incondicional apoio que me deram ao longo de minha vida e, principalmente, ao longo destes anos de doutoramento. Certamente eles são os alicerces que me permitiram executar este projeto. À minha Mãe, agradeço por todas as vezes que me fez rir dos gráficos coloridos que integram esta tese. Ao meu Pai, muito obrigado por ter tido a paciência de ler esta tese com todo o cuidado a fim de que a Gramática e a Ortografia estejam corretas.

Por fim, agradeço ao Pai Celestial por ter me dado a oportunidade de realizar este projeto e por todas as experiências que vivi em decorrência dele.

Obrigado!

Resumo

O Plasma de Quarks e Glúons (QGP), um meio denso e quente, pode ser produzido em laboratório a partir da colisão entre íons pesados relativísticos. Pode-se estudá-lo a partir da comparação entre jatos reconstruídos em tais eventos e aqueles reconstruídos em colisões próton-próton, uma vez que se espera que os pártons ao atravessarem o QGP percam energia em função da interação com o meio, o chamado *jet quenching*. Este trabalho propõe dois novos observáveis no estudo de jatos reconstruídos em colisões entre íons pesados relativísticos: o espectro de jatos quasi-inclusivo e a evolução do espectro de jatos de recuo em função da partícula *trigger*. Mostra-se que conhecida a função de resolução do momento reconstruído do jato é possível obter o espectro verdadeiro desses observáveis a partir da técnica de deconvolução bayesiana iterativa. A técnica proposta é empregada em eventos de colisões núcleo-núcleo realizadas nos aceleradores RHIC e LHC cujos dados foram coletados pelas colaborações STAR e ALICE, respectivamente. Os resultados evidenciam a ocorrência do fenômeno de *jet quenching* independentemente do sistema, da energia e da centralidade da colisão em um grande intervalo cinemático.

Abstract

The Quark-Gluon Plasma (QGP), a hot and dense medium, can be produced in laboratory by colliding relativistic heavy ion. This medium can be studied by the comparison of jets reconstructed in such events and those reconstructed in proton-proton collisions, once it is expected that partons lose energy when traversing the QGP due to its interaction with the medium, the so-called jet quenching. This work proposes two new observables: the quasi-inclusive jet spectrum and the evolution of the recoil jet spectrum as function of the trigger particle. It is shown that it is possible to obtain those spectra using iterative bayesian unfolding, which requires the resolution function for the reconstructed jet transverse momentum. This technique is applied to STAR and ALICE data which has been taken at RHIC and LHC, respectively. The results indicate that jet quenching occurs in a very wide kinematic range, regardless the colliding system, its energy and centrality.

Capítulo 1

Introdução

A Cromodinâmica Quântica (*Quantum Chromodynamics*, QCD na sigla em Inglês) é a teoria que descreve as interações entre os constituintes básicos da matéria: quarks (portadores de carga) e glúons (mediadores e portadores de carga) [1]. A carga na QCD é a carga de cor¹ que são três: “verde”, “vermelha” e “azul”.

As principais características da QCD são: o confinamento, que se manifesta pelo aumento do potencial de atração entre o par quark—anti-quark quando são afastados; e a liberdade assintótica, que permite a existência de quarks e glúons livres no regime de altas energias. Estas propriedades podem ser traduzidas pelo potencial que se segue [1]:

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s(Q^2)}{r} + k \cdot r, \quad (1.1)$$

sendo $\alpha_s(Q^2)$ a constante de acoplamento da QCD, que se escreve como:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(Q^2/\Lambda_{\text{QCD}}^2)}, \quad (1.2)$$

sendo n_f o número de sabores dos quarks, Q a energia de interação entre

¹A cada carga é associada a respectiva anti-carga

os pártons e Λ_{QCD} a chamada escala da QCD. A figura 1.1 [2] mostra o comportamento da constante α_s em função da energia.

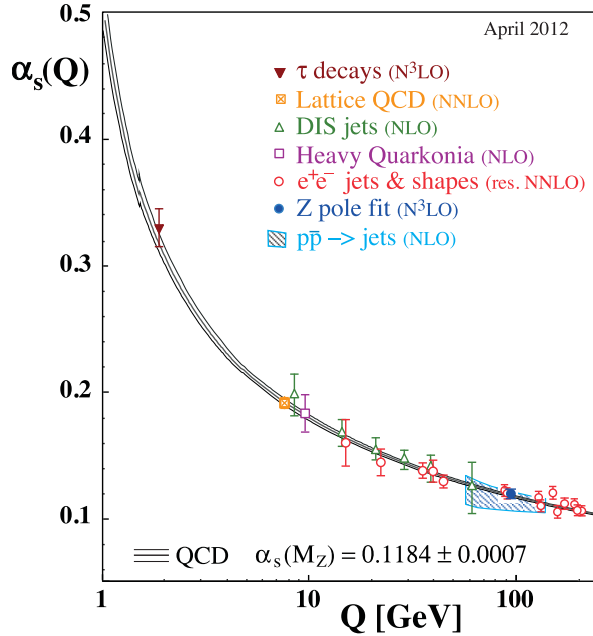


Figura 1.1: Comparação entre cálculos teóricos para a constante de acoplamento da QCD (α_s) e seu valor esperado de acordo com a equação (1.2) em função da energia (Q).

A situação de confinamento ocorre para distâncias muito grandes, situação em que o segundo termo da equação (1.1) é dominante e também para o caso em que $Q \approx \Lambda_{\text{QCD}}$, regime de baixas energias. Já o estado no qual quarks e glúons estão livres ocorre para distâncias pequenas e para o regime de altas energias ($Q \gg \Lambda_{\text{QCD}}$).

Em laboratório, através de colisões entre íons pesados relativísticos, é possível criar o estado no qual quarks e glúons, cuja interação é descrita pela Força Forte, encontram-se não-confinados [3, 4, 5]. A este estado, caracterizado por ser um meio denso e quente, dá-se o nome de Plasma de Quarks e Glúons (*Quark Gluon Plasma*, QGP na sigla em Inglês).

Uma das maneiras de se investigar as características e propriedades do

QGP é pelo estudo de jatos [6]. De uma maneira pictórica, jatos podem ser vistos como um conjunto dos hádrons decorrentes do processo de fragmentação dos pártons envolvidos no espalhamento duro. Embora tal descrição seja útil a fim de se ter uma visão pictórica do observável em questão, pode acarretar em ambiguidades, uma vez que não é precisa. Para se caracterizar um jato univocamente é necessário definir: o algoritmo de reconstrução, o parâmetro de resolução e o esquema de recombinação [7].

No caso de jatos produzidos em colisões entre íons pesados relativísticos, os pártons provenientes do espalhamento duro devem atravessar o meio formado, o QGP, interagindo com os outros pártons ali presentes. Desta forma, a hadronização destes pártons deve diferir daquela que aconteceria se esta produção houvesse ocorrido no vácuo, que é o caso em colisões próton-próton. A diferença entre jatos produzidos na presença do QGP e no vácuo é conhecida por *jet quenching* [6, 8].

Estudos iniciais da alteração da estrutura interna de jatos foram realizados em experimentos do acelerador *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) [9, 10] a partir da observação da correlação entre hádrons de alto momento transversal.

A figura 1.2 (retirada da referência [10]) mostra a distribuição da correlação angular ($\Delta\varphi = \varphi_{trigger} - \varphi_{assoc.}$) entre a partícula *trigger*, i.e. a que satisfaz a condição $p_T > p_T^{trigger}$, e as partículas associadas que satisfazem o critério $p_T^{min} < p_T < p_T^{trigger}$. Nota-se claramente que no caso de colisões próton-próton (linha cheia) há uma nítida correlação entre a partícula *trigger* e as associadas que se caracteriza pela presença de um pico estreito em $\Delta\varphi \sim 0$; ao mesmo tempo, para $\Delta\varphi \sim \pi$ tem-se a presença de um pico largo, indicando a correlação com a partícula de recuo em relação à partícula *trigger*. Desta forma, é possível concluir a presença de, ao menos, dois jatos: um bastante colimado e outro mais largo (jato de recuo). Já no caso de colisões $Au + Au$ (estrelas azuis), a correlação de partículas em $\Delta\varphi \sim 0$ permanece, enquanto que em $\Delta\varphi \sim \pi$ desaparece. Uma clara indicação, portanto, da supressão dos jatos de recuo.

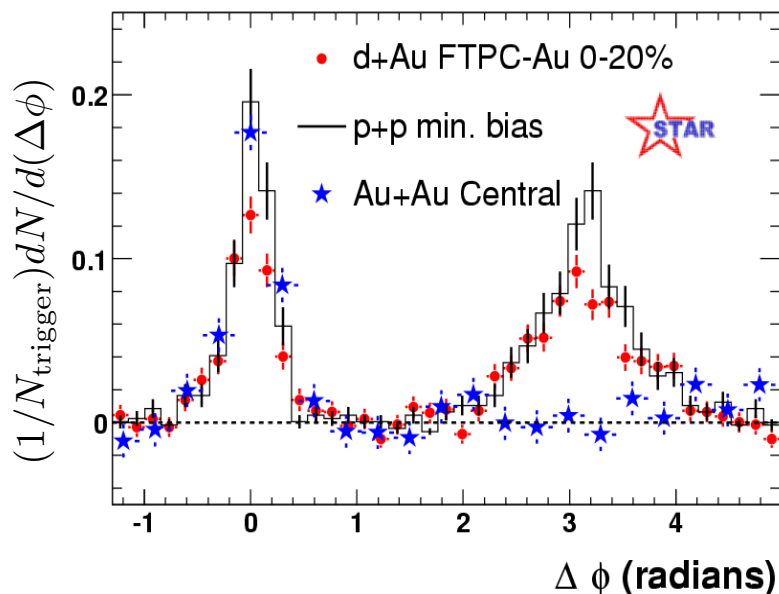


Figura 1.2: Evidência da supressão de jatos em colisões entre íons pesados relativísticos por intermédio do estudo da correlação entre hádrons. Realizado pela Colaboração STAR.

Este tipo de estudo permitiu melhor compreender o fenômeno do ponto de vista experimental, entretanto se trata de uma análise tendenciosa, uma vez que são considerados apenas os hádrons que sofreram menor interação com o meio formado, devido à escolha da partícula *trigger*, e por não considerar toda a energia distribuída no espaço-de-fase. A partir da reconstrução de jatos, pode-se obter uma descrição mais apurada da interação dos pártons espalhados com o meio, uma vez que todas as partículas produzidas na colisão podem ser utilizadas no processo de reconstrução.

Estudos mais recentes [11, 12], que utilizam reconstrução de jatos, realizados pelos experimentos ATLAS e CMS do *Large Hadron Collider* (LHC) trouxeram mais indícios a respeito do fenômeno de *jet quenching*. Embora promissores, tais estudos pecam pelo fato da remoção, anteriormente à reconstrução de jatos, de partículas de baixo momento transversal. A remoção destas partículas tem por objetivo a redução do fundo característico do

evento, que acabam por distorcer o espectro de jatos reconstruídos. Embora tal prática seja viável, ela pode favorecer a população de jatos que pouco sofreram o processo de *quenching*.

As Colaborações ALICE e STAR, por sua vez, mostraram que a utilização de partículas de baixo momento transversal ($p_T \sim 100 \text{ MeV}/c$) acarretam flutuações no momento transversal dos jatos reconstruídos da ordem $60 \text{ GeV}/c$ para a cinemática do LHC [13] no caso de jatos constituídos apenas por partículas carregadas ($p_T > 150 \text{ MeV}/c$); e da ordem de $40 \text{ GeV}/c$ para o RHIC [14], no caso de jatos constituídos por partículas carregadas e neutras ($p_T > 200 \text{ MeV}/c$). Esses resultados mostram o quão difícil é a reconstrução de jatos em eventos de colisões entre íons pesados relativísticos utilizando partículas de baixo momento transversal.

Este trabalho tem por objetivo apresentar um método em que é possível a obtenção do espectro de jatos em colisões entre íons pesados relativísticos utilizando partículas de baixo momento transversal. Para isso são propostos dois novos observáveis: o espectro quasi-inclusivo de jatos, onde se exige que a partícula mais energética do jato esteja acima de um dado limiar; e a diferença entre os espectros de jatos de recuo para diferentes intervalos de momento transversal do hádron de *trigger* do evento² (coincidência hadron+jato). Para tanto utilizam-se técnicas de reconstrução de jatos conforme discutido em [15] aliadas a técnicas de deconvolução [16, 17].

Obviamente que este trabalho não é o início do estudo, mas o resultado de estudos anteriores. Sua origem tem por motivação um estudo aprofundado dos resultados apresentados na referência [18], de maneira que fosse possível melhor compreender eventuais efeitos sistemáticos e tendências introduzidos em função das técnicas de reconstrução de jatos empregadas. Para a análise inclusiva considerava-se apenas o espectro de jatos para valores positivos de momento transversal reconstruído e não se fazia qualquer exigência quanto ao hádron mais energético do jato; já para a análise em coincidência

²Esta diferença será tratada no texto como a evolução do espectro de jatos de recuo em função da escolha do momento transversal do hádron de *trigger*.

hadron+jato, não se observava a evolução do espectro de jatos de recuo em função do *trigger*, mas tão-somente o espectro de jatos de recuo.

Um dos frutos deste trabalho foi apresentado na conferência PANIC11 [19]. Embora tenha sido apresentada uma abordagem interessante para o estudo de reconstrução de jatos entre íons pesados relativísticos, onde se propunha uma análise diferencial em classes de centralidade do espectro de jatos reconstruídos, ela não se mostrou viável. Todavia, importantes conclusões e observações puderam ser feitas a respeito do comportamento do algoritmo de reconstrução Anti- k_T como, por exemplo, seu caráter de rigidez geométrica para jatos circulares e a insensibilidade quanto ao padrão de fragmentação dos jatos reconstruídos.

A técnica que aqui se propõe, e que vem sendo utilizada pelas Colaborações ALICE e STAR, foi apresentada na conferência *Hard Probes 2012* [20] e será descrita neste texto, cuja estrutura é:

- os capítulos 2 e 3 apresentam as principais ferramentas utilizadas neste trabalho: a reconstrução de jatos em física de altas energias e o método de deconvolução bayesiana iterativa, respectivamente;
- o capítulo 4 apresenta a descrição de um modelo desenvolvido no âmbito deste projeto para colisões entre íons pesados relativísticos. Esse modelo serviu de base para a determinação dos observáveis a serem estudados: o espectro quasi-inclusivo de jatos (seção 4.3.1) e a evolução do espectro de jatos de recuo em função do momento transversal do hádron de *trigger* (seção 4.3.2);
- o capítulo 5 apresenta os resultados referentes aos observáveis apresentados no capítulo 4. A seção 5.1 discorre sobre o trabalho que tem sido desenvolvido no âmbito da Colaboração STAR, e que faz parte deste projeto; enquanto que a seção 5.2 trata de resultados obtidos pela Colaboração ALICE, mostrando, portanto, uma aplicação direta do método proposto;

- os capítulos 6 e 7 trazem a discussão e as conclusões deste trabalho;
- o apêndice A apresenta resultados referentes à deconvolução dos espectro (quasi-inclusivo e de recuo) de jatos obtidos com os dados da Colaboração STAR. Embora sua leitura não seja mandatória para a compreensão deste trabalho, pode ser útil na elucidação de alguns pontos;
- o apêndice B descreve de maneira sucinta os aceleradores RHIC e LHC, e os experimentos STAR e ALICE, cujos dados são apresentados nesta tese;
- o apêndice C apresenta um estudo sobre os efeitos da hadronização em reconstrução de jatos. Trata-se do primeiro estudo sobre reconstrução de jatos realizado no âmbito deste projeto. Sua leitura é prescindível à compreensão desta tese, contudo pode trazer uma visão mais intuitiva a respeito da reconstrução de jatos ao leitor menos familiarizado com o assunto.

* * *

Capítulo 2

Reconstrução de Jatos

Conforme mencionado no capítulo 1, um jato é definido a partir da escolha de: algoritmo de reconstrução, esquema de recombinação e parâmetro de resolução ou raio. O algoritmo de reconstrução pode ser entendido como uma série de critérios a serem respeitados a fim de decidir se dois quadrivetores devem ser combinados; o esquema de recombinação, a forma como se constrói o quadrivetor resultante a partir da soma de dois outros; e o parâmetro de resolução, um peso para determinar a proximidade, no espaço-de-fase, entre dois quadrivetores; no caso do raio, a distância da partícula ao centro do jato.

A figura 2.1 mostra, de maneira pictórica, a diferença de um jato reconstruído pelos algoritmos do tipo cone e recombinação sequencial. Devido à natureza estática da forma do jato reconstruído pelo algoritmo do tipo cone, parte da energia total do jato não é englobada no cone; já o algoritmo de recombinação sequencial molda sua forma a fim de reconstruir toda a energia que pertence ao jato.

Embora não seja o objetivo deste trabalho detalhar as diferenças entre os diversos algoritmos¹, descrever-se-á de forma sucinta seus fundamentos.

¹Para um aprofundamento do assunto, sugere-se a leitura da referência [7], por se tratar de uma excelente revisão sobre reconstrução de jatos.

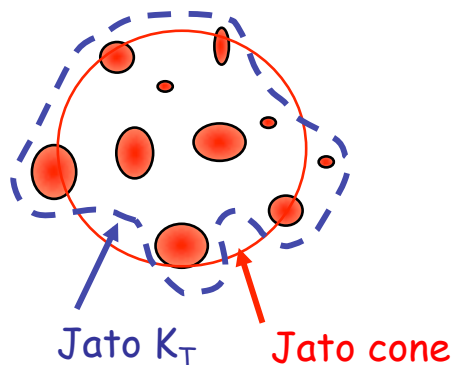


Figura 2.1: Ilustração da reconstrução de um jato com algoritmo do tipo cone e do tipo recombinação sequencial. Elipses representam as partículas/torres fornecidas ao algoritmo de reconstrução.

Tipo Cone

Em algoritmos de reconstrução de jato do tipo cone é necessário definir-se, em primeiro lugar, a localização do cone (jato) no evento. Em sua grande maioria, utiliza-se um determinado limiar mínimo (*seed*) — partícula ou torre de calorímetro acima de uma dado momento transversal ou energia transversal, respectivamente —, a fim de que se proceda à reconstrução. Uma vez definida a posição central do jato, serão a ele agrupadas as partículas e/ou torres de calorímetros, que satisfaçam a seguinte condição:

$$\Delta R_{is}^2 = (\eta_i - \eta_s)^2 + (\phi_i - \phi_s)^2 < R, \quad (2.1)$$

sendo η a pseudo-rapidez; ϕ o ângulo azimutal; e R o raio; o índice i é utilizado para representar qualquer partícula/torre, enquanto que s para aquele que satisfaz a condição do limiar.

Pela natureza de seu funcionamento, os jatos reconstruídos têm um formato fixo, o que pode, em eventos com alta multiplicidade de jatos, ocasionar problemas de sobreposição desse observável.

Recombinação Sequencial

Diferentemente dos algoritmos do tipo cone, os algoritmos de recombinação sequencial não necessitam de um limiar mínimo² a fim de iniciar a reconstrução. Mais ainda, o formato do jato deixa de ser fixo [21], isto é, pode assumir formas difusas, dependendo da topologia do evento.

Neste trabalho, utilizaram-se dois algoritmos de reconstrução do tipo recombinação sequencial: k_T e Anti- k_T , que são descritos na seção 2.1.

Características Necessárias

Devido à grande variedade de algoritmos de reconstrução de jatos, em 1990 foi elaborado o *Snowmass Accord* [22], o qual estabelece critérios necessários para qualquer tipo de algoritmo de reconstrução:

1. Simples de ser implementado em análises experimentais;
2. Simples de ser implementado em cálculos teóricos;
3. Definido em qualquer ordem em Teoria de Perturbação;
4. Resulte em uma seção de choque finita calculada para qualquer ordem em Teoria de Perturbação;
5. Resulte em uma seção de choque relativamente insensível à hadronização.

Os algoritmos de reconstrução ainda devem satisfazer as condições de *infra-red safety* e *collinear safety*.

Para que um algoritmo de reconstrução atenda a condição de ser *infra-red safety*, os jatos reconstruídos em um dado evento não podem ser alterados

²Há também algoritmos do tipo cone que apresentam esta característica [7].

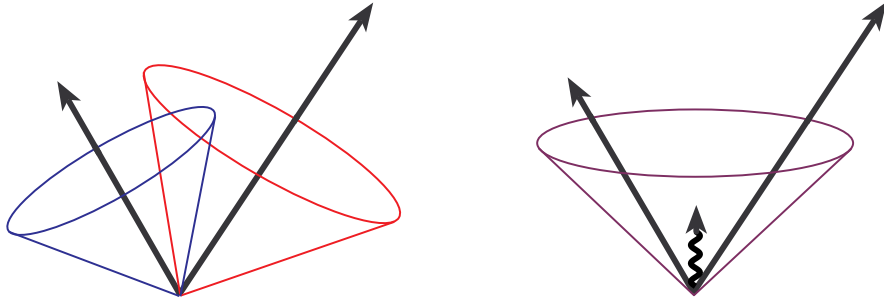


Figura 2.2: Ilustração para a condição de *infra-red unsafety*.

caso uma radiação de baixa energia seja adicionada à vizinhança de quaisquer dos jatos. A figura 2.2, retirada de [23], mostra a situação de um algoritmo que não satisfaz a condição de *infra-red safety*. No desenho à esquerda tem-se os jatos reconstruídos na ausência de uma radiação de baixa energia, nota-se que ao se adicionar tal radiação o resultado da reconstrução é alterado (desenho à direita).

Já para atender a condição de *collinear safety*, o algoritmo de reconstrução deve resultar no mesmo jato reconstruído caso uma partícula de alto momento transversal seja substituída por duas outras tais que a soma de seus momentos transversais seja igual ao da original. Na ilustração da figura 2.3(a), retirada de [23], temos um algoritmo que satisfaz a condição de ser *collinear safe*. Note que o jato reconstruído independe se há uma única partícula carregando o momento transversal total ou se ele está dividido entre duas outras. Por outro lado, a ilustração da figura 2.3(b), retirada de [23], apresenta o caso em que a condição de ser *collinear safe* não é satisfeita, uma vez que o jato reconstruído, após divisão do momento transversal da partícula mais energética em duas outras, não engloba toda a energia que havia anteriormente à divisão do momento transversal da partícula mais energética.

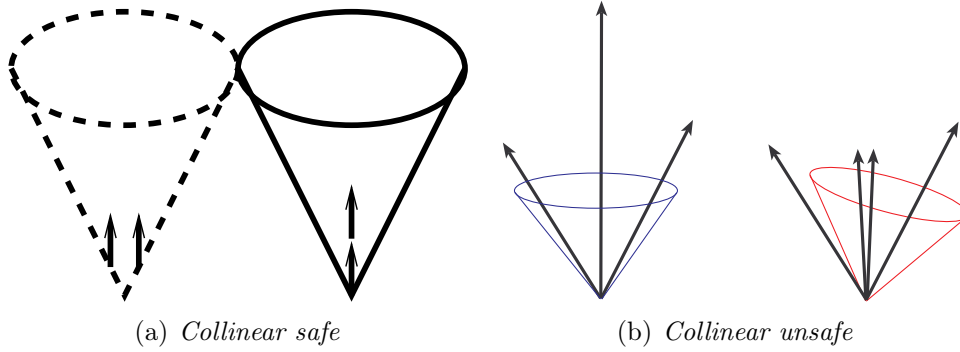


Figura 2.3: Ilustração para a condição de *collinear safety*.

2.1 Algoritmos de reconstrução k_T e Anti- k_T

Os algoritmos de reconstrução de jatos utilizados neste estudo são do tipo recombinação sequencial. Dois, que satisfazem todas as características anteriormente elencadas, são utilizados: k_T [24] e Anti- k_T [25], conforme implementados no pacote FASTJET³ [27]. A reconstrução é iniciada a partir da determinação das seguintes grandezas:

$$d_{ij} = \min(k_{ti}^{2p}, k_{tj}^{2p}) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad (2.2a)$$

$$d_{iB} = k_{ti}^{2p}, \quad (2.2b)$$

sendo: $\Delta R_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$ a distância, no espaço-de-fase, entre os quadrivetores i e j ; k_t o momento transversal; η a pseudo-rapidez; ϕ o ângulo azimutal; R o parâmetro de resolução; e p um parâmetro que caracteriza o algoritmo utilizado. Para o algoritmo k_T utiliza-se $p = 1$ enquanto que para Anti- k_T $p = -1$. A grandeza d_{iB} representa a distância do quadrivetor i em relação ao feixe.

³FASTJET é um pacote que engloba diferentes tipos de algoritmos de reconstrução de jatos. Sua implementação é feita de forma a otimizar a reconstrução de jatos em eventos de alta multiplicidade, situação esperada para as colisões núcleo-núcleo do acelerador *Large Hadron Collider* (LHC)[26].

Se d_{ij} for a menor das quantidades calculadas em (2.2), os quadrivetores i e j das partículas a eles associadas são considerados como fazendo parte do jato. Caso contrário, a partícula associada ao quadrivetor i é considerada, por si só, como sendo um jato. O processo é repetido até que todos os quadrivetores tenham sido comparados e as partículas a eles associadas declaradas como jatos ou agrupadas de maneira a formar um jato. Por essa razão, é esperado que partículas que não apresentam correlação angular alguma, i.e. não foram originadas de um espalhamento duro em comum, sejam agrupadas em um mesmo jato, denominado, neste texto, por jatos combinatórios. No caso de colisões e^+e^- ou próton-próton tal fato não traz grandes complicações ao estudo de jatos. Por outro lado, em colisões entre íons pesados relativísticos, devido à alta multiplicidade do evento, os jatos combinatórios são encontrados em abundância, o que se mostra a principal dificuldade a ser sanada neste caso.

Os algoritmos k_T e Anti- k_T funcionam da maneira oposta. O primeiro inicia o agrupamento de quadrivetores a partir daqueles cujos momentos transversais sejam baixos; enquanto que o último, a partir daqueles que apresentam maiores momentos transversais.

2.2 Esquemas de recombinação

O esquema de recombinação estabelece como dois quadrivetores devem ser somados a fim de se obter o quadrivetor do jato reconstruído.

Sete são os esquemas de recombinação disponíveis no pacote FASTJET: esquema de energia; esquemas p_T , p_T^2 e suas versões invariantes por *boost*; e E_T e E_T^2 .

Os esquemas de recombinação podem ser divididos em duas grandes classes. Em uma delas são reconstruídos jatos massivos, de importância para análises experimentais, uma vez que canais de decaimento podem ser iden-

tificados a partir de sua massa invariante; enquanto que na outra, jatos de massa nula, cuja importância reside em estudos teóricos, onde é conveniente considerar as massas nulas para os quarks leves.

A fim de explicitar o funcionamento destes esquemas, considere o quadri-vetor momento como:

$$\mathcal{P} = (E, \vec{p}), \quad (2.3)$$

sendo E a energia e \vec{p} o momento linear.

2.2.1 Jatos Massivos

Nesta categoria tem-se apenas o esquema de recombinação de energia.

Esquema de Recombinação de Energia

No esquema de recombinação de energia, o quadri-vetor resultante é determinado a partir da soma dos quadri-vetores i e j :

$$\mathcal{P}_r = \mathcal{P}_i + \mathcal{P}_j, \quad (2.4a)$$

$$E_r = E_i + E_j, \quad (2.4b)$$

$$\vec{p}_r = \vec{p}_i + \vec{p}_j. \quad (2.4c)$$

Este esquema é, obviamente, invariante por transformações de Lorentz, uma vez que $\mathcal{P}_i \mathcal{P}_i$ e $\mathcal{P}_j \mathcal{P}_j$ são invariantes de Lorentz, $\mathcal{P}_r \mathcal{P}_r$ também o é.

Neste esquema de recombinação o jato reconstruído acumula massa, mesmo no caso de ser composto por quadri-vetores de massa nula ($E = |\vec{p}|$), dada por:

$$M^2 = 2|\vec{p}_i||\vec{p}_j|(1 - \cos \theta_{ij}), \quad (2.5)$$

sendo θ_{ij} o ângulo entre os momentos lineares i e j .

2.2.2 Jatos de Massa Nula

Nesta categoria tem-se os seguintes esquemas: p_T^n , suas versões invariantes por *boost* e E_T^n .

Independentemente do esquema adotado, o quadrivetor resultante da soma de dois outros é definido por:

$$\vec{p}_{t,r} = \vec{p}_{T,i} + \vec{p}_{T,j}, \quad (2.6a)$$

$$\phi_r = \frac{\omega_i \phi_i + \omega_j \phi_j}{\omega_i + \omega_j}, \quad (2.6b)$$

$$y_r = \frac{\omega_i y_i + \omega_j y_j}{\omega_i + \omega_j}, \quad (2.6c)$$

sendo y a rapidez e ω_i um peso que depende do tipo de esquema de combinação. Os esquemas p_T , sua versão invariante por *boost* e E_T utilizam $\omega_{ij} = |\vec{p}_{T,i(j)}|$. Já os esquemas p_T^2 , sua versão invariante por *boost* e E_T^2 utilizam $\omega_{i(j)} = |\vec{p}_{T,i(j)}|^2$. O jato reconstruído tem seu quadrivetor momento dado por:

$$\mathcal{P}_r = |\vec{p}_{t,r}|^2 (\cosh(y_r), \cos(\phi_r), \sin(\phi_r), \sinh(y_r)) \quad (2.7)$$

Os jatos reconstruídos por estes esquemas têm, nitidamente, massa nula, pois:

$$\begin{aligned} M^2 &= \mathcal{P}_r^2 \\ &= |\vec{p}_{t,r}|^2 (\cosh^2(y_r) - \cos^2(\phi_r) - \sin^2(\phi_r) - \sinh^2(y_r)) \\ &= 0. \end{aligned} \quad (2.8)$$

Esquemas p_{T}^n

Os esquemas p_{T}^n utilizam, para a reconstrução de jatos, quadrivetores de massa nula. Para tanto, o quadrivetor é modificado de forma que a componente da energia tenha a mesma magnitude do módulo do momento linear. Considere o quadrivetor original como:

$$\mathcal{P} = (E, \vec{p}_{\text{T}}, p_z), \quad (2.9)$$

a sua energia é modificada de forma que:

$$E' = \sqrt{|\vec{p}_{\text{T}}|^2 + p_z^2}, \quad (2.10)$$

e o quadrivetor utilizado na reconstrução é:

$$\mathcal{P} = (E', \vec{p}_{\text{T}}, p_z). \quad (2.11)$$

Como se pode ver na equação (2.11), o momento linear permanece inalterado enquanto que a energia é modificada.

Versão invariante por *boost*: a versão invariante por *boost* utiliza, para a reconstrução, quadrivetores massivos.

Esquemas E_{T}^n

Os esquemas E_{T}^n também utilizam quadrivetores de massa nula na reconstrução de jatos. Neste esquema, as componentes do momento linear são alteradas de forma que sua magnitude seja igual à energia. Considere o quadrivetor momento da equação (2.9). Determina-se então um fator de escala dado por:

$$f = \frac{E}{\sqrt{|\vec{p}_{\text{T}}| + p_z^2}}, \quad (2.12)$$

e o quadrivetor utilizado na reconstrução escreve-se como:

$$\mathcal{P} = (E, f\vec{p}_T, fp_z). \quad (2.13)$$

Como se pode ver na equação (2.13), a energia permanece inalterada enquanto que o momento linear tem suas componentes modificadas por um fator f .

2.3 Reconstrução de Jatos em Íons Pesados Relativísticos

No caso de jatos reconstruídos em colisões entre íons pesados relativísticos é necessário realizar a subtração de fundo [15], uma vez que a presença avassaladora de partículas de baixo momento transversal, que não estão relacionadas ao espalhamento duro, podem fazer com que o jato reconstruído tenha um momento transversal acima daquele que se esperaria na ausência deste fundo.

A fim de determinar o fundo característico de um dado evento, procede-se à reconstrução de jatos utilizando o algoritmo k_T , pois, devido a sua natureza, tende a agrupar partículas de baixo momento, características do fundo observado no evento, e se determina a estimativa do fundo como sendo a mediana da distribuição da razão entre o momento transversal do jato reconstruído ($p_{T,i}$) e sua área ($A_{\text{jato},i}$):

$$\rho = \text{mediana} \left[\left\{ \frac{p_{T,i}}{A_{\text{jato},i}} \right\} \right]. \quad (2.14)$$

O momento transversal do jato reconstruído após a subtração de fundo ($p_T^{\langle \text{corr} \rangle}$) é dado por:

$$p_T^{\langle \text{corr} \rangle} = p_T^{\text{rec.}} - \rho \cdot A_{\text{jato}}, \quad (2.15)$$

sendo $p_T^{\text{jato rec.}}$ o momento transversal do jato reconstruído pelo algoritmo Anti- k_T e A_{jato} sua área.

Assim sendo, o espectro do momento transversal de jatos reconstruídos em colisões entre íons pesados relativísticos deve ser visto como a convolução entre o espectro real e uma função de resolução relacionada ao fundo:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dp_T^{\text{jato}} d\eta} \right)_{\text{medida}} = \int \left(\frac{d^2\sigma}{dp_T^{\text{jato}} d\eta} \right)_{\text{real}} \cdot f(\boldsymbol{\mu}) d\boldsymbol{\mu} \quad (2.16)$$

sendo $\boldsymbol{\mu}$ utilizado para representar eventuais dependências (momento transversal, pseudo-rapidez, área, etc.) que a função de resolução possa apresentar.

* * *

Capítulo 3

Deconvolução

Por mais simples que possa ser a medida de um observável físico, é impossível a obtenção do valor verdadeiro da grandeza. Isso se deve a diversos fatores como, por exemplo: incertezas instrumentais; interações entre o observável e o instrumento de medição; influência de outros fenômenos físicos; etc.

No caso de medidas simples, como o comprimento de uma barra metálica, por exemplo, o valor medido é apresentado como:

$$l = \bar{\ell} \pm \sigma_{\ell}, \quad (3.1)$$

sendo que no caso de N medidas, $\bar{\ell}$ representa a média da distribuição e σ_{ℓ} seu desvio-padrão; caso seja realizada uma única medida, esse será o valor $\bar{\ell}$ enquanto que a σ_{ℓ} atribui-se o valor da incerteza instrumental. Caracteriza-se, portanto, o comprimento do objeto em questão.

Seja um caso mais complexo: a medida de uma dada forma funcional. Tomando-se, para tanto, a medida de um pico de energia, emitida por uma fonte qualquer, caracterizado por um valor médio e uma certa largura, ca-

racterísticos do processo em estudo¹. Supondo que o aparelho utilizado em tal medida, além de ter uma resolução intrínseca, apresente resultados sistematicamente deslocados, nesse caso, não é possível apresentar o resultado como em (3.1), uma vez que o espectro resultante por inteiro sofrerá distorções.

Posto de forma simples, o espectro medido é o resultado da convolução da distribuição verdadeira com a função de resolução do aparelho em questão.

Genericamente, tem-se o seguinte problema:

$$f(\mathbf{x})_{\text{medida}} = \int f(\mathbf{x}')_{\text{verdadeira}} \cdot g(\mathbf{x}'; \boldsymbol{\mu}) d\mathbf{x}', \quad (3.2)$$

em sua forma integral, sendo: $f(\mathbf{x})_{\text{medida}}$ a forma funcional medida; $f(\mathbf{x})_{\text{verdadeira}}$ a forma funcional verdadeira; $g(\mathbf{x}; \boldsymbol{\mu})$ a forma funcional que contém as informações a respeito das flutuações e incertezas da medida; e $\boldsymbol{\mu}$ as eventuais dependências (temperatura, energia, unidade, etc.) da função $g(\mathbf{x}; \boldsymbol{\mu})$.

Pode-se ainda escrever o problema apresentado em sua forma matricial:

$$\vec{M} = \mathbf{S} \cdot \vec{V}, \quad (3.3)$$

sendo: \vec{M} o vetor que contém os valores medidos; \mathbf{S} a matriz de convolução, i.e. aquela que contém informações a respeito das flutuações e incertezas da medida; \vec{V} o vetor dos valores verdadeiros.

Tendo o conhecimento da função de resolução $g(\mathbf{x}, \boldsymbol{\mu})$ ou matriz de convolução (\mathbf{S}), a solução pode ser facilmente encontrada pela inversão das equações (3.2) ou (3.3), respectivamente. Entretanto tal procedimento pode resultar na amplificação das incertezas associadas à medida, bem como oscilações do espectro deconvoluido, uma vez que o resultado obtido trata-se de flutuações em torno do valor verdadeiro.

É por intermédio de processos de deconvolução² que se pode evitar tais

¹Note que este tipo de medida é comum em estudos de espectroscopia.

²A título de exemplo tem-se: deconvolução Bayesiana iterativa, *Single Value Decompo-*

efeitos. Para tanto é necessário lançar mão do critério de regularização a fim de minimizá-los ao custo de introduzir uma tendenciosidade no espectro final (deconvoluído).

A referência [28] traz uma discussão mais detalhada a respeito do efeito de amplificação das incertezas associadas à medida por conta da inversão das equações (3.2) e (3.3), bem como sobre critérios de regularização do espectro a ser deconvoluído.

Apesar da existência de diversos mecanismos de deconvolução, utilizou-se neste trabalho apenas o conhecido por deconvolução Bayesiana.

3.1 Deconvolução Bayesiana Iterativa

Conforme mencionado no capítulo 1, a deconvolução bayesiana iterativa é utilizada como uma ferramenta neste trabalho, mas não seu objeto de estudo. Portanto, nesta seção, discutem-se seus principais aspectos e se apresenta seu funcionamento para um caso simples: a deconvolução de uma função gaussiana convoluída com outra gaussiana.

Embora haja disponível um pacote com diversos mecanismos de deconvolução [29], dentre eles a deconvolução bayesiana iterativa, optou-se por utilizar uma implementação própria, a fim de ter total controle sobre cada passo realizado durante o processo.

O algoritmo implementado apresenta-se descrito em detalhes na referência [16]. Há também um artigo mais recente [30], do mesmo autor, no qual se apresenta um algoritmo mais sofisticado. Além de um formalismo matemático mais rigoroso, este diferencia-se daquele pelo fato de já ter em si implementada técnicas de suavização (*smoothing*) do espectro de convoluído. Tal artefato pode ser implementado no algoritmo aqui descrito de forma *ad*

sition (SVD), *bin-by-bin* e *Fast Fourier Transformer* (FFT).

hoc.

O principal ingrediente deste método de deconvolução é o Teorema de Bayes, também conhecido como probabilidade condicional:

$$P(A|B) = \frac{P(B|A) \cdot P(A)}{P(B)}. \quad (3.4)$$

Essa relação deve ser entendida como:

A probabilidade do evento A ter ocorrido, dado que o evento B ocorreu — $P(A|B)$ —, é igual ao produto da probabilidade de ocorrência do evento B, dado que A tenha ocorrido — $P(B|A)$ —, e a probabilidade de ocorrência do evento A — $P(A)$ —, dividido pela probabilidade de ocorrência do evento B — $P(B)$.

Assim sendo, conhecendo-se a probabilidade de um certo evento (E_j) ter sido observado, dado que certa causa (C_i) o tenha provocado, $P(E_j|C_i, I)$, é possível obter a probabilidade de ocorrência de uma certa causa dada a observação de um determinado evento, $P(C_i|E_j, I)$, ou seja:

$$P(C_i|E_j, I) = \frac{P(E_j|C_i, I) \cdot P_0(C_i, I)}{\sum_{l=1}^{n_C} P(E_j|C_l, I) \cdot P_0(C_l, I)}, \quad (3.5)$$

sendo $P_0(C_i, I)$ a distribuição *a priori* dos dados, isto é, o conhecimento prévio que se tem a seu respeito. Vale ressaltar que o “parâmetro” I na equação (3.5) é utilizado para indicar qualquer tipo de informação que se tenha a respeito do processo em estudo.

O termo $P(E_j|C_i, I)$ da equação (3.5) deve ser visto como um elemento da matriz \mathbf{S} da equação (3.3). A princípio tal matriz não é conhecida, podendo ser necessário, em alguns casos, um estudo à parte para sua obtenção.

A escolha da distribuição *a priori* deve ser feita com base no conhecimento do fenômeno em observação, contudo se pode admitir que seja uniforme, isto é, que qualquer evento é tão provável quanto outro. Em qualquer dos casos

tem-se uma tendenciosidade imposta por parte do observador, em função da escolha da distribuição *a priori*, contrariando as expectativas de que a escolha de uma distribuição uniforme possa ser sinônimo de uma escolha não tendenciosa. Importante notar que tal tendenciosidade é elemento característico da estatística Bayesiana.

Consideremos agora o caso em que o número de observações de um certo fenômeno em um dado canal do histograma seja $n(E_j)$, a partir da equação (3.5) obtemos o número esperado de observações do valor verdadeiro para um dado canal do histograma $\tilde{n}(C_i)$:

$$\begin{aligned}\tilde{n}(C_i) &= \sum_{j=0}^{n_E} \frac{P(E_j|C_i, I) \cdot P_0(C_i, I)}{\sum_{l=1}^{n_C} P(E_j|C_l, I) \cdot P_0(C_l, I)} \cdot n(E_j) \\ &= \sum_{j=0}^{n_E} P(C_i|E_j, I) \cdot n(E_j) \\ &= \sum_{j=0}^{n_E} U_{ij} \cdot n(E_j).\end{aligned}\tag{3.6}$$

Pode-se, portanto, rescrever, em analogia à equação (3.3), a equação (3.6) como:

$$\vec{V} = \mathbf{U} \cdot \vec{M},\tag{3.7}$$

sendo \mathbf{U} a matriz de deconvolução cujos elementos U_{ij} são dados pela equação (3.5), e \vec{V} o vetor dos valores esperados.

O espectro deconvoluído pode ser utilizado como uma nova distribuição *a priori*³, e o processo de deconvolução pode ser reiniciado substituindo-se $P_0(C_i, I)$ por $\tilde{n}(C_i)$ em (3.5).

Este processo pode ser repetido quantas vezes sejam necessárias, até que o resultado tenha convergido. Entretanto não se pode realizá-lo de maneira indiscriminada, uma vez que inúmeras iterações equivalem a inverter a equação

³Equivale a dizer que o conhecimento a respeito do fenômeno em estudo aumentou. Aspecto característico da estatística Bayesiana.

(3.3), podendo acarretar a amplificação das incertezas associadas à medida, bem como oscilações do espectro deconvoluído [28].

A referência [16] não faz menção sobre critérios de convergência, contudo é apresentado um possível critério na seção seguinte, na qual aplica-se o método descrito à deconvolução de uma gaussiana convoluída com outra.

3.1.1 Aplicação do método

A fim de demonstrar a utilização do método anteriormente descrito, tem-se como exemplo a deconvolução de uma distribuição gaussiana com outra distribuição gaussiana. Foram sorteados $10M$ de valores (x_0) com base na distribuição verdadeira. A cada valor sorteado foi adicionado um ruído (ξ) obtido da função de resolução:

$$x = x_0 + \xi,$$

obtendo-se assim a distribuição medida.

As funções utilizadas são:

- Distribuição verdadeira: gaussiana de média nula e desvio-padrão unitário — $G(\mu = 0.0, \sigma = 1.0)$;
- Função de resolução: gaussiana de média 1.0 e desvio-padrão 5.5 — $G(\mu = 1.0, \sigma = 5.5)$.

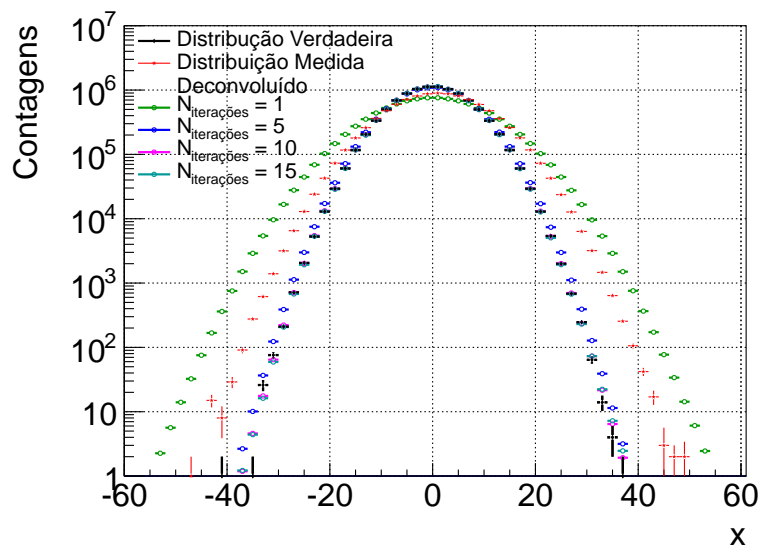
As distribuições verdadeira e medida, pontos pretos e vermelhos, respectivamente, são apresentadas na figura 3.1(a).

A matriz de resolução, na qual se mapeiam os pares (x_0, x), foi obtida de forma análoga. A figura 3.2 mostra o referido mapeamento.

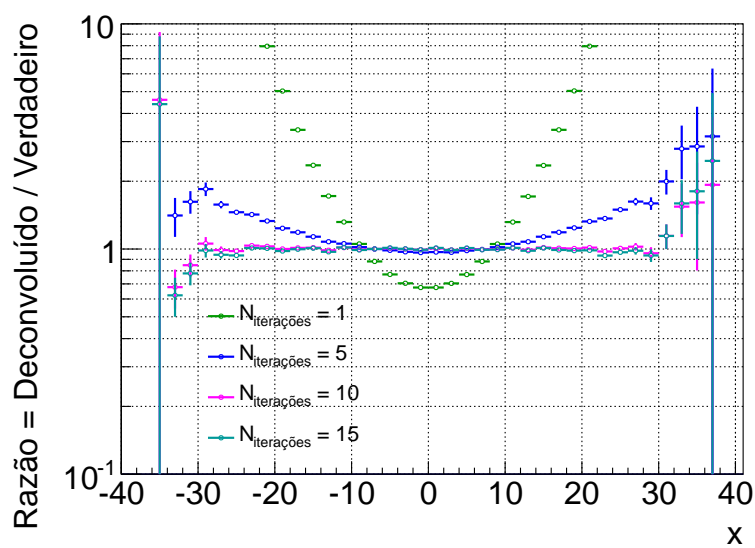
Utilizando o método descrito na seção anterior, é possível obter os espec-

tros deconvoluídos (círculos abertos), para diferentes iterações, apresentados na figura 3.1(a). A fim de julgar a convergência do método, optou-se por apresentar a razão entre o espectro deconvoluído e o espectro verdadeiro, conforme se observa na figura 3.1(b).

Nota-se claramente, observando-se os gráficos (a) e (b) da figura 3.1, que o espectro deconvoluído converge para o espectro verdadeiro para um número razoavelmente pequeno de iterações ($N_{\text{iterações}} = 10$), não havendo ganho significativo conforme se aumenta o número de iterações ($N_{\text{iterações}} = 15$). Importante mencionar que para o exemplo em questão admitiu-se a distribuição *a priori* como sendo uniforme.



(a) Distribuições: verdadeira, “medida” e deconvoluídas



(b) Razão deconvoluída / verdadeira

Figura 3.1: Exemplo para o caso da convolução de uma função gaussiana — $G(\mu = 0.0, \sigma = 1.0)$ — com outra função gaussiana — $G(\mu = 1.0, \sigma = 5.5)$.

Julgar a convergência do método comparando a razão entre o espectro

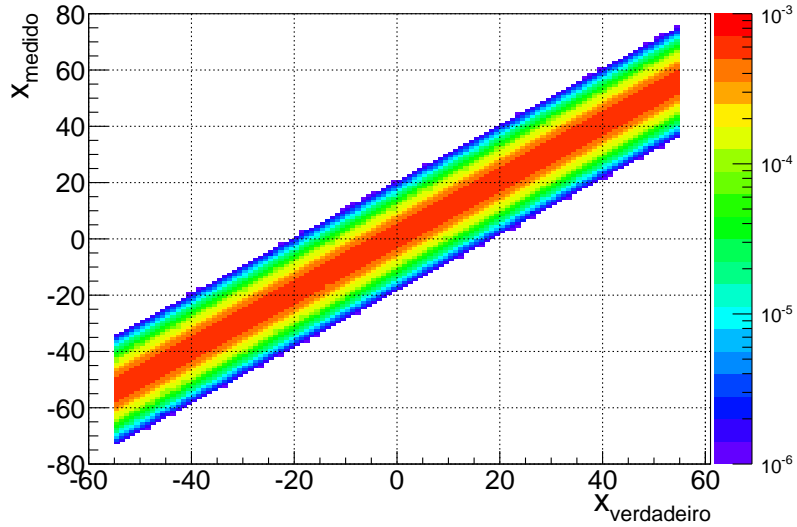


Figura 3.2: Matriz de resposta, utilizada no processo de deconvolução, obtida a partir da função de resolução gaussiana — $G(\mu = 1.0, \sigma = 1.0)$.

deconvoluido e o verdadeiro nem sempre é possível, uma vez que, em geral, o espectro verdadeiro não é conhecido. Torna-se necessário, pois, utilizar um outro parâmetro a fim de determinar se houve a convergência. Tendo em vista que as incertezas decorrentes da deconvolução devem também se estabilizar uma vez atingida a convergência, a evolução da matriz de covariância com o número de iterações mostra-se um critério interessante para determinar quando parar o processo. Tendo em vista que seus valores podem variar drasticamente de uma iteração em relação a outra torna-se mais conveniente utilizar a matriz de correlação, cujos elementos são dados por:

$$\rho = \frac{\text{cov}(x, y)}{\sigma_x \sigma_y}, \quad (3.8)$$

sendo $\text{cov}(x, y)$ a covariância entre as medidas x e y ; σ_x e σ_y suas incertezas, respectivamente. A vantagem, neste caso, advém do fato que:

$$-1 \leq \rho \leq +1.$$

Além dessa vantagem, a referida matriz carrega consigo a informação da

correlação entre os elementos do espectro deconvoluído, trazendo mais informação a respeito do processo de deconvolução.

Para o caso do exemplo estudado, os gráficos da figura 3.3 mostram as matrizes de correlação para: (a) $N_{\text{iterações}} = 1$, (b) $N_{\text{iterações}} = 5$, (c) $N_{\text{iterações}} = 10$ e (d) $N_{\text{iterações}} = 15$. Conforme se pode observar, há uma região de moderada anti-correlação para $-20 \leq x_{\text{deconvoluído}} \leq +20$. Coincidentemente, essa região é em torno do pico da distribuição verdadeira — $G(\mu = 0.0, \sigma = 1.0)$ —, onde há um maior número de observações, indicando, portanto, que se o valor de um dado canal do espectro deconvoluído aumenta (diminui), em uma dada iteração, seus vizinhos tendem a diminuir (aumentar). Nota-se, nos extremos do espectro deconvoluído $40 \leq |x_{\text{deconvoluído}}| \leq 60$ que os dados estão fortemente correlacionados, ou seja, se um número de observações em um dado canal aumenta (diminui), seus vizinhos tendem a aumentar (diminuir).

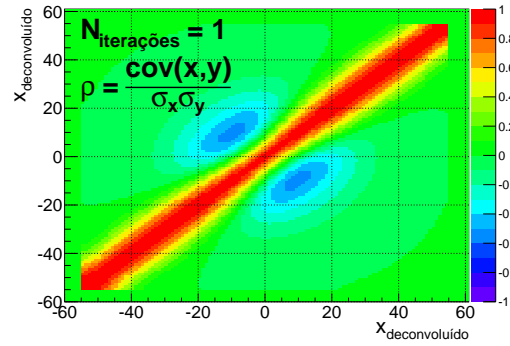
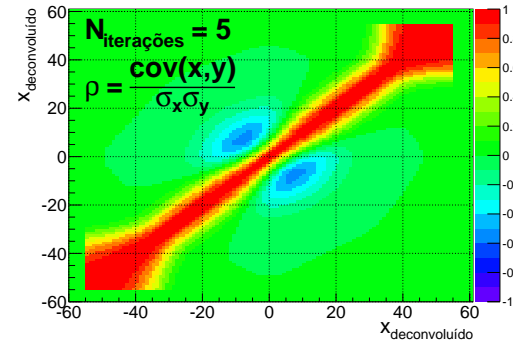
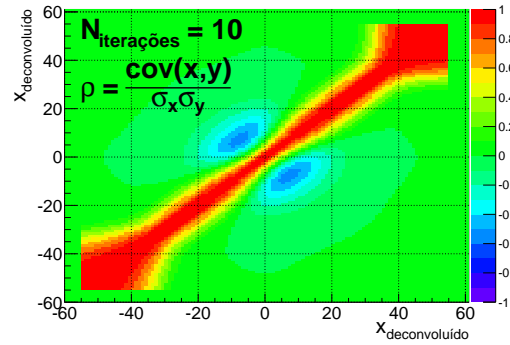
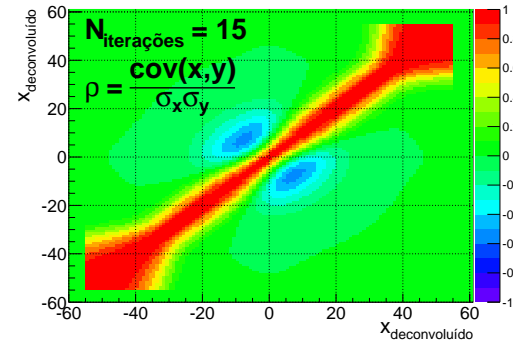
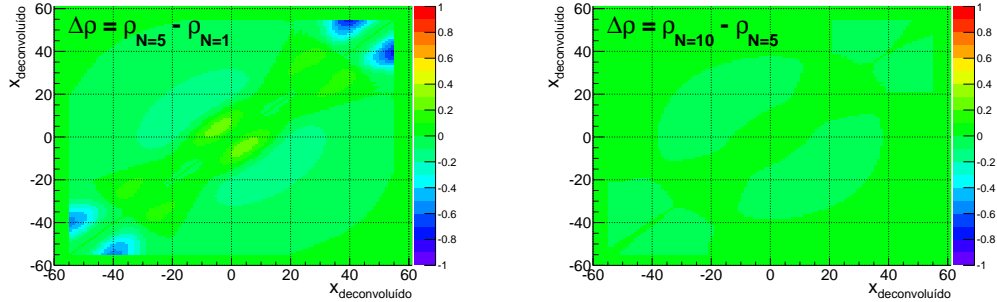
(a) $N_{\text{iterações}} = 1$ (b) $N_{\text{iterações}} = 5$ (c) $N_{\text{iterações}} = 10$ (d) $N_{\text{iterações}} = 15$

Figura 3.3: Matrizes de correlação para diferentes iterações do processo de deconvolução.

A fim de estudar a evolução da matriz de correlação optou-se por observar a diferença entre as matrizes de correlação entre duas iterações, isto é:

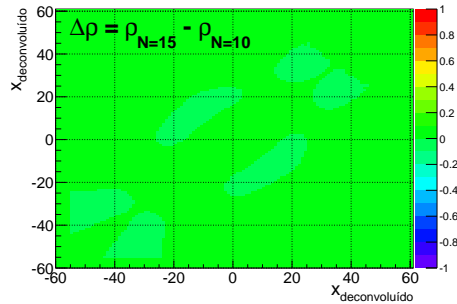
$$\Delta\rho(j, i) = \rho_j - \rho_i, \forall i \neq j. \quad (3.9)$$

Observa-se na figura 3.4 a evolução das matrizes de correlação para: (a) $\Delta\rho(5, 1)$, (b) $\Delta\rho(10, 5)$ e (c) $\Delta\rho(15, 10)$. Nota-se que da primeira para a quinta iteração a matriz de correlação está evoluindo, enquanto que nos dois últimos casos ela se apresenta estável. Comparando este gráficos em conjunto com os gráficos da figura 3.1(a), conclui-se que o estudo da evolução da matriz de covariância é uma ferramenta útil para casos em que não se conhece a distribuição verdadeira dos dados.



(a) $\Delta\rho(5, 1)$.

(b) $\Delta\rho(10, 5)$.



(c) $\Delta\rho(15, 10)$.

Figura 3.4: Evolução da matriz de correlação em função do número iterações.

* * *

Capítulo 4

Novos Observáveis para o Estudo de Jatos

Estudos realizados pela Colaboração STAR [14, 19] mostraram que a reconstrução de jatos em colisões entre íons pesados relativísticos apresenta flutuações da ordem de $20\text{GeV}/c$ no momento transversal dos jatos reconstruídos.

A fim de melhor estudar o processo de reconstrução de jatos neste tipo de colisões, bem como determinar a viabilidade da obtenção do espectro de momento transversal destes jatos, utilizou-se um modelo — denominado *Toy Model* ao longo do texto — desenvolvido no âmbito deste trabalho que procura reproduzir as principais características do ambiente no qual se insere o fenômeno em questão: a multiplicidade de partículas produzidas em uma dada colisão e o número de colisões binárias entre os núcleons envolvidos. Este modelo tem por objetivo tão-somente reproduzir, de maneira fenomenológica, o ambiente no qual jatos são reconstruídos: colisões entre íons pesados relativísticos. Em hipótese alguma deve ser utilizado para fazer previsões sobre os fenômenos observados e esperados em tais colisões.

Mostra-se neste capítulo ser possível obter o espectro quasi-inclusivo de

jetos reconstruídos (seção 4.3.1) e o espectro de jetos de recuo (seção 4.3.2) produzidos em eventos de colisões entre íons pesados relativísticos uma vez conhecida a função de resolução do momento transversal dos jetos reconstruídos (seção 4.2).

4.1 Descrição

A distribuição de partículas no evento simulado é dada de acordo com a seguinte equação:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dp_T} &= f_B \cdot B(p_T) + f_S \cdot C(p_T, p_T^{\text{cutoff}}, R) \cdot J(p_T) \\ &= f_B \cdot b^2 p_T e^{-bp_T} + f_S \cdot \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{p_T - p_T^{\text{cutoff}}}{R}\right)} \cdot \frac{1}{p_T^n}. \end{aligned} \quad (4.1)$$

Observa-se, claramente, que ela é composta por duas componentes:

- **Distribuição térmica:** representada pelo primeiro membro ($B(p_T)$) do lado direito da equação (4.1). Este termo representa a distribuição das partículas de baixo momento transversal. Para este fim utiliza-se uma distribuição de Maxwell-Boltzmann em que o parâmetro b é identificado com o dobro do inverso do momento transversal médio [31].
- **Distribuição de jetos:** representada pelo segundo membro ($J(p_T)$) do lado direito da equação (4.1). Este termo representa a presença de jetos no evento. Sua forma funcional tem por base o ajuste à distribuição de jetos reconstruídos em eventos simulados com o gerador de eventos PYTHIA6 [32]. Este termo é ainda multiplicado por uma função de corte ($C(p_T, p_T^{\text{cutoff}}, R)$), cujo único objetivo é garantir que a soma

dos dois termos da equação seja feita de forma suave. O parâmetro p_T^{cutoff} corresponde à região do espectro em que se pretende diminuir a contribuição da função ($J(p_T)$), e o parâmetro R a transição com que tal redução é feita.

Os dois parâmetros livres, f_S e f_B , da equação (4.1) são ajustados de forma que:

- a probabilidade de se observar uma partícula de alto momento transversal ($p_{T,0}$) seja proporcional¹ à probabilidade de que seja observada em colisões próton-próton. Seu valor pode ser extraído de dados reais [34] ou simulações [32]:

$$f_S = N_{\text{bin}} \int_{p_{T,0}}^{\infty} \left(\frac{dN}{dp_T} \right)_{pp} dp_T; \quad (4.2)$$

- a multiplicidade (M) do evento, o que corresponde integral da equação (4.1), esteja de acordo com o observado em dados experimentais [35, 36] para uma dada centralidade:

$$f_B = \frac{M - f_S \cdot \int_0^{\infty} J(p_T) C(p_T, p_T^{\text{cutoff}}, R) dp_T}{\int_0^{\infty} B(p_T) dp_T}. \quad (4.3)$$

As partículas são uniformemente distribuídas no espaço-de-fase, tais que: $|\eta| < 1.0$ e $0 \leq \varphi < 2\pi$. Tal escolha não se trata de qualquer limitação do modelo, mas se justifica por ser essa a cobertura angular dos experimentos ALICE e STAR, nos quais se pretende empregar o método de reconstrução de jatos aqui descrito.

O jatos utilizados no modelo, isto é, as partículas de alto momento transversal, são considerados como partículas únicas. Trata-se, portanto, de uma

¹O fator multiplicativo é o número de colisões binárias (N_{bin}) [33] entre os núcleons de colisões entre íons pesados relativísticos.

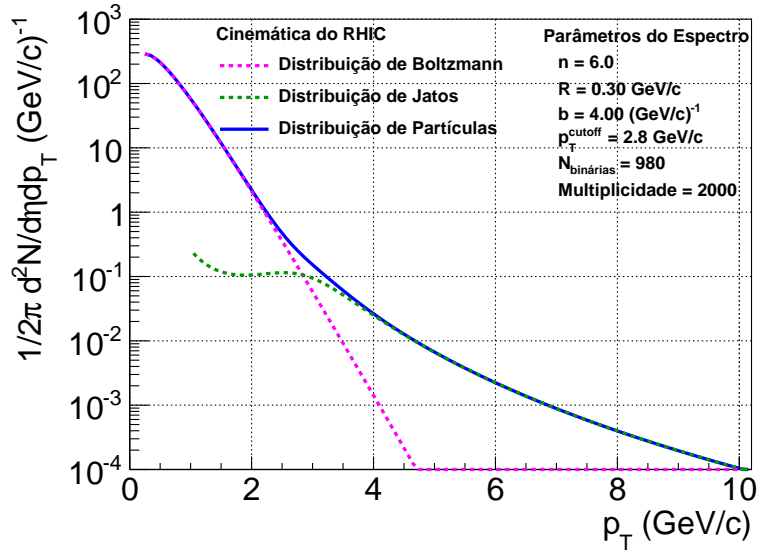
Cinemática	RHIC	LHC
n	5.0	6.0
$\langle p_T \rangle (MeV/c)$	500	700
N_{bin}	980	1260
Multiplicidade	2000	4800

Tabela 4.1: Parâmetros do *Toy Model* para as cinemáticas do RHIC e do LHC.

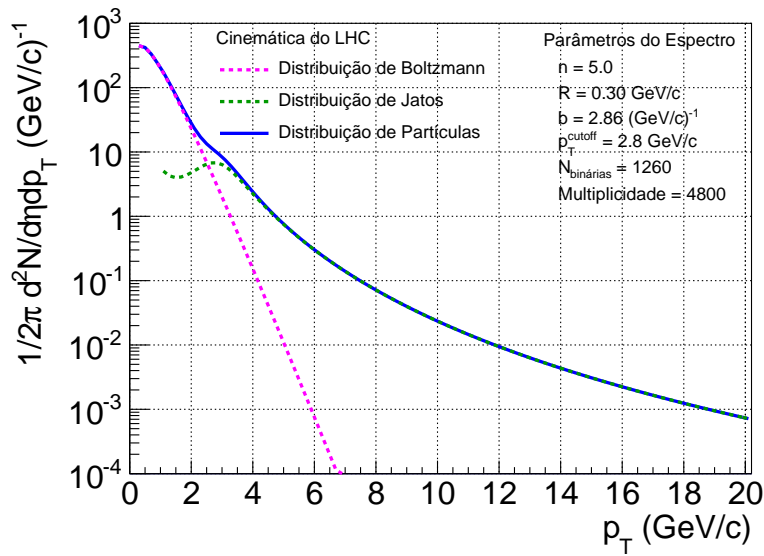
simplificação do problema em estudo. Contudo não é artificial, uma vez que a QCD não exclui este tipo de ocorrência. Mais ainda, estudos realizados pela Colaboração STAR [19] mostraram que as flutuações na reconstrução do momento transversal do jato reconstruído independem de seu padrão de fragmentação.

Os gráficos (a) e (b) da figura 4.1 apresentam as distribuições de partículas para colisões centrais (0 – 5%) para as cinemáticas do RHIC e LHC, respectivamente. A curva azul representa a distribuição de partículas, enquanto que as curvas magenta e verde, suas componentes térmica e de jatos, respectivamente. Os parâmetros relevantes, com significado físico, para cada cinemática são apresentados na tabela 4.1.

A ordem da potência (n) de cada espectro foi obtida a partir do ajuste de uma lei de potência ao espectro de jatos reconstruídos em colisões próton-próton simuladas pelo gerador de eventos PYTHIA6 para cada cinemática; o número de colisões binárias (N_{bin}) foi obtido por intermédio de simulações do gerador de eventos HIJING [37] para colisões $AuAu$ com energia no centro de massa de $\sqrt{s_{NN}} = 200 GeV$, e $PbPb$, com $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 TeV$ para as cinemáticas do RHIC e do LHC, respectivamente; o valor de $\langle p_T \rangle$ para a cinemática do RHIC foi obtido na referência [38]; para a cinemática do LHC, em comunicações internas com a Colaboração ALICE, pois tal resultado não foi publicado.



(a) RHIC



(b) LHC

Figura 4.1: Distribuição de partículas no *Toy Model* para colisões centrais (0 – 5%).

4.2 Medida das flutuações da reconstrução

O primeiro passo da análise consistiu em medir as flutuações do momento transversal dos jatos reconstruídos nos eventos do *Toy Model* de forma análoga ao reportado pela Colaboração STAR [14].

Este estudo é feito por meio de uma técnica, conhecida por *embedding*, que consiste em adicionar um quadrivetor de coordenadas conhecidas ao evento e, após a reconstrução de jatos aliada à subtração de fundo, como descrito na seção 2.3, verifica-se qual a diferença entre o quadrivetor obtido e o original.

A fim de quantificar qual a diferença entre o quadrivetor obtido e o original, define-se a variável δp_T :

$$\delta p_T = p_T^{\text{rec}} - \rho \cdot A_{\text{jato}} - p_T^{\text{embedding}}, \quad (4.4)$$

sendo p_T^{rec} o momento transversal do jato reconstruído que contém o quadrivetor adicionado e A_{jato} sua área; p_T^{emb} o momento transversal do quadrivetor adicionado ao evento; e ρ a estimativa da densidade de fundo, que é determinada em uma etapa anterior à adição do quadrivetor. Caso o processo de subtração de fundo, como sugerido por [15], funcione de maneira perfeita, espera-se que a distribuição de δp_T seja uma função Delta de Dirac centrada em zero. Para a determinação de p_T^{rec} utiliza-se o algoritmo Anti- k_T ; enquanto que para ρ , o k_T .

Para garantir que o jato reconstruído a ser estudado corresponda ao inserido no evento, exige-se que mais de 50% do momento transversal adicionado esteja presente no jato. No caso da adição de uma única partícula equivale a dizer que o quadrivetor adicionado esteja presente no jato.

Da equação (4.4), fica clara a dependência entre δp_T e as grandezas A_{jato} e p_T^{emb} , de forma que se torna natural seu estudo. As figuras 4.2 e 4.3 mostram a dependência entre a área do jato (A_{jato}) reconstruído e as flutuações no momento transversal após a subtração do fundo, quantificado em δp_T , para

algumas escolhas de momento transversal para o quadrivetor adicionado. No caso da cinemática do RHIC, nota-se, para $p_T^{\text{emb}} = 1.0\text{GeV}/c$ (figura 4.2(a)) a existência de jatos com área bastante pequena e, conseqüentemente, pequenas flutuações no momento transversal do jato reconstruído, quando comparados aos de área maior; conforme se aumenta o valor de p_T^{emb} , reduz-se a população de jatos de pequena área, (figura 4.2(b)) sugerindo que uma mudança no comportamento da dependência $\delta p_T \times A_{\text{jato}}$ ocorra um pouco acima de $5.0\text{GeV}/c$; por fim, para $p_T^{\text{emb}} \geq 10\text{GeV}/c$ (gráficos (c) e (d) da figura 4.2) a relação estudada mostra-se independente do valor de p_T^{emb} , apresentando flutuações da ordem de $30\text{GeV}/c$. Para a cinemática do LHC o cenário é bastante parecido, entretanto temos a existência de jatos com pequena área estendendo-se para valores mais altos de p_T^{emb} (gráficos (a) e (b) da figura 4.3); a mudança no comportamento da dependência entre δp_T e A_{jato} passa a ocorrer para $p_T^{\text{emb}} = 10\text{GeV}/c$; as flutuações, por sua vez, são da ordem de $60\text{GeV}/c$.

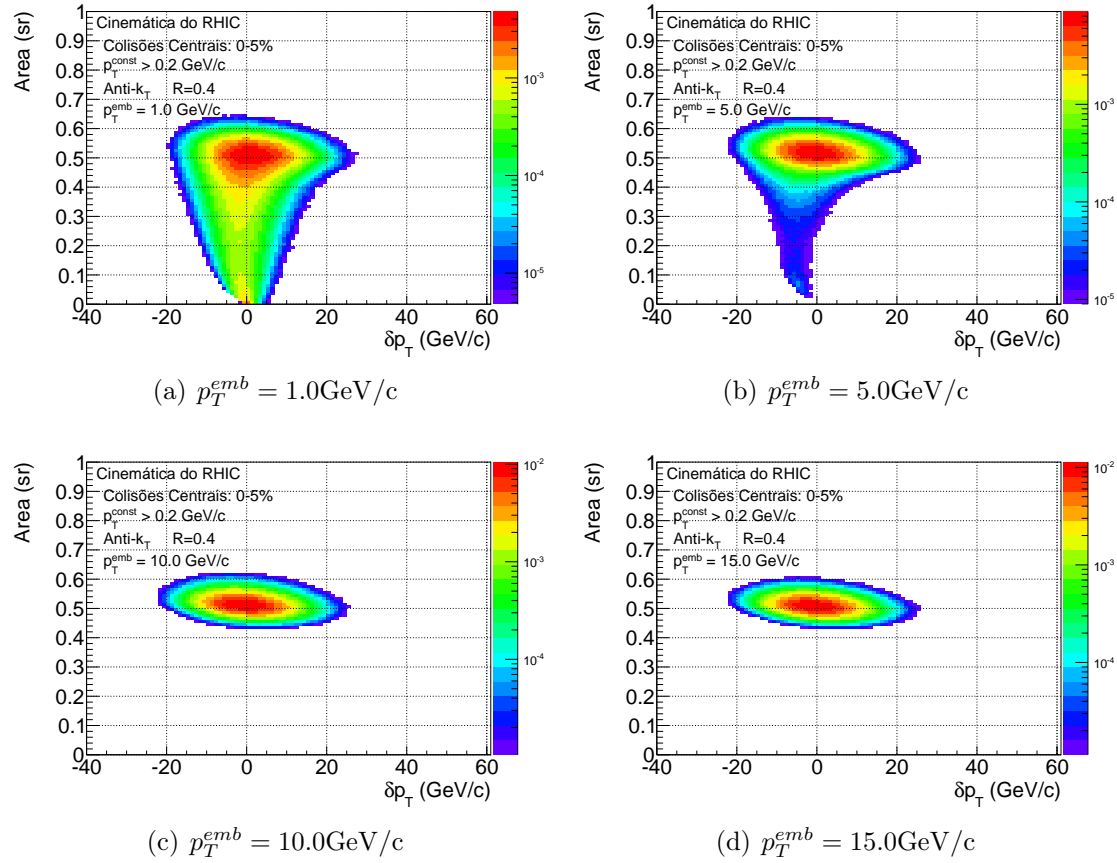


Figura 4.2: Dependência entre δp_T e A_{jato} para cinemática do RHIC.

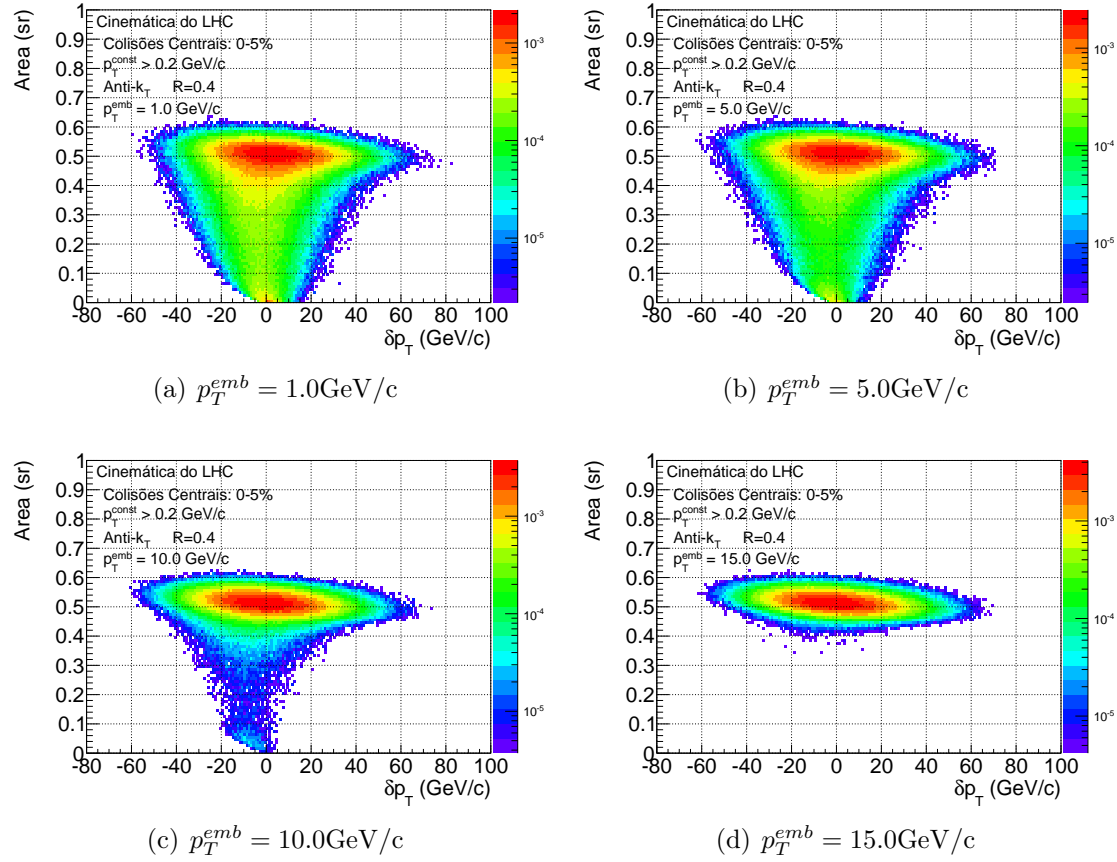


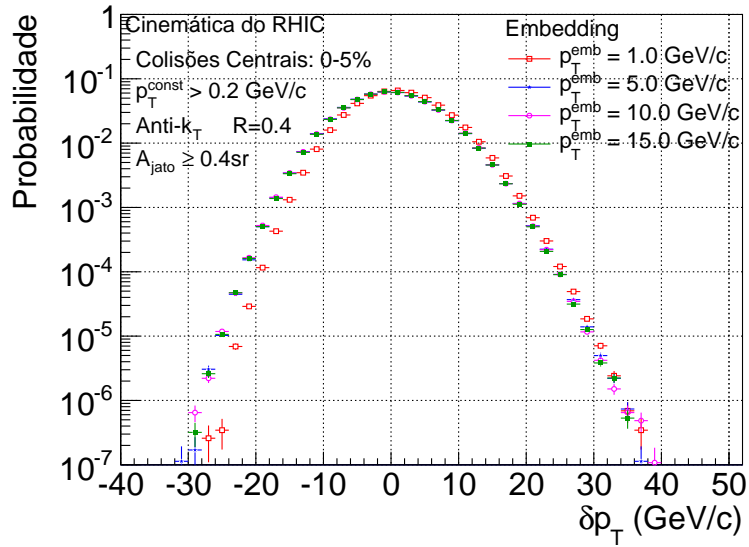
Figura 4.3: Dependência entre δp_T e A_{jato} para cinemática do LHC.

De fato a distribuição da grandeza δp_T para jatos cuja área satisfaça $A_{\text{jato}} > 0.4sr$ independe do momento transversal do quadrivetor de prova, o que pode ser visto nos gráficos, (a) RHIC e (b) LHC, da figura 4.4.

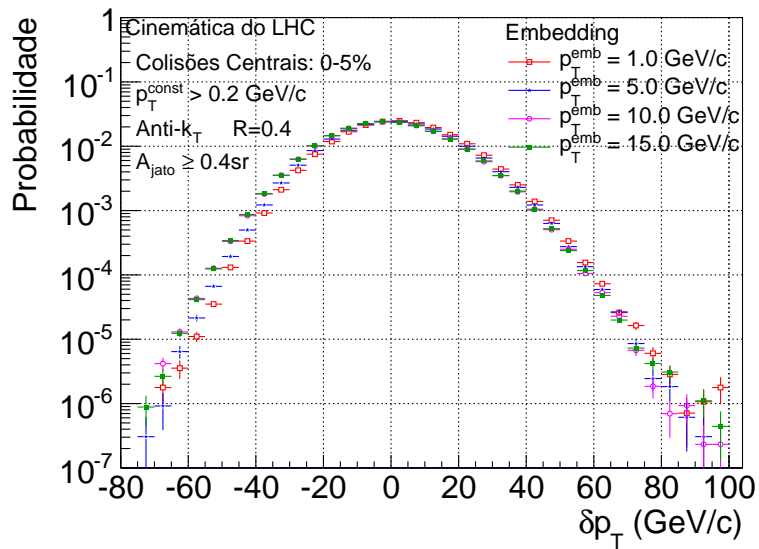
Sabendo que jatos de baixo momento transversal associados a pequenas áreas podem ser gerados artificialmente pelo algoritmo de reconstrução², ou seja, não têm origem na fragmentação de um párton proveniente do espalhamento duro, caracterizando, portanto, jatos sem interesse físico, aliado ao fato de que as flutuações na reconstrução de jatos cuja área seja superior a $0.4sr$ apresentam a mesma distribuição, independentemente do momento transversal do quadrivetor de prova, temos então que um corte tal que $A_{\text{jato}} > 0.4sr$ rejeitará jatos que não têm origem no espalhamento duro, pois estão diretamente associados a jatos de baixo momento transversal ($p_T < 1.0GeV/c$)³.

²Ver discussão sobre jatos combinatórios no capítulo 2.

³ Ver figuras 4.2 e 4.3



(a) RHIC



(b) LHC

Figura 4.4: Distribuições de δp_T para $A_{\text{jato}} > 0.4 \text{sr}$. Ambas as cinemáticas, RHIC e LHC.

4.3 Resultados

Pelos motivos expostos anteriormente, sabe-se que no caso de jatos reconstruídos em colisões entre íons pesados relativísticos é necessário realizar a subtração de fundo, como descrito em na seção 2.3. A grandeza física estudada é dada pela equação (2.15).

Importante salientar que a subtração do fundo está intimamente relacionada à presença de uma grande quantidade de partículas de baixo momento transversal, cuja origem está em processos outros que não o de espalhamento duro. A estes processos dá-se o nome de *underlying event*.

Pela natureza dos jatos combinatórios, espera-se que a região negativa do espectro seja dominada por esse tipo de jatos. Entretanto, não se pode simplesmente truncar o espectro para valores positivos de $p_T^{(\text{corr})}$, uma vez que é sabido haver jatos verdadeiros naquela região. Observa-se que, mesmo para quadrivetores de prova com alto valor de momento transversal, δp_T apresenta valores negativos (figura 4.4).

Ao mesmo tempo, é natural esperar que a região positiva do espectro de jatos reconstruídos seja predominantemente constituída por jatos verdadeiros. Contudo, espera-se que essa parte do espectro também seja contaminada por jatos combinatórios (observa-se, neste caso, que para quadrivetores de prova com baixo momento transversal δp_T apresenta valores positivos).

Por essa razão, seria natural acreditar que a remoção de partículas de baixo momento transversal, anteriormente ao processo de reconstrução de jatos, reduziria o fundo do evento, acarretando no espectro real de jatos. A figura 4.5 mostra, para ambas as cinemáticas, (a) RHIC e (b) LHC, a distribuição de partículas e espectros de jatos reconstruídos para diferentes cortes no momento transversal das partículas utilizadas na reconstrução. Nota-se, claramente, que tal prática faz com o que o lado esquerdo ($p_T^{(\text{corr})} < 0$) da distribuição de jatos reconstruídos reduza. Mesmo assim não se observa concordância alguma entre o espectro de jatos reconstruídos e o espectro verdadeiro

para momentos transversais mais altos⁴: $p_T \gtrsim 5.0\text{GeV}/c$ para a cinemática do RHIC e $p_T \gtrsim 10.0\text{GeV}/c$, para do LHC.

Comparando os gráficos (a) e (b) da figura 4.5, nota-se que a redução de jatos combinatórios no primeiro caso (RHIC) é mais marcante do que para o segundo (LHC), o que é facilmente explicado pela distribuição de partículas (figura 4.1), pois para $p_T \lesssim 2.0\text{GeV}/c$ a distribuição de partículas para o LHC é aproximadamente 10 vezes superior a do RHIC, permitindo um número maior de combinações aleatórias.

Fica claro, portanto, que a exclusão de partículas de baixo momento transversal, anteriormente à reconstrução de jatos, não se mostra como solução para obtenção do espectro verdadeiro de jatos. Mais ainda, uma vez que se pretende estudar o fenômeno conhecido por *jet quenching*, tal remoção poderia mascarar, ou até mesmo eliminar evidências de sua ocorrência, pois se espera que um párton de alto momento transversal ao sofrer *quenching* tenha como resultado de sua fragmentação partículas de baixo momento transversal.

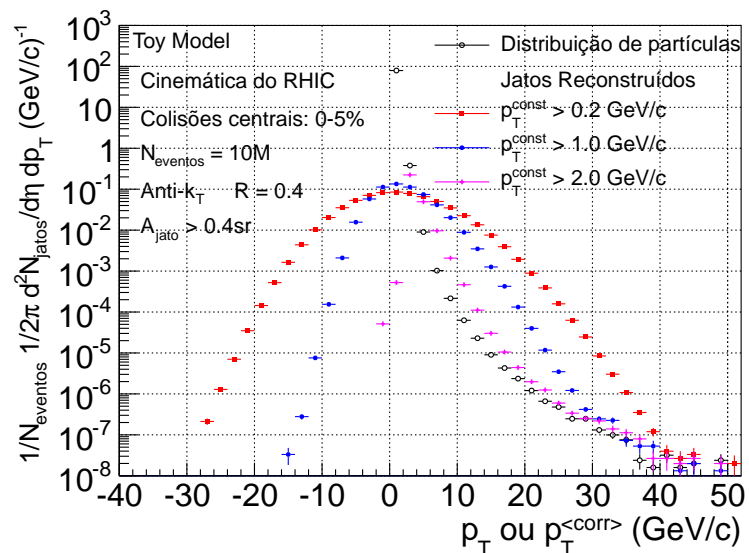
4.3.1 Análise quasi-inclusiva

Pelo exposto na seção anterior, não é possível obter o espectro de jatos em colisões entre íons pesados relativísticos simplesmente excluindo partículas de baixo momento transversal. Mais ainda, uma vez que se tem por objetivo o estudo de *jet quenching*, tal remoção pode levar a conclusões errôneas.

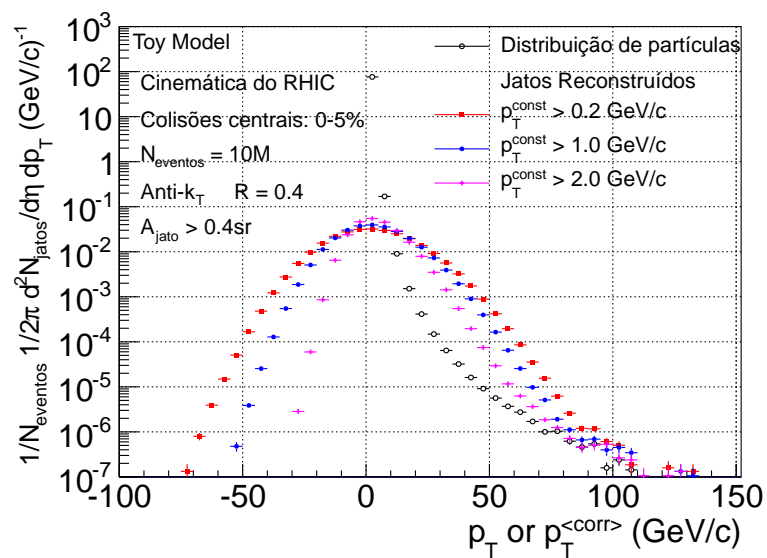
Nesta seção é apresentado um método que permite a obtenção do espectro verdadeiro de uma classe de jatos a partir da discriminação entre jatos combinatórios e jatos reais aliada à técnica de deconvolução descrita na seção 3.1.

A discriminação entre os jatos combinatórios e reais é feita a partir da

⁴Região em que $J(p_T) \gg B(p_T)$ (equação (4.1)).



(a) RHIC



(b) LHC

Figura 4.5: Distribuição de partículas e espectros de jatos reconstruídos para diferentes cortes nos constituintes.

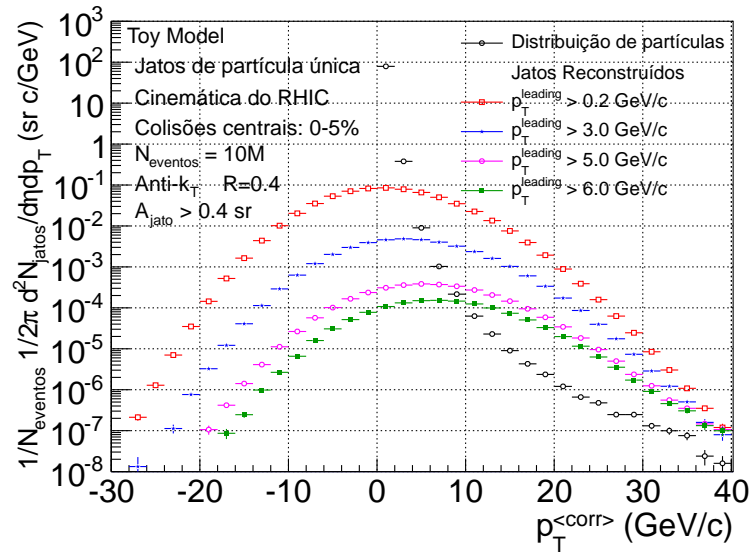
exigência que a partícula de maior momento transversal que compõe o jato (p_T^{leading}) esteja acima de um dado limiar. No caso do estudo de *jet quenching*, este corte é menos prejudicial do que a remoção de partículas de baixo momento transversal anteriormente à reconstrução de jatos, uma vez que ainda é possível reconstruir jatos cuja maioria de seus constituintes tenham baixo momento transversal, região em que $J(p_T) \gg B(p_T)$ (equação (4.1)).

A figura 4.6 apresenta, para (a) o RHIC e o (b) LHC, as distribuições de jatos reconstruídos tais que p_T^{leading} esteja acima de um dado limiar. Como se pode observar, quanto maior o corte em p_T^{leading} , mais se reduz o lado esquerdo da distribuição de jatos reconstruídos, que se espera ser dominada por jatos combinatórios; há também uma redução no lado direito, região em que se espera a predominância de jatos verdadeiros. Entretanto, a redução para $p_T^{(\text{corr})} < 0$ é muito maior do que para $p_T^{(\text{corr})} > 0$. Importante mencionar que mesmo com este tipo de discriminação não é possível obter o espectro verdadeiro de jatos, qual seja a cinemática utilizada: RHIC $p_T \gtrsim 5.0 \text{ GeV}/c$ e LHC $p_T \gtrsim 10.0 \text{ GeV}/c$.

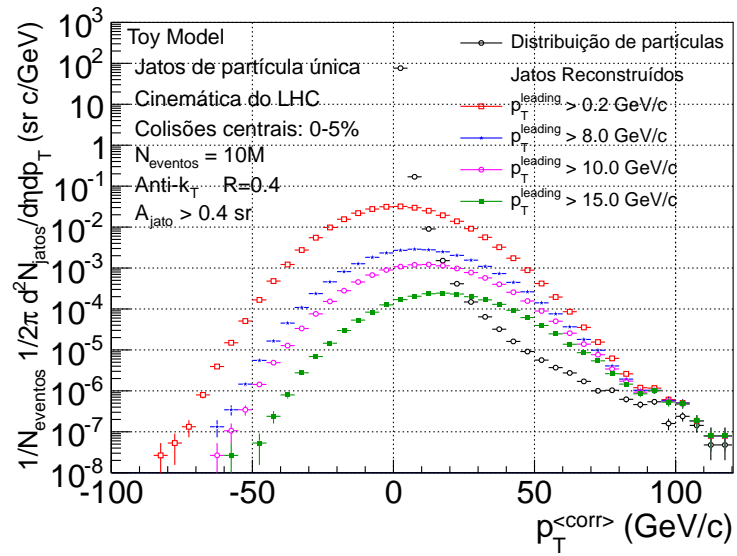
Pelo exposto acima, e pelo fato de que o espectro de jatos reconstruídos em colisões entre íons pesados relativísticos ser visto como a convolução do espectro verdadeiro com uma função de resolução (ver equação (2.16)), faz-se necessário submeter o espectro medido a um processo de deconvolução.

Como já mencionado anteriormente, neste trabalho optou-se por utilizar o método de deconvolução Bayesiana como descrito na seção 3.1.

A função de resolução utilizada é a distribuição de δp_T , que leva em consideração as flutuações na reconstrução do momento transversal do jato devido à presença de partículas de baixo momento transversal; a distribuição *a priori* é tomada como sendo a própria distribuição verdadeira, isto é, $1/p_T^n$. Nas figuras 4.7 e 4.10 apresentam-se os resultados da deconvolução para as duas primeiras iterações dos espectros apresentados na figura 4.6, para as cinemáticas do RHIC e LHC, respectivamente; as figuras 4.8 e 4.11 apresentam as matrizes de correlação do processo em questão.



(a) RHIC



(b) LHC

Figura 4.6: Espectro de jatos reconstruído para diferentes cortes de p_T^{leading} .

Os gráficos 4.7(a) e 4.7(b) (RHIC), 4.10(a) e 4.10(b) (LHC) mostram claramente não ser possível utilizar indiscriminadamente os jatos reconstruídos no processo de deconvolução. Da análise destas figuras, nota-se a existência de um valor para o corte em p_T^{leading} tal que o espectro deconvoluído converge para o espectro verdadeiro. No caso da cinemática do RHIC, tem-se que $p_T^{\text{leading}} = 5.0\text{GeV}/c$ (figuras 4.7(c) e 4.7(d)); enquanto que para o LHC, $p_T^{\text{leading}} = 10.0\text{GeV}/c$ (figuras 4.10(c) e 4.10(d)). Importante mencionar que tais valores podem ser explicados a partir da distribuição de partículas no evento. Considerando que os jatos em questão são reconstruídos com $R = 0.4sr$ e que para jatos de formato circular a área correspondente é $A_{\text{jato}} \sim 0.503sr$, da figura 4.1 conclui-se que isso corresponde a uma probabilidade ligeiramente inferior à unidade de se observar tais partículas em um jato. Neste limite garante-se o funcionamento do processo de deconvolução.

Por fim, as figuras 4.9 e 4.12 mostram que praticamente não há evolução da matriz de correlação, exceção feita ao caso que $p_T^{\text{leading}} > 0.2\text{GeV}/c$. Em outras palavras: não há variação significativa entre as incertezas das primeira e segunda iterações. Desta forma, o critério de parada do processo de deconvolução pode ser pautado unicamente na razão entre o espectro deconvoluído e o verdadeiro (figuras 4.7 e 4.10, coluna da direita).

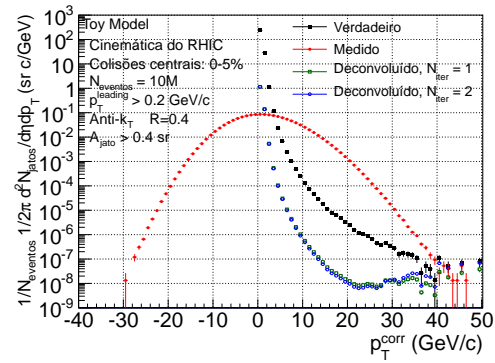
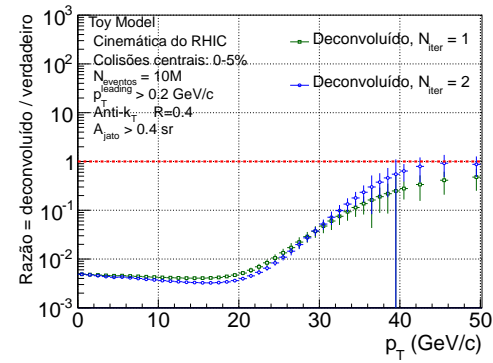
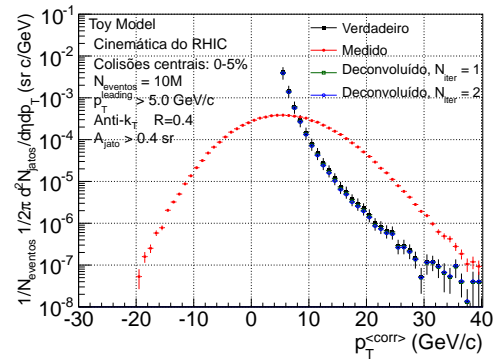
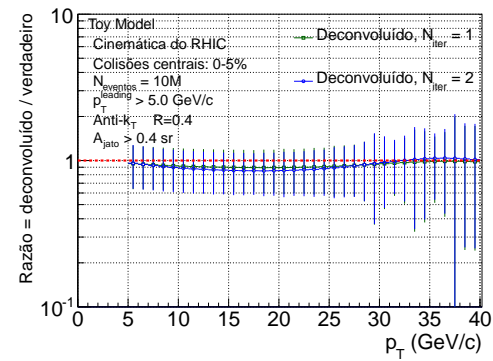
(a) $p_T^{\text{leading}} > 0.2 \text{ GeV}/c$ (b) $p_T^{\text{leading}} > 0.2 \text{ GeV}/c$ (c) $p_T^{\text{leading}} > 5.0 \text{ GeV}/c$ (d) $p_T^{\text{leading}} > 5.0 \text{ GeV}/c$

Figura 4.7: Resultados da deconvolução do espectro de $p_T^{\langle \text{corr} \rangle}$ para a cinemática do RHIC. À esquerda: distribuições verdadeira, medida e deconvoluídas. À direita: razão = deconvoluido / verdadeiro.

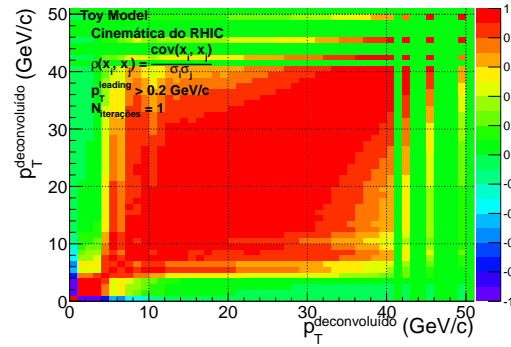
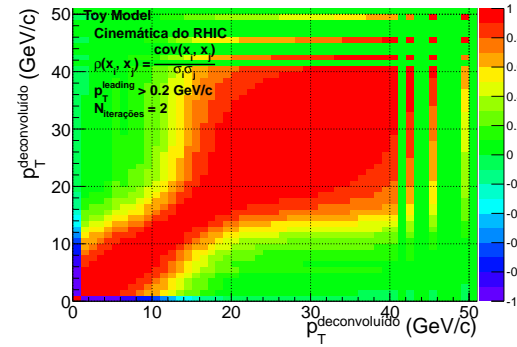
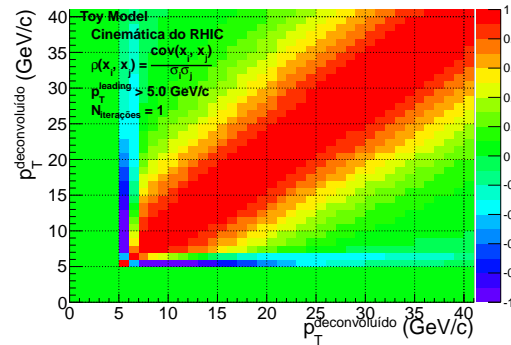
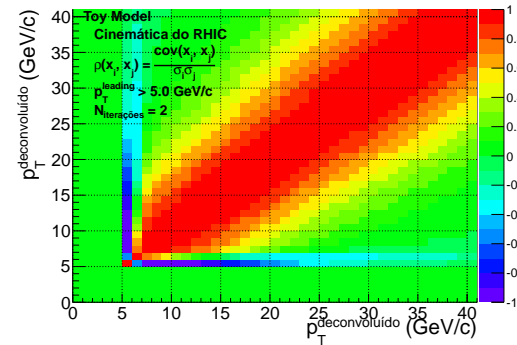
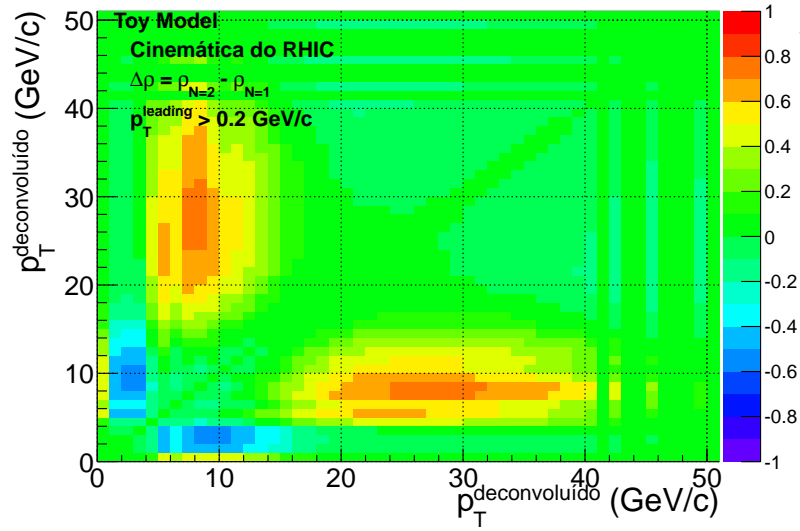
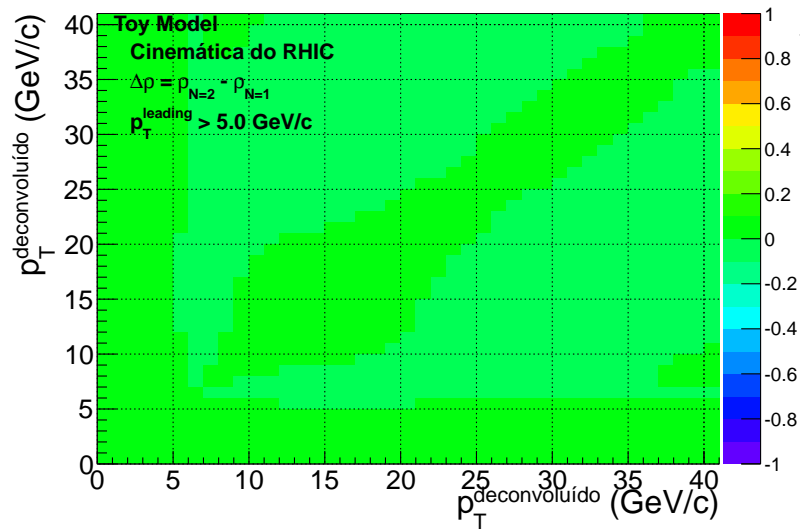
(a) $p_T^{\text{leading}} > 0.2 \text{ GeV}/c$ (b) $p_T^{\text{leading}} > 0.2 \text{ GeV}/c$ (c) $p_T^{\text{leading}} > 5.0 \text{ GeV}/c$ (d) $p_T^{\text{leading}} > 5.0 \text{ GeV}/c$

Figura 4.8: Matrizes de correlação para as duas primeiras iterações da deconvolução do espectro de $p_T^{\langle \text{corr} \rangle}$. À esquerda: primeira iteração. À direita: segunda iteração. Cinemática do RHIC.



(a) $p_T^{\text{leading}} > 0.2 \text{ GeV}/c$



(b) $p_T^{\text{leading}} > 5.0 \text{ GeV}/c$

Figura 4.9: Evolução da matriz de correlação entre a segunda e a primeira iterações. Cinemática do RHIC.

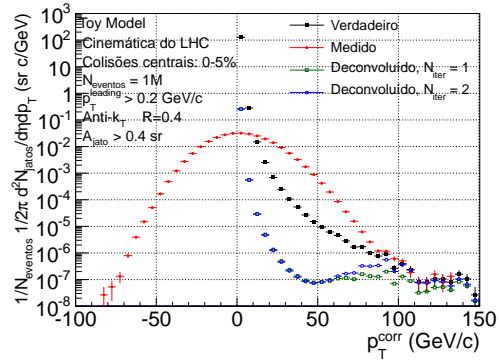
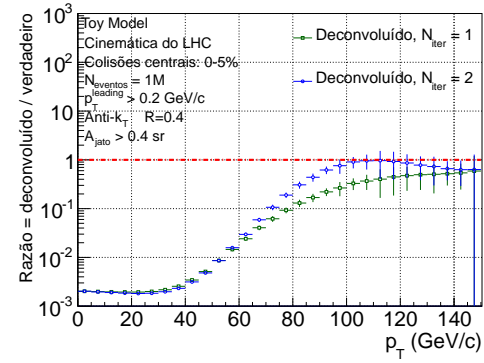
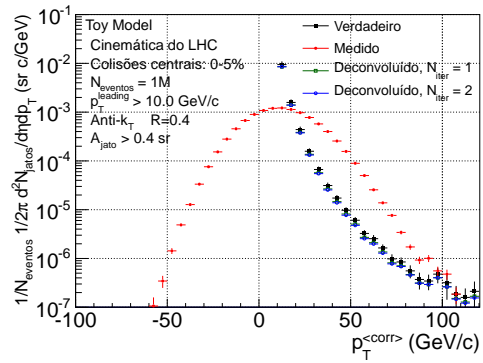
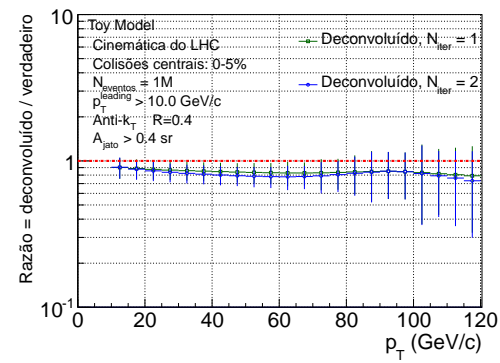
(a) $p_T^{\text{leading}} > 0.2 \text{ GeV}/c$ (b) $p_T^{\text{leading}} > 0.2 \text{ GeV}/c$ (c) $p_T^{\text{leading}} > 10.0 \text{ GeV}/c$ (d) $p_T^{\text{leading}} > 10.0 \text{ GeV}/c$

Figura 4.10: Resultados da deconvolução do espectro de $p_T^{\langle \text{corr} \rangle}$ para a cinemática do LHC. À esquerda: distribuições verdadeira, medida e deconvoluídas. À direita: razão = deconvoluido / verdadeiro.

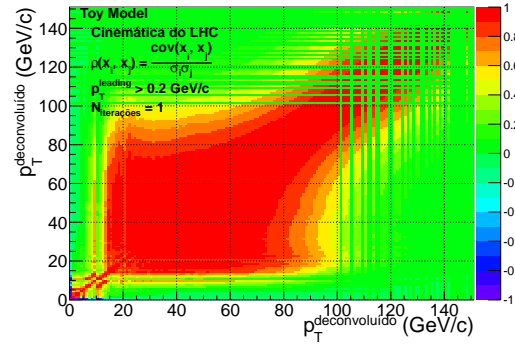
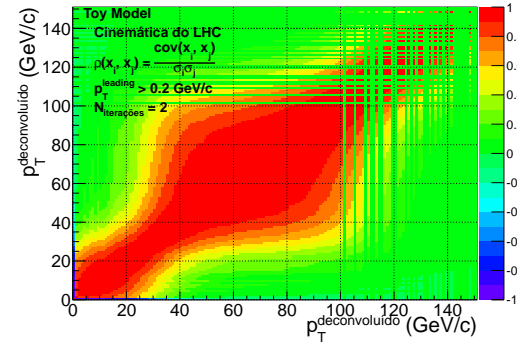
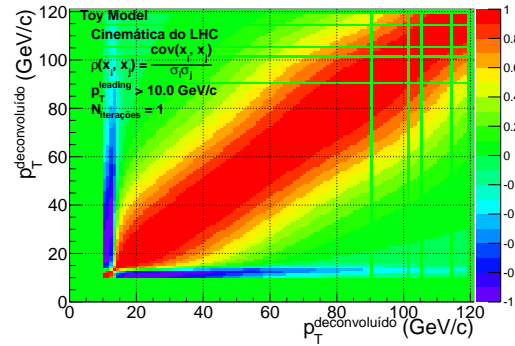
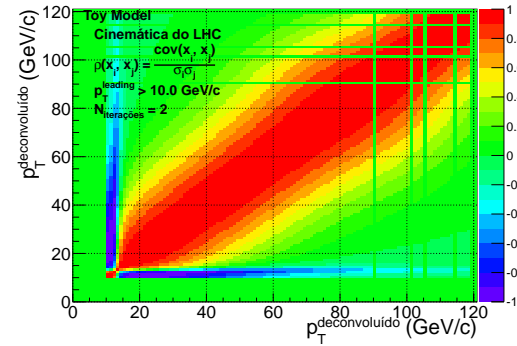
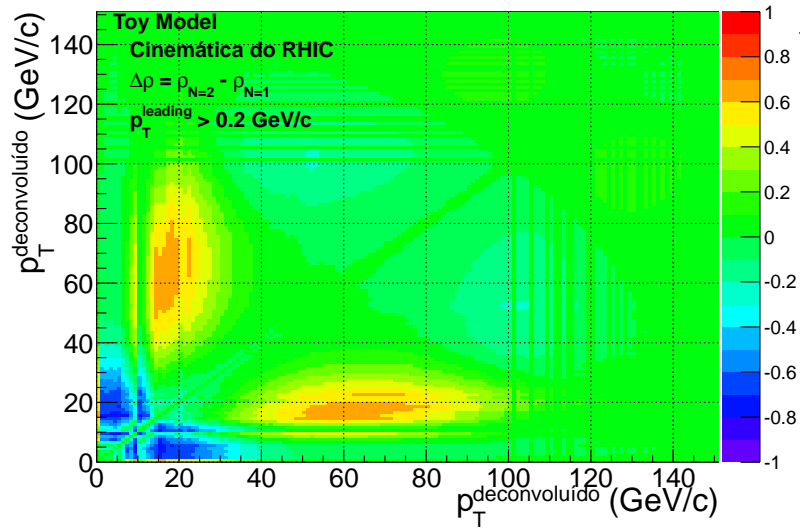
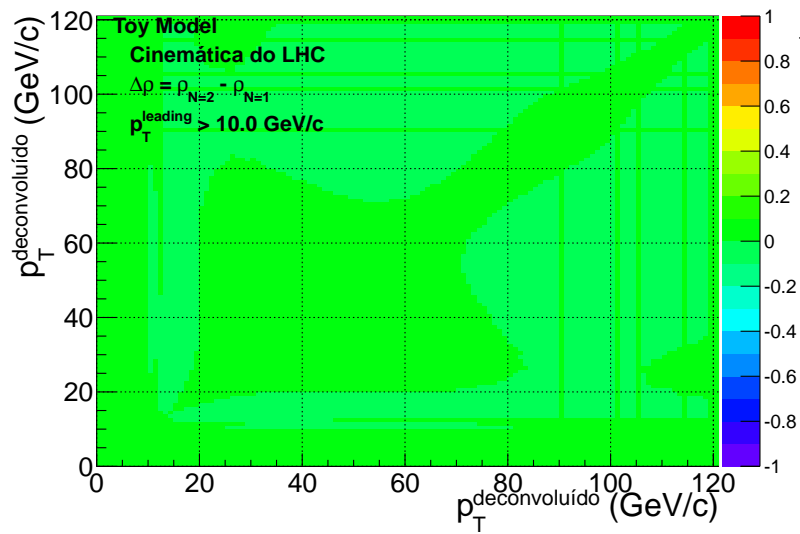
(a) $p_T^{\text{leading}} > 0.2 \text{ GeV}/c$ (b) $p_T^{\text{leading}} > 0.2 \text{ GeV}/c$ (c) $p_T^{\text{leading}} > 10.0 \text{ GeV}/c$ (d) $p_T^{\text{leading}} > 10.0 \text{ GeV}/c$

Figura 4.11: Matrizes de correlação para as duas primeiras iterações da deconvolução do espectro de $p_T^{\langle \text{corr} \rangle}$. À esquerda: primeira iteração. À direita: segunda iteração. Cinemática do LHC.



(a) $p_T^{\text{leading}} > 0.2 \text{ GeV}/c$



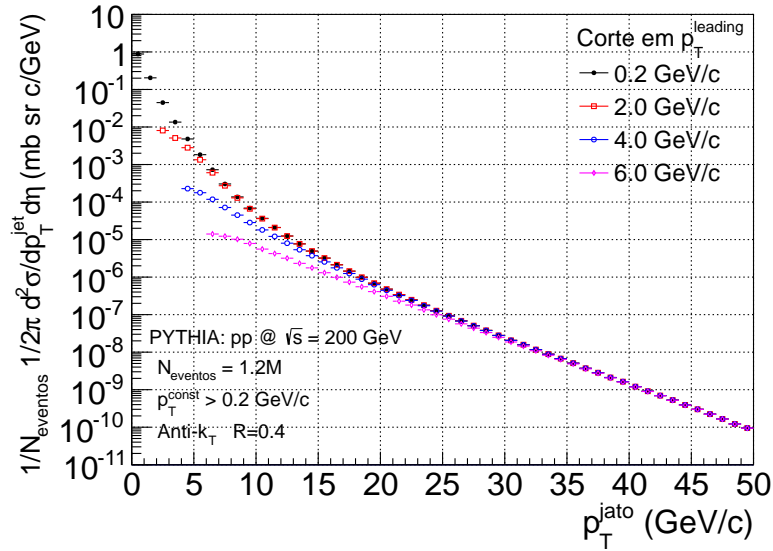
(b) $p_T^{\text{leading}} > 10.0 \text{ GeV}/c$

Figura 4.12: Evolução da matriz de correlação entre a segunda e a primeira iterações. Cinemática do LHC.

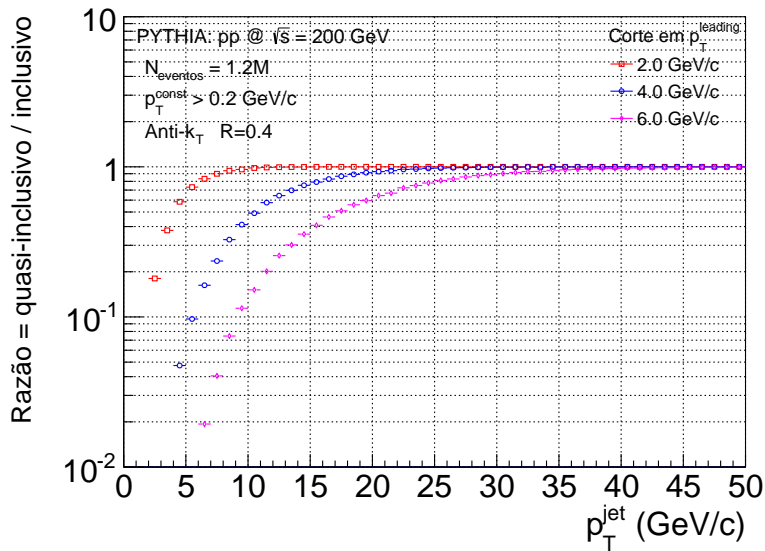
O método aqui proposto mostra-se capaz de obter, em um grande intervalo cinemático, o espectro real de jatos produzidos em colisões entre íons pe-

sados relativísticos. Há, contudo, uma tendenciosidade no que diz respeito à função de fragmentação dos pártons que originam tais jatos, pois se exige que a partícula mais energética do jato tenha seu momento transversal acima de um dado limiar. O efeito que tal corte provoca no espectro de jatos reconstruídos em colisões próton-próton é apresentado na figura 4.13 para a cinemática do RHIC; e na figura 4.14, para a do LHC. Nota-se que no caso da cinemática do RHIC esta tendenciosidade é bastante pequena para $p_T \gtrsim 30\text{GeV}/c$; já para o LHC, para $p_T \gtrsim 100\text{GeV}/c$.

Sugere-se, por essa razão, a realização de uma análise em coincidência do tipo hádron+jato, cujos detalhes são apresentados na seção 4.3.2.

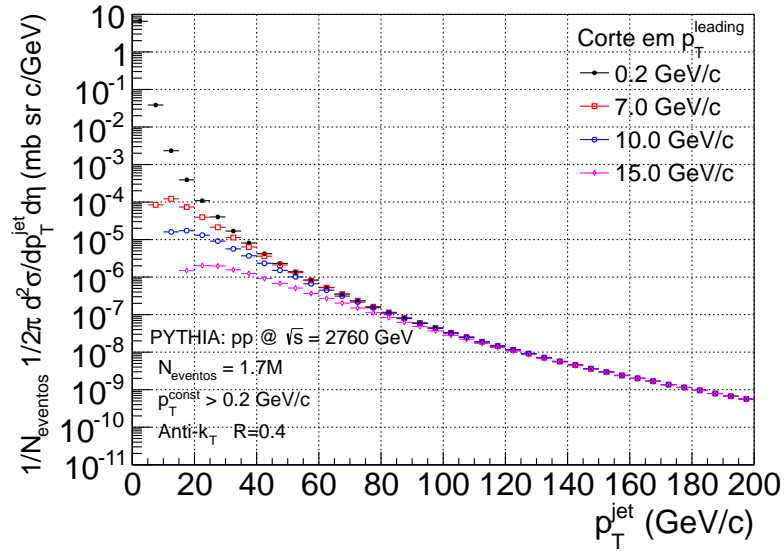


(a) Espectros para diferentes cortes em p_T^{leading}

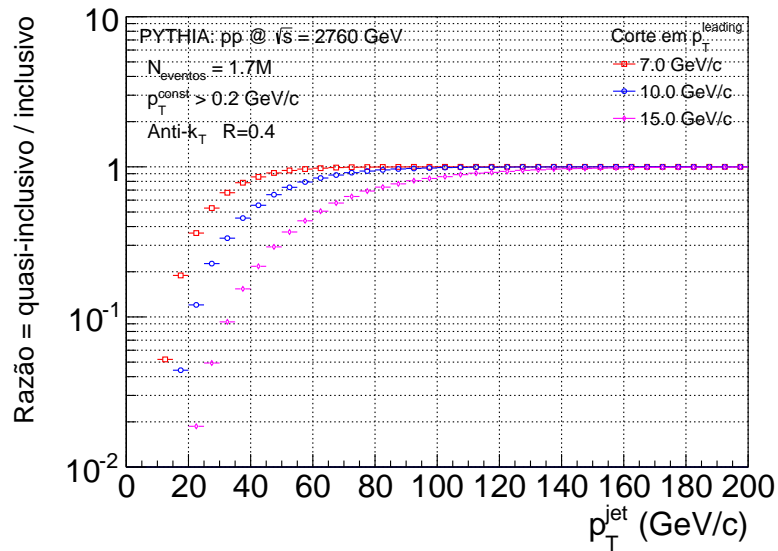


(b) Razão entre os espectros quasi-inclusivo e inclusivo

Figura 4.13: Efeito do corte em p_T^{leading} para jatos reconstruídos em colisões próton-próton. Cinemática do RHIC.



(a) Espectros para diferentes cortes em p_T^{leading}



(b) Razão entre os espectros quasi-inclusivo e inclusivo

Figura 4.14: Efeito do corte em p_T^{leading} para jatos reconstruídos em colisões próton-próton. Cinemática do LHC.

4.3.2 Análise em coincidência: hádron+jato

A fim de contornar a tendenciosidade imposta na função de fragmentação dos pártons por conta do corte p_T^{leading} , é proposta a análise em coincidência hádron+jato.

Nesta análise reporta-se o espectro de jatos de recuo em relação a uma partícula que esteja em um dado intervalo de momento transversal, chamada de partícula *trigger*. Para ser considerado como um jato de recuo, a seguinte desigualdade deve ser satisfeita:

$$\left| \Delta\varphi_{\text{jato}}^{\text{trigger}} - \pi \right| = |\varphi_{\text{trigger}} - \varphi_{\text{jato}} - \pi| < \pi/4, \quad (4.5)$$

sendo φ_{trigger} a posição azimutal da partícula *trigger*; e φ_{jato} , do jato reconstruído. Garante-se, assim, que o jato estudado esteja no quadrante oposto ao da partícula *trigger*.

Dessa forma, a tendenciosidade imposta à função de fragmentação dos pártons que originam os jatos é menor do que no caso da análise quasi-inclusiva (seção 4.3.1), uma vez que inexiste a exigência de que a partícula mais energética tenha seu momento transversal acima de um dado limiar. Mais ainda, a análise que aqui se propõe favorece jatos que tenham atravessado uma maior quantidade da matéria densa e quente formada durante a colisão, acarretando, portanto, em uma maior interação do párton com o meio, tratando-se, portanto, de excelentes pontas provas para o estudo do QGP.

Restringir o momento transversal da partícula *trigger* em um dado intervalo equivale a restringir o momento transversal dos pártons envolvidos no processo de espalhamento duro. Por consequência, o espectro de jatos de recuo não deve depender do sistema de colisão. A existência de diferenças entre os espectros observados em colisões entre íons pesados relativísticos e próton-próton pode ser devido à formação do QGP. Mais ainda, espera-se que o momento transversal do jato de recuo seja maior ou igual ao da partícula

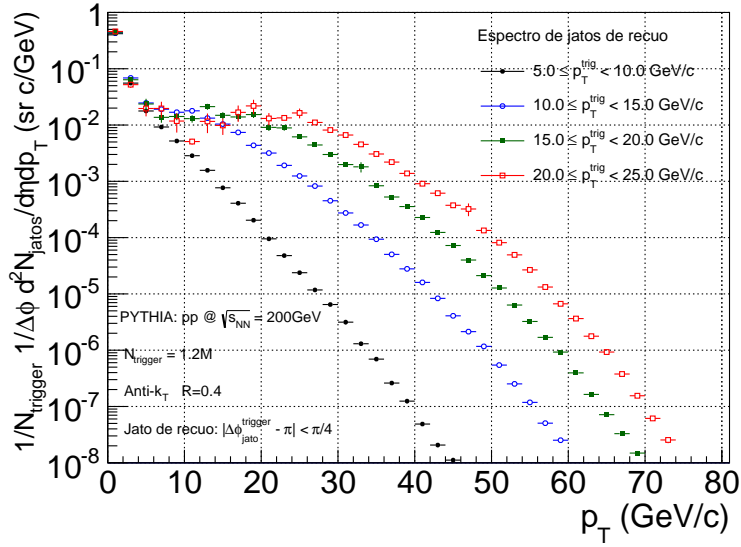
trigger.

Isso posto, um evento do *Toy Model* no caso da análise hadron+jato é gerado da seguinte maneira:

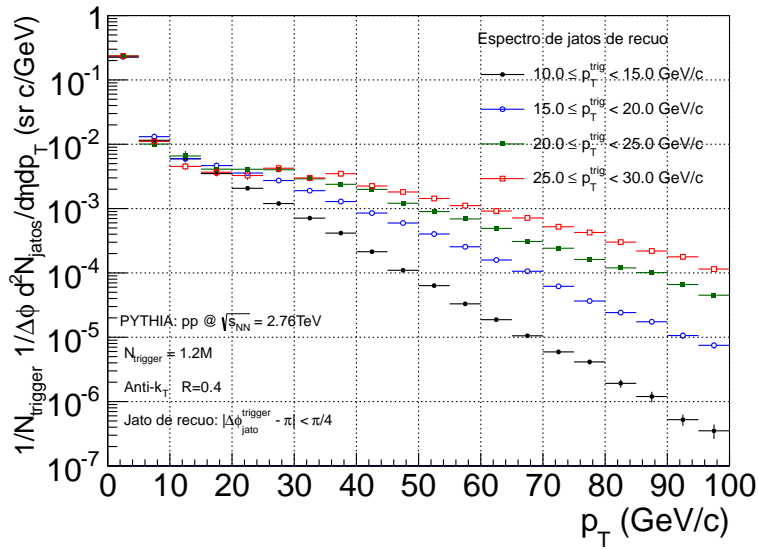
- um jato de recuo posicionado em $\eta = 0$ e $\phi = 0$ (por simplicidade) com probabilidade baseada no espectro de jatos de recuo em colisões próton-próton (figura 4.15) obtido a partir de eventos simulados pelo PYTHIA6;
- a multiplicidade do evento é completada com partículas de baixo momento transversal de acordo com o primeiro termo da equação (4.1) considerando a centralidade e a cinemática de interesse.

Conforme se observa nos gráficos da figura 4.15, em ambos os casos, quanto maior o valor de p_T^{trigger} , maior a probabilidade relativa de se observar um jato de recuo com um dado momento transversal. Observa-se também a existência de jatos de recuo cujo momento transversal é menor do que o limite inferior do intervalo de p_T^{trigger} . Isso revela a existência de jatos que não estão correlacionados ao párton que originou a partícula de *trigger*, tratando-se, portanto, de um fundo.

As figuras 4.16(a) e 4.17(a) apresentam a distribuição de partículas no quadrante oposto em relação à partícula *trigger* para diferentes escolhas de intervalo para seu momento transversal. Já as figuras 4.16(b) e 4.17(b) apresentam os jatos reconstruídos no quadrante oposto após a subtração de fundo. Como se observa nas duas últimas figuras, o lado esquerdo ($p_T^{\text{trigger}} < 0$) da distribuição de jatos de recuo é o mesmo, independentemente do intervalo de momento transversal utilizado para a partícula de *trigger*; o lado direito ($p_T^{\text{trigger}} > 0$), por sua vez, mostra uma clara dependência com o intervalo de p_T^{trigger} . A igualdade entre o lado esquerdo dos espectros que correspondem à classes de *trigger* distintas deve-se ao fato de ser uma região predominantemente populada por jatos combinatórios, ou seja, jatos que não estão associados ao espalhamento duro; já o lado direito é predominantemente po-



(a) RHIC



(b) LHC

Figura 4.15: Espectros de jatos de recuo em colisões próton-próton para algumas escolhas de p_T^{trigger} para as cinemáticas do RHIC e LHC.

pulado por jatos reais, isto é, jatos originados da fragmentação do párton envolvido no processo de espalhamento duro, cujo momento transversal é selecionado pela escolha da partícula *trigger*.

Pelas características da medida em coincidência hadron+jato, sugere-se então que neste caso seja feita uma análise diferencial em função dos intervalos de p_T^{trigger} . Adota-se um intervalo como sendo o de referência e outro do qual se extrairá a evolução do espectro de jatos recuo; toma-se então a diferença (Δ_{recuo}) entre os dois espectros, uma vez que o espectro de referência serve como base para remover jatos combinatórios;

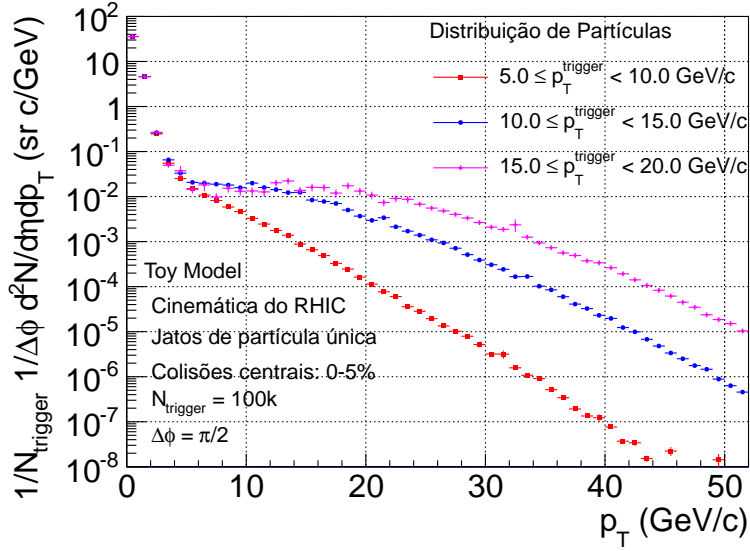
Define-se a grandeza Δ_{recuo} como sendo:

$$\begin{aligned} \Delta_{\text{recuo}} &= \frac{1}{N_{\text{trigger}}^{\text{sinal}}} \frac{dN_{\text{jatos}}}{dp_T} \left(p_T^{\text{trig},1} \leq p_T < p_T^{\text{trig},2} \right) - \\ &\quad \alpha \frac{1}{N_{\text{trigger}}^{\text{referência}}} \frac{dN_{\text{jatos}}}{dp_T} \left(p_T^{\text{trig},3} \leq p_T < p_T^{\text{trig},4} \right) \\ &= \frac{d\Delta N_{\text{jatos}}}{dp_T}, \end{aligned} \tag{4.6}$$

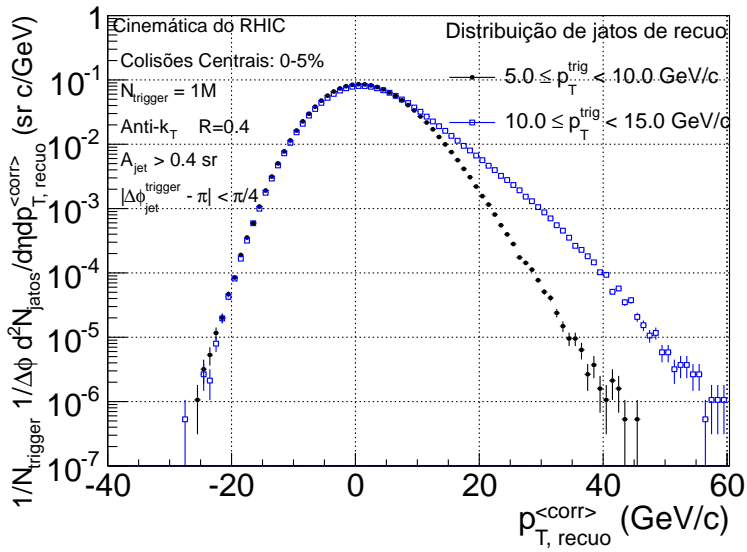
sendo α um fator de escala a ser determinado de maneira que o lado esquerdo do espectro de referência se iguale ao do espectro analisado.

Por fim, o espectro resultante é submetido ao processo de deconvolução Bayesiana iterativa, como descrito na seção 3.1, em que se utiliza a distribuição de δp_T apresentada na seção 4.2 como função de resolução e a distribuição *a priori* utilizada é a diferença entre os espectros de jatos de recuo em colisões próton-próton para os mesmos intervalos de p_T^{trigger} analisados.

Para a análise da cinemática do RHIC, utiliza-se como distribuição de referência os espectros de jatos de recuo para partículas de *trigger* tais que $5.0 \leq p_T^{\text{trigger}} < 10 \text{GeV}/c$ e se analisa a evolução do espectro de jatos de recuo considerando como partículas *trigger* aquelas com $10 \leq p_T^{\text{trigger}} < 15 \text{GeV}/c$. Já para o caso do LHC, para o espectro de referência utiliza-se partículas *trigger* no intervalo $10 \leq p_T^{\text{trigger}} < 15 \text{GeV}/c$ e se analisa a evolução do

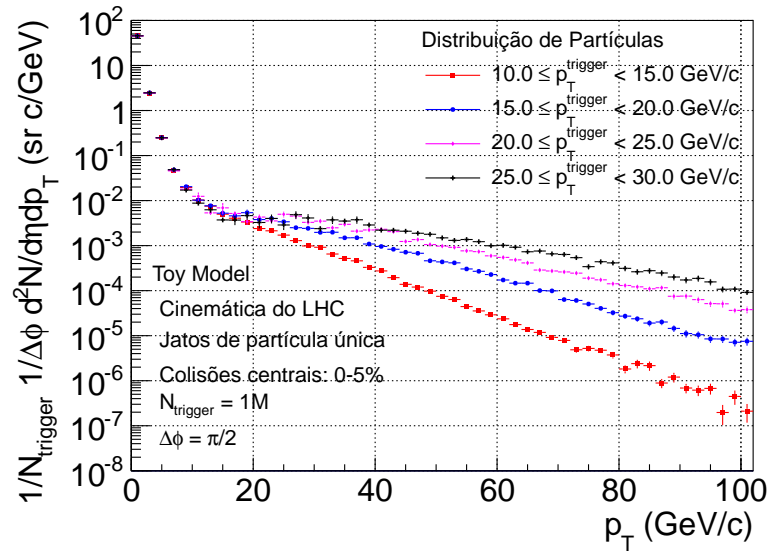


(a) Distribuição de partículas

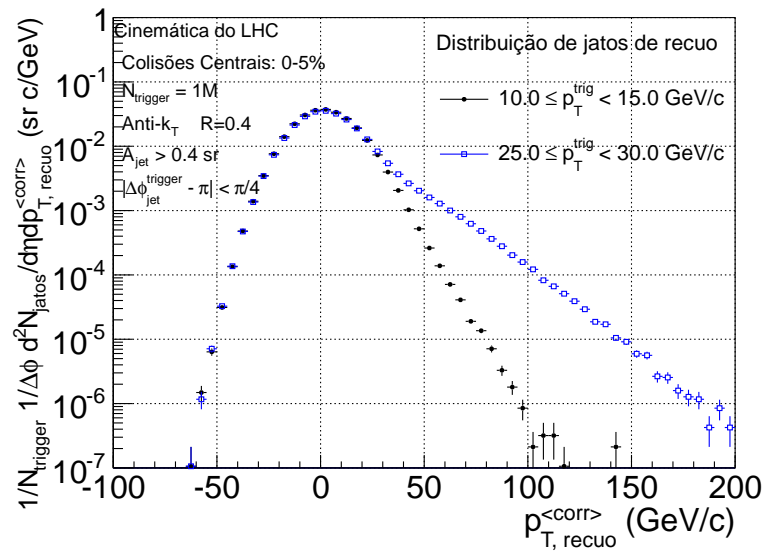


(b) Distribuição dos jatos de recuo

Figura 4.16: Distribuições do *Toy Model* para análise hadron+jato para a cinemática do RHIC.



(a) Distribuição de partículas



(b) Distribuição dos jatos de recuo

Figura 4.17: Distribuições do *Toy Model* para análise hadron+jato para a cinemática do LHC.

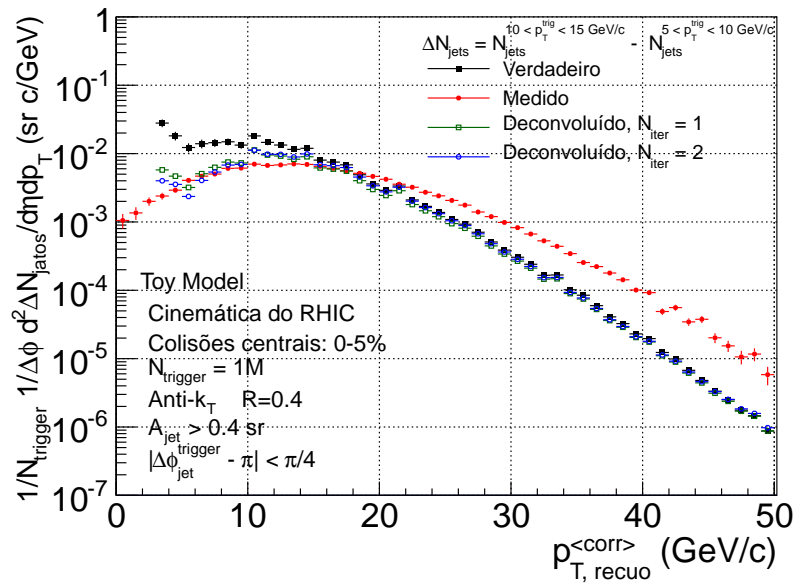
espectro de jatos de recuo para partículas *trigger* no intervalo $25 \leq p_T^{\text{trigger}} < 30 \text{ GeV}/c$.

As figuras 4.18(a) e 4.19(a) mostram o espectro verdadeiro (Δ_{recuo} para colisões próton-próton), o espectro medido (Δ_{recuo} para colisões entre íons pesados relativísticos, no *Toy Model*) e o resultado da deconvolução para as duas primeiras iterações, para as cinemáticas do RHIC e do LHC, respectivamente. Enquanto que as figuras 4.18(b) e 4.19(b), as razões entre os espectros deconvoluído e verdadeiro.

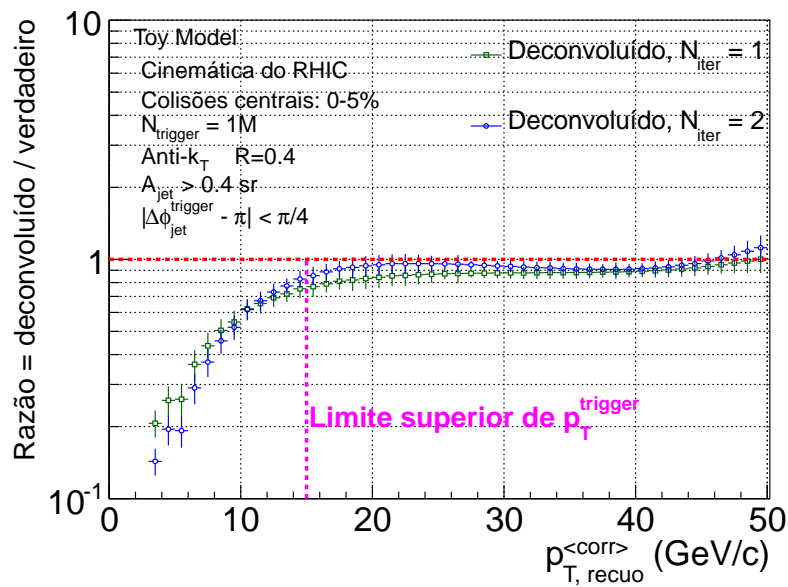
No caso da cinemática do RHIC, a figura 4.18(a) revela que as correções decorrentes do processo de deconvolução devem ser, no máximo, da ordem de um fator 10, ao se comparar o valor da distribuição verdadeira com o valor da distribuição medida para $p_{T, \text{recuo}}^{\langle \text{corr} \rangle} \sim 40 \text{ GeV}/c$. Já para a cinemática do LHC, a figura 4.19(a) revela que as correções devem ser, no máximo, um fator 5, se comparados os espectros verdadeiro e medido para $p_{T, \text{recuo}}^{\langle \text{corr} \rangle} \sim 120 \text{ GeV}/c$.

Para ambas as cinemáticas, as figuras 4.18(b) e 4.19(b) mostram que o espectro deconvoluído é muito menor do que o verdadeiro até o limite superior do intervalo de p_T^{trigger} , a partir do qual, rapidamente, atinge-se a estabilidade. Esse comportamento deve-se tanto ao processo de subtração aplicado aos espectros quanto à exigência de que o jato de recuo esteja associado a uma partícula *trigger*.

As figuras 4.20 e 4.21 mostram as matrizes de correlação para as duas primeiras iterações do processo de deconvolução e sua evolução para as cinemáticas do RHIC e LHC, respectivamente. Conforme se observa, no caso da cinemática do RHIC, há uma forte anti-correlação para $12 < p_T^{\text{deconvoluído}} < 40 \text{ GeV}/c$; enquanto que para a do LHC, para $42 < p_T^{\text{deconvoluído}} < 120 \text{ GeV}/c$. Essa anti-correlação explica o comportamento observado na razão entre o espectro deconvoluído e o verdadeiro, para a segunda iteração, onde há a formação de uma corcova logo após o limite superior de p_T^{trigger} associada a uma redução abaixo deste valor.

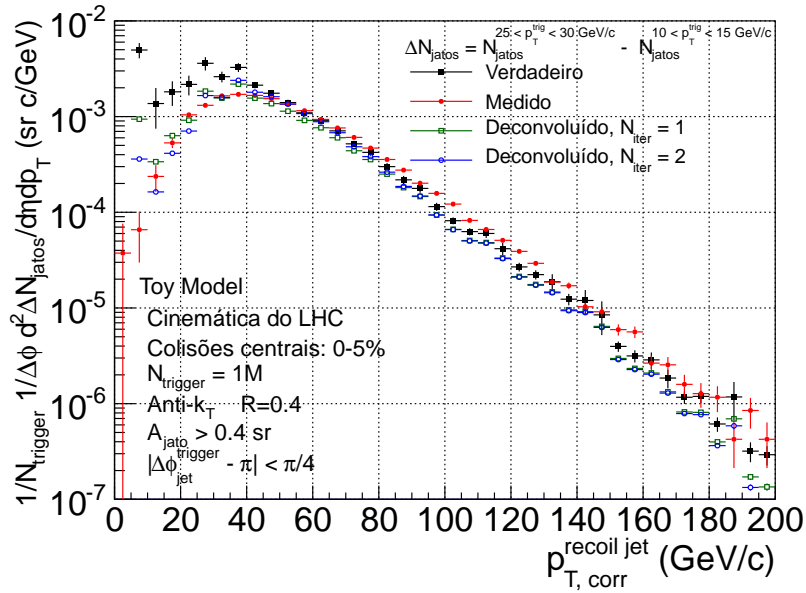


(a) Distribuições: verdadeira, medida e deconvoluídas

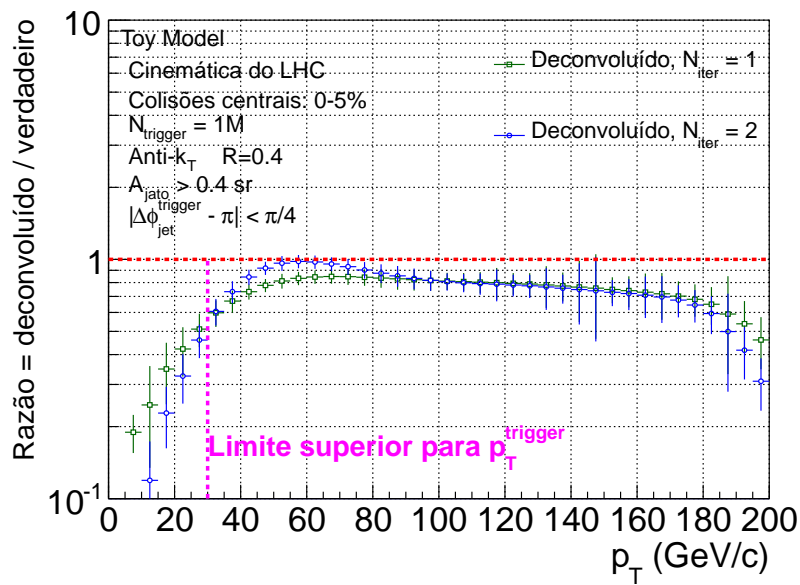


(b) Razão = deconvoluído/verdadeiro

Figura 4.18: Resultados da deconvolução para análise hadron+jato no caso da cinemática do RHIC.



(a) Distribuições: verdadeira, medida e deconvoluídas

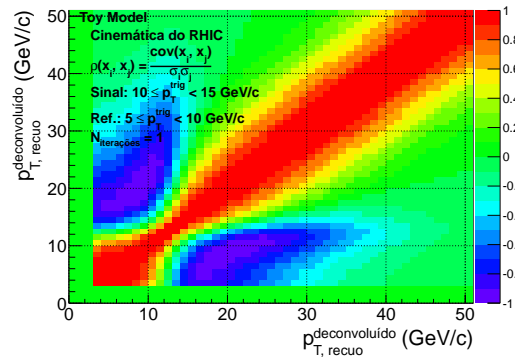


(b) Razão = deconvoluido/verdadeiro

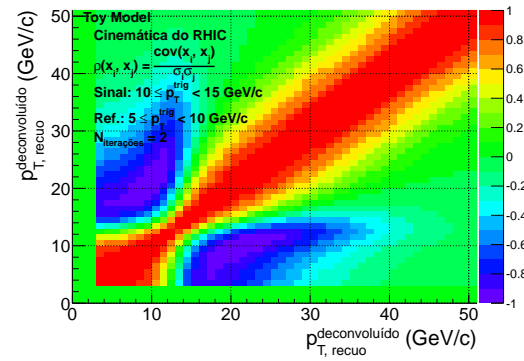
Figura 4.19: Resultados da deconvolução para análise hadron+jato no caso da cinemática do LHC.

Devido ao comportamento acima exposto, e levando em consideração ser praticamente estável a evolução da matriz de correlação da primeira para a segunda iteração, figuras 4.20(c) (RHIC) e 4.21(c) (LHC), pode-se dizer que o resultado da deconvolução da primeira iteração é satisfatório.

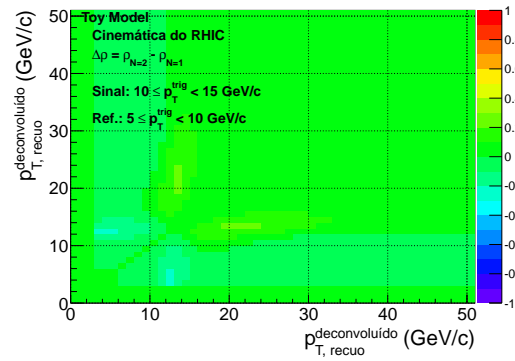
Tem-se, portanto, um segundo método para o estudo de jatos em colisões entre íons pesados relativísticos que se mostra eficiente em um grande intervalo de cinemático. Em contraposição ao método apresentado na seção 4.3.1, o aqui exposto é isento de qualquer tendenciosidade na função de fragmentação dos jatos estudados. Por outro lado, o método aqui apresentado tem como objeto de estudo a evolução do espectro de jatos de recuo em colisões entre íons pesados relativísticos em função do intervalo de p_T^{trigger} .



(a) $N_{\text{iter}} = 1$



(b) $N_{\text{iter}} = 2$



(c) $\Delta\rho = \rho_2 - \rho_1$

Figura 4.20: Matrizes de correlação e sua evolução para a análise hadron+jato no caso da cinemática do RHIC.

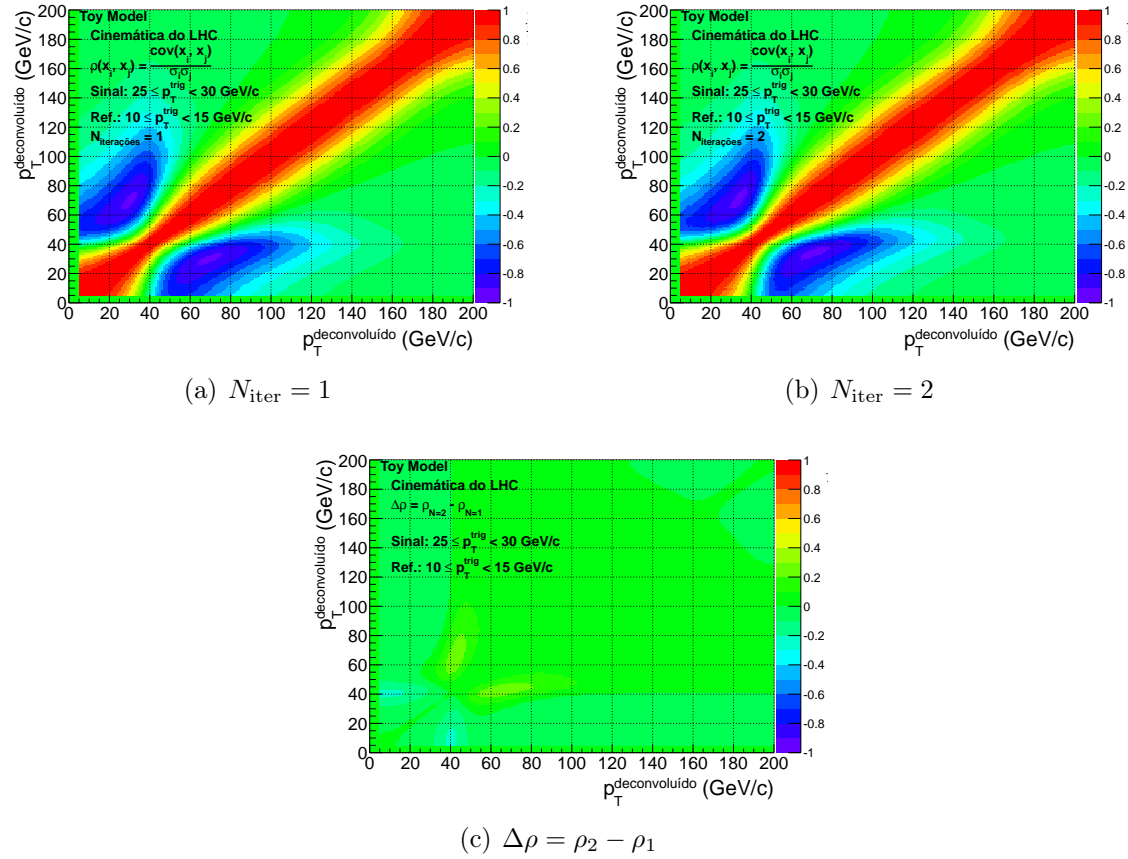


Figura 4.21: Matrizes de correlação e sua evolução para a análise hadron+jet no caso da cinemática do LHC.

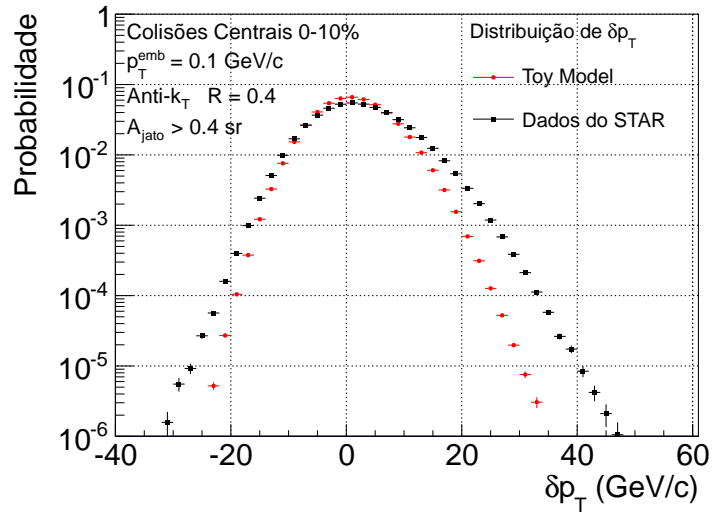
4.4 Validação do *Toy Model* com dados experimentais

Apresentam-se nesta seção comparações entre os eventos do *Toy Model* e dados experimentais para ambas as cinemáticas em estudo, RHIC e LHC, no que diz respeito às flutuações na reconstrução de jatos. No caso da cinemática do RHIC a comparação é feita em relação aos dados obtidos pela Colaboração STAR em colisões $Au + Au$ de centralidade $0 - 5\%$ com energia no centro de massa de $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ e a reconstrução de jatos realizadas com partículas neutras e carregadas; no caso da cinemática do LHC, dados obtidos pela Colaboração ALICE em colisões $Pb + Pb$ de centralidade $0 - 10\%$ com energia no centro de massa de $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{TeV}$, e jatos reconstruídos com partículas carregadas apenas.

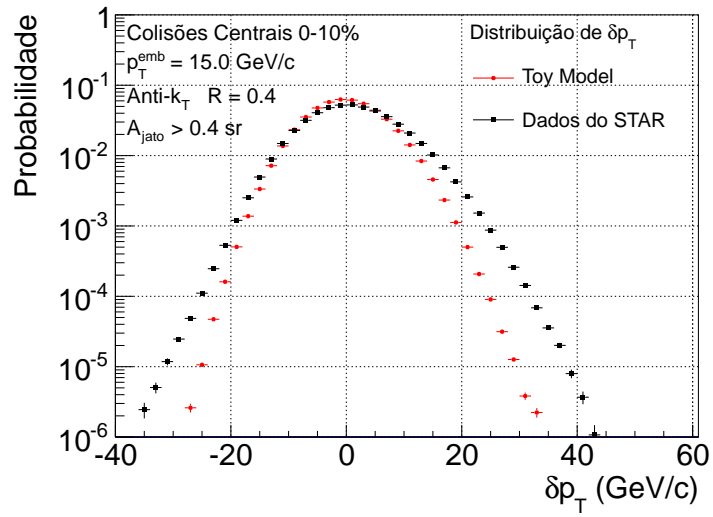
A figura 4.22 mostra a comparação, no caso da cinemática do RHIC, para *embedding* realizado com $p_T^{\text{emb}} = 0.1\text{GeV}/c$ (gráfico (a)) e $p_T^{\text{emb}} = 15.0\text{GeV}/c$ (gráfico (b)) utilizando dados da Colaboração STAR e eventos do *Toy Model*. A figura 4.23 mostra a comparação para a cinemática do LHC, utilizando dados da Colaboração ALICE [13]⁵ com $30 \leq p_T^{\text{emb}} < 100\text{GeV}/c$ e eventos do *Toy Model* com $p_T^{\text{emb}} = 15.0\text{GeV}/c$.

Observa-se que, no caso da cinemática do RHIC, há um acordo satisfatório no que diz respeito à escala de energia das flutuações da reconstrução. Já para o caso da cinemática do LHC tem-se uma melhor concordância entre os dados da Colaboração ALICE e os eventos do modelo.

⁵Os pontos experimentais foram obtidos em <http://hepdata.cedar.ac.uk/View/9332260>



(a) $p_T^{\text{emb}} = 0.1 \text{ GeV}/c$.



(b) $p_T^{\text{emb}} = 15.0 \text{ GeV}/c$.

Figura 4.22: Comparação da distribuição de δp_T entre eventos do *Toy Model* e dados da Colaboração STAR. Cinemática do RHIC.

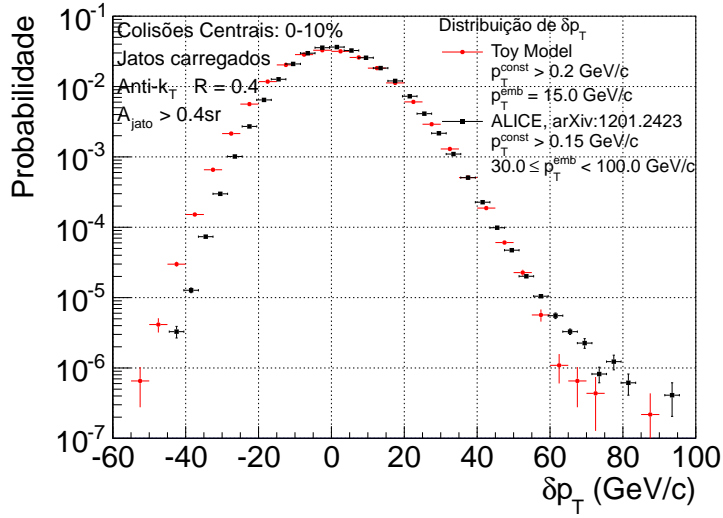


Figura 4.23: Comparação da distribuição de δp_T entre eventos do *Toy Model* e dados da Colaboração ALICE. Cinemática do LHC.

Importante frisar que, apesar da semelhança qualitativa entre os dados reais e os eventos do *Toy Model*, em hipótese alguma o gerador de eventos proposto deve ser utilizado a fim de se extrair quaisquer conclusões a respeito da seção de choque de produção de jatos em colisões entre íons pesados relativísticos nem sobre efeitos de *jet quenching*, mas tão-somente como um ambiente controlado, cujas principais características da fenomenologia de colisões entre íons pesados relativísticos são incluídas, e que é utilizado para o estudo da viabilidade de um método capaz de obter o espectro esperado de jatos em colisões entre íons pesados relativísticos. Por esta razão é que se torna importante a validação do *Toy Model* pela comparação com dados experimentais tendo por base uma das principais características da reconstrução de jatos em íons pesados relativísticos: a medida das flutuações.

* * *

Capítulo 5

Resultados experimentais

Neste capítulo são apresentados os resultados obtidos em decorrência da aplicação dos métodos propostos. A seção 5.1 apresenta resultados do trabalho, desenvolvido no âmbito deste projeto de doutorado, com dados coletados pela Colaboração STAR. A seção 5.2 apresenta os resultados obtidos por análises desenvolvidas pela Colaboração ALICE e que não são parte deste trabalho, mas se valem dos observáveis propostos.

5.1 STAR

O método apresentado nas seções 4.3.1 e 4.3.2 foi empregado em dados, medidos pela colaboração STAR em 2007, de colisões $Au + Au$ com energia no centro de massa tal que $\sqrt{s_{NN}} = 200 GeV$ e centralidade 0–5% realizadas no acelerador RHIC.

Para a análise quasi-inclusiva utilizaram-se dados coletados em colisões *minimum bias* (3.49M eventos), ou seja, sem qualquer exigência em relação às características do evento para que seja armazenado. Já para a análise hadron+jato, utilizaram-se dados de colisões *high tower trigger* (291k even-

tos), situação em que o evento deve satisfazer alguma(s) condição(ões) a fim de que seja armazenado.

Os jatos foram reconstruídos a partir de partículas carregadas cujas trajetórias são reconstruídas pelo *Time Projection Chamber* (TPC) [39] e de partículas neutras cuja energia é detectada pelo *Eletromagnetic Calorimeter* (BEMC) [40]. Ambos os detectores têm cobertura azimutal total (2π) e em pseudo-rapidez tal que $|\eta| < 1.0$. Graças ao TPC consegue-se reconstruir trajetórias tais que $p_T > 200 MeV/c$.

A reconstrução de jatos é feita utilizando os algoritmos k_T , para determinação do fundo, e Anti- k_T , para determinação do sinal, implementados no pacote FASTJET [24, 25, 27]. Em ambos os casos utiliza-se como parâmetro de resolução $R = \{0.2, 0.4\}$ e esquema de recombinação de energia.

5.1.1 Medida das flutuações da reconstrução

Procedeu-se à medida das flutuações no momento transversal dos jatos reconstruídos. As figuras 5.1 e 5.2 apresentam, respectivamente para $R = 0.2$ e $R = 0.4$, a dependência entre as flutuações do momento transversal reconstruído e a área do jato.

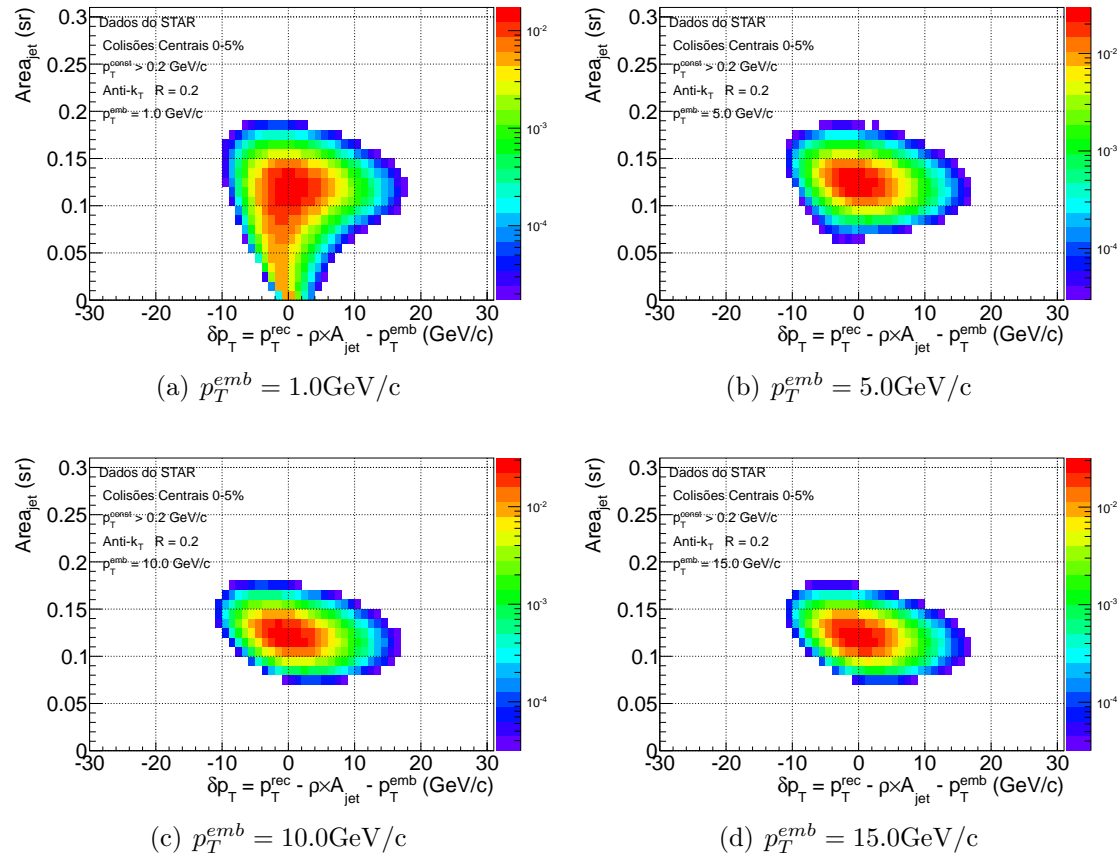


Figura 5.1: Dependência entre δp_T e A_{jato} para jatos reconstruídos com $R = 0.2$. Dados da Colaboração STAR.

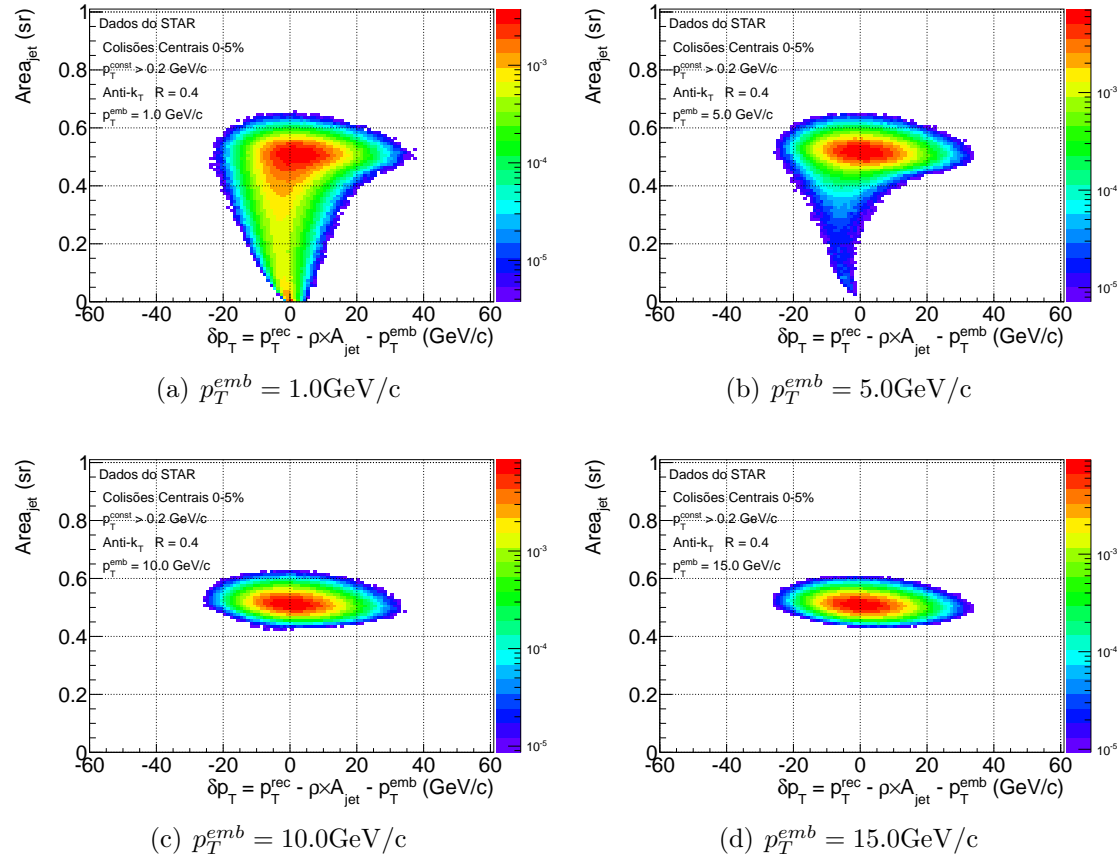


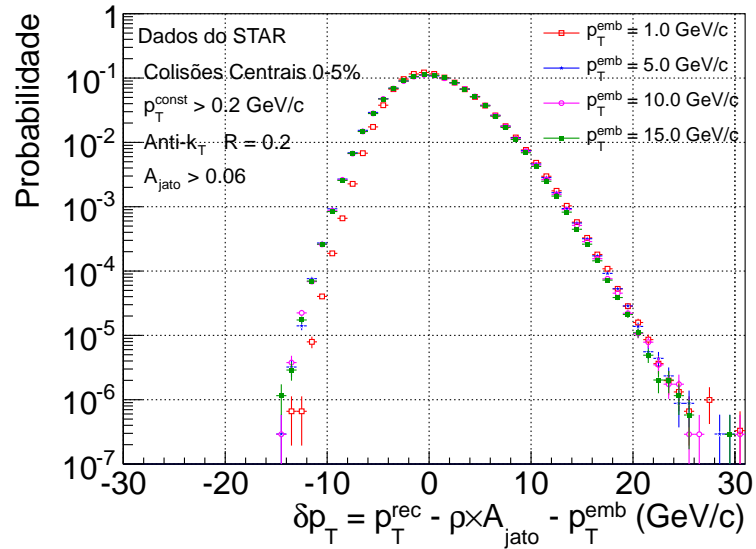
Figura 5.2: Dependência entre δp_T e A_{jato} para jatos reconstruídos com $R = 0.4$. Dados da Colaboração STAR.

O estudo com eventos do *Toy Model* revelou que, para jatos reconstruídos com $R = 0.4$, um corte tal que $A_{\text{jato}} > 0.4sr$ suprime jatos de origem combinatória. Para o caso de $R = 0.2$, em face dos resultados apresentados na figura 5.1, este corte deve ser tal que $A_{\text{jato}} > 0.06sr$. Nota-se que para $R = 0.4$ (figura 5.2) o corte determinado anteriormente prevalece, indicando, portanto, que se trata de uma característica intrínseca dos jatos reconstruídos com tal parâmetro de resolução. Esse resultado contribui para a validação do modelo empregado.

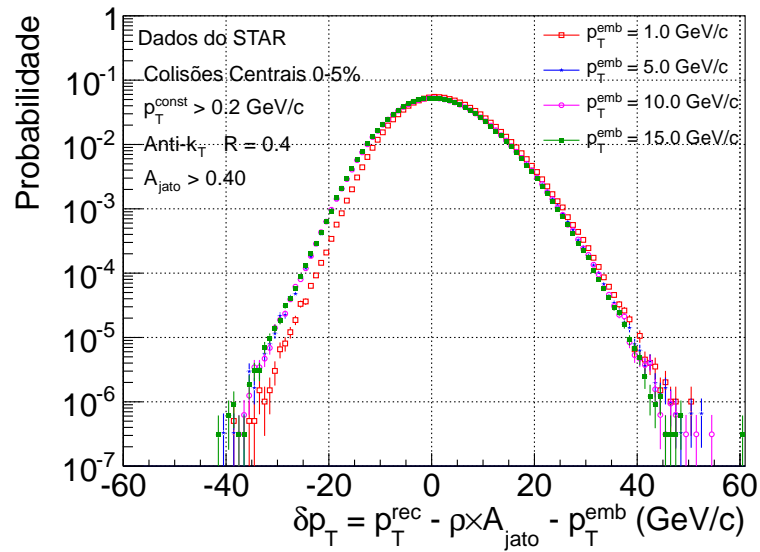
Importante salientar que os resultados para $R = 0.4$ (figura 5.2) apresentam o mesmo comportamento observado em eventos do *Toy Model* (figura 4.2) para o mesmo parâmetro de resolução, especialmente no que se refere à mudança, para $p_{\text{T}}^{\text{emb}} = 5.0GeV/c$, da dependência entre A_{jato} e δp_{T} .

Os gráficos da figura 5.3 mostram as distribuições de δp_{T} quando se aplicam os cortes supramencionados aos jatos estudados ((a) $R = 0.2$ e (b) $R = 0.4$). Observa-se que, em ambos os casos, as distribuições são assimétricas, qualquer que seja o valor escolhido para $p_{\text{T}}^{\text{emb}}$, sendo a assimetria do lado direito das distribuições ($\delta p_{\text{T}} > 0$) mais pronunciada para o caso em que $R = 0.2$.

Estas são as distribuições utilizadas para a determinação da matriz de resolução a ser empregada na deconvolução do espectro de jatos reconstruídos a partir dos dados da Colaboração STAR.



(a) $R = 0.2$ e $A_{jato} > 0.06sr$



(b) $R = 0.4$ e $A_{jato} > 0.4sr$

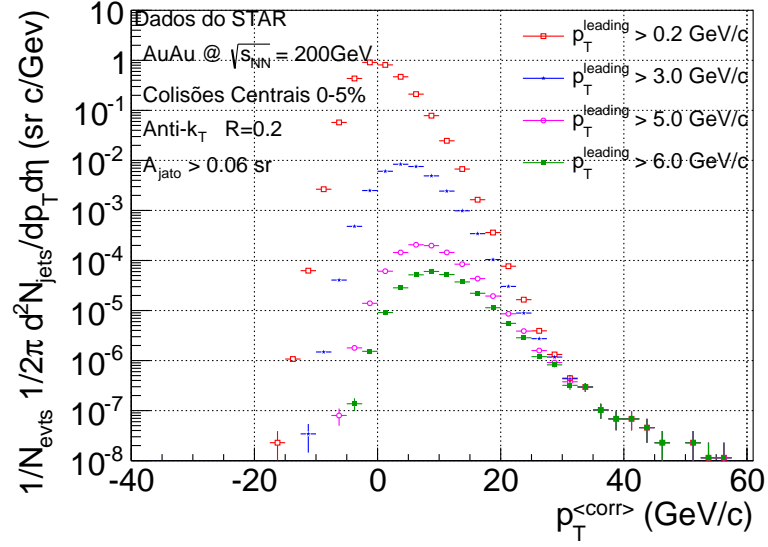
Figura 5.3: Distribuições de δp_T para os dados da Colaboração STAR.

5.1.2 Análise quasi-inclusiva

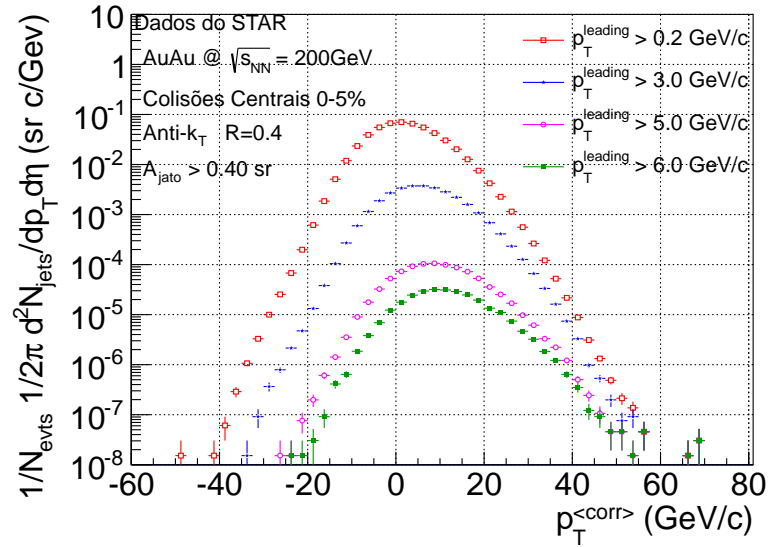
A figura 5.4 apresenta o resultado da reconstrução de jatos para $R = 0.2$ (a) e $R = 0.4$ (b) para diferentes escolhas de corte em p_T^{leading} . Nota-se que, para ambos os parâmetros de resolução, quanto maior for o valor de corte em p_T^{leading} , mais se suprime o lado esquerdo da distribuição de $p_T^{(\text{corr})}$ em relação à supressão do lado direito. No caso particular de $R = 0.2$ observa-se que para $p_T^{(\text{corr})} \gtrsim 30\text{GeV}/c$ pouco se altera o lado direito da distribuição.

Tomando por base as conclusões obtidas na seção 4.3.1, a fim de reduzir a população de jatos combinatórios, aplica-se um corte tal que $p_T^{\text{leading}} > 5.0\text{GeV}/c$ e submete-se o espectro destes jatos ao processo de deconvolução apresentado na seção 3.1.

A figura 5.5 apresenta os espectros medido e deconvoluido para: $R = 0.2$, gráfico (a), e $R = 0.4$, gráfico (b). No apêndice A.1 são discutidos os critérios utilizados para a obtenção dos resultados aqui apresentados.

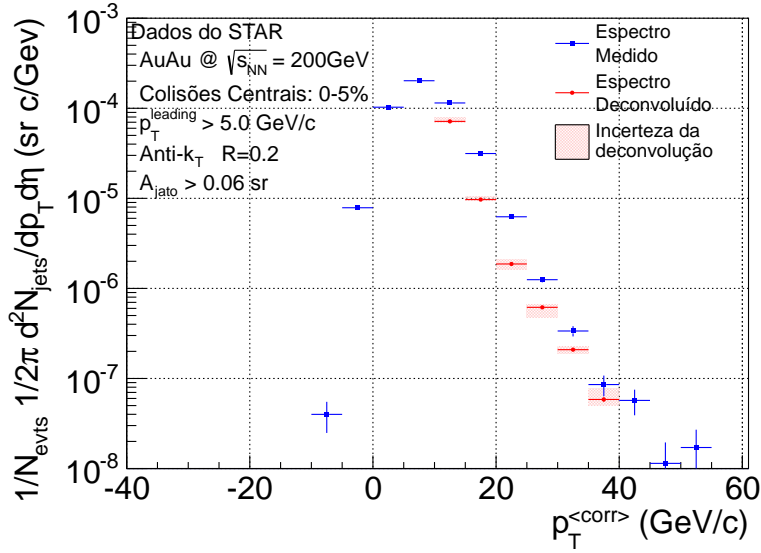


(a) $R = 0.2$ e $A_{jato} > 0.06 sr$

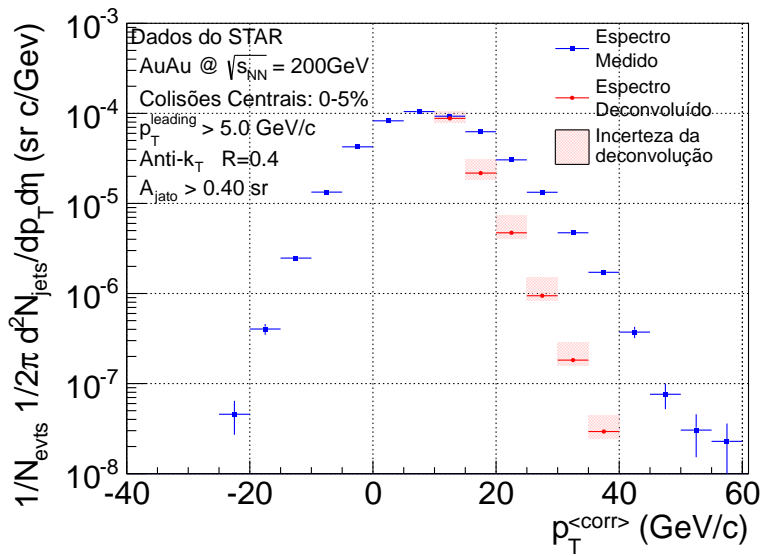


(b) $R = 0.4$ e $A_{jato} > 0.4 sr$

Figura 5.4: Distribuições de $p_T^{(corr)}$ para alguns valores de corte em $p_T^{leading}$, para a análise quasi-inclusiva de jatos reconstruídos com dados da Colaboração STAR.



(a) $R = 0.2$ e $A_{\text{jato}} > 0.06 \text{ sr}$



(b) $R = 0.4$ e $A_{\text{jato}} > 0.4 \text{ sr}$

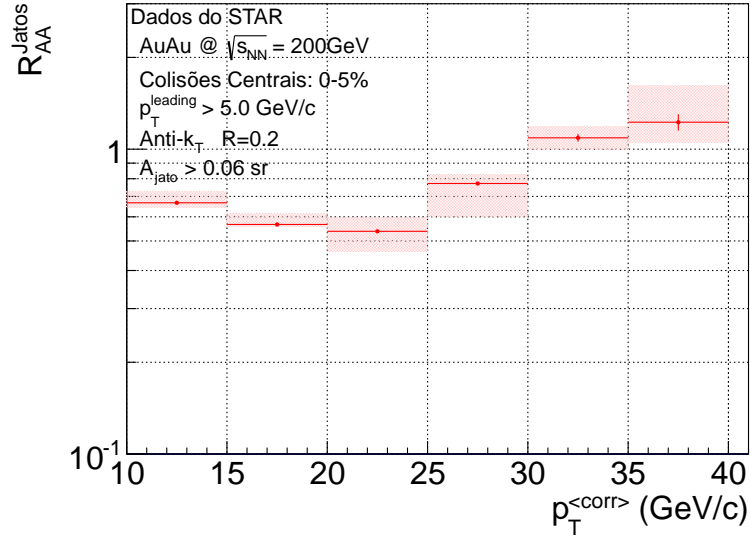
Figura 5.5: Espectros de jatos medido e deconvoluido, utilizando dados da Colaboração STAR, para $p_T^{\text{leading}} > 5.0 \text{ GeV}/c$.

A fim de comparar a produção de jatos em colisões entre íons pesados relativísticos e colisões próton-próton, analisa-se o comportamento da razão entre o número de jatos produzidos nas referidas colisões. Define-se então a grandeza R_{AA}^{jatos} como:

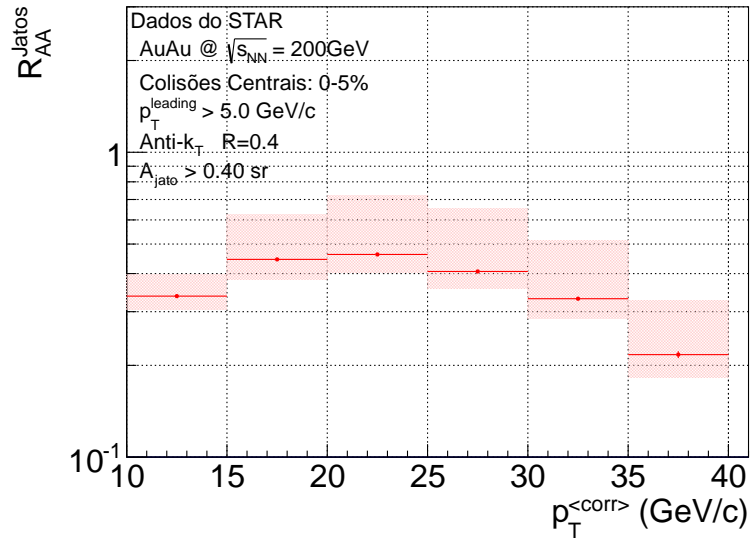
$$R_{AA}^{\text{jatos}} = \frac{1}{\langle T_{AA} \rangle} \frac{1/N_{\text{eventos}} d^2 N_{\text{jatos}}^{\text{AA}}/dp_T d\eta}{d^2 \sigma_{\text{jatos}}^{\text{pp}}/dp_T d\eta}, \quad (5.1)$$

sendo $\langle T_{AA} \rangle$ [33] a razão entre o número médio de colisões binárias, para uma dada centralidade, e a seção de choque de colisões próton-próton; e o denominador, o espectro de jatos reconstruído em colisões próton-próton a partir de eventos gerados pelo PYTHIA6. Se $R_{AA}^{\text{jatos}} < 1$ tem-se o caso da supressão da produção de jatos em colisões entre íons pesados relativísticos; por outro lado, se $R_{AA}^{\text{jatos}} > 1$, seu favorecimento.

A figura 5.6 mostra os resultados obtidos de R_{AA}^{jatos} para $R = 0.2$ (gráfico (a)) e $R = 0.4$ (gráfico (b)). Nota-se que em ambos os casos há uma supressão na produção de jatos em colisões entre íons pesados relativísticos, embora seu comportamento seja distinto para os parâmetros de resolução estudados. Em particular, observa-se que para jatos reconstruídos com $R = 0.2$ a supressão é menor do que no caso em que $R = 0.4$. Mais ainda, para o primeiro caso nota-se que R_{AA}^{jatos} tende à unidade para valores mais altos de $p_T^{(\text{corr})}$; enquanto que para $R = 0.4$ a supressão mostra-se mais acentuada para jatos de alto $p_T^{(\text{corr})}$.



(a) $R = 0.2$ e $A_{\text{jato}} > 0.06\text{sr}$



(b) $R = 0.4$ e $A_{\text{jato}} > 0.4\text{sr}$

Figura 5.6: Valores de R_{AA} de jatos em função de $p_T^{(\text{corr})}$ para o estudo quasi-inclusivo de jatos utilizando dados da Colaboração STAR.

5.1.3 Análise em coincidência: hadron+jato

Como discutido anteriormente no Capítulo 4, seção 4.3.2, a exigência de que a partícula mais energética do jato esteja acima de um dado limiar acarreta em uma tendenciosidade na função de fragmentação dos jatos observados. A fim de contornar este problema, estuda-se os jatos de recuo que estão associados a uma partícula *trigger*.

Para a realização da análise em coincidência, utilizaram-se dados adquiridos em modo *high tower trigger* [41]. Nesta condição, apenas eventos em que haja ao menos uma torre do calorímetro acima de um dado limiar são armazenados. A figura 5.7 apresenta o espectro de p_T^{trigger} das torres mais energéticas, que satisfazem a condição de *trigger* do calorímetro. Valores de $p_T^{\text{trigger}} < 5.0 \text{ GeV}/c$ tratam-se de sinais espúrios (ou falsos *trigger*), enquanto que os eventos de interesse ocorrem para $p_T^{\text{trigger}} > 5.0 \text{ GeV}/c$.

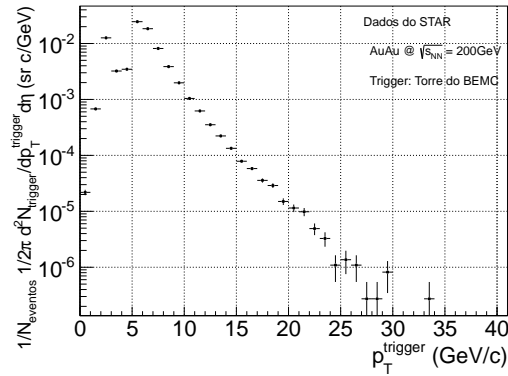
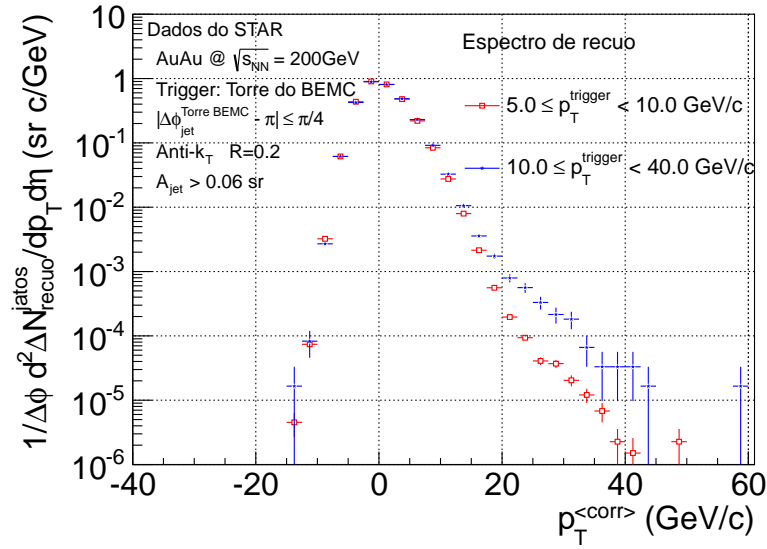
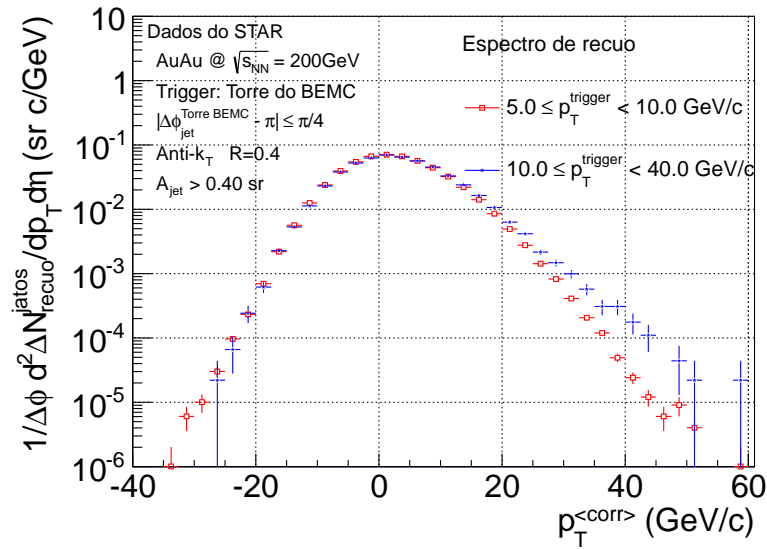


Figura 5.7: Distribuição de p_T^{trigger} das torres mais energéticas do BEMC obtida em eventos *high tower trigger*.

Os espectros de jatos de recuo, para diferentes escolhas de intervalo de momento transversal para a partícula *trigger*, são apresentados na figura 5.8 para: $R = 0.2$ (gráfico (a)) e $R = 0.4$ (gráfico (b)). Nota-se em ambos os casos que o aumento do lado direito da distribuição de jatos de recuo está diretamente associado ao aumento de p_T^{trigger} . O lado esquerdo, por sua vez, permanece inalterado.



(a) $R = 0.2$ e $A_{\text{jato}} > 0.06 \text{sr}$



(b) $R = 0.4$ e $A_{\text{jato}} > 0.4 \text{sr}$

Figura 5.8: Espectros de jatos de recuo reconstruídos com dados da Colaboração STAR, para diferentes escolhas de p_T^{trigger} .

Escolhe-se então como espectro de referência aquele cujos jatos de recuo correspondam a partículas *trigger* tais que $5.0 \leq p_T^{\text{trigger}} < 10.0 \text{ GeV}/c$; e como espectro de sinal, aquele cujas partículas *trigger* satisfaçam $10.0 \leq p_T^{\text{trigger}} < 40 \text{ GeV}/c$ ¹.

Realiza-se a análise conforme descrita na seção 4.3.2. A figura 5.9 apresenta os resultados obtidos para a diferença (Δ_{recuo}) entre os espectros mencionados, bem como o resultado de sua deconvolução para: $R = 0.2$ (gráfico (a)) e $R = 0.4$ (gráfico (b)). No apêndice A.2 são discutidos os critérios utilizados para a obtenção dos resultados aqui apresentados.

Assim como na análise quasi-inclusiva (seção 5.1.2), é interessante comparar o espectro de jatos de recuo produzidos em colisões entre íons pesados relativísticos e aqueles produzidos em colisões próton-próton. Neste caso a grandeza estudada é:

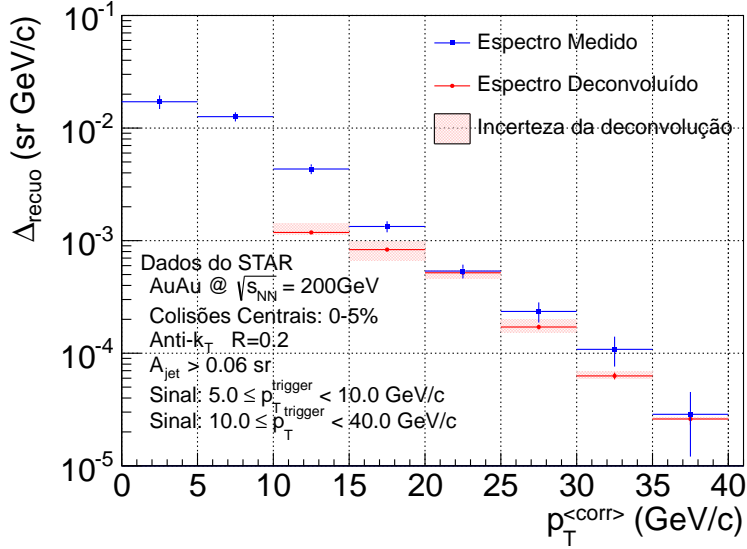
$$\Delta I_{AA}^{\text{pp}} = \frac{\Delta_{\text{recuo}}^{\text{AA}}}{\Delta_{\text{recuo}}^{\text{pp}}}. \quad (5.2)$$

Qualitativamente essa grandeza assemelha-se à R_{AA}^{jatos} (equação (5.1)). Contudo não se leva em consideração o número médio de colisões binárias, uma vez que o jato de recuo está correlacionado a um único processo de espalhamento duro. Para o espectro de jatos de recuo em colisões próton-próton utilizou-se o obtido em simulações realizadas com o gerador de eventos PYTHIA6. Os resultados são apresentados na figura 5.10 para: $R = 0.2$ (gráfico (a)) e $R = 0.4$ (gráfico (b)).

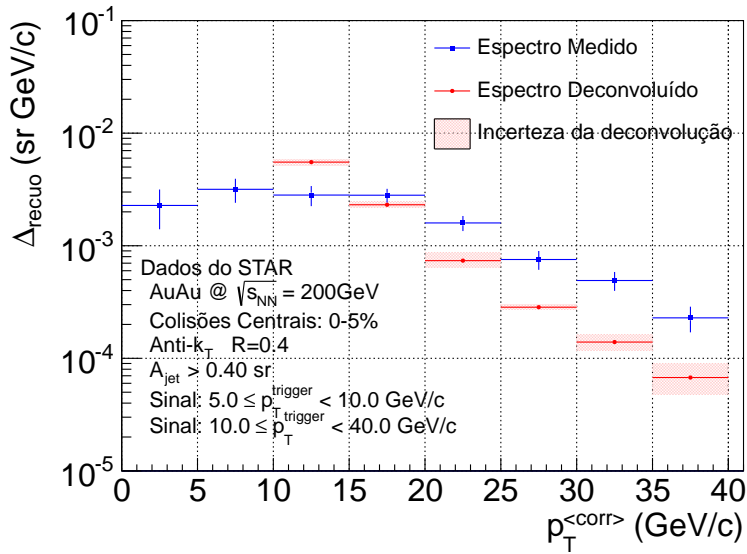
A exemplo do que se observa na análise quasi-inclusiva, para ambos os parâmetros de resolução utilizados há supressão de jatos em colisões entre íons pesados relativísticos. No caso de jatos reconstruídos com parâmetro de resolução $R = 0.2$, nota-se que quanto maior o momento transversal, menor a supressão; já para jatos reconstruídos com $R = 0.4$, jatos com baixo ($10 \lesssim p_T^{(\text{corr})} \lesssim 20 \text{ GeV}/c$) e alto ($30 \lesssim p_T^{(\text{corr})} \lesssim 40 \text{ GeV}/c$) momentos transversais são menos suprimidos do que jatos cujo momento transversal seja tal que

¹A distribuição apresentada na figura 5.7 não tem contribuição para $p_T^{\text{trigger}} > 35.0 \text{ GeV}/c$.

$$20 \lesssim p_T^{(\text{corr})} \lesssim 30 \text{ GeV}/c.$$

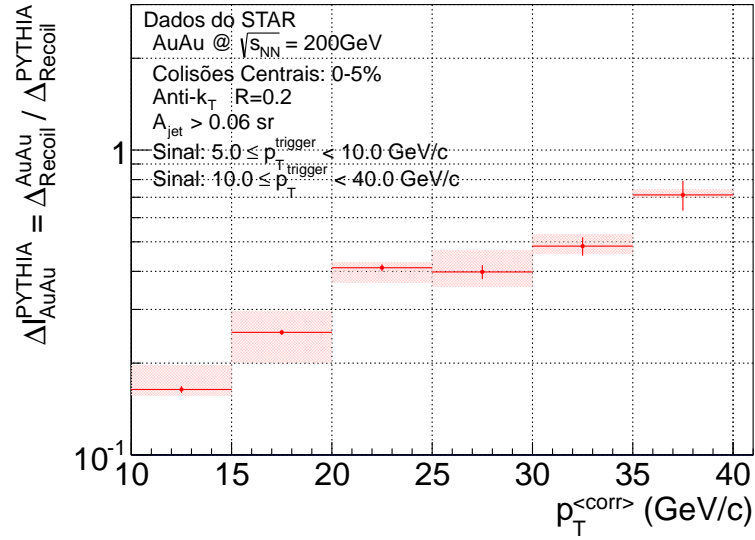


(a) $R = 0.2$ e $A_{\text{jato}} > 0.06 \text{ sr}$

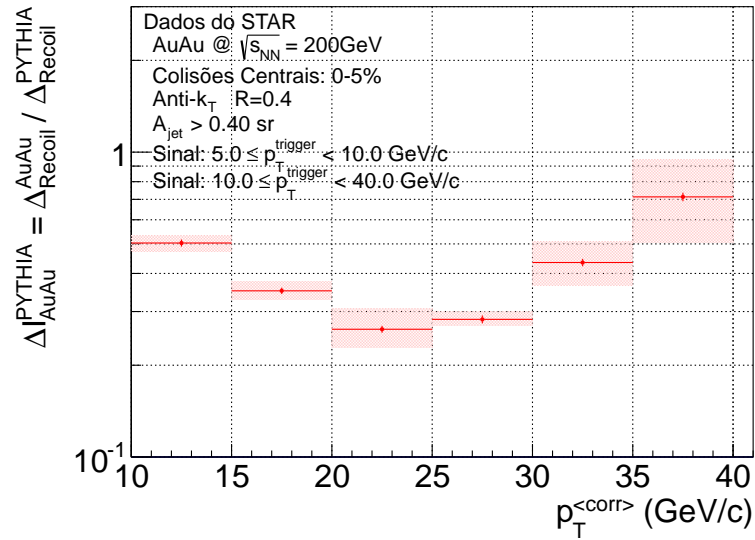


(b) $R = 0.4$ e $A_{\text{jato}} > 0.4 \text{ sr}$

Figura 5.9: Espectros de Δ_{reco} medido (expressão (4.6)) e deconvoluido em função de $p_T^{(\text{corr})}$ para dados da Colaboração STAR.



(a) $R = 0.2$ e $A_{jato} > 0.06sr$



(b) $R = 0.4$ e $A_{jato} > 0.4sr$

Figura 5.10: Valores de $\Delta_{AuAu}^{PYTHIA} = \Delta_{Recoil}^{AuAu} / \Delta_{Recoil}^{PYTHIA}$ em função de $p_T^{(corr)}$ para dados da Colaboração STAR.

5.2 ALICE

Nesta seção são mostrados os resultados obtidos pela Colaboração ALICE e que foram apresentados recentemente na conferência *Quark Matter 2012*².

A importância da apresentação destes resultados nesta tese reside no fato de se tratar de uma aplicação direta dos métodos propostos neste projeto de doutorado. Contudo, a análise aqui apresentada não foi desenvolvida no âmbito deste projeto. Mostra-se, desta forma, a contribuição ao meio científico resultante deste trabalho.

Na análise da Colaboração ALICE, diferentemente do trabalho com os dados da Colaboração STAR, estudam-se jatos carregados, i.e. aqueles cujos constituintes são exclusivamente partículas carregadas. Desta forma, os jatos são reconstruídos a partir das trajetórias de partículas carregadas ($p_T > 150 \text{ MeV}/c$) que são medidas pelo *Time Projection Chamber* (TPC) [42], cuja cobertura azimutal é de 2π e cuja extensão em pseudo-rapidez tal que $|\eta| < 1.0$.

A reconstrução dos jatos é feita com a utilização dos algoritmos k_T , para a determinação da densidade de energia característica do fundo do evento, e Anti- k_T , para a determinação dos jatos a serem estudados; esquema de recombinação p_T invariante por *boost* e parâmetro de resolução depende do tipo de análise.

Os dados utilizados referem-se a colisões $Pb + Pb$ com energia no centro de massa tal que $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$. A centralidade destas colisões varia de acordo com a análise elaborada:

- 0 – 10% para a análise quasi-inclusiva;
- 0 – 20% para a análise em coincidência hadron+jato.

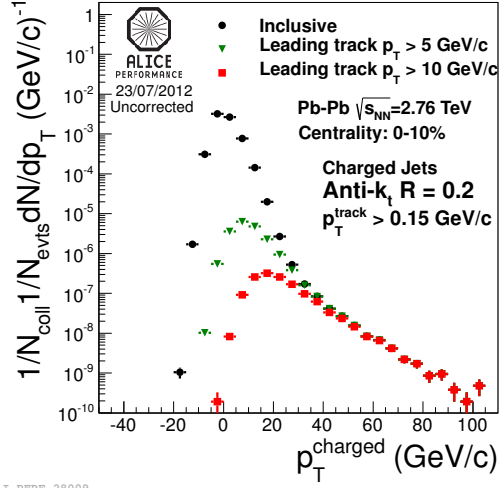
²<http://qm2012.bnl.gov/>.

5.2.1 Análise quasi-inclusiva

Apresentam-se a seguir os resultados obtidos para a análise quasi-inclusiva [43] utilizando parâmetro de resolução $R = 0.2$.

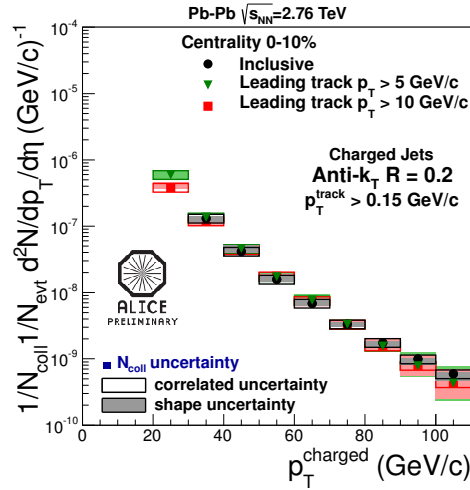
A figura 5.11(a) mostra o espectro de jatos reconstruídos para diferentes cortes em p_T^{leading} : jatos com $p_T^{\text{leading}} > 0.15\text{GeV}/c$ ³ (círculos pretos), jatos com $p_T^{\text{leading}} > 5\text{GeV}/c$ (triângulos verdes) e jatos com $p_T^{\text{leading}} > 10\text{GeV}/c$ (quadrados vermelhos). A exemplo do que se observou nos resultados apresentados nas seções 4.3.1 e 5.1.2, a imposição do referido corte de fato reduz o lado esquerdo da distribuição de $p_T^{(\text{corr})}$, onde se espera a predominância de jatos combinatórios, de maneira mais drástica do que do lado direito, onde se espera a predominância de jatos reais. Mais ainda, observa-se que para $p_T^{(\text{corr})} \gtrsim 40\text{GeV}/c$ o corte em p_T^{leading} pouco afeta o espectro. Tal fato é também observado na figura 5.11(b), na qual se apresentam os resultados da deconvolução dos referidos espectros.

³Este caso deve ser encarado como uma análise inclusiva, haja vista ser este o valor mínimo do momento transversal reconstruído pelo TPC.



ALI-PERF-28009

(a) Espectro de $p_T^{(corr)}$



ALI-PREL-33351

(b) Espectro deconvoluido

Figura 5.11: Resultados para análise quasi-inclusiva $R = 0.2$ para diferentes escolhas de p_T^{leading} para dados da Colaboração ALICE.

Da figura 5.12 (ver equação (5.1)) nota-se claramente que jatos reconstruídos com parâmetro de resolução $R = 0.2$ são fortemente suprimidos em colisões centrais. Mais ainda, tal supressão é bem representada pela perda de energia de jatos de acordo com o modelo JEWEL [44].

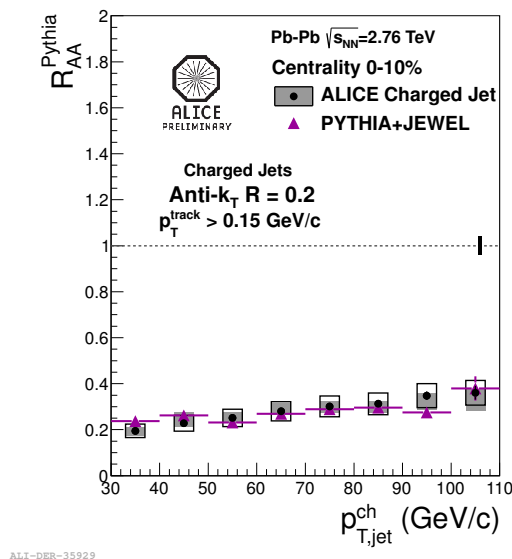
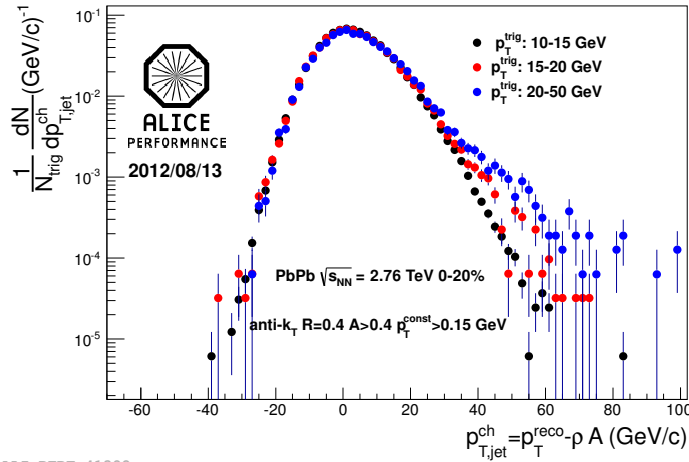


Figura 5.12: Valores de R_{AA}^{jatos} para jatos inclusivos reconstruídos com parâmetro de resolução $R = 0.2$ utilizando dados da Colaboração ALICE.

5.2.2 Análise em coincidência: hadron+jato

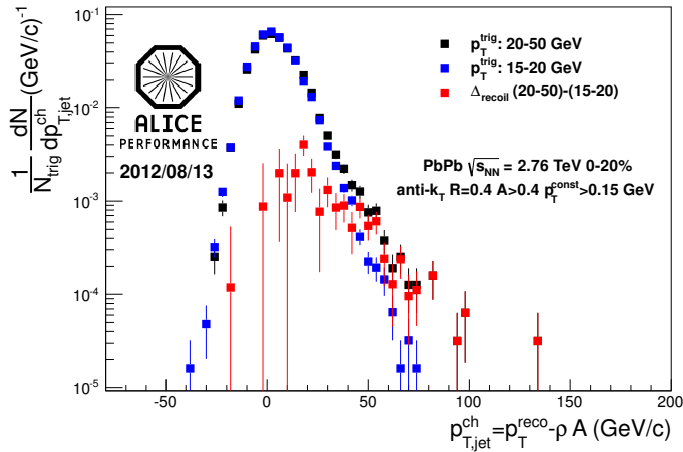
Apresentam-se a seguir os resultados obtidos para a análise em coincidência hadron+jato [43] utilizando parâmetro de resolução $R = 0.4$.

A figura 5.13(a) mostra o espectro de jatos de recuo observado em função das classes de *trigger* utilizadas (ver seção 4.3.2). Novamente se constata que o excesso observado para valores positivos de $p_T^{(\text{corr})}$ está intimamente ligado aos intervalos utilizados para p_T^{trigger} , enquanto que o lado esquerdo desta distribuição permanece inalterado. A figura 5.13(b), por sua vez, mostra os espectros de referência ($15 < p_T^{\text{trigger}} < 20 \text{ GeV}/c$) — pontos azuis —, sinal ($20 < p_T^{\text{trigger}} < 50 \text{ GeV}/c$) — pontos pretos — e a diferença (Δ_{recuo}) entre eles — pontos vermelhos.



ALI-PERF-41382

(a) Espectros de $p_T^{(corr)}$ para diferentes intervalos de $p_T^{trigger}$



ALI-PERF-41389

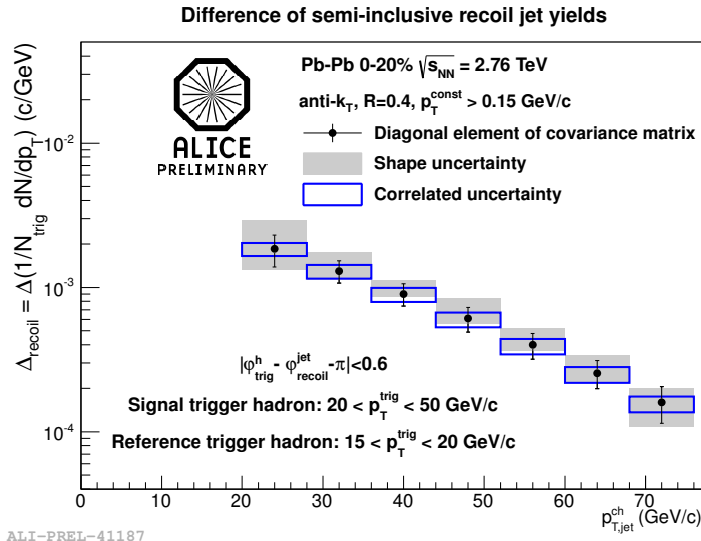
(b) Espectros de $p_T^{(corr)}$ de referência, de sinal e de diferença entre ele (Δ_{reco})

Figura 5.13: Espectros de jatos de recuo obtidos na análise em coincidência hadron+jato com dados da Colaboração ALICE.

Na figura 5.14 tem-se os principais resultados extraídos desta análise: o espectro de jatos de recuo (gráfico (a)) obtido a partir da deconvolução da diferença (Δ_{reco}) entre os espectros de sinal e de referência (figura 5.13(b)); e a razão (ΔI_{AA}^{Pythia}) entre o espectro de jatos de recuo produzidos em colisões

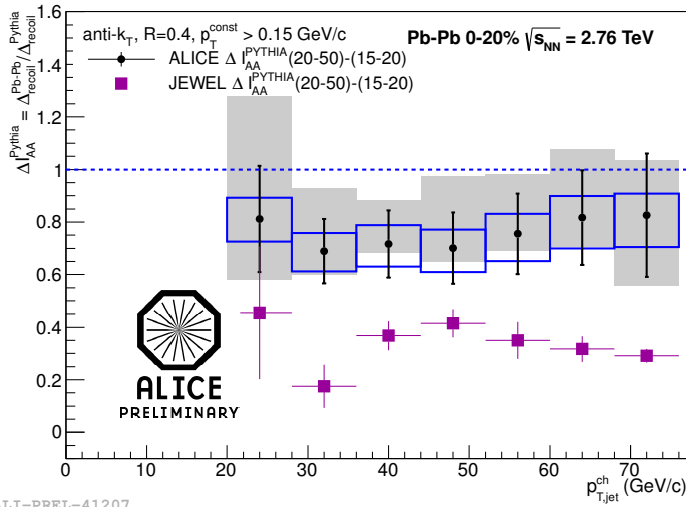
entre íons pesados relativísticos e o respectivo espectro em colisões próton-próton (gráfico (b)).

A comparação entre o resultado obtido experimentalmente e cálculos teóricos do modelo JEWEL mostra-se incompatível, diferentemente do observado na análise quasi-inclusiva.



ALI-PREL-41187

(a) Resultado da deconvolução.



ALI-PREL-41207

(b) Valores de ΔI_{AA}^{Pythia} para $R = 0.4$ comparação entre dados experimentais e cálculos teóricos

Figura 5.14: Principais resultados da análise hadron+jato realizada pela Colaboração ALICE: espectro de recuo e ΔI_{AA}^{Pythia} .

Capítulo 6

Discussão

De acordo com os resultados apresentados nas seções 5.1 e 5.2, de fato os observáveis propostos nas seções 4.3.1 e 4.3.2, análises quasi-inclusiva e em coincidência, respectivamente, associado a técnicas de deconvolução mostram-se como uma poderosa ferramenta de análise para o estudo do fenômeno de *jet quenching*.

O estudo de *jet quenching* por intermédio das grandezas R_{AA}^{jatos} e $\Delta I_{AA}^{\text{Pythia}}$ mostra que para ambas as cinemáticas estudadas, RHIC e LHC, há a supressão de jatos em colisões centrais independentemente do parâmetro de resolução adotado.

STAR

No caso específico dos resultados obtidos com os dados da Colaboração STAR, observa-se que a supressão de jatos, em colisões centrais, é mais intensa para jatos reconstruídos com parâmetro de resolução $R = 0.4$ do que para $R = 0.2$, em ambos os tipos de análise realizados.

Se o fenômeno de *jet quenching* for visto como o alargamento do jato, i.e.,

seus constituintes bastante distantes de sua centroide, tal observação parece contraditória. Contudo se deve destacar a consistência entre os resultados obtidos, pois tanto para análise quasi-inclusiva quanto para a análise em coincidência hadron+jato, a supressão se manifesta desta forma.

No espectro de jatos reconstruídos com parâmetro de resolução caso de $R = 0.2$ o comportamento observado apresenta a mesma tendência em ambas as análises: quanto mais alto o momento transversal do jato reconstruído, menor a supressão observada. Já para o caso $R = 0.4$ o comportamento da supressão difere em função do tipo de análise: apresentando um valor máximo de supressão (R_{AA}^{jatos}) para análise quasi-inclusiva; e um mínimo ($\Delta I_{AA}^{\text{Pythia}}$) no caso da análise em coincidência.

Há ainda que se estudar os efeitos sistemáticos devido às correções experimentais a serem feitas como, por exemplo: resolução do momento transversal das trajetórias reconstruídas pelo TPC, resolução da energia depositada por partículas neutras no BEMC, eficiência da reconstrução de trajetórias pelo TPC, etc.

Deve-se também investigar a dependência do espectro deconvoluído em relação à escolha de outros mecanismos de deconvolução como, por exemplo: *Single Value Decomposition* (SVD) [17] e minimização de χ^2 [45].

ALICE

Conforme apresentado na seção 5.2, os observáveis sugeridos no âmbito deste projeto — o espectro quasi-inclusivo de jatos (seção 4.3.1) e a evolução do espectro de jatos de recuo (seção 4.3.2) —, aliados a técnicas de deconvolução, estão sendo atualmente estudados pela Colaboração ALICE.

Resultados recentes [43, 46] mostram, claramente, a supressão de jatos em colisões entre íons pesados relativísticos, qualquer que seja a centralidade ou o parâmetro de resolução utilizado pelo algoritmo de reconstrução de jatos.

Mais ainda, há indícios de que a fragmentação de jatos em íons pesados relativísticos seja semelhante à fragmentação em próton-próton.

O fato de o resultado de R_{AA}^{jatos} ser bem descrito pelos cálculos teóricos com base no *framework* JEWEL, leva a crer que a perda de energia pode ser vista como colisional, i.e., devida a centros de espalhamento presentes no meio formado durante a colisão cujo estado inicial é descrito pelo modelo de Glauber [47]. Contudo, deve-se levar em conta o fato da discrepância entre as previsões teóricas do *framework* JEWEL em relação à grandeza $\Delta I_{AA}^{\text{Pythia}}$.

Tendo em vista que tal *framework* descreve de maneira bastante satisfatória outros resultados relacionados à supressão de jatos em colisões entre íons pesados relativísticos, bem como a supressão de hádrons [44], a discrepância observada em relação à medida de $\Delta I_{AA}^{\text{Pythia}}$ mostra-se como uma oportunidade para implementação de melhorias no *framework* JEWEL.

* * *

Capítulo 7

Conclusão

O modelo desenvolvido no âmbito deste trabalho para o estudo da reconstrução de jatos em colisões entre íons pesados relativísticos, a partir da utilização de um número mínimo de parâmetros que caracterizam estes tipos de colisões, mostrou-se de extrema importância, uma vez que foi capaz de reproduzir satisfatoriamente as observações experimentais realizadas pelas Colaborações ALICE e STAR no que diz respeito às flutuações no momento transversal dos jatos reconstruídos, bem como sua dependência com a área do jato.

Foi possível propor dois novos observáveis: o espectro quasi-inclusivo de jatos e a evolução do espectro de jatos de recuo em função do hádron de *trigger* que, aliados a técnicas de deconvolução, se mostraram como boas ferramentas para o estudo da supressão de jatos em colisões entre íons pesados relativísticos, por meio das grandezas R_{AA}^{jatos} e $\Delta I_{AA}^{\text{Pythia}}$.

Em ambos os casos, tanto para a cinemática do RHIC quanto para a do LHC, constata-se a supressão de jatos, independentemente do parâmetro de resolução utilizado, em colisões centrais entre íons pesados relativísticos.

A análise em coincidência hadron+jato, em particular, é bastante inte-

ressante uma vez que favorece a observação de jatos que tenham tido uma maior interação com o meio formado na colisão. Este observável também se revela bastante interessante em função da divergência em relação à previsão do *framework* JEWEL, que descreve de maneira bastante satisfatória outras medidas de supressão de jatos e supressão de hádrons. Isso indica que avanços devem ser feitos do ponto de vista teórico, que poderá se pautar nos resultados obtidos pela Colaboração ALICE.

Tem-se, portanto, em mãos uma técnica de análise que permite a reconstrução de jatos utilizando partículas de baixo momento transversal ($p_T > 150 \text{ MeV}/c$), o que é de grande interesse para o estudo do fenômeno de *jet quenching*, pois abre caminho para o aprimoramento de cálculos teóricos e para a possibilidade de medidas experimentais cuja tendenciosidade seja a menor possível.

Em face aos resultados obtidos pelas colaborações ALICE e STAR, tem-se uma excelente oportunidade para um estudo comparativo no que diz respeito ao fenômeno de *jet quenching*. Porém é necessário que os resultados possam ser diretamente comparáveis no que diz respeito às centralidades estudadas e ao tipo de jatos reconstruídos: carregados (partículas carregadas apenas) ou completos (partículas neutras e carregadas).

* * *

Apêndice A

Resultados adicionais para deconvolução dos dados do STAR

Pela natureza do processo de deconvolução bayesiana iterativa (seção 3.1), não fica clara qual iteração deve ser considerada como a resposta do problema em questão.

Para os resultados apresentados na seção 5.1, decidiu-se por descartar as cinco primeiras iterações do processo de deconvolução, devido a grandes oscilações observadas entre duas iterações consecutivas, um forte indicativo, portanto, de instabilidade no espectro deconvoluído; e tomar por resultado final a média geométrica das quinze iterações seguintes. Estima-se a faixa de incerteza, em função do número de iterações, os valores menor e maior obtido para cada *bin* do histograma.

Nas seções seguintes apresenta-se o gráfico da razão, do espectro deconvoluído, entre duas iterações consecutivas, bem como as matrizes de correlação de algumas iterações selecionadas, e sua evolução.

A.1 Análise semi-inclusiva

Conforme se observa:

- seja qual for o parâmetro de resolução, o espectro deconvoluído é bastante instável nas cinco primeiras interações (figuras [A.1\(a\)](#) e [A.4\(a\)](#), $R = 0.2$ e $R = 0.4$ respectivamente); já para as interações posteriores ocorre estabilidade (figuras [A.1\(b\)](#), [A.1\(c\)](#) e [A.1\(d\)](#), para $R = 0.2$; e [A.4\(b\)](#), [A.4\(c\)](#) e [A.4\(d\)](#), para $R = 0.4$);
- para parâmetro de resolução $R = 0.2$ as matrizes de correlação são mais estreitas ao longo da diagonal principal (figura [A.2](#)); enquanto para $R = 0.4$ (figura [A.5](#)), mais largas;
- a evolução da matriz de correlação para as cinco primeiras interações (figuras [A.3\(a\)](#) e [A.6\(a\)](#), para $R = 0.2$ e $R = 0.4$ respectivamente), é a causa das oscilações observadas no espectro deconvoluído; estabilidade da matriz de correlação para as demais interações (figuras [A.3\(b\)](#) e [A.3\(c\)](#), para $R = 0.2$; e [A.6\(b\)](#) e [A.6\(c\)](#), para $R = 0.4$).

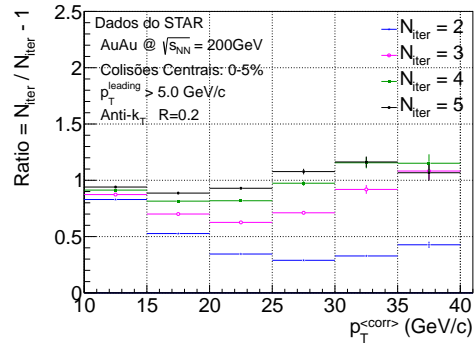
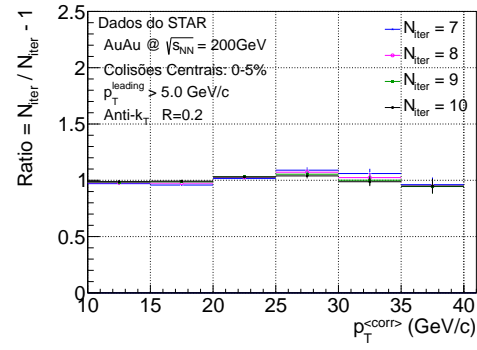
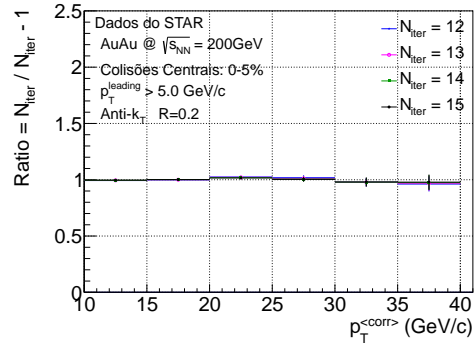
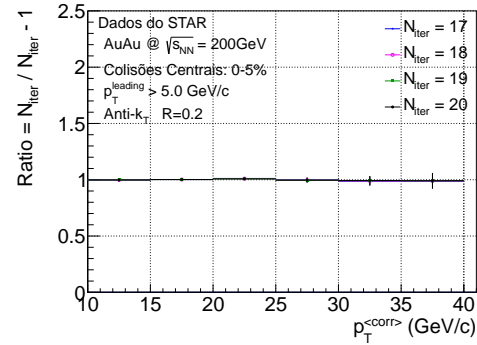
(a) $1 \leq N_{\text{iter}} \leq 5$ (b) $6 \leq N_{\text{iter}} \leq 10$ (c) $11 \leq N_{\text{iter}} \leq 15$ (d) $16 \leq N_{\text{iter}} \leq 20$

Figura A.1: Razão entre o espectro deconvolvido de duas iterações consecutivas para a análise quasi-inclusiva utilizando dados da Colaboração STAR. Corte em $p_T^{\text{leading}} = 5.0\text{ GeV}/c$. Parâmetro de resolução $R = 0.2$.

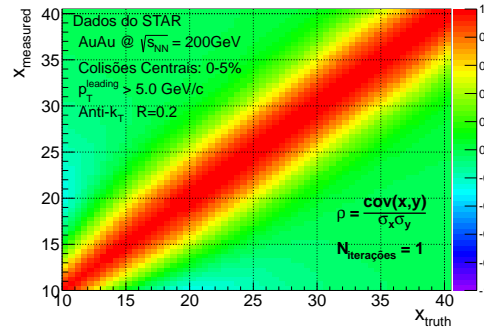
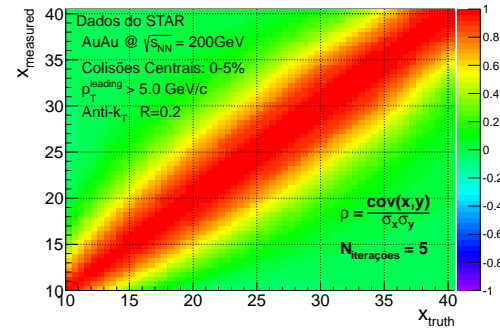
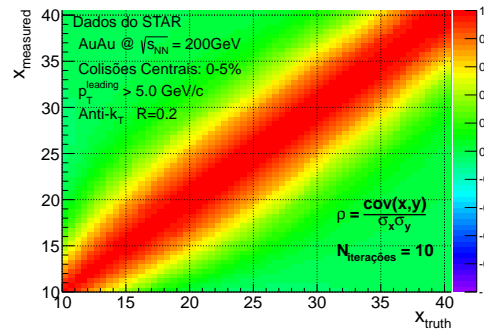
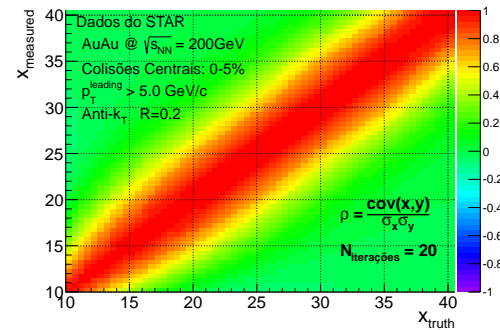
(a) $N_{\text{iter}} = 1$ (b) $N_{\text{iter}} = 5$ (c) $N_{\text{iter}} = 10$ (d) $N_{\text{iter}} = 20$

Figura A.2: Matrizes de correlação para a deconvolução do espectro de p_T^{corr} . Corte em $p_T^{\text{leading}} > 5.0 \text{ GeV}/c$. Parâmetro de resolução $R = 0.2$.

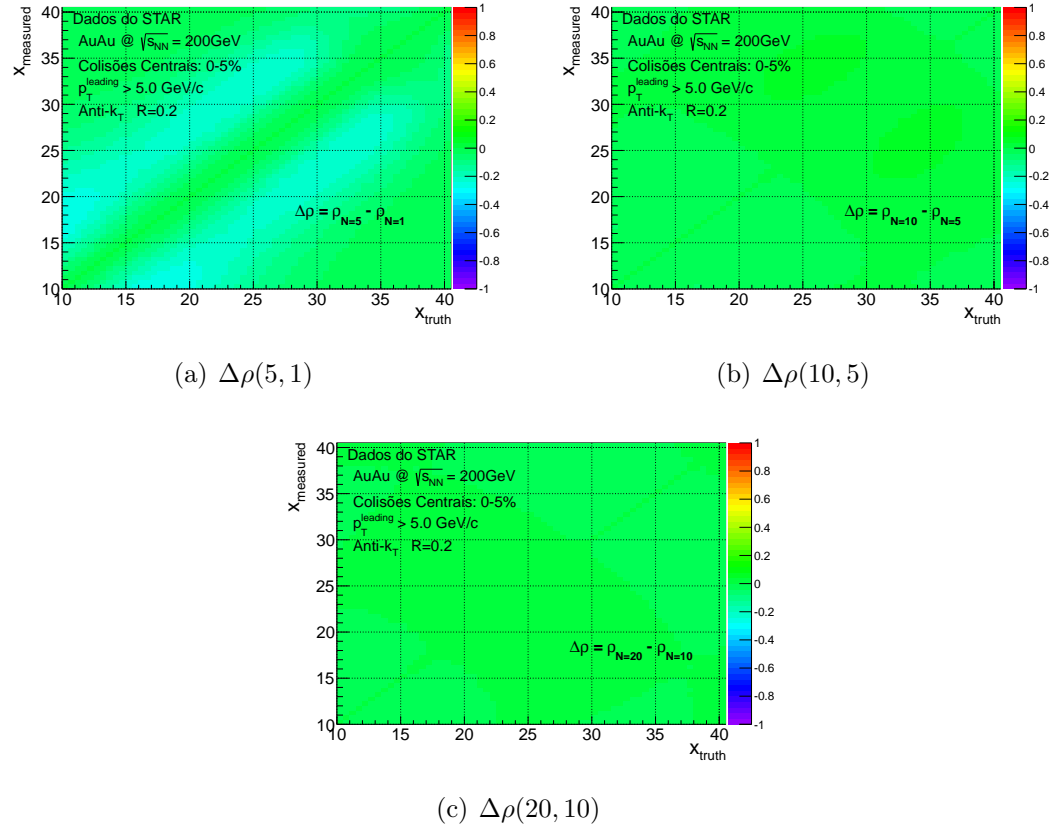


Figura A.3: Evolução das matrizes de correlação, para algumas escolhas de N_{iter} , para a deconvolução do espectro de $p_T^{(\text{corr})}$. Corte em $p_T^{\text{leading}} > 5.0 \text{ GeV}/c$. Parâmetro de resolução $R = 0.2$.

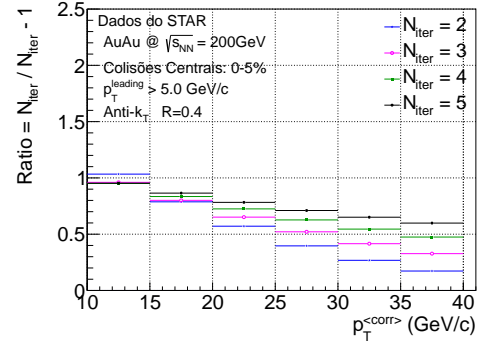
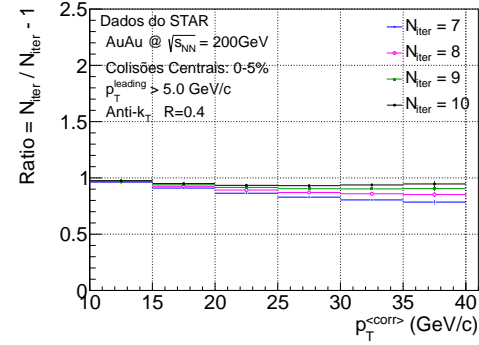
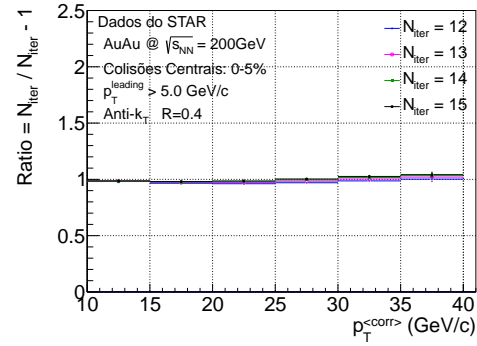
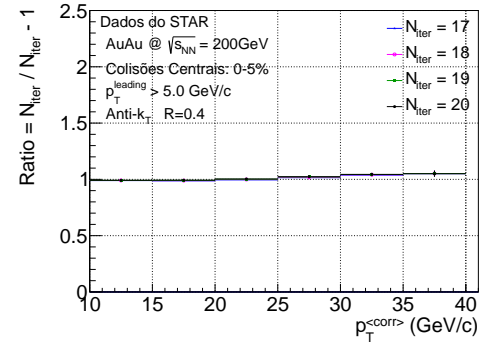
(a) $1 \leq N_{\text{iter}} \leq 5$ (b) $6 \leq N_{\text{iter}} \leq 10$ (c) $11 \leq N_{\text{iter}} \leq 15$ (d) $16 \leq N_{\text{iter}} \leq 20$

Figura A.4: Razão entre o espectro deconvolvido de duas iterações consecutivas para a análise quasi-inclusiva utilizando dados da Colaboração STAR. Corte em $p_T^{\text{leading}} = 5.0\text{ GeV}/c$. Parâmetro de resolução $R = 0.4$.

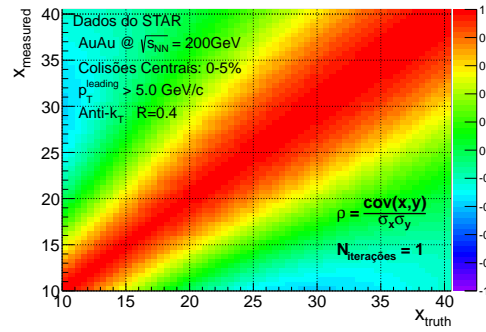
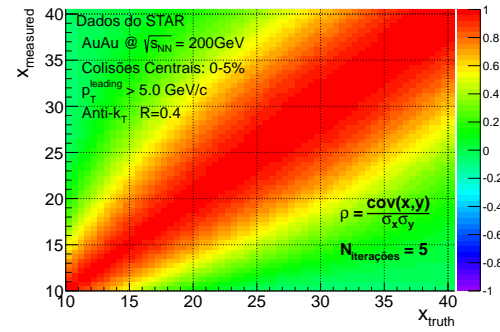
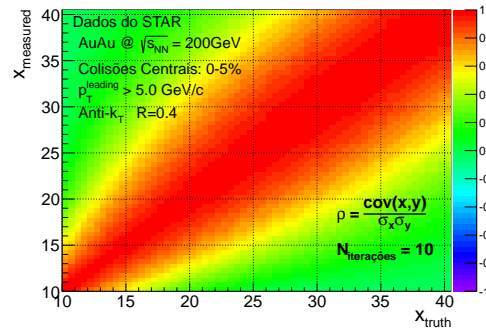
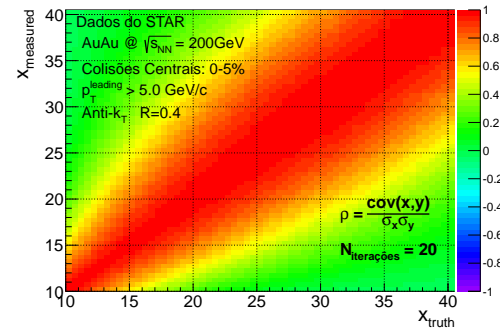
(a) $N_{\text{iter}} = 1$ (b) $N_{\text{iter}} = 5$ (c) $N_{\text{iter}} = 10$ (d) $N_{\text{iter}} = 20$

Figura A.5: Matrizes de correlação, para algumas escolhas de N_{iter} , para a deconvolução do espectro de $p_T^{(\text{corr})}$. Corte em $p_T^{\text{leading}} > 5.0 \text{ GeV}/c$. Parâmetro de resolução $R = 0.4$.

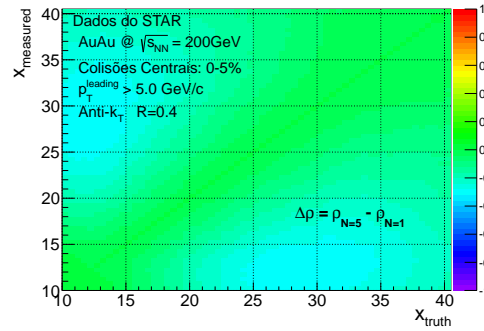
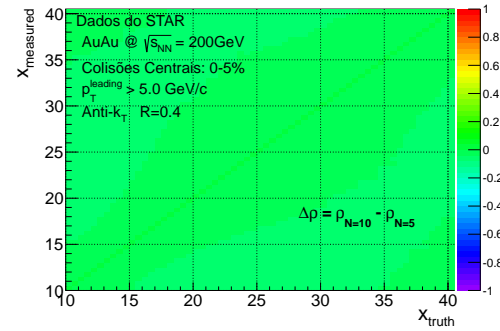
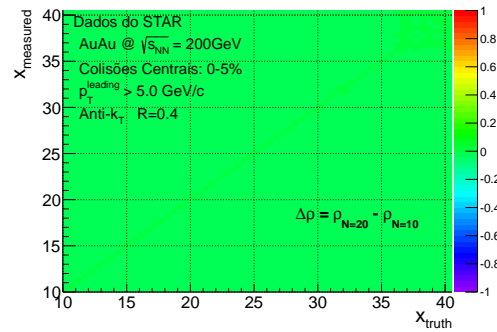
(a) $\Delta\rho(5, 1)$ (b) $\Delta\rho(10, 5)$ (c) $\Delta\rho(20, 10)$

Figura A.6: Evolução das matrizes de correlação, para algumas escolhas de N_{iter} , para a deconvolução do espectro de $p_T^{(\text{corr})}$. Corte em $p_T^{\text{leading}} > 5.0 \text{ GeV}/c$. Parâmetro de resolução $R = 0.4$.

A.2 Análise em coincidência hadron+jato

Conforme se observa:

- seja qual for o parâmetro de resolução, o espectro deconvoluído é bastante instável nas cinco primeiras interações (figuras A.7(a) e A.10(a), $R = 0.2$ e $R = 0.4$ respectivamente); já para as interações posteriores ocorre estabilidade (figuras A.7(b), A.7(c) e A.7(d), para $R = 0.2$; e A.10(b), A.10(c) e A.10(d), para $R = 0.4$);
- para parâmetro de resolução $R = 0.2$ as matrizes de correlação são mais estreitas ao longo da diagonal principal (figura A.8); enquanto para $R = 0.4$ (figura A.11), mais largas;
- a evolução da matriz de correlação para as cinco primeiras interações (figuras A.9(a) e A.12(a), para $R = 0.2$ e $R = 0.4$ respectivamente), é a causa das oscilações observadas no espectro deconvoluído; estabilidade da matriz de correlação para as demais interações (figuras A.9(b) e A.9(c), para $R = 0.2$; e A.12(b) e A.12(c), para $R = 0.4$).

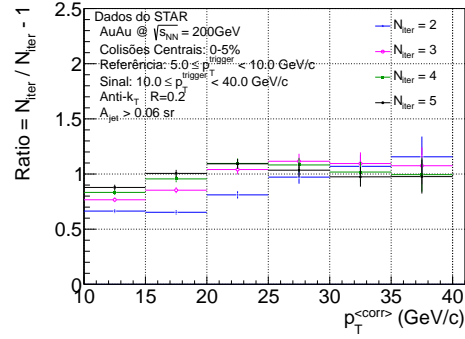
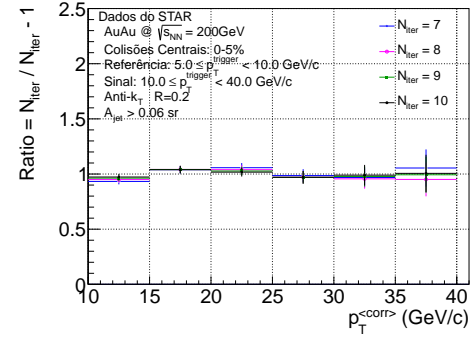
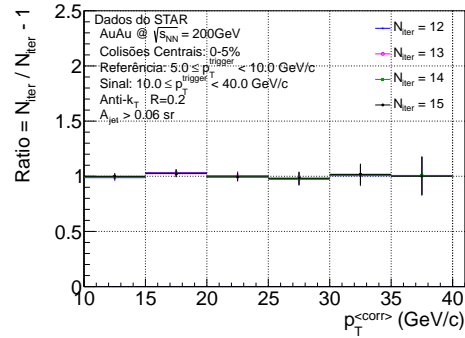
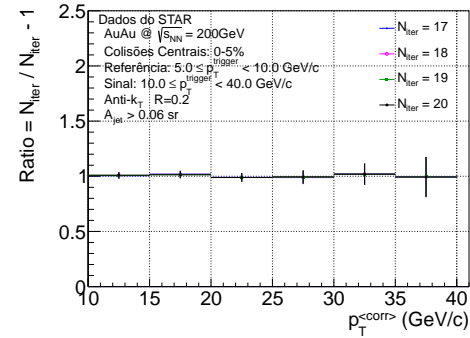
(a) $1 \leq N_{\text{iter}} \leq 5$ (b) $6 \leq N_{\text{iter}} \leq 10$ (c) $11 \leq N_{\text{iter}} \leq 15$ (d) $16 \leq N_{\text{iter}} \leq 20$

Figura A.7: Razão entre o espectro deconvolvido de duas iterações consecutivas para a análise hadron+jato utilizando dados da Colaboração STAR. Espectro de referência $5.0 \leq p_T^{\text{trigger}} < 10.0 \text{ GeV}/c$; espectro de sinal $10.0 \leq p_T^{\text{trigger}} < 40.0 \text{ GeV}/c$. Parâmetro de resolução $R = 0.2$.

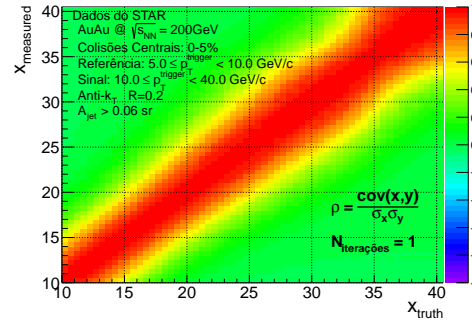
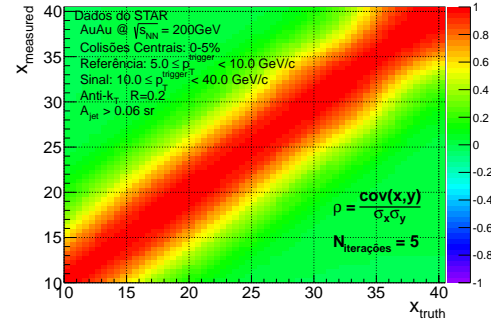
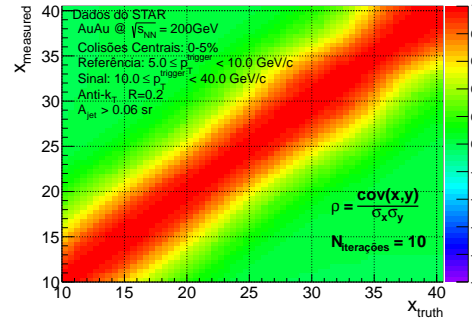
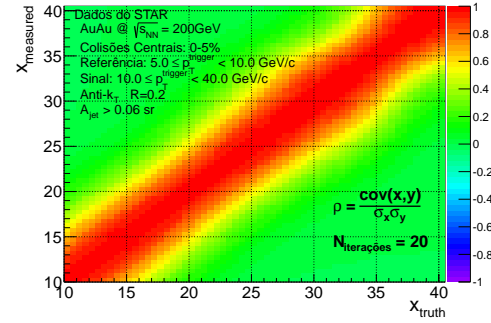
(a) $N_{\text{iter}} = 1$ (b) $N_{\text{iter}} = 5$ (c) $N_{\text{iter}} = 10$ (d) $N_{\text{iter}} = 20$

Figura A.8: Matrizes de correlação, para algumas escolhas de N_{iter} , para a deconvolução do espectro de Δ^{recuo} . Espectro de referência $5.0 \leq p_T^{\text{trigger}} < 10.0 \text{ GeV}/c$; espectro de sinal $10.0 \leq p_T^{\text{trigger}} < 40.0 \text{ GeV}/c$. Parâmetro de resolução $R = 0.2$.

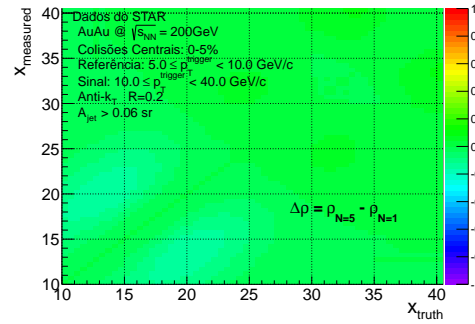
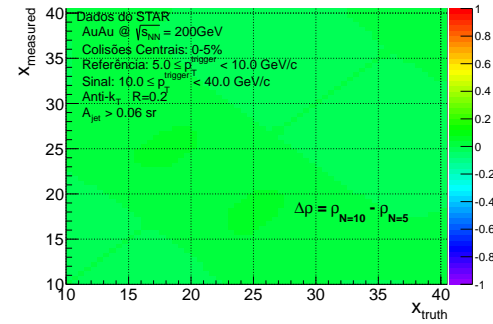
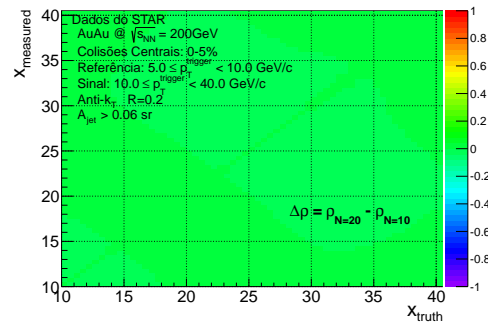
(a) $\Delta\rho(5, 1)$ (b) $\Delta\rho(10, 5)$ (c) $\Delta\rho(20, 10)$

Figura A.9: Evolução das matrizes de correlação, para algumas escolhas de N_{iter} , para a deconvolução do espectro de Δ^{recuo} . Espectro de referência $5.0 \leq p_T^{\text{trigger}} < 10.0 \text{ GeV}/c$; espectro de sinal $10.0 \leq p_T^{\text{trigger}} < 40.0 \text{ GeV}/c$. Parâmetro de resolução $R = 0.2$.

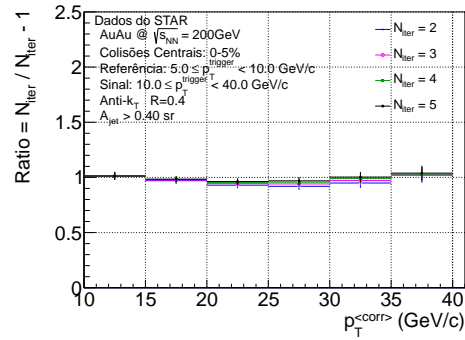
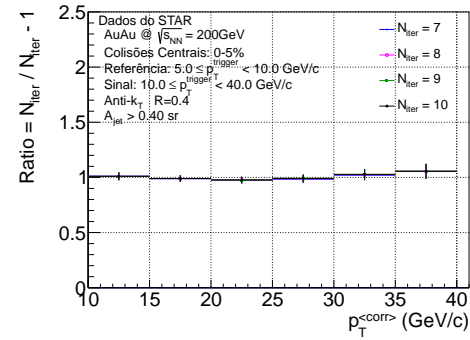
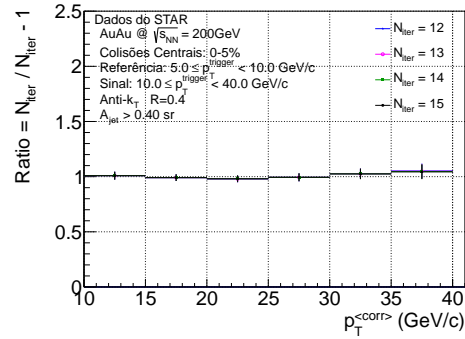
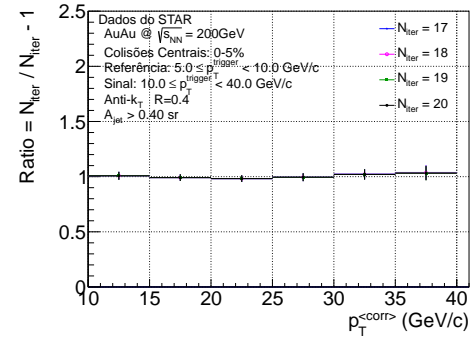
(a) $1 \leq N_{\text{iter}} \leq 5$ (b) $6 \leq N_{\text{iter}} \leq 10$ (c) $11 \leq N_{\text{iter}} \leq 15$ (d) $16 \leq N_{\text{iter}} \leq 20$

Figura A.10: Razão entre o espectro deconvoluído de duas iterações consecutivas para a análise hadron+jato utilizando dados da Colaboração STAR. Espectro de referência $5.0 \leq p_T^{\text{trigger}} < 10.0 \text{ GeV}/c$; espectro de sinal $10.0 \leq p_T^{\text{trigger}} < 40.0 \text{ GeV}/c$. Parâmetro de resolução $R = 0.4$.

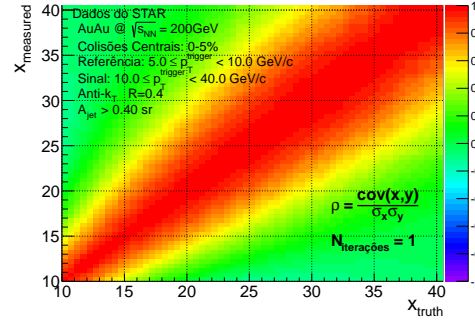
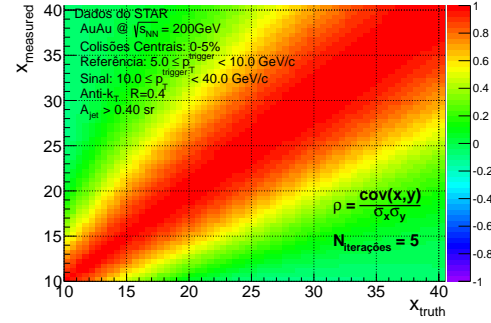
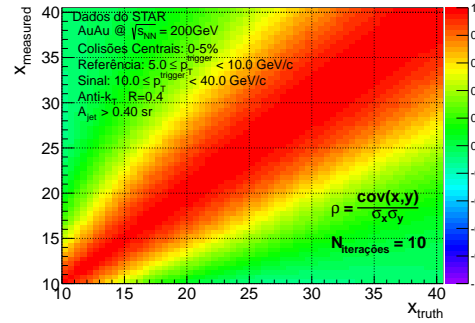
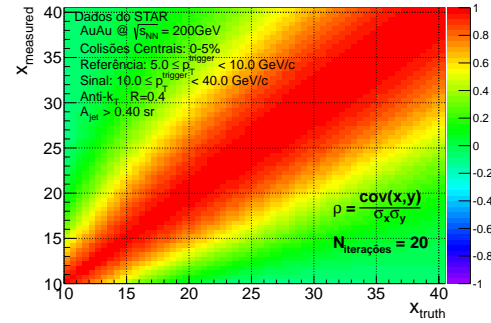
(a) $N_{\text{iter}} = 1$ (b) $N_{\text{iter}} = 5$ (c) $N_{\text{iter}} = 10$ (d) $N_{\text{iter}} = 20$

Figura A.11: Matrizes de correlação, para algumas escolhas de N_{iter} , para a deconvolução do espectro de Δ^{recuo} . Espectro de referência $5.0 \leq p_T^{\text{trigger}} < 10.0 \text{ GeV}/c$; espectro de sinal $10.0 \leq p_T^{\text{trigger}} < 40.0 \text{ GeV}/c$. Parâmetro de resolução $R = 0.4$.

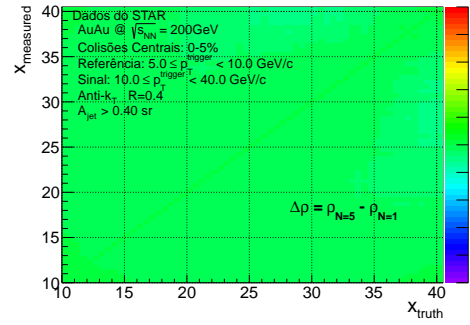
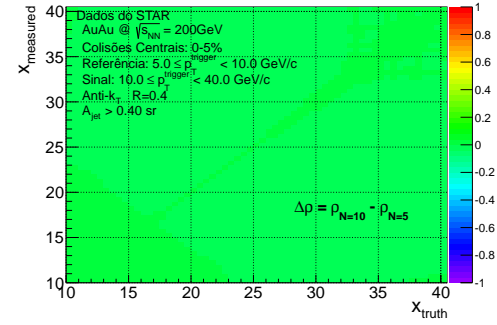
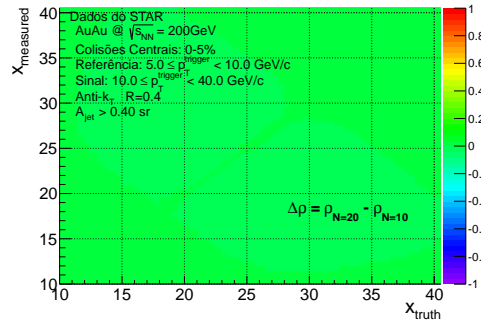
(a) $\Delta\rho(5, 1)$ (b) $\Delta\rho(10, 5)$ (c) $\Delta\rho(20, 10)$

Figura A.12: Evolução das matrizes de correlação, para algumas escolhas de N_{iter} , para a deconvolução do espectro de Δ^{recuo} . Espectro de referência $5.0 \leq p_T^{\text{trigger}} < 10.0 \text{ GeV}/c$; espectro de sinal $10.0 \leq p_T^{\text{trigger}} < 40.0 \text{ GeV}/c$. Parâmetro de resolução $R = 0.4$.

* * *

Apêndice B

Aceleradores e Experimentos

Descreve-se sucintamente, neste capítulo, os aceleradores nos quais os dados apresentados neste projeto foram coletados, bem como os experimentos utilizados.

B.1 Aceleradores

Anéis de colisão, tais como o RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*) e o LHC (*Large Hadron Collider*), colidem dois feixes — geralmente prótons e núcleos — carregados nos chamados pontos de interação (locais onde se encontram os experimentos) dispostos ao longo do anel.

RHIC

O RHIC (figura B.1¹) localiza-se no laboratório BNL (*Brookhaven National Laboratory*) em *Long Island*, Nova Iorque, nos Estados Unidos. Para

¹Figura obtida em: http://people.physics.tamu.edu/sakuma/star/jets/c101218_misc/s0010_sketchup_001/images/rhic.pdf.

colisões próton-próton a energia disponível no centro de massa é tal que $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$; para colisões $Au + Au$, $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$. Este é o único acelerador capaz de colidir feixes polarizados de prótons, possibilitando o estudo de fenômenos relacionados ao seu *spin*.

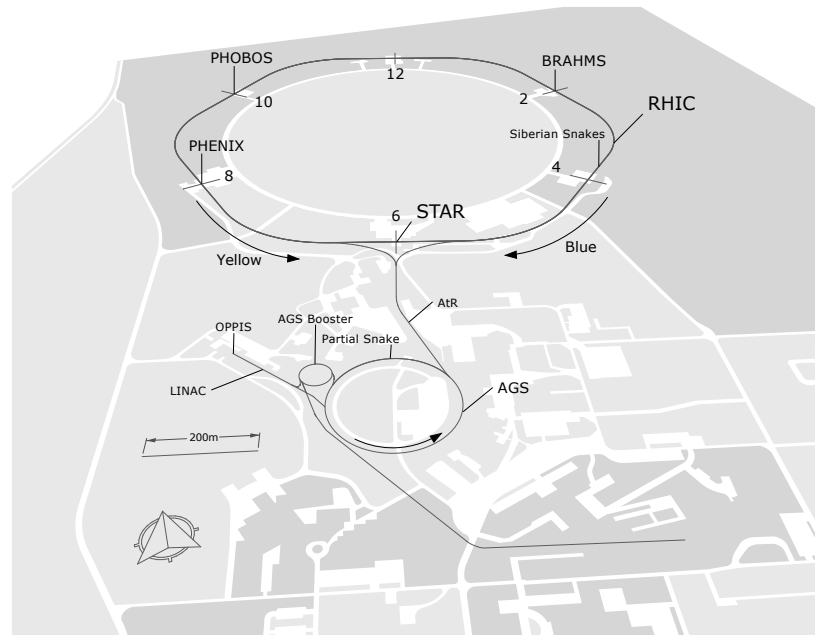


Figura B.1: Esquema do complexo em que se encontra o acelerador RHIC.

LHC

O LHC (figura B.2²) localiza-se no laboratório CERN (*Organisation européenne pour la recherche nucléaire*) na fronteira entre a Suíça e França. Seu anel tem 27km de circunferência. A energia projetada para colisões próton-próton é tal que $\sqrt{s} = 14\text{TeV}$; já no caso de colisões $Pb + Pb$, $\sqrt{s_{NN}} = 5.5\text{TeV}$.

²Figura obtida em: <http://cdn.blogosfere.it/ecoalfabeta/images/settebre2008/LHCschema.jpg>.

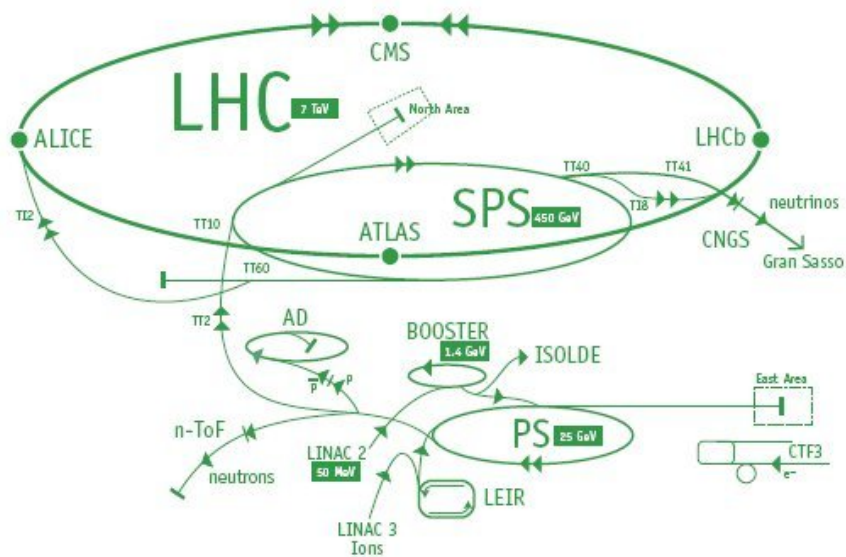


Figura B.2: Esquema do complexo em que se encontra o acelerador LHC.

Quatro são os principais experimentos do LHC: ALICE, o único experimento dedicado ao estudo de colisões entre íons pesados relativísticos; e ATLAS, CMS e LHCb, cujo principal interesse reside em eventos de colisões próton-próton.

B.2 Experimentos

Apresentam-se a seguir as principais características dos experimentos ALICE, localizado no LHC, e STAR, localizado no RHIC, e aspectos técnicos dos principais detectores utilizados na detecção de partículas: o TPC e o calorímetro eletromagnético.

STAR

O experimento STAR (*Solenoidal Tracker at RHIC*) é um detector projetado para medir partículas carregadas e neutras produzidas em uma larga região do espaço-de-fase: duas unidades em pseudo-rapidez ($|\eta| < 1.0$) e cobertura angular total ($0 < \varphi < 2\pi$). Seu principal detector é o TPC (*Time Projection Chamber*), responsável pela reconstrução da trajetória de partículas carregadas. A detecção de partículas neutras e elétrons de alto momento transversal é feita por intermédio do BEMC (*Eletromagnetic Calorimeter*). A figura B.3³ apresenta uma ilustração desse experimento.

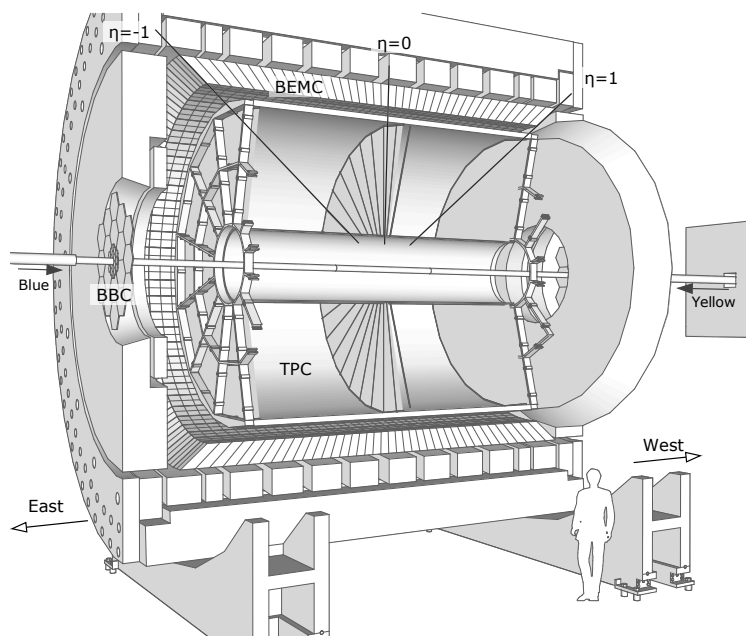


Figura B.3: Ilustração do experimento STAR.

Todos os detectores deste experimento encontram-se no interior de um solenóide com raio externo de $7.32m$ e comprimento de $6.85m$. O campo magnético em seu interior é de $0.5T$.

³Figura obtida em: http://people.physics.tamu.edu/sakuma/star/jets/c101218_misc/s0010_sketchup_001/images/star_sectioncut_02.pdf.

O TPC tem raios interno de 50cm e externo de 200cm ; comprimento de 4.2m ao longo da linha de feixe; e cobertura angular de 2π . Seu interior é preenchido por uma mistura de 90% de Ar e 10% de CH_4 . Um campo elétrico constante, ao longo da direção do feixe, é aplicado entre as extremidades (*endcaps*) e a membrana central, à qual se aplica uma tensão de -28kV . As partículas carregadas ao atravessar o gás ionizam seus átomos, criando um escoamento de elétrons em direção às extremidades do detector. A carga coletada permite determinar a perda de energia da partícula no gás (dE/dx), possibilitando a sua identificação. Por conta do campo magnético ao qual o TPC está submetido, as partículas realizam uma trajetória curvilínea. A partir da determinação de seu raio é possível obter o momento transversal da partícula. O TPC é capaz de reconstruir trajetórias tais que $p_T > 200\text{MeV}/c$.

O BEMC possui cobertura angular azimutal total (2π) e de duas unidades em pseudo-rapidez ($|\eta| < 1.0$). Suas torres de detecção têm dimensões tais que $\Delta\varphi \times \Delta\eta = 0.05 \times 0.05$ em um total de 4800 unidades. As torres são compostas por 20 placas de chumbo e 21 placas de material cintilador, que se alternam entre si. Cada placa tem 5mm de espessura. Esta configuração permite que a energia medida tenha resolução de aproximadamente $14\%/\sqrt{E}$.

A interação eletromagnética entre a partícula que atravessa as torres do calorímetro e seu material produz um chuveiro de elétrons, o que possibilita determinar a energia da partícula. Mais ainda, este chuveiro possui características diferentes em função do tipo da partícula (elétrons, fótons ou hádrons) que o produz, permitindo a sua identificação.

ALICE

ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) é o único experimento do LHC dedicado ao estudo de colisões entre íons pesados relativísticos. Assim como o experimento STAR, a medida de partículas carregadas é feita pelo TPC; e de partículas neutras e elétrons de alto momento transversal, pelo EMCAL

(*Eletromagnetic Calorimeter*). A figura B.4⁴ apresenta uma ilustração desse experimento.

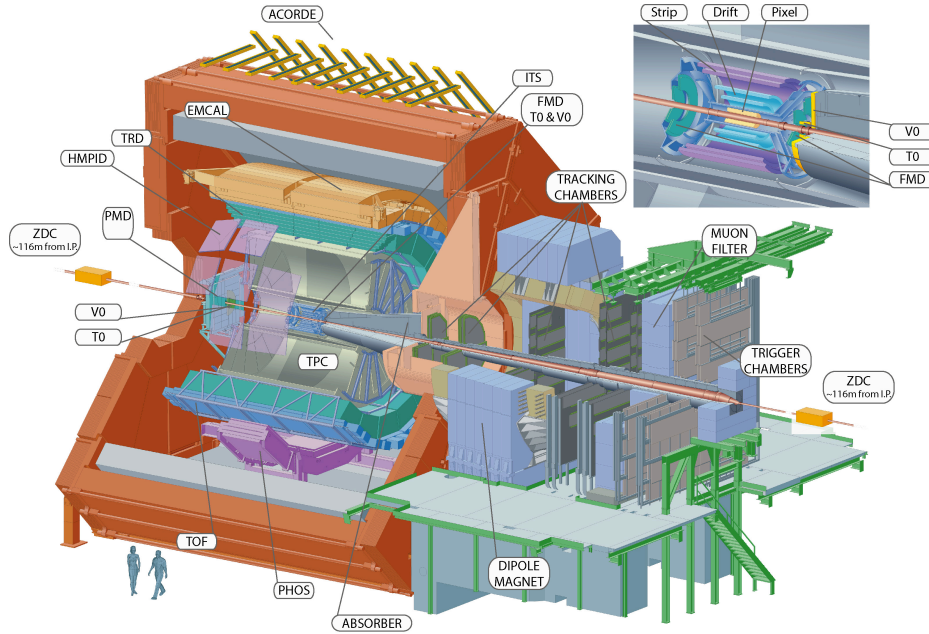


Figura B.4: Ilustração do experimento ALICE.

O TPC tem capacidade de reconstruir e identificar partículas cujo momento transversal esteja no intervalo $150\text{MeV}/c < p_T < 100\text{GeV}/c$. Seu raio interno mede 85cm e o externo 250cm , tendo um comprimento de 4.5m . O interior do TPC é preenchido por um mistura de gás cuja composição é 90% Ne e 10% CO_2 .

O EMCAL tem cobertura de 107° no ângulo azimutal e de 1.4 unidade em pseudorapidez ($|\eta| < 0.7$). Suas torres têm dimensões tais que $\Delta\varphi \times \Delta\eta = 0.0143 \times 0.0143$.

Ambos detectores têm funcionamento análogo aos do STAR.

⁴Figura obtida em: https://aliceinfo.cern.ch/Figure/sites/aliceinfo.cern.ch.Figure/files/Figures/General/jthaeder/2012-Aug-02-ALICE_3D_v0_with_Text.jpg.

* * *

Apêndice C

Hadronization effects on jet reconstruction on e^+e^- collisions at $\sqrt{s} = 200\text{GeV}/c$

O documento sobre o estudo dos efeitos da hadronização em reconstrução de jatos, anexado a seguir, é estruturado da seguinte forma:

- *Introduction*: apresentação e motivação do problema a ser abordado;
- *Simulation*: detalhes sobre a simulação realizada com uso do gerador de eventos PYTHIA6;
- *Jet Reconstruction*: detalhes sobre a reconstrução de jatos;
- *Analysis*: descreve a forma como jatos de pártons e jatos de partículas podem ser comparados univocamente, divide em duas subseções:
 - *Transverse momentum*: apresenta resultados sobre a diferença entre momentos transversais dos jatos de pártons e jatos de partículas, para ambos os algoritmos de reconstrução;

- *Energy*: apresenta resultados sobre a diferença entre energia dos jatos de pártons e jatos de partículas, para ambos os algoritmos de reconstrução;
- *Conclusions*: discussão sobre os resultados apresentados e conclusão do efeito da hadronização, da ordem de 2%, na reconstrução de jatos em colisões e^+e^- ;
- *Appendix A*: descrição a respeito de algoritmos de reconstrução de jatos;
- *Appendix B*: descrição dos diferentes tipos de esquema de recombinação empregado em reconstrução de jatos.

Hadronization effects on jet reconstruction on e^+e^- collisions at $\sqrt{s} = 100\text{GeV}$

G. O. V. de Barros, B. Fenton-Olsen, P. M. Jacobs, C. Loizides, M. G. Munhoz, M. Płoskoń

December 10, 2010

Abstract

Hadronization effects on jet reconstruction are studied using a PYTHIA6 simulation of e^+e^- collisions @ $\sqrt{s} = 100\text{GeV}$. Jets are reconstructed at both partonic and hadronic levels using k_T and anti- k_T algorithms as implemented on FASTJET package. The results show a effect at the order of 2% for jet reconstructed momentum (p_T) and at the order of 1% for the jet reconstructed energy. The reconstructed hadron jet shows as deficit, in both p_T and energy, when compared to its respective parton jet.

1 Introduction

Hadronization is the mechanism responsible to produce hadrons from partons. There is no first-principle description of this process, therefore one must make use of models in order to understand it. Currently, there are three different models: independent fragmentation, string model and cluster model. Details about those models can be found in [1].

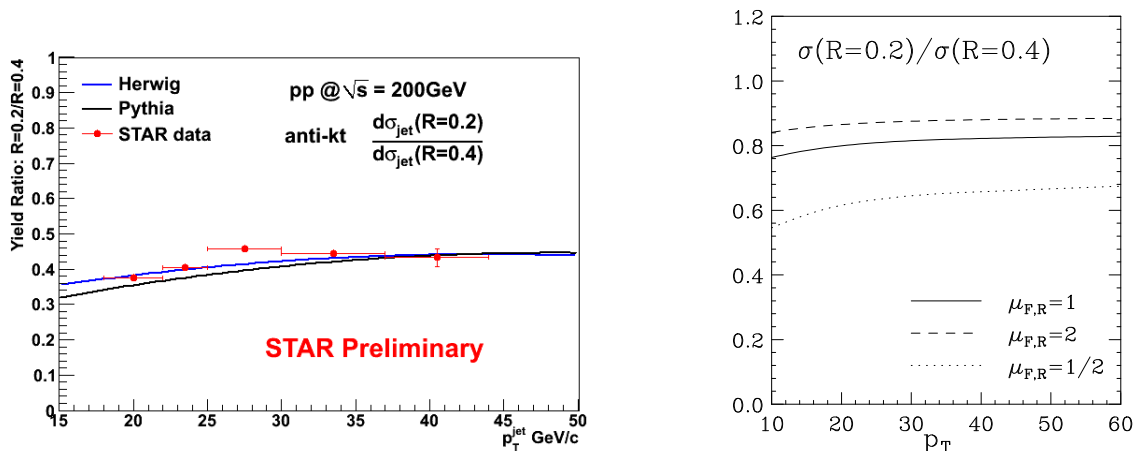
Naïvely speaking, a jet can be seen as a spray of collimated particles, due to fragmentation of outgoing partons from the hard scatterings, in a given direction of the space. Such definition is not precise and may lead to ambiguities, although it may draw a general idea of the studied object. Hence, it is important to have a robust way to describe a jet. This can be achieved by a jet definition.

A jet definition is made up by a jet reconstruction algorithm, a resolution parameter (also known as radius) and a recombination scheme. Jet reconstruction algorithm can be understood as a criteria used to cluster together two kinematic quantities¹ based on a given resolution parameter. Recombination scheme is the method used to combine such kinematics quantities. Details about jet reconstruction algorithm and recombination schemes can be found in the appendices A and B, respectively.

¹As examples of kinematic quantities one has four-vector moment, in case of particles, and clusters, in case of detectors such as calorimeters.

Due to this resemblance between reconstructed jets and outgoing partons, one might expect that differences in kinematic quantities, such as transverse momentum or energy, between those objects may be consequence of the hadronization process.

Preliminary results, on both theoretical and experimental sides, may indicate some influence of the hadronization on the ratio between inclusive jet cross section for different radii. Plots on figure 1.1 show the ratio between inclusive jet cross section for $R = 0.2$ and $R = 0.4$. From figure 1.1(a) one sees the experimental data trend is well explained by the two different hadronization models: string fragmentation used by PYTHIA6 [2] and cluster model used by HERWIG [3]. On the other hand, on figure 1.1(b) one sees that next-to-leading order (NLO), for three values of renormalization scale, calculations give higher values for such ratio. This may be related to hadronization effects.



(a) STAR preliminary result for pp collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV. Red circles are used for experimental data, solid lines are used for different Monte Carlo generators: PYTHIA6 [2] (black) and HERWIG [3]. In all cases jets have been reconstructed with anti- k_t algorithm

(b) Next-to-leading order (NLO) calculations [4] for different renormalization scales.

Figure 1.1: Inclusive jet cross section ratio for $R = 0.2$ and $R = 0.4$. Right-hand plot shows experimental data and two different models of hadronization. Left-hand plot show theoretical calculations.

In order to quantify this effect a PYTHIA simulation on e^+e^- at $\sqrt{s} = 100$ GeV has been performed. In order to compare reconstructed jets with partons, jets have been reconstructed in both levels: partonic level, where one uses partons as input for the jet finder, and hadronic level, where one uses hadrons as input for the jet finder.

In such type of collision, if the initial state of radiation is suppressed each outgoing parton carries half of the collision energy. Therefore one has back-to-back dijet events.

2 Simulation

This analysis uses PYTHIA6 [2], version 6.409, to simulate e^+e^- collisions at $\sqrt{s} = 100\text{GeV}$. The study is focused only in the $u\bar{u}$ channel of the Z^0 decay. In other words:

$$e^+e^- \rightarrow \gamma^*/Z^0, \quad (2.1a)$$

$$Z^0 \rightarrow d\bar{d}. \quad (2.1b)$$

In order to have a well-defined final state kinematics, the Initial State Radiation (ISR) has been switched off (MSTP(61) = 0). In other words, it means there is no γ radiated by the incoming $e^{+(-)}$. As a consequence the energy of the Z^0 produced is equal to the collision energy and each outgoing parton carries half of it.

The Final State Radiation (FSR) has been also switched off (MSTP(71) = 0). It means there is no gluon radiated by the outgoing partons. As consequence one has two back-to-back parton jets, each of them contains one of the outgoing quarks. Therefore one may expect two back-to-back particle jets. Once again, any different result might be related to hadronization.

Only events that the outgoing partons are in $|\eta| < 1.0$ have been accepted.

3 Jet Reconstruction

Jets have been reconstructed, both on partonic level and particle level, using k_t [5] and anti- k_t [6] as implemented on FASTJET [7]. For both algorithms energy-scheme has been used as a recombination scheme (see appendix B for more details) and the resolution parameter was chosen as $R=1.0$.

For both partonic and particle levels the input kinematic quantities lies on pseudorapidity region $|\eta| < 2.0$. A p_t cut for the input kinematic quantities has been imposed such as:

$$|\vec{p}_t|^2 \geq \frac{p_z^2}{\sinh^2(\eta_{\max})} \quad (3.2)$$

where $\eta_{\max} = 2.0$. Although, only jets in the pseudorapidity region:

$$-\eta_{\max} + R < \eta_{jet} < \eta_{\max} - R \quad (3.3)$$

are accepted. This cut is used to avoid edge effects on the analyzed jets. Moreover, due to characteristics presented in section 2, this cut impose a constrain on the reconstructed parton jet transverse momentum such as: $p_t^{\text{parton jet}} \geq 32.4\text{GeV}/c$.

The partonic level takes quarks and gluons, whose daughter is the string, as input. It also takes photons whose origin points to the hard scattering. The particle level takes charged and neutral final state particles, i. e. decayed particle, as input. Also photons from hadronic decays are taken into account. Although, neutrinos are not used as input.

4 Analysis

The first part of the analysis consists in derive a way to compare a given particle jet with its respective parton jet. This can be done by looking in correlations between these jets in the phase space $\eta \times \phi$. Therefore, for every parton jet i one calculates $\Delta\eta$ and $\Delta\phi$ between all particle jets as:

$$\Delta\phi = \phi_{\text{parton jet}, i} - \phi_{\text{particle jet}, j}, \quad (4.4a)$$

$$\Delta\eta = \eta_{\text{parton jet}, i} - \eta_{\text{particle jet}, j}, \quad (4.4b)$$

where ϕ is the azimuthal angle, η the pseudorapidity and $i(j)$ runs from 1 to $N_{\text{parton jets}} (N_{\text{particle jets}})$. From figure 4.2 it is possible to see a clear correlation between parton jets and particles jets for both algorithms. Therefore, a cut $|\Delta\eta| < 0.1$ and $|\Delta\phi| < 0.1$ selects particle jets associated to a given parton jet.

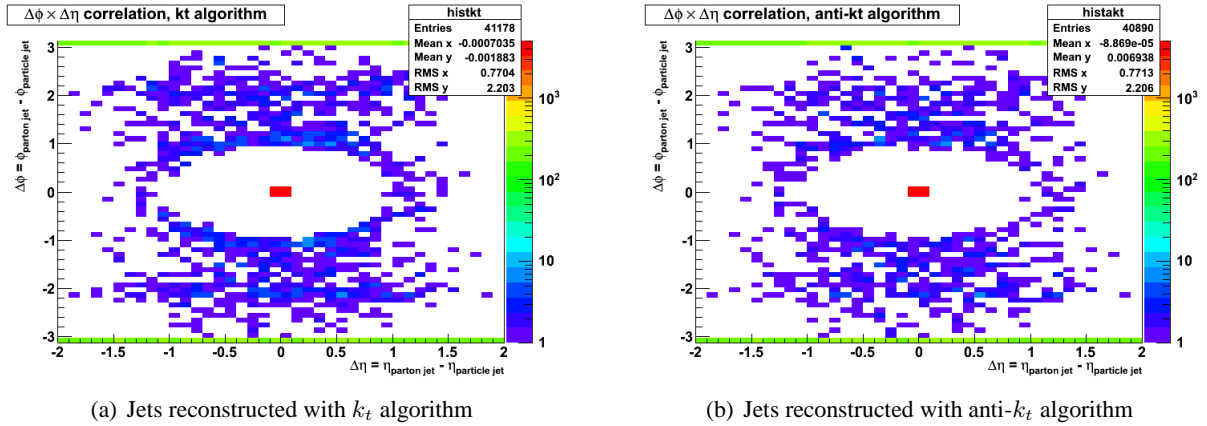


Figure 4.2: Phase space correlation between parton jets and particle jets for k_t algorithm (left plot) and anti- k_t algorithm (right plot).

Once selected the jets to be compared, the next step consisted in quantify the difference in transverse momentum and energy between parton jets and particle jets for both algorithms. A similar analysis has also been done comparing the jet energy.

4.1 Transverse momentum

For every pair of parton and particle jets that $|\Delta\phi| < 0.1$ and $|\Delta\eta| < 0.1$ one calculates the difference on p_t as:

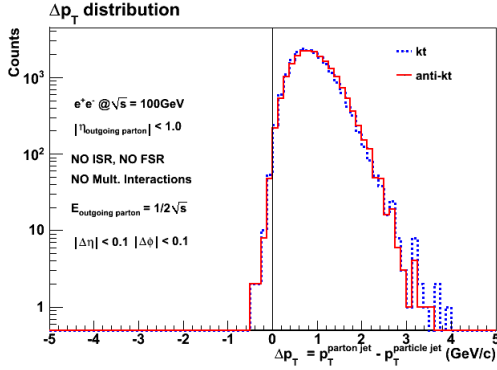
$$\Delta p_t = p_t^{\text{parton jet}} - p_t^{\text{particle jet}} \quad (4.5)$$

whose distribution is shown on figure 4.3(a).

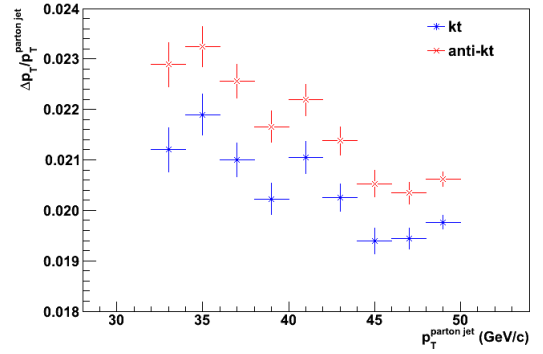
One also calculates the p_t deviation with respect to the parton jet:

$$\frac{\Delta p_t}{p_t^{\text{parton jet}}} = 1 - \frac{p_t^{\text{particle jet}}}{p_t^{\text{parton jet}}} \quad (4.6)$$

whose results are shown in figure 4.3(b)



(a) Δp_t distribution for jets reconstructed with k_t algorithm (dotted blue line) and anti- k_t algorithm (solid red line).



(b) $\Delta p_t/p_t^{\text{parton jet}}$ as function of $p_t^{\text{parton jet}}$. Blue points are results for jets reconstructed with k_t algorithm and red points are results for jets reconstructed with anti- k_t algorithm. The points represent the mean of $\Delta p_t/p_t^{\text{parton jet}}$ distribution, for a given p_t -bin, and the error bars represent their r.m.s .

Figure 4.3: Distributions for Δp_T analysis. Figure (a) shows an inclusive analysis, whereas figure (b) shows results as function of $p_t^{\text{parton jet}}$ -bin.

From figure 4.3(a) one sees, for both algorithms, particles jets have their p_t less than their respective parton jets. In case of k_t algorithm: $\langle \Delta p_t \rangle = (0.896 \pm 0.449)\text{GeV}/c$; in case of anti- k_t algorithm, one has a slight higher value: $\langle \Delta p_t \rangle = (0.938 \pm 0.456)\text{GeV}/c$ ².

A study about this distribution as function of $p_t^{\text{parton jet}}$ has been carried out. As one can see in figure 4.3(b) there is some dependence with respect to parton jet transverse momentum. From this figure, it is

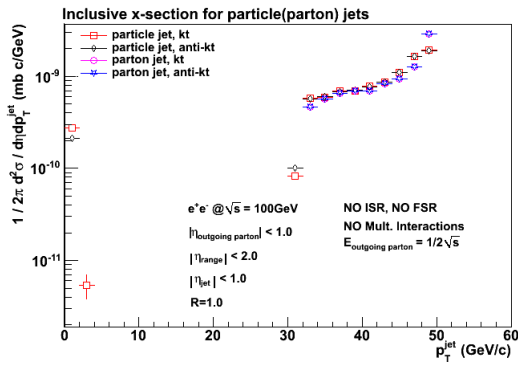
²The results have been quoted as $\langle x \rangle = \text{mean} \pm \text{r.m.s.}$

also clear that anti- k_t algorithm leads to higher differences in p_t than k_t algorithm. For k_t algorithm one has: $\langle \Delta p_t \rangle = (0.700 \pm 0.014)\text{GeV}/c$ and $\langle \Delta p_t \rangle = (0.968 \pm 0.007)\text{GeV}/c$, for the lower ($32.0 \leq p_t < 34.0\text{GeV}/c$) and higher ($48.0 \leq p_t < 50.0\text{GeV}/c$) p_t -bin, respectively. In case of anti- k_t algorithm one has: $\langle \Delta p_t \rangle = (0.755 \pm 0.014)\text{GeV}/c$ and $\langle \Delta p_t \rangle = (1.010 \pm 0.007)\text{GeV}/c$, for the lower and higher p_t -bin, respectively.

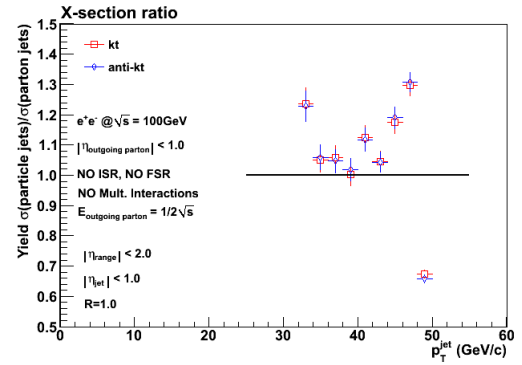
The difference on the order of $0.3\text{GeV}/c$ between the lower and the higher p_t -bins, for both algorithms, may explain the observed r.m.s values from figure 4.3.

Hadronization effect seem to be on the order of $1.0\text{GeV}/c$. Therefore, this difference may result in different cross-section curves for parton jets and particle jets. Indeed this effect can be seen on figure 4.4, which is clear from two evidences:

1. The existence of particle jets with $p_t < 32.4\text{GeV}/c$ as seen of figure 4.4(a). This is only due to hadronization effects, once the cut applied on the analyzed jets constrain $p_t^{\text{parton jet}} > 32.4\text{GeV}/c$ as stated on section 3.
2. The reduction, on the order of 40%, of particle jets reconstructed with $48.0 \leq p_t < 50.0\text{GeV}/c$, as can be seen on figure 4.4(b).



(a) Black diamonds and red squares are used for reconstructed particle jets, for k_t and anti- k_t algorithms, respectively. Magenta circle and blue star are used for reconstructed parton jets, for k_t and anti- k_t algorithms, respectively.



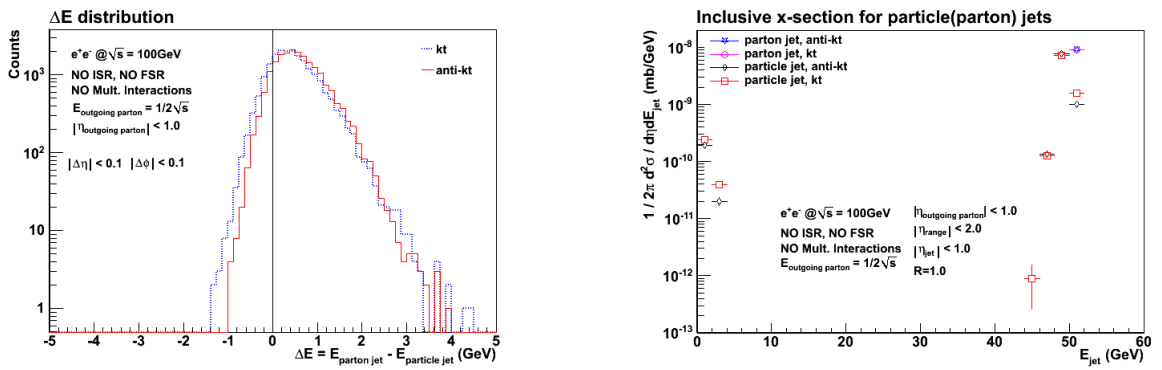
(b) Red squares are used for k_t algorithm and blue diamonds are used for anti- k_t algorithm.

Figure 4.4: Inclusive jet cross-section comparison between parton jets and particle jets (figure (a)) and yield ratio between inclusive particle jet cross-section and inclusive parton jet cross-section (figure (b)).

4.2 Energy

As in case of transverse momentum, an analysis with jet energy has been carried out. The selection criteria used to select comparable jets is described in the beginning of this section. The difference in the jet energy has been calculated in the same way as the difference for the jet transverse momentum. Since only parton jets with $E = 50\text{GeV}$ have been reconstructed (see section 2 for details) there is no analysis with respect to different jet energies. For the same arguments, only a cross-section comparison between particle jets and parton jets has been done and the ratio between those distribution is not plotted.

Figure 4.5(a) shows the energy difference between parton jets and particle jets for both algorithms. Figure 4.5(b) show the inclusive cross-section for both parton jets and particle jets reconstructed with k_t and anti- k_t algorithms.



(a) ΔE distribution between parton jets and particle jets. The dotted blue line shows the distribution for jets reconstructed with k_t algorithm, whereas the solid red line show the same distribution for jets reconstructed with anti- k_t algorithm.

(b) Inclusive jet cross section for particle jets, red square and black diamond (k_t and anti- k_t algorithms, respectively), and for parton jets, magenta circle and blue star (k_t and anti- k_t algorithms, respectively)

Figure 4.5: Results for jet energy analysis: figure (a) shows ΔE distribution and (b) shows cross-section comparison as function of jet energy.

Hadronization effects are responsible to reduce the energy of reconstructed particle jets when compared to their respective parton jet. From figure 4.5(a) the difference in energy in case of k_t algorithm is: $\langle \Delta E \rangle = (0.489 \pm 0.589)\text{GeV}$ and in case of anti- k_t algorithm this value is slightly higher: $\langle \Delta E \rangle = (0.597 \pm 0.539)\text{GeV}$. From figure 4.5(b) one sees the amount of reconstructed particle jets in the interval $48.0 \leq E < 50.0\text{GeV}$ drastically reduced when compared to the amount of parton jets in the same interval. For k_t algorithm this reduction is 82.6% and for anti- k_t algorithm this reduction is 88.7%. Moreover, the less energetic jets are not related to any parton jet, as one can read from figures (a) and (b) on figure 4.5.

5 Conclusions

This study shows hadronization effects change the characteristics of the measured particle jets when compared to their respective parton jets. Both type of jets have been reconstructed with k_t and anti- k_t algorithms, resolution parameter $R = 1.0$ and lie on the region of pseudorapidity $|\eta_{jet}| < 1.0$.

Section 4.1 shows this effect reduces particle jet transverse momentum by $\sim 1\text{GeV}/c$ when compared to is parton jet, as one can see from figure 4.3, for both reconstruction algorithms. In other words, for a given p_t -bin ($p_{t,0}$), one may see a decrease of particle jets with respect to parton jets, at the same time p_t -bins $< p_{t,0}$ might show an increase of particle jets compared to parton jets, due to contamination of particle jets which parton jets transverse momentum is $p_{t,0}$. This behavior is clear on figure 4.4 (b): in the interval $48.0 \leq p_t < 50.0\text{GeV}/c$ one sees a decrease of $\sim 40\%$ particle jets compared to parton jets, whereas for $32.0 \leq p_t < 48.0\text{GeV}/c$ one sees an increase of parton jets compared to particle jets.

Concerning jet energy measurements (section 4.2), particle jet energy is reduced by $\sim 0.5\text{GeV}$ with respect to it parton jet. As in case of transverse momentum, the same statements can be done.

Finally, comparing figures 4.3(a) and 4.4(a) it is clear the soft- p_t particle jets are consequence of hadronization effects. The same statement can be derived in case of the low-energetic jets, comparing figures (a) and (b) on figure 4.5.

A Jet Algorithms

As stated on section 1, a jet definition is based on a jet algorithm, a recombination scheme and a resolution parameter. A jet algorithm can be understood as a set of instructions used to decided whether two kinematic quantities should be clustered together.

Even though in the present study only sequential recombination jet algorithms, namely k_t [5] and anti- k_t [6], have been used, on this appendix we are going to describe two kinds of jet algorithms: cone-type algorithms and sequential recombination jet algorithms.

A.1 pycell

As an example of cone-type algorithm there is pycell, a own PYTHIA6 jet-finder implementation. It is a cluster jet finder that simulates detector such as electromagnetic calorimeters. It supposes a detector covering the region of pseudorapidity ranging from $-\eta$ to $+\eta$. This detector is divide in bins in η and ϕ axes. The jet finding is initiated in every cell in $\eta \times \phi$ space that E_T^{cell} is greater than a given value (E_T^{seed}). The E_T^{cell} is the summed E_T of all (N) particles/partons that hits a given cell:

$$E_T^{cell} = \sum_{i=1}^N E_{T,i}. \quad (\text{A.1})$$

Starting from the highest E_T^{cell} , it looks for other cells in the vicinity $\sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < R$, in a decrease order of E_T^{cell} , in order to make a jet. R is the jet radius, also called by resolution parameter. The cells that belong to a jet are removed from the event and the procedure starts again.

A.2 k_t and anti- k_t algorithm

k_t and anti- k_t algorithm are sequential recombination jet algorithms. Their main parameter is the resolution parameter (R)³.

In order to start the cluster process, two distances are calculated d_{ij} and d_{iB} :

$$d_{ij} = \min \left(k_{ti}^{2p}, k_{tj}^{2p} \right) \frac{\Delta_{ij}^2}{R^2}, \quad (\text{A.2a})$$

$$d_{iB} = k_{ti}^{2p}, \quad (\text{A.2b})$$

³We prefer to name R by resolution parameter, instead of radius, because k_t algorithm is not cone-like.

being $\Delta_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$, k_t is the transverse momentum of the input four-vector, η the pseudo-rapidity, ϕ the azimuth angle and p is a parameter that defines the algorithm: $p = 1$ is used for k_t algorithm and $p = -1$ is used for anti- k_t algorithm.

If d_{ij} is the minimum between them, then particles i and j are cluster red together. Otherwise, particle i is considered a jet. As soon as a jet is defined, i.e there is no more particles in the event that can be clustered in order to make a jet, all used particles are removed from the event and the jet finding starts again until no particle remains.

These algorithms work in the opposite way of each other. k_t initiates the clustering procedure with low transverse momentum particles, whereas anti- k_t initiates the clustering procedure with high transverse momentum particles.

B Recombination Schemes

As already mentioned on section 1 and on appendix A, after the decision to cluster together two kinematic quantities, it is necessary to define how the composite object, namely jet, should be construct. This is done by choosing the recombination scheme.

FASTJET has seven recombination schemes available: Energy-scheme, p_t -scheme, p_t^2 -scheme, E_t -scheme, E_t^2 -scheme and a boost invariant version of p_t^2 - and p_t -schemes.

In the following lines we are going to explain how each recombination scheme works and highlight the differences and similarities between them.

B.1 Energy scheme

The kinematic quantity to be combined in this scheme is the four-vector $\mathcal{P}_i = (E_i, \vec{p}_i)$. The reconstructed jet four-vector is made by summing up the four-vectors i and j as:

$$\mathcal{P}_r = \mathcal{P}_i + \mathcal{P}_j, \tag{B.1a}$$

$$E_r = E_i + E_j, \tag{B.1b}$$

$$\vec{p}_r = \vec{p}_i + \vec{p}_j. \tag{B.1c}$$

This scheme is clearly Lorentz invariant, since \mathcal{P}_i and \mathcal{P}_j are Lorentz invariant. However, the reconstructed jet accumulates mass even for massless input four-vectors ($E = |\vec{p}|$):

$$M^2 = 2|\vec{p}_i||\vec{p}_j|(1 - \cos(\theta_{ij})) \tag{B.2}$$

being θ_{ij} the angle between i and j three-vectors input.

B.2 Other schemes

In all remnant schemes the reconstructed four-vector from kinematic quantities i and j is made by:

$$\vec{p}_{t,r} = \vec{p}_{t,i} + \vec{p}_{t,j}, \quad (\text{B.3a})$$

$$\phi_r = \frac{\omega_i \phi_i + \omega_j \phi_j}{\omega_i + \omega_j}, \quad (\text{B.3b})$$

$$y_r = \frac{\omega_i y_i + \omega_j y_j}{\omega_i + \omega_j} \quad (\text{B.3c})$$

where y stands for rapidity and ω_i is a weight that depends on the recombination scheme. For p_t , its boost invariant version and E_t schemes one has $\omega_i = |\vec{p}_{t,i}|$. Whereas for p_t^2 , its boost invariant version and E_t^2 schemes one has $\omega_i = |\vec{p}_{t,i}|^2$.

The reconstructed four-vector writes as:

$$\mathcal{P}_r = |\vec{p}_{t,r}|^2 (\cosh(y_r), \cos(\phi_r), \sin(\phi_r), \sinh(y_r)) \quad (\text{B.4})$$

From the equation B.4 it is clear one get massless reconstructed jets:

$$\mathcal{P}_r^2 = M^2 = |\vec{p}_{t,r}|^2 (\cosh^2(y_r) - \cos^2(\phi_r) - \sin^2(\phi_r) - \sinh^2(y_r)) = 0 \quad (\text{B.5})$$

This group of recombination schemes can be subdivided into two classes: p_t -weighted and p_t^2 -weighted.

B.2.1 p_t^2 -scheme

As described above, the difference between p_t - and p_t^2 -schemes relies on the weight used to determine the azimuthal angle and the rapidity of the reconstructed jet.

Those schemes use massless kinematic quantities as input. This requirement is achieved by rescaling the energy of the input object to be equal the magnitude of its momentum. In other words, let

$$\mathcal{P} = (E, \vec{p}_t, p_z) \quad (\text{B.6})$$

be the initial input four-vector. Then a new value for its energy is calculated as:

$$E' = \sqrt{|\vec{p}_t|^2 + p_z^2}, \quad (\text{B.7})$$

then a new input four-vector is set to:

$$\mathcal{P} = (E', \vec{p}_t, p_z). \quad (\text{B.8})$$

As one can see, the input three-vector remains unchanged, whereas the input energy is changed. This scheme is not Lorentz invariant.

Boost invariant p_t^n -schemes: differently from p_t^n -schemes, their boost invariant version use massive four-vector as input kinematic quantities.

B.2.2 E_t^n -schemes

Like p_t^n -schemes, E_t^n -schemes use massless input four-vectors and as for p_t^n they differ in the way the azimuthal position and the rapidity of the reconstructed object is defined (see equation B.3).

On the other hand, those schemes rescale the input three-momentum in such way that its magnitude is equal to its energy. Let

$$\mathcal{P} = (E, \vec{p}_t, p_z), \quad (\text{B.9})$$

be the initial input four-vector. Then calculate a rescale factor as:

$$f = \frac{E}{\sqrt{|\vec{p}_t| + p_z^2}}, \quad (\text{B.10})$$

then set a new input four-vector as:

$$\mathcal{P} = (E, f\vec{p}_t, fp_z). \quad (\text{B.11})$$

Those recombination scheme behaves in the opposite way as p_t^n -schemes. They rather let energy unchanged and rescale the three-momentum.

So far one has seen two broaden classes of recombination schemes. One class reconstructs massive jets (E-scheme) whereas the other class reconstructs massless jets (p_t^n -schemes, their boost invariant versions and E_t^n -schemes). The class of massless jets can be subdivided into two subclasses. Each of them use a different weight ($|\vec{p}_t|$ or $|\vec{p}_t|^2$) to calculate the azimuthal position and the rapidity of the reconstructed jet. Each subclass has two kinds of recombination schemes: non-Lorentz invariant (p_t^n and E_t^n) and Lorentz invariant (boost invariant version of p_t^n). The former uses massless input four-vectors, whereas the latter uses massive input four-vectors.

References

- [1] *QCD and Collider Physics*. Cambridge University Press, 1996.

- [2] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands. *Pythia 6.4 Physics and Manual*. Fermi National Accelerator Laboratory.
- [3] G. Corcella, I.G. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, P. Richardson, M.H. Seymour, and B.R. Webber. HERWIG 6.5. *JHEP*, 0101(010), 2001.
- [4] W. Vogelsang. Private communications. 2009.
- [5] S. Catani, Yuri L. Dokshitzer, M. H. Seymour, and B. R. Webber. Longitudinally invariant K_t clustering algorithms for hadron hadron collisions. *Nucl. Phys.*, B406:187–224, 1993.
- [6] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. The anti- k_t jet clustering algorithm. *JHEP*, 04:063, 2008.
- [7] M. Cacciari, G.P. Salam, and G. Soyez. Dispelling the N^3 myth for the kt jet-finder. *Phys. Lett. B641*, 2006.

* * *

Referências Bibliográficas

- [1] R. K. Ellis, W. J. Stirling, and B. R. Webber. *QCD and Collider Physics*. Cambridge University Press, 1996.
- [2] J. Beringer et al. (Particle Data Group). The Review of Particle Physics. *Phys. Rev.*, D86(010001), 2012.
- [3] E. V. Shuryak. Theory of Hadronic Plasma. *Sov. Phys., JETP* 47(212):285, 1978.
- [4] J. C. Collins and M. J. Perry. Superdense Matter: Neutrons or Asymptotically Free Quarks? *Phys. Rev. Lett.*, 34(1353), 1975.
- [5] B. A. Freedman and L. D. McLerran. Fermions and Gauge Vector Mesons at Finite Temperature and Density. The Ground State Energy of a Relativistic Quarks Gas. *Phys. Rev.*, D16(1169):285, 1977.
- [6] J. D. Bjorken. Energy loss of energetic partons in QGP: possible extinction of high pT jets in hadron-hadron collisions. *FERMILAB-PUB-82-059-THY*, (287):292, 1982.
- [7] Gavin P. Salam. Towards Jetography. *arXiv:0906.1833*, [hep-ph], June 2009.
- [8] A. Majumder and M. Van Leeuwen. The theory and phenomenology of perturbative QCD based jet quenching. *arXiv:1002.2206*, [hep-ph], February 2010.
- [9] C. Adler et al. Disappearance of back-to-back high p_T hadron correlations in central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ -GeV. *Phys.Rev.Lett.*, 90:082302, 2003.
- [10] John Adams et al. Evidence from d + Au measurements for final-state suppression of high p(T) hadrons in Au + Au collisions at RHIC. *Phys. Rev. Lett.*, 91:072304, 2003.

- [11] Georges Aad et al. Observation of a Centrality-Dependent Dijet Asymmetry in Lead-Lead Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.77$ TeV with the ATLAS Detector at the LHC. *Phys.Rev.Lett.*, 105:252303, 2010.
- [12] Serguei Chatrchyan et al. Observation and studies of jet quenching in PbPb collisions at nucleon-nucleon center-of-mass energy = 2.76 TeV. *Phys.Rev.*, C84:024906, 2011.
- [13] Betty Abelev et al. Measurement of Event Background Fluctuations for Charged Particle Jet Reconstruction in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *JHEP*, 1203:053, 2012.
- [14] P.M. Jacobs. Background Fluctuations in Heavy Ion Jet Reconstruction. 2010.
- [15] Matteo Cacciari and Gavin P. Salam. Pileup subtraction using jet areas. *Phys.Lett.*, B659:119–126, 2008.
- [16] G. D’Agostini. A Multidimensional unfolding method based on Bayes’ theorem. *Nucl.Instrum.Meth.*, A362:487–498, 1995.
- [17] Andreas Hocker and Vakhtang Kartvelishvili. SVD approach to data unfolding. *Nucl.Instrum.Meth.*, A372:469–481, 1996.
- [18] Mateusz Ploskon for the STAR Collaboration. Inclusive cross section and correlations of fully reconstructed jet in 200 GeV $Au + Au$ and $p + p$ collisions. *Nucl. Phys. A*, (830):255c–258c, 2009.
- [19] G.O.V. de Barros. Inclusive Distribution of Fully Reconstructed Jets in Heavy Ion Collisions at RHIC: Status Report. *AIP Conf.Proc.*, 1441:825–828, 2012.
- [20] G.O.V. de Barros, Bo Fenton-Olsen, Peter Jacobs, and Mateusz Ploskon. Data-driven analysis methods for the measurement of reconstructed jets in heavy ion collisions at RHIC and LHC. 2012.
- [21] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. The Catchment Area of Jets. *arXiv:0802.1188v2 [hep-ph]*, 2008.
- [22] John E. Huth, Naor Wainer, Karlheinz Meier, Nicholas Hadley, F. Aversa, et al. Toward a standardization of jet definitions. *FERMILAB-CONF-90-249-E, C90-06-25.2, FNAL-C-90-249-E*, 1990.
- [23] Gerald C. Blazey, Jay R. Dittmann, Stephen D. Ellis, V. Daniel Elvira, K. Frame, et al. Run II jet physics. pages 47–77, 2000.

- [24] S. Catani, Yuri L. Dokshitzer, M. H Seymour, and B. R. Webber. Longitudinally invariant k_T clustering algorithms for hadron hadron collisions. *Nuclear Physics*, B406:187–224, 1993.
- [25] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. The Anti- k_T jet clustering algorithm. *JHEP*, 0804:063, 2008.
- [26] ALICE Collaboration. ALICE: Physics Performance Report, Volume I. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, (30):1517, 2004.
- [27] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. FastJet User Manual. *Eur.Phys.J.*, C72:1896, 2012.
- [28] Glen Cowan. *A survey of unfolding methods for Particle Physics*. <http://www.ippp.dur.ac.uk/old/Workshops/02/statistics/proceedings/proceedings.html>. 2002 Durham Statistics Conference.
- [29] Tim Adye. Unfolding algorithms and tests using RooUnfold. 2011.
- [30] G. D’Agostini. Improved iterative Bayesian unfolding. *ArXiv e-prints*, October 2010.
- [31] H. Appelshauser et al. Event-by-event fluctuations of average transverse momentum in central Pb + Pb collisions at 158-GeV per nucleon. *Phys.Lett.*, B459:679–686, 1999.
- [32] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands. *Pythia 6.4 Physics and Manual*. Fermi National Accelerator Laboratory.
- [33] Michael L. Miller, Klaus Reygers, Stephen J. Sanders, and Peter Steinberg. Glauber modeling in high energy nuclear collisions. *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.*, 57:205–243, 2007.
- [34] B.I. Abelev et al. Longitudinal double-spin asymmetry and cross section for inclusive jet production in polarized proton collisions at $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$. *Phys.Rev.Lett.*, 97:252001, 2006.
- [35] S.S. Adler et al. Systematic studies of the centrality and $\sqrt{s_{NN}}$ dependence of the $d E(T) / d \eta$ and $d (N(\text{ch}) / d \eta$ in heavy ion collisions at mid-rapidity. *Phys.Rev.*, C71:034908, 2005.
- [36] Kenneth Aamodt et al. Centrality dependence of the charged-particle multiplicity density at mid-rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Phys.Rev.Lett.*, 106:032301, 2011.

- [37] Xin-Nian Wang and Miklos Gyulassy. HIJING: A Monte Carlo model for multiple jet production in p p, p A and A A collisions. *Phys.Rev.*, D44:3501–3516, 1991.
- [38] John Adams et al. Transverse-momentum p(t) correlations on (eta, phi) from mean-p(t) fluctuations in Au-Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$. *J.Phys.*, G32:L37–L48, 2006.
- [39] F. S. Bieser and et. al. The STAR Time Projection Chamber: A Unique Tool for Studying High Multiplicity Events at RHIC. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, (499):659, 2003.
- [40] M. Beddo and et. al. The STAR Barrel Electromagnetic Calorimeter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, (499):725–739, 2003.
- [41] F.S. Bieser, H.J. Crawford, J. Engelage, G. Eppley, L.C. Greiner, E.G. Judd, S.R. Klein, F. Meissner, R. Minor, Z. Milosevich, G. Mutchler, J.M. Nelson, J. Schambach, A.S. VanderMolen, H. Ward, and P. Yepes. The STAR trigger. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 499(2-3):766 – 777, 2003.
- [42] ALICE Collaboration. The ALICE TPC. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 535:197, 2004.
- [43] Marta Verweij. Measurement of jet spectra with charged particles in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV with the ALICE detector. 2012.
- [44] Korinna C. Zapp, Frank Krauss, and Urs A. Wiedemann. A perturbative framework for jet quenching. *JHEP*, 1303:080, 2013.
- [45] Marta Verweij. Measurement of jet spectra in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV with the ALICE detector at the LHC. 2012.
- [46] Leticia Cunqueiro. Jet structure in 2.76 TeV Pb Pb collisions at ALICE. 2012.
- [47] K.J. Eskola, K. Kajantie, and J. Lindfors. Quark and Gluon Production in High-Energy Nucleus-Nucleus Collisions. *Nucl.Phys.*, B323:37, 1989.