

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

Instituto de Física “Gleb Wataghin”

Departamento de Raios C3smicos e Cronologia

Produção T3rmica de Part3culas em Colis3es Nucleares Relativ3sticas

Disserta3o de Mestrado apresentada ao Instituto de
F3sica “Gleb Wataghin” como parte dos requisitos para
obten3o do t3tulo de Mestre em F3sica.

Rafael Derradi de Souza

Orientador: Prof. Dr. Jun Takahashi

*Este exemplar corresponde à reda3o final da tese de
mestrado defendida pelo aluno Rafael Derradi de Souza
e aprovada pela comiss3o julgadora.*

20 de Agosto de 2008
J. Takahashi

Campinas/SP

Julho - 2008

**FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP**

So89p	<p>Souza, Rafael Derradi de. Produção térmica de partículas em colisões nucleares relativísticas / Rafael Derradi de Souza. -- Campinas, SP : [s.n.], 2008.</p> <p>Orientador: Jun Takahashi. Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".</p> <p>1 1. Colisor relativístico de íons pesados. 2. Produção de 2 partículas. 3. Produção de estranheza. 4. Modelo 3 estatístico-termodinâmico. 5. Experimento STAR. 4 I. Takahashi, Jun. II. Universidade Estadual de Campinas. 5 Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.</p> <p style="text-align: right;">6 (vsv/ifgw)</p>
-------	---

- **Título em inglês:** Thermal particle production in relativistic nuclear collisions
- **Palavras-chave em inglês (Keywords):**
 1. Relativistic heavy ion collider
 2. Particle production
 3. Strangeness production
 4. Statistical-thermal model
 5. STAR experiment
- **Área de concentração:** Física Nuclear
- **Titulação:** Mestre em Física
- **Banca examinadora:**

Prof. Jun Takahashi
Prof. Takeshi Kodama
Prof. Mário Noboru Tamashiro
- **Data da defesa:** 15/07/2008
- **Programa de Pós-Graduação em:** Física

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE MESTRADO DE **RAFAEL DERRADI DE SOUZA – RA 017125** APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 15 / 07 / 2008.

COMISSÃO JULGADORA:



Prof. Dr. Jun Takahashi (Orientador do Candidato)
DRCC/IFGW/UNICAMP



Prof. Dr. Takeshi Kodama – IF/UFRJ



Prof. Dr. Mário Noboru Tamashiro
DFA/IFGW/UNICAMP

Agradecimentos

Ao meu orientador, Prof. Jun Takahashi, sou grato pela orientação, incentivo e discussões que foram fundamentais para a conclusão deste trabalho.

Aos Profs. Marcelo Munhoz, Nu Xu, Mário Tamashiro e Ernesto Kemp, pelas discussões e sugestões em relação ao trabalho.

À Colaboração STAR, principalmente aos pesquisadores Yuri Fisyak e Ivan Kotov, pela oportunidade, apoio e confiança.

Aos colegas Bárbara Smilgys, Bernardo Tavares, David Chinellato, Fernando Catalani, Geraldo Vasconcelos e João Paulo Chaib, pelas críticas e sugestões.

Aos demais colegas de pós-graduação, pelas discussões sobre física.

A minha família, em especial a minha namorada Valéria, pelo apoio e paciência durante esta jornada.

Ao Laboratório Nacional Lawrence Berkeley, pelo apoio financeiro durante o período em que estive nos Estados Unidos.

À CAPES, pelo apoio financeiro no Brasil.

Resumo

Reações nucleares envolvendo núcleos pesados em energia de colisão no limite relativístico são estudadas para conhecer as leis e características da matéria em condições extremas de energia e temperatura. Em uma colisão de núcleos pesados no regime relativístico, milhares de partículas são produzidas.

Neste trabalho, estudamos a produção de partículas analisando os dados de colisões de íons pesados relativísticos, medidos pelo experimento STAR do acelerador RHIC, com uma abordagem estatístico-termodinâmica. Usando o formalismo grande-canônico, foram feitos estudos da dependência dos parâmetros termodinâmicos com o volume dos sistemas formados em colisões de íons de ouro (^{197}Au) nas energias de 62,4 e 200 GeV por par de núcleon e colisões de íons de cobre (^{63}Cu) na energia de 200 GeV por par de núcleon. Observou-se que o grau de equilíbrio do setor de estranheza é equivalente entre os sistemas criados em colisões centrais de íons de cobre e os criados em colisões periféricas de íons de ouro na energia de 200 GeV por par de núcleon. Também foi analisada a dependência dos parâmetros termodinâmicos com relação à rapidez das partículas produzidas na reação e os resultados mostraram um forte aumento dos potenciais químicos bariônico e de estranheza para as regiões longitudinais das distribuições de rapidez. Finalmente, foi verificada a dependência dos resultados obtidos em função da energia depositada na reação ($\sqrt{s_{NN}}$), observando-se uma boa consistência com o comportamento geral de resultados de outros trabalhos encontrados na literatura.

Abstract

Nuclear reactions in the relativistic regime are studied to understand the laws and characteristics of nature under extreme conditions of high energy density and temperature. In these collisions, a large number of particles is produced. In this work, we study the particle production mechanism using a statistical thermal approach analysing data measured by the STAR experiment at RHIC. Using a grand-canonical approach a study of the volume dependence of the thermodynamical parameters of the systems formed in gold-gold (^{197}Au) collisions at 62.4 and 200 GeV per nucleon pair and copper-copper (^{63}Cu) collisions at 200 GeV per nucleon pair was performed. This study showed that the equilibrium is indeed achieved and that, even in the strangeness sector, equilibrium is achieved in the case of most central gold-gold collisions. The dependence of the thermodynamical parameters on the particle rapidity was also analysed and the results showed an increase of the baryon and strange chemical potentials with rapidity. Finally, the dependence of the results on the energy deposited in the reaction was verified within a fairly good agreement with the general behaviour of results obtained in similar studies from literature.

Sumário

Lista de Figuras	xv
Lista de Tabelas	xix
1 A Cromodinâmica Quântica e a Produção de Partículas em Colisões Nucleares	1
1.1 Introdução	1
1.2 A Cromodinâmica Quântica	2
1.3 O Diagrama de fases da QCD	8
1.4 O Plasma de Quarks e Glúons	11
1.5 Produção de Partículas em Colisões Nucleares	14
2 Experimentos de Colisões de Íons Pesados Relativísticos	19
2.1 Introdução	19
2.2 Aspectos Experimentais	21
2.2.1 Notação e Variáveis Usuais	22
2.2.2 Determinação da Centralidade da Colisão	26
2.3 Principais Experimentos	29
2.4 O Experimento STAR	34

2.5	Participação na tomada de dados do experimento STAR no ano de 2007	38
3	O Modelo Estatístico-Termodinâmico	41
3.1	Introdução	41
3.2	O Modelo Estatístico-Termodinâmico	42
3.2.1	O Ensemble Grande-Canônico	44
3.2.2	O Ensemble Canônico	48
3.2.3	O Ensemble S-Canônico	50
3.3	Considerações Adicionais	52
3.3.1	Contribuição de partículas instáveis	52
3.3.2	Desvios do equilíbrio no setor de estranheza	53
3.4	O Pacote THERMUS	54
4	Procedimentos e Metodologia	57
4.1	Introdução	57
4.2	Escolha do Ensemble	58
4.3	Razões entre Multiplicidades de Partículas	59
4.4	Etapas do Ajuste com o Modelo Estatístico-Termodinâmico	62
4.5	Correções devido à Contribuição de Decaimentos Fracos	64
5	Análises e Resultados	67
5.1	Introdução	67
5.2	Dados Experimentais	68
5.2.1	Contribuição de <i>feeddown</i> nas multiplicidades de (anti-)prótons	71

5.2.2	Escolha do conjunto de razões	75
5.3	Análises e Resultados	78
5.3.1	Estudo da Dependência com o Volume do Sistema	78
5.3.2	Estudo da Dependência com a Rapidez das Partículas Produzidas	84
5.3.3	Estudo da Dependência com a Energia Depositada na Colisão	92
6	Conclusões	99
A	Calibração e Alinhamento dos detectores SVT e SSD do experimento STAR	103
A.1	Os detectores SVT e SSD	104
A.2	Calibração do SVT	105
A.3	Alinhamento	106
B	Tabelas de Dados Experimentais	109
	Referências bibliográficas	113

Lista de Figuras

1.1	Compilação de resultados de medidas de α_S em função do fator de escala Q . As curvas são previsões da QCD para o valor médio de $\alpha_S(M_{Z^0})$. Figura extraída da referência [10].	7
1.2	Esquema ilustrativo do diagrama de fases da QCD. Figura adaptada das referências [14, 15].	9
1.3	Resultados de cálculos de QCD na rede, em $\mu_B = 0$, para a dependência de P/T^4 em função de T . As setas indicam os respectivos valores no limite de Stefan-Boltzmann, para um gás de quarks e glúons não-interagentes e quarks com massa nula. Figura adaptada da referência [17].	12
1.4	Diagrama ilustrativo da evolução hidrodinâmica de um sistema formado na colisão de dois núcleos A e B para os casos a) sem a formação do QGP e b) com a formação do QGP. Ver detalhes no texto.	16
2.1	(a) referencial do laboratório; (b) referencial do centro de massa.	21
2.2	(a) Parâmetro de impacto b da colisão; (b) Espectadores (região branca) e participantes (região cinza). Figura retirada da referência [21].	26
2.3	Representação esquemática da determinação de classes das centralidade, relacionando quantidades medidas (N_{ch}) com quantidades calculadas ($\langle b \rangle$ e $\langle N_{part} \rangle$). Figura adaptada da referência [25].	28

2.4	Visão esquemática do experimento STAR. Figura adaptada da referência [28].	35
2.5	Trajétórias de partículas carregadas produzidas em uma colisão periférica de íons de ouro (^{197}Au) reconstruídas pelo sistema de detecção do TPC do STAR.	36
4.1	Razão entre as funções de Bessel $K_2(m_p/T)$ e $K_2(m_\pi/T)$ em função da temperatura T	63
5.1	Densidades (dN/dy) de π^+ e Λ em função do número médio de participantes $\langle N_{part} \rangle$ para colisões Au+Au 200 GeV. Os círculos abertos representam os pontos calculados através da interpolação.	70
5.2	Distribuições de rapidez para π^- , K^- e \bar{p} (lado esquerdo), e π^+ , K^+ e p (lado direito) coletados pelo experimento BRAHMS [49, 48]. Os símbolos abertos correspondem a reflexões dos símbolos fechados.	70
5.3	Resultados de ajustes feitos com o modelo termodinâmico em dados de colisões Au+Au 200 GeV (círculos), Au+Au 62,4 GeV (quadrados) e Cu+Cu 200 GeV (triângulos).	72
5.4	Varição das contribuições de <i>feeddown</i> para prótons (lado esquerdo) e anti-prótons (lado direito) em função do número médio de participantes para os conjuntos de dados Au+Au 200 GeV (círculos), Au+Au 62,4 GeV (quadrados), Cu+Cu 200 GeV (triângulos) e p+p 200 GeV (estrela).	74
5.5	Resultados de ajustes com o modelo termodinâmico em dados de colisões centrais de Au+Au 200 GeV para diferentes conjuntos de razões.	76
5.6	Resultados de ajuste com o modelo termodinâmico em dados de Au+Au 200 GeV para diferentes centralidades, considerando os conjuntos de razões A (gráfico superior) e E (gráfico inferior).	77

- 5.7 Algumas razões experimentais utilizadas nos ajustes com o modelo termodinâmico para os dados de Au+Au 62,4 (quadrados) e 200 (círculos), Cu+Cu 200 (triângulos) e p+p 200 GeV (estrela) em função de $\langle N_{part} \rangle$ 79
- 5.8 Parâmetros termodinâmicos obtidos a partir de ajustes com o THERMUS em dados de Au+Au 62,4 (quadrados) e 200 (círculos), Cu+Cu 200 (triângulos) e p+p 200 GeV (estrela) para diferentes centralidades de colisão. 80
- 5.9 Valores de χ_{red}^2 obtidos nos ajustes com o THERMUS em dados de Au+Au 62,4 (quadrados) e 200 (círculos), Cu+Cu 200 (triângulos) e p+p 200 GeV (estrela) para diferentes centralidades de colisão. 81
- 5.10 Comparação entre os parâmetros termodinâmicos obtidos com os dados de Au+Au 200 GeV e Cu+Cu 200 GeV. 83
- 5.11 Distribuições de rapidez dos dados coletados pelos experimentos BRAHMS (círculos) e STAR (estrelas), junto com as distribuições obtidas com ajustes gaussianos sobre os dados (linha tracejada) e com a simulação (linhas vermelha - HIJING v1.383, azul - HIJING BB̄ v2.1, e verde HIJING BB̄ v2.1 normalizado pelo ponto experimental coletado pelo experimento BRAHMS em $y = 0$). 87
- 5.12 Razões calculadas com as distribuições apresentadas na figura 5.11. Os círculos representam as razões obtidas com os dados do experimento BRAHMS e as estrelas com os dados do experimento STAR, as linhas tracejadas representam as razões obtidas com as distribuições gaussianas e as linhas vermelha, azul e verde representam as razões obtidas com os resultados da simulação para HIJING v1.383, HIJING BB̄ v2.1 e HIJING BB̄ v2.1 normalizado pelo ponto experimental em $y = 0$, respectivamente. 88

5.13	Resultados do ajuste com o modelo termodinâmico nos dados experimentais de Au+Au 200 GeV coletados pelo experimento BRAHMS/RHIC.	90
5.14	Resultados do ajuste com o modelo termodinâmico nos dados experimentais de Au+Au 200 GeV (círculos pretos e estrela vermelha), nas distribuições gaussianas (linhas cinzas) e nos dados simulados normalizados (linhas verdes).	91
5.15	Resultado do ajuste com o modelo termodinâmico nos dados de colisões centrais (0-11%) de Au+Au 130 GeV.	93
5.16	Função de excitação da temperatura de <i>freeze out</i> químico (lado esquerdo) e do potencial químico bariônico (lado direito). Os símbolos abertos representam resultados coletados na literatura [26] e os símbolos fechados são resultados das análises apresentadas neste trabalho. As linhas pretas tracejadas são parametrizações obtidas por J. Cleymans <i>et al.</i> [26] e as linhas vermelhas são as mesmas funções das parametrizações mas ajustadas usando apenas os resultados deste trabalho para as energias do RHIC.	94
5.17	Temperatura vs μ_B obtidos por ajustes em dados de diversos experimentos. Os símbolos abertos representam resultados coletados na literatura [26] e os símbolos fechados são resultados das análises apresentadas neste trabalho. A linha preta tracejada representa a parametrização obtida por J. Cleymans <i>et al.</i> [26] e a linha vermelha é a mesma parametrização mas ajustada usando apenas os resultados deste trabalho para as energias do RHIC.	96
A.1	Esquema ilustrativo dos detectores SVT e SSD.	104
A.2	Exemplos de (a) identificação e eliminação de anodos ruins, e (b) determinação da velocidade média de escoamento de cargas nos SDD's.	105

Lista de Tabelas

1.1	Algumas propriedades das interações descritas pelo Modelo Padrão.	3
1.2	Partículas elementares e bósons mediadores das interações descritas no Modelo Padrão.	4
2.1	Principais aceleradores de íons pesados relativísticos.	30
4.1	Principais canais de decaimento que contribuem para as multiplicidades finais de π , p e Λ	65
5.1	Intervalos de centralidade e respectivos números médios de participantes na colisão para cada conjunto de dados analisado.	69
5.2	Temperatura e potencial químico bariônico obtidos através das parametrizações para as energias do LHC.	95
5.3	Valores estimados para as razões de multiplicidades esperadas nas energias do LHC.	95
B.1	Densidades de partículas produzidas ($dN/dy _{y=0}$) em Au+Au 62,4 GeV. Os erros apresentados são raízes quadradas das somas quadráticas de erros estatísticos e sistemáticos.	109

-
- B.2 Densidades de partículas produzidas ($dN/dy|_{y=0}$) em colisões centrais (0-11%) de Au+Au 130 GeV. Os erros apresentados são raízes quadradas das somas quadráticas de erros estatísticos e sistemáticos. 110
- B.3 Densidades de partículas produzidas ($dN/dy|_{y=0}$) em Au+Au 200 GeV. Os erros apresentados são raízes quadradas das somas quadráticas de erros estatísticos e sistemáticos. 110
- B.4 Densidades de partículas produzidas ($dN/dy|_{y=0}$) em Cu+Cu 200 GeV. Os erros apresentados são raízes quadradas das somas quadráticas de erros estatísticos e sistemáticos. 111
- B.5 Densidades de partículas produzidas ($dN/dy|_{y=0}$) p+p 200 GeV. Os erros apresentados são raízes quadradas das somas quadráticas de erros estatísticos e sistemáticos. 111
- B.6 Densidades de rapidez de partículas produzidas (dN/dy) em Au+Au 200 GeV. Os erros apresentados são somente estatísticos. 112

Capítulo 1

A Cromodinâmica Quântica e a Produção de Partículas em Colisões Nucleares

Neste capítulo vamos introduzir alguns conceitos da Cromodinâmica Quântica (QCD) que serão indispensáveis para as discussões que se seguem e também apresentaremos algumas noções sobre o diagrama de fases da QCD e o plasma de quarks e glúons. Finalmente, será apresentada uma breve discussão sobre a produção de partículas nos experimentos de colisões nucleares relativísticas.

1.1 Introdução

O objetivo dos experimentos de colisões de íons pesados relativísticos é produzir, em uma pequena região do espaço e por um curto período de tempo, condições de altíssimas temperaturas e densidades de energia capazes de formar um sistema similar ao que se acredita ter existido nos primórdios do universo, logo após o *Big Bang*. Em tais colisões, um grande número de novas partículas é criado e entender o mecanismo de produção destas partículas é fundamental para entender

o comportamento da matéria sob condições tão extremas.

A cromodinâmica quântica, a teoria que descreve as interações fortes, prevê que, em determinadas condições de temperatura e densidade de energia, os prótons e nêutrons responsáveis por formar a matéria ordinária não poderiam existir. Seus constituintes, denominados por *quarks* e *glúons*, estariam vagando livremente em algo como um plasma de partículas, um novo estado da matéria conhecido como *Quark-Glúon Plasma* (QGP).

Devido ao grande número de interações e de partículas formadas, conceitos de termodinâmica e de mecânica estatística têm sido empregados com bastante sucesso para analisar e interpretar o sistema formado nestas colisões. Nesta abordagem, a hipótese fundamental é a de que o sistema formado esteja em equilíbrio termodinâmico e, a partir das partículas produzidas na reação, é possível determinar a temperatura e os potenciais químicos de interesse nas regiões próximas da transição de fase prevista pela QCD, quando os quarks e glúons se unem novamente para formar os hádrons.

1.2 A Cromodinâmica Quântica

A física moderna é capaz de descrever grande parte dos fenômenos da natureza com apenas quatro forças fundamentais: gravitacional, eletromagnética, forte e fraca. A primeira delas, a força gravitacional, é descrita pela teoria da Relatividade Geral de Einstein, enquanto as outras três são descritas por um conjunto de teorias quânticas de campo conhecido como Modelo Padrão.

Em teoria quântica de campo, toda força é o resultado da troca de partículas [1]. O Modelo Padrão descreve as forças eletromagnética, fraca e forte (veja tabela 1.1) a partir de dois conjuntos de partículas elementares (léptons e quarks) e dos mediadores das interações entre elas. A tabela

1.2 mostra um sumário das partículas elementares descritas pelo Modelo Padrão.

Tabela 1.1: Algumas propriedades das interações descritas pelo Modelo Padrão.

Interação	Alcance ^a (m)	Tempo de Vida	Seção de Choque	Ordem de grandeza relativa do acoplamento ^{bc} (α_i)
		Típico ^b (seg)	Típica ^b (mb)	
Forte	$\sim 10^{-15}$	10^{-23}	10	1
Eletromagnética	∞	10^{-20} a 10^{-16}	10^{-3}	10^{-2}
Fraca	$\sim 10^{-18}$	10^{-12} ou mais	10^{-11}	10^{-6}

^aReferência [2]; ^bReferência [1].

^cOs valores das constantes de acoplamento dependem da escala de energia, como será discutido posteriormente.

A Cromodinâmica Quântica (ou QCD, do inglês *Quantum Chromodynamics*) é a teoria física que se propõe a descrever a interação forte. Na QCD, a carga responsável pela interação propriamente dita é chamada de “carga de cor”. Entretanto, diferentemente do que acontece na QED (a Eletrodinâmica Quântica, na sigla em inglês - *Quantum Electrodynamics*), em que existe apenas um tipo de carga (a carga elétrica), na QCD existem três tipos de cargas de cor, digamos *vermelho*, *verde* e *azul*, geralmente representadas pelas letras *R*, *G* e *B*, do inglês *Red*, *Green* e *Blue*. A QCD também diz que nenhuma partícula “colorida” pode ser observada isoladamente e na natureza só podem existir estados ligados “incolores”. Este efeito, conhecido como *confinamento*, é o responsável pela formação dos hádrons.

Os hádrons existentes são subdivididos em dois grupos: os bárions e os mésons. Os primeiros são estados ligados de três quarks (qqq), e os mésons são constituídos por um quark e um anti-quark ($q\bar{q}$). Para satisfazer a condição de que a cor total resultante seja “branca” (ou incolor), as combinações devem ser tais que o estado ligado resultante seja invariante sob rotações no espaço *RGB*. Isso faz com que os quarks constituintes de um bárion sejam *RGB*, ou $\bar{R}\bar{G}\bar{B}$ em um anti-

Tabela 1.2: Partículas elementares e bósons mediadores das interações descritas no Modelo Padrão.

Nome	Spin	Número Bariônico B	Número Leptônico L	Carga Elétrica Q
Quarks				
u (up)	1/2	1/3	0	+2/3
d (down)	1/2	1/3	0	-1/3
c (charm)	1/2	1/3	0	+2/3
s (strange)	1/2	1/3	0	-1/3
t (top)	1/2	1/3	0	+2/3
b (bottom)	1/2	1/3	0	-1/3
Léptons				
e (elétron)	1/2	0	1	-1
ν_e (e-neutrino)	1/2	0	1	0
μ (múon)	1/2	0	1	-1
ν_μ (μ -neutrino)	1/2	0	1	0
τ (tau)	1/2	0	1	-1
ν_τ (τ -neutrino)	1/2	0	1	0
Bósons				
γ (fóton)	1	0	0	0
W^+	1	0	0	+1
W^-	1	0	0	-1
Z^0	1	0	0	0
g_i ($i=1,\dots,8$ glúons)	1	0	0	0

báron, e em um méson $R\bar{R} + G\bar{G} + B\bar{B}$. Os léptons não carregam carga de cor e, portanto, não sofrem a ação da interação forte e podem ser observados isoladamente na natureza.

Outro paralelo que pode ser traçado com a QED é em relação às partículas mediadoras da interação. Na QED, partículas carregadas interagem trocando *fótons*, enquanto que na QCD os quarks interagem trocando *glúons*. Porém, ao contrário dos fótons que não carregam carga elétrica, os glúons carregam carga de cor, permitindo que quarks troquem de cor quando interagem, sendo a diferença carregada pelo glúon. Além disso, o fato dos glúons carregarem carga de cor também sugere que eles possam interagir entre si, e é este ponto que torna a QCD essencialmente diferente

da QED, classificando-a como uma teoria de calibre chamada de “não-abeliana”¹, ao contrário da QED que é classificada como “abeliana”.

Assim como em outras teorias quânticas de campos, a dinâmica dos quarks e glúons na QCD é descrita por uma Lagrangiana. A Lagrangiana determina um conjunto de regras de Feynman² que, a partir de um desenvolvimento perturbativo, permite calcular as grandezas relevantes da teoria. Em uma teoria de campo de calibre, a Lagrangiana deve ser invariante sob transformações locais de calibre, ou seja, invariante sob rotações arbitrárias no espaço de cor para diferentes pontos do espaço-tempo [3]. Na QCD, a Lagrangiana invariante de calibre é dada por [5]:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_q \bar{\psi}_q^j \left[i\gamma^\mu (D_\mu)_{jk} - m_q \delta_{jk} \right] \psi_q^k - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^{(a)} F^{(a)\mu\nu} \quad (1.1)$$

$$\text{com} \quad \begin{cases} (D_\mu)_{jk} = \delta_{jk} \partial_\mu + i g_s \sum_a \frac{\lambda_{jk}^a}{2} A_\mu^a \\ F_{\mu\nu}^{(a)} = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g_s f_{abc} A_\mu^b A_\nu^c \end{cases} \quad (1.2)$$

onde $g_s = \sqrt{4\pi\alpha_s}$ é a constante de acoplamento da QCD, f_{abc} são as constantes de estrutura do grupo SU(3) (que define a relação de comutação entre os geradores do grupo, $[T_a, T_b] = i f_{abc} T_c$), $\psi_q^i(x)$ são espinores de Dirac com 4 componentes associados com cada campo de quark de cor i e sabor q , λ^a (para $a = 1, \dots, 8$) são as matrizes de Gell-Mann, e $A_\mu^a(x)$ são os campos de Yang-Mills (glúons) [5].

A Lagrangiana é constituída, basicamente, pelas Lagrangianas livres de cada campo participante e pelos termos de interação. Na abordagem perturbativa, as Lagrangianas livres determinam os *propagadores*, enquanto que os termos de interação, geralmente obtidos a partir da imposição

¹Em outras palavras, o termo “não-abeliana” refere-se à propriedade de que o grupo de simetria associado à QCD no espaço de cor é um grupo não-comutativo. [3].

²Para uma revisão detalhada sobre cálculos de Feynman consulte as referências [1, 4].

de invariância local de calibre, determinam os *fatores de vértice* [4].

O caráter não-abeliano da QCD possui peculiaridades de fundamental importância para o sucesso desta teoria na descrição do comportamento das interações fortes. Entre elas, o fenômeno de *liberdade assintótica*, proposto por Gross, Politzer e Wilczek [6, 7] em meados da década de 70³, diz que quanto menor a distância de interação entre dois quarks, menor é a força que atua entre eles. Assim, tomando uma distância arbitrariamente pequena, os quarks se comportam como partículas livres. Este efeito pode ser entendido qualitativamente através de um fenômeno conhecido como polarização do vácuo. Na eletrodinâmica, o vácuo se comporta como um dielétrico, em que pares elétron-pósitron virtuais são criados ao redor da carga, blindando-a parcialmente e, conseqüentemente, reduzindo seu campo. Assim, a “carga do elétron” medida experimentalmente é, na verdade, a carga total efetiva em uma dada região ao redor do elétron. Quanto mais próximo se chega, menor é a blindagem produzida pela polarização do vácuo e maior a carga efetiva medida. Da mesma forma, na QCD existe um efeito semelhante para a carga de cor, porém, a auto-interação entre os glúons acaba produzindo um efeito oposto, um tipo de “anti-blindagem”, que compete com o primeiro. Quando o efeito de anti-blindagem é superior, a teoria é assintoticamente livre [8]. Matematicamente, este efeito se traduz na dependência do valor da constante de acoplamento com a energia de uma reação (ou o módulo quadrado do momento transferido, Q^2). A equação 1.3 mostra esta dependência [1]:

$$\begin{aligned}\alpha_s(Q^2) &= \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \frac{\alpha_s(\mu^2)}{12\pi} (33 - 2n_f) \ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)} \\ &= \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}\right)}\end{aligned}\tag{1.3}$$

³Os trabalhos de Gross, Politzer e Wilczek sobre o fenômeno de liberdade assintótica lhes renderam o prêmio Nobel de Física de 2004.

onde

$$\Lambda_{QCD} = \mu \exp\left(\frac{-6\pi}{(33 - 2n_f)\alpha_s(\mu^2)}\right). \quad (1.4)$$

O parâmetro μ , introduzido no processo de renormalização [1], é um parâmetro livre da QCD e não é determinado pela teoria, n_f é o número de sabores (igual a 6 no caso da QCD), e Λ_{QCD} é o fator de escala da QCD, objetivo de medida de diversos experimentos [9], e responsável por definir a região de validade para aplicação de métodos perturbativos. A figura 1.1 ilustra o comportamento da constante de acoplamento da interação forte. Este comportamento de α_s satisfaz claramente as

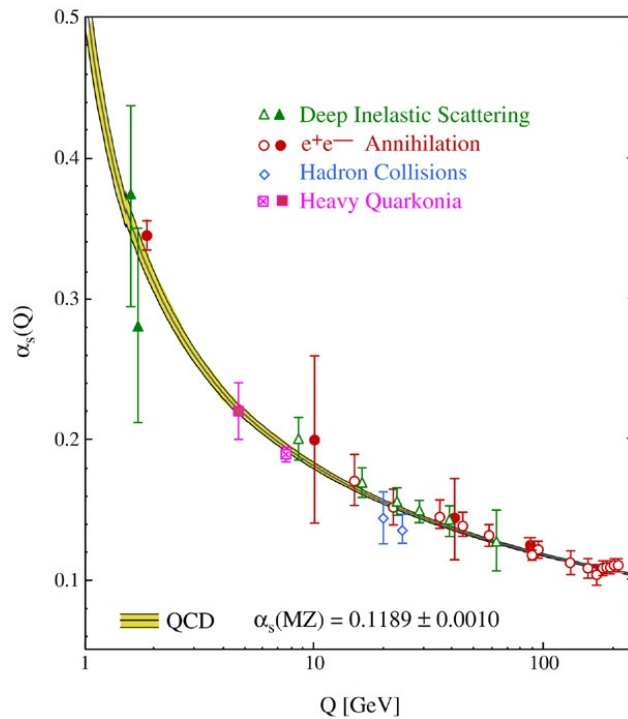


Figura 1.1: Compilação de resultados de medidas de α_S em função do fator de escala Q . As curvas são previsões da QCD para o valor médio de $\alpha_S(M_{Z^0})$. Figura extraída da referência [10].

condições de forte acoplamento em escalas de baixa transferência de momento (região de confinamento) e fraco acoplamento em escalas de alta transferência de momento (região assintoticamente livre). Dessa forma, o estudo de sistemas de quarks e glúons fica dividido entre as categorias de

QCD perturbativa e QCD não-perturbativa [3].

Na região onde o cálculo perturbativo é aplicável, a QCD permite calcular seções de choque e outros observáveis com razoável precisão. Por outro lado, em interações de baixo momento transferido, cálculos perturbativos deixam de ser aplicáveis e um dos métodos utilizado no estudo da QCD não-perturbativa é conhecido como QCD na rede.

Os métodos de cálculo na rede têm se mostrado poderosos na determinação das propriedades termodinâmicas, como potencial químico bariônico μ_B e temperatura T , e da equação de estado da QCD, que não são acessíveis para cálculos perturbativos. Entretanto, ainda existem algumas limitações e grande parte dos resultados existentes estão restritos à região de $\mu_B \sim 0$. Os métodos existentes para investigar as regiões do diagrama de fases para $\mu_B > 0$, exatamente onde ocorrem as estruturas mais interessantes, como as transições de fase, consistem na extrapolação dos resultados de $\mu_B = 0$. Textos específicos sobre as técnicas de cálculo de QCD na rede podem ser encontrados nas referências [3, 11, 12, 13]. Nas próximas seções serão apresentadas algumas discussões sobre o diagrama de fases da QCD e as regiões de interesse nos estudos realizados neste trabalho.

1.3 O Diagrama de fases da QCD

O diagrama de fases expressa as propriedades termodinâmicas de um sistema. Na QCD, o diagrama de fases é representado em termos da temperatura T e do potencial químico bariônico μ_B . Este último pode ser entendido qualitativamente como uma medida do desequilíbrio da proporção entre bárions e anti-bárions. A figura 1.2 ilustra a atual conjectura do diagrama de fases da QCD baseada em uma recente compilação de resultados de modelos, experimentos, cálculos de QCD na rede e métodos perturbativos em regimes assintóticos [11].

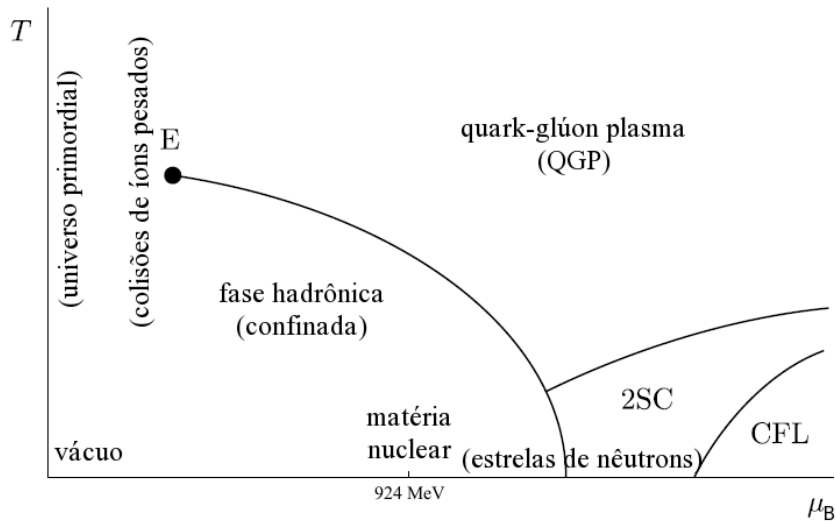


Figura 1.2: Esquema ilustrativo do diagrama de fases da QCD. Figura adaptada das referências [14, 15].

Historicamente, o desenvolvimento teórico do diagrama de fases da QCD foi marcado por uma crescente complexidade. Inicialmente, partindo de uma concepção baseada simplesmente nos conceitos de confinamento e liberdade assintótica, o diagrama de fases era dividido de maneira bem definida entre uma fase hadrônica e uma fase de plasma. Porém, estudos recentes sugerem uma forma muito mais complicada, com fases de supercondutividade de cor em regiões de altos valores de μ_B , além de uma região de *crossover* entre as fases hadrônica e QGP para altos valores de T e baixos valores de μ_B .

O diagrama de fases da QCD apresenta uma estrutura extremamente rica para as regiões de baixas temperaturas e altos valores de μ_B . Nestas regiões, uma interação atrativa entre quarks na superfície de Fermi do sistema permite a formação de pares de Cooper, que se condensam em um novo estado fundamental do sistema produzindo uma supercondutividade de cor [14]. Em densidades suficientemente altas, considerando um cenário com apenas dois sabores de quarks (*up* e *down*), essa fase supercondutora de cor é comumente chamada de “Super Condutor de Cor de 2 Sabores” (ou 2SC, do inglês *2-flavour color SuperConductor*). Para o caso onde é considerado

um terceiro sabor (*strange*), o estado supercondutor de três sabores é chamado de “Cores-Sabores-Amarrados” (ou CFL, do inglês *Color-Flavour-Locked*), em virtude do fato de que as simetrias do estado fundamental são válidas somente para transformações de cor e sabor simultâneas. A fase 2SC corresponde a uma fase intermediária, ao longo do eixo μ_B , entre as fases hadrônica e CFL, e as transições de fase hádrons-2SC, 2SC-CFL e 2SC-QGP são, provavelmente, de primeira ordem. Uma discussão teórica detalhada sobre este assunto está fora do escopo deste trabalho e informações adicionais podem ser encontradas na referência [14].

A região que pode ser explorada pelos experimentos de colisões de íons pesados relativísticos reside nas vizinhanças do ponto crítico da QCD, representado pela letra “E” na figura 1.2. No diagrama da figura 1.2, a linha contínua representa uma transição de primeira ordem e o ponto crítico é onde esta linha termina. Ao longo da linha de transição, as duas fases coexistentes vão se tornando cada vez menos distinguíveis ao se aproximarem do ponto crítico, resultando em uma única fase além deste ponto. Na QCD, as duas fases coexistentes ao longo da linha de transição de primeira ordem são o gás de hádrons (em baixas temperaturas) e o QGP (em altas temperaturas). Uma transição de segunda ordem após o ponto crítico exigiria que a massa dos quarks fosse nula, e para um cenário que leva em conta massas não nulas, a linha de transição de segunda ordem parece ser substituída por uma região de *crossover* [16].

A localização do ponto crítico da QCD é aparentemente uma tarefa bem definida do ponto de vista teórico, porém, para valores finitos de μ_B , um problema conhecido como “problema do sinal dos férmions”, que surge devido ao caráter anti-simétrico dos férmions por troca, introduz algumas dificuldades em simulações de Monte Carlo na rede, impossibilitando a exploração mais detalhada do diagrama de fases [11]. Dessa forma, determinar as coordenadas (T, μ_B) do ponto crítico tem sido elemento de grande esforço teórico e experimental. Os estudos mais recentes para determinar

a posição do ponto crítico no diagrama de fases ainda são muito ambíguos e sugerem valores de temperatura em torno de 160 MeV e potencial químico entre 350 e 700 MeV [17].

1.4 O Plasma de Quarks e Glúons

O Quark-Glúon Plasma (QGP), denominação proposta por Shuryak [18] em 1980, é o estado da matéria nuclear em que quarks e glúons encontram-se deconfinados, formando um sistema em equilíbrio termodinâmico e permitindo a manifestação dos graus de liberdade de cor sobre os estados hadrônicos incolores [17].

A discussão feita anteriormente sobre a QCD ser uma teoria assintoticamente livre, sugere que existam duas formas complementares de se criar o QGP: uma é através do aquecimento do vácuo da QCD, onde os hádrons começam a ter seus volumes sobrepostos a partir de uma dada temperatura de transição $T(\mu_B)$ e o sistema hadrônico se dissolve em um sistema de quarks e glúons deconfinados (QGP); e outra é comprimindo adiabaticamente a matéria hadrônica mantendo T pequeno comparado à temperatura de transição de fase em $\mu_B = 0$ e, a partir de uma dada densidade ρ , o sistema se dissolve formando o QGP [19]. Entretanto, é importante notar que, no primeiro caso, os hádrons são excitados a partir do vácuo, e então o QGP formado tem número igual de quarks e anti-quarks, enquanto no segundo caso, a matéria de quarks é produzida a partir de uma alta densidade bariônica, levando a um QGP com muito mais quarks do que anti-quarks.

Acredita-se que este estado da matéria tenha existido nos primórdios do universo, logo após o *Big Bang*. Recentes resultados de experimentos de colisões de íons pesados relativísticos sugerem que tal sistema possa ser estudado de forma controlada em laboratório. Entretanto, o entendimento quantitativo da transição de uma fase hadrônica para uma fase deconfinada e das propriedades do

QGP tem se mostrado uma tarefa desafiadora. A primeira dificuldade surge do fato da constante de acoplamento da QCD ser da ordem da unidade nos regimes onde ocorre a transição, fazendo com que a descrição perturbativa fique comprometida [16]. Assim sendo, o emprego de cálculos de QCD na rede é quase que exclusivo para determinar os valores críticos de temperatura e densidade de energia. Trabalhos recentes mostram que em sistemas como os criados nestas colisões, a temperatura de transição, para $\mu_B = 0$, deve ser algo em torno de 160 e 170 MeV [17, 16], o que corresponde a uma densidade de energia de aproximadamente $1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$, quase uma ordem de grandeza maior que a densidade da matéria nuclear ordinária [16]. Para se ter uma idéia, a temperatura do núcleo do Sol é de aproximadamente $1,5 \times 10^7 \text{ K}$, que corresponde a $1,3 \text{ keV}$ [19].

A natureza da transição entre a fase hadrônica e a fase de plasma é bastante dependente do número de sabores de quarks considerados e do valor de massa associado a cada sabor. A figura

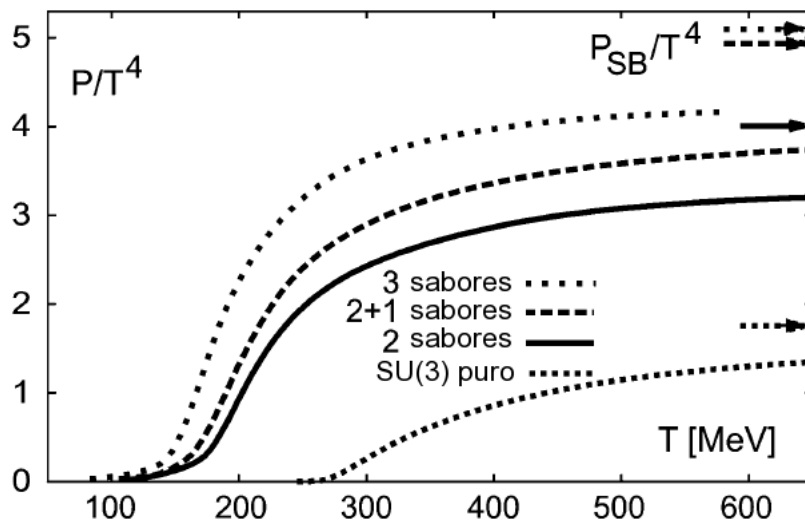


Figura 1.3: Resultados de cálculos de QCD na rede, em $\mu_B = 0$, para a dependência de P/T^4 em função de T . As setas indicam os respectivos valores no limite de Stefan-Boltzmann, para um gás de quarks e glúons não-interagentes e quarks com massa nula. Figura adaptada da referência [17].

1.3 mostra resultados de cálculos de QCD na rede, em $\mu_B = 0$, para a pressão sobre a temperatura elevada à quarta potência, P/T^4 , em função de T para quatro diferentes abordagens. O rápido au-

mento da razão entre a pressão e a temperatura elevada à quarta potência está associado ao aumento da densidade de entropia, que por sua vez, representa a manifestação dos novos graus de liberdade partônicos (quarks deconfinados) [17]. No cenário mais realista, em que são considerados dois sabores de quarks leves e um sabor de quark pesado (2+1 sabores), a transição de fase parece ser substituída por um *crossover* [17], uma transição suave, sem descontinuidades nos observáveis termodinâmicos (ao contrário do que ocorre em transições de fase de primeira ou segunda ordem) e que não constitui uma transição de fase de fato. Além disso, mesmo para temperaturas duas ou três vezes maiores que T_C , os resultados ainda são consideravelmente diferentes dos valores previstos para o limite de Stefan-Boltzmann (indicados pelas setas horizontais na figura 1.3), sugerindo que possa haver alguma interação remanescente entre os quarks e glúons mesmo na fase QGP. Resultados recentes [17] de experimentos de colisões de íons pesados relativísticos têm mostrado que o QGP não se comporta exatamente como um gás ideal não-interagente nas vizinhanças da transição de fase, e sim como um líquido perfeito, altamente interagente, que vem sendo chamado de QGP “fortemente acoplado” (ou sQGP, do inglês *strongly-coupled QGP*).

Caracterizar o sistema formado nas colisões de íons pesados para as energias experimentalmente acessíveis nos dias atuais vai além de apenas identificar os graus de liberdade relevantes como sendo os estados partônicos coloridos. Também é necessário aplicar uma abordagem estatística formando um modelo de produção de partículas dentro de um ensemble estatístico, de forma que conceitos como temperatura e potencial químico bariônico possam ser estabelecidos. Nas regiões próximas à transição ($T \approx T_C$) os graus de liberdade fundamentais parecem ser muito mais complexos [16], diferentemente do que é previsto para o QGP em temperaturas muito mais altas que a temperatura de transição de fase T_C (limite de Stefan-Boltzmann), onde poderia ser classificado como um gás fracamente interagente de quarks e glúons. Os novos resultados obtidos a partir

do estudo do perfil das partículas produzidas em colisões de íons pesados em regimes relativísticos têm surpreendido os físicos e gerado diversas novas discussões sobre o comportamento da matéria sob condições extremas.

1.5 Produção de Partículas em Colisões Nucleares

Entender a produção de partículas nos experimentos de colisões de íons pesados relativísticos significa entender o sistema formado em tais reações. Não existe um observável direto capaz de dizer se o sistema formado realmente se trata de um plasma de quarks e glúons deconfinados, ou simplesmente de um gás de hádrons em equilíbrio. Assim, o estudo das características das partículas produzidas na colisão é a única maneira de inferir sobre a natureza da fonte que as gerou.

Em uma colisão relativística entre dois núcleos podem ocorrer dois processos de espalhamento: elástico e inelástico. Nos processos elásticos, os núcleons dos núcleos incidentes são espalhados e nenhuma parte de sua energia cinética inicial é perdida pelo sistema. Já nos processos inelásticos, uma fração substancial da energia incidente é depositada na reação e usada para produzir novas partículas. Os processos inelásticos podem ser subdivididos em duas categorias: espalhamento difrativo e não-difrativo. No caso do espalhamento difrativo, o núcleo incidente passa para um estado levemente excitado e perde uma pequena parte de sua energia cinética no processo. No espalhamento não-difrativo, uma parte razoável de sua energia cinética é perdida e muitas partículas são criadas⁴. A contribuição de cada um destes subprocessos para a seção de choque inelástica não é exatamente conhecida, mas acredita-se que a componente difrativa seja da ordem de apenas 10% [3] para energias de colisão da ordem de dezenas ou centenas de GeV's, no referencial do centro de

⁴Para maiores detalhes sobre processos difrativos e não-difrativos, consulte a referência [3].

massa. Assim, a seção de choque total do processo de espalhamento é dada pela soma das seções de choque elástica e inelástica, sendo a última caracterizada pela produção de novas partículas.

Os processos de criação de novas partículas podem ser classificados em duas categorias, “moles” e “duros”, que irão depender da ordem de grandeza do momento transferido no processo de interação. Os mecanismos de produção dominantes em cada um destes casos são essencialmente diferentes e, portanto, precisam ser tratados de formas distintas. As partículas produzidas nos processos moles são aquelas de baixo momento transversal, tipicamente abaixo de 1 GeV/c, e o tratamento destas partículas é dado pela QCD não-perturbativa. Já as partículas produzidas nos processos duros possuem altos momentos transversais e o mecanismo de produção é, em geral, descrito pela QCD perturbativa [3].

A produção de partículas a partir da idéia de formação do QGP, às vezes também chamada de produção térmica, popula principalmente a região de baixo momento transversal. Porém, o QGP não é a única forma de explicar o perfil das partículas produzidas na região de baixo momento transversal e diversas abordagens alternativas têm sido propostas. A figura 1.4 ilustra duas diferentes visões para a evolução de um sistema formado em uma colisão de dois núcleos A e B . Inicialmente, os núcleos caminham em sentidos opostos ao longo do eixo z até se encontrarem em $t = 0$. A partir de então, a evolução do sistema pode ser interpretada com uma abordagem sem a formação do QGP ou com a formação do QGP. Na primeira, uma breve fase pré-hadrônica é formada e seguida por uma fase em equilíbrio constituída por um gás de hádrons, que evolui até o momento de *freeze out* químico, quando cessam as interações inelásticas entre os constituintes do gás, e logo após sofre o *freeze out* cinemático, quando são cessadas todas as interações elásticas e as partículas criadas ($\pi, K, p...$) se propagam até os detectores. Na segunda abordagem, o sistema passa por uma rápida fase de pré-equilíbrio e atinge o equilíbrio formando o QGP. Este, por sua

vez, evolui até atingir uma temperatura T_C onde ocorre a transição de fase para um gás de hádrons. O sistema continua se expandindo até atingir uma temperatura T_Q , onde se dá o *freeze out* químico e as interações inelásticas entre as componentes hadrônicas são cessadas. Em seqüência, ocorre o *freeze out* cinemático, onde as partículas criadas não trocam mais momento e evoluem até os detectores. A região descrita como fase mista, na figura 1.4, representa o momento da transição de fase, onde as duas fases (QGP e gás de hádrons) coexistem, considerando um cenário em que a transição é de primeira ordem.

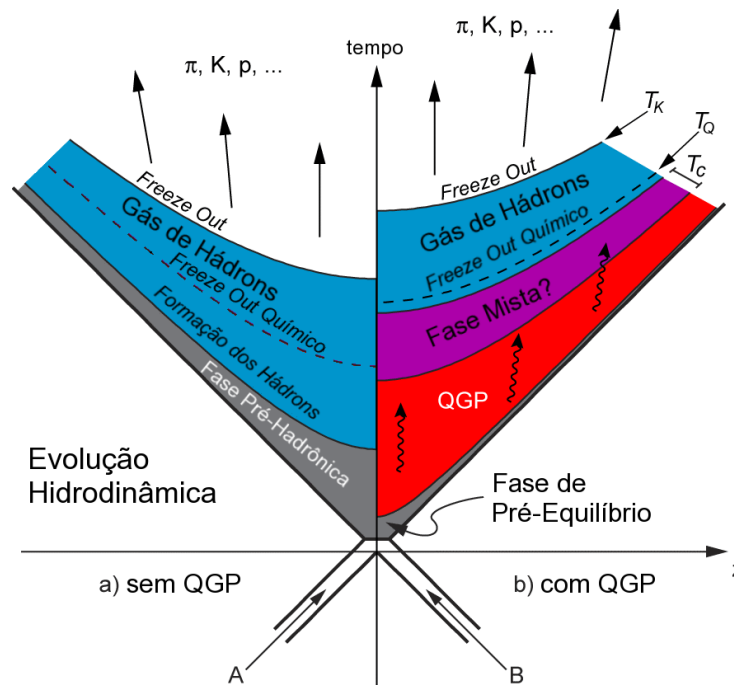


Figura 1.4: Diagrama ilustrativo da evolução hidrodinâmica de um sistema formado na colisão de dois núcleos A e B para os casos a) sem a formação do QGP e b) com a formação do QGP. Ver detalhes no texto.

Acredita-se que os recentes experimentos de colisões de íons pesados relativísticos (SPS, RHIC e LHC) sejam capazes de produzir as condições necessárias para a formação do QGP. Comparações da densidade de energia inicial esperada em colisões de íons pesados com cálculos de QCD na rede, mostram que nestes experimentos os valores atingidos excedem significativamente o valor

crítico ($\epsilon_c \sim 1 \text{ GeV/fm}^3$) para a criação do QGP. Entretanto, isto não é totalmente suficiente para garantir a formação do plasma, e em virtude da densidade de glúons inicial estar longe de um estado termalizado, um tempo mínimo para que o sistema atinja o equilíbrio também é necessário [20]. Recentes estudos em QCD perturbativa e teoria cinética indicam que a fase termalizada deve, definitivamente, ser alcançada em colisões nas energias do LHC e muito provavelmente já o foi nas energias do RHIC [20].

Nas colisões de núcleos em regimes relativísticos, acredita-se que a natureza térmica de um possível estado partônico possa ser preservada durante a hadronização, de forma que o estudo das multiplicidades hadrônicas medidas nos estágios finais da expansão do sistema possa revelar informações sobre o estado termicamente equilibrado formado inicialmente. Este trabalho objetiva estudar a aplicabilidade de uma formulação estatístico-termodinâmica na descrição fenomenológica da produção de partículas em colisões de íons pesados relativísticos. Neste sentido, a hipótese essencial é a existência de um sistema em equilíbrio termodinâmico.

Capítulo 2

Experimentos de Colisões de Íons Pesados Relativísticos

Neste capítulo será apresentada uma idéia geral sobre como são realizados os experimentos de colisões nucleares em regimes de energia relativísticos. Em seguida, iremos introduzir algumas das variáveis e notações comumente utilizadas e destacaremos os principais experimentos que foram e que ainda estão sendo realizados, em especial o experimento STAR realizado no Laboratório Nacional de Brookhaven, nos Estados Unidos.

2.1 Introdução

O grande desenvolvimento tecnológico do último século possibilitou a construção de “máquinas” capazes de acelerar núcleos a velocidades muito próximas da velocidade da luz, e jogar uns contra os outros produzindo colisões de altíssimas energias, que permitem investigar escalas de tamanho menores que as do núcleo atômico. Em tais colisões, uma grande quantidade de energia é

depositada em um pequeno volume do espaço durante um curto período de tempo, produzindo um estado com características similares às do universo logo após o *Big Bang*. Estudando estas reações e a evolução do sistema formado, é possível tentar entender as características da evolução do nosso universo nos instantes iniciais.

A demanda por aceleradores de partículas que pudessem acelerar íons pesados veio com o advento da cromodinâmica quântica no início da década de 70. As previsões da QCD de que um novo estado da matéria poderia ser formado sob condições de altas temperaturas e densidade de energia, e de que estas condições talvez pudessem ser obtidas em colisões nucleares, impulsionou a comunidade de física nuclear a buscar maneiras de conseguir realizar tais experimentos e de como identificar e estudar a possível formação deste novo estado.

Paralelamente ao desenvolvimento dos aceleradores para produzir colisões cada vez mais energéticas, a evolução dos detectores também é fundamental para o sucesso do experimento. Com energias cada vez mais altas, o número de partículas produzidas fica cada vez maior, e a identificação e caracterização de cada uma delas se tornam um desafio. Nos experimentos mais recentes a complexidade na detecção das partículas é tão grande que um único experimento é incapaz de explorar a reação de forma completa, de modo que se faz necessário um conjunto de experimentos dedicados para uma mesma energia de colisão. Nestes casos, a união dos dados coletados pelos diferentes experimentos permite que um estudo mais completo seja realizado.

A seguir, serão introduzidas algumas notações e variáveis comumente utilizadas, alguns detalhes sobre os aspectos experimentais de como é realizada uma colisão de íons pesados em regimes relativísticos e como as partículas produzidas na reação são detectadas.

2.2 Aspectos Experimentais

Os aceleradores de partículas são dispositivos que utilizam campos elétricos e magnéticos para acelerar partículas carregadas a altas velocidades. Existem diversos tipos de aceleradores de partículas e com diferentes finalidades, no entanto, aqui serão destacados apenas os aceleradores de íons pesados capazes de produzir colisões entre essas partículas. Em geral, os aceleradores usados em experimentos de colisões nucleares podem ser lineares ou circulares. Os primeiros consistem, basicamente, de dutos retilíneos mantidos em vácuo que se estendem por longas distâncias (em alguns casos chegam a alcançar quilômetros) onde as partículas são aceleradas ao longo da trajetória. Os aceleradores circulares, consistem de dutos arranjados de forma circular ou oval onde as partículas são aceleradas a cada ciclo.

Os primeiros experimentos realizados utilizavam feixes de íons acelerados para colidir contra alvos fixos no referencial do laboratório. Entretanto, a energia relevante para investigar a matéria em um experimento de colisão é a energia no referencial do centro de massa¹. Considerando uma colisão entre dois núcleos A e B , onde A é o projétil e B é o alvo, em repouso no referencial do



Figura 2.1: (a) referencial do laboratório; (b) referencial do centro de massa.

laboratório, a relação entre a energia da colisão nos referenciais do centro de massa e do laboratório é dada por:

$$E_{cm} = \sqrt{(2E_{lab} + m_B) m_B + m_A^2}, \quad (2.1)$$

¹Também chamado de referencial do centro de momento linear.

onde E_{cm} é a energia no referencial do centro de massa, E_{lab} é a energia no referencial do laboratório, m_A é a massa do núcleo A e m_B é a massa do núcleo B . Nota-se a partir da expressão 2.1 que a energia no centro de massa cresce apenas com a raiz quadrada da energia no referencial do laboratório (energia do feixe). Assim, buscando atingir energias cada vez maiores, os experimentos mais modernos foram desenvolvidos de modo a fazer com que dois feixes acelerados em sentidos opostos se cruzem em determinados pontos produzindo colisões em que a energia depositada na reação é muito maior. Se considerarmos o caso em que A é igual a B , o referencial do laboratório é o próprio referencial do centro de massa, e a energia da colisão é a soma das energias dos feixes. Além disso, a energia do sistema no referencial do centro de massa é uma quantidade invariante de Lorentz, geralmente expressada por \sqrt{s} , onde s é uma das três variáveis de Mandelstam (s , t e u) [2], definida de maneira a construir uma grandeza cinemática invariante sob transformações entre referenciais.

Em experimentos de colisões de íons pesados em regimes relativísticos é conveniente utilizar variáveis cinemáticas que possuam um tratamento simples sob transformações de Lorentz, de modo que a caracterização de um evento possa ser feita de maneira consistente, tornando simples a comparação entre resultados de experimentos de diferentes naturezas (alvo fixo ou colisor).

2.2.1 Notação e Variáveis Usuais

Considere a seguinte reação no referencial do centro de massa:



onde A e B são os feixes incidentes, C é uma partícula detectada e X representa todos os outros possíveis produtos da reação. Definindo o eixo z do sistema de coordenadas ao longo da direção do feixe, podemos escrever os quadrivetores de energia-momento para A , B e C , adotando a métrica de Minkowski e usando unidades naturais ($k_B = \hbar = c = 1$), da seguinte maneira:

$$\begin{cases} a = (E', 0, 0, p'_z), \\ b = (E'', 0, 0, p''_z), \\ c = (E, p_x, p_y, p_z). \end{cases} \quad (2.3)$$

A inelasticidade da colisão está diretamente ligada à energia medida na região transversal ao eixo dos feixes. Assim, torna-se conveniente reescrever as grandezas vetoriais em termos de suas componentes transversal e paralela ao feixe:

$$c = (E, \vec{p}_t, p_z), \quad (2.4)$$

onde $\vec{p}_t = p_x \hat{x} + p_y \hat{y}$ é o momento transversal.

Define-se, também, a massa transversal de cada partícula como sendo:

$$m_t = \sqrt{p_t^2 + m_0^2}, \quad (2.5)$$

onde m_0 é a massa de repouso. Esta variável é bastante útil quando se deseja comparar características cinemáticas de partículas de diferentes massas.

Para descrever a condição cinemática de uma partícula utiliza-se uma variável chamada de

rapidez, definida como:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right). \quad (2.6)$$

A variável rapidez depende do sistema de referência, mas a dependência é bastante simples e a relação entre a rapidez em um referencial com a em outro é dada apenas por uma constante aditiva.

Considere, por exemplo, o referencial do laboratório dado por F e um referencial F' se movendo com velocidade β em relação a F . Sendo y a rapidez no referencial do laboratório, a rapidez y' no referencial em movimento é dada por:

$$y' = y - y_\beta, \quad (2.7)$$

$$\text{onde } y_\beta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) \quad (2.8)$$

é a rapidez que uma partícula teria no referencial do laboratório F se estivesse viajando com velocidade β [3]. No limite não relativístico, a rapidez de uma partícula viajando ao longo do eixo do feixe pode ser interpretada como a velocidade da partícula em unidades da velocidade da luz [3].

Manipulando a equação 2.6 com a definição 2.5, pode-se obter as seguintes expressões:

$$E = m_t \cosh y, \quad (2.9)$$

$$p_z = m_t \sinh y. \quad (2.10)$$

Estas expressões são bastante úteis e estabelecem relações entre as componentes do momento com a variável rapidez [3].

Para determinar a rapidez de uma partícula produzida em uma colisão é preciso conhecer a

energia e a componente longitudinal do momento da partícula, o que nem sempre é possível. Assim, define-se outra variável chamada de pseudo-rapidez, dada por:

$$\eta = -\ln \left[\operatorname{tg} \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right), \quad (2.11)$$

onde θ é o ângulo entre o momento da partícula detectada e o eixo do feixe ($\cos \theta = p_z/|\vec{p}|$). Esta variável consiste de uma medida parcial da rapidez. No limite relativístico, a pseudo-rapidez é aproximadamente igual à rapidez (compare as expressões 2.6 e 2.11).

Assim como para a rapidez, obtém-se:

$$|\vec{p}| = p_t \cosh \eta, \quad (2.12)$$

$$p_z = p_t \sinh \eta. \quad (2.13)$$

A partir das expressões 2.9, 2.10, 2.12 e 2.13 pode-se expressar a rapidez em função da pseudo-rapidez e vice-versa:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{\sqrt{p_t^2 \cosh^2 \eta + m_0^2} + p_t \sinh \eta}{\sqrt{p_t^2 \cosh^2 \eta + m_0^2} - p_t \sinh \eta} \right], \quad (2.14)$$

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{\sqrt{m_t^2 \cosh^2 y + m_0^2} + m_t \sinh y}{\sqrt{m_t^2 \cosh^2 y + m_0^2} - m_t \sinh y} \right]. \quad (2.15)$$

Em geral, os experimentos expressam suas medidas em termos das variáveis introduzidas até aqui. Os dados experimentais resultantes são apresentados como distribuições $d^2N/dydp_t$ ou $d^2N/d\eta dp_t$ das partículas detectadas. Neste trabalho, os dados relevantes para as análises são as

densidades de partículas produzidas (dN/dy), comumente chamadas de *yields*, que correspondem às integrais das distribuições $d^2N/dydp_t$ com respeito a p_t .

2.2.2 Determinação da Centralidade da Colisão

Em uma colisão de núcleos é fundamental conhecer o parâmetro de impacto do evento. Do ponto de vista experimental, esta não é uma tarefa simples, uma vez que não existe um observável direto capaz de fornecer tal informação. A figura 2.2 ilustra de forma simplificada como acontece o processo de colisão entre dois núcleos. Nesta figura, os núcleos incidentes caminham em sentidos opostos com os eixos horizontais que passam pelo centro de cada núcleo separados por uma distância b , definindo o parâmetro de impacto da colisão. É interessante notar, também, que os núcleos incidentes são mostrados de forma achatada horizontalmente para representar o efeito de contração relativística.

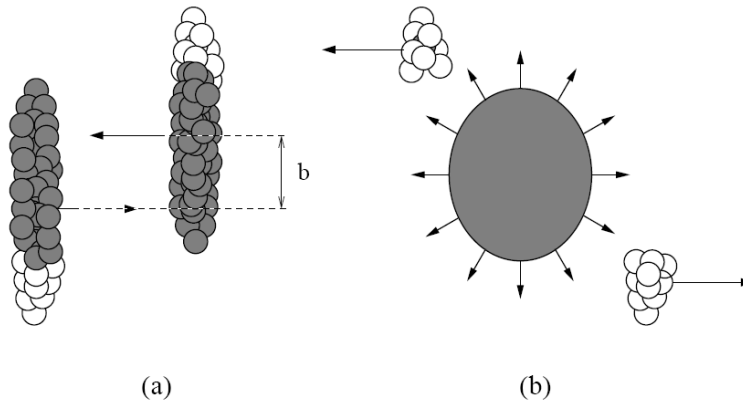


Figura 2.2: (a) Parâmetro de impacto b da colisão; (b) Espectadores (região branca) e participantes (região cinza). Figura retirada da referência [21].

O parâmetro de impacto da colisão define uma região de superposição (região cinza mostrada na figura 2.2-a), e os núcleons que se encontram nesta região são chamados de participantes, enquanto que os núcleons que se encontram fora da região de superposição são chamados de espectadores.

A divisão entre participantes e espectadores decide a proporção de energia nas regiões transversal e longitudinal, e a partir da medida dessa energia é possível determinar o parâmetro de impacto de um dado evento [22].

A idéia básica consiste em considerar uma aproximação puramente geométrica da colisão e, a partir de um modelo, calcular quantidades relacionadas ao parâmetro de impacto da colisão que possam ser associadas a observáveis experimentais. O modelo utilizado neste tipo de estudo é conhecido como modelo de Glauber. Neste modelo, é possível calcular o parâmetro de impacto (b), o número de participantes na colisão (N_{part}), e o número de colisões binárias entre núcleons (N_{bin}).

No tratamento dado no modelo de Glauber, a distribuição de densidade dos núcleos incidentes é descrita por uma função do tipo Wood-Saxon:

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}, \quad (2.16)$$

onde ρ_0 é a densidade nuclear no centro do núcleo, R é o raio do núcleo e a é a difusividade. O modelo é baseado nas colisões individuais entre os núcleons que compõem cada núcleo, que por sua vez, são controladas pela seção de choque de interação núcleon-núcleon [23]. O problema pode ser abordado de duas maneiras distintas: uma é a aproximação óptica e outra é por simulação de Monte Carlo. A primeira consiste em tentar estabelecer uma formulação analítica para a seção de choque total, enquanto a segunda baseia-se em um conjunto de simulações de colisões do tipo “bolas de bilhar” [24]. Os dois métodos apresentam resultados bastante semelhantes mas não totalmente equivalentes, de forma que a interpretação dos resultados deve ser feita de maneira criteriosa.

Na prática, a conexão entre o modelo de Glauber e os dados experimentais é feita “mapeando-

se” uma quantidade medida experimentalmente com uma quantidade correspondente obtida pelo modelo. Este processo é realizado definindo-se classes de centralidade [25]. A hipótese fundamental na definição das classes de centralidade é a de que o parâmetro de impacto esteja monotonicamente relacionado à multiplicidade de partículas em um evento. Assim, determina-se a multiplicidade de partículas carregadas por evento (dN/dN_{ch}) para um dado conjunto de eventos, e define-se as classes de centralidade a partir de frações da área total integrada da distribuição, ou seja, frações da seção de choque total. Um procedimento semelhante é realizado com uma distribuição calculada através do modelo de Glauber (dN/db , dN/dN_{part} ou dN/dN_{bin}), de forma que para cada classe de centralidade pode-se obter os valores médios das respectivas quantidades calculadas: parâmetro de impacto $\langle b \rangle$, número de participantes $\langle N_{part} \rangle$ ou número de colisões binárias $\langle N_{bin} \rangle$. A figura 2.3 ilustra, de forma esquemática, como é feita esta correlação.

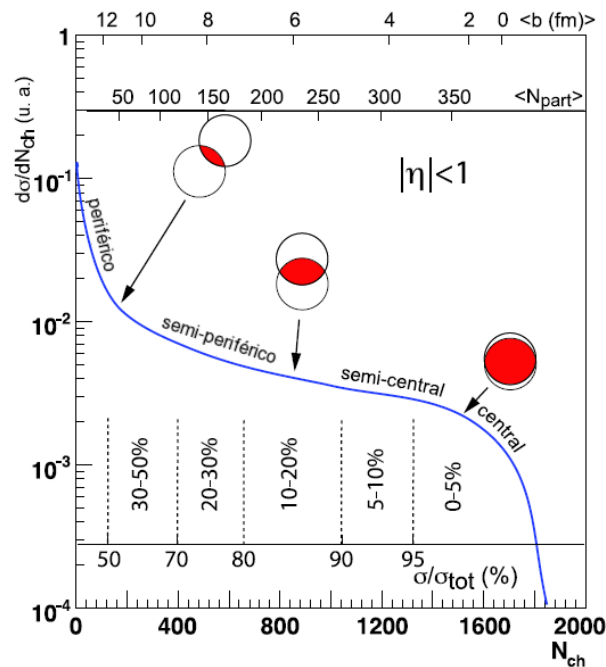


Figura 2.3: Representação esquemática da determinação de classes das centralidade, relacionando quantidades medidas (N_{ch}) com quantidades calculadas ($\langle b \rangle$ e $\langle N_{part} \rangle$). Figura adaptada da referência [25].

Na busca por sinais que possam indicar a formação do QGP, uma das estratégias nos experimentos de colisões de íons pesados altamente energéticos é tentar descrever os resultados como uma superposição de colisões singulares entre núcleons e procurar por possíveis desvios desta abordagem. Neste sentido, os cálculos com o modelo de Glauber têm sido extensivamente usados em análises de dados experimentais de colisões nucleares.

Neste trabalho, o número médio de participantes em uma colisão $\langle N_{part} \rangle$, obtido através do modelo de Glauber, foi utilizado como uma possível parametrização do volume inicial do sistema formado na reação. Esta parametrização permite verificar o comportamento das propriedades termodinâmicas em função do tamanho do sistema, bem como a equivalência entre diferentes sistemas para uma mesma energia de colisão ($^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ e $^{63}\text{Cu}+^{63}\text{Cu}$).

2.3 Principais Experimentos

Atualmente, o maior experimento de colisões de íons pesados em operação é realizado no RHIC, o Colisor de Íons Pesados Relativísticos (da sigla em inglês *Relativistic Heavy Ion Collider*), localizado no Laboratório Nacional de Brookhaven (BNL) nos Estados Unidos. O RHIC é capaz de produzir colisões de núcleos de ouro de até 200 GeV de energia por par de núcleon, o que resulta em uma energia de colisão total de 39,4 TeV. Outro grande experimento, que atualmente se encontra na sua fase final de construção, é o LHC, ou Grande Colisor de Hádrons (da sigla em inglês *Large Hadron Collider*), localizado no laboratório CERN, o Centro Europeu de Pesquisas Nucleares (da sigla em francês *Centre Européen pour la Recherche Nucléaire*). O LHC será capaz de produzir colisões de íons de chumbo de até 5500 GeV por par de núcleon, ou uma energia total de 1138,5 TeV. Outros experimentos de menor energia realizados no passado também contribuíram

com importantes resultados para a atual conjectura da física nuclear e sub-nuclear. A tabela 2.1 mostra uma compilação resumida dos aceleradores de partículas onde foram e são realizados os mais recentes experimentos de colisões nucleares, com as respectivas energias de colisão.

Tabela 2.1: Principais aceleradores de íons pesados relativísticos.

Acelerador	Local	Energia ($\sqrt{s_{NN}}$)	Tipo
SIS (Schwerionensynchrotron)	GSI	$\sim 2 \text{ GeV}^a$	alvo fixo
AGS (Alternating Gradient Synchrotron)	BNL	4,86 GeV ^a	alvo fixo
SPS (Super Proton Synchrotron)	CERN	6,27 GeV ^a	alvo fixo
		7,62 GeV ^a	
		8,77 GeV ^a	
		12,3 GeV ^a	
RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider)	BNL	17,3 GeV ^a	colisor
		62,4 GeV ^a	
		130 GeV ^a	
LHC (Large Hadron Collider)	CERN	200 GeV ^a	colisor
		5500 GeV ^b	

^aReferência [26].

^bReferência [27].

- **SIS:** é o Síncrotron de Íons Pesados do laboratório GSI (*Gesellschaft für Schwerionenforschung*), localizado em Darmstadt na Alemanha. O SIS é um acelerador circular com 216 metros de circunferência (perímetro), capaz de acelerar íons a velocidades de até $0,9c$, correspondendo a energias de colisão no centro de massa em torno de 2 GeV por par de núcleon.
- **AGS:** sigla em inglês para o Síncrotron de Gradiente Alternado (*Alternating Gradient Synchrotron*), localizado no Laboratório de Nacional de Brookhaven (BNL) nos Estados Unidos. O AGS leva este nome por utilizar uma tecnologia de gradiente alternado, ou princípio de forte

focalização, para impulsionar partículas carregadas. Em aceleradores circulares, as partículas são mantidas dentro do circuito graças a campos magnéticos que desviam suas trajetórias. À medida que as partículas são aceleradas, o feixe se mantém focalizado na direção vertical mas se torna instável na direção horizontal. A idéia de produzir campos com gradientes alternados para direcionar o feixe se mostrou bastante eficaz, permitindo que o feixe se mantivesse focalizado em ambas as direções, aumentando a intensidade e reduzindo o custo total do acelerador. O AGS foi utilizado em experimentos de colisão fornecendo feixes de até 11 GeV de energia e atualmente é usado como acelerador injetor para o RHIC.

- **SPS:** é o Super Síncrotron de Prótons (*Super Proton Synchrotron*, na sigla em inglês) do laboratório CERN, localizado na fronteira entre a Suíça e a França. O SPS é um acelerador circular com aproximadamente 6 km de circunferência (perímetro) e segue essencialmente a mesma idéia do AGS. Ele foi inicialmente projetado para acelerar prótons, mas tem sido usado também como um colisor de prótons, acelerador de íons pesados, injetor de elétrons e pósitrons para o LEP (*Large Electron-Positron Collider*) e será utilizado como injetor final para o LHC. Para o caso de íons pesados, o SPS é capaz de acelerar feixes com núcleos de chumbo a energias de até 158 GeV por núcleon. Especula-se que em colisões contra alvos fixos nesta faixa de energia (~ 17 GeV no referencial do centro de massa) já seria possível estabelecer condições para a formação do QGP.
- **RHIC:** é o Colisor de Íons Pesados Relativísticos, ou *Relativistic Heavy-Ion Collider* na sigla em inglês. Localizado no Laboratório Nacional de Brookhaven (BNL) nos Estados Unidos, o RHIC é um acelerador circular com aproximadamente 3,8 km de circunferência (perímetro) e consiste, basicamente, de dois anéis independentes por onde os feixes circulam

em sentidos opostos. Seis diferentes pontos de intersecção entre os dois anéis permitem que os feixes se cruzem para produzir colisões. Em quatro destes pontos estão montados experimentos dedicados que realizam medidas diferentes, mas que no conjunto se complementam possibilitando um estudo bastante completo das reações. Estes experimentos são:

- STAR: *Solenoidal Tracker At RHIC*, consiste de um conjunto de detectores de reconstrução de trajetórias envolto por um grande solenóide, que tem como objetivo detectar as milhares de trajetórias de partículas carregadas produzidas em uma colisão de núcleos pesados. A missão do STAR é procurar por evidências que comprovem a formação do QGP e investigar o comportamento da matéria sob condições extremas. Maiores detalhes sobre este experimento serão dados posteriormente.
- PHENIX: *Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment*, é o maior dos quatro experimentos realizados no RHIC. Consiste de uma coleção de detectores capazes de detectar diversas partículas, mas com especial habilidade na detecção de elétrons, múons e fótons. Léptons e fótons não sofrem a ação da força forte e, portanto, emergem inalterados do interior da colisão, permitindo ao PHENIX olhar “dentro” do sistema formado na reação.
- PHOBOS: o nome não é um acrônimo. O PHOBOS é formado por um conjunto de detectores de silício que envolvem a região de interação. Foi projetado para medir tudo que emerge da reação, de forma a ser capaz de identificar os eventos raros, que podem revelar informações importantes sobre a possível formação do QGP. Este experimento efetuou sua última tomada de dados no ano de 2006 e foi desativado logo em seguida.
- BRAHMS: *Broad Range Hadron Magnetic Spectrometer*, consiste de um conjunto de

espectrômetros posicionados entre um largo intervalo de pseudo-rapidez, que permite medir com bastante precisão o momento, a energia e outras características de hádrons carregados (π^\pm , K^\pm e p^\pm) quando estes passam pelos detectores. Este experimento também efetuou sua última tomada de dados no ano de 2006.

- **LHC:** ainda em sua fase final de construção, este é o Grande Colisor de Hádrons (*Large Hadron Collider* na sigla em inglês). Localizado também no laboratório CERN, o LHC tem uma circunferência de aproximadamente 27 km (perímetro), e será capaz de acelerar feixes de prótons até uma energia de 7 TeV, gerando colisões de 14 TeV, e colisões de íons pesados até o chumbo (^{207}Pb) a energias de até 5,5 TeV por par de núcleon. Este acelerador foi projetado para responder diversas perguntas sobre a atual concepção teórica da física de partículas, dentre elas, procurar pelo bóson de Higgs, a partícula que se acredita ser responsável por gerar a massa de todas as outras partículas, e que constitui uma peça chave do Modelo Padrão. Assim como o RHIC, o LHC possui um conjunto de experimentos independentes capazes de realizar medidas complementares. Eles são:

- *ALICE: A Large Ion Collider Experiment*, é um experimento bastante semelhante ao STAR, consiste de um sistema de detecção de trajetórias de partículas carregadas composto por um sistema interno de detectores de silício localizados bem próximos ao duto por onde passa o feixe, envoltos por um detector do tipo câmara de projeção temporal (TPC), todos envoltos por um grande solenóide. Complementando os detectores de trajetórias, existem ainda detectores do tipo Cherenkov que auxiliam na identificação de partículas. Calorímetros eletromagnéticos permitem medir fótons e elétrons. Além disso, possui ainda um espectrômetro de múons localizado na região longitudinal do

detector. Sua principal missão é estudar a possível formação do QGP em colisões de íons de chumbo (^{207}Pb).

- *ATLAS: A Toroidal LHC ApparatuS*, é o maior experimento do LHC. Consiste, basicamente, de um sistema interno de detecção de trajetórias envolto por um conjunto de calorímetros que são, por sua vez, envoltos por espectrômetros de múons e um sistema magnético formado por espiras toroidais supercondutoras dispostas cilindricamente ao redor do duto do feixe. O ATLAS foi projetado para investigar diversas questões da física teórica, entre elas, detectar e identificar o bóson de Higgs.
- *CMS: Compact Muon Solenoid*, como o próprio nome sugere, é um experimento dedicado a detectar múons. O CMS compartilha dos mesmos propósitos do experimento ATLAS, porém, com diferentes técnicas de detecção. O experimento consiste de um conjunto de detectores (calorímetros eletromagnético e hadrônico, e detectores de silício), envoltos por um solenóide supercondutor, que por sua vez é envolto por camadas de ferro e câmaras de múon intercaladas.
- *LHCb: Large Hadron Collider beauty*, consiste de um conjunto de detectores (calorímetros e espectrômetros) dispostos ao longo do duto do feixe a partir do ponto de colisão. O experimento foi projetado para investigar o efeito de violação de CP (paridade e conjugação de carga) no decaimento das partículas que contêm o quark b .

2.4 O Experimento STAR

O experimento STAR é um dos dois maiores experimentos realizados no RHIC e foi especialmente projetado para investigar a formação do QGP. Neste sentido, o STAR conta com um conjunto

de detectores com diferentes finalidades que o torna habilitado a realizar um largo espectro de medidas, permitindo investigar tanto os processos perturbativos quanto os não-perturbativos que podem ocorrer nas colisões produzidas pelo RHIC [24].

Com o propósito de estudar a produção de partículas sob diversos aspectos e investigar a evolução no espaço-tempo do sistema formado nas colisões de íons pesados relativísticos, o experimento STAR foi cuidadosamente projetado para ser capaz de cobrir um grande ângulo sólido², com alta precisão de detecção de trajetórias e identificação de partículas na região central de rapidez, tornando-o particularmente apropriado para caracterização evento por evento de colisões de íons pesados e detecção de produção de jatos hadrônicos [28]. A figura 2.4 mostra uma visão esquemática em perspectiva do experimento STAR.

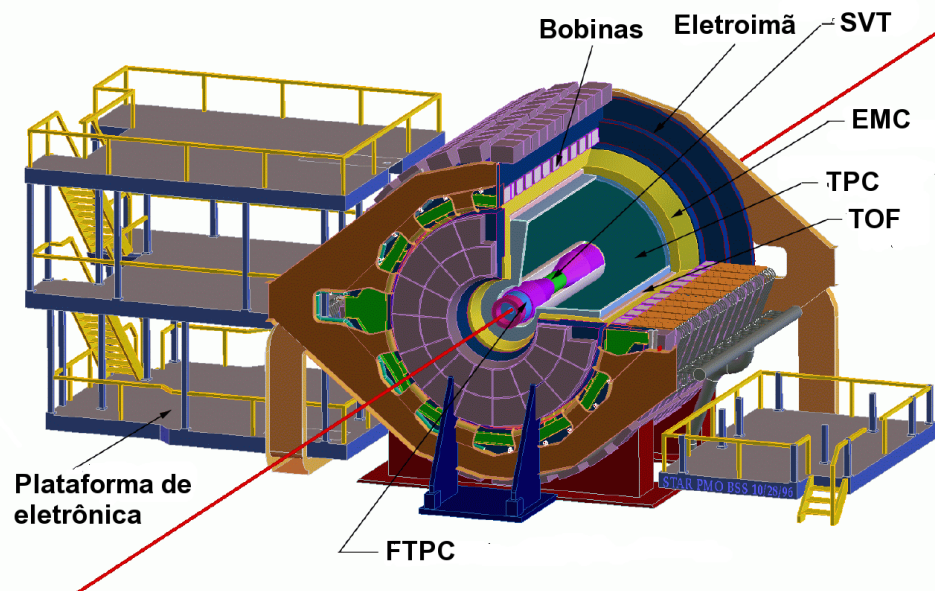


Figura 2.4: Visão esquemática do experimento STAR. Figura adaptada da referência [28].

O principal detector do STAR é a câmara de projeção temporal (ou TPC, do inglês *Time Projection Chamber*) que reconstrói as trajetórias de partículas carregadas. O TPC consiste de uma

²O STAR possui uma cobertura azimutal de 2π e 3,6 unidades em pseudo-rapidez ($-1,8 \leq \eta \leq 1,8$) [23].

câmara cilíndrica com raio interno de 50 cm, raio externo de 200 cm e 4 m de comprimento, contendo gás do tipo P10³. A câmara é dividida na metade ao longo de seu eixo e uma alta diferença de potencial (~ 28 kV [23]) é aplicada entre a membrana central e as bases, de modo que quando uma partícula carregada atravessa o TPC, o gás é ionizado “marcando” a trajetória da partícula que é projetada pelo campo elétrico sobre detectores localizados nas bases. Dessa forma, as coordenadas x e y das trajetórias são obtidas diretamente a partir dos detectores e a coordenada z é calculada a partir do intervalo de tempo que a carga ionizada do gás leva para alcançar os detectores nas bases. A figura 2.5 mostra imagens de trajetórias de partículas carregadas reconstruídas pelo sistema de detecção do TPC para uma colisão periférica de íons de ouro (^{197}Au).

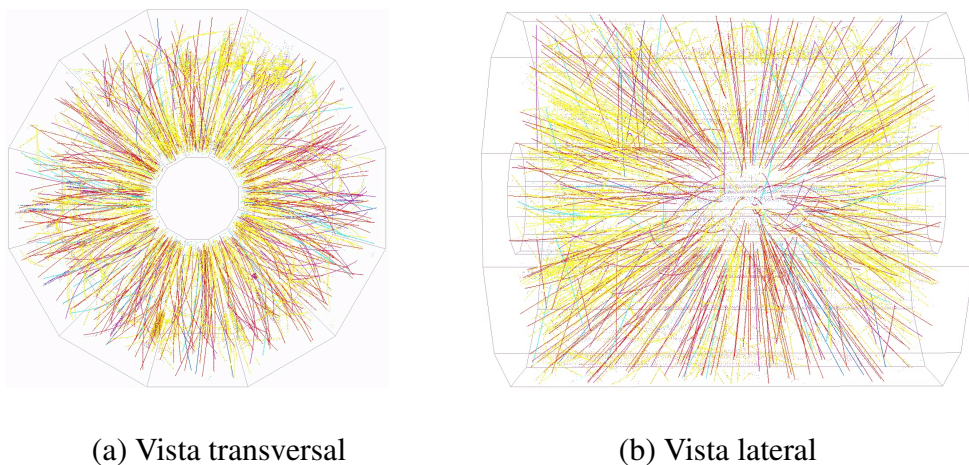


Figura 2.5: Trajetórias de partículas carregadas produzidas em uma colisão periférica de íons de ouro (^{197}Au) reconstruídas pelo sistema de detecção do TPC do STAR.

Na região mais próxima do ponto de colisão, envolvendo o duto por onde passa o feixe, o STAR conta com quatro camadas de detectores de silício, divididas entre os detectores SVT (*Silicon Vertex Tracker*) e SSD (*Silicon Strip Detector*). O primeiro é composto pelas três camadas mais internas e utiliza a tecnologia “silicon drift detector”, baseada em escoamento de cargas, que garante uma determinação de posição com alta resolução e sem ambigüidade. A quarta camada

³O gás P10 é uma mistura de 10% de metano e 90% de argônio.

compõe o detector SSD, que utiliza detectores do tipo “microstrip”, com faixas de silício dispostas de maneira a formar uma rede bidimensional, permitindo a determinação da posição no plano de maneira eficaz e sem necessidade de calibração. Combinados, os dois detectores formam o sistema de detecção interno do STAR e possibilitam, entre outras coisas, aumentar a resolução do vértice primário da colisão. Este sistema tem uma cobertura azimutal de 2π e um intervalo em pseudo-rapidez de $-1 \leq \eta \leq 1$ [28]. O casamento entre as quatro camadas de detectores de silício e o TPC requer um processo delicado de alinhamento e calibração⁴. Nas regiões longitudinais, há também detectores do tipo TPC de fluxo radial (ou FTTPC’s, do inglês *Forward TPC*) que cobrem intervalos de $2,5 \leq |\eta| \leq 4,0$ em pseudo-rapidez e 2π em azimute [28]. Externamente ao cilindro do TPC, existem ainda os calorímetros eletromagnéticos BEMC e EEMC (*Barrel Electromagnetic Calorimeter* e *Endcap Electromagnetic Calorimeter*, respectivamente) que possibilitam realizar medidas da energia transversa dos eventos e componente eletromagnética (fótons, elétrons e hádrons que decaem eletromagneticamente) de alto momento transversal. Todo o conjunto de detectores é envolto por um solenóide capaz de produzir um campo magnético homogêneo de até 0,5 Tesla ao longo da direção paralela ao duto do feixe [28]. Além disso, existem ainda os chamados detectores gatilho (ou *triggers*) que são detectores de resposta rápida. O STAR possui cinco detectores gatilho, sendo eles: um CTB (*Central Trigger Barrel*), dois ZDC’s (*Zero Degree Calorimeter*) e dois BBC’s (*Beam Beam Counter*). O CTB envolve o cilindro do TPC cobrindo um intervalo de pseudo-rapidez de $-1,8 \leq \eta \leq 1,8$ e 2π em azimute. Os ZDC’s são situados a ± 18 m do centro do STAR e em zero grau com respeito à direção do feixe ($\theta < 2$ mrad), e finalmente os BBC’s são cintiladores hexagonais montados externamente às bases do solenóide magnético. Estes detectores

⁴Durante meu período no laboratório de Brookhaven participei ativamente dos esforços para o alinhamento e calibração destes detectores e detalhes sobre os processos envolvidos podem ser encontrados no apêndice A.

são importantes para determinar a classificação de cada evento. No caso de uma colisão de íons de ouro (^{197}Au), o fluxo de partículas carregadas nestes detectores é proporcional à centralidade da colisão. Finalmente, toda a informação gerada por este conjunto de detectores necessita ser processada e armazenada e, para isso, o STAR conta com um sistema de aquisição de dados DAQ (*Data Acquisition system*) bastante rápido e flexível. O DAQ é capaz de processar uma taxa de 100 Hz de eventos com cada um tendo um tamanho da ordem de 200 MB.

O STAR é um experimento ativo desde o começo de funcionamento do RHIC e, ao longo dos anos, tem sofrido diversas atualizações em seus detectores para aumentar cada vez mais a qualidade de seus dados. Atualmente, os projetos em fase de instalação e testes incluem um novo sistema de detecção interno que substituirá o SVT, e uma atualização do sistema de aquisição de dados, denominada de DAQ1000, que permitirá que um volume maior de informação seja processado e armazenado em um menor período de tempo, tornando a aquisição de dados mais eficiente.

2.5 Participação na tomada de dados do experimento STAR no ano de 2007

A colaboração STAR é constituída por centenas de pesquisadores de diversos países, empenhados na realização do experimento, coleta e análise de dados, num processo que envolve grande planejamento e organização, dada a magnitude do projeto.

O acelerador RHIC, onde é realizado o experimento STAR, possui períodos de funcionamento que duram em torno de alguns meses por ano. Estes períodos são comumente chamados de *runs*. Durante um *run*, a coleta de dados nos experimentos (STAR, PHENIX, PHOBOS e BRAHMS) é feita dia e noite. Dessa forma, as colaborações de cada experimento organizam turnos entre

seus membros para permanecerem continuamente ativos durante o período de funcionamento do acelerador. Nestes turnos, um grupo de pesquisadores fica encarregado dos processos envolvidos no controle dos detectores e na tomada de dados pelo experimento. A participação neste processo é essencial para entender como o experimento é realizado e quais são as dificuldades envolvidas, permitindo que a leitura e interpretação dos resultados obtidos se torne muito mais clara.

Durante o primeiro semestre do ano de 2007 tive a oportunidade de participar e contribuir com a realização do experimento STAR. No período em que permaneci no Laboratório Nacional de Brookhaven (25/02/2007 a 06/06/2007), participei diretamente da tomada de dados do experimento durante quatro semanas (03/04 - 17/04, 01/05 - 08/05 e 29/05 - 05/06), na posição de operador de detectores, onde pude aprender muito sobre como funcionam os detectores e como é realizado o experimento. Além disso, também estive envolvido ativamente no processo de calibração e alinhamento dos detectores de silício SSD e SVT que compõem o sistema interno de detecção de trajetórias de partículas do experimento STAR para os dados coletados no ano de 2005 em colisões de íons de cobre (^{63}Cu) nas energias de 62,4 e 200 GeV por par de núcleon (veja o apêndice A para maiores detalhes dos procedimentos envolvidos). Nos trabalhos realizados para esta tarefa, também tive o privilégio de estar em contato com pesquisadores experientes que contribuíram de forma extremamente positiva para a minha formação como pesquisador.

Capítulo 3

O Modelo Estatístico-Termodinâmico

Neste capítulo iremos apresentar a formulação teórica da abordagem estatístico-termodinâmica usada no estudo da produção de partículas em colisões de íons pesados relativísticos e uma descrição sucinta do código utilizado nas análises.

3.1 Introdução

As idéias básicas da utilização de uma abordagem estatística para descrever a produção hadrônica em colisões nucleares de altas energias foram introduzidas por Koppe, Fermi, Landau e Hagedorn [29]. Hagedorn deu uma contribuição importante com o desenvolvimento dessas idéias em um modelo estatístico de hadronização [30, 31]. Segundo seus trabalhos, o modelo que ele batizou de SBM (ou *Statistical Bootstrap Model*) era um modelo estatístico para as interações fortes que se baseava na observação de que os hádrons poderiam não somente formar estados ligados e ressonâncias como também decair nestes estados se fossem suficientemente “pesados”. Isto fazia com que um estado ligado ou ressonância pudesse constituir um estado mais pesado, enquanto ao

mesmo tempo era constituído por estados mais leves, levando a uma possível seqüência ilimitada de estados [31]. Estes objetos massivos extensos foram definidos como *clusters* ou *fireballs* [32], e deveriam ser responsáveis pela produção de hádrons a partir de uma maneira puramente estatística. Postulando que as interações fortes pudessem ser completamente simuladas pela presença de *clusters* com volumes próprios proporcionais às suas massas e que o espectro de massa tivesse um perfil exponencial, um gás de hádrons fortemente interagente poderia ser descrito por um gás de *clusters* não-interagentes, ou seja, um gás ideal [31]. Uma temperatura T_0 seria naturalmente definida devido ao perfil assintótico do espectro de massa ($\propto \exp[m/T_0]$). À medida que a temperatura do sistema se aproxima de T_0 , o número de estados que participam do movimento térmico cresce exponencialmente e um aumento na densidade de energia do sistema é utilizado para produzir novos *clusters*, não permitindo que a temperatura ultrapasse T_0 . Assim, neste modelo, o sistema não pode ter uma temperatura maior que T_0 . Hoje, este valor de temperatura pode ser interpretado como a temperatura crítica de transição de fase entre hádrons e QGP [31].

A combinação de estudos da evolução dinâmica do sistema a partir de modelos microscópicos, com resultados de análises de dados de experimentos de colisões de íons pesados a partir de modelos térmicos macroscópicos, tem proporcionado grande progresso na determinação das características do *fireball* como, por exemplo, o grau de termalização atingido pelos sistemas formados nas colisões.

3.2 O Modelo Estatístico-Termodinâmico

O grande objetivo dos experimentos de colisões de íons pesados relativísticos é criar condições necessárias para investigar o diagrama de fases da matéria hadrônica, especialmente a esperada

transição de fase para um estado de quarks e glúons deconfinados. Nestes experimentos, as multiplicidades hadrônicas são um dos principais observáveis capazes de fornecer informações sobre a natureza, a composição e o volume do sistema formado. A atual conjectura acerca da evolução do sistema criado nestas colisões prevê a existência de um primeiro *freeze out* químico a uma temperatura T_Q , em que seriam definidas as proporções entre as diversas espécies hadrônicas (cessamento das interações inelásticas), seguido por um *freeze out* térmico a uma temperatura mais baixa T_K , em que os hádrons deixariam de interagir elasticamente (veja figura 1.4). Assim, a análise das abundâncias ou razões entre abundâncias de partículas produzidas permite investigar as propriedades químicas do sistema, enquanto que a análise do espectro de momento destas partículas pode revelar informações sobre evolução dinâmica e fluxo coletivo [20]. A concepção da existência de um meio partônico em equilíbrio térmico local (QGP) e sua subsequente hadronização sugere que um certo grau de equilíbrio químico seja alcançado entre os constituintes hadrônicos [20], e é exatamente este o ponto explorado pelos modelos estatístico-termodinâmicos.

Na mecânica estatística, os observáveis termodinâmicos são obtidos através do cálculo de médias sobre todo o espaço de fase acessível de ensembles estatísticos [20]. Dentro desta abordagem, o sistema criado em uma colisão de íons pesados relativísticos é tratado como um gás ideal de hádrons e ressonâncias, descritos por distribuições térmicas locais, e considerando os parâmetros de *freeze out* comuns a todas as espécies de partículas [33].

As quantidades conservadas nas interações fortes são os números quânticos bariônico B , de carga Q e de estranheza S^1 . No tratamento estatístico, é possível impor essa conservação de maneira exata (ensemble canônico) ou na média (ensemble grande-canônico) dependendo das caracte-

¹Existem outras quantidades que também são conservadas nas interações fortes, entretanto, as relevantes para este trabalho são apenas as três citadas no texto.

terísticas do sistema. Em colisões centrais de íons pesados, um grande número de partículas é produzido, de forma que o tratamento grande-canônico é bastante razoável. Entretanto, é preciso tomar cuidado ao tratar colisões periféricas ou centrais de baixa energia (menores que 2 ou 4 GeV por par de núcleon). Nestes casos, o tratamento canônico se torna importante [20].

3.2.1 O Ensemble Grande-Canônico

Na abordagem grande-canônica (GC) é permitido ao sistema trocar partículas com o ambiente, de modo que os números quânticos B , Q e S são conservados na média a partir da introdução dos potenciais químicos μ_B , μ_Q e μ_S , respectivamente.

A quantidade básica necessária para calcular os observáveis termodinâmicos no formalismo da mecânica estatística é a função de partição Z do sistema. A função de partição é responsável por relacionar as propriedades microscópicas de um sistema com os parâmetros termodinâmicos de uma amostra macroscópica [34].

Considerando um gás ideal composto de uma única espécie hadrônica i com níveis de energia de partícula única $\{\epsilon_i^1, \epsilon_i^2, \dots\}$ e correspondentes números de ocupação $\{n_i^1, n_i^2, \dots\}$, a função de partição grande-canônica Z_i^{GC} pode ser escrita como [33, 20]:

$$Z_i^{GC}(V, T, \mu_i) = \text{Tr} \left[e^{-\beta(\hat{H} - \mu_i \hat{N})} \right], \quad (3.1)$$

onde \hat{H} é o operador hamiltoniano, \hat{N} é o operador número, e $\beta \equiv 1/T$. Calculando o traço em 3.1, temos:

$$Z_i^{GC}(V, T, \mu_i) = \sum_{\{n_i^j\}} \langle n_i^1, n_i^2, \dots | e^{-\beta(\hat{H} - \mu_i \hat{N})} | n_i^1, n_i^2, \dots \rangle \quad (3.2)$$

$$= \sum_{\{n_i^j\}} e^{-\beta[(\epsilon_i^1 n_i^1 + \epsilon_i^2 n_i^2 + \dots) - \mu_i(n_i^1 + n_i^2 + \dots)]} \quad (3.3)$$

$$= \prod_{\text{estados } j} \left(\sum_{n_i^j} e^{-\beta(\epsilon_i^j - \mu_i)n_i^j} \right). \quad (3.4)$$

Usando que, para férmions os números de ocupação permitidos são 0 e 1, e para bósons são ilimitados (0,1,2,3,...),

$$Z_i^{GC}(V, T, \mu_i) = \prod_{\text{estados } j} \left(1 \pm e^{-\beta(\epsilon_i^j - \mu_i)} \right)^{\pm 1}, \quad (3.5)$$

onde o sinal (+) refere-se a um gás de férmions, e o sinal (−) refere-se a um gás de bósons.

Tomando o logaritmo da função de partição, temos:

$$\ln Z_i^{GC}(V, T, \mu_i) = \sum_{\text{estados } j} \ln \left(1 \pm e^{-\beta(\epsilon_i^j - \mu_i)} \right)^{\pm 1}. \quad (3.6)$$

No limite termodinâmico, a somatória pode ser substituída por uma integral no espaço de momento,

$$\ln Z_i^{GC}(V, T, \mu_i) = \frac{g_i V}{(2\pi)^3} \int d^3 p \ln \left(1 \pm e^{-\beta(E_i - \mu_i)} \right)^{\pm 1}, \quad (3.7)$$

onde g_i é o fator de degenerescência de spin-isospin da partícula i , V é o volume do sistema, e $E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2}$, onde m_i é a massa de repouso da partícula i .

Para o caso de um gás ideal com múltiplas componentes hadrônicas de volume V e temperatura T , a função de partição total é dada pelo produto das funções de partição de cada componente i ,

$$Z^{GC}(V, T, \{\mu_i\}) = \prod_{\text{espécies } i} Z_i^{GC}(T, V, \mu_i) \quad (3.8)$$

$$\ln Z^{GC}(V, T, \{\mu_i\}) = \sum_{\text{espécies } i} \ln Z_i^{GC}(T, V, \mu_i)$$

$$= \sum_{\text{espécies } i} \frac{g_i V}{(2\pi)^3} \int d^3 p \ln \left(1 \pm e^{-\beta(E_i - \mu_i)} \right)^{\pm 1}. \quad (3.9)$$

Nas interações fortes não é exatamente o número de partículas que é conservado, e sim os números quânticos bariônico, de estranheza e de carga (B , S e Q , respectivamente), de modo que $\mu_i = B_i \mu_B + S_i \mu_S + Q_i \mu_Q$, onde μ_B , μ_S e μ_Q são os potenciais químicos conjugados que garantem a conservação dos números quânticos na média. Assim, reescrevendo a expressão 3.9:

$$\ln Z^{GC}(V, T, \mu_B, \mu_S, \mu_Q) = \sum_{\text{espécies } i} \frac{g_i V}{(2\pi)^3} \int d^3 p \ln \left(1 \pm \lambda_B^{B_i} \lambda_S^{S_i} \lambda_Q^{Q_i} e^{-\beta E_i} \right)^{\pm 1}, \quad (3.10)$$

onde $\lambda_B = e^{\beta \mu_B}$, $\lambda_S = e^{\beta \mu_S}$ e $\lambda_Q = e^{\beta \mu_Q}$ são as fugacidades.

Uma vez conhecida a função de partição, é possível obter as grandezas termodinâmicas por simples derivação parcial:

$$N_i^{GC} = \lambda_i \frac{\partial \ln Z^{GC}}{\partial \lambda_i}, \quad (3.11)$$

$$S^{GC} = \frac{\partial (T \ln Z^{GC})}{\partial T}, \quad (3.12)$$

$$P^{GC} = \frac{\partial (T \ln Z^{GC})}{\partial V}, \quad (3.13)$$

$$E^{GC} = T^2 \frac{\partial \ln Z^{GC}}{\partial T}, \quad (3.14)$$

onde N_i^{GC} é o número de partículas da espécie i , S^{GC} é a entropia, P^{GC} é a pressão e E^{GC} a energia média do sistema. A última é obtida através da primeira lei da termodinâmica ($dE = TdS - PdV + \sum_i \mu_i dN_i$) [33].

Escrevendo explicitamente a expressão para a multiplicidade de partículas da espécie i , a partir

de 3.9 e 3.11 temos:

$$\begin{aligned}
N_i^{GC} &= \frac{g_i V}{(2\pi)^3} \int d^3 p \frac{e^{-\beta(E_i - \mu_i)}}{1 \pm e^{-\beta(E_i - \mu_i)}} \\
&= \frac{g_i V}{(2\pi)^3} \int d^3 p e^{-\beta(E_i - \mu_i)} \sum_{k=0}^{\infty} (\mp e^{-\beta(E_i - \mu_i)})^k \\
&= \frac{g_i V}{(2\pi)^3} \sum_{k=1}^{\infty} (\mp 1)^{k+1} \int d^3 p e^{-k\beta(E_i - \mu_i)} \\
&= \frac{g_i V}{2\pi^2} \sum_{k=1}^{\infty} (\mp 1)^{k+1} \frac{m_i^2 T}{k} e^{k\beta\mu_i} K_2(km_i/T) \\
&= \frac{g_i V}{2\pi^2} \sum_{k=1}^{\infty} (\mp 1)^{k+1} \frac{m_i^2 T}{k} \lambda_B^{kB_i} \lambda_S^{kS_i} \lambda_Q^{kQ_i} K_2(km_i/T), \tag{3.15}
\end{aligned}$$

onde $K_2(km_i/T)$ é a função de Bessel modificada. Expressões similares também podem ser obtidas para a energia, entropia e pressão. A aproximação de Maxwell-Boltzmann clássica é obtida considerando apenas o primeiro termo da soma em k na expressão 3.15:

$$N_i^{GC} = \frac{g_i V}{2\pi^2} m_i^2 T \lambda_B^{B_i} \lambda_S^{S_i} \lambda_Q^{Q_i} K_2\left(\frac{m_i}{T}\right). \tag{3.16}$$

Esta aproximação é, geralmente, suficiente para a maior parte das partículas. O emprego de estatística quântica (Fermi-Dirac ou Bose-Einstein) requer o cálculo de somas infinitas ou integrais numéricas, o que dificulta consideravelmente a resolução do problema. Além disso, a função de distribuição de Bose-Einstein é incluída nos integrandos de todas as quantidades termodinâmicas para bósons, e diverge quando

$$e^{\beta(E_i - \mu_i)} \equiv e^{\beta(\sqrt{p^2 + m_i^2} - \mu_i)} = 1. \tag{3.17}$$

Assim, para evitar condensação de Bose-Einstein é preciso que os potenciais químicos de todos os

bósons no gás de hádrons sejam menores que suas massas ($\mu_i < m_i$). Dessa forma, para um gás de píons, káons e hádrons mais pesados [33],

$$|\mu_Q| < m_{\pi^+} = 0,13957 \text{ GeV}, \quad (3.18)$$

$$|\mu_S| < m_{K^0} = 0,49767 \text{ GeV}, \quad (3.19)$$

$$|\mu_S + \mu_Q| < m_{K^+} = 0,49368 \text{ GeV}. \quad (3.20)$$

Em geral, estas restrições são impostas na implementação da abordagem estatístico-termodinâmica quando aplicada no estudo de sistemas formados em colisões nucleares relativísticas, dado que nestes casos não se espera que ocorra a condensação. Entretanto, é preciso deixar claro que estas imposições são feitas devido à limitação do modelo.

3.2.2 O Ensemble Canônico

No formalismo canônico os números quânticos B , S e Q são conservados exatamente. Esta abordagem se torna importante em casos de sistemas pequenos, como os criados em colisões p+p, p+p̄ e p+A. Em colisões nucleares A+A, o tratamento canônico só é necessário para baixas energias ($\sqrt{s_{NN}} \sim 2 \text{ GeV}$) ou em colisões periféricas. Para colisões centrais em altas energias como as do SPS ou RHIC, acredita-se que o tratamento grande-canônico seja suficiente [20].

A função de partição canônica na aproximação de Maxwell-Boltzmann pode ser obtida em termos da função de partição grande-canônica a partir de:

$$Z_{B,S,Q} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} d\phi_B e^{-iB\phi_B} \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} d\phi_S e^{-iS\phi_S} \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} d\phi_Q e^{-iQ\phi_Q}$$

$$\times \exp \left[\sum_{\text{hádrons } j} \frac{g_j V}{(2\pi)^3} \int d^3 p e^{-\beta E_j} e^{i(B_j \phi_B + S_j \phi_S + Q_j \phi_Q)} \right], \quad (3.21)$$

onde as variáveis ϕ_B , ϕ_S e ϕ_Q são introduzidas na representação integral de funções delta de Kronecker para impor a conservação exata das quantidades B , S e Q . Uma dedução detalhada é dada na referência [33].

Conhecida a função de partição do sistema, as quantidades termodinâmicas são calculadas por simples derivação parcial. Em particular, a multiplicidade de partículas da espécie i é obtida introduzindo-se uma fugacidade fictícia λ_i . Multiplicando a função de partição para uma espécie z_i^1 por λ_i em $Z_{B,S,Q}$, diferenciando em relação a λ_i , e finalmente fazendo $\lambda_i = 1$, temos:

$$N_i^{B,S,Q} = \left. \frac{\partial \ln Z_{B,S,Q}(\lambda_i)}{\partial \lambda_i} \right|_{\lambda_i=1}. \quad (3.22)$$

Na aproximação de Maxwell-Boltzmann, a expressão 3.22 fica:

$$\begin{aligned} N_i^{B,S,Q} &= \left(\frac{Z_{B-B_i, S-S_i, Q-Q_i}}{Z_{B,S,Q}} \right) \frac{g_i V}{(2\pi)^3} \int d^3 p e^{-\beta E_i} \\ &= \left(\frac{Z_{B-B_i, S-S_i, Q-Q_i}}{Z_{B,S,Q}} \right) N_i^{GC} \Big|_{\mu_i=0}, \end{aligned} \quad (3.23)$$

onde $Z_{B-B_i, S-S_i, Q-Q_i}$ é a função de partição com os números quânticos da partícula i excluídos, $Z_{B,S,Q}$ é a função de partição total, e N_i^{GC} é a multiplicidade da espécie i obtida com a aproximação de Maxwell-Boltzmann na abordagem grande-canônica para $\mu_i = 0$ ou $\lambda_B^{B_i} \lambda_S^{S_i} \lambda_Q^{Q_i} = 1$ (veja a expressão 3.16).

O fator multiplicativo $(Z_{B-B_i, S-S_i, Q-Q_i}/Z_{B,S,Q})$ que aparece na expressão 3.23 fazendo com que o resultado da aproximação de Maxwell-Boltzmann no tratamento canônico seja diferente do

resultado obtido com o tratamento grande-canônico com todos os potenciais químicos iguais a zero, depende apenas dos parâmetros termodinâmicos e dos números quânticos de cada partícula.

No limite de volume muito grande, o resultado canônico tende ao resultado grande-canônico:

$$\lim_{V \rightarrow \infty} \left(\frac{Z_{B-B_i, S-S_i, Q-Q_i}}{Z_{B, S, Q}} \right) = e^{B_i \mu_B / T} e^{S_i \mu_S / T} e^{Q_i \mu_Q / T}. \quad (3.24)$$

Na prática, o cálculo da função de partição canônica envolve diversas integrações numéricas e é utilizado somente nos casos de sistemas muito pequenos ($B < 10$).

3.2.3 O Ensemble S-Canônico

A abordagem S-canônica (ou estranheza-canônica) consiste de uma formulação mista, onde o número quântico de estranheza S é tratado canonicamente (a conservação exata de S é imposta dentro de um volume canônico) enquanto os números quânticos bariônico e de carga (B e Q) são tratados grande-canonicamente. Esta abordagem é interessante quando o número de partículas no sistema não é muito grande, o que torna a conservação média dos números quânticos questionável. Neste sentido, o número quântico de estranheza S é a primeira quantidade afetada, uma vez que é tipicamente a menos abundante comparada com B e Q . Assim, o ensemble S-canônico (SC) é útil em casos intermediários, em que o sistema não é pequeno ao ponto da abordagem grande-canônica de B e Q não ser aplicável, mas também, não é grande o suficiente para que a estranheza possa ser conservada na média.

Na aproximação de Maxwell-Boltzmann, a função de partição para um gás de hádrons de es-

tranheza S é escrita como [33]:

$$Z_S = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} d\phi_S e^{-iS\phi_S} \exp \left(\sum_{\text{hádrons } j} \frac{g_j V}{(2\pi)^3} \int d^3 p e^{-\beta(E_j - \mu_j)} e^{iS_j \phi_S} \right), \quad (3.25)$$

onde $\mu_i = B_i \mu_B + Q_i \mu_Q$ e ϕ_S foi introduzido para conservar S exatamente. Novamente, uma vez conhecida a função de partição, obtêm-se as quantidades termodinâmicas relevantes a partir de derivações parciais.

Escrevendo explicitamente a expressão para a multiplicidade de partículas, a partir da aproximação de Maxwell-Boltzmann, temos:

$$N_i^{SC} = \left. \frac{\partial \ln Z_S(\lambda_i)}{\partial \lambda_i} \right|_{\lambda_i=1} \quad (3.26)$$

$$= \left(\frac{Z_S - s_i}{Z_S} \right) \frac{g_i V}{(2\pi)^3} \int d^3 p e^{\beta(E_i - B_i \mu_B - Q_i \mu_Q)} \quad (3.27)$$

$$= \left(\frac{Z_S - s_i}{Z_S} \right) N_i^{GC} \Big|_{\mu_S=0}. \quad (3.28)$$

Assim como foi mostrado no tratamento canônico, o resultado com a aproximação de Maxwell-Boltzmann no caso do ensemble S-canônico difere do resultado obtido para o tratamento grande-canônico com $\mu_S = 0$ apenas por fatores multiplicativos. Estes fatores dependem fortemente do volume onde a conservação exata de estranheza é imposta, e tendem rapidamente para $\lambda_S^{S_i}$ com o aumento do tamanho do sistema.

3.3 Considerações Adicionais

3.3.1 Contribuição de partículas instáveis

Em um experimento de colisão de íons pesados, muitas das partículas que chegam aos detectores são produto do decaimento de partículas mais pesadas criadas primordialmente na reação ou cascatas. Dessa forma, a multiplicidade final medida experimentalmente para uma determinada partícula é composta por partículas produzidas diretamente na reação e partículas provenientes de decaimentos. Neste segundo grupo, existe ainda uma divisão entre as contribuições de diferentes processos de decaimento, ou seja, eletromagnético, fraco ou forte.

O tratamento das diferentes contribuições de decaimentos é feito de modo a separar aqueles que podem ser realmente observados pelo detector daqueles que não podem. Este tratamento é dependente da geometria do detector, mas o critério comumente adotado baseia-se no comprimento de decaimento ($c\tau$) da partícula em questão.

Do ponto de vista do tratamento estatístico-termodinâmico para descrever a produção de partículas, a contribuição de ressonâncias e hádrons pesados que em geral decaem por processos fortes ou eletromagnéticos ($c\tau$ muito pequeno, veja tabela 1.1) é implementada diretamente na formulação do modelo. Por exemplo, para píons a multiplicidade final fica dada por [33]:

$$N_\pi = N_\pi^{prim} + \sum_{\text{espécies } j} N_j^{prim} Br(j \rightarrow \pi), \quad (3.29)$$

onde N_π é a multiplicidade final de π , N_π^{prim} é a multiplicidade de π primordiais, N_j^{prim} é a multiplicidade primordial dos hádrons da espécie j , e $Br(j \rightarrow \pi)$ é a fração do decaimento da espécie j em π dentre todos os possíveis canais de decaimento de j . Esta grandeza é denominada *Branching*

ratio.

Em contrapartida, a contribuição de partículas que decaem por processos fracos ($c\tau \sim \text{cm}$) é dependente da geometria de cada detector e, portanto, complicada de ser incorporada no modelo. Dessa forma, a correção devido a essa contribuição é, em geral, aplicada diretamente nos dados experimentais.

3.3.2 Desvios do equilíbrio no setor de estranheza

Em colisões centrais de íons pesados nas energias do RHIC ou superiores, acredita-se que um alto grau de termalização seja atingido, mesmo no setor de estranheza. Entretanto, possíveis desvios do equilíbrio neste setor podem ocorrer para energias mais baixas ou colisões periféricas. Alguns trabalhos [35, 36] mostram que mesmo a utilização da abordagem canônica para o tratamento da estranheza não é suficiente para descrever os dados experimentais, evidenciando a necessidade de considerar um possível equilíbrio incompleto de partículas estranhas. Este problema é tratado introduzindo um parâmetro puramente fenomenológico, $\gamma_S^{|S_i|}$, que multiplica o fator de Boltzmann na função de partição, onde $|S_i|$ é o número de estranheza de valência dos quarks e anti-quarks na espécie i . Para o caso da abordagem grande-canônica, a função de partição 3.10 fica:

$$\ln Z^{GC}(V, T, \mu_B, \mu_S, \mu_Q, \gamma_S) = \sum_{\text{espécies } i} \frac{g_i V}{(2\pi)^3} \int d^3p \ln \left(1 \pm \lambda_B^{B_i} \lambda_S^{S_i} \lambda_Q^{Q_i} \gamma_S^{|S_i|} e^{-\beta E_i} \right)^{\pm 1}. \quad (3.30)$$

Dessa forma, para $\gamma_S = 1$ o equilíbrio no setor de estranheza é totalmente atingido, enquanto que os desvios do equilíbrio são indicados por valores de $\gamma_S < 1$.

3.4 O Pacote THERMUS

A formulação do modelo estatístico-termodinâmico para estudar a produção de partículas em colisões de íons pesados relativísticos está disponível publicamente no pacote THERMUS [37]. O THERMUS consiste de um conjunto de classes e funções desenvolvidas em C++ e incorporadas ao ambiente de programação orientada a objeto ROOT [38], compondo uma ferramenta bastante versátil e poderosa no estudo termodinâmico de dados experimentais de colisões nucleares. A atual versão do THERMUS conta com as três diferentes abordagens apresentadas anteriormente (grande-canônica, canônica e S-canônica) e permite realizar somente análises químicas. Funções para analisar *freeze out* cinemático ou espectros de momento ainda não foram implementadas.

Dentro de cada formalismo, o THERMUS realiza um ajuste baseado em minimização de χ^2 a partir de um conjunto de multiplicidades ou razões de multiplicidades de partículas introduzido pelo usuário, retornando os valores calculados para os parâmetros termodinâmicos. Para cada ensemble, existe um determinado conjunto de parâmetros que podem ser ajustados, além de alguns vínculos associados aos potenciais químicos que também podem ser fornecidos baseados nas condições iniciais dos eventos a serem estudados. Abaixo, segue uma descrição resumida de cada formalismo:

- **Ensemble grande-canônico:** permite realizar o ajuste dos parâmetros T , μ_B , μ_S , μ_Q , γ_S e R , assumindo um sistema (*fireball*) esférico de raio R ($V = 4\pi R^3/3$). Além disso, o usuário também pode vincular o potencial químico de carga μ_Q à razão $B/2Q$ dada pelos núcleos incidentes, e o potencial químico de estranheza μ_S à densidade inicial de estranheza S/V (em geral nula).
- **Ensemble canônico:** permite realizar o ajuste dos parâmetros T , B , S , Q , γ_S e R . Uma vez que todos os números quânticos são conservados exatamente, neste ensemble não há nenhum

tipo de vínculo que possa ser imposto pelas condições iniciais.

- **Ensemble S-canônico:** permite realizar o ajuste dos parâmetros T , μ_B , μ_Q , γ_S , R_c e R , onde R_c é o raio canônico ou raio de correlação, e define um volume no qual a estranheza deve ser exatamente conservada. Neste ensemble é possível definir a estranheza (deve ser um número inteiro) dentro do volume de correlação, e é possível vincular o potencial químico de carga com a razão $B/2Q$ dada pelas condições iniciais.

Para os ensembles grande-canônico e S-canônico, os cálculos podem ser feitos utilizando estatística quântica ou apenas a aproximação clássica de Maxwell-Boltzmann. Também é possível nestes casos vincular o potencial químico bariônico μ_B com a razão primordial E/N (energia média por hádron), $n_b + n_{\bar{b}}$ (a densidade primordial de bárions mais anti-bárions), ou s/T^3 (densidade de entropia primordial normalizada pela temperatura elevada ao cubo). Em todos os três casos, as larguras de massa das ressonâncias podem ser incluídas nos cálculos. Para maiores detalhes sobre o pacote THERMUS, é indicada a leitura das referências [33, 39], onde os autores do programa descrevem em maiores detalhes o método utilizado.

Existem, também, outros pacotes de análises termodinâmicas disponíveis publicamente. Os mais conhecidos são: SHARE (*Statistical HAdronization with REsonances*) [40] e THERMINATOR (*Thermal heavy-ion generator*) [41]. O SHARE é um pacote disponível em FORTRAN e *Mathematica* que permite ajustar e calcular multiplicidades de partículas dados valores iniciais para os parâmetros termodinâmicos. Possui também um fator de saturação de quarks leves γ_q além do fator de saturação de estranheza γ_S como traz o THERMUS. O pacote THERMINATOR é um gerador de eventos baseado em Monte Carlo, escrito em C++ e dentro dos padrões do ambiente ROOT que permite estudar os sistemas formados em colisões de íons pesados relativísticos através

de simulações com modelos térmicos de produção de partículas. Com o THERMINATOR é possível gerar multiplicidades hadrônicas e calcular espectros de momento, levando em conta a evolução espaço-temporal das partículas produzidas e os decaimentos de ressonâncias em cascatas.

Os três pacotes de análise termodinâmica citados acima (THERMUS, SHARE e THERMINATOR) são todos bastante recentes, e seus desenvolvimentos vêm sendo motivados pelo grande sucesso que estes modelos fenomenológicos têm apresentado na descrição de dados experimentais. Neste trabalho, optou-se pela utilização do pacote THERMUS por conter todas as características requeridas para as análises e possuir uma interface simples de utilização.

Capítulo 4

Procedimentos e Metodologia

Neste capítulo iremos apresentar os procedimentos e a metodologia adotada para a realização das análises.

4.1 Introdução

O principal objetivo deste trabalho é estudar a produção de partículas em colisões de íons pesados relativísticos à luz do modelo estatístico-termodinâmico. Neste sentido, a hipótese fundamental a ser considerada nas análises que se seguem é a de que o sistema formado nestas colisões esteja termalizado, ou seja, que o comportamento de cada elemento que compõe o sistema possa ser descrito através de quantidades médias tomadas sobre o sistema como um todo. Para determinar as regiões onde os mecanismos de produção térmica de partículas são dominantes e poder inferir sobre o grau de termalização, vamos investigar as propriedades termodinâmicas em função da centralidade, distribuição de rapidez e energia da colisão.

4.2 Escolha do Ensemble

Para as energias estudadas neste trabalho ($\sqrt{s_{NN}} \sim 62,4 - 200 \text{ GeV}$), o número de interações e o número de partículas produzidas nos estágios finais das colisões é suficientemente grande para justificar o uso da abordagem grande-canônica na análise dos dados experimentais. Estudos mostram [42] que o formalismo totalmente canônico (B , S e Q conservados exatamente) é necessário somente para o tratamento de sistemas muito pequenos, com $B < 10$. Mesmo o número quântico de estranheza pode ser tratado grande-canonicamente em colisões centrais de Pb+Pb ou Au+Au, nas energias do SPS ou RHIC, respectivamente. Por outro lado, em colisões periféricas o tratamento canônico de S pode ser necessário.

Neste trabalho, as análises foram todas feitas utilizando-se o formalismo grande-canônico e considerando estatística quântica (Fermi-Dirac e Bose-Einstein). Além disso, para dar conta de possíveis desequilíbrios no setor de estranheza, também foi considerada a introdução do fator de saturação de estranheza γ_S (veja 3.3.2). Assim, a menos que seja explicitado de forma diferente no decorrer do texto, as análises foram feitas com o ensemble grande-canônico da maneira descrita acima.

No ensemble grande-canônico, é possível obter a temperatura de *freeze out* químico T_Q , os potenciais químicos bariônico μ_B , de estranheza μ_S e de carga μ_Q , o fator de saturação de estranheza γ_S , e o raio do sistema formado R (considerando um *fireball* esférico). Quando se utiliza razões de multiplicidades, a informação sobre o volume do sistema é cancelada, e então, o raio R não pode ser determinado. Desta forma, este último não foi considerado nas análises. O potencial químico de carga μ_Q foi mantido fixo em zero, amparado pelo fato de que as razões entre π^- e π^+ são muito próximas da unidade para os dados experimentais analisados, como será visto no

próximo capítulo. Além disso, o fator γ_S corresponde a uma forma de medir o grau de equilíbrio no setor de estranheza e só faz sentido para valores entre 0 e 1. Assim, esta restrição foi imposta nos ajustes para impedir que valores fora do intervalo aceitável pudessem produzir falsos mínimos e, conseqüentemente, desviar os parâmetros termodinâmicos para valores incorretos. Com isso, a fim de estabelecer um estudo sistemático, as análises foram sempre feitas ajustando os parâmetros T , μ_B , μ_S e γ_S de acordo com as condições discutidas neste parágrafo. Nenhum tipo de vínculo com as condições iniciais foi utilizado.

4.3 Razões entre Multiplicidades de Partículas

A utilização de razões ao invés das próprias multiplicidades de partículas produzidas é conveniente porque cancela as distorções devido a efeitos de fluxo, superposição de *fireballs*, entre outros, que deveriam ser incluídas no cálculo das densidades hadrônicas (N_i/V) a partir do modelo termodinâmico [43, 44]. Além disso, em alguns experimentos (principalmente os do tipo colisor), a cobertura em rapidez é limitada e, em geral, os dados são apresentados como densidades de partículas obtidas em y igual a zero ($dN/dy|_{y=0}$). A utilização dessas densidades no lugar de multiplicidades integradas é justificada admitindo-se a validade do modelo de Bjorken [45, 46] e esta suposição é razoável em casos de colisões totalmente centrais, em que se pode considerar uma expansão cilíndrica ao longo do eixo z , ou quando é tomada uma média sobre vários eventos [46].

O modelo termodinâmico é bastante sensível às razões utilizadas, de modo que a escolha do conjunto de razões a ser considerado nas análises é de fundamental importância. A estratégia consiste em utilizar razões entre anti-partículas e partículas, e razões entre (anti) partículas e píons. Para visualizar de maneira simplificada como os parâmetros termodinâmicos são obtidos a partir

dessas razões, podemos considerar a aproximação de Maxwell-Boltzmann na abordagem grande-canônica. Neste caso, a densidade de partículas primordiais da espécie i pode ser escrita como (veja equação 3.16):

$$n_i^{GC} = \frac{g_i}{2\pi^2} \gamma_s^{|S_i|} m_i^2 T K_2(m_i/T) e^{\mu_i/T}. \quad (4.1)$$

Assim, calculando as razões entre anti-partícula e partícula, temos:

$$\frac{n_i^{GC}}{n_i^{GC}} = \frac{\frac{g_i}{2\pi^2} \gamma_s^{|S_i|} m_i^2 T K_2(m_i/T) e^{-\mu_i T}}{\frac{g_i}{2\pi^2} \gamma_s^{|S_i|} m_i^2 T K_2(m_i/T) e^{\mu_i T}} = \exp(-2\mu_i/T), \quad (4.2)$$

onde se pode notar que é possível determinar a relação entre μ_i e T [47]. Essas razões são pouco afetadas pelas correções devido à contribuição de decaimentos fracos, comumente chamadas de correções de *feeddown*. As correções, em geral, precisam ser aplicadas diretamente aos dados experimentais, uma vez que dependem da geometria de cada detector, e são bastante parecidas entre partículas e anti-partículas, de forma que acabam se cancelando na razão.

Para o caso das razões de partícula ou anti-partícula sobre píons, a relação fica:

$$\begin{aligned} \frac{n_i^{GC}}{n_\pi^{GC}} &= \frac{\frac{g_i}{2\pi^2} \gamma_s^{|S_i|} m_i^2 T K_2(m_i/T) e^{\mu_i/T}}{\frac{g_\pi}{2\pi^2} \gamma_s^{|S_\pi|} m_\pi^2 T K_2(m_\pi/T) e^{\mu_\pi/T}} \\ &= \gamma_s^{|S_i|} \frac{g_i m_i^2 K_2(m_i/T) \exp(\mu_i/T)}{g_\pi m_\pi^2 K_2(m_\pi/T) \exp(\mu_\pi/T)}, \end{aligned} \quad (4.3)$$

onde é possível identificar γ_s e T , e junto com μ_i/T dado pela razão entre anti-partícula e partícula, também determinar μ_i . Entretanto, as correções devido à contribuição de decaimentos fracos nestas razões são importantes, pois diferentes partículas são corrigidas de maneiras diferentes, tornando a influência destas razões na determinação dos parâmetros termodinâmicos muito mais complicada de ser analisada [47]. Assim, é importante escolher um conjunto de razões que seja capaz de

fornecer as informações que se deseja e tentar utilizar sempre as mesmas razões nas diferentes análises, permitindo que comparações entre os resultados obtidos sejam feitas de forma coerente.

As partículas à disposição na maior parte dos conjuntos de dados experimentais analisados são:

- Mésons: π^- , π^+ , K^- , K^+ e ϕ ;
- Bárions: p , \bar{p} , Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ^- , $\bar{\Xi}^+$, Ω e $\bar{\Omega}$.

Neste trabalho, tentou-se criar um conjunto fixo de razões que fosse capaz de fornecer as informações necessárias para que as grandezas termodinâmicas de interesse pudessem ser ajustadas da forma mais completa possível. Dessa forma, a partir do conjunto de partículas apresentado acima, as razões em geral consideradas foram: π^-/π^+ , K^-/K^+ , \bar{p}/p , $\bar{\Lambda}/\Lambda$, $\bar{\Xi}/\Xi$, K^-/π^- , ϕ/π^- , ϕ/K^- , \bar{p}/π^- , $\bar{\Lambda}/\pi^-$, $\bar{\Xi}/\pi^-$, $(\Omega+\bar{\Omega})/\pi^-$ e $(\Omega+\bar{\Omega})/\phi$. O número de combinações possíveis é muito maior¹, mas algumas dessas combinações trazem a mesma informação que outras, como por exemplo, uma vez consideradas as razões π^-/π^+ , K^-/K^+ e K^-/π^- , a razão K^+/π^+ é o resultado de combinação das anteriores, e portanto, não acrescenta informação adicional sobre o sistema. De maneira simplificada, as informações que se pode obter a partir do conjunto de razões considerado podem ser resumidas em:

- π^-/π^+ : útil para definir a razão entre partículas carregadas negativamente e positivamente, uma vez que π^+ e π^- (juntamente com π^0) são as partículas mais abundantes ($\sim 70\%$ somando os três) e portanto refletem o número de partículas carregadas do sistema como um todo;
- K^-/K^+ e Ω/ϕ : permitem obter a relação entre quarks e anti-quarks s , e é importante para determinar o potencial químico de estranheza μ_S ;

¹Considerando 12 diferentes espécies de partículas é possível formar até 66 diferentes razões.

- \bar{p}/p , $\bar{\Lambda}/\Lambda$ e $\bar{\Xi}/\Xi$: são importantes para definir a relação entre anti-matéria e matéria, principalmente a razão \bar{p}/p , uma vez que os prótons e anti-prótons são os bárions e anti-bárions mais leves e, portanto, os mais abundantes. Além disso, esta razão também é importante para determinar o “poder de frenamento²”, ou *stopping power*, dos feixes na colisão;
- p/π : define a razão entre bárions e mésons, e é importante para determinar a temperatura do sistema;
- K/π , ϕ/π , ϕ/K , Λ/π , Ξ/π e Ω/π : ajudam a definir a proporção entre as densidades de quarks s e quarks u e d , além de também terem papel importante na determinação da temperatura de *freeze out* químico.

4.4 Etapas do Ajuste com o Modelo Estatístico-Termodinâmico

Escolhido o ensemble e definido o conjunto de razões de multiplicidades de partículas a ser utilizado na análise, o procedimento consiste em determinar os parâmetros termodinâmicos que melhor descrevem as razões experimentais. Isto é feito através de ajustes que utilizam o critério de minimização da quantidade χ^2 , definido como:

$$\chi^2 = \sum \frac{(V_{exp} - V_{modelo})^2}{\sigma_{exp}^2}, \quad (4.4)$$

onde V_{exp} é o valor da razão experimental, V_{modelo} é o valor da razão calculada pelo modelo, e σ_{exp} é o erro experimental. Os valores de χ^2 em ajustes deste tipo são importantes para determinar o grau de confiabilidade do ajuste, permitindo dizer quão significativas são as informações obtidas.

²O poder de frenamento é uma medida da fração dos núcleos incidentes que é parada na colisão, ou seja, quanto maior é a “transparência” dos núcleos incidentes na colisão, mais próximo da unidade é o valor da razão \bar{p}/p .

Para ilustrar como os parâmetros termodinâmicos são obtidos a partir das razões experimentais, considere um sistema com apenas π^\pm , \bar{p} e p , onde as razões hipotéticas seriam dadas por: $\pi^-/\pi^+ = 1,00$; $\bar{p}/p = 0,80$; e $\bar{p}/\pi^- = 0,05$. Usando a aproximação de Maxwell-Boltzmann, como mostrado nas equações 4.2 e 4.3, obtém-se:

$$\frac{\pi^-}{\pi^+} = \exp\left(\frac{-2\mu_Q}{T}\right) = 1,00 \quad \Rightarrow \quad \mu_Q = 0 \text{ (para } T > 0), \quad (4.5)$$

$$\frac{\bar{p}}{p} = \exp\left(\frac{-2\mu_B}{T}\right) = 0,80 \quad \Rightarrow \quad e^{\mu_B/T} = \frac{1}{\sqrt{0,8}}, \quad (4.6)$$

$$\frac{\bar{p}}{\pi^-} = \frac{g_p}{g_\pi} \frac{m_p^2}{m_\pi^2} \frac{K_2(m_p/T)}{K_2(m_\pi/T)} e^{-\mu_B/T} = 0,05. \quad (4.7)$$

Nesta última relação, $g_p/g_\pi = 4/3$ e $m_p/m_\pi \approx 6,7$. Dessa forma, resta apenas a razão entre as funções de Bessel, que depende apenas da temperatura. Olhando para o gráfico da razão $K_2(m_p/T)/K_2(m_\pi/T)$ em função de T (figura 4.1), determina-se a temperatura que satisfaz a relação 4.7:

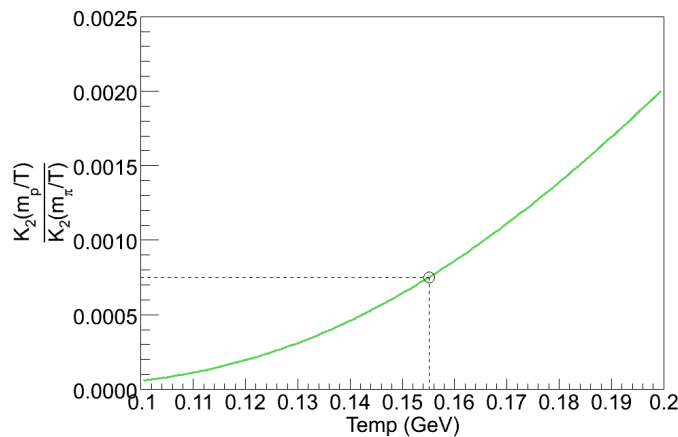


Figura 4.1: Razão entre as funções de Bessel $K_2(m_p/T)$ e $K_2(m_\pi/T)$ em função da temperatura T .

$$\frac{K_2(m_p/T)}{K_2(m_\pi/T)} = \left(\frac{\bar{p}}{\pi^-}\right) \frac{g_p}{g_\pi} \frac{m_\pi^2}{m_p^2} e^{\mu_B/T} = 0,00075 \quad \Rightarrow \quad T = 155 \text{ MeV}. \quad (4.8)$$

Finalmente, uma vez conhecida a temperatura, determina-se o potencial químico bariônico a partir da equação 4.6:

$$\mu_B = \frac{T}{2} \ln \left(\frac{1}{0,8} \right) \approx 17 \text{ MeV}. \quad (4.9)$$

Com isso, obtêm-se os parâmetros termodinâmicos do sistema a partir das razões experimentais entre multiplicidades de partículas. Este exemplo corresponde a uma situação bastante simplificada e as análises reais são muito mais complicadas, envolvendo processos iterativos para determinar os parâmetros que melhor descrevem o conjunto completo de razões.

4.5 Correções devido à Contribuição de Decaimentos Fracos

Como foi discutido na seção 3.3.1, a contribuição de decaimentos fracos (*feeddown*) é complicada de ser implementada diretamente no modelo e, portanto, a correção correspondente precisa ser aplicada diretamente aos dados experimentais.

Dentre as partículas disponíveis citadas anteriormente, π , p e Λ contêm contribuições consideráveis de partículas mais pesadas que decaem por processo fraco. A tabela 4.1 mostra quais são os principais canais de decaimento que contribuem nas multiplicidades finais dessas partículas, junto com o comprimento de decaimento e o *branching ratio* em cada caso, segundo o PDG³. Os dados experimentais para π e Λ são corrigidos na maioria das vezes, porém, isto não acontece para p . Em geral, os prótons contêm as contribuições devido aos decaimentos fracos⁴ e precisam ser corrigidos antes de realizar o estudo termodinâmico. Os principais contribuintes para a multiplicidade final de prótons são Λ e Σ^+ . Existem diversos outros canais que também produzem prótons, porém, a con-

³Particle Data Group [5].

⁴Dados não corrigidos pelas contribuições devido a decaimentos fracos são comumente chamados de “inclusivos”.

Tabela 4.1: Principais canais de decaimento que contribuem para as multiplicidades finais de π , p e Λ .

	Canal	Comp. de Dec. ($c\tau$)	Branching Ratio
K_s^0	$\rightarrow \pi^+ + \pi^-$	2,6842 cm	(69,20±0,05)%
Λ	$\rightarrow p + \pi^-$	7,89 cm	(63,9±0,5)%
Σ^+	$\rightarrow p + \pi^0$	2,404 cm	(51,57±0,30)%
Σ^+	$\rightarrow n + \pi^+$	2,404 cm	(48,31±0,30)%
Σ^-	$\rightarrow n + \pi^-$	4,434 cm	(99,848±0,005)%
Ξ^-	$\rightarrow \Lambda + \pi^-$	4,91 cm	(99,887±0,035)%
Ξ^0	$\rightarrow \Lambda + \pi^0$	8,71 cm	(99,523±0,013)%
Ω	$\rightarrow \Lambda + K^-$	2,461 cm	(67,8±0,7)%

tribuição somada desses canais é desprezível e apenas as devido a Λ e Σ^+ são, de fato, relevantes.

Para efetuar a correção, o cálculo a ser feito é, basicamente:

$$N_p^{corr} = N_p^{incl} - N_\Lambda^{incl} Br(\Lambda \rightarrow p + \pi^-) - N_{\Sigma^+}^{incl} Br(\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0), \quad (4.10)$$

onde N_p^{corr} são os prótons corrigidos, N_p^{incl} são os prótons inclusivos, N_Λ^{incl} são os Λ 's inclusivos e $N_{\Sigma^+}^{incl}$ são os Σ^+ 's inclusivos. Em geral, os Λ 's são medidos experimentalmente, mas os Σ^+ 's não, dificultando o cálculo exato da correção total para os prótons. Assim, a contribuição devido aos Λ 's é obtida multiplicando-se as multiplicidades inclusivas medidas destas partículas pelo *branching ratio* do canal de decaimento associado (como mostra o segundo termo da expressão 4.10), enquanto a contribuição devido aos Σ^+ 's é estimada. Um estudo detalhado foi feito para avaliar o efeito desta correção de *feeddown* devido ao Σ^+ na razão de prótons nos parâmetros termodinâmicos obtidos com o modelo. No próximo capítulo será mostrado um estudo da dependência da temperatura T , dos potenciais químicos μ_B e μ_S , e do fator de saturação de estranheza γ_S em função de diferentes percentuais de correção aplicados às multiplicidades de prótons, para ajustes feitos com o modelo estatístico-termodinâmico utilizando o ensemble grande-canônico. A partir

deste estudo, espera-se poder inferir qual é a fração correta dos prótons detectados que é produzida primordialmente na reação. Esta correção é extremamente importante, uma vez que a principal razão afetada é p/π , que é fundamental para a determinação da temperatura de *freeze out* químico.

Capítulo 5

Análises e Resultados

Neste capítulo iremos apresentar os dados experimentais, as etapas de cada análise realizada e os resultados obtidos.

5.1 Introdução

O objetivo das análises apresentadas neste capítulo é utilizar cálculos com modelo estatístico-termodinâmico para averiguar o grau de equilíbrio químico atingido em colisões de íons pesados nas energias do RHIC. Um tratamento detalhado é dado à contribuição de *feeddown* de decaimentos fracos nas multiplicidades experimentais de prótons e anti-prótons, além de um estudo comparativo entre os resultados obtidos com diferentes conjuntos de razões para verificar a influência de cada partícula nos parâmetros termodinâmicos. A análise como um todo consiste no estudo da dependência dos parâmetros termodinâmicos com (i) a centralidade do evento (número de participantes na reação), (ii) a distribuição de rapidez das partículas produzidas e (iii) a energia depositada na reação ($\sqrt{s_{NN}}$).

5.2 Dados Experimentais

Os dados experimentais utilizados neste estudo correspondem a densidades de partículas produzidas (dN/dy) em colisões de íons de ouro (^{197}Au) nas energias de 62,4, 130 e 200 GeV por par de núcleon, colisões de íons de cobre (^{63}Cu) e colisões de prótons na energia de 200 GeV por par de núcleon. Analisando a produção de partículas para diferentes centralidades de colisão, diferentes regiões das distribuições de rapidez e diferentes energias, espera-se poder verificar o comportamento geral dos parâmetros termodinâmicos e se é possível obter uma descrição global do sistema formado nestas reações.

As tabelas apresentadas no apêndice B trazem os conjuntos de dados experimentais utilizados nas análises. Estes dados correspondem a resultados publicados de análises das colaborações STAR e BRAHMS, além de resultados ainda preliminares de análises da colaboração STAR.

Para estudar a dependência dos parâmetros termodinâmicos com o volume do sistema formado nas colisões de íons pesados relativísticos, foram utilizados dados de colisões de íons de ouro (^{197}Au) nas energias de 62,4 e 200 GeV por par de núcleon (referidos no decorrer do texto por Au+Au 62,4 GeV e Au+Au 200 GeV, respectivamente), dados de colisões de íons de cobre (^{63}Cu) na energia de 200 GeV por par de núcleon (Cu+Cu 200 GeV), além de dados de colisões próton-próton na energia de 200 GeV (p+p 200 GeV), todos coletados pelo experimento STAR do RHIC. Embora estes dados tenham todos sido coletados no mesmo experimento, existem incompatibilidades entre as centralidades apresentadas para cada espécie e, a fim de estabelecer um padrão, foram escolhidos determinados grupos de centralidades que deverão ser comuns a todas as espécies. Cada intervalo de centralidade está associado a um número médio de núcleons participantes na colisão $\langle N_{part} \rangle$, que pode ser obtido através do modelo de Glauber da maneira descrita em 2.2.2. Assim, admitindo

a validade deste modelo, os resultados das análises que se seguem serão apresentados em função de $\langle N_{part} \rangle$. A tabela 5.1 mostra os grupos de centralidades escolhidas para cada conjunto de dados, e os respectivos valores de $\langle N_{part} \rangle$.

Tabela 5.1: Intervalos de centralidade e respectivos números médios de participantes na colisão para cada conjunto de dados analisado.

Au+Au 200 GeV		Cu+Cu 200 GeV		Au+Au 62,4 GeV	
Centralidade	$\langle N_{part} \rangle$	Centralidade	$\langle N_{part} \rangle$	Centralidade	$\langle N_{part} \rangle$
0-5%	352 ± 4	0-10%	99 ± 1	0-20%	273 ± 4
5-10%	299 ± 7	10-20%	75 ± 1	20-40%	137 ± 10
10-20%	235 ± 8	20-30%	54 ± 1	40-60%	60 ± 8
20-30%	167 ± 9	30-40%	38 ± 1	60-80%	19 ± 4
30-40%	116 ± 9	40-60%	22 ± 1	—	—
40-60%	62 ± 9	—	—	—	—
60-80%	21 ± 6	—	—	—	—

Para adequar os dados às centralidades escolhidas mostradas na tabela 5.1 nos casos em que não se tinha o valor dN/dy para alguma partícula, foram feitos gráficos de dN/dy em função do número médio de participantes $\langle N_{part} \rangle$ e os valores correspondentes às centralidades desejadas foram obtidos a partir de interpolações entre os dois pontos existentes mais próximos, como ilustram os gráficos da figura 5.1. Esse procedimento foi realizado para obter conjuntos de dados homogêneos e permitir a realização de uma análise sistemática.

No estudo da dependência dos parâmetros termodinâmicos do sistema em função da rapidez das partículas produzidas, foram utilizados dados coletados pelo experimento BRAHMS (breve-mente descrito em 2.3), que é composto por um conjunto de detectores capazes de cobrir um largo intervalo de rapidez, inacessível para os outros experimentos realizados no RHIC. A tabela B.6 mostra o conjunto de dados utilizado. Neste caso, o conjunto de partículas disponível se restringe a apenas píons, káons e prótons (e as respectivas anti-partículas). Esses dados correspondem a

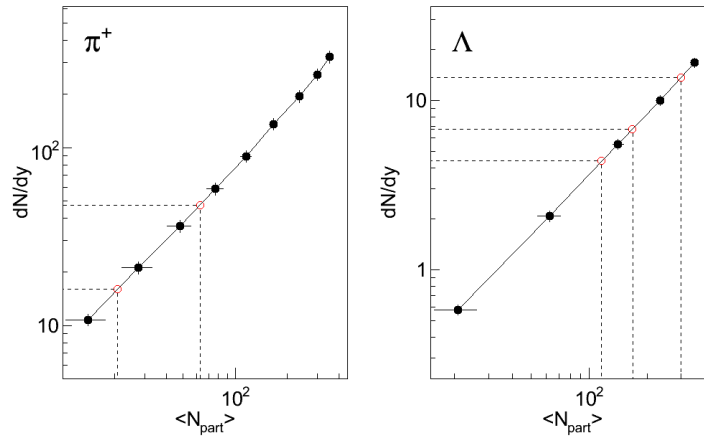


Figura 5.1: Densidades (dN/dy) de π^+ e Λ em função do número médio de participantes $\langle N_{part} \rangle$ para colisões Au+Au 200 GeV. Os círculos abertos representam os pontos calculados através da interpolação.

produção hadrônica em colisões de íons de ouro (^{197}Au) na energia de 200 GeV por par de núcleon, para diversos valores de rapidez. A figura 5.2 mostra as distribuições de rapidez para cada uma das partículas. As linhas tracejadas são ajustes feitos com distribuições gaussianas. Nestes dados, tanto as multiplicidades de píons como as de prótons já foram corrigidas pelas contribuições devido a decaimentos fracos [48, 49].

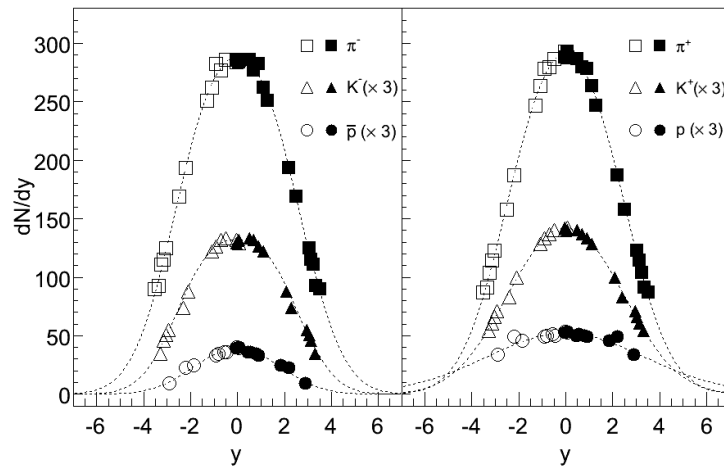


Figura 5.2: Distribuições de rapidez para π^- , K^- e \bar{p} (lado esquerdo), e π^+ , K^+ e p (lado direito) coletados pelo experimento BRAHMS [49, 48]. Os símbolos abertos correspondem a reflexões dos símbolos fechados.

Por último, no estudo da dependência dos parâmetros termodinâmicos com a energia da colisão, foram utilizados os dados de colisões Au+Au 62,4 e 200 GeV, correspondentes aos casos mais centrais mostrados na tabela 5.1, além de dados de colisões de Au+Au 130 GeV correspondentes à centralidade de 0-11%, apresentados na tabela B.2.

5.2.1 Contribuição de *feeddown* nas multiplicidades de (anti-)prótons

As multiplicidades das partículas π^\pm , $\bar{\Lambda}$ e Λ para os dados de Au+Au 62,4, 130 e 200 GeV, e p+p 200 GeV, já foram corrigidas subtraindo as contribuições devido aos decaimentos fracos. Entretanto, os prótons e anti-prótons mostrados nas tabelas do apêndice B não estão corrigidos, e para entender o efeito que diferentes correções produzem nos parâmetros termodinâmicos calculados com o modelo, foi feito um estudo preliminar para verificar a dependência dos resultados e tentar inferir a correção adequada a ser aplicada. Neste estudo, foram considerados apenas os dados referentes aos casos mais centrais de Au+Au 62,4 e 200 GeV, e Cu+Cu 200 GeV, usando o conjunto completo de razões descrito em 4.3.

Usando o ensemble grande-canônico e ajustando os parâmetros T , μ_B , μ_S e γ_S , foram considerados diferentes percentuais de correção (0-60%) para as multiplicidades de prótons e anti-prótons. Os gráficos da figura 5.3 ilustram os resultados obtidos para o comportamento dos parâmetros em função da correção aplicada (*feeddown*). Também foi considerado que a contribuição percentual sobre os prótons e anti-prótons é a mesma, de modo que somente a razão \bar{p}/π^- é afetada. Esta última consideração é amparada pelo fato das razões experimentais Λ/p e $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ serem bastante parecidas e, dado que a contribuição devido aos Λ 's é dominante ($\sim 30\%$), é razoável supor que na razão \bar{p}/p os efeitos de cada contribuição são cancelados.

Olhando para os gráficos mostrados na figura 5.3, nota-se em todos os casos uma dependência

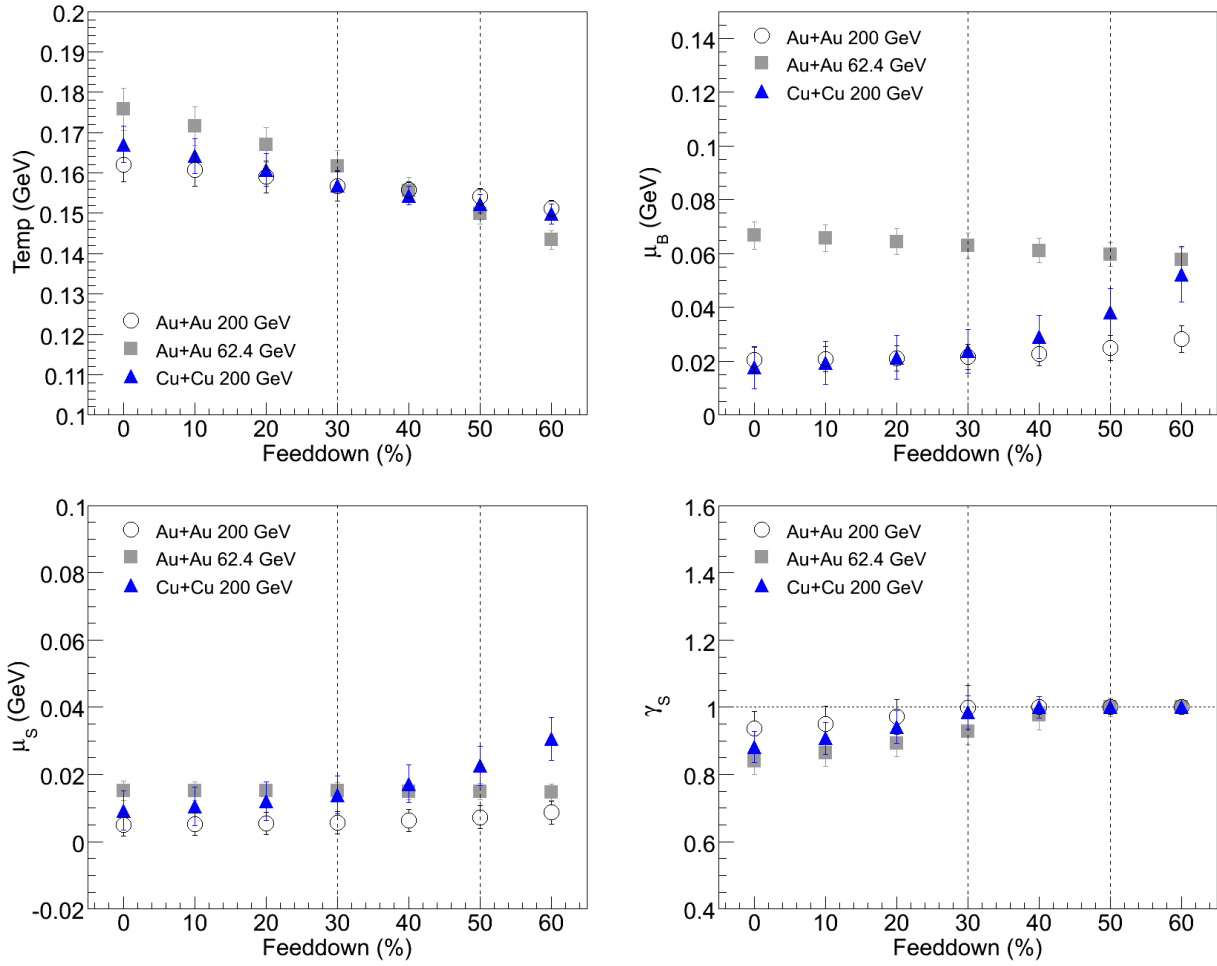


Figura 5.3: Resultados de ajustes feitos com o modelo termodinâmico em dados de colisões Au+Au 200 GeV (círculos), Au+Au 62,4 GeV (quadrados) e Cu+Cu 200 GeV (triângulos).

dos parâmetros com a correção aplicada dentro do intervalo completo de *feeddown* considerado.

A temperatura apresenta uma dependência bastante linear, mostrando-se mais pronunciada para o caso de Au+Au 62,4 GeV. O aumento do percentual de correção reduz o valor da razão \bar{p}/π^- , fazendo com que a temperatura também diminua, uma vez que o modelo precisa produzir menos anti-prótons para satisfazer o valor experimental.

Os potenciais químicos μ_B e μ_S , com exceção dos resultados de Cu+Cu 200 GeV, apresentam uma dependência bastante suave e são consistentes, dentro das barras de erro, com um valor

constante¹. Para Cu+Cu 200 GeV, o efeito da correção se destaca acima de 30%.

Finalmente, o comportamento do fator γ_S apresenta uma dependência linear para valores de *feeddown* menores que 30 ou 40%, e atinge o limite imposto no ajuste ($\gamma_S < 1$) acima destes valores. Assim como para a temperatura, a dependência de γ_S é bastante linear para os três conjuntos de dados, indicando que estes parâmetros são, de alguma forma, correlacionados. Olhando para a equação 4.3, esta correlação pode ser verificada notando que a variação na multiplicidade dos prótons força a redefinição da razão entre as funções de Bessel $K_2(m_p/T)/K_2(m_\pi/T)$, que por sua vez só pode acontecer com uma variação correspondente na temperatura. Esta variação na temperatura produz uma variação na razão entre as funções de Bessel das razões de partículas estranhas sobre píons que, então, é compensada com uma variação no fator γ_S . Dessa forma, a correção de *feeddown* aplicada parece ser importante para a determinação dos valores absolutos dos parâmetros termodinâmicos.

Sabe-se que a correção de *feeddown* não é nula e que somente com a contribuição dos Λ 's a correção já deve ser em torno de 30%. Além disso, é improvável que a correção total seja maior que 50% (incluindo as correções devido aos Σ^+ 's), de modo que o intervalo de incerteza da correção se restringe a 30-50%. Neste intervalo, o efeito da correção é reduzido e, mesmo os valores dos potenciais químicos para os dados de Cu+Cu 200 GeV são concordantes dentro das barras de erro.

Para calcular a correção de forma mais precisa (equação 4.10), é preciso conhecer os valores experimentais de Λ 's e Σ^+ 's. No entanto, somente Λ 's estão disponíveis nos conjuntos de dados experimentais apresentados e, então, foi preciso admitir um valor aproximado para a contribuição adicional devido aos Σ^+ 's. Resultados da literatura [50, 5] sugerem que a razão entre Σ^+ e Λ seja

¹No gráfico de μ_B vs *Feeddown*, os valores mais altos de Au+Au 62,4 GeV em relação a Au+Au 200 e Cu+Cu 200 GeV se devem ao frenamento dos núcleos incidentes na colisão, e este ponto será discutido com mais detalhes posteriormente.

em torno de 0,35. Usando este valor para estimar a correção total, temos:

$$N_p^{corr} = N_p^{incl} \left(1 - \frac{N_{\Lambda}^{incl}}{N_p^{incl}} \left[0,639 + 0,516 \underbrace{\frac{N_{\Sigma^+}^{incl}}{N_{\Lambda}^{incl}}}_{\sim 0,35} \right] \right). \quad (5.1)$$

Para estimar os valores das razões Σ^+/Λ e $\bar{\Sigma}^+/\bar{\Lambda}$, foram utilizados eventos simulados a partir do código HIJING B \bar{B} v2.1. Para Au+Au 200 GeV a simulação retornou os valores 0,37 e 0,38 para Σ^+/Λ e $\bar{\Sigma}^+/\bar{\Lambda}$, respectivamente; para Au+Au 62,4 GeV os valores foram 0,19 e 0,20; para Cu+Cu 200 GeV foram 0,20 e 0,19; e para p+p 200 GeV foram 0,20 e 0,18. A partir destes valores e dos dados experimentais de Λ/p e $\bar{\Lambda}/\bar{p}$, o fator de correção foi calculado para cada um dos conjuntos de dados e para cada uma das centralidades mostradas na tabela 5.1. A figura 5.4 mostra os resultados obtidos para os dados experimentais em função do número médio de participantes. Nestes cálculos,

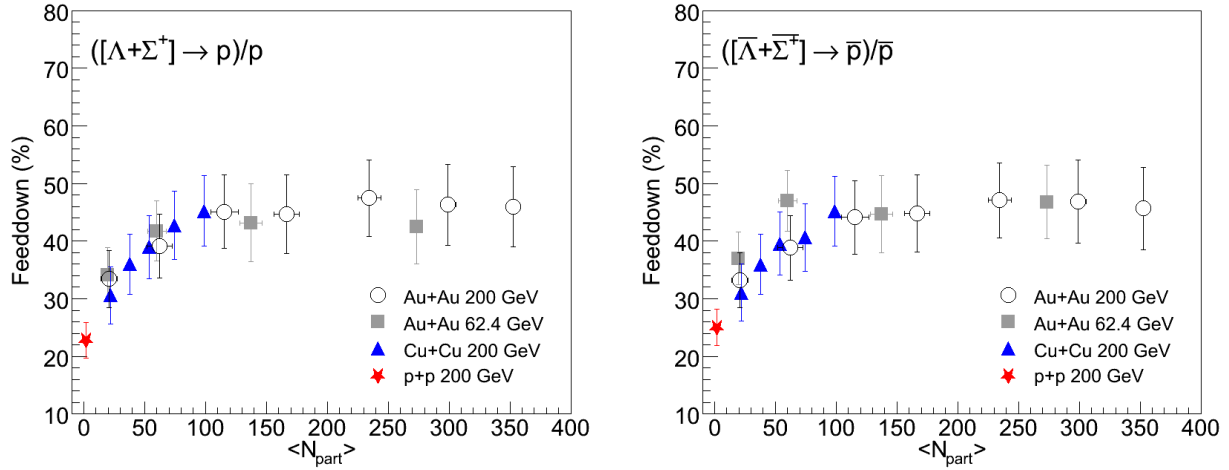


Figura 5.4: Variação das contribuições de *feeddown* para prótons (lado esquerdo) e anti-prótons (lado direito) em função do número médio de participantes para os conjuntos de dados Au+Au 200 GeV (círculos), Au+Au 62,4 GeV (quadrados), Cu+Cu 200 GeV (triângulos) e p+p 200 GeV (estrela).

foram considerados os erros experimentais das razões Λ/p , juntamente com uma incerteza de 20% associada à multiplicidade de Σ^+ . As correções calculadas da forma mostrada foram aplicadas aos

conjuntos de dados Au+Au 62,4, 130 e 200 GeV, Cu+Cu 200 GeV e p+p 200 GeV, e as análises que serão apresentadas a seguir foram todas feitas com os dados corrigidos.

5.2.2 Escolha do conjunto de razões

Antes de iniciar as análises para verificar a dependência dos parâmetros termodinâmicos com a centralidade do evento, rapidez das partículas produzidas e energia da colisão, foi feito um estudo considerando a inclusão de diferentes partículas no ajuste com o modelo termodinâmico, objetivando verificar qual a resposta do modelo em cada caso. Primeiramente, foram definidos cinco diferentes conjuntos de razões, com o primeiro e menor sendo constituído apenas por razões entre píons, káons e prótons (e as respectivas anti-partículas), e o último incluindo todas as partículas disponíveis. Abaixo segue a composição de cada conjunto:

- Conjunto A: $\frac{\pi^-}{\pi^+}, \frac{K^-}{K^+}, \frac{\bar{p}}{p}, \frac{K^-}{\pi^-}, \frac{\bar{p}}{\pi^-}$;
- Conjunto B: $\frac{\pi^-}{\pi^+}, \frac{K^-}{K^+}, \frac{\bar{p}}{p}, \frac{K^-}{\pi^-}, \frac{\phi}{\pi^-}, \frac{\phi}{K^-}, \frac{\bar{p}}{\pi^-}$;
- Conjunto C: $\frac{\pi^-}{\pi^+}, \frac{K^-}{K^+}, \frac{\bar{p}}{p}, \frac{\bar{\Lambda}}{\Lambda}, \frac{K^-}{\pi^-}, \frac{\phi}{\pi^-}, \frac{\phi}{K^-}, \frac{\bar{p}}{\pi^-}, \frac{\bar{\Lambda}}{\pi^-}$;
- Conjunto D: $\frac{\pi^-}{\pi^+}, \frac{K^-}{K^+}, \frac{\bar{p}}{p}, \frac{\bar{\Lambda}}{\Lambda}, \frac{\bar{\Xi}}{\Xi}, \frac{K^-}{\pi^-}, \frac{\phi}{\pi^-}, \frac{\phi}{K^-}, \frac{\bar{p}}{\pi^-}, \frac{\bar{\Lambda}}{\pi^-}, \frac{\bar{\Xi}}{\pi^-}$;
- Conjunto E: $\frac{\pi^-}{\pi^+}, \frac{K^-}{K^+}, \frac{\bar{p}}{p}, \frac{\bar{\Lambda}}{\Lambda}, \frac{\bar{\Xi}}{\Xi}, \frac{K^-}{\pi^-}, \frac{\phi}{\pi^-}, \frac{\phi}{K^-}, \frac{\bar{p}}{\pi^-}, \frac{\bar{\Lambda}}{\pi^-}, \frac{\bar{\Xi}}{\pi^-}, \frac{(\Omega + \bar{\Omega})}{\pi^-}, \frac{(\Omega + \bar{\Omega})}{\phi}$.

A partir destes conjuntos, foram feitos os ajustes dos parâmetros T , μ_B , μ_S e γ_S usando o ensemble grande-canônico e os resultados estão mostrados nos gráficos da figura 5.5. Nestas análises foram utilizados somente os dados mais centrais (0-5%) de Au+Au 200 GeV que, em princípio, correspondem ao caso onde o sistema formado tem maior probabilidade de satisfazer as condições de equilíbrio necessárias para a descrição estatístico-termodinâmica.

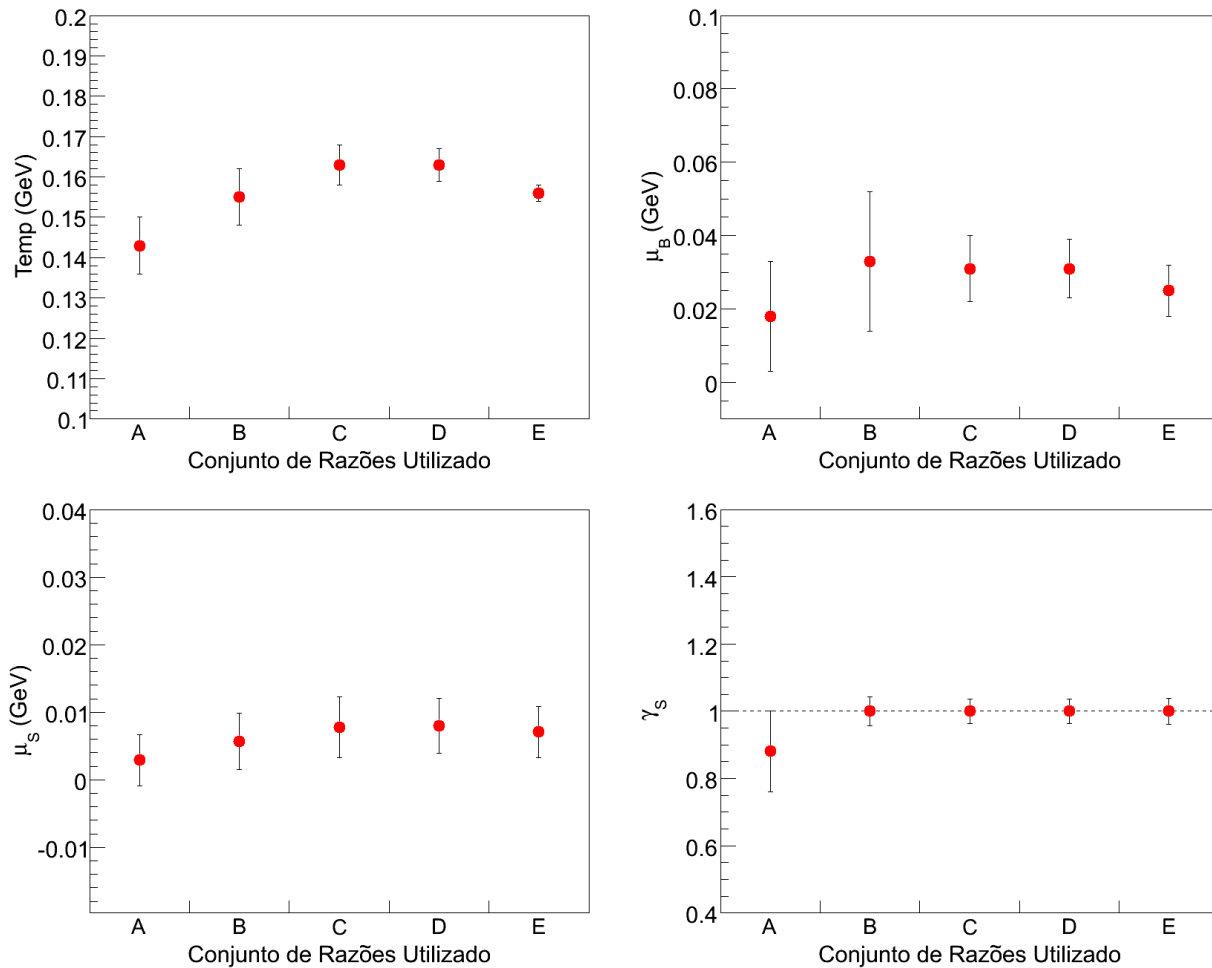


Figura 5.5: Resultados de ajustes com o modelo termodinâmico em dados de colisões centrais de Au+Au 200 GeV para diferentes conjuntos de razões.

Nos gráficos mostrados na figura 5.5, a temperatura parece ser o único parâmetro realmente afetado. Nota-se que a utilização de diferentes conjuntos de razões resulta em diferentes valores para a temperatura. Este efeito pode estar relacionado com a possibilidade de que o *freeze out* químico não seja homogêneo [51], e que a inclusão de razões de partículas de diferentes massas ou diferentes conteúdos de estranheza reflita na tendência em aumentar ou diminuir a temperatura, dado que o modelo utilizado na análise considera uma hiper-superfície homogênea de *freeze out* químico. Dessa forma, o resultado obtido com o conjunto mais completo (conjunto E) pode ser

interpretado como um valor médio para a temperatura de *freeze out* químico. Observa-se, também, que o aumento do número de razões faz com que as barras de erro do ajuste diminuam e que a inclusão somente de razões entre píons, káons e prótons (conjunto A) é insuficiente para determinar, de forma satisfatória, o fator de saturação de estranheza. Além disso, os gráficos dos ajustes sobre

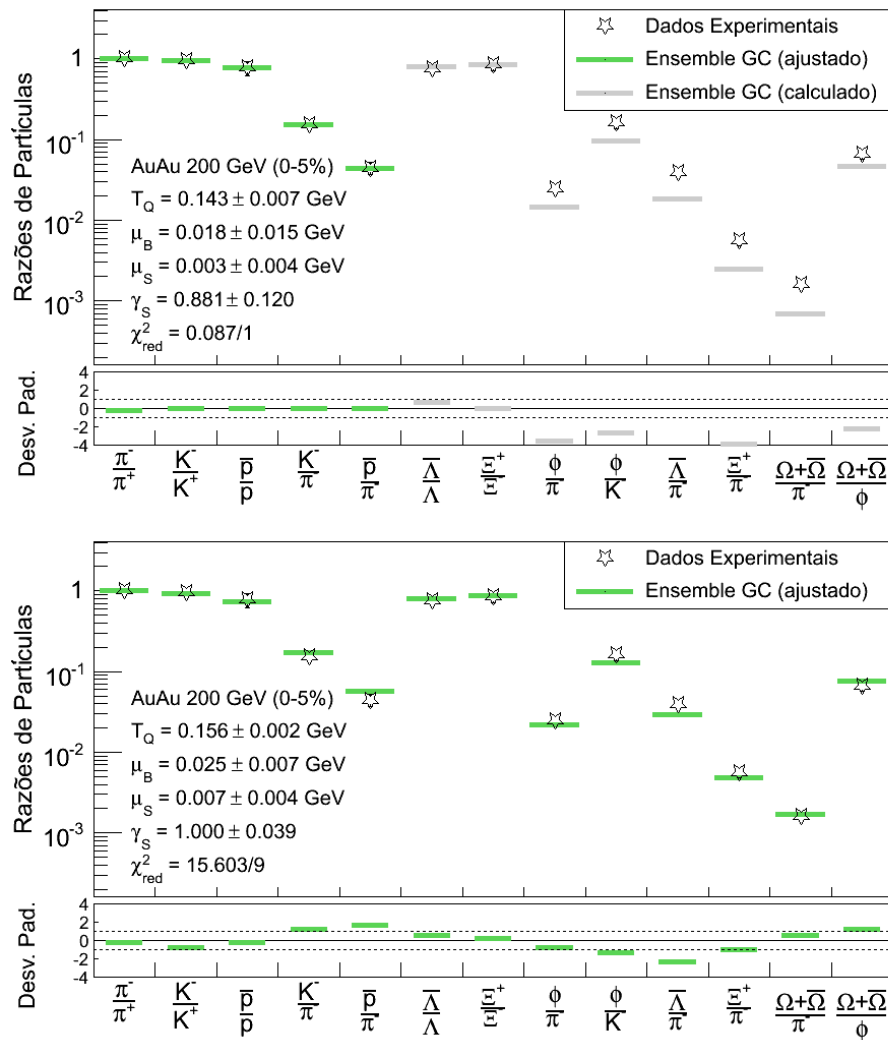


Figura 5.6: Resultados de ajuste com o modelo termodinâmico em dados de Au+Au 200 GeV para diferentes centralidades, considerando os conjuntos de razões A (gráfico superior) e E (gráfico inferior).

as razões para estes dois casos (figura 5.6) mostram que o resultado obtido com o conjunto A não é capaz de descrever as outras razões além das formadas pelas partículas π^\pm , K^\pm , \bar{p} e p , destacando

a necessidade de também incluí-las no ajuste. A partir destes resultados fica claro que o conjunto completo de razões (conjunto E) é o mais adequado para a realização do estudo termodinâmico, e será utilizado nas análises que se seguem.

5.3 Análises e Resultados

5.3.1 Estudo da Dependência com o Volume do Sistema

Após definida a correção devido à contribuição de decaimentos fracos nas multiplicidades de prótons e anti-prótons, e escolhido o conjunto de razões a ser utilizado nas análises, os ajustes com o modelo termodinâmico foram realizados para os conjuntos de dados Au+Au 62,4 e 200 GeV, Cu+Cu 200 GeV e p+p 200 GeV, para cada uma das respectivas centralidades mostradas na tabela 5.1. Exceto para os pontos referentes às centralidades mais periféricas de Au+Au 62,4 e 200 GeV, onde as razões $(\Omega + \bar{\Omega})/\pi^-$ e $(\Omega + \bar{\Omega})/\phi$ não estavam disponíveis, foram utilizadas todas as razões do conjunto E. Também é importante salientar que para os dados de Au+Au 62,4 e 200 GeV e p+p 200 GeV apresentados nas tabelas B.1, B.3 e B.5, respectivamente, as incertezas sistemáticas associadas à eficiência de reconstrução foram canceladas nas razões π^-/π^+ , K^-/K^+ , \bar{p}/p , K^-/π^- e \bar{p}/π^- , dado que todas as partículas envolvidas nestas razões são obtidas com o mesmo tipo de análise. Além disso, as incertezas associadas à extrapolação do modelo usado para integrar o espectro de momento transversal também foram canceladas nas razões entre anti-partícula e partícula (π^-/π^+ , K^-/K^+ e \bar{p}/p). A figura 5.7 mostra os gráficos de algumas razões utilizadas nas análises em função de $\langle N_{part} \rangle$.

Os parâmetros termodinâmicos obtidos com as análises estão mostrados na figura 5.8 e a figura 5.9 traz os valores de χ_{red}^2 obtidos em cada ajuste. O primeiro comentário a ser feito é em relação

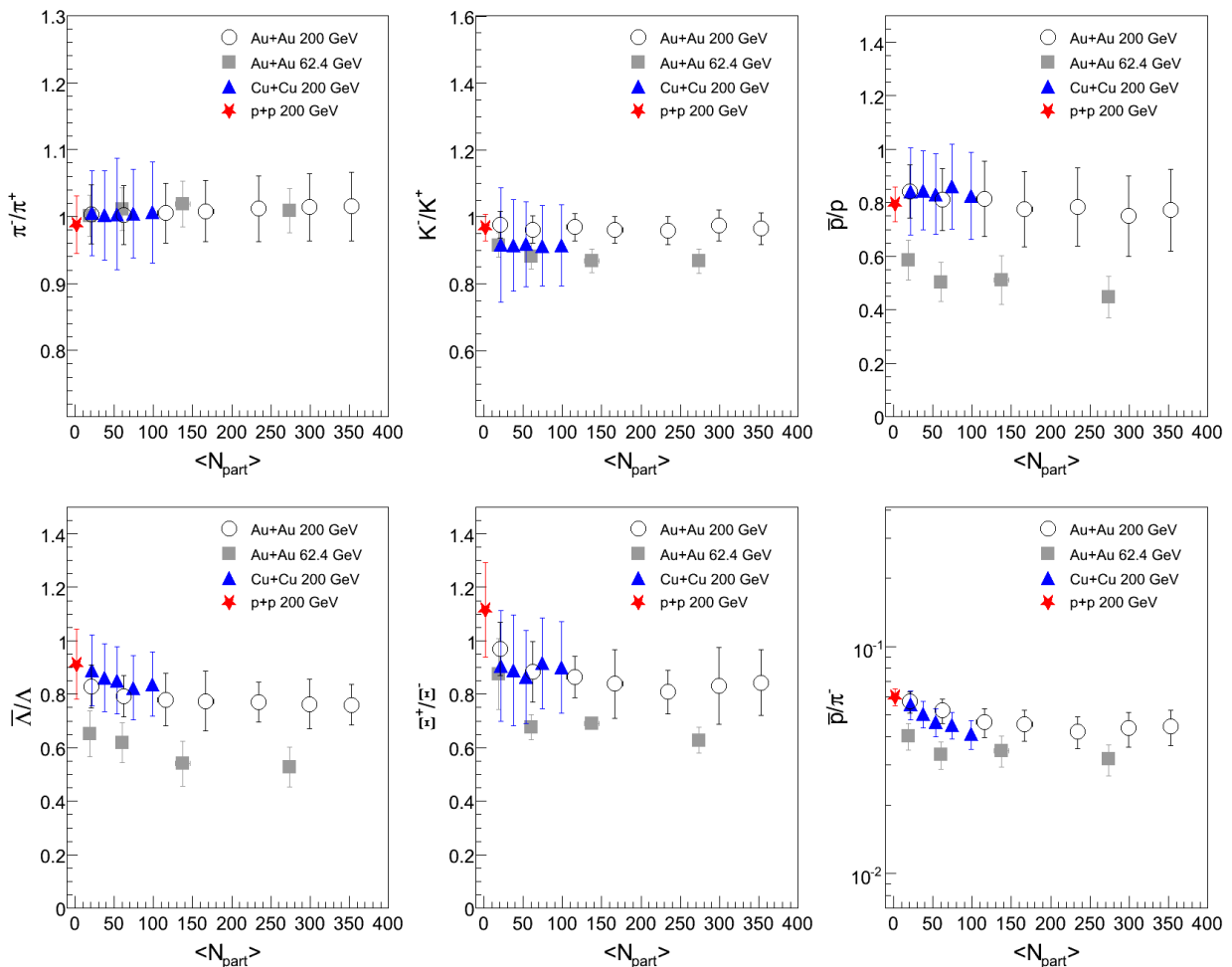


Figura 5.7: Algumas razões experimentais utilizadas nos ajustes com o modelo termodinâmico para os dados de Au+Au 62,4 (quadrados) e 200 (círculos), Cu+Cu 200 (triângulos) e p+p 200 GeV (estrela) em função de $\langle N_{part} \rangle$.

à qualidade dos ajustes. Os valores de χ_{red}^2 obtidos são razoavelmente bem comportados e bastante próximos da unidade, com quase todos os pontos dentro de um intervalo de confiança de 99% (aproximadamente de 0,19 a 2,62 para 9 graus de liberdade). Isto também pode ser confirmado olhando para o gráfico dos ajustes sobre as razões, mostrado na parte inferior da figura 5.6 para o caso mais central de Au+Au 200 GeV, onde é possível notar que o modelo é capaz de prever a maioria das razões dentro de um desvio de $1 \sigma_{exp}$ (incerteza experimental). As maiores diferenças ficam por conta das razões \bar{p}/π^- e $\bar{\Lambda}/\pi^-$, que são justamente as razões que envolvem partículas que

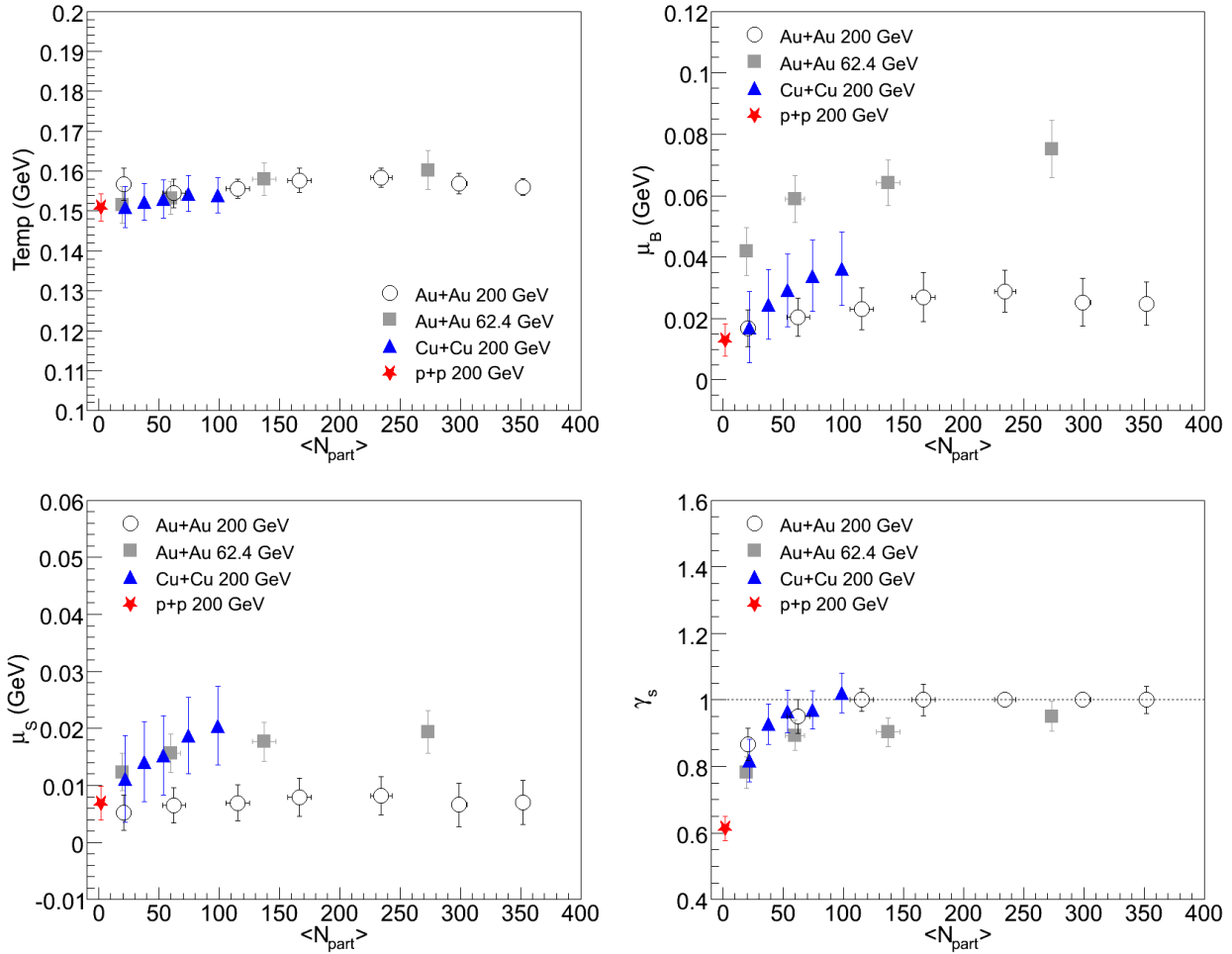


Figura 5.8: Parâmetros termodinâmicos obtidos a partir de ajustes com o THERMUS em dados de Au+Au 62,4 (quadrados) e 200 (círculos), Cu+Cu 200 (triângulos) e p+p 200 GeV (estrela) para diferentes centralidades de colisão.

sofreram correções de *feeddown*, cujos efeitos das correções não são cancelados. Nos gráficos dos parâmetros termodinâmicos, o comportamento da temperatura em função de $\langle N_{part} \rangle$ parece oscilar muito pouco, tanto entre diferentes conjuntos de dados como dentro de um mesmo conjunto, com os valores se distribuindo entre 150 e 160 MeV.

Os gráficos de μ_B e μ_S apresentam resultados interessantes. Primeiro, os valores obtidos com os dados de Au+Au 62,4 GeV são, sistematicamente, maiores que os obtidos com os dados de Au+Au 200 GeV, sugerindo que este efeito esteja relacionado com a energia da colisão $\sqrt{s_{NN}}$. A figura

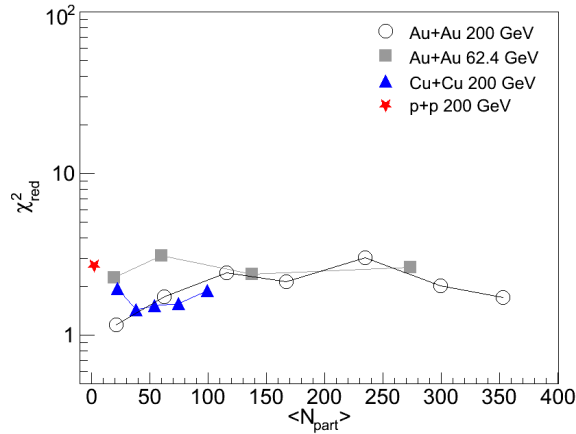


Figura 5.9: Valores de χ_{red}^2 obtidos nos ajustes com o THERMUS em dados de Au+Au 62,4 (quadrados) e 200 (círculos), Cu+Cu 200 (triângulos) e p+p 200 GeV (estrela) para diferentes centralidades de colisão.

5.7 mostra as razões K^-/K^+ , \bar{p}/p , $\bar{\Lambda}/\Lambda$ e $\bar{\Xi}/\Xi$ em função do número médio de participantes na colisão para os conjuntos de dados analisados. Estas razões são, em geral, as responsáveis por definir os potenciais químicos μ_B e μ_S , e portanto, devem influenciar o comportamento dos potenciais químicos. De fato, observa-se um comportamento equivalente nos gráficos destas razões, onde os dados de Au+Au 62,4 GeV sempre aparecem abaixo dos dados de Au+Au 200 GeV, indicando que em energias menores o número de partículas presentes no sistema é maior que o de anti-partículas. Dentre essas razões, \bar{p}/p está intimamente ligada ao poder de frenamento dos núcleos incidentes, que é inversamente proporcional à energia da colisão, de forma que a diferença observada entre os potenciais químicos nas diferentes energias pode ser interpretada como um reflexo da “transparência” da colisão, ou seja, quanto mais próximo de zero é o potencial químico, maior é a transparência entre os feixes incidentes. Finalmente, os resultados obtidos com os dados de Cu+Cu 200 GeV são bastante diferentes dos resultados de Au+Au 200 GeV para valores equivalentes de $\langle N_{part} \rangle$. O potencial químico de estranheza apresenta um expressivo aumento com o aumento de $\langle N_{part} \rangle$, o que não é observado para Au+Au 200 GeV. Por outro lado, as razões mostradas na figura 5.7 sugerem

que os sistemas formados em colisões Au+Au e Cu+Cu na energia de 200 GeV por par de núcleon sejam equivalentes para um mesmo valor de $\langle N_{part} \rangle$. Entretanto, embora os comportamentos das razões sejam bastante parecidos entre os dados de Au+Au e Cu+Cu, as barras de erro no segundo conjunto são bem maiores, principalmente nas razões que envolvem as partículas π^\pm , K^\pm , \bar{p} e p . O motivo dos erros nos dados de Cu+Cu 200 GeV serem maiores é que, diferentemente do que foi feito para os dados de Au+Au, os erros sistemáticos não foram cancelados. Isto porque estes dados ainda são resultados bastante preliminares e cálculos mais detalhados das diversas fontes de erro ainda não estão completos. No modelo termodinâmico, a incerteza associada a cada razão define a relevância desta razão no ajuste. Dessa forma, a diferença entre os “pesos” que são dados a cada razão durante o ajuste para os dois conjuntos de dados (Au+Au e Cu+Cu) pode estar criando uma falsa tendência no comportamento dos parâmetros. Para realizar uma comparação sistemática entre os resultados é preciso que pesos semelhantes sejam dados às razões dentro de cada conjunto de dados. Assim, apenas com o intuito de verificar a influência das incertezas no comportamento dos potenciais químicos, os erros associados às razões π^-/π^+ , K^-/K^+ , \bar{p}/p , K^-/π^- e \bar{p}/π^- , foram reduzidos a valores equivalentes aos das mesmas razões do conjunto de dados Au+Au 200 GeV. Os gráficos na figura 5.10 mostram os resultados obtidos com o THERMUS para os parâmetros termodinâmicos. Como pode ser visto, o efeito das barras de erro no ajuste com o modelo termodinâmico é realmente importante para a determinação dos potenciais químicos μ_B e μ_S . Já a temperatura e o fator de saturação de estranheza parecem não ser afetados. O comportamento geral dos parâmetros obtidos com os dados de Cu+Cu 200 GeV neste caso é muito mais parecido com os obtidos com os dados de Au+Au 200 GeV do que os mostrados nos gráficos da figura 5.8. No entanto, enquanto os dados finais das análises de Cu+Cu 200 GeV não estiverem concluídos para que seja possível realizar um estudo melhor das fontes de erro, a comparação entre os potenciais químicos dos dois

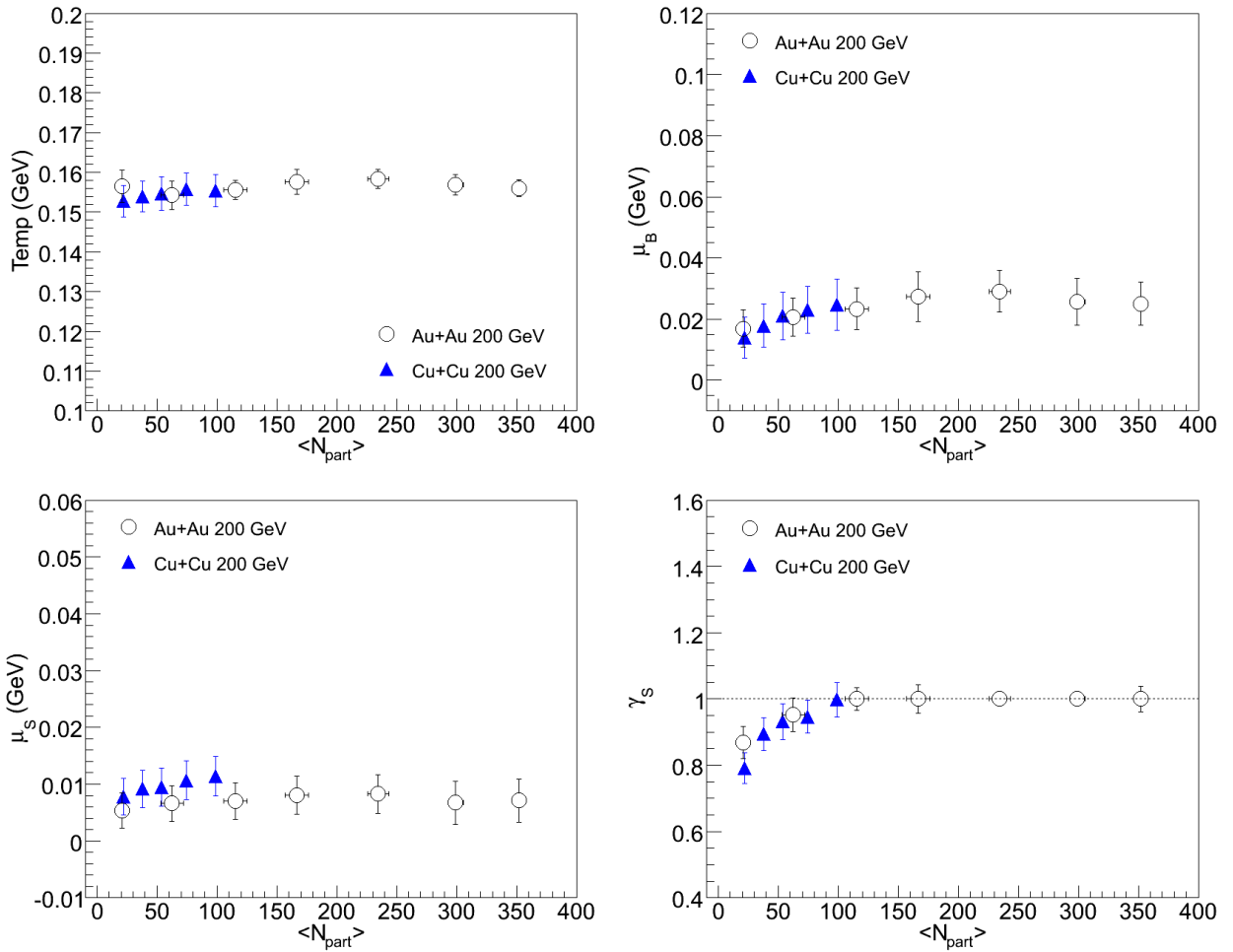


Figura 5.10: Comparação entre os parâmetros termodinâmicos obtidos com os dados de Au+Au 200 GeV e Cu+Cu 200 GeV.

sistemas (Au+Au e Cu+Cu) fica comprometida.

Finalmente, olhando para o gráfico de γ_s na figura 5.8, observa-se que para Au+Au 62,4 GeV o sistema parece não atingir o equilíbrio completo no setor de estranheza nem mesmo para o caso mais central. Por outro lado, os resultados obtidos com os dados de Au+Au 200 GeV e Cu+Cu 200 GeV mostram que em ambos os casos o sistema atinge o equilíbrio completo de quarks s para os casos centrais, exibindo desvios do equilíbrio (valores de $\gamma_s < 1$) para os casos periféricos. Os dois sistemas apresentam resultados bastante consistentes para valores de $\langle N_{part} \rangle$ equivalentes.

Nos dois casos, o fator γ_S deixa de ser 1 para valores de $\langle N_{part} \rangle$ menores que aproximadamente 100, indicando que os sistemas Au+Au e Cu+Cu são equivalentes do ponto de vista do fator γ_S , ou seja, o número médio de participantes parece ser um bom fator de escala para determinar o grau de equilíbrio da estranheza no sistema.

Na figura 5.8 também são mostrados os parâmetros termodinâmicos obtidos com dados de colisões p+p 200 GeV. Neste caso, sabe-se que o sistema formado na colisão não satisfaz as condições de equilíbrio necessárias para a aplicação do tratamento grande-canônico. O fator de saturação de estranheza obtido nesta análise ($\gamma_S \approx 0,60$) mostra que o modelo termodinâmico é sensível a esta deficiência, resultando em um valor que pode ser interpretado como uma forte supressão da produção de partículas estranhas. Uma extrapolação dos casos mais periféricos das colisões de íons pesados é bastante consistente com o resultado obtido com os dados de colisões p+p, indicando que o estado de equilíbrio do sistema nestes casos, ao menos em relação ao setor de estranheza, não satisfaz as condições necessárias para a aplicação da abordagem grande-canônica.

5.3.2 Estudo da Dependência com a Rapidez das Partículas Produzidas

Em uma colisão de íons pesados relativísticos nas energias do RHIC é esperado um alto grau de “transparência” entre os núcleos incidentes, de modo que na região central da distribuição de rapidez a diferença entre prótons e anti-prótons que emergem da reação é bastante próxima de zero. Este efeito sugere que a produção de partículas nesta região de rapidez seja dominada pela produção de pares. Entretanto, para regiões de valores elevados de rapidez, próximos da rapidez do feixe, a contaminação bariônica devido aos núcleos incidentes é significativa e outros mecanismos de produção de partículas se tornam relevantes. Estudar o comportamento das razões de densidades de partículas em função da rapidez é estudar a dependência dinâmica da produção de partículas nestas

reações e, a partir da aplicação do modelo estatístico-termodinâmico, espera-se poder verificar os limites em que a produção térmica de partículas é dominante.

Nesta análise, o conjunto de dados disponível é restrito somente a píons, káons, prótons e suas respectivas anti-partículas. Então, o conjunto de razões que pôde ser formado é equivalente ao conjunto A descrito em 5.2.2. Este conjunto não traz informações suficientes para uma determinação completa dos parâmetros termodinâmicos, de modo que, nas análises apresentadas a seguir a atenção estará voltada apenas para o comportamento dos parâmetros em função de diferentes regiões da distribuição de rapidez das partículas produzidas, e não para os valores absolutos. Além disso, olhando para a figura 5.2 ou para a tabela B.6, é possível notar que os valores experimentais não coincidem (em região de rapidez) para todas as partículas. De fato, somente para $y = \pm 0,05$ e $y = 0,9$ os dados experimentais coincidem, de maneira que foi necessário utilizar interpolações entre os pontos disponíveis para poder construir razões em regiões mais altas de rapidez. As regiões de rapidez exploradas nas análises correspondem a $y = 0,0$, $y = 0,9$, $y = 2,2$ e $y = 2,9$, onde os dois últimos casos foram obtidos através da interpolação entre os dois pontos experimentais mais próximos. Nestas interpolações, é importante notar que os valores escolhidos são bastante próximos dos pontos experimentais e, portanto, o erro sistemático associado deve ser desprezível.

Somado aos conjuntos de razões formados com os dados experimentais para os quatro valores de y citados acima, optou-se por expandir a análise ajustando uma soma de duas distribuições gaussianas nos dados [48, 49], de maneira a permitir um estudo cuidadoso do comportamento dos parâmetros termodinâmicos obtidos com o modelo e, talvez, tentar uma extrapolação para valores de y indisponíveis nos dados experimentais. As linhas tracejadas nos gráficos da figura 5.2 mostram os resultados dos ajustes gaussianos. Além disso, também foram utilizados dois conjuntos de dados simulados usando o código HIJING [52]. Duas versões do código foram utilizadas: uma cor-

respondendo à versão padrão HIJING v1.382, e outra à versão HIJING B \bar{B} v2.1 [53], que consiste de uma atualização da anterior, onde foram incluídas correções para tentar dar conta da anomalia bárion-méson e possíveis mecanismos de frenamento bariônico nas colisões nucleares. Também na versão 2.1, efeitos de campo de cor foram introduzidos para tentar melhorar as previsões de produção de partículas (multi) estranhas. Foram produzidas duas amostras com dez mil eventos cada, para colisões centrais de íons de ouro na energia de 200 GeV por par de núcleon, utilizando as duas versões do código. A figura 5.11 mostra as distribuições de rapidez obtidas com a simulação junto com os pontos dos experimentos BRAHMS e STAR². Em nenhum dos casos a simulação foi capaz de descrever os dados experimentais de maneira satisfatória. Olhando para estes gráficos, observa-se que a diferença é considerável em alguns casos. Assim, optou-se por normalizar a distribuição simulada pelo valor experimental em $y = 0$. Isso foi feito apenas para as distribuições obtidas com o HIJING B \bar{B} v2.1, uma vez que as formas destas distribuições eram mais próximas das distribuições dos dados experimentais. Os resultados obtidos estão representados pelas linhas verdes nos gráficos da figura 5.11. Finalmente, os gráficos mostrados na figura 5.12 ilustram os resultados obtidos no cálculo das razões a partir das distribuições da figura 5.11. Nestes gráficos, a divergência entre as diferentes abordagens fica ainda mais evidente para valores altos de rapidez ($|y| > 3$). Mesmo os ajustes gaussianos que parecem descrever os dados de forma satisfatória na figura 5.11 divergem nas regiões de alta rapidez.

²É importante notar que nos gráficos da figura 5.11 os erros nos dados do experimento BRAHMS são apenas estatísticos, enquanto que os dados do experimento STAR incluem os erros estatísticos e sistemáticos somados quadraticamente.

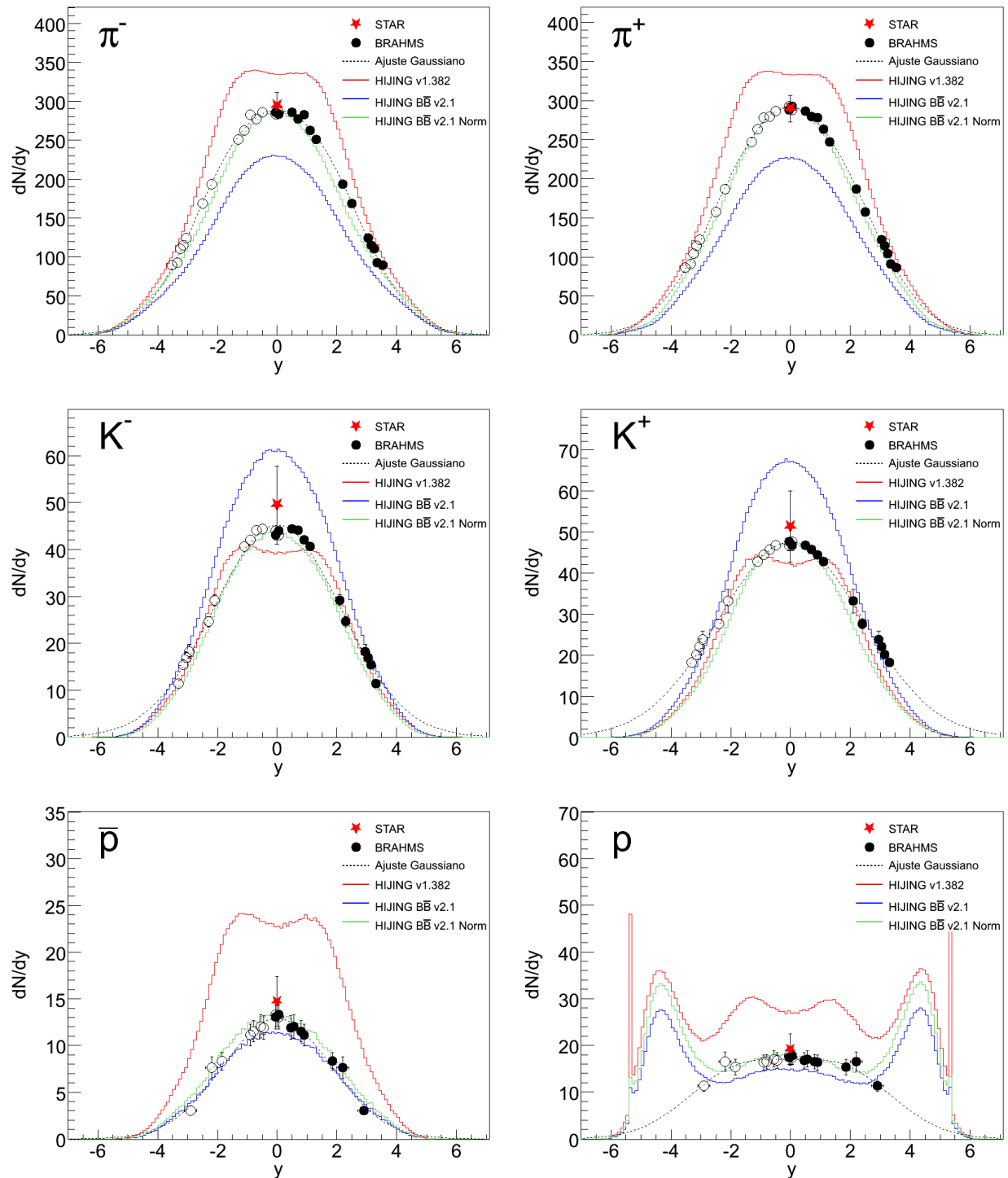


Figura 5.11: Distribuições de rapidez dos dados coletados pelos experimentos BRAHMS (círculos) e STAR (estrelas), junto com as distribuições obtidas com ajustes gaussianos sobre os dados (linha tracejada) e com a simulação (linhas vermelha - HIJING v1.383, azul - HIJING BB v2.1, e verde HIJING BB v2.1 normalizado pelo ponto experimental coletado pelo experimento BRAHMS em $y = 0$).

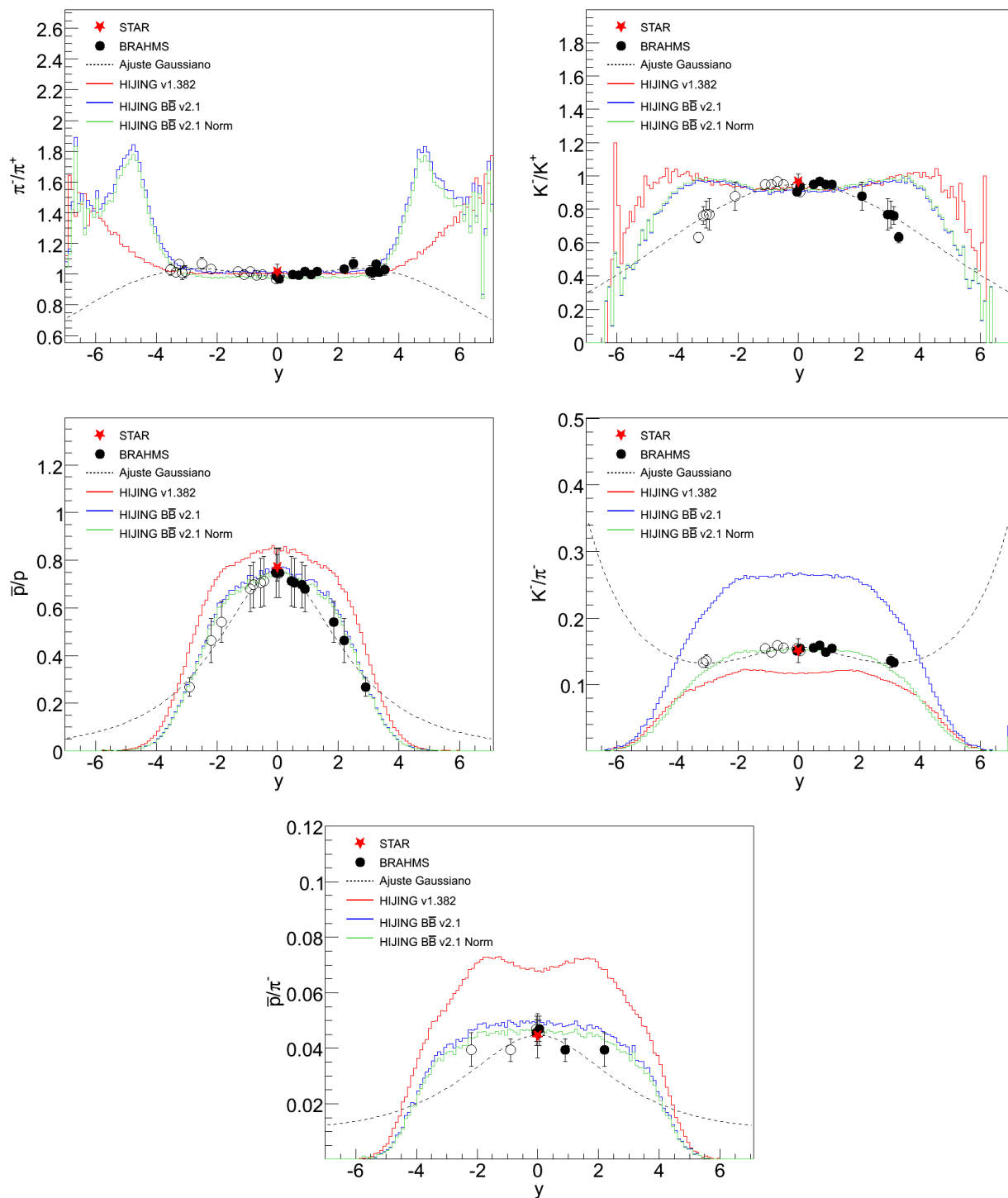


Figura 5.12: Razões calculadas com as distribuições apresentadas na figura 5.11. Os círculos representam as razões obtidas com os dados do experimento BRAHMS e as estrelas com os dados do experimento STAR, as linhas tracejadas representam as razões obtidas com as distribuições gaussianas e as linhas vermelha, azul e verde representam as razões obtidas com os resultados da simulação para HIJING v1.382, HIJING BB v2.1 e HIJING BB v2.1 normalizado pelo ponto experimental em $y = 0$, respectivamente.

Assim, descartando os resultados da simulação com o HIJING v1.382 e com o HIJING B \bar{B} v2.1 sem a normalização pelos dados experimentais (linhas vermelha e azul, respectivamente), foi realizado um estudo com o modelo termodinâmico para a região de rapidez entre $y = 0$ e $y = 4$ apenas com os pontos experimentais, os ajustes gaussianos e os dados simulados normalizados.

No modelo termodinâmico, é preciso que as razões inseridas possuam um erro associado para que o ajuste possa ser realizado. Dessa maneira, para tentar manter uma homogeneidade entre as análises, utilizou-se os erros dos dados do experimento BRAHMS nos valores calculados com o ajuste gaussiano e com a simulação, permitindo que fossem dados pesos semelhantes às razões nos diferentes conjuntos de dados. Os resultados dos ajustes com o modelo sobre as razões experimentais são mostrados na figura 5.13 e os resultados gerais do comportamento dos parâmetros termodinâmicos são mostrados na figura 5.14. Nos gráficos dos parâmetros termodinâmicos em função da rapidez, é bastante evidente que os resultados da simulação (curvas verdes) divergem dos resultados obtidos com os dados experimentais para valores de y maiores que 2. Os resultados obtidos com os ajustes gaussianos, por outro lado, se mostram em razoável acordo com os pontos experimentais. Entretanto, em virtude dos poucos pontos experimentais disponíveis, a extrapolação destes ajustes para valores de y maiores que 4 fica comprometida. Desconsiderando a simulação e olhando para o comportamento dos parâmetros no intervalo de rapidez apresentado, nota-se que a temperatura e o fator γ_S se mantêm bem comportados e consistentes com um valor constante dentro das incertezas, sugerindo que o grau de equilíbrio do sistema para regiões longitudinais de rapidez seja semelhante ao de regiões centrais de rapidez ($y \sim 0$). Em contrapartida, os potenciais químicos bariônico e de estranheza apresentam um aumento expressivo e de forma suave com o aumento da rapidez para $y > 1$. Este comportamento é concordante com a forte queda que se observa nas distribuições de rapidez das razões \bar{p}/p e K^-/K^+ no intervalo de valores de y entre

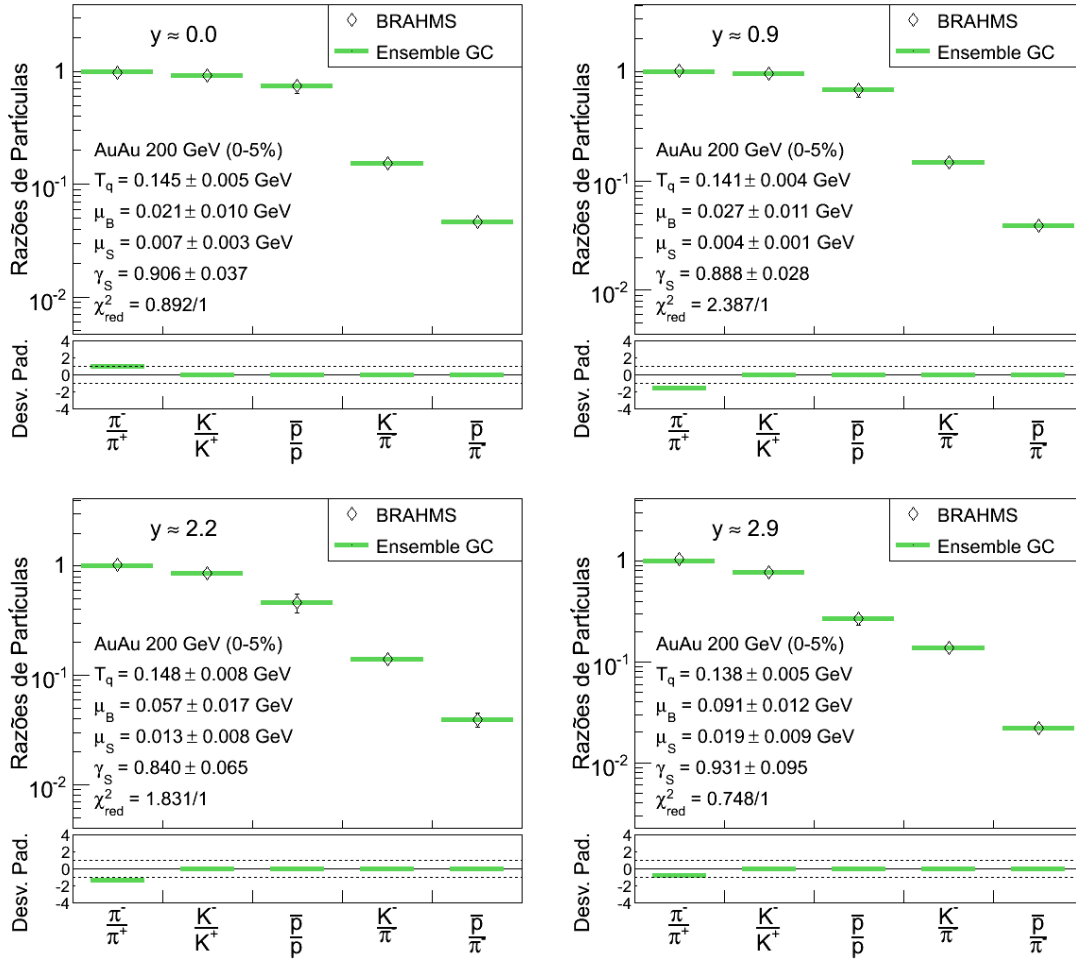


Figura 5.13: Resultados do ajuste com o modelo termodinâmico nos dados experimentais de Au+Au 200 GeV coletados pelo experimento BRAHMS/RHIC.

0 e 4 (veja figura 5.12). Essas razões são importantes para a determinação de μ_B e μ_S . Além disso, a razão \bar{p}/p é fortemente sensível à presença de fragmentos dos núcleos incidentes, sugerindo que o aumento observado em μ_B para altos valores de y seja um reflexo da maior presença destes fragmentos nestas regiões cinemáticas.

Para uma análise mais detalhada é necessário um conjunto maior de razões, incluindo as partículas mais pesadas como Λ 's, Ξ 's e Ω 's, além de dados experimentais para regiões mais altas de rapidez. Com os dados disponíveis, a caracterização termodinâmica dos sistemas analisados é limi-

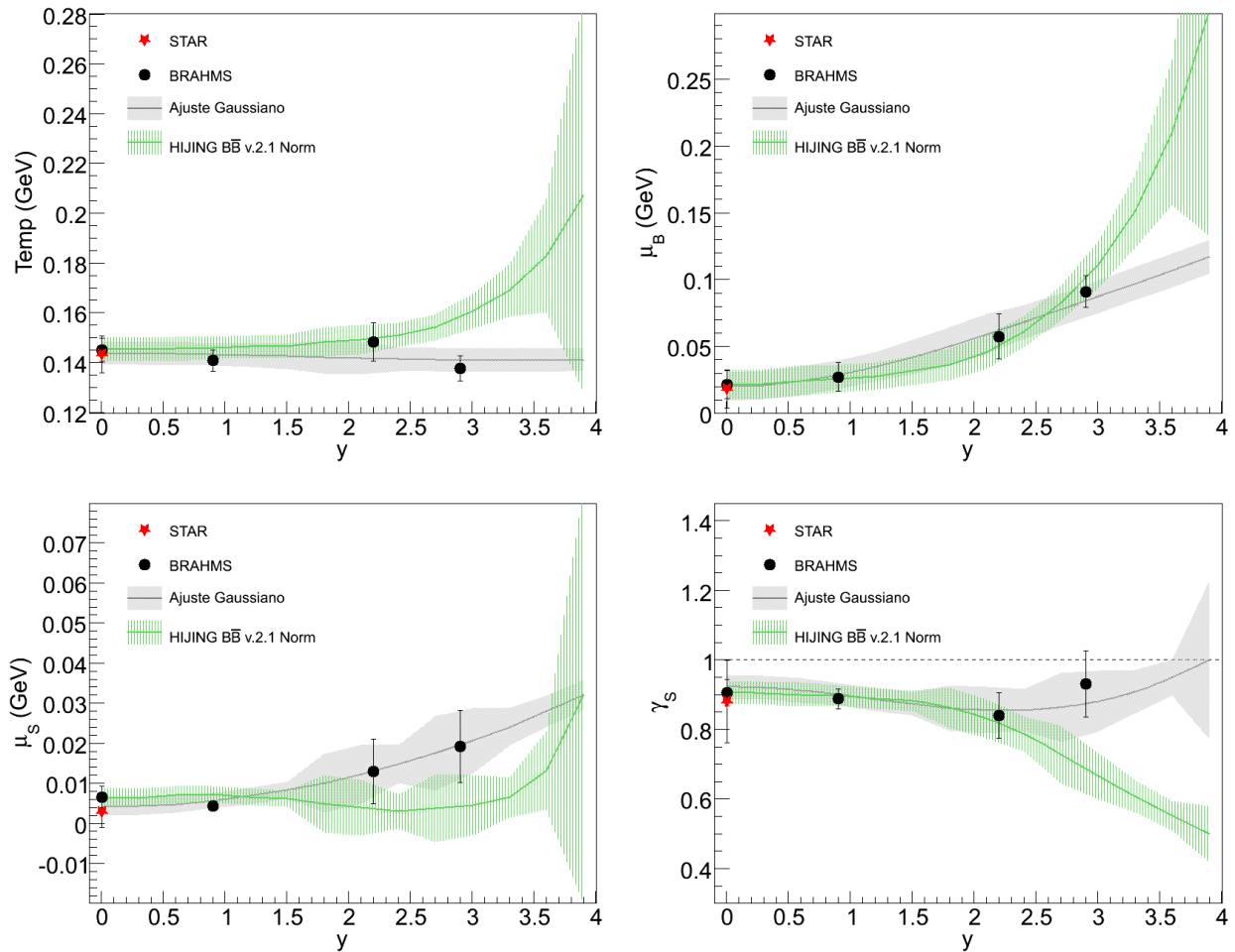


Figura 5.14: Resultados do ajuste com o modelo termodinâmico nos dados experimentais de Au+Au 200 GeV (círculos pretos e estrela vermelha), nas distribuições gaussianas (linhas cinzas) e nos dados simulados normalizados (linhas verdes).

tada, permitindo verificar apenas os efeitos mais destacados. Entretanto, os resultados obtidos são importantes e permitem afirmar que as características termodinâmicas do sistema formado parecem bastante semelhantes no intervalo de y entre 0 e 2. Além disso, o aumento nos potenciais químicos observado com o modelo termodinâmico indica que este é bastante sensível a variações nas razões entre anti-partículas e partículas, e este efeito pode ser um reflexo de que outros mecanismos de produção de partículas, que não a produção de pares, tornam-se relevantes nas regiões longitudinais de rapidez.

5.3.3 Estudo da Dependência com a Energia Depositada na Colisão

A descrição fenomenológica dos sistemas formados nas colisões de íons pesados relativísticos a partir de uma abordagem estatístico-termodinâmica tem se mostrado bastante satisfatória na descrição da produção de partículas nestas reações. Estudos realizados para diversas energias de colisão [26] mostram um comportamento bastante sistemático dos parâmetros termodinâmicos, chegando até a sugerir a existência de algum tipo de critério para o *freeze out* químico.

As análises apresentadas nesta seção consistem na comparação de alguns dos resultados obtidos nas análises anteriores com resultados encontrados na literatura para diferentes energias de colisão. Com isso, espera-se poder verificar se os resultados obtidos são consistentes com os de outros trabalhos, além de discutir os processos físicos que podem estar envolvidos no comportamento dos parâmetros termodinâmicos.

Neste estudo, foram utilizados os resultados obtidos com os casos mais centrais de Au+Au 62,4 GeV e Au+Au 200 GeV apresentados na seção 5.3.1, além do resultado de uma análise com o modelo termodinâmico para o caso mais central (0-11%) de Au+Au 130 GeV. O resultado do ajuste nestes dados é mostrado na figura 5.15.

Somando os resultados das análises citadas acima com resultados encontrados na literatura para a temperatura e o potencial químico bariônico em valores menores de $\sqrt{s_{NN}}$, correspondentes aos experimentos SIS, AGS e SPS, foram feitos gráficos da função de excitação destes parâmetros para verificar o comportamento geral dos resultados obtidos. A figura 5.16 mostra os valores de T e μ_B em função de $\sqrt{s_{NN}}$. Nestes gráficos, os símbolos abertos representam resultados de outros trabalhos [26] coletados na literatura para as diferentes energias mostradas na tabela 2.1, enquanto que os símbolos fechados (em vermelho) são os resultados das análises apresentadas neste

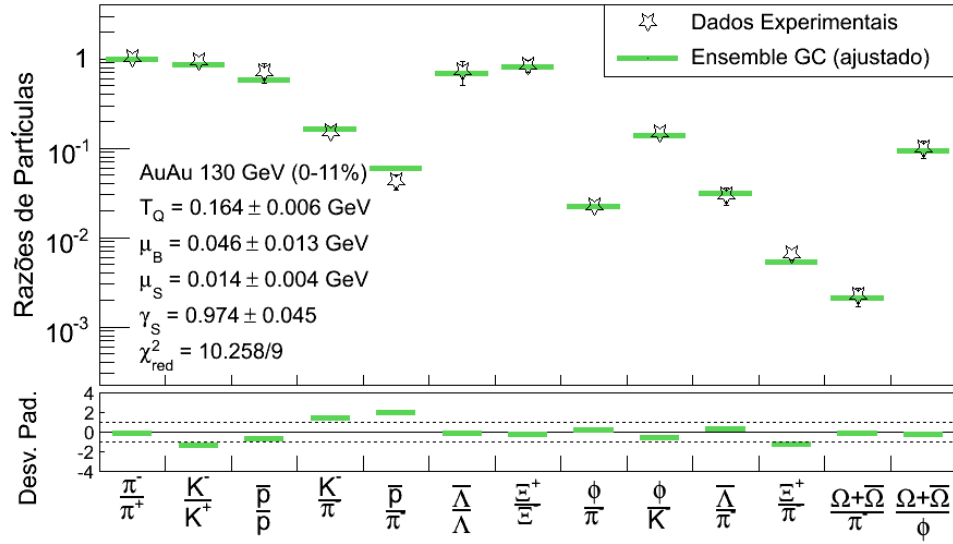


Figura 5.15: Resultado do ajuste com o modelo termodinâmico nos dados de colisões centrais (0-11%) de Au+Au 130 GeV.

trabalho para colisões centrais de Au+Au 62,4, 130 e 200 GeV. No primeiro caso, os experimentos alternam entre colisões Au+Au no SIS e no AGS, passando para Pb+Pb no SPS, e voltando para Au+Au no RHIC. No entanto, mesmo para diferentes sistemas e diferentes energias, os parâmetros apresentam um comportamento bastante regular. As linhas pretas tracejadas mostradas nos gráficos correspondem a parametrizações sugeridas na referência [26] para uma possível dependência das características do *freeze out* químico com a energia depositada na reação. As parametrizações são dadas por:

$$T(\mu_B) = a - b\mu_B^2 - c\mu_B^4, \quad (5.2)$$

$$\mu_B(\sqrt{s}) = \frac{d}{1 + e\sqrt{s}}, \quad (5.3)$$

onde $a = 0,166 \pm 0,002$ GeV, $b = 0,139 \pm 0,016$ GeV⁻¹, $c = 0,053 \pm 0,021$ GeV⁻³, $d = 1,308 \pm 0,028$ GeV e $e = 0,273 \pm 0,008$ GeV⁻¹. Substituindo os pontos referentes às energias do

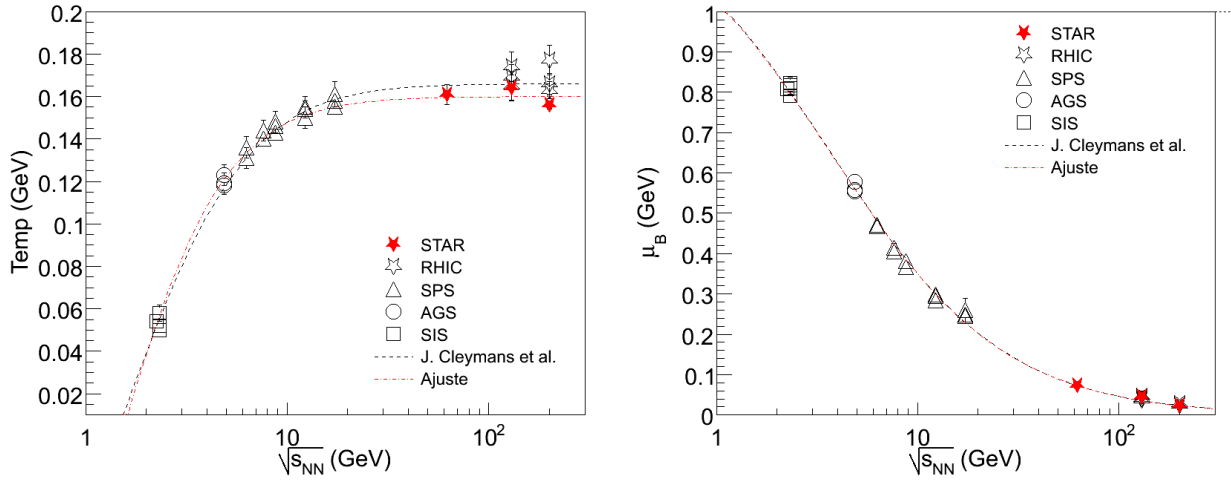


Figura 5.16: Função de excitação da temperatura de *freeze out* químico (lado esquerdo) e do potencial químico bariônico (lado direito). Os símbolos abertos representam resultados coletados na literatura [26] e os símbolos fechados são resultados das análises apresentadas neste trabalho. As linhas pretas tracejadas são parametrizações obtidas por J. Cleymans *et al.* [26] e as linhas vermelhas são as mesmas funções das parametrizações mas ajustadas usando apenas os resultados deste trabalho para as energias do RHIC.

RHIC pelos resultados obtidos neste trabalho e reajustando as funções obtivemos: $a = 0,160 \pm 0,001$ GeV, $b = 0,088 \pm 0,015$ GeV⁻¹, $c = 0,117 \pm 0,021$ GeV⁻³, $d = 1,303 \pm 0,018$ GeV e $e = 0,273 \pm 0,008$ GeV⁻¹. As linhas vermelhas representam os resultados destes novos ajustes. Observa-se que a curva parametrizada é um pouco diferente no caso da temperatura, mas ainda em bom acordo com os pontos experimentais, e para o caso do potencial químico bariônico o resultado do ajuste é totalmente consistente com o dado na referência [26]. Olhando para os resultados obtidos nas análises realizadas neste trabalho, nota-se uma concordância bastante satisfatória com o comportamento geral apresentado pelos resultados encontrados na literatura. Com os resultados das parametrizações é possível extrapolar os valores dos parâmetros termodinâmicos para as energias do LHC. A tabela 5.2 mostra os valores de T e μ_B para $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV e $\sqrt{s_{NN}} = 5500$ GeV. A partir destes resultados e admitindo que $\mu_S \sim \frac{1}{3}\mu_B$ [20], $\mu_Q = 0$ e $\gamma_S = 1$, é possível obter uma estimativa dos valores das razões entre multiplicidades esperadas para as energias do LHC. A

tabela 5.3 mostra os valores obtidos com o THERMUS para as razões utilizadas neste trabalho.

Tabela 5.2: Temperatura e potencial químico bariônico obtidos através das parametrizações para as energias do LHC.

Parâmetros	$\sqrt{s_{NN}} = 900 \text{ GeV}$		$\sqrt{s_{NN}} = 5500 \text{ GeV}$	
	Cleymans <i>et al.</i> ^a	Ajuste	Cleymans <i>et al.</i> ^a	Ajuste
T (GeV)	0,166	0,160	0,166	0,160
μ_B (GeV)	0,005	0,005	0,0009	0,0009

Tabela 5.3: Valores estimados para as razões de multiplicidades esperadas nas energias do LHC.

Razões	$\sqrt{s_{NN}} = 900 \text{ GeV}$		$\sqrt{s_{NN}} = 5500 \text{ GeV}$	
	Cleymans <i>et al.</i> ^a	Ajuste	Cleymans <i>et al.</i> ^a	Ajuste
π^-/π^+	1,000	1,000	1,000	1,000
K^-/K^+	0,983	0,982	0,997	0,997
\bar{p}/p	0,939	0,937	0,989	0,989
$\bar{\Lambda}/\Lambda$	0,959	0,957	0,993	0,993
$\bar{\Xi}/\Xi$	0,977	0,977	0,996	0,996
K^-/π^-	0,180	0,179	0,181	0,180
ϕ/π^-	0,024	0,023	0,024	0,023
ϕ/K^-	0,134	0,129	0,133	0,128
\bar{p}/π^-	0,077	0,070	0,080	0,072
$\bar{\Lambda}/\pi^-$	0,039	0,035	0,040	0,036
$\bar{\Xi}/\pi^-$	0,007	0,006	0,007	0,006
$(\bar{\Omega} + \Omega)/\pi^-$	0,002	0,002	0,002	0,002
$(\bar{\Omega} + \Omega)/\phi$	0,099	0,085	0,099	0,085

^aReferência [26].

A regularidade apresentada pelos parâmetros termodinâmicos para os diferentes valores de energia sugere a existência de condições unificadas de *freeze out* químico, ou seja, que o sistema formado possua propriedades comuns a todas as energias no momento de *freeze out* químico. A figura 5.17 mostra um gráfico da temperatura em função do potencial químico bariônico, onde fica bastante evidente a existência de uma linha conectando os resultados nas diferentes energias. A partir dessas observações, diversos critérios têm sido sugeridos para tentar definir o instante de *freeze*

out químico para todas as energias [26]. Entre esses critérios, podem ser destacados a densidade de energia por partícula ($\langle E \rangle / \langle N \rangle$), a soma das densidades bariônica e anti-bariônica ($n_B + n_{\bar{B}}$), e a densidade de entropia dividida pela temperatura ao cubo (s/T^3).

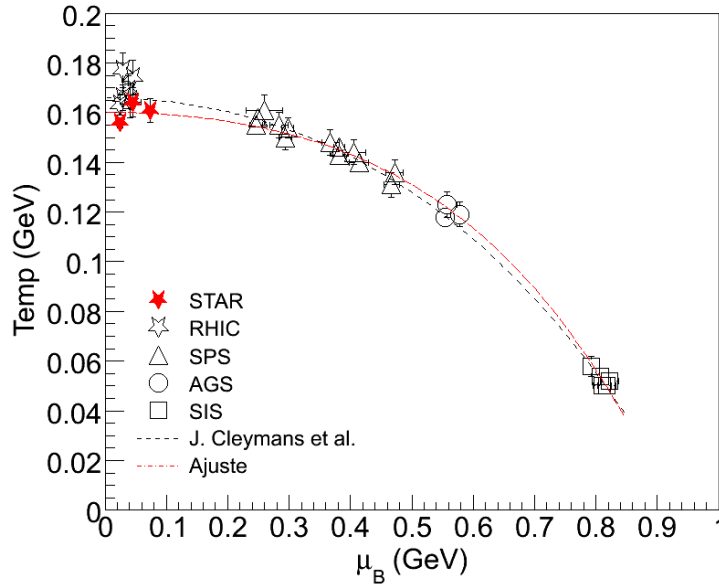


Figura 5.17: Temperatura vs μ_B obtidos por ajustes em dados de diversos experimentos. Os símbolos abertos representam resultados coletados na literatura [26] e os símbolos fechados são resultados das análises apresentadas neste trabalho. A linha preta tracejada representa a parametrização obtida por J. Cleymans *et al.* [26] e a linha vermelha é a mesma parametrização mas ajustada usando apenas os resultados deste trabalho para as energias do RHIC.

O primeiro destes critérios ($\langle E \rangle / \langle N \rangle$), proposto em [54], pode ser verificado pensando em um sistema não relativístico, onde $\langle E \rangle / \langle N \rangle \approx \langle m \rangle + \frac{3}{2}T$, com $\langle m \rangle$ sendo a massa média no sistema. Assim, olhando para os valores no gráfico da temperatura, nas energias do SIS, T é da ordem de 50 MeV e a massa média é da ordem da massa de um núcleon, de forma que $\langle E \rangle / \langle N \rangle \approx 1$ GeV. Para as energias do SPS e RHIC, a temperatura de *freeze out* químico é da ordem de 160 MeV e, considerando que as multiplicidades finais nestes casos são dominadas por pions, mas que estes encontram-se ainda ocultos nas ressonâncias hadrônicas no momento de *freeze out*, a massa média deve ser da ordem da massa do méson ρ , de modo que os valores obtidos de $\langle E \rangle / \langle N \rangle$ são

bastante próximos dos obtidos para as energias do SIS [26]. De fato, nas análises realizadas neste trabalho, com exceção de Au+Au 200 GeV, as densidades de energia obtidas a partir do modelo termodinâmico são bastante próximas de 1 GeV: $\sim 0,98$ GeV para Au+Au 62,4 GeV, $\sim 1,02$ GeV para Au+Au 130 GeV, e $\sim 0,93$ GeV para Au+Au 200 GeV. Entretanto, estes critérios não são totalmente independentes das suposições feitas, do modelo e dos parâmetros considerados, de modo que variações podem ocorrer nos cálculos. Um estudo comparativo entre cada um dos principais critérios de *freeze out* químico pode ser encontrado na referência [26].

Por fim, a curva de *freeze out* químico conectando os resultados de análises termodinâmicas para as diversas energias (SIS-RHIC), é mostrada na figura 5.17. Estes resultados sugerem que os pontos de *freeze out* químico para as energias do SPS e RHIC devam estar muito próximos da fronteira onde os graus de liberdade partônicos começam a ser manifestar, como prevê a QCD [20]. Isso reforça a hipótese de que o plasma de quarks e glúons (QGP) possa ter sido formado nos instantes iniciais dessas reações.

Capítulo 6

Conclusões

A descrição fenomenológica da produção de partículas em colisões nucleares relativísticas com uma abordagem estatístico-termodinâmica tem se mostrado uma ferramenta bastante poderosa no estudo das propriedades termodinâmicas dos sistemas formados nessas reações. Diversos estudos [20, 55, 56, 44, 46, 47, 36, 56] para diferentes sistemas, energias e centralidades de colisão, mostram uma notável regularidade dos parâmetros termodinâmicos, permitindo que parametrizações empíricas, como as mostradas pelas linhas tracejadas nos gráficos da figura 5.16, possam ser usadas em possíveis extrapolações para valores ainda não explorados experimentalmente.

Neste trabalho, foram realizados estudos sistemáticos para estimar os limites de validade da aplicação do modelo termodinâmico na descrição dos sistemas criados nas colisões produzidas no RHIC. Foi considerado um tratamento grande-canônico das grandezas que são conservadas nas interações fortes (B , S e Q), com especial atenção para os possíveis desvios do equilíbrio no setor de estranheza, quantificado no modelo pela introdução do fator de saturação de estranheza γ_S . Com isso, foram analisados dados de colisões de Au+Au 62,4 e 200 GeV e Cu+Cu 200 GeV em função da centralidade da colisão, e dados de Au+Au 200 GeV para diferentes regiões de rapi-

dez. Os resultados mostraram que a variação da temperatura de *freeze out* químico é bastante pequena, tanto com relação à centralidade como com relação à energia, permanecendo entre 150 e 160 MeV. Observou-se que o comportamento do fator de saturação de estranheza em função do número médio de participantes na colisão é equivalente para os sistemas Au+Au 200 GeV e Cu+Cu 200 GeV. Os resultados indicaram que a descrição grande-canônica da produção de estranheza é inteiramente válida somente para os casos em que o número médio de participantes na colisão é superior a aproximadamente 100, o que equivale apenas às colisões centrais (0-10%) de Cu+Cu e colisões entre semi-periféricas (30-40%) e centrais (0-5%) de Au+Au. Por outro lado, os potenciais químicos bariônico e de estranheza apresentaram diferenças expressivas no comportamento para esses dois conjuntos de dados. Enquanto um comportamento praticamente constante foi apresentado para Au+Au, um forte aumento com relação a $\langle N_{part} \rangle$ foi apresentado para Cu+Cu. No entanto, verificou-se que esta divergência pode ser devido à superestimação dos erros nos dados de Cu+Cu 200 GeV, o que pode ter comprometido a comparação entre os potenciais químicos obtidos para os sistemas de Au+Au e Cu+Cu na energia de 200 GeV. Para os dados de Au+Au 62,4 GeV o completo equilíbrio do setor de estranheza ($\gamma_S = 1$) não foi observado nem mesmo para o caso mais central analisado (0-20%), indicando que nesta energia a produção de estranheza ainda é suprimida. Para comparação, também foram mostrados os resultados obtidos com dados de colisões p+p 200 GeV, onde em princípio o sistema formado não satisfaz as condições de equilíbrio necessárias. O modelo termodinâmico se mostrou bastante sensível às condições insuficientes através do valor obtido para o fator de saturação de estranheza ($\gamma_S \approx 0,60$), indicando uma forte supressão na produção de partículas estranhas e, portanto, a não aplicabilidade do tratamento grande-canônico neste caso.

Nas análises dos dados de colisões Au+Au 200 GeV para diferentes regiões de rapidez, o limi-

tado conjunto de dados experimentais disponível nos motivou a tentar utilizar dados simulados a partir do código HIJING. Entretanto, os resultados obtidos com a simulação divergiam substancialmente dos dados experimentais, o que invalidou sua utilização para possíveis extrapolações em regiões de rapidez além das disponíveis experimentalmente. Dessa forma, a caracterização termodinâmica do sistema formado para diferentes regiões de rapidez ficou limitada, permitindo verificar apenas os efeitos mais destacados. Os resultados obtidos mostraram que as características termodinâmicas do sistema são praticamente as mesmas para a região de y entre 0 e 2. Para valores maiores de rapidez, observou-se um aumento considerável dos potenciais químicos μ_B e μ_S , sugerindo que outros mecanismos de produção de partículas além da produção térmica possam ser relevantes nesta região cinemática.

Comparando os resultados obtidos nas análises para os casos mais centrais de colisões de Au+Au 62,4, 130 e 200 GeV com resultados de outros trabalhos, observou-se uma boa concordância dos resultados obtidos com os encontrados na literatura. Nesta comparação, também foi possível notar uma evidente regularidade da temperatura de *freeze out* químico e do potencial químico bariônico para as diferentes energias, sugerindo que exista algum tipo de critério para o *freeze out*, como propõem os autores da referência [26]. Para as energias do RHIC, os valores da temperatura de *freeze out* químico obtidos com o modelo termodinâmico são bastante consistentes com previsões da QCD para a temperatura de transição de fase em $\mu_B = 0$, sugerindo que o QGP possa ter sido formado nos instantes iniciais da reação.

Assim, com este trabalho tentamos extrair e estudar as propriedades termodinâmicas dos sistemas formados em colisões de íons pesados relativísticos. De uma forma geral, as análises realizadas mostraram que a descrição fenomenológica a partir do tratamento estatístico-termodinâmico das multiplicidades experimentais de partículas produzidas nessas reações parece ser uma boa aproximação.

mação para estudar a termodinâmica da QCD. Entretanto, as dificuldades encontradas nas análises mostraram que o modelo é altamente sensível às considerações feitas, como correção de *feeddown*, escolha do conjunto de razões, e até mesmo as proporções entre as incertezas das diversas razões de um dado conjunto. Com isso, os estudos apresentados deixam claro que o detalhamento e a sistemática de cada análise são muito importantes e que a interpretação dos resultados finais deve ser feita de forma bastante criteriosa.

Finalmente, é fundamental destacar a importância dos experimentos de colisões de íons pesados relativísticos para o entendimento da estrutura da matéria nuclear e sub-nuclear. Com esses experimentos tem sido possível verificar ou, eventualmente, descartar as teorias e modelos criados para entender o comportamento da natureza e, assim, ampliar o conhecimento humano. O grande esforço e custo envolvidos na realização destes experimentos são justificados pela necessidade de investigar as fronteiras do conhecimento, mas além disso, as dificuldades e os desafios encontrados acabam proporcionando grandes avanços tecnológicos e contribuindo com o desenvolvimento da sociedade nas mais diversas áreas.

Apêndice A

Calibração e Alinhamento dos detectores

SVT e SSD do experimento STAR

O sistema de detecção de trajetórias de partículas carregadas do experimento STAR/RHIC é formado pelos detectores TPC, SVT e SSD. Como foi descrito em 2.4, o TPC consiste de uma câmara cilíndrica contendo um gás que é ionizado quando partículas carregadas o atravessam, marcando suas trajetórias. Já os detectores SVT e SSD são detectores de silício dispostos ao redor do duto do feixe em forma de quatro camadas cilíndricas, onde as três mais internas compõem o detector SVT, e a quarta compõe o detector SSD. Os detectores de silício são capazes de detectar os pontos sobre as quatro superfícies cilíndricas por onde partículas carregadas passam. Com isso, a partir destes pontos e das trajetórias reconstruídas pelo TPC, é possível aumentar a resolução na determinação do vértice primário (o ponto onde ocorre a colisão) e na separação entre trajetórias vizinhas, permitindo ao STAR reconstruir partículas de vida curta como mésons D [57]. Entretanto, cada um destes detectores atua independentemente, de forma que o casamento geométrico dos pontos detectados nas camadas de silício com as trajetórias no TPC não é trivial.

A.1 Os detectores SVT e SSD

O detector SVT (sigla em inglês para *Silicon Vertex Tracker*) utiliza a tecnologia *Silicon Drift Detector* (SDD), baseada no escoamento de cargas no interior de uma placa de silício. O SVT é formado por 216 *wafers* dispostos em 3 barris concêntricos, como mostra a figura A.1. Cada *wafer* é dividido em dois *hybrids* separados por um catodo e com anodos distribuídos nas extremidades paralelas ao eixo do catodo. A detecção da posição por onde uma partícula carregada atravessa é feita medindo-se o tempo que cargas produzidas devido à interação dessa partícula com o detector levam para atingir os anodos. Assim, sabendo qual anodo recebeu o sinal e a velocidade de escoamento das cargas no silício, é possível determinar a posição. O SVT é capaz de fornecer medidas de posição bidimensional sem ambigüidade e com resolução da ordem de $20 \mu m$ em cada coordenada (consulte a referência [57] para maiores detalhes). No entanto, o detector é fortemente dependente das velocidades de escoamento das cargas no interior das placas de silício e, portanto, precisa ser calibrado.

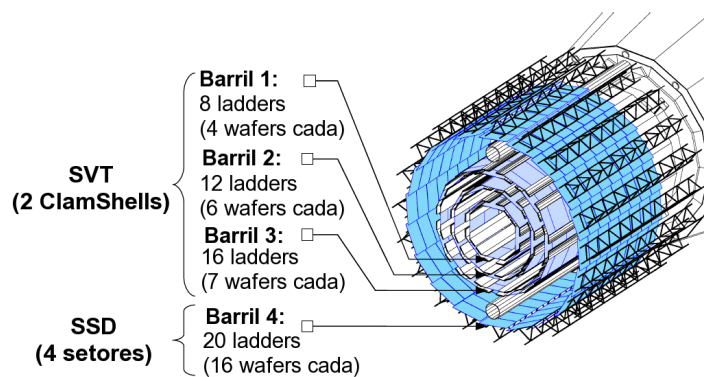


Figura A.1: Esquema ilustrativo dos detectores SVT e SSD.

O detector SSD (sigla em inglês para *Silicon Strip Detector*) é baseado na tecnologia *double-sided silicon strip* que consiste, basicamente, em faixas de silício dispostas paralelamente em ambos

os lados de um *wafer*, formando uma rede que permite realizar medidas de posição bidimensional sem a necessidade de calibração [58]. Combinado com as três camadas do SVT, esses detectores formam o sistema interno de detecção de trajetórias do experimento STAR.

A.2 Calibração do SVT

Primeiramente, é feita a identificação dos anodos ruins olhando para os histogramas de ocupação de cada *hybrid*. A estratégia básica consiste em determinar a ocupação média de cada histograma e eliminar os anodos associados às variações acima de 3σ . A figura A.2-(a) mostra um exemplo deste processo.

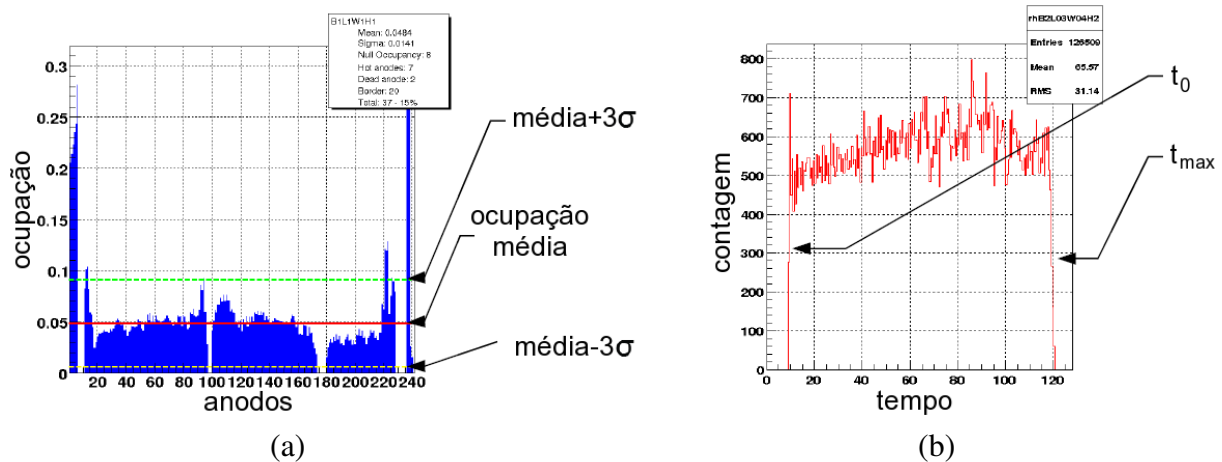


Figura A.2: Exemplos de (a) identificação e eliminação de anodos ruins, e (b) determinação da velocidade média de escoamento de cargas nos SDD's.

Após eliminar os anodos ruins, é preciso determinar um valor inicial médio para a velocidade de escoamento das cargas em cada *hybrid*. Para isso, determina-se a diferença entre o tempo mínimo (t_0) e o tempo máximo (t_{max}) que as cargas levam para alcançar os anodos. A partir desta diferença e do comprimento ativo do detector, que é conhecido, calcula-se uma velocidade de escoamento média, $v_D = L/(t_{max} - t_0)$, onde L é o comprimento ativo do detector. A figura A.2-(b) mostra

um exemplo deste procedimento. Esta velocidade média é usada como valor inicial no processo de alinhamento para a determinação das posições por onde partículas carregadas passaram.

A.3 Alinhamento

As posições por onde partículas carregadas atravessaram e foram detectadas nos detectores de silício são comumente chamadas de *hits*. O procedimento desenvolvido para realizar o alinhamento é baseado na minimização da diferença entre as posições dos *hits* e as posições obtidas com as projeções das trajetórias reconstruídas no TPC sobre as camadas de silício.

O método é dividido em uma etapa de alinhamento global e outra de alinhamento local. Na primeira, os detectores são tratados como corpos rígidos e os deslocamentos são determinados por variáveis globais ($\Delta X, \Delta Y, \Delta Z, \Delta\alpha, \Delta\beta, \Delta\gamma$). Na segunda, cada *ladder* de cada camada é alinhado localmente, com os deslocamentos determinados por variáveis locais ($\Delta u, \Delta w, \Delta v, \Delta\alpha, \Delta\beta, \Delta\gamma$). Existe, também, a possibilidade de se realizar o alinhamento de cada *wafer* em cada *ladder*, mas neste caso o número de graus de liberdade cresce consideravelmente, de modo que esta etapa não é realizada e as posições dos *wafers* são fixadas a partir das medidas determinadas manualmente.

O processo é realizado começando pela camada mais externa (SSD) e indo para as camadas mais internas (SVT). Com o SSD alinhado, fixam-se as posições e as trajetórias do TPC podem ser reconstruídas levando em conta os pontos detectados pelo SSD. Com isso, o alinhamento das próximas camadas (SVT) é feito utilizando-se trajetórias com melhor resolução. Para o SVT, após realizado o alinhamento, ainda é necessário calibrar as velocidades de escoamento dos elétrons em cada um dos *hybrids*, tornando o processo necessariamente iterativo. As etapas, de um modo geral, são descritas a seguir:

- Determinação das velocidades de escoamento médias para cada *hybrid* do SVT;
- Alinhamento do SSD usando apenas as trajetórias do TPC:
 - alinhamento global do detector com respeito ao TPC;
 - alinhamento global dos quatro setores;
 - alinhamento local dos *ladders*;
- Alinhamento do SVT usando trajetórias reconstruídas com TPC+SSD:
 - alinhamento global do detector como um todo;
 - alinhamento global dos dois *clamshells*;
 - alinhamento local dos *ladders*;
 - correção das velocidades de escoamento de cargas¹;
- Verificação da consistência do alinhamento usando TPC+SSD+SVT:
 - verificação de consistência;
 - cálculo dos erros nos *hits* do SSD e SVT.

Esta metodologia foi aplicada com bastante sucesso para os *runs V* (Cu+Cu 62,4 e 200 GeV) e *VII* (Au+Au 200 GeV) de tomada de dados do experimento STAR/RHIC e as análises de dados incluindo os detectores SSD e SVT estão sendo realizadas.

¹Na correção das velocidades de escoamento de cargas para o SVT, são realizados ajustes incluindo dependências extras associadas ao comprimento de escoamento. Estes ajustes reduzem os resíduos dos *hits* de centenas de microns para dezenas de microns.

Apêndice B

Tabelas de Dados Experimentais

Tabela B.1: Densidades de partículas produzidas ($dN/dy|_{y=0}$) em Au+Au 62,4 GeV. Os erros apresentados são raízes quadradas das somas quadráticas de erros estatísticos e sistemáticos.

centralidade	$\langle N_{part} \rangle$	π^-	π^+	K^-	K^+	\bar{p}	p
0-5%	347±4	237±17	233±16	32,4±2,5	37,7±2,9	13,6±2,5	28,1±5,1
5-10%	293±6	192±13	191±13	27,2±2,1	31,3±2,4	11,5±1,7	23,4±3,4
10-20%	229±8	146±10	144±10	20,0±1,5	23,2±1,8	9,0±1,0	17,6±1,9
20-30%	162±10	101±7	99±7	14,1±1,1	15,9±1,2	6,4±0,7	11,9±1,3
30-40%	112±9	67,4±4,8	66,5±4,8	8,9±0,7	10,4±0,8	4,33±0,45	7,88±0,79
40-50%	74±9	43,7±3,3	43,2±3,2	5,69±0,44	6,64±0,52	2,81±0,22	4,93±0,37
50-60%	46±9	26,8±2,2	26,5±2,1	3,30±0,31	3,64±0,35	1,68±0,14	2,89±0,22
60-70%	26±6	14,7±1,1	14,8±1,2	1,75±0,14	1,96±0,16	0,98±0,07	1,55±0,12
70-80%	13±4	7,4±0,6	7,3±0,6	0,82±0,07	0,88±0,07	0,48±0,06	0,72±0,09
centralidade	$\langle N_{part} \rangle$	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Xi}$	Ξ	$(\Omega + \bar{\Omega})$	ϕ
0-5%	347±4	7,25±0,76	13,9±1,4	1,16±0,08	1,84±0,11	–	–
0-10%	320±5	–	–	–	–	0,36±0,08	–
5-10%	293±6	5,91±0,60	11,4±1,2	0,94±0,05	1,50±0,07	–	–
0-20%	274±4	–	–	–	–	–	3,22±0,42
10-20%	229±8	4,52±0,46	8,3±0,8	0,69±0,03	1,09±0,04	0,22±0,04	–
20-30%	162±10	3,14±0,32	5,88±0,59	–	–	–	3,8±0,6
20-40%	137±10	–	–	0,38±0,01	0,55±0,01	0,10±0,02	1,45±0,14
30-40%	112±9	2,10±0,21	3,68±0,40	–	–	–	–
40-60%	59±8	1,07±0,11	1,68±0,17	0,136±0,007	0,201±0,009	0,034±0,001	0,53±0,06
60-80%	19±4	0,24±0,03	0,38±0,04	0,035±0,004	0,040±0,004	–	0,14±0,02

Resultados de análises preliminares da colaboração STAR.

Tabela B.2: Densidades de partículas produzidas ($dN/dy|_{y=0}$) em colisões centrais (0-11%) de Au+Au 130 GeV. Os erros apresentados são raízes quadradas das somas quadráticas de erros estatísticos e sistemáticos.

Partículas	dN/dy	Partículas	dN/dy
π^- ^a	258±21	$\bar{\Lambda}$ ^b	7,68±1,63
π^+ ^a	257±20	Λ ^b	10,60±2,30
K^- ^a	39,0±2,8	Ξ^- ^c	1,69±0,19
K^+ ^a	42,2±3,1	Ξ^+ ^c	2,01±0,22
\bar{p} ^a	18,2±2,7	$\Omega + \bar{\Omega}$ ^c	0,58±0,14
p ^a	25,6±3,7	ϕ ^d	5,73±0,37

^aResultados de análises preliminares da colaboração STAR;

^bReferência [59]; ^cReferência [60]; ^dReferência [61].

Tabela B.3: Densidades de partículas produzidas ($dN/dy|_{y=0}$) em Au+Au 200 GeV. Os erros apresentados são raízes quadradas das somas quadráticas de erros estatísticos e sistemáticos.

centralidade	$\langle N_{part} \rangle$	π^- ^a	π^+ ^a	K^- ^a	K^+ ^a	\bar{p} ^a	p ^a
0-5%	352±4	327±25	322±25	49,5±6,2	51,3±6,5	26,7±3,4	34,7±4,4
5-10%	299±7	261±20	257±20	39,8±4,6	40,8±4,7	21,4±2,5	28,2±3,3
10-20%	235±9	196±15	194±15	28,7±3,1	30,0±3,2	15,7±1,7	20,1±2,2
20-30%	167±9	136±10	135±10	19,7±2,0	20,5±2,0	11,2±1,1	14,4±1,4
30-40%	116±10	89,6±6,8	89,2±6,8	13,2±1,3	13,6±1,3	7,46±0,72	9,30±0,89
40-50%	77±9	58,9±4,5	58,7±4,5	8,37±0,78	8,69±0,81	4,93±0,46	6,17±0,57
50-60%	48±8	36,3±2,8	36,2±2,7	5,19±0,47	5,40±0,49	3,16±0,29	3,88±0,35
60-70%	27±6	21,1±1,6	21,1±1,6	2,89±0,26	2,98±0,27	1,84±0,16	2,20±0,20
70-80%	14±4	10,9±0,8	10,8±0,8	1,38±0,13	1,41±0,13	0,92±0,08	1,09±0,10
centralidade	$\langle N_{part} \rangle$	$\bar{\Lambda}$ ^b	Λ ^b	Ξ^- ^b	Ξ^+ ^b	$(\Omega + \bar{\Omega})$ ^c	ϕ ^a
0-5%	352±4	12,7±0,9	16,7±1,1	1,83±0,21	2,17±0,20	0,53±0,06	7,95±0,64
0-10%	326±5	–	–	–	–	–	7,42±0,61
10-20%	235±9	7,7±0,5	10,0±0,7	1,14±0,09	1,41±0,09	–	5,37±0,44
20-30%	167±9	–	–	–	–	–	3,47±0,28
20-40%	141±10	4,3±0,3	5,5±0,4	0,62±0,04	0,72±0,03	0,17±0,02	–
30-40%	116±10	–	–	–	–	–	2,29±0,19
40-50%	77±9	–	–	–	–	–	1,44±0,12
40-60%	62±9	1,6±0,1	2,07±0,14	0,23±0,02	0,26±0,02	0,063±0,009	–
60-70%	27±6	–	–	–	–	–	0,45±0,04
70-80%	14±4	–	–	–	–	–	0,20±0,02
60-80%	21±6	0,48±0,03	0,58±0,04	0,061±0,004	0,063±0,005	–	–

^aResultados preliminares da colaboração STAR; ^bReferência [62]; ^cReferência [63].

Tabela B.4: Densidades de partículas produzidas ($dN/dy|_{y=0}$) em Cu+Cu 200 GeV. Os erros apresentados são raízes quadradas das somas quadráticas de erros estatísticos e sistemáticos.

centralidade	$\langle N_{part} \rangle$	π^-	π^+	K^-	K^+	\bar{p}	p
0-10%	99±1	96±5	95±5	14,0±1,4	15,3±1,4	7,2±0,6	8,7±0,7
10-19%	76±1	70±3	70±3	10,0±0,9	11,0±1,0	5,3±0,4	6,4±0,5
19-28%	57,3±0,7	52±3	52±3	7,4±0,7	8,0±0,7	4,0±0,3	4,8±0,4
28-36%	42,5±0,5	37,8±1,6	37,7±1,6	5,5±0,5	6,0±0,6	3,0±0,3	3,5±0,3
36-45%	30,9±0,3	27,8±0,9	27,8±0,9	3,8±0,4	4,2±0,4	2,2±0,2	2,6±0,2
45-54%	21,9±0,2	20,1±0,9	20,0±0,8	2,8±0,3	3,0±0,3	1,62±0,14	1,91±0,16
centralidade	$\langle N_{part} \rangle$	$\bar{\Lambda}$	Λ	$\bar{\Xi}$	Ξ	$(\Omega + \bar{\Omega})$	ϕ
0-10%	99±1	4,00±0,41	4,82±0,49	0,57±0,08	0,63±0,08	0,15±0,01	2,00±0,27
10-19%	76±1	–	–	–	–	–	1,34±0,18
10-20%	75±1	2,59±0,27	3,27±0,34	0,35±0,04	0,38±0,05	0,10±0,01	–
19-28%	57,3±0,7	–	–	–	–	–	0,99±0,20
20-30%	53,9±0,7	1,83±0,19	2,13±0,22	0,23±0,04	0,27±0,03	0,064±0,007	–
28-36%	42,5±0,5	–	–	–	–	–	0,69±0,10
30-40%	38,0±0,4	1,19±0,13	1,39±0,15	0,15±0,03	0,16±0,02	0,036±0,006	–
36-45%	30,9±0,3	–	–	–	–	–	0,46±0,08
40-60%	21,9±0,3	0,62±0,07	0,71±0,08	0,08±0,02	0,09±0,01	0,014±0,002	–
45-54%	21,9±0,2	–	–	–	–	–	0,31±0,06

Resultados preliminares da colaboração STAR.

Tabela B.5: Densidades de partículas produzidas ($dN/dy|_{y=0}$) p+p 200 GeV. Os erros apresentados são raízes quadradas das somas quadráticas de erros estatísticos e sistemáticos.

Partículas	dN/dy	Partículas	dN/dy
π^-^a	1,42±0,11	$\bar{\Lambda}^b$	0,0351±0,0033
π^+^a	1,44±0,11	Λ^b	0,0385±0,0036
K^-^a	0,145±0,013	$\bar{\Xi}^b$	0,0029±0,0010
K^+^a	0,150±0,013	Ξ^b	0,0026±0,0009
\bar{p}^a	0,113±0,010	$\Omega + \bar{\Omega}^b$	0,00034±0,00019
p^a	0,138±0,012	ϕ^c	0,0180±0,0029

^aResultados preliminares da colaboração STAR;

^bReferência [64];

^cReferência [65].

Tabela B.6: Densidades de rapidez de partículas produzidas (dN/dy) em Au+Au 200 GeV. Os erros apresentados são somente estatísticos.

Rapidez (y)	dN/dy ^a					
	π^-	π^+	K^-	K^+	\bar{p}	p
-0,05±0,05	285,8±4,4	288,5±4,3	43,1±1,1	47,6±0,9	13,06±1,31	17,48±1,65
0,05±0,05	283,6±4,4	292,8±4,7	44,0±0,9	46,8±1,3	13,32±1,28	17,81±1,78
0,45±0,05	–	–	–	–	11,92±1,25	16,75±1,71
0,5±0,1	286,7±3,3	286,7±3,3	44,4±0,9	46,8±0,9	–	–
0,55±0,05	–	–	–	–	12,06±1,26	17,08±1,73
0,7±0,1	277,2±2,5	279,6±2,8	44,1±0,6	45,6±0,5	–	–
0,8±0,05	–	–	–	–	11,52±1,14	16,55±1,59
0,9±0,1	282,7±2,1	278,3±2,0	42,1±0,5	44,4±0,6	11,12±1,15	16,34±1,62
1,1±0,1	262,5±2,7	263,5±3,2	40,6±0,8	42,8±0,7	–	–
1,3±0,1	250,9±2,2	247,0±1,8	–	–	–	–
1,85±0,15	–	–	–	–	8,31±0,94	15,34±1,72
2,1±0,1	–	–	29,2±1,2	33,1±2,9	–	–
2,2±0,1	193,4±2,5	187,4±3,6	–	–	7,64±1,18	16,48±2,06
2,3±0,1	–	–	24,6±1,1	–	–	–
2,4±0,1	–	–	–	27,7±1,2	–	–
2,5±0,1	168,7±4,7	157,6±3,3	–	–	–	–
2,9±0,2	–	–	–	–	3,03±0,33	11,32±1,10
2,95±0,05	–	–	18,3±1,5	23,7±2,2	–	–
3,05±0,05	124,7±4,2	122,5±2,7	17,0±1,1	22,1±1,9	–	–
3,15±0,05	115,3±2,7	114,3±4,0	15,3±0,8	20,1±1,0	–	–
3,25±0,05	110,7±1,6	104,0±1,2	–	–	–	–
3,3±0,1	–	–	11,4±0,4	18,1±0,6	–	–
3,35±0,05	92,4±1,9	91,2±1,9	–	–	–	–
3,53±0,13	89,6±1,6	86,9±2,6	–	–	–	–

^aOs erros sistemáticos em dN/dy foram estimados em 10% em píons e káons, 10-15% em prótons para $|y| < 1$, 15% em píons e káons, e 20-30% em prótons para maiores valores de y [49, 48].

Referências Bibliográficas

- [1] F. Halzen. *Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. John Wiley & Sons, New York, 1984.
- [2] W. B. Rolnick. *The Fundamental Particles and Their Interactions*. Addison-Wesley, 1994.
- [3] C.-Y. Wong. *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*. World Scientific, Singapore, 1994.
- [4] D. J. Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. John Wiley & Sons, New York, 1987.
- [5] W.-M. Yao *et al.* (Particle Data Group). Review of particle physics. *J. Phys. G*, 33(1):1–1232, 2006.
- [6] D. J. Gross and F. Wilczek. Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories. *Phys. Rev. Lett.*, 30(26):1343–1346, 1973.
- [7] H. D. Politzer. Reliable Perturbative Results for Strong Interactions? *Phys. Rev. Lett.*, 30(26):1346–1349, 1973.
- [8] D. J. Gross. Twenty Five Years of Asymptotic Freedom. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 74:426, 1999.

- [9] G. Sterman *et al.* Handbook of perturbative QCD. *Rev. Mod. Phys.*, 67(1):157–248, 1995.
- [10] S. Bethke. Experimental Tests of Asymptotic Freedom. *Prog. in Part. and Nucl. Phys.*, 58:351, 2007.
- [11] M. A. Stephanov. QCD phase diagram: An overview. *PoS*, LAT2006:024, 2006. hep-lat/0701002.
- [12] B. Muller. Quark matter 2005: Theoretical summary. 2005. nucl-th/0508062.
- [13] S. Gupta. Lattice QCD with chemical potential: Evading the fermion-sign problem. *Pramana*, 63(6):1211–1224, 2004.
- [14] D. H. Rischke. The Quark-Gluon Plasma in Equilibrium. *Prog. in Part. and Nucl. Phys.*, 52:197, 2004.
- [15] K. Rajagopal and F. Wilczek. The condensed matter physics of QCD. 2000. hep-ph/0011333.
- [16] K. Adcox *et al.* (PHENIX Collaboration). PHENIX White Paper. *Nucl. Phys. A*, 757:184–283, 2005.
- [17] J. Adams *et al.* (STAR Collaboration). STAR White Paper. *Nucl. Phys. A*, 757:102–183, 2005.
- [18] E. V. Shuryak. Quantum Chromodynamics and the theory of superdense matter. *Phys. Rep.*, 61:71, 1980.
- [19] K. Yage, T. Hatsuda, and Y. Miake. *Quark-Gluon Plasma: From Big Bang to Little Bang*. Cambridge University Press, Cambridge, 2005.

- [20] P. Braun-Munzinger, K. Redlich, and J. Stachel. Particle production in heavy ion collisions. 2003. nucl-th/0304013.
- [21] C. H. Christensen. *Fluctuations in Au+Au collisions at 200 GeV*. Master's thesis, Niels Bohr Institute, University of Copenhagen, 2003.
- [22] P. Shukla. Glauber model for heavy ion collisions from low energies to high energies. 2001. nucl-th/0112039.
- [23] L. Molnár. *Systematics of Identified Particle Production in pp, dAu and Au-Au Collisions at RHIC Energies*. PhD thesis, Purdue University, 2006.
- [24] M. L. Miller. *Measurements of Jets and Jet Quenching at RHIC*. PhD thesis, Yale University, 2004.
- [25] M. L. Miller, K. Reygers, S. J. Sanders, and P. Steinberg. Glauber modeling in high energy nuclear collisions. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 57:205–243, 2007. nucl-ex/0701025.
- [26] J. Cleymans, H. Oeschler, K. Redlich, and S. Wheaton. Comparison of Chemical Freeze-Out Criteria in Heavy-Ion Collisions. *Phys. Rev. C*, 73:034905, 2006.
- [27] P. Giubellino. Perspectives of the ALICE experiment. *Braz. J. of Phys.*, 34:166–169, 2004.
- [28] K. H. Ackermann *et al.* (STAR Collaboration). STAR detector overview. *Nucl. Instru. and Meth. in Phys. Res. Sec. A*, 499:624–632, 2003.
- [29] W. Broniowski, A. Baran, and W. Florkowski. Thermal approach to RHIC. *Acta Phys. Polon.*, B33:4235–4258, 2002. hep-ph/0209286.

- [30] R. Hagedorn. Thermodynamics of Strong Interactions. Lectures given in the Academic Training Programme of CERN 1970-1971, 1971.
- [31] R. Hagedorn. The Long Way to the Statistical Bootstrap Model (SBM). CERN-TH.7190/94, 1994.
- [32] F. Becattini. What is the meaning of the statistical hadronization model? *J. of Phys. Conf. Ser.*, 5:175, 2005. hep-ph/0410403.
- [33] S. Wheaton. Overview of the Statistical-Thermal Model as Applicable to THERMUS, 2005. <http://hep.phy.uct.ac.za/THERMUS/>.
- [34] J. D. Walecka. *Fundamentals of Statistical Mechanics: Manuscript and Notes of Felix Bloch*. Imperial College Press and World Scientific Publishing Co., Singapore, 2000.
- [35] F. Becattini, M. Gaździcki, and J. Sollfrank. On chemical equilibrium in nuclear collisions. *Eur. Phys. J. C*, 5:143–153, 1998.
- [36] F. Becattini, M. Gaździcki, A. Keränen, J. Manninen, and R. Stock. Chemical equilibrium study in nucleus-nucleus collisions at relativistic energies. *Phys. Rev. C*, 69(2):024905, 2004.
- [37] S. Wheaton and J. Cleymans. THERMUS: A thermal model package for ROOT. 2004. hep-ph/0407174.
- [38] R. Brun and F. Rademakers. ROOT – An object oriented data analysis framework. *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A*, 389(1–2):81–86, 1997.
- [39] S. Wheaton. THERMUS V2.0 User Guide, 2005. <http://hep.phy.uct.ac.za/THERMUS/>.

- [40] G. Torrieri, S. Steinke, W. Broniowski, W. Florkowski, J. Letessier, and J. Rafelski. SHARE: Statistical Hadronization with Resonances. *Comput. Phys. Commun.*, 167:229, 2005.
- [41] A. Kisiel, T. Taluc, W. Broniowski, and W. Florkowski. Therminator: Thermal heavy-ion generator. *Comput. Phys. Commun.*, 174:669, 2006.
- [42] A. Keränen and F. Becattini. Chemical factors in canonical statistical models for relativistic heavy ion collisions. *Phys. Rev. C*, 65:044901, 2002.
- [43] J. Cleymans. Strangeness: Theoretical status. 1997. nucl-th/9704046.
- [44] J. Cleymans and K. Redlich. Chemical and thermal freeze-out parameters from 1A to 200A GeV. *Phys. Rev. C*, 60:054908, 1999.
- [45] J. D. Bjorken. Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region. *Phys. Rev. D*, 27(1):140–151, 1983.
- [46] J. Cleymans, B. Kampfer, P. Steinberg, and S. Wheaton. Strangeness saturation: Energy- and system-size dependence. 2002. hep-ph/0212335.
- [47] J. Cleymans, B. Kampfer, M. Kaneta, S. Wheaton, and N. Xu. Centrality Dependence of Thermal Parameters Deduced from Hadron Multiplicities in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=130$ GeV. *Phys. Rev. C*, 71:054901, 2005.
- [48] I. G. Bearden *et al.* (BRAHMS Collaboration). Charged Meson Rapidity Distributions in Central Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 94:162301, 2005.
- [49] I. G. Bearden *et al.* (BRAHMS Collaboration). Nuclear Stopping in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 93(10):102301, 2004.

- [50] B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration). Identified baryon and meson distributions at large transverse momenta from Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 97:152301, 2006. nucl-ex/0606003.
- [51] A. Dumitru, L. Portugal, and D. Zschiesche. Inhomogeneous freeze-out in relativistic heavy-ion collisions. *Phys. Rev. C*, 73:024902, 2006.
- [52] X.N. Wang and M. Gyulassy. HIJING 1.0: A Monte Carlo Program for Parton and Particle Production in High Energy Hadronic and Nuclear Collisions. *Comput. Phys. Commun.*, 83:307, 1994.
- [53] V. Topor Pop, M. Gyulassy, J. Barrette, C. Gale, X. N. Wang, and N. Xu. Baryon Junction Loops in HIJING/Bb̄v2.0 and the Baryon/Meson Anomaly at RHIC. *Phys. Rev. C*, 70:064906, 2004.
- [54] J. Cleymans and K. Redlich. Unified Description of Freeze-Out Parameters in Relativistic Heavy Ion Collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 81(24):5284–5286, 1998.
- [55] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, and J. Stachel. Hadron production in central nucleus-nucleus collisions at chemical freeze-out. *Nucl. Phys. A*, 772:167, 2006.
- [56] F. Becattini, J. Manninen, and M. Gazdzicki. Energy and system size dependence of chemical freeze-out in relativistic nuclear collisions. *Phys. Rev. C*, 73:044905, 2006.
- [57] R. Bellwied *et al.* The STAR Silicon Vertex Tracker: A large area Silicon Drift Detector. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. Sect. A*, 499(2–3):640–651, 2003.

- [58] L. Arnold *et al.* The STAR silicon strip detector (SSD). *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. Sect. A*, 499(2–3):652–658, 2003.
- [59] C. Adler *et al.* (STAR Collaboration). Mid-rapidity Lambda and Antilambda production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=130$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 89:092301, 2002. nucl-ex/0203016.
- [60] J. Adams *et al.* (STAR Collaboration). Multi-strange baryon production in Au Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=130$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 92:182301, 2004. nucl-ex/0307024.
- [61] C. Adler *et al.* (STAR Collaboration). Midrapidity ϕ production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=130$ GeV. *Phys. Rev. C*, 65(4):041901, 2002.
- [62] J. Adams *et al.* (STAR Collaboration). Scaling Properties of Hyperon Production in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 98:062301, 2007.
- [63] C. Suire. Ω^- and $\bar{\Omega}^+$ production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=130$ and 200 GeV. *Nucl. Phys. A*, 715:470, 2003.
- [64] B. I. Abelev *et al.* (STAR Collaboration). Strange particle production in p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV. *Phys. Rev. C*, 75:064901, 2007. nucl-ex/0607033.
- [65] J. Adams *et al.* (STAR Collaboration). Phi meson production in Au+Au and p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV. *Phys. Lett. B*, 612:181, 2005.