UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

Estudo da energia transversal em
colisões Au+Au para energias entre
7.7 e 200 GeV

Renato Aparecido Negrão de Oliveira

Orientador: Prof. Dr. Alexandre Alarcon do Passo Suaide

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

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Alexandre Alarcon do Passo Suaide - (USP)

Prof. Dr. David Dobrigkeit Chinellato - (UNICAMP)

Prof^a. Dr^a. Emi Marcia Takagui - (USP)

Prof. Dr. Jorge José Leite Noronha Junior - (USP)

Prof^a. Dr^a. Sandra dos Santos Padula - (IFT-UNESP)

São Paulo
2014

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

Oliveira, Renato Aparecido Negrão de

Estudo da energia transversal em colisões Au+Au para energias entre 7.7 e 200 GeV. São Paulo, 2014.

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

Orientador: Prof. Dr. Alexandre Alarcon do Passo Suaide

Área de Concentração: Física de Alta Energia

Unitermos: 1. Física de alta energia; 2. Colisões (Física nuclear); 3. Interações nucleares; 4. Física nuclear.

USP/IF/SBI-096/2014

Agradecimentos

Gostaria de agradecer aos meus pais Angelina Aparecida Donatoni de Oliveira e Aristides Negrão de Oliveira pelo carinho, afeto e apoio em todos os anos dessa jornada. Gostaria de agradecer também a minha querida irmã Daiane Negrão pelo amor, apoio e por me fazer acreditar que eu estava trilhando o caminho certo.

Gostaria de agradecer ao Alexandre Suaide pela ajuda nessa grande cruzada, pelas discussões e por ser um exemplo de profissionalismo.

Aos companheiros do grupo de pesquisa HEPIC, pelo incentivo e discussões durante todos esses anos.

Por fim, mas não deixando de ser importante, aos meus amigos do IFUSP que tornaram a passagem dos dias bem mais agradáveis.

E à FAPESP pelo apoio financeiro.

Sumário

Resumo	xv
Abstract	xvii
1 Introdução	1
2 A interação forte e o plasma de quarks e glúons	3
2.1 Cromodinâmica Quântica	3
2.2 O plasma de quarks e glúons	6
2.3 Evolução temporal de colisões nucleares no regime relativístico .	11
2.4 Evidências experimentais da formação do QGP	12
2.4.1 Densidade de energia	13
2.4.2 Perda de energia no QGP	14
2.4.3 Coletividade dos pártons	16
3 O programa Beam Energy Scan	19
3.1 Explorando o diagrama de fase da matéria nuclear	20
4 Arranjo experimental	25
4.1 O colisor de íons pesados relativísticos RHIC	25
4.2 O detector STAR	26
4.3 Time Projection Chamber	28

4.3.1	Reconstrução das Trajetórias	30
4.3.2	Determinação da posição do vértice primário	32
4.3.3	Identificação de partículas através da perda de energia	35
4.4	Barrel Eletromagnetic Calorimeter (BEMC)	37
4.4.1	Estrutura do calorímetro eletromagnético	37
4.4.2	Perda de energia no calorímetro	40
4.4.3	Pre Shower Detector (PSD)	40
4.4.4	Shower Maximum Detector (SMD)	41
4.5	Time of flight	42
4.5.1	Multi-gap resistive plate chamber	43
4.5.2	Identificação das partículas através do seu tempo de voo	44
4.6	Detectores frontais e o gatilho de eventos	45
4.6.1	Vertex Position Detector	46
4.6.2	Zero Degree Calorimeter	46
4.6.3	Arquitetura do sistema de gatilho de evento	46
5	Análise de qualidade dos dados	49
5.1	Seleção dos eventos	50
5.2	Seleção das trajetórias	51
5.3	Identificação das partículas	53
5.4	Medidas de energia no calorímetro BEMC	54
5.5	Definição dos intervalos de centralidade	62
6	Energia transversal	67
6.1	Energia Transversal Hadrônica	70
6.2	Energia Transversal Eletromagnética	72
6.2.1	Subtração da energia depositada por hádrons	73
6.3	Estimativa dos fatores de correção	76
6.3.1	Correção para identificação de partículas f_{noId}	76
6.3.2	Correção para o corte em baixo momento f_{pTcut}	77
6.3.3	Correção para inclusão de hádrons neutros de longa vida f_{neutro}	77
6.3.4	Eficiência na reconstrução de trajetórias $eff(p_T)$	78

6.3.5	Correção para o fundo f_{fundo}	80
6.3.6	Correção para o fundo f_{ele}	81
7	Resultados	83
7.1	Energia transversal hadrônica	83
7.2	Energia transversal eletromagnética	89
7.3	Energia transversal total	94
7.4	Análise para as energias mais baixas	99
8	Avaliação das incertezas sistemáticas	103
8.1	Seleção da posição z do vértice primário	103
8.2	Seleção das trajetórias	105
8.3	Erro sistemático devido a identificação das partículas	107
8.4	Energia de corte nas torres do calorímetro	108
8.5	Erro sistemático devido as constantes de normalização	109
8.6	Erro sistemático total	111
9	Discussão dos resultados	113
10	Considerações finais	121

Lista de Figuras

2.1	<i>Função de estrutura medida para o próton em função de x. Figura retirada de [8].</i>	4
2.2	<i>Constante de acoplamento α_s em função da escala de energia Q. Figura retirada de [19].</i>	7
2.3	<i>(a) Pressão (b) densidade de energia e entropia em função da temperatura. Figura retirada de [24].</i>	9
2.4	<i>Esboço do diagrama de fases da matéria nuclear.</i>	10
2.5	<i>Diagrama espaço-temporal da evolução de uma colisão de íons pesados relativísticos.</i>	11
2.6	<i>Fator de modificação nuclear. Figura retirada de [30].</i>	15
2.7	<i>Evidência da supressão de jatos em colisões entre íons pesados relativísticos por intermédio do estudo da correlação entre hádrons. Figura retirada de [1].</i>	16
2.8	<i>Ilustração da anisotropia espacial inicial em uma colisão entre dois núcleos.</i>	17
2.9	<i>Fluxo elíptico de hádrons em colisões Pb+Pb $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV, em função do momento transversal. Figura retirada de [35]. . . .</i>	18
3.1	<i>Razão entre a produção de hádrons para $\sqrt{s_{NN}}=7.7$ GeV. Figura retirada de [40].</i>	20

3.2	<i>Temperatura de freeze out químico em função da energia de colisão. Dados retirados de [44].</i>	22
3.3	<i>Potencial químico bariônico no freeze out químico em função da energia de colisão. Dados retirados de [44].</i>	23
3.4	<i>Temperatura de freeze out químico em função do potencial químico bariônico para as energias do BES. Dados retirados de [44].</i>	24
4.1	<i>Vista aérea do laboratório nacional de Brookhaven (BNL).</i>	26
4.2	<i>Visão esquemática do detector STAR e seus subsistemas.</i>	27
4.3	<i>Visão esquemática do TPC.</i>	28
4.4	<i>Foto de um setor do TPC.</i>	29
4.5	<i>Eficiência de reconstrução do TPC em função do momento transversal para píons em vários intervalos de centralidade. Figura retirada de [46].</i>	32
4.6	<i>Resolução na posição do vértice em função da multiplicidade de cargas do evento. Figura retirada de [46].</i>	34
4.7	<i>Resolução da medida do momento transversal em função do momento transversal. Figura retirada de [46].</i>	34
4.8	<i>Perda de energia em função do momento da partícula. As linhas representam a função de Bichsel [56].</i>	36
4.9	<i>Vista lateral do BEMC.</i>	38
4.10	<i>Esquema de um módulo do calorímetro eletromagnético.</i>	38
4.11	<i>(a) Foto dos módulos do calorímetro. (b) Visão frontal de uma torre.</i>	39
4.12	<i>Imagem bidimensional do chuveiro de partículas.</i>	42
4.13	<i>Visão esquemática do sistema de tempo de voo [60].</i>	43
4.14	<i>(a) Visão frontal e lateral do módulo MRPC. (b) Foto de um módulo MRPC montado.</i>	44
4.15	<i>Espectro de massa em função do momento transversal das partículas.</i>	45
4.16	<i>(a) Visão esquemática do sensor. (b) Foto do VPD montado.</i>	47
5.1	<i>Distribuição da posição z do vértice primário para colisões a 200 GeV.</i>	50

5.2	<i>Distribuição da posição xy do vértice primário para colisões a 200 GeV.</i>	51
5.3	<i>(a) Ocupação das trajetórias em pseudorapidez e ângulo azimutal. (b) Momento transversal em função do ângulo azimutal.</i>	52
5.4	<i>Perda de energia das partículas em função do momento para colisões a 200 GeV.</i>	55
5.5	<i>Perda de energia das partículas em função do momento para colisões a 200 GeV.</i>	56
5.6	<i>Energia depositada no calorímetro em função de η para colisões a 200 GeV.</i>	57
5.7	<i>Espectro do ADC de uma torre.</i>	57
5.8	<i>Espectro do ADC de uma torre.</i>	58
5.9	<i>Espectro do ADC de uma torre (a) fria e (b) quente.</i>	60
5.10	<i>(a) Torre com pedestal variando. (b) Torre fria com valor de pedestal variando.</i>	61
5.11	<i>Representação de uma colisão.</i>	62
5.12	<i>Ilustração de uma distribuição de carga simulada $d\sigma/dN_{ch}$. Figura retirada de [65].</i>	63
5.13	<i>Parâmetro de impacto médio em função do intervalo de centralidade do evento. Valores retirados de [66].</i>	64
5.14	<i>(a) $\langle N_{part} \rangle$ e (b) $\langle N_{col} \rangle$ em função do intervalo de centralidade do evento. Valores retirados de [66].</i>	65
6.1	<i>Visão simplificada da colisão entre dois íons pesados.</i>	67
6.2	<i>Diagrama do espaço tempo de uma colisão núcleo-núcleo. O espaço entre as linhas contínuas são as fatias de rapidez constante. As linhas pontilhadas representam as curvas de tempo próprio constante. A seta representa o valor médio da velocidade das partículas em seu respectivo intervalo de rapidez.</i>	68
6.3	<i>Valor médio da energia depositada por hádrons carregados no calorímetro eletromagnético, em função do momento. A curva pontilhada corresponde a uma simulação retirada de [69].</i>	74

6.4	<i>Dependência da energia média depositada no calorímetro com a distância do ponto onde a trajetória acertou a torre, até o seu centro. As linhas representam dados simulados para $\pi^\pm$, e os pontos são resultados experimentais obtidos para píons carregados. A linha vertical indica a menor distância possível do centro da torre até sua borda.</i>	75
6.5	<i>Visão esquemática do cluster formado para calcular a energia depositada no calorímetro.</i>	75
6.6	<i>Eficiência do TPC para centralidade (a) 0-5% (b) 20-30%.</i>	79
6.7	<i>Correção para o fundo de elétrons. Valores retirados de [77].</i>	80
6.8	<i>Correção para o fundo devido ao decaimento fraco. Valores retirados de [77].</i>	81
7.1	<i>Espectro da energia transversal dN/dE_T^{had}.</i>	84
7.2	<i>Espectro da energia transversal hadrônica versus a multiplicidade do evento. Os pontos representam os valores médios da distribuição.</i>	85
7.3	<i>Espectro da energia transversal dN/dE_T^{had} para as classes de centralidade 0-5%.</i>	85
7.4	<i>Espectro da energia transversal dN/dE_T^{had} para as classes de centralidade (a) 5-10% e (b) 10-20%.</i>	86
7.5	<i>Espectro da energia transversal dN/dE_T^{had} para as classes de centralidade (a) 20-30% e (b) 30-40%.</i>	87
7.6	<i>Distribuição da energia transversal dN/dE_T^{had} para as classes de centralidade 40-50%.</i>	88
7.7	<i>Espectro da energia transversal eletromagnética versus a multiplicidade do evento. Os pontos representam os valores médios da distribuição.</i>	89
7.8	<i>Espectro da energia transversal dN/dE_T^{em}.</i>	90
7.9	<i>Espectro da energia transversal dN/dE_T^{em} para a classe de centralidade (a) 0-5% (b) 5-10%.</i>	91
7.10	<i>Espectro da energia transversal dN/dE_T^{em} para as classes de centralidade (a) 10-20% e (b) 20-30%.</i>	92

7.11	<i>Espectro da energia transversal dN/dE_T^{em} para as classes de centralidade (a) 30-40% e (b) 40-50%.</i>	93
7.12	<i>Distribuição da energia transversal dN/dE_T.</i>	94
7.13	<i>Distribuição da energia transversal dN/dE_T versus a multiplicidade do evento. Os pontos representam os valores médios da distribuição.</i>	95
7.14	<i>Distribuição da energia transversal dN/dE_T para a classe de centralidade 0-5%.</i>	95
7.15	<i>Distribuição da energia transversal dN/dE_T para as classes de centralidade (a) 5-10% e (b) 10-20%.</i>	96
7.16	<i>Distribuição da energia transversal dN/dE_T para as classes de centralidade (a) 20-30% e (b) 30-40%.</i>	97
7.17	<i>Distribuição da energia transversal dN/dE_T para a classe de centralidade 40-50%.</i>	98
7.18	<i>Espectro da energia transversal total versus a multiplicidade do evento para $\sqrt{s_{NN}}=7.7$ GeV. Os pontos representam os valores médios da distribuição.</i>	99
7.19	<i>Espectro da energia transversal total versus a multiplicidade do evento para (a) $\sqrt{s_{NN}}=11.5$ GeV e (b) 39 GeV. Os pontos representam os valores médios da distribuição.</i>	100
7.20	<i>Espectro da energia transversal total versus a multiplicidade do evento para $\sqrt{s_{NN}}=62.4$ GeV. Os pontos representam os valores médios da distribuição.</i>	101
7.21	<i>Valor médio de E_T em função do intervalo de centralidade para as energias analisadas.</i>	101
8.1	<i>Diferença associada a variação na posição z do vértice de acordo com a tabela 8.1. O erro sistemático foi adotado como sendo a maior variação para cada intervalo de centralidade.</i>	104
8.2	<i>Diferença associada as variações nos cortes de acordo com a tabela 8.2.</i>	106
8.3	<i>Diferença associada as variações nos cortes de acordo com a tabela 8.2.</i>	106

8.4	<i>Diferença associada a variação no corte para a identificação de partículas.</i>	107
8.5	<i>Diferença associada a variação no corte do limite inferior de energia na torre.</i>	109
8.6	<i>Erro sistemático devido ao erro nos fatores de correção.</i>	110
8.7	<i>Erro sistemático para diferentes centralidades.</i>	111
8.8	<i>Erro sistemático para diferentes energias de colisão e centralidades.</i>	112
9.1	<i>E_T em função do intervalo de centralidade.</i>	113
9.2	<i>$1/(0.5N_{\text{part}})dE_T/d\eta$ em função do número de participantes.</i>	114
9.3	<i>$1/(0.5N_{\text{part}})dE_T/d\eta$ em função de $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ para colisões centrais. Os resultados de outros experimentos foram retirados de [69, 78].</i>	115
9.4	<i>$1/(0.5N_{\text{part}})dN_{\text{ch}}/d\eta$ em função de $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ para colisões centrais.</i>	117
9.5	<i>$(dE_T/d\eta)/(dN_{\text{ch}}/d\eta)$ em função de $\sqrt{s_{\text{NN}}}$. Os resultados de outros experimentos foram retirados de [69, 78].</i>	118
9.6	<i>Massa transversal em função de $\sqrt{s_{\text{NN}}}$. Figura retirada de [81].</i>	118
9.7	<i>$(dE_T/d\eta)/(dN_{\text{ch}}/d\eta)$ em função de $\sqrt{s_{\text{NN}}}$. Os pontos representados por quadrados foram retirados de [69].</i>	119
9.8	<i>Razão entre a produção de várias espécies de partículas com relação a píons em função da energia colisão. Gráfico retirado de [82].</i>	120
10.1	<i>Distribuição da componente eletromagnética da energia transversal em função da energia transversal hadrônica. Distribuição obtida para a energia de $s_{\text{NN}}=200$ GeV.</i>	123

Resumo

O objetivo de investigar colisões de íons pesados no regime relativístico é de estudar os quarks e glúons em condições extremas de pressão, densidade e temperatura, reproduzindo as condições da matéria nos instantes iniciais da formação do universo.

Nesse trabalho, a energia transversal E_T foi investigada para colisões Au+Au no experimento STAR no RHIC a energias de feixe no intervalo de $\sqrt{s_{NN}}=7.7$ à 200 GeV. A dependência do E_T normalizado pelo número de participantes em função da centralidade e energia de colisão foi medida, bem como a dependência do E_T dividido pela densidade de partículas carregadas em função da energia de colisão para colisões centrais.

Os resultados desse estudo indicam que para energias menores do que 7.7 GeV, a energia transversal média por unidade de carga produzida varia significativamente com o aumento da energia de colisão, atingindo o limite de saturação para o intervalo de energias maiores do que 7.7 GeV, onde essa razão passa a ser praticamente constante em função da energia de colisão.

Por fim, a componente eletromagnética da energia transversal também foi medida, e os resultados indicam que para as energias mais baixas o estado final é dominado por bárions, ao passo que para altas energias o mesmo é dominado por mésons.

Abstract

The goal of relativistic heavy-ion collisions is to study the behavior of quarks and gluons under extreme conditions of pressure, density and temperature, such as those expected to have existed in the the beginning of the universe.

In this work, the transverse energy E_T was investigated for Au+Au collisions measured with the STAR experiment at RHIC with beam energies from $\sqrt{s_{NN}}=7.7$ to 200 GeV. The centrality and collision energy dependence of E_T per number of participants was measured, as well as the energy dependence for the E_T per charged particles in central collisions. The results indicate that for collision energies less than 7.7 GeV the average transverse energy per unit charge varies significantly with increasing collision energy, reaching the saturation limit for energies higher than 7.7 GeV, where this ratio becomes almost constant.

The electromagnetic fraction of the total E_T was estimated, and the results are in agreement with a final state dominated by baryons, for lower energies, and a meson dominated state for higher energies.

Introdução

Com o intuito de compreender o universo nos instantes iniciais de sua criação e a subsequente evolução até os dias de hoje, o estudo das fases da matéria nuclear em condições extremas de temperatura e densidade, e suas respectivas transições, tem se tornado um dos pontos fundamentais envolvendo colisões entre íons pesados relativísticos [1, 2], onde acredita-se que a alta energia da colisão possa produzir temperaturas capazes de criar um meio com características similares as do universo primordial.

Essa motivação tem impulsionado e direcionado as pesquisas no campo de íons pesados relativísticos, no sentido de determinar as características das fases da matéria nuclear bem como a localização e a natureza das linhas de transição de fase que as separam. Isso é importante pois, da mesma forma que o diagrama de fase de materiais, amplamente estudado no campo da matéria condensada, traz informações sobre as propriedades da interação entre os componentes do material, o diagrama de fase medido em íons pesados relativísticos reflete as propriedades fundamentais da interação entre quarks e glúons que são os constituintes fundamentais da matéria.

Neste cenário, a colisão de íons no regime relativístico possibilitou a criação e exploração da matéria fortemente interagente, onde quarks e glúons encontram-se desconfiados formando o plasma de quarks e glúons (QGP). Neste contexto, a energia transversal das partículas criadas em colisões relativísticas se constitui em um observável interessante para caracterização do QGP, tendo em vista que está diretamente relacionada com a densidade inicial de energia criada na

colisão [3, 4, 5]. Em maiores detalhes, a energia transversal é produzida pelo espalhamento inicial dos quarks que compõem os núcleos de entrada e, possivelmente, através da interação entre os quarks produzidos no meio [5]. No caso mais simples, se o meio formado possuir um tempo de vida curto, sem que haja interações significativas, a energia transversal observada por unidade de pseudorapidez, $dE_T/d\eta$, será a mesma que a produzida inicialmente. Entretanto, se o sistema é fortemente interagente, conseguindo equilíbrio local em um curto intervalo de tempo, e mantendo-o durante a sua expansão, o $dE_T/d\eta$ irá diminuir significativamente durante a evolução do meio devido ao trabalho longitudinal realizado pela pressão hidrodinâmica [5], sendo entretanto, moderado pelo escoamento hidrodinâmico transversal, o qual aumenta a energia transversal [5].

Desse modo, o propósito deste trabalho é medir a energia transversal para colisões Au+Au nas energias de 7.7, 11.5, 39, 62.3 e 200 GeV. Para tanto, será utilizando o detector STAR (Solenoid Tracker at RHIC) instalado no Brookhaven National Laboratory (BNL) o qual é equipado com uma Time Projection Chamber (TPC) responsável por medir o momento transversal das partículas carregadas e identificá-las, e um Barrel Eletromagnetic Calorimeter (BEMC) cuja função é medir a energia de elétrons e fótons.

O texto está organizado em 10 capítulos, onde no capítulo 2 são discutidos os principais conceitos relacionados à Cromodinâmica Quântica e ao plasma de quarks e glúons. Em seguida, no capítulo 3 são descritos os principais aspectos do programa experimental BES (do inglês *Beam Energy Scan*), onde este trabalho está inserido. Em seguida, no capítulo 4 é apresentado com maior detalhe o experimento STAR onde os dados foram tomados, e por fim, do capítulo 5 ao 10, serão explicados os detalhes relacionadas à redução dos dados obtidos e sua análise, bem como os principais resultados e conclusões deste trabalho.

A interação forte e o plasma de quarks e glúons

Neste capítulo será discutido de forma breve os principais aspectos que levaram ao desenvolvimento da Cromodinâmica Quântica, que descreve a interação entre quarks e glúons, e por fim, o plasma de quarks e glúons, o qual é um estado extremo da matéria nuclear, onde quarks e glúons não estão confinados.

2.1 Cromodinâmica Quântica

Para se obter informações experimentais sobre a estrutura hadrônica da matéria, experimentos envolvendo feixes de alta energia e, por conseguinte grande momento transferido entre as partículas tornaram-se necessários. Os primeiros experimentos com esses requisitos foram realizados na década de 1960 no *Stanford Linear Accelerator Center* (SLAC), onde o processo de espalhamento inelástico profundo entre elétrons e prótons foi investigado.

Paralelamente a isso, Bjorken [6, 7] assumindo que os elétrons espalhavam em partículas pontuais quase livres dentro do próton, propõe que a seção de choque do espalhamento inelástico profundo elétron-próton, no regime de alta energia, depende apenas da razão entre o momento transferido ao quadrado q^2 e a energia transferida [8]. Essa dependência foi confirmada nos resultados experimentais produzidos no SLAC [8, 9], indicando simplesmente que, para o limite de alto momento transferido, o próton é composto por partículas pontuais quase livres.

A figura 2.1 ilustra essa dependência, mostrando o comportamento de escala da função de estrutura medida para prótons em função da variável x , a qual é a razão entre a o momento transferido ao quadrado q^2 e a energia transferida. Isso inspirou e levou ao desenvolvimento do modelo de pártons [10], que marcou o início da pesquisa na dinâmica de quarks.

Figura 2.1: *Função de estrutura medida para o próton em função de x . Figura retirada de [8].*

Naquele momento, várias teorias quânticas de campo poderiam ser candidatas para descrever a dinâmica entre os quarks. Entretanto, nem todas as teorias contemplavam a característica de confinamento observada experimentalmente, que tornava a interação fraca para pequenas distâncias. Apenas posteriormente ficou evidente que as teorias de calibre não abelianas apresentavam essa característica de ser assintoticamente livre [11, 12] e que, definitivamente, a interação entre os quarks deveria ser descrita por uma teoria dessa forma.

Paralelamente a isso, evidências experimentais, tais como a descoberta do bárion Δ^{++} [13], sugeriam que os quarks deveriam apresentar mais um número quântico, o qual permitiria a existência de três quarks de mesmo sabor formando o estado Δ^{++} , sem que houvesse problemas com o princípio de exclusão de Pauli.

Nesse cenário, Fritzsche e Gell Mann [14] propuseram que a interação entre quarks deveria ser descrita por uma teoria de calibre não abeliana a qual levasse em consideração o número quântico de cor, e que garantisse que os hádrons fossem estados com carga de cor nula [13]. Com esse avanço, grande parte das dificuldades enfrentadas pelo modelo de quarks foram resolvidas de forma natural, e assim uma teoria para a interação entre quarks foi estabelecida, sendo atualmente conhecida como Cromodinâmica Quântica (QCD).

Desse modo, em linhas gerais, da mesma forma que na eletrodinâmica quântica (QED) os fótons são os campos mediadores da interação entre partículas carregadas eletricamente, na QCD, campos não abelianos chamados de glúons são responsáveis por mediar a interação entre os quarks. Entretanto, devido ao fato de ser um campo não abeliano, isso faz com que, diferentemente do fóton, os glúons sejam portadores de carga de cor, e desse modo sejam capazes de interagir uns com os outros. Essa propriedade é um dos ingredientes principais para a teoria ter a característica de ser assintoticamente livre [15, 16, 17, 18].

Uma vez com a densidade lagrangiana estabelecida pela QCD, é possível explorar o limite perturbativo dessa teoria derivando as regras de Feynman, e em seguida empregando elas no cálculo da seção de choque de processos de interação entre quarks e glúons. Olhando apenas para processos de curto alcance e grande momento transferido, eles podem ser tratados perturbativamente expandindo a amplitude de espalhamento em potências da constante de acoplamento α_s , a qual depende da escala de energia e do momento transferido no processo.

Neste ponto, em linhas gerais, de acordo com a ordem considerada na expansão com relação a constante de acoplamento, correções quânticas de mesma ordem, devido a processos representados por diagramas em forma de loop [19, 20], tornam-se relevantes devendo desse modo ser considerados no cálculo. Essas correções por sua vez introduzem termos divergentes, os quais são regularizados por intermédio de um esquema de renormalização [19, 20], onde os campos e a constante de acoplamento são redefinidos de forma a absorver o termo divergente. Assim, a título de ilustração, o processo de renormalização em primeira ordem fornece o comportamento da constante de acoplamento como função da energia na forma:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \alpha_s(\mu^2) \frac{11N_c - 2N_f}{12\pi} \ln(Q^2/\mu^2)} \quad (2.1)$$

onde N_f é o número de sabores na escala de energia Q , N_c é o número de cores e $\alpha_s(\mu^2)$ é a constante de acoplamento. Além disso, a constante de acoplamento depende de uma escala intrínseca de renormalização μ_s , escolhida convenientemente de forma que a constante de acoplamento $\alpha_s(\mu^2 = \Lambda_{\text{QCD}}^2) \rightarrow \infty$. Isso torna possível reescrever a equação 2.1 na forma:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{2\pi}{(11N_c - 2N_f) \ln(Q^2/\Lambda_{\text{QCD}}^2)} \quad (2.2)$$

Na escala $Q \rightarrow \Lambda_{\text{QCD}}$, a teoria perturbativa deixa de ser válida e técnicas não perturbativas tornam-se necessárias para descrever a dinâmica dos quarks. Para o limite de $Q^2 \gg \Lambda_{\text{QCD}}^2$ tem-se que a constante de acoplamento $\alpha_s(Q^2) \rightarrow 0$, tornando fraca a interação entre os quarks. Isso se traduz no efeito de liberdade assintótica dos quarks, onde estes podem ser tratados como livres. Nessa escala de energia, as amplitudes de espalhamento de vários processos podem ser tratadas de forma simples através da teoria de perturbação ou QCD perturbativa (pQCD), expandindo essas quantidades em potências da constante de acoplamento α_s . A figura 2.2 mostra o comportamento da constante de acoplamento em função da escala de energia [19].

2.2 O plasma de quarks e glúons

O confinamento de quarks dentro de hádrons, tal como observado experimentalmente no limite de baixas energias, dificulta o estudo dos quarks e glúons de forma isolada. Isso torna desafiadora proposta de experimentos os quais visem estudar e testar os aspectos da Cromodinâmica Quântica.

Tendo em vista que o confinamento é uma propriedade de longo alcance [21], a qual não permite que um quark possa ser extraído de um hádron, e seja mantido isolado, é plausível pensar que no limite de alta densidade, onde os hádrons são extremamente comprimidos, os quarks estariam muito próximos uns dos outros, de modo que a partir de um certo limite, os efeitos do confinamento desaparece-

Figura 2.2: Constante de acoplamento α_s em função da escala de energia Q . Figura retirada de [19].

riam.

Nesse limite, os hádrons desaparecem e consequentemente o meio torna-se um ambiente denso de quarks e glúons, no qual um quark teria a liberdade de se movimentar por toda a extensão do meio formado, visto que este sempre estará suficientemente próximo de outros quarks, satisfazendo desse modo a condição de confinamento local [21]. Isso caracteriza uma transição de fase da matéria nuclear hadrônica para um estado onde quarks e glúons não estão confinados. Atualmente é esperado que esse estado, denominado plasma de quarks e glúons (QGP), possa ser atingido experimentalmente em colisões de íons pesados relativísticos [1, 29], onde a alta densidade de energia e temperatura alcançadas podem promover essa transição.

Para descrever e estudar as fase da matéria nuclear e a natureza da sua tran-

sição, é preciso determinar a equação de estado para esse sistema, o que significa calcular a pressão, a densidade de energia e a densidade de entropia em função da temperatura e potencial químico bariônico (μ_B). Devido a isso, técnicas de QCD na rede tem sido intensivamente desenvolvidas e aplicadas no cálculo da função de partição termodinâmica [21, 22, 23, 24], visando derivar as propriedades térmicas para esse sistema.

A figura 2.3 mostra o comportamento da pressão, densidade de energia e de entropia, obtidos através da QCD na rede [24], em função da temperatura. Como pode ser observado através desses gráficos, a transição de fase se manifesta através do aumento do valor das variáveis térmicas com o aumento da temperatura. Essa mudança é um reflexo da mudança sofrida pela equação de estado do sistema quando o mesmo passa do estado composto de um gás de hádrons a baixa temperatura para um plasma de quarks e glúons desconfiados a alta temperatura. A figura 2.3 também compara a equação de estado da QCD com a equação de estado para um gás de ressonância hadrônica (HRG) [24], onde um bom acordo é observado para o limite de baixas temperaturas, onde é esperado que a fase seja hadrônica.

Com o intuito de se extrair mais informações desse resultado, é interessante compará-los com os valores obtidos considerando que o sistema formado é um gás ideal de quarks e glúons sem massa. Nesse limite, a equação de estado é descrita pela lei de Stefan-Boltzman [24], e os resultados obtidos são representados pelas setas na figura 2.3 respectivamente. Com isso, observa-se que os valores da rede estão abaixo desse limite, indicando que para essa teoria e nas temperaturas estudadas, o sistema não se comporta como um gás ideal.

De forma mais clara, a figura 2.4 mostra um esboço das fases da matéria nuclear em termos da temperatura e potencial químico bariônico. Nesse diagrama, para a região de baixa temperatura e μ_B a matéria encontra-se no estado hadrônico, o qual se constitui no estado fundamental da QCD, e com o aumento da temperatura ou do potencial químico, o sistema transita para o QGP.

Ao longo da linha de transição, para a região próxima a $\mu_B=0$, é esperado que o sistema mude de fase sem que haja coexistência entre ambos os estados, caracterizando uma transição direta ou *crossover*, representada pela linha tracejada na figura 2.4.

(a)

(b)

Figura 2.3: (a) Pressão (b) densidade de energia e entropia em função da temperatura. Figura retirada de [24].

Para a região de $\mu_B > 0$, a figura 2.4 mostra uma possível forma para o diagrama de fase suportado por cálculos que estendem as previsões da QCD para

esse regime [23, 25, 26]. De acordo com essa descrição, com o aumento do potencial químico, a linha de transição de *crossover* encontra um ponto crítico, a partir do qual a transição deixa de ser suave e passa a ser uma transição de primeira ordem, onde as fases coexistem [26]. Entretanto, é importante lembrar que, em linhas gerais, a forma do diagrama de fases depende da maneira como os resultados da QCD na rede para $\mu_B=0$ são estendidos para a região de $\mu_B>0$ [23, 25, 26]. Isso introduz dúvidas sobre a sua existência, bem como sobre sua localização, tornando-se atualmente um assunto de grande interesse [25, 26].

Figura 2.4: Esboço do diagrama de fases da matéria nuclear.

2.3 Evolução temporal de colisões nucleares no regime relativístico

Em colisões de íons pesados no limite relativístico, os dois núcleos experimentam velocidades próximas à da luz, sofrendo dessa forma contração de Lorentz na direção da velocidade. Ao passarem um pelo outro, os pártons interagem fortemente, produzindo uma região com alta densidade de energia na qual muitas outras partículas são criadas.

Figura 2.5: Diagrama espaço-temporal da evolução de uma colisão de íons pesados relativísticos.

Como ilustra a figura 2.5, esse sistema, formado fora do equilíbrio e fortemente interagente, evolui até atingir o equilíbrio térmico. Nesse instante, τ_0 , tem-se a formação do plasma de quarks e glúons onde as cargas de cor encontram-se desconfiadas. Devido à pressão exercida pelo meio, este expande no espaço tempo, fazendo com que sua densidade e temperatura diminuam. Em um certo momento, o plasma atinge uma densidade e temperatura críticas, a partir da qual ele sofre uma transição para a fase hadrônica. Nesta, os quarks e glúons encontram-se confinados formando estados ligados de mésons e bárions, tornando

se um gás de hádrons.

Esses hádrons continuam interagindo inelasticamente, produzindo outras espécies de hádrons (através de recombinação ou trocando seus constituintes) dentro do volume do gás, que, por sua vez, continua expandindo e resfriando até o momento onde a energia disponível e a baixa densidade atingida pelo sistema fazem com que os espalhamentos inelásticos parem de acontecer. Nesse momento, tem-se o desacoplamento, ou *freeze out* químico, a partir do qual os hádrons não irão mais sofrer mudanças em sua composição, espalhando apenas elasticamente. Por fim, o meio continua a sua expansão, atingindo o limite onde se tem o desacoplamento cinético, em que as partículas param de interagir elasticamente e suas velocidades não sofrem mais mudanças. Nesse ponto, todas as partículas encontram-se nos seus estados finais.

De acordo com essa ideia sobre a evolução do meio formado na colisão de íons pesados, o plasma de quarks e glúons (QGP) compõe apenas uma fase na evolução do sistema, a qual não é acessível diretamente a medidas experimentais. Desse modo, não é possível medir experimentalmente os quarks e glúons de forma direta, sendo necessária a prática de métodos indiretos para inferir aspectos físicos dessa fase da matéria.

Na última década, argumentos experimentais fortes foram apresentados indicando que experimentos realizados de fato produziram esse estado da matéria nuclear [1, 29]. A seguir serão discutidos alguns desses aspectos.

2.4 Evidências experimentais da formação do QGP

O estudo detalhado do meio formado em colisões íon-íon a partir dos hádrons resultantes da colisão requer medidas que sejam sensíveis ao estado inicial da colisão, e que sobrevivam até o final de sua evolução. Com isso em mente, a seguir serão discutidos alguns dos principais observáveis físicos, que juntos servem de suporte para a hipótese da existência do plasma de quarks e glúons como uma fase na evolução do sistema.

2.4.1 Densidade de energia

Um dos requisitos para atingir a fase do plasma de quarks e glúons é produzir um sistema com densidade de energia suficientemente maior que a densidade da matéria hadrônica. Do ponto de vista experimental, assumindo que a energia de colisão é suficientemente grande e o número de partículas produzidas é constante em função da pseudoradidez, a densidade de energia inicial pode ser calculada através da relação de Bjorken dada por [3]:

$$\varepsilon = \frac{1}{A_{\perp} \tau} \left. \frac{dE_T}{d\eta} \right|_{\eta=0}, \quad (2.3)$$

onde $A_{\perp}$ é a área de sobreposição dos núcleos no momento da colisão, τ é o tempo de formação do meio, e $dE_T/d\eta$ é a energia transversal por unidade de rapidez.

Desse modo, para se estimar a densidade de energia, é preciso saber os valores da área transversal $A_{\perp}$, o tempo de formação τ do meio, e a energia transversal, a qual é obtida experimentalmente. A área transversal é facilmente calculada adotando uma parametrização para a forma da densidade nuclear dos núcleos colidores. Com relação ao tempo de formação, a estratégia é adotar um tempo que seja maior que o tempo de cruzamento dos dois núcleos colidores, estimado como sendo $\tau \gg 2R/\gamma$, com R sendo o raio nuclear e γ o fator de Lorentz.

Para colisões centrais entre núcleos de ouro à energia de $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV, adotando o tempo de formação como sendo $\tau=0.35$ fm/c [29], isso levará a uma densidade de energia estimada igual a 15 GeV/fm³ [29]. Neste ponto, é importante salientar que essa estimativa é um limite inferior, tendo em vista que vários mecanismos irão diminuir a energia transversal com a evolução da colisão, tal como a expansão longitudinal promovida pelo trabalho realizado pelo meio [1]. Desse modo, tomando como base a energia crítica calculada através do cálculo de QCD na rede, cujo valor é da ordem de 1 GeV/fm³ [29], a densidade de energia produzida em colisões de íons pesados no RHIC excedem esse valor, tornando desse modo possível a formação do QGP.

2.4.2 Perda de energia no QGP

Uma das características fundamentais para compreender o meio formado é a sua opacidade com relação à propagação de partículas, a qual é uma característica diretamente relacionada à perda de energia de quarks no plasma. Do ponto de vista experimental, existem várias maneiras de realizar o estudo dessa propriedade. A primeira delas é observar os efeitos do meio sobre a produção de partículas em colisões de íons pesados, considerando colisões próton-próton, onde supostamente não há a formação do QGP, como base de comparação. Essa quantidade é conhecida como fator de modificação nuclear, e é calculada através da equação:

$$R_{AA} = \frac{1}{\langle N_{bin} \rangle} \frac{d\sigma^{AA}/dp_T}{d\sigma^{pp}/dp_T}, \quad (2.4)$$

onde $d\sigma^{AA}/dp_T$ é seção de choque diferencial de produção de partículas para colisões Au+Au, N_{bin} é o número médio de colisões núcleon-núcleon e $d\sigma^{pp}/dp_T$ é a seção de choque inelástica determinada experimentalmente em colisões p+p.

Dessa forma, se a colisão dos núcleos for a simples sobreposição de colisões núcleon núcleon, a normalização com o número de colisões binárias deve fornecer um resultado esperado igual a 1. A figura 2.6 mostra o fator de modificação nuclear de $\pi^\pm$, $K^\pm$ e (anti)prótons em colisões Pb+Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV [30]. É evidente que essa quantidade é significativamente menor do que um em colisões de íons pesados, indicando que há uma grande supressão na produção de hádrons, devido a modificação provocada pela opacidade do meio formado sobre os pártons.

Em maiores detalhes, para a região de baixo momento transversal, $p_T < 7$ GeV/c, a supressão observada próximo de zero é explicada em termos do efeito de *shadowing* previsto no contexto do modelo *color glass condensate* [31], ao passo que os picos observados em torno de 2-3 GeV/c são devidos ao *Croning effect* [32].

Em seguida, os efeitos de supressão são observados também, e de forma mais clara, na correlação angular entre dois hádrons. Esse observável é definido pela equação:

Figura 2.6: Fator de modificação nuclear. Figura retirada de [30].

$$D(\Delta\phi) = \frac{1}{N_{\text{trigger}}} \frac{dN}{d\Delta\phi}, \quad (2.5)$$

onde $\frac{dN}{d\Delta\phi}$ é o número de pares de partículas com uma diferença angular $\Delta\phi$ no evento, normalizado pelo número de eventos válidos N_{trigger} .

A figura 2.7 mostra a comparação dos resultados da correlação angular para partículas com momento transversal $2 < p_T < 6$ GeV/c [33], em colisões próton-próton (p+p), deutério e ouro d+Au e Au+Au [33, 1]. Para colisões p+p, o pico observado em $\Delta\phi = 0$ corresponde à correlação angular de dois hádrons do mesmo jato de partículas, ao passo que, a correlação em $\Delta\phi = \pi$ corresponde à emissão de dois hádrons em sentidos opostos. Isso também é verificado em colisões d+Au.

Entretanto, para colisões entre íons pesados Au+Au é observada uma supressão do pico em $\Delta\phi = \pi$, a qual sugere que os pártons e os produtos de sua

Figura 2.7: Evidência da supressão de jatos em colisões entre íons pesados relativísticos por intermédio do estudo da correlação entre hádrons. Figura retirada de [1].

fragmentação interagem fortemente com o meio criado nessas colisões sendo assim suprimidos. Isso é consistente com o cenário onde se tem o efeito de supressão de jatos. Nessa situação, os jatos de partículas sofrem perda de energia devido à forte interação com o meio, produzindo partículas com baixo momento, impossibilitando a produção de um hádron de alto momento associado. Dessa forma, o jato associado, ao atravessar uma porção maior do meio, irá ser suprimido tal como observado experimentalmente.

2.4.3 Coletividade dos pártons

Para responder a pergunta de quão interagente é o meio formado, uma maneira é investigar o comportamento coletivo das partículas produzidas. Nessa linha de raciocínio, se o meio for composto de partículas não interagentes, nenhum comportamento coletivo deve ser observado, e em contrapartida se o sistema for interagente, é esperado que o meio apresente um comportamento coletivo similar ao de um fluido, sendo dessa forma possível descrevê-lo em termos de modelos hidrodinâmicos.

Naturalmente, em colisões de íons pesados a forma geométrica inicial da

matéria formada na colisão pode apresentar assimetrias devido ao fato desse meio ser formado pela sobreposição dos dois núcleos como ilustra a figura 2.8, onde observa-se a nítida separação entre os núcleons interagentes e espectadores. Dessa forma, se o meio formado for fortemente acoplado, as partículas irão expandir de forma coletiva de acordo com a sua forma inicial, afetando como elas irão se distribuir com relação ao plano de reação do evento [34].

Figura 2.8: *Ilustração da anisotropia espacial inicial em uma colisão entre dois núcleos.*

Isso acontece pois, em um meio interagente, a anisotropia espacial inicial será convertida em uma anisotropia de momento devido ao gradiente de pressão presente em sua expansão. Isso produz uma anisotropia no fluxo de partículas, a qual é quantificada através da decomposição em modos de Fourier da distribuição do ângulo relativo das partículas com relação ao plano da reação definido pela direção do parâmetro de impacto e a direção do feixe [34]. Cada modo de Fourier irá corresponder a uma anisotropia, a qual pode estar presente na colisão, e as amplitudes determinam a intensidade da sua respectiva anisotropia. Em particular, o fluxo elíptico é representado pelo coeficiente do segundo harmônico v_2 da expansão.

A figura 2.9 mostra o fluxo elíptico v_2 medido em colisões Pb+Pb $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV [35] em função do momento transversal para hádrons carregados em colisões

centrais. Os resultados indicam a presença de um comportamento coletivo que está de acordo com o modelo hidrodinâmico, como ilustram as linhas na figura 2.9, que considera o meio formado um fluido relativístico composto de quarks e glúon [35], com e sem a presença de viscosidade. Além desse acordo, é importante lembrar que os resultados observados para v_2 não podem ser explicados considerando o meio formado como sendo composto por graus de liberdade hadrônicos, tendo em vista que um meio com essas características produziria um fluxo elíptico menor do que o observado experimentalmente [36, 37], corroborando dessa forma com a indicação da formação do QGP.

Figura 2.9: Fluxo elíptico de hádrons em colisões $Pb+Pb$ $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV, em função do momento transversal. Figura retirada de [35].

O programa Beam Energy Scan

Como discutido anteriormente, a descrição da matéria nuclear em condições extremas de temperatura e densidade é feita com base na Cromodinâmica Quântica (QCD). Neste contexto, as fases da matéria nuclear são expressas em termos da temperatura e potencial químico associado a cargas conservadas tais como o número bariônico, carga elétrica e número de estranheza. Neste diagrama, para o limite de baixas temperaturas, os quarks encontram-se ligados formando os hádrons tais como prótons e nêutrons, que compõem o estado fundamental da Cromodinâmica Quântica. A medida que a temperatura aumenta, acontece uma transição de fase entre a matéria hadrônica e a fase do plasma de quarks e glúons [1, 29], onde prótons, nêutrons e outros hádrons encontram-se "derretidos", tornando o grau de liberdade de carga de cor relevante para a descrição da dinâmica do sistema formado.

Além disso, de acordo com resultados utilizando QCD não perturbativa, essa transição acontece de forma suave a uma temperatura da ordem de $T \approx 151$ MeV [38] para o potencial químico bariônico $\mu_B = 0$. Para a região de $\mu_B \neq 0$, previsões usando QCD na rede [39, 27, 28] indicam a existência de um ponto crítico, a partir do qual a transição de fase deixaria de ser suave e passaria a ser uma transição abrupta de primeira ordem. Se comprovada experimentalmente a existência e localização do ponto crítico, bem como a existência de uma linha de transição de primeira ordem, isso será um grande avanço no entendimento da matéria nuclear, e de sua equação de estado.

Com essa motivação, para estudar a estrutura de fases da QCD do ponto de

vista experimental, o *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) deu início ao programa *Beam Energy Scan* (BES) no ano de 2010. Devido à capacidade do RHIC em fornecer feixes de ouro em um grande intervalo de energia, isso permitiu o estudo do diagrama de fase da QCD, varrendo um grande intervalo no plano de temperatura versus potencial químico bariônico como ficará claro na seção a seguir.

3.1 Explorando o diagrama de fase da matéria nuclear

Quando uma colisão nuclear acontece o sistema formado atinge um estado termodinâmico determinado pelas colisões iniciais dos quarks e glúons. Após esse primeiro momento, o sistema evolui de acordo com a sua equação de estado, expandindo e resfriando, descrevendo um caminho termodinâmico até atingir o *freeze out* cinemático. Neste ponto é possível medir os espectros de partículas, os quais estão diretamente associados as propriedades do meio neste estágio.

Figura 3.1: Razão entre a produção de hádrons para $\sqrt{s_{NN}}=7.7$ GeV. Figura retirada de [40].

Em seguida, conhecendo os espectros de hádrons é possível calcular as pro-

duções integradas de cada espécie de partículas, como ilustra a figura 3.1, as quais são associadas ao *freeze out* químico, onde as colisões inelásticas, que promovem a mudança entre as razões das partículas, param de acontecer.

Neste ponto, com o auxílio do modelo termodinâmico THERMUS, o qual assume que o sistema atinge o equilíbrio térmico [41], e com as razões experimentais entre a produção de várias partículas, como mostra a figura 3.1, é possível estimar os valores da temperatura de *freeze out* químico T_{ch} e do potencial químico μ_B , e com isso, saber por onde a trajetória termodinâmica que o sistema descreve passa ao atingir esse ponto.

Desse modo, variando a energia do feixe é esperada uma variação no estado térmico inicial do meio, que por fim irá se refletir em uma mudança na temperatura T_{ch} e o potencial químico μ_B . Essa é a maneira como experimentalmente o programa BES espera produzir estados em diferentes pontos do diagrama de fase da matéria nuclear. As energias de feixe estudadas no programa BES são mostradas na tabela 3.1.

Tabela 3.1: Visão geral do programa Beam Energy Scan.

Energia (GeV)	Ano de aquisição dos dados	Número aproximado de eventos (milhões)	Tempo de tomada (semanas)
200	2010	350	11
62.4	2010	67	1.5
39	2010	130	2.0
27	2011	70	1.0
19.6	2011	36	1.5
14.5	2014	20	3.0
11.5	2010	12	2.0
7.7	2010	4	4.0

Como dito anteriormente, as figuras 3.2 e 3.3 mostram os valores de T_{ch} e μ_B extraídos do ajuste da produção de partículas com o THERMUS em função das energias estudadas [42, 43], para colisões centrais. Como pode ser observado em 3.2, a temperatura T_{ch} inicialmente tende a aumentar com a energia de colisão, saturando rapidamente para energias maiores do que 20 GeV. Em contrapartida, a figura 3.3 mostra que o potencial químico μ_B diminui com o aumento da energia

de colisão, tendendo a zero para o limite de altas energias.

Figura 3.2: Temperatura de freeze out químico em função da energia de colisão. Dados retirados de [44].

Em seguida, com esses resultados é possível construir o diagrama de temperatura e potencia químico $T_{ch}-\mu_B$, o qual é mostrado na figura 3.4. Esse resultado mostra que o programa BES viabilizou o estudo do plano $T_{ch}-\mu_B$, com μ_B variando no intervalo aproximado entre 20 à 420 MeV.

Juntamente com os dados experimentais, o gráfico mostra duas estimativas teóricas da localização do ponto crítico no plano $T_{ch}-\mu_B$ [27, 28]. Em comparação com os pontos experimentais, é possível dizer que o programa BES atinge a região próxima da localização teórica do ponto crítico, podendo desse modo observar e comprovar a existência do mesmo, bem como medir a ordem da transição de fase após esse ponto.

Dessa forma, em linhas gerais, a proposta do programa BES é procurar por assinaturas experimentais as quais indiquem a ordem da transição de fase, e a existência do ponto crítico. Para tanto, vários observáveis estão sendo investigados em função da energia de colisão [44].

Neste contexto, o presente trabalho tem o objetivo de investigar a energia

Figura 3.3: *Potencial químico bariônico no freeze out químico em função da energia de colisão. Dados retirados de [44].*

transversal média dos eventos, cuja motivação está baseada no fato desse observável ser diretamente associado à densidade inicial de energia, e à dinâmica na direção transversal do meio formado na colisão, tornando-o desse modo sensível à evolução hidrodinâmica do sistema, e por conseguinte à forma da equação de estado que o descreve.

Figura 3.4: Temperatura de freeze out químico em função do potencial químico bariônico para as energias do BES. Dados retirados de [44].

Arranjo experimental

4.1 O colisor de íons pesados relativísticos RHIC

O *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) está localizado no laboratório nacional de Brookhaven (BNL) no estado de Nova Iorque, Estados Unidos. O objetivo principal do programa de íons pesados do RHIC é fornecer informações sobre a formação e as propriedades do que se considera ser um novo estado da matéria, o plasma de quarks e glúons (QGP).

Como mostra a figura 4.1, o laboratório é equipado com quatro aceleradores de tecnologias diferentes, os quais permitem acelerar prótons e íons pesados. Feixes de prótons são produzidos inicialmente no Linac, sendo injetados diretamente no *Alternating Gradient Synchrotron* (AGS) e finalmente no RHIC. Para íons pesados, o processo de aceleração tem início em um acelerador do tipo Tandem, de onde é transferido para Booster, o qual remove as cargas elétricas, e injeta esses núcleos no AGS e finalmente no RHIC.

No anel de armazenamento do RHIC, o feixe é dividido em dois e estes são acelerados em sentidos opostos, sendo suas trajetórias mantidas por intermédio do uso de dipolos magnéticos supercondutores. O colisor possui seis pontos de interação onde os feixes podem ser cruzados, permitindo que as partículas colidam. Nesses pontos são montados os experimentos os quais coletam as informações sobre os eventos. Originalmente o RHIC foi projetado para acomodar quatro experimentos: PHOBOS, BRAHMS, PHENIX e STAR [45], dos quais atualmente apenas STAR e PHENIX estão em operação.

Figura 4.1: Vista aérea do laboratório nacional de Brookhaven (BNL).

4.2 O detector STAR

O detector STAR (*Solenoid Tracker at RHIC*) é um experimento multipropósito com grande ângulo sólido, construído com o objetivo de estudar o comportamento da matéria em condições extremas de energia e densidade. Como mostra a figura 4.2, ele é composto por um conjunto de detectores que o torna capaz de reconstruir trajetórias e identificar as partículas produzidas em colisões de íons pesados com velocidades relativísticas.

O detector interno HFT (*Heavy Flavor Tracker*) que entrará em operação em 2014, irá aumentar a precisão na reconstrução de trajetórias, aumentando a capacidade do experimento em identificar partículas originárias de quarks pesados. Esse detector é composto por 4 camadas de detectores de silício agrupados em dois subsistemas com tecnologias diferentes. O primeiro sistema é o IST (*Intermediate Silicon Tracker*), composto por duas camadas de detectores de silício do tipo *strip*, e interno a ele encontra-se o detector PIXEL, que é feito de duas camadas de detectores de silício em forma de pixel.

Em torno do detector interno encontra-se o TPC (*Time Projection Chamber*) [46], o TOF (*Time Of Flight*) [47], e o BEMC (*Barrel Electromagnetic Calorimeter*) [48], os quais fazem a cobertura no intervalo de pseudorapidez intermediária.

Figura 4.2: Visão esquemática do detector STAR e seus subsistemas.

Em adição a esses detectores, existem vários detectores frontais tais como: EEMC (*Endcap Electromagnetic Calorimeter*) [49], BBC (*Beam-Beam Counter*), PMD (*Photon Multiplicity Detector*) [50] e FTPC (*Forward Time Projection Chamber*) [51], os quais permitem estudar os eventos no intervalo de pseudorapidez frontal.

Esses subsistemas estão todos acomodados no interior de um eletroímã [52] com 7.32 m de raio e 6.85 m de comprimento, o qual é capaz de produzir um campo magnético uniforme com intensidades de 0.25 e 0.5 T na direção do eixo do feixe.

Dentre os vários sistemas presentes no experimento, nesta análise dois sistemas foram fundamentais. O primeiro deles é o TPC, empregado para medir a trajetória de partículas carregadas, cuja curvatura permite calcular o seu momento, e a perda de energia no gás que permite identificá-las. E por fim o BEMC, empregado para medir a energia de fótons, elétrons e fótons originados de π^0 e mésons η .

4.3 Time Projection Chamber

Em maiores detalhes, o TPC é o detector responsável por medir a trajetória das partículas carregadas em um intervalo angular $0 < \phi < 2\pi$ e pseudorapidez $|\eta| < 1.8$. De forma resumida, o TPC é um detector a gás de formato cilíndrico dividido ao meio por uma membrana, que constitui o eletrodo central como mostra a figura 4.3.

Figura 4.3: Visão esquemática do TPC.

Nesse detector, devido à presença do campo elétrico uniforme produzido aplicando uma tensão de -28 kV na membrana central, os elétrons ionizados gerados pela passagem de partículas carregadas escoam com velocidade uniforme da ordem de $\approx 5.45 \text{ cm}/\mu\text{s}$ para as placas (*read out*) nas extremidades do detector. No TPC essas placas são divididas em 12 setores, e são constituídas por detectores multifilares cuja função é produzir um campo elétrico capaz de promover a multiplicação das cargas, que por sua vez irão induzir um sinal nas placas *pad row* colocadas próximas a esses fios como ilustra a figura 4.4. Essas placas são responsáveis por determinar a posição da ionização no plano transversal à direção do feixe, como mostra a figura 4.3. Em seguida, dependendo do ângulo formado entre o *pad row* e a trajetória, o TPC é capaz de determinar a posição xy com uma

resolução entre 0.5 e 3 mm [46].

Figura 4.4: Foto de um setor do TPC.

A medida da posição longitudinal dos pontos de ionização no TPC é determinada através do tempo que a carga ionizada leva para se difundir do ponto onde foi criada até o final do detector e da velocidade delas no meio. Desse modo, se considerado que o TPC inicia a medida no tempo inicial T_0 , próximo do tempo real de início do evento, ao se medir o tempo que as cargas ionizadas levam para atingirem as placas de leitura nas extremidades do detector, é possível calcular a posição z dos pontos. Por fim, dependendo do ângulo que a trajetória faz com a direção de deriva dos elétrons no gás, o TPC é capaz de determinar a posição z dos pontos com uma resolução entre 0.5 e 3 mm [46].

Uma vez determinada a posição dos pontos de ionização, o passo seguinte é fazer a reconstrução das trajetórias, que são importantes para calcular o momento transversal das partículas produzidas através da equação [53]:

$$p_T = cqB\rho, \quad (4.1)$$

onde c é a velocidade da luz, q é a carga da partícula, B é o campo magnético

aplicado na direção do feixe, e ρ é o raio de curvatura da trajetória feita pela partícula ao sentir esse campo.

4.3.1 Reconstrução das Trajetórias

A reconstrução das trajetórias é feita através de um algoritmo de reconstrução utilizando as coordenadas dos pontos de ionização medidos no TPC. O processo de reconstrução inicia-se procurando por sementes de trajetórias, que são segmentos formados por um conjunto de poucos pontos capaz de fornecer informação suficiente para se estimar de forma grosseira a posição, direção e curvatura da trajetória. Para o caso do experimento STAR, as sementes são facilmente encontradas na região de baixa densidade de trajetória. Desse modo a procura é feita começando pelos pontos mais externos medidos no TPC, onde a densidade de trajetórias é menor, indo em direção ao centro do detector.

As informações fornecidas pelas sementes servem como entrada para o algoritmo de reconstrução Kalman [54]. Esse algoritmo assume que o volume do detector é composto por várias camadas, e que os pontos de cruzamento entre as trajetórias e as camadas fornecem um conjunto de pontos que descreve com boa aproximação o caminho percorrido pelas partículas. Desse modo, com as informações iniciais, o algoritmo procura por pontos na camada adjacente compatíveis com a forma da trajetória. A associação entre os pontos é feita de acordo com os erros nos parâmetros da trajetória em questão. No caso em que mais de um ponto encontra-se dentro do intervalo de aceitação produzido pelo erro nos parâmetros, a decisão passa a ser feita através da avaliação do aumento no Chi-quadrado, sendo escolhido o ponto que fornecer o menor valor para esse aumento.

Uma vez encontrado esse ponto, ele é incluído à trajetória e seus parâmetros são recalculados de modo a se ter um aumento na precisão dos mesmos. Em seguida, a trajetória atualizada é empregada na estimativa da posição do ponto na próxima camada e assim sucessivamente até o processo de reconstrução atingir a camada mais interna, ou quando um número determinado de camadas é cruzado sem que haja pontos experimentais compatíveis com a trajetória.

A eficiência de reconstrução das trajetórias depende de modo geral de dois fatores principais. O primeiro é da capacidade da eletrônica de aquisição empre-

gada em separar os pontos de ionização, e o segundo é a eficiência do algoritmo de reconstrução. A eficiência da eletrônica é aproximadamente 100%, exceto em situações onde os canais eletrônicos apresentam mau funcionamento ou em casos extremos onde a separação entre pontos de ionização é difícil. Com relação ao software de reconstrução, tem-se que através dele são aplicados cortes nos dados no sentido de melhorar a qualidade das trajetórias reconstruídas, introduzindo desse modo ineficiências no processo de identificação de trajetórias.

Esses efeitos, combinados com as possíveis perdas nas bordas dos setores do detector, são estimados através de simulações de Monte Carlo onde trajetórias simuladas utilizando um modelo detalhado do detector feito no programa GEANT [55] são misturadas aos eventos reais. Em seguida, contabilizando o número de trajetórias que são encontradas após o processo de reconstrução e com o número inicial de trajetória incluídas, é possível estimar a eficiência de reconstrução. Essa técnica permite levar em consideração efeitos de detecção e especialmente perdas devido à alta densidade de trajetórias. A simulação considera todos os processos que ocorrem nos vários estágios de formação do sinal tais como: ionização, difusão de elétrons, ganho do gás, coleção do sinal, amplificação da eletrônica, ruído eletrônico e canais que não funcionam.

A título de ilustração, a figura 4.5 mostra o comportamento típico da eficiência de reconstrução para píons em colisões Au+Au $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV. Para a região de baixo momento transversal a eficiência cai rapidamente devido ao fato dessas partículas, na presença do campo magnético intenso, não serem capazes de atingir o volume mais externo do detector deixando desse modo menos pontos, e reduzindo a eficiência de serem reconstruídas. Em função da centralidade¹, para colisões centrais tem-se que a densidade de trajetórias é grande, tornando o processo de reconstrução mais difícil se comparado a colisões periféricas, onde devido à baixa densidade de trajetória, a reconstrução é mais fácil. Esse comportamento é perfeitamente verificado no gráfico na figura 4.5.

¹A centralidade da colisão é definida em maiores detalhes na seção 5.5.

Figura 4.5: *Eficiência de reconstrução do TPC em função do momento transversal para pions em vários intervalos de centralidade. Figura retirada de [46].*

4.3.2 Determinação da posição do vértice primário

A reconstrução do vértice primário do evento é de extrema importância para a determinação de várias quantidades físicas em colisões de íons pesados. A medida de sua posição é feita reunindo e cruzando as informações das trajetórias reconstruídas no TPC com a informação do calorímetro eletromagnético BEMC. Trajetórias cujo ponto de projeção no BEMC estão próximas a torres com deposição de energia são consideradas como tendo uma correspondência com o calorímetro. Trajetórias com essa correspondência possuem grande probabilidade de terem sido produzidas no evento que disparou o gatilho de eventos, uma vez que o tempo de resposta do BEMC é menor que o tempo que dois pacotes consecutivos do feixe levam para se cruzarem no tubo acelerador, o que auxilia na identificação de eventos sobrepostos denominados secundários.

Para o caso de colisões entre íons pesados, os candidatos a vértice são inicial-

mente encontrados histogramando a posição z do ponto de máxima aproximação a linha do feixe de todas as trajetórias previamente reconstruídas. Nesse passo é requerido que a distância radial do ponto de máxima aproximação das trajetórias sejam menores do que 2 cm. Em seguida utiliza-se uma rotina de minimização para minimizar a distância de máxima aproximação (DCA) de todas as trajetória empregadas, gerando uma posição (x,y,z) preliminar do vértice. Por fim, uma rotina de minimização do Chi-quadrado é executada iterativamente, tendo como valor inicial a posição preliminar do vértice, para determinar o valor final das coordenadas do vértice. As iterações param quando se atinge um valor estável ou um número máximo de iterações.

Cada candidato a vértice é classificado com base no número de trajetórias com energia depositada no BEMC e o ângulo médio entre as trajetórias e o eixo z do feixe. Em uma colisão próxima à borda do detector haverá um grande número de partículas que não deixarão traços no detector. Esses eventos terão um ângulo médio diferente de zero quando comparado a eventos com vértice posicionado próximo à região central do detector. Por fim, quanto maior o número de trajetórias com energia depositada no calorímetro, e menor for o ângulo médio, maior será a classificação ou *rank* desse vértice. O vértice de maior *rank* é designado como vértice primário do evento, e todos os demais vértices são salvos de acordo com sua classificação.

A resolução experimental na determinação do vértice primário é mostrada no gráfico da figura 4.6. Os resultados são calculados comparando a posição do vértice reconstruída de forma separada por ambos os lados do TPC. Como esperado, a resolução aumenta com o número de trajetórias usadas no cálculo.

Por fim, o vértice primário é adicionado à coleção de pontos das trajetórias primárias, e o ajuste da trajetória é refeito. Essa condição adicional diminui a incerteza na determinação da trajetória, aumentando a resolução na medida do momento transversal. A figura 4.7 mostra a resolução na medida do momento transversal como função do momento transversal, para píons negativos e antiprótons, obtidos através de dados simulados misturados com dados reais [46]. De acordo com o gráfico, a melhor resolução possível é de aproximadamente 2% para píons. O aumento observado nas curvas para região de baixo momento transversal é devido à ocorrência de múltiplos espalhamentos coulombianos [46], que pioram

Figura 4.6: Resolução na posição do vértice em função da multiplicidade de cargas do evento. Figura retirada de [46].

a resolução do TPC.

Figura 4.7: Resolução da medida do momento transversal em função do momento transversal. Figura retirada de [46].

4.3.3 Identificação de partículas através da perda de energia

Uma das tarefas do TPC é identificar as partículas produzidas na colisão, o que implica na determinação da massa e carga dessas partículas. No TPC isso é feito combinando as informações de momento e energia perdida por ionização no gás. Essa técnica de identificação funciona muito bem para partículas com baixo momento, e se torna falha para a região de alto momento uma vez que a energia perdida por ionização torna-se independente de sua massa nesse regime.

No TPC, a resolução na medida da perda de energia (dE/dx) é sensível ao ganho do gás, que por sua vez depende da pressão utilizada no detector, bem como de pequenas diferenças nas respostas das placas de leitura e na eletrônica de aquisição. As variações devido a ganho do gás são monitoradas através do sinal médio medido em uma linha de placas de leitura e as variações presentes devido a diferenças nas placa de leitura e eletrônica são monitoradas injetando um pulso conhecido no sistema.

Realisticamente, as partículas atravessando o gás perdem energia da ordem de algumas dezenas de elétron-volts em colisões com os átomos que compõem o gás. Entretanto, colisões onde a deposição de energia é da ordem de centenas de elétron-volts, e que produzem elétrons altamente energéticos, também podem ser observadas. Isso faz com que a distribuição de perda de energia fique assimétrica, apresentando uma cauda prolongada para a região de alta perda de energia, tornando a média direta uma medida ineficiente. Devido a essa assimetria, e considerando que o comprimento sensível do TPC é pequeno para remover flutuações nas ionizações, 30% dos clusters com maior energia são removidos [46], e o dE/dx é calculado através da média feita sobre as medidas remanescentes.

Na figura 4.8 é mostrado um espectro típico da perda de energia por partículas carregadas no TPC em função de seu momento. A perda de energia mais provável é descrita pela função de Bichsel [56], e é representada pelas linhas. Para a região de baixo momento, observa-se uma dependência com a massa das partículas, sendo que partículas pesadas perdem mais energia. A perda de energia diminui com o momento, até atingir um patamar mínimo a partir do qual passa a se ter um aumento denominado aumento relativístico, que por sua vez satura, em valores aproximadamente iguais, para todas as espécies de partículas na região de

alto momento.

Figura 4.8: Perda de energia em função do momento da partícula. As linhas representam a função de Bichsel [56].

4.4 Barrel Eletromagnetic Calorimeter (BEMC)

Em colisões de íons pesados relativísticos, parte das partículas produzidas são elétrons e fótons originários da colisão inicial ou de decaimentos radioativos durante a evolução das partículas. Isso torna a presença de um calorímetro eletromagnético necessária, pois esse detector estende a capacidade do STAR, tornando-o capaz de explorar os eventos através de sondas eletromagnéticas, medindo diretamente a energia de fótons e elétrons com elevado momento transversal. Isso permite a reconstrução de partículas as quais decaem em canais leptônicos e fotônicos tais como π^0 e η . Por fim, esse detector também se constitui em um rápido e eficiente sistema de gatilho de eventos que somado à excelente capacidade de reconstrução de trajetórias do TPC, tornam o experimento capaz de efetuar medidas precisas em colisões de íons pesados onde o fundo presente é alto.

4.4.1 Estrutura do calorímetro eletromagnético

O calorímetro eletromagnético está localizado na região entre o TPC e o solenoide eletromagnético do STAR. De forma mais detalhada, esse detector cobre uma região com $|\eta| < 1$ e $0 < \phi < 2\pi$, sendo dividido em 120 módulos, cada um com uma cobertura de $\Delta\eta=1$ e $\Delta\phi=6^\circ$. Esses módulos são montados de modo a fornecer uma cobertura angular total para $-1 < \eta < 1$ como mostra a figura 4.9.

Cada módulo, é segmentado em 40 torres, distribuídas 2 em ϕ e 20 em η , como ilustra o esquema da figura 4.10, onde cada torre cobre uma região no espaço $\Delta\eta=0.05$ e $\Delta\phi=0.05$. No total, o calorímetro possui 4800 torres, sendo cada uma delas projetivas apontando para o centro do detector. O BEMC é um calorímetro do tipo segmentado, onde o material absorvedor é constituído de chumbo, e o material ativo é um cintilador plástico (SCSN81). As torres são compostas por 20 camadas de chumbo de 5mm, alternadas com 21 camadas de cintilador plástico com espessuras que variam entre 5 e 6mm. Desse modo, é possível medir chuveiros eletromagnéticos em regiões confinadas do espaço, o que torna o calorímetro um excelente detector de fótons e elétrons.

O cintilador plástico é usinado de modo a formar uma folha com 40 blocos isolados opticamente. O isolamento óptico entre os blocos se dá através de sul-

Figura 4.9: Vista lateral do BEMC.

cos feitos no material cintilador, na região de separação entre os blocos, que são preenchidos com dióxido de silício. Além disso, a folha de cintilador é pintada com tinta branca reflexiva, e coberta com papel branco para garantir a boa reflexão da luz.

Figura 4.10: Esquema de um módulo do calorímetro eletromagnético.

O sinal de cada bloco é lido através de uma fibra de conversão de comprimento de onda (WLS) embutida da borda dos blocos cintiladores. Essas fibras conduzem

o sinal luminoso de cada cintilador para um conector óptico no topo do módulo como ilustra a figura 4.11. Nesse conector, o acoplamento óptico é feito com um cabo óptico constituído de várias fibras que conduzem o sinal para caixas localizadas fora do solenoide eletromagnético. Nessas caixas a luz dos 21 blocos cintiladores que compõem a torre são somados por intermédio de um misturador de luz composto de lucite, e enviados para um tubo fotomultiplicador.

Figura 4.11: (a) Foto dos módulos do calorímetro. (b) Visão frontal de uma torre.

A fibra de conversão de comprimento de onda empregada nesse detector é da fabricante Kuraray tipo Y11(200 ppm) S com 0.83 mm de diâmetro, com uma das pontas polida e recoberta com um filme de alumínio. As fibras que conduzem o sinal até o tubo fotomultiplicador são da mesma fabricante com 0.9 mm de diâmetro. Os tubos fotomultiplicadores utilizados são da fabricante Electron Tube Inc. modelo 9125b. Eles possuem 30 mm de diâmetro externo, 11 dínodos e um tubo focalizador com catodo foto sensível de 23 mm de diâmetro. Além disso, alguns critérios como corrente escura menor do que 5 nA e não linearidade em sua resposta menor do que 2% foram requeridos. Esses valores foram atingidos empregando bases de alimentação de alta voltagem especialmente desenhadas e otimizadas para introduzir baixos níveis de ruído eletrônico nas placas.

4.4.2 Perda de energia no calorímetro

Técnicas de medida que envolvem calorímetros, implicam na medida total da energia das partículas no volume do detector [57, 58, 59]. De modo geral, elétrons altamente energéticos que incidem no material perdem sua energia majoritariamente por processo de bremsstrahlung, enquanto fótons perdem energia através da formação de pares elétron pósitron [57, 58, 59]. Assim, a perda de energia por radiação de um elétron altamente energético caminhando em um meio material pode ser calculada através da equação [59]:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{E}{X_0}, \quad (4.2)$$

onde X_0 é o comprimento de radiação, o qual é determinado pelo material empregado na construção do calorímetro.

O BEMC possui aproximadamente $20X_0$ de comprimento [48], e desse modo é esperado que elétrons depositem toda sua energia no volume do detector através da formação de um chuveiro de partículas [59]. Em contrapartida, hádrons possuem menor seção de choque para interagir com o material, deixando dessa forma uma ionização mínima², fazendo com que a energia depositada seja apenas uma parte de sua energia total.

4.4.3 Pre Shower Detector (PSD)

Como discutido anteriormente, a perda de energia de elétrons é substancialmente grande comparada com a perda de energia de hádrons em função do caminho percorrido no interior da torre do calorímetro. 63% dos elétrons são convertidos em chuveiro eletromagnético após atravessarem uma camada de cintilador, e 84% após 2 camadas [48], comparados com apenas 3-6% para hádrons. Desse modo, a distribuição de energia para fótons e elétrons diferem substancialmente da distribuição para hádrons nas primeiras camadas de uma torre. Isso torna possível distinguir hádrons de elétrons e fótons.

Desse modo, o PSD é integrado a cada uma das 4800 torres do BEMC, sendo constituídos pelas duas primeiras camadas de cintilador. Essas camadas possuem

²Essas partículas são denominadas de MIP (*Minimum Ionizing Particles*)

6 mm de espessura, e fibras WLS são embutidas para trazer parte da luz produzidas nessas camadas para fotomultiplicadoras de forma separada, fornecendo assim o perfil de deposição de energia em função da profundidade percorrida na torre.

4.4.4 Shower Maximum Detector (SMD)

O SMD é um detector multifilar proporcional com placas de leitura nas direções η e ϕ . Ele é construído de modo a fornecer uma grande resolução espacial que é fundamental na identificação de partículas através da forma de seu chuveiro eletromagnético. Isso, combinado à precisão na medida de energia do chuveiro de partículas através das torres, o tornam essencial para a reconstrução de π^0 , γ diretos e elétrons.

Devido à perda de energia, os chuveiros originados de elétrons e fótons se desenvolvem mais rapidamente do que aqueles produzidos por hádrons, devido à sua forte interação com o meio material. Desse modo, sua seção transversal será maior para elétrons e fótons do que para hádrons. Como resultado, no SMD localizado entre a quinta e a sexta camada de cintiladores do calorímetro, $\approx 5X_0$, os chuveiros produzidos acionarão um grande número de tiras em η e ϕ , fornecendo desse modo uma forma de discriminar essas partículas.

De forma mais detalhada, o SMD é constituído por uma placa de alumínio com canais nas duas faces percorridos por fios localizados no centro de cada canal formando um detector a gás que opera no regime proporcional. Nas extremidades superior e inferior existem placas com tiras condutoras nas direções η e ϕ que compõem o cátodo. O princípio de funcionamento desse detector é baseado no processo de multiplicação das cargas produzidas pela passagem de partículas no gás na região próxima aos fios, devido ao campo elétrico aplicado. Essa carga, induz um sinal nas placas no sentido η - ϕ , fornecendo uma imagem bidimensional do chuveiro de partículas como ilustra a figura 4.12.

Figura 4.12: Imagem bidimensional do chuveiro de partículas.

4.5 Time of flight

O sistema de medida do tempo de voo, TOF, foi construído com o objetivo de medir o tempo de voo das partículas, de modo a permitir a sua identificação. Esse sistema, acoplado à capacidade de reconstrução de trajetória do TPC, permite identificar as partículas para um intervalo de momento maior do que o obtido apenas com o TPC.

Como ilustra a figura 4.13, esse sistema consiste de dois detectores, sendo que o primeiro deles, denominado VPD (*Vertex Position Detector*), é responsável por medir o tempo inicial do evento (*start*), estando desse modo posicionado próximo à linha do feixe, e o segundo é um sensor de partículas carregadas composto por câmaras resistivas *multi-gap resistive plate chamber* (MRPC), o qual fornece o tempo final do evento [47, 60]. Como ilustra a figura 4.13, esses sensores são colocados em bandejas, sendo que cada bandeja acomoda 32 MRPC, 6 placas de leitura, e cobre uma região angular de 6° e pseudo rapidez $0 < \eta < 1$. No total existem 120 bandejas cobrindo o intervalo $-1 < \eta < 1$ e $0 < \phi < 2\pi$.

Figura 4.13: Visão esquemática do sistema de tempo de voo [60].

4.5.1 Multi-gap resistive plate chamber

Uma visão esquemática do sensor pode ser vista na figura 4.14. O módulo MRPC é constituído de um arranjo paralelo de placas de vidro, sendo duas externas e 5 internas com 1.8 e 0.55 mm de espessura, respectivamente [61, 62]. Essas placas são arranjadas de forma paralela, sendo separadas por filamentos de nylon que deixam um espaço entre placas consecutivas formando pequenas câmaras. O catodo e o ânodo são feitos de uma cobertura de tinta coloidal de grafite aplicada à superfície das placas de vidro externas do sensor. A medida é feita por um arranjo de seis placas de leitura constituídas de cobre com 63 mm de comprimento e 31.5 mm de largura, separadas entre si por um espaço de 3 mm, e posicionadas acima dos eletrodos com um separador de mylar de 0.35 mm. Por fim, a eletrônica de aquisição é montada no topo das placas de leitura e recoberta por uma placa externa que oferece rigidez e suporte mecânico.

As câmaras são preenchidas por uma mistura de gás com 90% de freon R134A, 5% de isobutano e 5% de hexa-fluoreto de enxofre SF_6 . O detector trabalha no regime de avalanche de cargas através da aplicação de alta tensão nos eletrodos externos. Isso produz um campo elétrico grande e uniforme no volume sensível das câmaras de gás, de forma que, se uma partícula carregada atravessar o detector, isso irá provocar a produção de uma avalanche de cargas, que por fim, induzirá uma carga imagem nas placas de leitura produzindo assim um sinal.

Figura 4.14: (a) Visão frontal e lateral do módulo MRPC. (b) Foto de um módulo MRPC montado.

4.5.2 Identificação das partículas através do seu tempo de voo

As trajetórias reconstruídas no TPC são associadas com pontos medidos no TOF por meio de uma extrapolação simples. Assim, através da medida do momento, e do comprimento da trajetória s no TPC, é possível calcular a velocidade inversa para cada trajetória na forma:

$$\frac{1}{\beta} = \frac{c\Delta t}{s}. \quad (4.3)$$

Em seguida, a velocidade em função do momento fornece a base para a identificação das partículas através do cálculo de suas massas do seguinte modo:

$$M = p\sqrt{(1/\beta)^2 - 1}. \quad (4.4)$$

A figura 4.15 mostra o espectro da massa das partículas em função do seu momento transversal. No gráfico observa-se a boa identificação das partículas através da separação das massas de píons, káon e prótons.

Figura 4.15: Espectro de massa em função do momento transversal das partículas.

4.6 Detectores frontais e o gatilho de eventos

Os principais detectores usados para o gatilho do evento com tendenciosidade mínima ou *minimum bias* são o *vertex position detector* VPD [60] e o *zero degree calorimeter* ZDC [63], os quais são posicionados próximos à linha do feixe na direção frontal em ambos os lados do ponto de interação. Esses detectores medem em coincidência as partículas resultantes da interação entre os núcleos para definir onde a colisão ocorreu.

Além disso, lógicas mais avançadas podem ser implementadas para selecionar os eventos em conjunto com detectores não frontais tais como o BEMC e o TOF. Para o caso do BEMC, ele é um detector com tempo de resposta da ordem de 10 ns, e é usualmente empregado na detecção de eventos onde observa-se a formação de jatos de partículas, com grande deposição de energia em uma torre. Em seguida, o TOF é comumente empregado para selecionar eventos onde houve colisões centrais, com um número elevado de partículas produzidas, requerindo um grande número de pontos medidos no detector.

4.6.1 Vertex Position Detector

O VPD está localizado em torno do tubo acelerador, fora do solenoide magnético do STAR, a 5.6 m do centro do detector como ilustra a figura 4.13. Ele é constituído por 19 sensores feitos de camadas de chumbo e material cintilador, como mostra a figura 4.16(a), posicionados de modo a formar 2 anéis, um interno e outro externo, cada um com 10 e 9 sensores respectivamente, como mostra a figura 4.16(b). Os fragmentos dos núcleos que colidiram, os quais não participaram do espalhamento, viajam próximos à velocidade da luz e são detectados pelo VPD. A resolução temporal atingida com esse detector é da ordem de ≈ 24 ps [60], e a diferença entre o sinal recebido nos dois lados do ponto de interação é utilizado para determinar a posição do vértice da colisão. Esse detector é um dos principais sistemas empregados como gatilho para a medida de eventos *minimum bias*.

4.6.2 Zero Degree Calorimeter

O STAR é equipado com um calorímetro frontal ZDC o qual fornece uma forma de caracterizar o evento e monitorar a luminosidade do feixe. Cada módulo é composto por um calorímetro hadrônico segmentado, feito de placas de tungstênio alternadas com material óptico não dopado, o qual tem a função de medir a energia depositada pelo chuveiro de elétrons produzidos nas placas de tungstênio, através da radiação Cherenkov [63]. O propósito desse detector é medir os nêutrons espectadores da colisão. Com uma resolução temporal menor que 200 ps, a medida de nêutrons em coincidência pode ser utilizada como gatilho para a medida de eventos que ocorrem na região central do detector. Além disso, a energia total medida em cada calorímetro é proporcional à multiplicidade de nêutrons espectadores, que está diretamente relacionada com a geometria inicial da colisão.

4.6.3 Arquitetura do sistema de gatilho de evento

O sistema de gatilho do evento é dividido em quatro níveis [64]. Os níveis de 0 a 2 usam os sistemas de resposta rápida tais como o BEMC e o ZDC, ao passo que

(a)

(b)

Figura 4.16: (a) Visão esquemática do sensor. (b) Foto do VPD montado.

o nível 3 é um gatilho implementado ao nível de software, que utiliza as medidas de detectores lentos como o TPC.

O nível zero processa a informação disponível nos detectores a cada cruzamento dos pacotes de feixe na região de interação, iniciando a aquisição dos dados. Neste momento, o nível 1, o qual tem a capacidade de poder abortar a aquisição durante a leitura dos sinais, decide se o evento será ou não digitalizado. Em seguida os sinais são enviados para serem digitalizados pela eletrônica de aquisição, o que leva aproximadamente ≈ 10 ms para o TPC. Nesse ponto, o nível 2 pode vetar o processo antes dos dados serem transmitidos para o sistema de aquisição e armazenamento.

Por fim, o nível 3, o qual é um sistema de *trigger* dedicado, executa um algoritmo simplificado de clusterização e reconstrução de trajetórias. Esse sistema tem

o intuito de reduzir o volume de dados a ser transferido e armazenado, e permitir o monitoramento em tempo real da aquisição dos dados, fornecendo características dos eventos adquiridos. E possibilitando aos usuários verificar se os detectores estão funcionando de forma apropriada. Neste nível, os dados brutos do TPC, que consistem nos valores do ADC de todas as placas de leitura, são armazenados e servem de entrada para o programa de clusterização, que retorna a posição dos clusters e a carga total produzida. Essa informação em seguida é enviada para as CPUs que fazem a reconstrução das trajetórias e do vértice da colisão.

Análise de qualidade dos dados

Para se calcular a energia transversal de forma apropriada, a primeira medida a ser tomada é selecionar dados experimentais com boa qualidade. Isso reduz as incertezas na medida devido a efeitos espúrios inerentes ao experimento, tal como o mau funcionamento dos detectores, tornando-a mais confiável. Isso é feito adotando critérios na seleção dos eventos tais como a seleção do gatilho de evento, posição do vértice da colisão, qualidade das trajetórias, etc.

Desse modo, neste capítulo será descrito os critérios adotados para analisar os dados. Foram analisadas colisões Au+Au para várias energias de centro de massa, conforme ilustra a tabela 5.1, referentes a tomada de dados do ano de 2010. Para todos os eventos foi requerido que a aquisição fosse disparada utilizando o detector VPD, cujos sinais são originários da ocorrência de um vértice de um evento bem determinado. Isso configura o gatilho de tendenciosidade mínima, mais conhecido como mínimo bias.

Tabela 5.1: Dados analisados.

Sistema	Energia (GeV)	Número de eventos (milhares)
Au+Au mínimo bias	200	≈ 180
	62.4	≈ 100
	39	≈ 200
	11.5	≈ 400
	7.7	≈ 120

5.1 Seleção dos eventos

A posição longitudinal do vértice primário foi limitada à região central do detector $|z| < 10$ cm, como ilustra a figura 5.1, para garantir que a aceitação dos detectores TPC e BEMC fosse aproximadamente uniforme para todos os eventos.

Figura 5.1: Distribuição da posição z do vértice primário para colisões a 200 GeV.

Além disso, devido à focalização e ótica do feixe, existem eventos onde os núcleos de ouro colidem com as paredes do tubo acelerador na região de interação onde os feixes são cruzados. Nessa região, o tubo acelerador possui um diâmetro de 7.62 cm, e desse modo, para evitar a inclusão desses eventos na análise, um corte para a posição radial do vértice primário $|r| < 2$ cm também foi aplicado na seleção dos dados. A figura 5.2 mostra a distribuição da posição xy do vértice primário. A região em vermelho, com maior contagem, é a posição onde o feixe está centrado.

Figura 5.2: Distribuição da posição xy do vértice primário para colisões a 200 GeV.

5.2 Seleção das trajetórias

O TPC fornece as trajetórias das partículas carregadas com cobertura azimutal completa. A aceitação do TPC é ilustrada nos gráficos da figura 5.3, onde é mostrado um histograma bidimensional com a ocupação de trajetórias em pseudorapidez e ângulo azimutal, e o momento transversal em função do ângulo azimutal. A perda em termos de estatística observada na figura 5.3(a) corresponde a dois setores do TPC que apresentaram problemas durante a tomada dos dados. Por fim, as linhas observadas na figura 5.3(b) representam a separação entre os setores do TPC.

Para selecionar trajetórias com uma boa definição e eficiência de reconstrução uniforme, um corte $0 < \eta < 0.7$ foi aplicado para evitar a região de baixa eficiência de reconstrução do TPC, como ilustra a figura 5.3(a), onde observa-se, para região $\eta < 0$, a existência de setores com uma baixa taxa de contagem deixando evidente sua baixa eficiência na medida das trajetórias.

Foi requerido que as trajetórias tivessem momento transversal $p_T > 0.15$ GeV/c

(a)

(b)

Figura 5.3: (a) Ocupação das trajetórias em pseudorapidez e ângulo azimutal. (b) Momento transversal em função do angulo azimutal.

para garantir que as partículas entrem na região sensível do TPC. Em seguida, para assegurar a boa definição das trajetória analisadas, foram impostos limites em certas quantidades diretamente relacionadas com a qualidade nas medidas, tais como o número mínimo de pontos reconstruídos (**nHitsFit**), o número mínimo de pontos utilizados para calcular a perda de energia dE/dx (**nHitsDedx**) da partícula e a distância de máxima aproximação (**DCA**) da trajetória ao vértice primário do evento.

A tabela 5.2 mostra de forma resumida os valores dos cortes empregados na seleção de trajetórias.

Tabela 5.2: Cortes empregados na análise das trajetórias.

Parâmetro	Valor
Momento transversal	$p_T > 0.15 \text{ GeV}/c$
Pseudorapidez	$0 < \eta < 0.7$
nHitsFit	> 15
nHitsDedx	> 10
DCA	$< 1.0 \text{ cm}$

5.3 Identificação das partículas

A identificação das partículas foi feita com base nas medidas da perda de energia dE/dx no gás do TPC. O valor da perda de energia, em conjunto com o momento medido através do raio de curvatura da trajetória descrita pela partícula, constituem os parâmetros utilizados para a identificação das partículas.

No método empregado, a perda de energia é subtraída do valor esperado obtido através da função de Bichsel [56], e normalizada com relação ao desvio $\sigma_{dE/dx}$ de acordo com a equação:

$$n\sigma = \frac{dE/dx_{\text{medido}} - dE/dx_{\text{medio}}}{\sigma_{dE/dx}}, \quad (5.1)$$

onde, se for considerado que a perda de energia varia de forma gaussiana, o parâmetro $n\sigma$ irá variar também de forma gaussiana.

A identificação de partículas foi feita com base no parâmetro $n\sigma$, efetuando cortes nos valores de perda de energia dentro de um intervalo $|n\sigma| < 3$ para cada uma das espécies de partículas com momento transversal $p_T < 1.0$ GeV. Trajetórias não identificadas com esse critério foram adotadas como sendo píons. O resultado desse procedimento é mostrado nas figura 5.4 e 5.5, onde as várias partículas são identificadas e separadas. Devido à perda da capacidade de identificação de partículas para região de momento transversal em torno de $p_T > 1$ GeV/c, como ilustra a figura 5.5(b), nesse regime as partículas foram consideradas como sendo píons, e como ficará claro no capítulo 6, os valores da energia transversal calculada foram normalizados de modo a corrigir o procedimento adotado.

5.4 Medidas de energia no calorímetro BEMC

O BEMC mede a energia depositada por partículas através do chuveiro eletromagnético produzido. Como descrito no capítulo 4, elétrons e fótons serão completamente absorvidos por esse detector, ao passo que hádrons deixarão uma ionização mínima, depositando apenas parte de sua energia no calorímetro. A figura 5.6 mostra um espectro da energia depositada em função da pseudorapidez da torre, ilustrando a ocupação do calorímetro eletromagnético.

De forma mais detalhada, a figura 5.7 mostra o espectro do sinal de energia diretamente do conversor analógico digital medido por uma torre do calorímetro eletromagnético para vários eventos. Para o caso onde as partículas depositam uma energia diferente de zero no calorímetro, esta é convertida, produzindo a cauda observada para grandes valores de canal.

Em contrapartida, para os eventos onde nenhuma partícula deposita energia na torre, esta medirá apenas o ruído eletrônico, o qual é esperado que varie de forma aproximadamente gaussiana em torno do valor de tensão base, denominado pedestal, o qual é um valor de tensão constante aplicado em cada um dos canais de leitura, e está representado pela faixa em vermelho na figura 5.7. Isso produz o pico aproximadamente gaussiano, observado na figura 5.7 para baixos valores de canal, centrado no valor do pedestal.

(a) pión

(b) káon

Figura 5.4: Perda de energia das partículas em função do momento para colisões a 200 GeV.

(a) próton

(b) sem identificação

Figura 5.5: Perda de energia das partículas em função do momento para colisões a 200 GeV.

Figura 5.6: *Energia depositada no calorímetro em função de η para colisões a 200 GeV.*

Figura 5.7: *Espectro do ADC de uma torre.*

O fato do pico ter a forma gaussiana é importante, pois isso garante que em média não é introduzida nenhuma espécie de tendenciosidade na medida da energia média do evento. Com essas características, através da largura (σ_{Ped}) da distribuição e da posição do pedestal, é possível estabelecer um corte para o sinal do ADC medido nas torres do calorímetro. O corte utilizado na presente análise inclui apenas valores de ADC que respeitam a relação:

$$\text{ADC}_{\text{Torre}} > \text{pedestal} - \sigma_{\text{Ped}} . \quad (5.2)$$

Em seguida, algumas torres podem apresentar problemas, tornando a distribuição não gaussiana, como ilustra a figura 5.8, onde observa-se que o pico em torno do valor do pedestal apresenta um desvio da forma gaussiana, podendo dessa forma introduzir uma tendenciosidade no valor médio da medida da energia transversal. Por intermédio da inspeção das flutuações desses espectros, as torres que apresentavam essas características foram removidas da análise.

Figura 5.8: *Espectro do ADC de uma torre.*

Por conseguinte, verificando os espectros produzidos por cada uma das torres do calorímetro eletromagnético, foi possível identificar as torres com problemas, e

em seguida removê-las. A título de ilustração, a figura 5.9 mostra os espectros de duas torres com problemas. Na figura 5.9(a), tem-se uma torre fria, cuja principal característica é a sua baixa taxa de contagem para altos valores de ADC. E a figura 5.9(b) traz o espectro de uma torre quente, que contrária a torre fria, apresenta uma alta taxa de contagem em altos valores de ADC.

(a) Torre fria

(b) Torre quente

Figura 5.9: Espectro do ADC de uma torre (a) fria e (b) quente.

Em seguida, a figura 5.10 mostra novamente outros dois espectros de torres ruins. A figura 5.10(a), mostra um espectro onde o valor do pedestal variou no decorrer da medida, produzindo os dois picos observados no gráfico, e por con-

seguinte, a figura 5.10(b) traz uma torre fria com uma distribuição larga. Ambos os problemas são de fácil identificação e remoção.

(a)

(b)

Figura 5.10: (a) Torre com pedestal variando. (b) Torre fria com valor de pedestal variando.

Por fim, através desse processo de inspeção aproximadamente 10% das torres

foram identificadas com problemas para a energia de 200 GeV, e aproximadamente 45% para as demais energias, sendo desse modo removidas da análise.

5.5 Definição dos intervalos de centralidade

O parâmetro de impacto (b) da colisão entre dois núcleos de ouro é definido como a distância entre o centro dos dois núcleos na direção do plano perpendicular à velocidade dos mesmos como ilustra a figura 5.11.

Figura 5.11: *Representação de uma colisão.*

Desse modo, para colisões frontais, o que significa baixo parâmetro de impacto, é esperada uma grande produção de partículas devido à grande sobreposição dos núcleos interagentes. Em contrapartida, para colisões intermediárias e periféricas, onde a sobreposição dos núcleos é menor, uma quantidade menor de partículas serão produzidas. Dessa forma, é fácil notar que através do estudo da multiplicidade do evento, é possível inferir o quão central foi a colisão, e por conseguinte estabelecer intervalos de centralidade para estudar e separar os eventos de acordo com esse parâmetro.

De modo mais detalhado, os intervalos de centralidade são definidos através

de frações da integral total da distribuição de multiplicidade de carga medida $dN_{\text{event}}/dN_{\text{ch}}$ de acordo com a equação:

$$f = \frac{\int_0^{n_{\text{ch}}} (dN_{\text{event}}/dN_{\text{ch}}) dN_{\text{ch}}}{\int_0^{\infty} (dN_{\text{event}}/dN_{\text{ch}}) dN_{\text{ch}}}, \quad (5.3)$$

onde f é a fração da integral total, e n_{ch} é o limite de integração definido de acordo com o intervalo de centralidade que se queira estudar.

Em seguida, considerando que os núcleons estão distribuídos dentro do núcleo de ouro de acordo com uma distribuição de Wood-Saxon, e utilizando o modelo de Glauber [65], o qual assume que esses núcleons percorrem trajetórias retilíneas mesmo após colidirem, é possível simular a distribuição de carga $d\sigma/dN_{\text{ch}}$, como ilustra a figura 5.12. Com isso, os resultados experimentais podem ser mapeados nos dados simulados, tornando possível determinar o parâmetro de impacto médio da colisão, e por conseguinte o número médio de participantes $\langle N_{\text{part}} \rangle$ e de colisões binárias $\langle N_{\text{col}} \rangle$ do evento.

Figura 5.12: Ilustração de uma distribuição de carga simulada $d\sigma/dN_{\text{ch}}$. Figura retirada de [65].

A figura 5.13 mostra os valores médios do parâmetro de impacto b calculado através do modelo de Glauber para vários intervalos de centralidade da colisão, à energia de $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV.

Figura 5.13: *Parâmetro de impacto médio em função do intervalo de centralidade do evento. Valores retirados de [66].*

Em seguida, as figuras 5.14(a) e 5.14(b) mostram a dependência dos valores médios do número de núcleons participantes N_{part} e de colisões binárias N_{col} em função do intervalo de centralidade.

Por fim, como ficará claro nos capítulos seguintes, esses parâmetros são importantes, pois a energia transversal produzida na colisão está diretamente relacionada com a sua centralidade, e por conseguinte com o seu número de participantes.

(a)

(b)

Figura 5.14: (a) $\langle N_{part} \rangle$ e (b) $\langle N_{col} \rangle$ em função do intervalo de centralidade do evento. Valores retirados de [66].

Energia transversal

Em uma colisão entre íons pesados, considera-se, por simplicidade, que os núcleos passam um pelo outro, produzindo um meio extremamente quente onde as partículas são produzidas e interagem umas com as outras, como ilustrado na figura 6.1. Subsequentemente, esse sistema se expande no espaço tempo, aumentando o livre caminho médio λ das partículas, e fazendo com que a probabilidade de interação entre elas diminua, e por conseguinte a produção de novas partículas.

Figura 6.1: *Visão simplificada da colisão entre dois íons pesados.*

Neste cenário, dado o comprimento crítico λ_c a partir do qual, se $\lambda > \lambda_c$ o equilíbrio é atingindo. Nesse instante, τ_0 , o sistema encontra-se a uma dada tem-

peratura inicial, e existirá uma coleção de partículas movendo-se com quadrivelocidade u^μ em cada faixa de rapidez y , como ilustra a figura 6.2. A partir daí, a evolução do sistema pode ser descrita com boa aproximação por intermédio da hidrodinâmica relativística [67, 68, 34].

Figura 6.2: Diagrama do espaço tempo de uma colisão núcleo-núcleo. O espaço entre as linhas contínuas são as fatias de rapidez constante. As linhas pontilhadas representam as curvas de tempo próprio constante. A seta representa o valor médio da velocidade das partículas em seu respectivo intervalo de rapidez.

A posição no espaço tempo de uma partícula com rapidez y é dada por:

$$z = \tau \sinh(y) , \quad (6.1)$$

$$t = \tau \cosh(y) , \quad (6.2)$$

com τ sendo o tempo próprio definido por:

$$\tau = \sqrt{t^2 + z^2} . \quad (6.3)$$

A relação 6.1 indica que, dado um valor para o tempo próprio τ , partículas com um pequeno valor de rapidez serão originárias de uma região com pequeno valor de z . Assim, a região de rapidez central estará associada com o intervalo espacial em torno de $z=0$, onde os núcleons colidiram. Com essa relação, a distribuição em rapidez dN/dy pode ser transformada em uma distribuição espacial, de onde o valor da densidade de energia pode ser inferido.

No instante inicial da colisão, todas as partículas estarão no ponto $z=0$ no referencial do centro de massa. Dessa forma, considerando uma região de comprimento Δz , como mostra a figura 6.1, e área transversal A , equivalente à área de sobreposição dos dois núcleos no momento da colisão, a densidade de partículas pode ser estimada a partir da equação [67]:

$$\varepsilon_N = \frac{\Delta N}{A \Delta z} \Big|_{y=0} = \frac{1}{A} \frac{dN}{dy} \frac{dy}{dz} \Big|_{y=0}, \quad (6.4)$$

que com o auxílio da equação 6.1 pode ser escrita na forma:

$$\varepsilon_N = \frac{1}{A} \frac{dN}{dy} \frac{1}{\tau_0 \cosh(y)} \Big|_{y=0}. \quad (6.5)$$

Sabendo que a energia de uma partícula com rapidez y é dada por $m_T \cosh(y)$ [68], a densidade de energia inicial pode ser calculada como:

$$\varepsilon_0 = m_T \cosh(y) \varepsilon_N = \frac{m_T}{\tau_0 A} \frac{dN}{dy} \Big|_{y=0} \approx \frac{1}{\tau_0 A} \frac{dE_T}{d\eta}. \quad (6.6)$$

onde τ_0 é o seu tempo de formação no referencial próprio e E_T é a energia transversal produzida. Como dito anteriormente, essa equação fornece uma estimativa do valor mínimo da densidade de energia, pois o trabalho realizado pela expansão do meio formado não é considerada [69]. Essa expansão é responsável por forçar as partículas umas contra as outras fazendo com que elas mudem sua faixa de pseudorapidez realizando trabalho longitudinal.

A energia transversal é um observável importante, pois está diretamente associada a propriedades térmicas da matéria criada em colisões de íons pesados. Sua dependência com parâmetros tais como a energia no centro de massa e o parâmetro de impacto, são importantes para compreender os mecanismos de pro-

dução de partículas e fornecer informações sobre a densidade de energia inicial e sua subsequente evolução hidrodinâmica.

Do ponto de vista experimental, essa variável é calculada evento a evento e é definida como a soma da energia transversal de todas as partículas de acordo com a equação:

$$E_T = \sum_i E_i \sin(\theta) , \quad (6.7)$$

com θ sendo o ângulo entre a trajetória da partícula e a direção do feixe, e E_i é a energia de cada partícula produzida no evento.

Para o caso particular do experimento STAR, devido ao método experimental empregado na medida, a energia transversal será o resultado da soma de duas componentes. A primeira delas é a componente hadrônica, que inclui os hádrons os quais deixam trajetórias no TPC. A segunda componente é a eletromagnética, devido aos elétrons e fótons os quais depositam energia nas torres do calorímetro eletromagnético.

Como em qualquer experimento, a extração do valor da energia transversal estará sujeita a ineficiências de detecção, o que leva à necessidade de se modificar a equação 6.7 de forma a considerar os efeitos dessas ineficiências. Nas seções seguintes serão discutidas as correções consideradas nesta análise, bem como a forma como foram estimadas.

6.1 Energia Transversal Hadrônica

A energia transversal hadrônica (E_T^{had}) é calculada através da soma da energia dos hádrons produzidos na colisão segundo a equação:

$$E_T^{\text{had}} = \sum_{\text{hádrons}} E^{\text{had}} \sin(\theta) , \quad (6.8)$$

onde θ é o ângulo entre a trajetória descrita pela partícula com relação à direção do feixe. No experimento, as trajetórias são medidas no TPC, e, desse modo, para estimar o valor desse observável a aplicação de correções tornam-se necessárias. De forma detalhada, a soma é feita sobre a energia dos hádrons carregados $E_{\text{traj}}^{\text{had}}$

calculada através das trajetórias medidas no TPC através da equação:

$$E_T^{\text{had}} = C_0 \sum_{\text{traj}} C_1(\text{ID}, p) E_{\text{traj}}^{\text{had}}(\text{ID}, p) \sin(\theta) , \quad (6.9)$$

onde $E_{\text{traj}}^{\text{had}}$ é avaliada para cada trajetória identificada de acordo com:

$$E_{\text{traj}}^{\text{had}}(\text{ID}, p) = \begin{cases} \sqrt{p^2 + m^2} & \text{mesons} \\ \sqrt{p^2 + m^2} - m & \text{proton} \\ \sqrt{p^2 + m^2} + m & \text{anti - proton} \end{cases} \quad (6.10)$$

onde mésons irão depositar toda sua energia, prótons depositam toda sua energia cinética e anti-prótons depositam sua energia cinética mais duas vezes a sua massa de repouso, devido ao processo de aniquilação no material do detector. Essas equações foram utilizadas pois servem para calcular a energia que seria depositada pela partícula em um calorímetro hadrônico.

O fator de correção C_0 é dado pela relação:

$$C_0 = \frac{1}{f_{\text{neutro}}} \frac{1}{f_{pT\text{cut}}} , \quad (6.11)$$

onde f_{neutro} é o fator que corrigir a energia levando em conta a parcela de energia devido a hádrons neutros produzidos que não são medidos no TPC, e $f_{pT\text{cut}}$ é o fator de correção para levar em consideração as partículas de baixo momento não detectadas pelo TPC.

O fator $C_1(\text{ID}, p)$ é também um fator de correção definido por:

$$C_1(\text{ID}, p) = f_{\text{fundo}} \frac{1}{f_{\text{noID}}} \frac{1}{\text{eff}(p_T)} , \quad (6.12)$$

que inclui o erro na identificação das partículas f_{noID} , a eficiência na reconstrução das trajetórias pelo TPC $\text{eff}(p_T)$, e a correção devido a presença do fundo de elétrons e partículas secundárias f_{fundo} . A forma como essas correções foram estimadas será apresentada em maior detalhe na seção 6.3.

6.2 Energia Transversal Eletromagnética

A energia transversal eletromagnética é calculada através da soma das energias devido a elétrons, pósitrons e fótons produzidos na colisão. Essas partículas param completamente no calorímetro eletromagnético (BEMC), depositando dessa forma toda sua energia.

Experimentalmente, a energia transversal eletromagnética é definida como:

$$E_T^{\text{em}} = \sum_{\text{torres}} E_{\text{torre}}^{\text{em}} \sin(\theta_{\text{torre}}) , \quad (6.13)$$

onde $E_{\text{torre}}^{\text{em}}$ é a energia medida em uma torre e θ_{torre} é o ângulo polar entre o centro da torre e a linha do feixe considerando o vértice da colisão.

Tendo em vista que não é possível evitar que partículas hadrônicas atinjam o calorímetro e depositem parte de sua energia nas torres, a contribuição dessas partículas deve ser subtraída, de modo a isolar apenas a contribuição eletromagnética. Dessa forma, considerando explicitamente a energia residual depositada por hádrons, a equação 6.13 pode ser reescrita na forma:

$$E_T^{\text{em}} = \sum_{\text{torres}} (E_{\text{torre}} - \Delta E_{\text{torre}}^{\text{had}}) \sin(\theta_{\text{torre}}) , \quad (6.14)$$

onde E_{torre} é a energia medida na torre e $\Delta E_{\text{torre}}^{\text{had}}$ é a correção para cada torre do detector, a qual visa excluir a energia residual depositada pelos hádrons. Essa contribuição é subtraída para todos os hádrons cuja trajetória medida no TPC possui uma projeção válida no calorímetro eletromagnético. Desse modo, considerando novamente as ineficiências inerentes à detecção, essa contribuição pode ser escrita na forma:

$$\Delta E_{\text{torre}}^{\text{had}} = \frac{1}{f_{\text{neutro}}} \sum_{\text{trajetorias}} \frac{f_{\text{ele}}(p_T)}{\text{eff}(p_T)} \Delta E(p, \eta, d) , \quad (6.15)$$

onde o fator de correção $f_{\text{ele}}(p_T)$ é para excluir elétrons que são identificados como hádrons e desse modo não devem ser subtraídos, $\text{eff}(p_T)$ é a eficiência do TPC para reconstruir a trajetória das partículas e f_{neutro} é uma normalização que exclui a contribuição de hádrons neutros de vida longa. $\Delta E(p, \eta, d)$ é a energia

depositada por uma trajetória com projeção válida no calorímetro eletromagnético em função do momento p , pseudorapidez η e distância d entre o ponto onde a trajetória acertou a torre, e seu respectivo centro. Essa energia é avaliada através de uma simulação da resposta do detector à passagem de hádrons, e será discutida em maiores detalhes na seção seguinte.

6.2.1 Subtração da energia depositada por hádrons

Como discutido anteriormente, os hádrons produzidos atravessam o TPC chegando até o BEMC onde depositam parte de sua energia. Desse modo, para se medir a energia eletromagnética, é essencial subtrair a energia hadrônica depositada no calorímetro.

A energia depositada, assim como a forma do chuveiro de partículas formado no calorímetro, foram estudadas por intermédio de uma simulação da resposta do detector à passagem de píons, káons, prótons e anti-prótons utilizando o GEANT. As trajetórias simuladas são projetadas no BEMC assumindo que as partículas descrevem trajetórias segundo o modelo de hélice em um campo magnético. Desse modo, o valor médio da energia depositada é obtido como função do momento p , pseudorapidez η da torre e distância d entre o ponto de incidência da partícula e o centro da torre.

De modo similar, a partir dos dados experimentais, a forma do chuveiro devido à incidência de hádrons pode ser estudada utilizando eventos mínimo bias, projetando as trajetórias no BEMC, e selecionando apenas trajetórias isoladas para garantir que a energia depositada na torre é devido apenas a uma partícula. As trajetórias foram selecionadas de modo que não haja partículas vizinhas em uma região no BEMC de 5 por 5 torres.

A figura 6.3 mostra a energia média depositada em uma torre para diferentes partículas, obtida com dados simulados em função do momento p , para a pseudorapidez no intervalo $0 < \eta < 0.2$. Os pontos preenchidos são os valores para a perda de energia obtidos experimentalmente para píons carregados. Um bom acordo é observado entre os dados experimentais e simulados.

Em seguida, na figura 6.4, a perda de energia simulada para $\pi^\pm$ em função da distância d é mostrada juntamente com os dados experimentais para o momento

Figura 6.3: Valor médio da energia depositada por hádrons carregados no calorímetro eletromagnético, em função do momento. A curva pontilhada corresponde a um simulação retirada de [69].

$0.5 < p < 1$ GeV/c e pseudorapidez no intervalo $0 < \eta < 0.2$. Neste gráfico observa-se novamente o bom acordo entre os dados simulados e experimentais.

Com esses resultados, os dados simulados foram empregados como base para calcular a energia residual depositada pelos hádrons no calorímetro, permitindo por conseguinte subtrair essa contribuição.

Como pode ser observado na figura 6.4, parte da energia depositada no calorímetro, na forma de um chuvaireto eletromagnético, atinge as torres em sua vizinhança. Desse modo, para subtrair corretamente a energia das torres, primeiramente o algoritmo verifica se a trajetória tem projeção válida no BEMC. Para aquelas com projeção verdadeira, um cluster é formado em torno da torre central, como ilustra a figura 6.5. Em seguida, é calculada a distância do ponto onde a trajetória foi projetada ao centro de cada uma das torres que compõem o cluster formado. Por fim, com as informações de momento, pseudorapidez e distância ao centro da torre, é calculada a perda de energia da partícula em cada uma das torres, e esse valor é subtraído respectivamente.

Figura 6.4: Dependência da energia média depositada no calorímetro com a distância do ponto onde a trajetória acertou a torre, até o seu centro. As linhas representam dados simulados para $\pi^\pm$, e os pontos são resultados experimentais obtidos para píons carregados. A linha vertical indica a menor distância possível do centro da torre até sua borda.

Figura 6.5: Visão esquemática do cluster formado para calcular a energia depositada no calorímetro.

6.3 Estimativa dos fatores de correção

Nas seções anteriores foi discutida a metodologia experimental empregada bem como as normalizações utilizadas para corrigir ineficiências experimentais e obter os valores da energia transversal. Neste ponto cabe ressaltar que as normalizações f_{noId} , f_{pTcut} , f_{neutro} , f_{fundo} e f_{ele} foram avaliadas em um trabalho anterior [69], e foram empregadas na atual análise. Claramente, essa aproximação pode ser melhorada através do cálculo dos fatores de correção para cada uma das energias estudadas, entretanto, isso não foi feito neste trabalho.

A tabela 6.1 listada de forma resumida os valores de algumas das constantes de correção empregadas na análise.

Tabela 6.1: Fatores de correção empregados no cálculo da energia transversal. Valores retirado da referência [69].

Fator de Correção	Correção
f_{noId}	0.96 ± 0.02
f_{pTcut}	0.95 ± 0.03
f_{neutro}	0.81 ± 0.02 para a componente hadrônica 0.86 ± 0.03 para a componente eletromagnética

A seguir será discutido de forma detalhada o procedimento adotado para avaliar cada um desses fatores de correção.

6.3.1 Correção para identificação de partículas f_{noId}

Devido as limitações do TPC, partículas com momento $p_T > 1.0 \text{ GeV}/c$ não são identificadas adequadamente, e dessa forma são consideradas como sendo píons. Desse modo, para corrigir esse procedimento, torna-se necessário o uso da normalização f_{noId} .

Esse fator foi estimado através da razão entre a energia transversal calculada identificando as partículas com o parâmetro $n\sigma < 3$, para a região com momento $p_T < 1.0 \text{ GeV}/c$, e a energia calculada para as mesmas trajetórias considerando-as como sendo píons. Assumindo que o número relativo de partículas é aproximada-

mente constante em função do momento, essa estimativa pode ser então extrapolada para o intervalo de $p_T > 1.0 \text{ GeV}/c$, onde as trajetórias não são identificadas apropriadamente. A tabela 6.1 mostra o valor empregado, extraído da referência [69].

6.3.2 Correção para o corte em baixo momento f_{pTcut}

Tendo em vista que a eficiência de medida de trajetórias pelo TPC diminui drasticamente para $p_T < 0.15 \text{ GeV}/c$, utilizou-se apenas trajetórias com momento transversal acima desse valor. Devido a essa restrição experimental, uma parcela da energia transversal é desconsiderada, tornando-se necessária a utilização de um fator de correção f_{pTcut} para compensar essa perda. O fator f_{pTcut} foi estimado com base em eventos simulados, produzidos pelo gerador de eventos Hijing, através da equação:

$$f_{pTcut} = \frac{E_T^{had}(p_T > 0.15 \text{ GeV}/c)}{E_T^{had}(p_T)} . \quad (6.16)$$

a qual é a simples razão da energia transversal calculada considerando o corte no momento, e a energia transversal sem considerar esse corte. Novamente a tabela 6.1 mostra o valor empregado dessa correção, extraído da referência [69].

6.3.3 Correção para inclusão de hádrons neutros de longa vida

f_{neutro}

Uma vez que apenas partículas carregadas são detectadas no TPC, para incluir a parcela devido à produção de hádrons neutros de longa vida, tais como nêutrons, anti-nêutrons, K_S^0 , K_L^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$, define-se um fator de correção na forma:

$$f_{neutro} = \frac{E_T^{carr}}{E_T^{carr} + E_T^0} , \quad (6.17)$$

onde E_T^{carr} é a energia transversal devido apenas a partículas carregadas e E_T^0 é a energia devido a partículas neutras.

Essa correção foi estimada utilizando dados experimentais medidos pelo STAR na energia de 130 GeV [70, 71, 72, 73, 74]. Com os espectros de momento

transversal medidos foi possível calcular o número total de partículas produzidas por evento, e então calcular a energia transversal multiplicando a energia transversal média calculada com esses espectros pelo número de partículas produzidas no evento.

A forma dos espectros, assim como a produção de K_L^0 foi assumida como sendo equivalente à do K_S^0 . A produção de (anti)nêutrons foi considerada como sendo igual à produção de (anti)prótons. Com isso, foi possível extrair o valor f_{neutro} mostrado na tabela 6.1.

6.3.4 Eficiência na reconstrução de trajetórias $\text{eff}(p_T)$

A eficiência na reconstrução das trajetórias pelo TPC é determinada através de eventos simulados. Os eventos são inicialmente produzidos usando um gerador de eventos como por exemplo o Pythia [75] para colisões próton-próton, e Hijing [76] para colisões de íons pesados. Em seguida, as partículas produzidas pelo gerador são introduzidas em um modelo detalhado do detector, onde as dimensões e os materiais são definidos, bem como a interação das partículas com o meio material dos detectores.

Com isso, a eficiência de reconstrução se torna a razão do número de partículas reconstruídas e o número inicial de partículas incluídas na simulação para cada intervalo de p_T . O gráfico da figura 6.6 mostra a dependência da eficiência em função do momento transversal de píons para duas classes de centralidade do evento.

Com esses resultados, verifica-se que a eficiência de reconstrução de trajetórias no TPC diminui drasticamente para a região de baixo p_T , atingindo um valor médio aproximado entre 80 e 90% para valores maiores de momento transversal. Em função da centralidade do evento, observa-se que a eficiência diminui com o aumento da centralidade devido ao fato da alta ocupação do detector em colisões centrais diminuir a eficiência de reconstrução das trajetórias.

As linhas em vermelho são ajustes da função erro aos pontos, considerando os seus respectivos erros estatísticos. Essas funções foram implementadas no algoritmo de análise para fornecer o valor da eficiência de reconstrução das trajetória em função do momento transversal e centralidade do evento. Por fim, os erros no

(a)

(b)

Figura 6.6: Eficiência do TPC para centralidade (a) 0-5% (b) 20-30%.

parâmetro de ajuste das curvas de eficiência obtidos foram adotados como sendo as incertezas sistemáticas associadas a esse fator de correção.

6.3.5 Correção para o fundo f_{fundo}

Esse fator de correção é empregado para extrair a contribuição devido a elétrons que são identificados de forma errada como hádrons, e trajetórias secundárias, originárias do decaimento fraco, as quais são identificadas como primárias.

Para elétrons identificados como hádrons, o fundo foi estimado utilizando a forma do espectro de elétrons em simulação, normalizado para descrever a produção de elétrons medidos no TPC na região de momento onde eles são identificados com grande pureza através de sua perda de energia (dE/dx). A figura 6.7 mostra a dependência desse fator de correção em função do momento transversal, onde observa-se que a contribuição do fundo é maior para a região de baixo momento transversal onde os elétrons se misturam com os píons. Com o aumento do momento transversal a contribuição do fundo diminui tornando-se constante.

Figura 6.7: Correção para o fundo de elétrons. Valores retirados de [77].

O segundo termo é devido ao decaimento fraco das partículas. Essa con-

tribuição é incluída em f_{neutro} , e desse modo deve ser excluída para não permitir dupla contagem. O fator de correção foi estimado através da mistura de dados simulados com dados reais [69]. As partículas consideradas, Λ , $\bar{\Lambda}$ e K_0 , foram simuladas utilizando dados experimentais medidos pelo STAR, e através da comparação direta entre as partículas simuladas e as reconstruídas, a fração de trajetórias secundárias identificadas como primárias foi calculada. Novamente a figura 6.8 mostra a dependência desse fator de correção em função do momento transversal.

Figura 6.8: Correção para o fundo devido ao decaimento fraco. Valores retirados de [77].

Por fim, as linhas em vermelho, em ambos os gráficos, são ajustes da função erro aos pontos que foram implementadas no algoritmo de análise.

6.3.6 Correção para o fundo f_{ele}

Essa correção é aplicada para compensar trajetórias que são identificadas de forma errada como hádrons e são de fato elétrons. Esse erro pode provocar um aumento no cálculo da energia hadrônica depositada no calorímetro, e por con-

seguinte uma diminuição na energia eletromagnética. Essa correção é a mesma utilizada para se obter a contribuição dos elétrons para a correção f_{fundo} . Os valores dessa correção são mostrados no gráfico da figura 6.7.

Resultados

Com a metodologia descrita no capítulo 6 e os cortes de qualidade estabelecidos no capítulo 5 foi possível calcular as componentes hadrônica e eletromagnética da energia transversal. Nas seções seguintes serão descritos os principais resultados obtidos para ambas as componentes em colisões com energia no centro de massa $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV, e ao final do capítulo, serão apresentados de forma breve os resultados para as energias de 7.7, 11.5, 39.0 e 62.4 GeV, medidos no ano de 2010.

A energia transversal hadrônica foi calculada utilizando trajetórias primárias com $0 < \eta < 0.7$ e $-30 < \phi < 30$. Para garantir aproximadamente a mesma aceitação para o calorímetro eletromagnético, apenas torres com η e ϕ no mesmo intervalo, relativos ao vértice primário, foram consideradas no cálculo da energia transversal eletromagnética. Ao final os valores para a energia transversal foram normalizados para aceitação igual a um, e cobertura angular completa.

Por fim, é importante ressaltar que o estudo foi feito para os intervalos de centralidade entre 0-5% até 40-50%, pois o erro sistemático aumenta significativamente para as classes de centralidade mais periféricas, devido a baixa ocupação do detector.

7.1 Energia transversal hadrônica

O gráfico da figura 7.1 mostra a distribuição da energia transversal hadrônica calculada evento a evento para colisões com energia no centro de massa $\sqrt{s_{NN}}=200$

GeV.

Figura 7.1: *Espectro da energia transversal dN/dE_T^{had} .*

Essa distribuição possui uma forma similar à distribuição de multiplicidade de carga mostrada anteriormente na seção 5.5, com um pico próximo de zero, o qual corresponde a colisões periféricas, seguidas de um plateau, correspondente a eventos de centralidade intermediária, e por fim tem-se uma cauda, para a região de altas energias, que tende a zero devido a eventos centrais. A forma do espectro para região de alta energia está associada a flutuações estatísticas presentes nos dados, e ao limite imposto na aceitação do detector, a qual foi empregada com o propósito de manter as condições experimentais similares à utilizadas anteriormente [69].

A figura 7.2 mostra o espectro de E_T^{had} em função da multiplicidade do evento. Este gráfico mostra o comportamento linear dessa quantidade em função da multiplicidade do evento, com grande parte dos pontos distribuídos próximos ao valor médio da distribuição indicando uma grande coerência nos eventos estudados. Como era de se esperar, esse resultado mostra que com o aumento da centralidade, tem-se um aumento no número de partículas produzidas, e por fim um aumento na energia transversal medida no evento.

Por fim, as figuras 7.3, 7.4 e 7.5 mostram as distribuições de E_T^{had} separado nos vários intervalos de centralidade do evento.

Figura 7.2: *Espectro da energia transversal hadrônica versus a multiplicidade do evento. Os pontos representam os valores médios da distribuição.*

Figura 7.3: *Espectro da energia transversal dN/dE_T^{had} para as classes de centralidade 0-5%.*

(a)

(b)

Figura 7.4: Espectro da energia transversal dN/dE_T^{had} para as classes de centralidade (a) 5-10% e (b) 10-20%.

(a)

(b)

Figura 7.5: Espectro da energia transversal dN/dE_T^{had} para as classes de centralidade (a) 20-30% e (b) 30-40%.

Figura 7.6: Distribuição da energia transversal dN/dE_T^{had} para as classes de centralidade 40-50%.

7.2 Energia transversal eletromagnética

De forma similar à energia transversal hadrônica, a energia transversal eletromagnética foi calculada evento por evento para várias centralidades. A figura 7.7 mostra a distribuição da energia transversal total depositada no calorímetro eletromagnético E_T^{em} em função da multiplicidade do evento. Como pode ser observado nesta figura existem eventos com grande multiplicidade medida no TPC onde houve pouca energia depositada no calorímetro, bem como alguns eventos onde houve grande deposição de energia no calorímetro. Por conseguinte, esses eventos foram desconsiderados da análise, tendo em vista que são eventos onde provavelmente houve a sobreposição de colisões (*pileup*). Isso ocorre pois comparado ao calorímetro eletromagnético, o TPC é um detector lento com tempo de abertura da ordem de micro segundos, podendo dessa forma medir várias colisões em um único evento.

Figura 7.7: *Espectro da energia transversal eletromagnética versus a multiplicidade do evento. Os pontos representam os valores médios da distribuição.*

Por conseguinte, através da aplicação de um corte ilustrado pelas linhas em vermelho na figura 7.7 foi possível remover esses eventos. Esse corte foi estabe-

elecido utilizando o valor médio da distribuição e o seu respectivo desvio padrão, calculado assumindo um ajuste gaussiano para os espectros projetados no eixo y. Desse modo, eventos fora da janela de 3σ , limitada pelas linhas em vermelho, foram desconsiderados da análise.

De modo análogo ao caso hadrônico, o gráfico da figura 7.8 mostra a distribuição obtida para esse observável para energia no centro de massa $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV.

Figura 7.8: *Espectro da energia transversal dN/dE_T^{em} .*

Em seguida, a separação em intervalos de centralidade é feita, e os resultados são mostrados nos gráficos das figuras 7.9, 7.10 e 7.11.

(a)

(b)

Figura 7.9: *Espectro da energia transversal dN/dE_T^{em} para a classe de centralidade (a) 0-5% (b) 5-10%.*

(a)

(b)

Figura 7.10: Espectro da energia transversal dN/dE_T^{em} para as classes de centralidade (a) 10-20% e (b) 20-30%.

(a)

(b)

Figura 7.11: Espectro da energia transversal dN/dE_T^{em} para as classes de centralidade (a) 30-40% e (b) 40-50%.

7.3 Energia transversal total

Através das componentes E_T^{had} e E_T^{em} , mostradas anteriormente, é possível obter a distribuição da energia transversal total através da simples soma dessas componentes a cada evento. O gráfico da figura 7.12 mostra a distribuição da energia transversal total calculada por evento.

Figura 7.12: *Distribuição da energia transversal dN/dE_T .*

A figura 7.13 traz o espectro de E_T em função da multiplicidade do evento. Em seguida, as figuras 7.14, 7.15, 7.16 e 7.17 mostram as distribuições de E_T nos vários intervalos de centralidade do evento.

Por fim, através do valor médio de E_T extraído desses espectros, será possível estudar o comportamento do valor médio dessas distribuições em função de parâmetros geométricos do evento, tais como o número de participantes associado a cada classe de centralidade, o que será explorado em maiores detalhes no capítulo 9.

Figura 7.13: Distribuição da energia transversal dN/dE_T versus a multiplicidade do evento. Os pontos representam os valores médios da distribuição.

Figura 7.14: Distribuição da energia transversal dN/dE_T para a classe de centralidade 0-5%.

(a)

(b)

Figura 7.15: Distribuição da energia transversal dN/dE_T para as classes de centralidade (a) 5-10% e (b) 10-20%.

(a)

(b)

Figura 7.16: Distribuição da energia transversal dN/dE_T para as classes de centralidade (a) 20-30% e (b) 30-40%.

(a)

Figura 7.17: Distribuição da energia transversal dN/dE_T para a classe de centralidade 40-50%.

7.4 Análise para as energias mais baixas

Nas seções anteriores, foram descritos os resultados da análise feita para colisões Au+Au $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV. Essa mesma análise foi repetida para as energias de 7.7, 11.5, 39.0 e 62.4 GeV, com intuito de estudar como esse observável muda com a energia de colisão. Por simplicidade, tanto os cortes aplicados quanto as eficiências utilizadas foram mantidas as mesmas. Claramente, essa aproximação pode ser melhorada através do cálculo dos fatores de correção para cada uma das energias estudadas, entretanto, isso não foi feito neste trabalho.

As figuras 7.18, 7.19 e 7.20 mostram os espectros de E_T em função de multiplicidade do evento para colisões em várias energias.

Figura 7.18: *Espectro da energia transversal total versus a multiplicidade do evento para $\sqrt{s_{NN}}=7.7$ GeV. Os pontos representam os valores médios da distribuição.*

Com esses resultados é possível obter o valor médio da energia transversal para os vários intervalos de centralidade de forma análoga à utilizada para a energia de $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV.

A figura 7.21 reúne os valores médios de E_T e seus respectivos erros estatísticos, obtidos para as energias analisadas em função do intervalo de centralidade.

(a)

(b)

Figura 7.19: *Espectro da energia transversal total versus a multiplicidade do evento para (a) $\sqrt{s_{NN}} = 11.5$ GeV e (b) 39 GeV. Os pontos representam os valores médios da distribuição.*

Neste gráfico, o erro estatístico é menor que o marcador.

Figura 7.20: Espectro da energia transversal total versus a multiplicidade do evento para $\sqrt{s_{NN}}=62.4$ GeV. Os pontos representam os valores médios da distribuição.

Figura 7.21: Valor médio de E_T em função do intervalo de centralidade para as energias analisadas.

Avaliação das incertezas sistemáticas

Na análise dos dados, vários parâmetros de corte são adotados para realizar o cálculo da energia transversal. Desse modo, é importante avaliar a sensibilidade dos valores obtidos com relação a variações nos parâmetros empregados. Se pequenas variações no conjunto de parâmetros resultarem em uma mudança no valor dos resultados, isso deve ser incorporado a medida através do erro sistemático.

Nessa seção serão discutidas as fontes de erro sistemático investigadas e os seus efeitos sobre o resultado para colisões à $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV. De modo geral, a análise foi refeita para um conjunto diferente de cortes, com variações nos parâmetros, e os valores médios das distribuições da energia transversal foram extraídos e comparados com os valores da análise original.

8.1 Seleção da posição z do vértice primário

Os eventos foram selecionados de acordo com a posição do vértice primário. Desse modo, uma variação foi introduzida no corte da posição z do vértice, mantendo os demais fixos, com o objetivo de avaliar a sensibilidade dos resultados com relação a esse parâmetro. A tabela 8.1 mostra o corte originalmente aplicado à posição z do vértice juntamente com os dois novos cortes.

A figura 8.1 mostra a diferença percentual entre os valores de E_T obtidos com os parâmetros mostrados na tabela 8.1 com relação aos resultados obtidos na análise. Os valores presentes nesse gráfico indicam uma tendência de crescimento

Tabela 8.1: Cortes utilizados na avaliação do erro sistemático.

Variação	Corte (cm)
Análise	$ v_z < 10.0$
Variação 1	$ v_z < 13.0$
Variação 2	$ v_z < 7.0$

para eventos periféricos se comparados com eventos centrais, com as variações menores do que 0.5% para todos os intervalos. Neste ponto, é importante ressaltar que o erro sistemático para esse conjunto de cortes foi adotado como sendo a maior variação para cada intervalo de centralidade.

Figura 8.1: Diferença associada a variação na posição z do vértice de acordo com a tabela 8.1. O erro sistemático foi adotado como sendo a maior variação para cada intervalo de centralidade.

8.2 Seleção das trajetórias

Para garantir a qualidade das trajetórias analisadas, foram escolhidos cortes no número mínimo de pontos reconstruídos (**nHitsFit**), no número mínimo de pontos utilizados para calcular a perda de energia dE/dx (**nHitsDedx**) e na distância de máxima aproximação (**DCA**). Esses cortes podem introduzir tendenciosidades nos resultados através da restrição na seleção de trajetórias. O erro nesse procedimento foi avaliado variando os cortes de acordo com os dados mostrados na tabela 8.2.

Tabela 8.2: Cortes utilizados na avaliação do erro sistemático.

Variação	Corte
Análise	nHitsFit > 15 && nHitsDedx > 10 && DCA < 1.0
Variação 1	nHitsFit > 17 && nHitsDedx > 12 && DCA < 1.0
Variação 2	nHitsFit > 13 && nHitsDedx > 8 && DCA < 1.0
Variação 3	nHitsFit > 15 && nHitsDedx > 10 && DCA < 1.2
Variação 4	nHitsFit > 15 && nHitsDedx > 10 && DCA < 0.8

Os parâmetros **nHitsFit** e **nHitsDedx** foram variados em conjunto pelo simples fato de serem parâmetros relacionados à qualidade das trajetórias. A figura 8.2 mostra o módulo da diferença percentual entre os valores obtidos com as variações 1 e 2 da tabela 8.2 com relação à análise utilizando os valores padrão. Esse resultado mostra um comportamento suave indicando que as diferenças são maiores para eventos centrais, diminuindo com o aumento do parâmetro de impacto.

Em seguida a figura 8.3 mostra as diferenças obtidas utilizando os cortes 3 e 4 da tabela 8.2. Os resultados não apresentam um comportamento suave; entretanto as variações são menores do que 0.15% para todos os intervalos de centralidade. Novamente, o erro sistemático foi adotado como sendo a maior variação para cada intervalo de centralidade.

Figura 8.2: *Diferença associada as variações nos cortes de acordo com a tabela 8.2.*

Figura 8.3: *Diferença associada as variações nos cortes de acordo com a tabela 8.2.*

8.3 Erro sistemático devido a identificação das partículas

A identificação de partículas tem um papel fundamental no cálculo da energia transversal. Utilizando a perda de energia no TPC, o corte em $|n\sigma| < 3$ foi empregado para identificar as várias espécies de partículas. Desse modo, para avaliar o impacto desse processo de identificação nos resultados, dois novos cortes foram introduzidos de acordo com a tabela 8.3.

Tabela 8.3: Cortes utilizados na avaliação do erro sistemático.

Parâmetro	Corte
Análise	$ n\sigma < 3.0$
Variação 1	$ n\sigma < 2.5$
Variação 2	$ n\sigma < 2.0$

Figura 8.4: Diferença associada a variação no corte para a identificação de partículas.

A figura 8.4 mostra as diferenças obtidas com esses cortes em função da centralidade da colisão. Esse resultado mostra um comportamento bem definido onde as diferenças são maiores para eventos centrais, com uma leve tendência de diminuição com o aumento do parâmetro de impacto da colisão. Assim como nos cortes descritos anteriormente, o erro sistemático foi adotado como sendo a maior variação para cada intervalo de centralidade.

8.4 Energia de corte nas torres do calorímetro

Como descrito anteriormente, a medida da energia no calorímetro eletromagnético é feita de modo que o ruído eletrônico presente no sistema é preservado no processo de medida. Desse modo, para colisões periféricas, onde a quantidade de partículas produzidas é reduzida, diminuindo por conseguinte a ocupação do detector, várias torres medirão apenas flutuações ao redor do valor do pedestal devido ao ruído eletrônico. Isso torna a medida da energia extremamente sensível ao comportamento dessas flutuações.

Para investigar essa sensibilidade, foram empregados cortes no limite inferior da energia medida em cada torre, com base no valor do pedestal e na variância do pedestal (σ_{ped}) de acordo com a equação:

$$\text{ADC}_{\text{torre}} > \text{pedestal} - N * \sigma_{\text{ped}} \quad (8.1)$$

onde $\text{ADC}_{\text{torre}}$ é o valor do canal medido em cada uma das torres e N é a variável de corte.

O corte de referência foi adotado como sendo $N=1$, e o erro sistemático foi avaliado com base na variação desse corte para $N=2$. Esse corte foi adotado pois inclui grande parte das flutuações em torno do valor do pedestal. A figura 8.5 mostra a diferença associada a variação no corte do limite inferior de energia na torre. Nota-se que a diferença aumenta para colisões periféricas onde a ocupação do detector é baixa e a sensibilidade às flutuações é maior.

Figura 8.5: *Diferença associada a variação no corte do limite inferior de energia na torre.*

8.5 Erro sistemático devido as constantes de normalização

Para calcular a energia transversal, vários fatores de correção foram empregados para considerar ineficiências devido aos detectores, para corrigir o fundo presente nas medidas, e considerar partículas neutras não detectadas. Nesse processo, os erros em cada um desses parâmetros irão produzir incertezas no valor de E_T e estas devem ser quantificadas.

Desse modo, através das equações descritas no capítulo 6 para o cálculo da energia transversal, é possível propagar o erro das constantes envolvidas e assim estimar o erro na energia transversal. O erro para cada uma das constantes consideradas é mostrado na tabela 8.4. Para a eficiência de reconstrução do TPC, foi adotado o erro no parâmetro de convergência devido ao ajuste da função erro. Para esse parâmetro, o erro é menor do 0.5% para todos os intervalos de centralidade.

A figura 8.6 mostra o erro na energia transversal obtido considerando as constantes e os seus respectivos erros associados. Essa figura mostra que o erro sis-

Tabela 8.4: Erro associado aos fatores de correção empregados no cálculo da energia transversal. Valores retirados da referência [69].

Fator de Correção	Valor da normalização e erro
f_{noId}	0.96 ± 0.02
f_{pTcut}	0.95 ± 0.03
f_{neutro}	0.81 ± 0.02 para a componente hadrônica 0.86 ± 0.03 para a componente eletromagnética
f_{fundo}	0.94 ± 0.02
f_{ele}	1.000 ± 0.005

temático devido aos erros nos fatores de correção está próximo de 6%.

Figura 8.6: Erro sistemático devido ao erro nos fatores de correção.

8.6 Erro sistemático total

Considerando as várias fontes de erro sistemático descritas nas seções anteriores, foi possível calcular o erro sistemático total somando quadraticamente o valor das várias contribuições. A figura 8.7 mostra os valores das incertezas sistemáticas em função dos intervalos de centralidade para a energia no centro de massa $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV.

Figura 8.7: *Erro sistemático para diferentes centralidades.*

Através desse resultado é possível observar que o erro sistemático é dominado pela contribuição devido aos erros nos fatores de correção, e pelos valores devidos ao corte no ADC das torres do calorímetro para colisões periféricas.

Neste ponto vale a pena lembrar que o mesmo procedimento foi empregado para as demais energias estudadas e os resultados são mostrados no gráfico da figura 8.8. Como pode ser observado, o comportamento do erro sistemático em função do intervalo de centralidade é similar para todas as energias estudadas. Novamente as incertezas devido ao corte no ADC das torres do calorímetro é dominante para colisões periféricas.

Figura 8.8: Erro sistemático para diferentes energias de colisão e centralidades.

Discussão dos resultados

Como descrito nos capítulos anteriores, a energia transversal foi calculada evento a evento para várias energias no referencial do centro de massa. Dessa forma, a figura 9.1 resume os resultados obtidos, trazendo os valores médios de E_T , para as várias energias analisadas em função do intervalo de centralidade.

Figura 9.1: E_T em função do intervalo de centralidade.

Como pode ser observado, a energia transversal aumenta com a centralidade do evento em todas as energias analisadas.

Em seguida, através do cálculo da energia transversal normalizada pelo número de participantes da colisão é possível investigar as razões desse aumento. Essa normalização tem como motivação eliminar efeitos de escala devido ao número de participantes do evento.

Desse modo, a figura 9.2 mostra o comportamento da energia transversal média normalizada pelo número de participantes $1/(0.5N_{\text{part}})dE_T/d\eta$ em função da média do número de participantes, para as energias de 7.7, 11.5, 39, 62.4 e 200 GeV. As barras de erro, representadas por caixas na figura, compõem o erro sistemático, calculado anteriormente. O erro no número de participantes foi considerado nesse gráfico através da simples propagação de erro.

Figura 9.2: $1/(0.5N_{\text{part}})dE_T/d\eta$ em função do número de participantes.

Como pode ser observado, os resultados mostram que a energia transversal normalizada por N_{part} aumenta com o aumento da energia de colisão, entretanto a dependência com a centralidade do evento é aproximadamente a mesma para todas as energias estudadas, mostrando uma leve tendência de crescimento com o aumento do número de participantes.

Através dos resultados mostrados na figura 9.2, e considerando apenas as co-

lisões com centralidade entre 0-5%, é possível estudar a dependência da energia transversal em função da energia de colisão para essa centralidade. A figura 9.3 mostra a dependência de $1/(0.5N_{\text{part}})dE_T/d\eta$ em função de $\sqrt{s_{\text{NN}}}$, a qual apresenta um comportamento logarítmico.

A título de comparação, a figura 9.3 traz também os valores obtidos da literatura [69, 78], os quais em conjunto cobrem um grande intervalo de energia. Com esse resultado, é possível observar que os valores obtidos nesta análise estão de bom acordo com a tendência mostrada pelos pontos medidos em experimentos anteriores, entretanto, os resultados estão sistematicamente acima dos valores da literatura, onde observa-se um aumento de aproximadamente 16% para a energia de 200 GeV. Isso pode ser um indicativo de que o fundo presente na medida é maior do que o considerando nas normalizações utilizadas no trabalho, entretanto, investigações mais detalhadas, acerca dos fatores de correção, tornam-se necessárias para isolar a origem dessa observação.

Figura 9.3: $1/(0.5N_{\text{part}})dE_T/d\eta$ em função de $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ para colisões centrais. Os resultados de outros experimentos foram retirados de [69, 78].

Por conseguinte, a figura 9.3 faz uma comparação com os valores calculados utilizando o modelo EKRT [79], o qual considera que para colisões no regime de

altas energias a densidade inicial de quarks e glúons atinge o limite de saturação para a produção dessas partículas [79]. Vale lembrar que esse modelo considera também os efeitos da expansão transversal adiabática do meio formado sobre a energia transversal. Esse modelo é descrito pela equação numérica:

$$\langle E_T \rangle = 0.46A^{0.92}(\sqrt{s_{NN}})^{0.4}[1 - 0.012\ln(A) + 0.061\ln(\sqrt{s_{NN}})] , \quad (9.1)$$

onde A é um fator de escala, o qual foi aproximado por $N_{\text{part}}/2 = 349.64/2$ para colisões centrais a $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV.

Através da comparação direta desse modelo com os dados, é possível verificar que seus resultados estão abaixo dos valores observados para quase todo o intervalo de energia estudado, exceto para o limite de baixas energias, onde o modelo encontra-se acima dos dados experimentais.

Em seguida, a figura 9.4 traz o comportamento do número de partículas carregadas produzidas por unidade de pseudorapidez $1/(0.5N_{\text{part}})dN_{\text{ch}}/d\eta$ para colisões centrais e pseudorapidez central em função da energia de colisão. Os resultados dos experimentos FOPI, E802, NA49 e PHENIX foram retirados da referência [78], os valores do experimento STAR para as energias de 62.4 e 200 GeV foram obtidos na referência [80] e por fim os valores para 7.7, 11.5 e 39 GeV são resultados preliminares da colaboração STAR. De forma análoga à energia transversal, essa quantidade apresenta uma dependência logarítmica em função de $\sqrt{s_{NN}}$.

Novamente, os dados experimentais são comparados com o modelo EKRT, cujo número de cargas produzidas para pseudorapidez central é descrito pela equação:

$$\langle N_{\text{ch}} \rangle = \frac{2}{3}1.16A^{0.92}(\sqrt{s_{NN}})^{0.4} . \quad (9.2)$$

Ao contrário do observado para o caso da energia transversal, o modelo EKRT descreve de forma adequada os valores experimentais de $1/(0.5N_{\text{part}})dN_{\text{ch}}/d\eta$, com exceção do limite de baixas energias, onde o mesmo encontra-se acima dos dados experimentais.

Por conseguinte, com o intuito de aprofundar o entendimento do conteúdo físico da energia transversal, a figura 9.5 mostra os valores da energia transversal

Figura 9.4: $1/(0.5N_{part})dN_{ch}/d\eta$ em função de $\sqrt{s_{NN}}$ para colisões centrais.

normalizada pelo número de cargas produzidas em função da energia para colisões centrais.

De forma detalhada, o comportamento observado na figura 9.5 mostra que para energias menores do que 7.7 GeV, a energia transversal média por unidade de carga produzida varia, significativamente com o aumento da energia de colisão, atingindo o limite de saturação para o intervalo de energias maiores do que 7.7 GeV, onde essa razão passa a ser praticamente constante em função da energia de colisão. Essa observação deixa claro que o aumento observado na energia transversal, para energias maiores do que 7.7 GeV, é devido ao aumento no número de cargas produzidas.

A linha em vermelho na figura 9.5 representa a previsão do modelo EKRT para essa razão. Como pode ser observado, esse modelo descreve bem a forma da dependência com a energia de colisão para grande parte das energias estudadas. No entanto, seus valores encontram-se abaixo dos dados experimentais encontrados. Por conseguinte, a diminuição de $(dE_T/d\eta)/(dN_{ch}/d\eta)$, observada para baixas energias, não é prevista por esse modelo.

Figura 9.5: $(dE_T/d\eta)/(dN_{ch}/d\eta)$ em função de $\sqrt{s_{NN}}$. Os resultados de outros experimentos foram retirados de [69, 78].

Neste ponto, é válido lembrar que o comportamento de saturação verificado para a energia transversal normalizada pelo número de cargas também é observado para a massa transversal média de píons, káons e prótons. Como ilustra a figura 9.6, medidas da massa transversal feitas no SPS e no AGS [81] demonstram que esse observável torna-se constante a partir de energias próximas a 7.7 GeV.

Figura 9.6: Massa transversal em função de $\sqrt{s_{NN}}$. Figura retirada de [81].

Por fim, considerando que a técnica empregada nessa análise permite medir o

E_T^{em} de forma independente, é possível ir adiante e estudar a razão entre a componente eletromagnética e a energia transversal total. Dessa forma, a figura 9.7 mostra a razão entre a energia transversal eletromagnética e a energia transversal em função da energia de colisão para eventos centrais. Como pode ser observado, existe um aumento significativo da componente eletromagnética com o aumento da energia de colisão, o qual está de acordo com os resultados anteriores [69].

Figura 9.7: $(dE_T/d\eta)/(dN_{\text{ch}}/d\eta)$ em função de $\sqrt{s_{NN}}$. Os pontos representados por quadrados foram retirados de [69].

Em maior detalhe, a energia transversal eletromagnética é composta pelas contribuições de elétrons, pósitron e fótons produzidos em todos os estágios da evolução do meio, sendo uma grande parcela dessa energia devido aos fótons provenientes do decaimento do π^0 . Desse modo, em uma situação física onde a produção de mésons π é alta, e assumindo que a produção de píons carregados e neutros é igual, a razão entre a energia transversal eletromagnética e a energia transversal irá se aproximar de 1/3. Esse é aproximadamente o valor observado na figura 9.7 para colisões a 200 GeV, indicando que nesse regime a dinâmica do meio formado é dominada pela formação de mésons π , e desse modo a energia transversal é carregada por eles [69].

Entretanto, conforme a energia da colisão diminui, essa razão diminui indicando que o estado final deixa de ser dominado por píons, e passa a ser dominado por outras partículas cuja produção relativa aos píons tende a aumentar [82] para baixas energias de colisão. Essa indicação corrobora com as medidas mostradas na figura 9.8, que trazem a razão entre a produção de várias espécies de partículas com relação a píons em função da energia colisão. Nessa figura, com a exceção da razão entre K^-/π^- , todas as espécies de partículas apresentam um máximo para baixas energias.

Figura 9.8: Razão entre a produção de várias espécies de partículas com relação a píons em função da energia colisão. Gráfico retirado de [82].

Considerações finais

Com o programa *Beam Energy Scan* do laboratório nacional de Brookhaven (BNL), foi possível investigar experimentalmente um grande intervalo do diagrama de fase da matéria nuclear, com o potencial químico bariônico μ_B variando no intervalo de 20 a 420 MeV.

Nesse contexto, no presente trabalho, através do TPC e do calorímetro eletromagnético do experimento STAR, foi possível medir as componentes hadrônica e eletromagnética da energia transversal para as energias de $\sqrt{s_{NN}}=7.7, 11.5, 39, 62.4$ e 200 GeV. A dependência do E_T normalizado pelo número de participantes em função da centralidade e energia de colisão foi medida, bem como o comportamento do E_T dividido pelo número de carga em função da energia, para colisões centrais.

Como resultado, foi observado um crescimento logarítmico do E_T com a energia da colisão, o qual é similar ao verificado para a densidade de partículas carregadas $dN_{ch}/d\eta$, demonstrando que essas quantidades estão diretamente relacionadas.

Em seguida, os valores encontrados para a energia transversal normalizada pelo número de cargas para colisões centrais indicam que para o intervalo de energia estudado no RHIC, essa razão pode ser considerada constante dentro do erro avaliado. Isso demonstra que o crescimento da energia transversal é perfeitamente explicado pelo aumento na produção de partículas carregadas.

Neste ponto é importante salientar que os valores obtidos para essa razão estão de acordo, dentro da incerteza sistemática avaliada, com o comportamento obser-

vado em medidas anteriores feitas no SPS, AGS e RHIC [78]. Reunindo todos os resultados, é possível verificar a nítida mudança no comportamento desse observável em função da energia de colisão, onde para o limite de baixas energias, os valores mostram que a energia transversal média por unidade de carga varia de forma linear, atingindo um limite de saturação para energias próximas a 7.7 GeV, a partir da qual passa a ser constante. Essa dependência pode ser um indicativo da ocorrência da transição entre a fase hadrônica e o QGP, onde para o regime de baixas energias, o E_T é originado na fase hadrônica, ao passo que para altas energias ele seria produzido no QGP [83, 84].

Esse comportamento pode ser um reflexo do amortecimento observado na equação de estado da matéria nuclear [22, 85, 86, 87] para a região próxima a transição de fase. Esse amortecimento faz com que a velocidade do som no meio seja pequena para a fase hadrônica comparada com a mesma no QGP. Dessa forma, tendo em vista que essa velocidade controla a magnitude do gradiente de pressão, a qual está associada à expansão transversal, isso pode afetar a energia transversal produzindo o comportamento observado em função da energia de colisão.

Por conseguinte, foi observado um aumento na componente eletromagnética da energia transversal em função da energia de colisão, o qual está diretamente relacionado com a mudança na química hadrônica para o estado final da colisão [82]. Isso demonstra que para a energia de 200 GeV, o estado final hadrônico é dominado pela presença de píons [69], ao passo que para as energias menores isso deixa de ser verdade. Essa observação está de acordo com a produção relativa de píons, para baixas energias de colisão, medida em outros experimentos [81, 82].

Através da comparação com o modelo EKRT, foi possível verificar que sua estimativa para o comportamento do número de cargas produzidas está de bom acordo com os valores experimentais no intervalo de energia estudado, no entanto, o mesmo não descreve os valores para a energia transversal. Isso demonstra que a forma como a saturação e a expansão adiabática foram implementadas neste modelo não é suficiente para explicar a energia transversal observada experimentalmente.

Em seguida, como perspectiva futura deste trabalho, através do estudo detalhado da correlação entre a componente eletromagnética e hadrônica da energia transversal, ilustrada na figura 10.1, será possível investigar a relação en-

tre hádrons carregados e raios gama produzidos na colisão, a qual espera-se ser dominada pela correlação entre píons carregados e neutros, para a energia de $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV. Neste sentido, esse estudo pode fornecer informações sobre os possíveis mecanismos de formação dessas partículas e como isso varia com a energia da colisão.

Figura 10.1: *Distribuição da componente eletromagnética da energia transversal em função da energia transversal hadrônica. Distribuição obtida para a energia de $s_{NN}=200$ GeV.*

Por fim, a medida da energia transversal para um grande intervalo de energia é importante, pois através de sua comparação com modelos que consideram condições iniciais realistas, tais como o *Color Glass Condensate* [88, 89], em conjunto com modelos detalhados de evolução hidrodinâmica, será possível investigar os instantes iniciais da formação do sistema, e como a evolução hidrodinâmica afeta os valores finais da energia transversal devido aos efeitos da viscosidade do meio, e de sua expansão longitudinal. Isso é fundamental para o desenvolvimento e compreensão das condições iniciais e de sua evolução, principalmente para o regime de baixas energias, tendo em vista que para esse regime as condições iniciais e a evolução hidrodinâmica do meio não são bem conhecidas [37].

Referências Bibliográficas

- [1] J. Adams, *et al.*, Nucl. Phys. A **757**, 102, 2005.
- [2] P. B. Munzinger, and J. Stachel, Nature **448**, 302, 2007.
- [3] J. D. Bjorken, Phys. Rev. D **27**, 140, 1983.
- [4] K. Adcox, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 052301, 2001.
- [5] J. Adams, *et. al.*, Phys. Rev. C **70**, 054907, 2004.
- [6] J. D. Bjorken, Phys. Rev. **179**, 1547, 1969.
- [7] J. D. Bjorken and E. A. Paschos, Phys. Rev. **185**, 1975, 1969.
- [8] Ellis R. K., Stirling W. J. and Webber B. R., *QCD and Collider Physics*, Cambridge University Press, New York, 2003.
- [9] G. Miller, *et al.*, Phys. Rev. D **5**, 528, 1972.
- [10] R. P. Feynman, Phys. Rev. Lett. **23** 1415, 1969.
- [11] A. Zee, Phys. Rev, D, **8**, 4038, 1973.
- [12] C. N. Yang and R. L. Mills, Phys. Rev. **96**, 191, 1954.
- [13] Walter G., Schramm S. and Stein E., *Quantum Chromodynamics*, Terceira Edição, Springer, 2007.

- [14] H. Fritzsch, M. Gell-Mann and H. Leutwyler, Phys. Lett. B **47**, 365, 1973.
- [15] D. J. Gross and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **30**, 1343, 1973.
- [16] D. J. Gross and F. Wilczek, Phys. Rev. D **8**, 3633, 1973.
- [17] D. J. Gross and F. Wilczek, Phys. Rev. D **9**, 980, 1974.
- [18] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **31**, 494, 1973.
- [19] S. Bethke, Progress in Particle and Nuclear Physics **58**, 351, 2007.
- [20] Muta T., *Foundations of quantum Chromodynamics*, Terceira Edição, World Scientific, Singapore, 2010.
- [21] Satz. H., *Extreme States of Matter in Strong Interaction Physics*, Springer, Berlin, 2012.
- [22] S. Borsanyi, G. Endroodi, Z. Fodor, *et al.*, JHEP **11**, 077, 2010.
- [23] G. Endrodi, Z. Fodor, S. D. Katz and K. K. Szabo, JHEP **04**, 01, 2011.
- [24] S. Borsanyi, *et al.*, Phys. Rev. Lett. B **730**, 99, 2014.
- [25] B. Mohanty, Nucl. Phys. A **830**, 899c-907c, 2009.
- [26] John B. K. and Mikhail A. S., *The Phases of Quantum Chromodynamics: From Confinement to Extreme Environments*, Cambridge University Press, New York, 2003.
- [27] S. Datta, R. V. Gavai and S. Gupta, Nucl. Phys. A **904-905** 883c, 2013.
- [28] Z. Fodor and S. D. Katz, JHEP **0404**, 050, 2004.
- [29] K. Adcox, *et al.*, Nucl. Phys. A **757**, 494, 2005.
- [30] A. O. Velasquez, EPJ Web of Conferences **71**, 00101, 2014.
- [31] Kovchegov Y. V. and Levin E., *Quantum Chromodynamics at High Energy*, Cambridge University Press, New York, 2012.

-
- [32] J. W. Cronin, *et al.*, Phys. Rev. D **11**, 3105, 1975.
- [33] J. Adams, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 072304, 2003.
- [34] Florkowski W., *Phenomenology of Ultra-Relativistic Heavy-Ion Collisions*, World Scientific, Singapore, 2010.
- [35] B. Schenke, *et al.*, Physics Letters B **702**, 59, 2011.
- [36] P.F. Kolb, *et al.*, Phys. Lett. B **500**, 232, 2001.
- [37] P. F. Kolb and U. Heinz, arXiv:0305084 [nucl-th], 2003.
- [38] Y. Aoki, Z. Fodor, S. D. Katz and K. K. Szabo, Phys. Lett. B **643**, 46, 2006.
- [39] Y. Aoki, G. Endrodi, Z. Fodor, S. D. Katz, and K. K. Szabo, Nature **443**, 675, 2006.
- [40] S. Das, Nucl. Phys. A **904-905**, 891c, 2013.
- [41] S. Wheaton, J. Cleymans and M. Hauer, Comp. Phys. Comm. **180**, 84, 2009.
- [42] L. Kumar, Nucl. Phys. A **904-905**, 256c, (2013).
- [43] S. Das, J. Phys. **509**, 01206, 2014.
- [44] Z. Xu, *Studying the Phase Diagram of QCD Matter at RHIC*,
https://drupal.star.bnl.gov/STAR/system/files/BES_WPII_ver6.9_Cover.pdf
- [45] T. Ludlam, Nucl. Instrum. Meth. A **499**, 428, 2003.
- [46] M. Anderson, *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **499**, 659, 2003.
- [47] B. Bonner, *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **508**, 181, 2003.
- [48] M. Beddo, *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **499**, 725, 2003.
- [49] C. E. Allgower, *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **499**, 740, 2003.
- [50] M. M. Aggarwal, *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **499**, 751, 2003.

- [51] K. H. Ackermann, *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **499**, 713, 2003.
- [52] F. Bergsma, *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **499**, 633, 2003.
- [53] Brian Lasiuk and Thomas Ullrich., *Star C++ Class Library - User Guide and Reference Manual*, Manual de referência, STAR Collaboration, Maio 2001.
- [54] P. Billoir, Comp. Phys. Comm. **57**, 390, 1989.
- [55] S. Agostinelli *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **506**, 250, 2003.
- [56] H. Bichsel, Nucl. Instr. Meth. A **562**, 154, 2006.
- [57] Leo. W. L., *Techniques for nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag, Berlin, 1987.
- [58] Knoll. G. F., *Radiation Detection and Measurement*, Terceira Edição, John Wiley & Sons, New York, 2000.
- [59] Grupen. C. and Shwartz. B., *Particle Detectors*, Segunda Edição, Cambridge University Press, New York, 2008.
- [60] W.J. Llope, *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **522**, 252, 2004.
- [61] W.J. Llope, Nucl. Instr. Meth. A **661**, S110, 2012.
- [62] Y. Wang *et al.*, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **613** 200, 2010.
- [63] C. Adler, *et al.*, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **499**, 433, 2002.
- [64] C. Adler, *et al.* Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **499**, 778, 2003.
- [65] M.L. Miller, *et al.*, Annual Review of Nuclear and Particle Science, **57**, 205, 2007.
- [66] A. Schmah, H. Masui, *StRefMultCorr class*, <http://www.star.bnl.gov/protected/common/common2010/centrality/200GeV/index.html>

- [67] Hwa. R. C. and Wang. X. N., *Quark-Gluon Plasma 4*, World Scientific Publishing, Singapore, 2010.
- [68] Wong. C. Y., *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collision*, World Scientific Publishing, Singapore, 1994.
- [69] J. Adams, *et al.*, Phys. Rev. C **70**, 054907, 2004.
- [70] C. Adler, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 262302, 2001.
- [71] C. Adler, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 119903, 2003.
- [72] C. Adler, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 112303, 2001.
- [73] C. Adler, *et al.*, Phys. Lett. B **595**, 143, 2004.
- [74] C. Adler, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 092301, 2002.
- [75] T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Skands, JHEP **05**, 026, 2006.
- [76] M. Gyulassy and Xin-Nian Wang, Computer Physics Communications **83**, 307, 1994.
- [77] M. M. de Moura, *Transverse Energy ET Analysis of 200 GeV Au+Au collisions*, <http://www.star.bnl.gov/protected/highpt/mmoura/200GeV AuAuEt/www/MainAnalysis.htm#emEt-CorrSysErr>
- [78] S. S. Adler, *et al.*, Phys. Rev. C **71**, 034908, 2005.
- [79] K. J. Eskola, *et al.*, Nucl. Phys. B **570**, 379, 2000.
- [80] B. I. Abelev, *et al.*, Phys. Rev. C **79**, 034909, 2009.
- [81] C. Alt, *et al.*, Phys. Rev. C **77**, 024903, 2008.
- [82] H. Oeschler, J. Cleymans, K. Redlich and S. Wheaton, J. Phys. G **32**, S223, 2006.
- [83] C. Alt, *et al.*, Phys. Rev. C **68**, 034903, 2003.

- [84] L. V. Hove, *et al.*, Phys. Lett. B **118**, 138, 1982.
- [85] Z. Fodor, *et al.* Phys. Lett. B **568**, 73, 2003.
- [86] F. Karsch, Nucl. Phys. A **698**, 199c, 2002.
- [87] P.F. Kolb, *et al.*, Phys. Lett. B **459**, 667, 1999.
- [88] J. L. Albacete and A. Dumitru, arXiv:1011.5161 [hep-ph], 2011.
- [89] J. L. Albacete, *et al.*, Nucl. Phys. A **897**, 1, 2013.