Universidade de São Paulo
Instituto de Física

QUARKS PESADOS EM COLISÕES ULTRA-RELATIVÍSTICAS NO EXPERIMENTO STAR NO RHIC

Alexandre Alarcon do Passo Suaide

Tese apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Livre Docente.

São Paulo
2011

À minha família

Resumo

Medidas de quarks pesados em colisões ultra-relativísticas permitem a investigação detalhada acerca das propriedades do plasma de quarks e glúons (QGP) criado nas colisões Au+Au no RHIC. Acredita-se que quarks pesados sejam produzidos nos instantes iniciais da colisão e suas elevadas massas permitem que sua produção seja tratada sob o ponto de vista da QCD perturbativa. Por conta disso, qualquer modificação ocorrida em colisões p+A e A+A, em relação a colisões p+p, sugere uma modificação devido ao meio criado. Vários observáveis podem ser explorados, desde estados abertos de quarks pesados até estados de quarkonia, cada um deles podendo fornecer informações sobre diferentes aspectos do meio criado. Neste trabalho discutiremos os resultados obtidos nos últimos anos pelo experimento STAR para quarks pesados em estados abertos através de vários observáveis, desde a reconstrução direta de mésons D até a medida de decaimentos semi-leptônicos de mésons D e B. Essas medidas resultam em intrigante fenomenologia que deve ser explorada com afinco nos próximos anos.

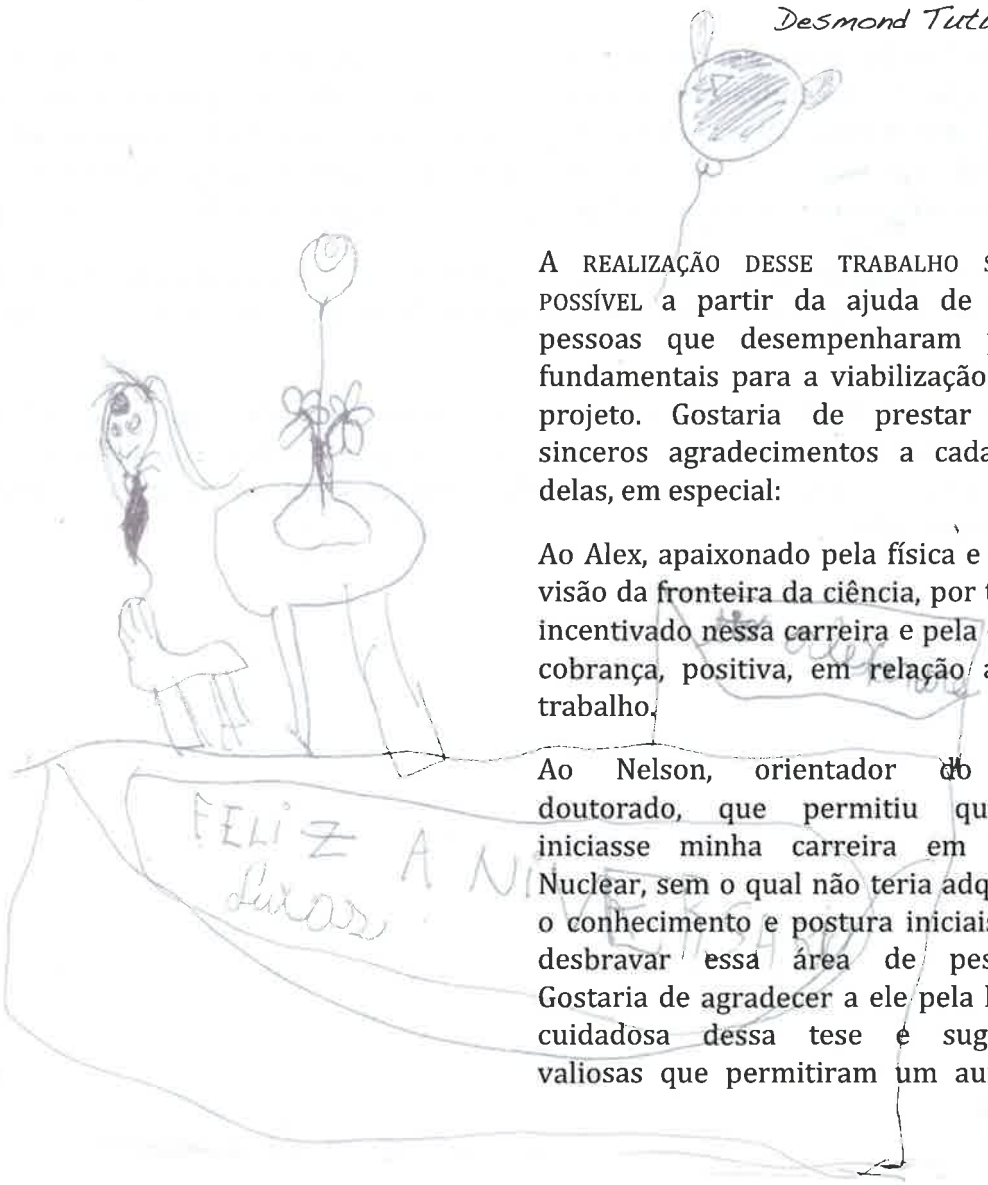
Abstract

The study of heavy flavor production in relativistic heavy ion collisions is an extreme experimental challenge and provides important information on the properties of the Quark-Gluon Plasma (QGP) created in Au+Au collisions at RHIC. Heavy quarks are believed to be produced in the initial stages of the collision and their production is investigated in terms of perturbative QCD. Any modification on their production in p+A and A+A collisions can be related to the properties of the medium created. Heavy flavors can be studied using different observables in heavy ion collisions from the measurement of open mesons through the investigation of quarkonia states. In this work we discuss the investigation performed by the STAR experiment on open heavy flavor production using different experimental techniques, including the direct reconstruction of D mesons and measurement of semileptonic decays of D and B mesons. These investigations reveal intriguing phenomena that should be studied over the next years.

Agradecimentos

Você não escolhe a sua família. Ela é presente de Deus para você, da mesma forma que você o é para a sua família.

Desmond Tutu



A REALIZAÇÃO DESSE TRABALHO SÓ FOI POSSÍVEL a partir da ajuda de várias pessoas que desempenharam papeis fundamentais para a viabilização desse projeto. Gostaria de prestar meus sinceros agradecimentos a cada uma delas, em especial:

Ao Alex, apaixonado pela física e ampla visão da fronteira da ciência, por ter me incentivado nessa carreira e pela eterna cobrança, positiva, em relação a esse trabalho.

Ao Nelson, orientador do meu doutorado, que permitiu que eu iniciasse minha carreira em Física Nuclear, sem o qual não teria adquirido o conhecimento e postura iniciais para desbravar essa área de pesquisa. Gostaria de agradecer a ele pela leitura cuidadosa dessa tese e sugestões valiosas que permitiram um aumento

na qualidade final desse texto.

À Eloisa, pelas conversas constantes, sugestões e conselhos, que me ajudaram a amadurecer desde que iniciei minha carreira de docente na USP.

Ao grupo, o Nelson, Eloisa, Alex, Marcelo, Marcia, Francisco, Raphael, Mauro, Renato, Lucas, Denise, Elienos, Gabriel, Marcel e demais alunos do grupo, pelas constantes discussões que realizamos e que permitiram uma consolidação da pesquisa experimental com íons relativísticos no Departamento de Física Nuclear da USP.

Aos membros do grupo de quarks pesados do experimento STAR, que coordenei por cinco anos, que foram fundamentais no processo de análise dos dados, execução dos experimentos e realização de muitos dos trabalhos apresentados nessa tese.

Aos membros do experimento STAR, onde cultivei, além de colegas de trabalho, amigos, pela dedicação em tornar esse um dos mais eficientes experimentos em Física Nuclear do mundo.

À minha família, a Marcia, companheira há quase vinte anos e, mais recentemente, o Felipe, que me incentivam e motivam para que eu possa continuar investindo na pesquisa em física de altas energias. Aos meus irmãos, Beto e André, à minha mãe, Lucy, e meu falecido pai, José, pelo constante incentivo e apoio ao longo da minha carreira. Aos meus sobrinhos, Lucas e Rafael, pela alegria que é participar do crescimento deles.

A todos os meus amigos, reais e virtuais, aos meus alunos e ex-alunos, que propiciam prazerosas discussões em física, política, sociedade ou qualquer outro tema igualmente empolgante.

E, finalmente, à FAPESP e CNPq pelo apoio financeiro, seja através de bolsas de pesquisa ou financiamento de projetos e viagens, sem os quais seria muito difícil manter-se competitivo e atualizado em uma comunidade extremamente dinâmica como a de física de altas energias.

Índice

ÍNDICE ____ i

ÍNDICE DE FIGURAS ____ v

INTRODUÇÃO ____ xiii

Referências ____ xvii

CAPÍTULO I – QCD E A MATÉRIA NUCLEAR ____ 1

I.1. A Cromodinâmica Quântica ____ 2

I.1.1. Os quarks como partículas fundamentais ____ 2

I.1.2. Carga de cor ____ 4

I.1.3. Escalonamento de Bjorken: indícios da liberdade assintótica na QCD ____ 6

I.1.4. O glúon ____ 10

I.1.5. A Lagrangeana da QCD e liberdade assintótica. ____ 12

I.2. A matéria da QCD em limites extremos ____ 15

I.2.1. O modelo do MIT e transições de fase ____ 15

I.2.2. Diagrama de fases da QCD ____ 18

I.3. Referências 20

CAPÍTULO II – O PLASMA DE QUARKS E GLÚONS 23
II.1. O plasma de quarks e glúons 24
II.2. Evidências da formação do plasma de quarks e glúons 26
II.2.1. Sondas moles e observáveis globais 27
II.2.1.1. Densidade de partículas e energia transversal 27
II.2.1.2. Razões entre produção de partículas e "freeze-out" 31
II.2.1.3. Fluxo elíptico 34
II.2.2. Sondas duras 39
II.2.2.1. Espectro inclusivo de hádrons 40
II.2.2.2. Correlações angulares 42
II.3. Perspectivas 45
II.4. Referências 46

CAPÍTULO III – QUARKS PESADOS 49
III.1. Produção de quarks pesados 50
III.1.1. pQCD e FONLL 51
III.1.2. A hadronização de quarks pesados 54
III.2. Interação de quarks pesados com o meio em colisões A+A 59
III.2.1. Perda de energia colisional 60
III.2.2. Perda de energia radioativa 65
III.3. Referências 69

CAPÍTULO IV – TÉCNICAS EXPERIMENTAIS 71
IV.1. Ferramentas experimentais 72
IV.1.1. O acelerador RHIC 72
IV.1.2. O experimento STAR 74
IV.1.3. Aquisição de dados e seleção de eventos 80
IV.2. Técnicas de identificação de partículas 81
IV.2.1. Decaimento hadrônico de mésons D 81
IV.2.2. Decaimento semi-leptônico de mésons D e B 86
IV.2.2.1. Elétrons de baixo momento – tempo de voo 87
IV.2.2.2. Elétrons de alto momento – calorímetro eletromagnético 91
IV.2.2.3. Separação de elétrons provenientes de mésons D e B do fundo 96

IV.2.2.4. Obtenção de elétrons não-fotônicos 100
IV.3. Referências 100

CAPÍTULO V – RESULTADOS E DISCUSSÃO 103
V.1. Produção de quarks pesados 104
V.1.1. Seção de choque para produção de charm 104
V.1.2. Mecanismos de produção de charm 110
V.1.3. Elétrons não fotônicos de elevado momento transversal 113
V.1.4. Produção relativa de charm e bottom 115
V.2. Interação de quarks pesados com o meio em colisões A+A 119
V.2.1. Supressão de elétrons não fotônicos 119
V.2.2. Correlações angulares em colisões A-A 124
V.3. Referências 126

CAPÍTULO VI – CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS 129
VI.1. Referências 132

Índice de figuras

Figura I.1. Octeto para mésons segundo a classificação de Gell-Mann. No caso acima, o estado η se divide em dois outros, η e η'. 3

Figura I.2. Decupleto e octeto para bárions segundo a classificação de Gell-Mann. 3

Figura I.3. Partículas fundamentais do Modelo Padrão. Em roxo estão os quarks, em verde, os léptons e, em vermelho, os bósons. 4

Figura I.4.Razão entre a seção de choque de produção de hádrons e múons para colisões elétron-pósitron. Coletânea de dados mundiais realizada pelo Particle Data Group . 5

Figura I.5. Função de estrutura do próton para valores diversos de x, indicando o escalonamento de Bjorken . 8

Figura I.6. Evidência experimental da relação de Callan-Gross. 9

Figura I.7. Evento de três jatos observado pelo experimento PLUTO, marcando a descoberta de glúons. 10

Figura I.8. Função de estrutura do próton para valores diversos de x, indicando a quebra do escalonamento de Bjorken para valores de pequenos. 11

Figura I.9. Constante de acoplamento da QCD em função da energia. Os dados experimentais evidenciam a característica de liberdade assintótica da QCD. 14

Figura I.10. O diagrama de fase da matéria hadrônica previsto pelo modelo de sacola do MIT. 17

Figura I.11. Densidade de entropia para um gás de quarks e glúons e um gás de píons. A curva preta mostra a transição de fase entre esses estados. 18

Figura I.12. Cálculos de QCD de rede para a razão P/T^4 em função da temperatura. 19

Figura I.13. Diagrama de fases da QCD, evidenciando os diversos estados possíveis da matéria. 20

Figura II.1. Esquema da evolução de uma colisão com íons-pesados relativísticos (a) na situação na qual o plasma de quarks e glúons não é formado e (b) na situação na qual esse plasma é formado. 26

Figura II.2. Taxas de produção de partículas por par de participante como função da centralidade para colisões Au+Au com $\sqrt{s_{nn}}$ de 130 e 200 GeV medidas pela colaboração PHOBOS. 28

Figura II.3. Medidas de energia transversal pelos experimentos STAR e PHENIX, no RHIC, e WA98, no SPS. No painel inferior são apresentados os dados obtidos no experimento STAR, contudo com uma diferente parametrização para o número de participantes, baseada no modelo óptico de Glauber. 29

Figura II.4. Razão entre energia transversal e número de partículas produzidas para experimentos em várias energias no RHIC e SPS. 30

Figura II.5. Razões de produção de diversas partículas medidas pelo experimento STAR para colisões centrais Au+Au em 200 GeV. As linhas verdes correspondem a ajuste utilizando modelo termodinâmico. 31

Figura II.6. γ_s em função da centralidade para colisões Au+Au no experimento STAR [1]. 32

Figura II.7. Medidas de fótons térmicos realizadas pelo experimento PHENIX para colisões Au+Au a 200 GeV. 33

Figura II.8. Espectros de produção de píon, káon, próton e antipróton em colisões Au+Au no experimento STAR. 33

Figura II.9. Curvas de intervalo de confiança de 1σ e 1σ para os parâmetros de desacoplamento cinético em função da centralidade para colisões Au+Au e p+p do experimento STAR. 34

Figura II.10. Esquema de uma colisão não central entre íons-pesados, evidenciando o plano de reação e esquematizando o fluxo elíptico. 35

Figura II.11. Dependência de v_2 com a centralidade para medidas no SPS (NA49), e STAR, em duas diferentes energias. 36

Figura II.12. Dependência de v_2 com a energia da colisão. 37

Figura II.13. Dependência de v_2 com o momento transversal para píons em diferentes energias de colisão. 37

Figura II.14. Dependência de v_2 com o momento transversal para diferentes partículas medidas pelo experimento STAR. As linhas pontilhadas correspondem a cálculos hidrodinâmicos para um fluido ideal. 38

Figura II.15. Escala de v_2 de várias partículas pelo número de quarks de valência. A linha pontilhada representa um ajuste polinomial aos dados e, no quadro inferior, é apresentada a razão entre os dados experimentais e esse ajuste. 38

Figura II.16. Espectro de partículas carregadas de elevado momento transversal em colisões Au+Au e p+p no experimento STAR. 40

Figura II.17. R_{AB} para hádrons carregados em colisões centrais Au+Au e d+Au no experimento STAR. 41

Figura II.18. R_{AuAu} para píons neutros e hádrons carregados em colisões centrais Au+Au nos experimentos do RHIC. As curvas correspondem a cálculos teóricos para perda de energia de pártons no plasma com várias opacidades [26]. 41

Figura II.19. Correlação angular para pares de hádrons de elevado momento transversal medidas pelo experimento STAR em colisões p+p, d+Au e Au+Au. 43

Figura II.20. Correlações angulares para pares de hádrons com diferentes momentos para a partícula de gatilho e associadas. 43

Figura II.21. Correlações angulares para eventos centrais Au+Au no experimento STAR para partículas associadas com $0.8\ \text{GeV/c} < p_T < 1.0\ \text{GeV/c}$ e gatilhos com $4.0\ \text{GeV/c} < p_T^{gatilho} < 6.0\ \text{GeV/c}$. As curvas correspondem a diferentes ajustes ao pico oposto. Detalhes sobre esses ajustes podem ser obtidos em. 44

Figura III.1. Funções de distribuição partônicas dadas por CTEQ6M para $\mu/\mu_0 = 0.5$ (pontilhada-tracejada), $\mu/\mu_0 = 1$ (tracejada) e $\mu/\mu_0 = 2$ (sólida) para charm (esquerda) e bottom (direita). A linha vertical representa $x = 2m/\sqrt{s}$ para energias do RHIC. 53

Figura III.2. Seções de choque e bandas de incerteza na distribuição de momentos teórica para quarks charm calculadas utilizando FONLL (curvas cheias) e NLO (curvas tracejada-pontilhadas) utilizando distribuições partônicas dadas por CTEQ6M. 53

Figura III.3. Banda de incerteza teórica na distribuição de momentos para quarks bottom calculadas utilizando FONLL (curvas cheias) e NLO (curvas tracejada-pontilhadas) utilizando distribuições partônicas dadas por CTEQ6M. 54

Figura III.4. Função de fragmentação para mésons B medida pela colaboração ALEPH em colisões elétron-pósitron. A linha contínua corresponde a um cálculo de NLO. 55

Figura III.5. Função de fragmentação de Peterson para quarks pesados. 56

Figura III.6. Comparação de cálculo da parte perturbativa da função de fragmentação a dados de colisões elétron-pósitron. 58

Figura III.7. Ajuste da equação (8) aos dados experimentais de colisões elétron-pósitron para função de fragmentação de bottom. Nesse caso, somente o primeiro termo da correção não perturbativa foi utilizado no ajuste. 58

Figura III.8. Bandas teóricas para seções de choque de elétrons provenientes dos decaimentos $D \to e$ (linha cheia), $B \to e$ (linha tracejada) e $B \to D \to e$ (linha tracejada-pontilhada). 59

Figura III.9. Perda de energia para charm em função do seu momento para um plasma de temperatura de 250 MeV e $\alpha_s = 0.2$. A linha sólida corresponde à previsão de Braaten e Thoma. A linha tracejada corresponde ao cálculo de Thoma e Gyulassy e a linha pontilhada, Bjorken. 62

Figura III.10. O mesmo da Figura III.9 para quark bottom. 63

Figura III.11. Distribuição de probabilidades $D(p,L)$ para diferentes comprimentos de plasma e diferentes parametrizações para os coeficientes de difusão. 64

Figura III.12. Esquerda: comparação entre a perda de energia colisional para um plasma estático (pontilhada) e em expansão (contínua) em função da energia do quark pesado. Direita: perda de energia em função do comprimento do plasma para um sistema estático (pontilhado) e em expansão (contínua). Note que o sistema em expansão resulta em menor perda de energia. 65

Figura III.13. Comparação de perda de energia radioativa e colisional para charm. 67

Figura III.14. Perda de energia por emissão de radiação para quarks pesados em comparação a quarks leves. A menor perda de energia seria devido ao efeito de cone morto. 68

Figura III.15. Fator de supressão nuclear esperado para elétrons do decaimento de mésons contendo quarks pesados para duas densidades do meio. Nesse caso, o efeito de cone morto diminui significativamente a perda de energia de quarks pesados, diminuindo a supressão nuclear, mesmo para casos extremos de densidade de energia. 68

Figura IV.1. Complexo do acelerador RHIC, no Laboratório Nacional de Brookhaven. 73

Figura IV.2. Esquema do complexo do acelerador RHIC, onde se evidencia as linhas de transporte de feixe desde o Tandem (para feixes pesados) ou Linac (para prótons) até os anéis do colisor. 73

Figura IV.3. Foto do experimento STAR com alguns membros da colaboração, pouco após o início de operações do RHIC. 75

Figura IV.4. Esquema do experimento STAR até 2006. O experimento STAR vem sofrendo atualizações constantes nos seus detectores. Esse esquema representa, em linhas gerais, a situação do experimento durante grande parte da tomada de dados realizada e apresentada nesse trabalho. 75

Figura IV.5. Evento de colisão Au+Au com no experimento STAR. 77

Figura IV.6. Esquema de um MRPC utilizado no sistema de tempo de voo. (a) Corte transversal de um módulo. (b) Vista superior do circuito impresso dos pads de leitura. 78

Figura IV.7. Foto de um módulo do calorímetro eletromagnético sendo instalado no detector STAR. 79

Figura IV.8. Esquema de um módulo do calorímetro eletromagnético do STAR. 80

Figura IV.9. Espectro de perda de energia (dE/dx) do TPC em função do momento da partícula. Nota-se a clara separação entre diversos tipos de partículas em uma ampla região de momentos. Para momentos acima de 1,5 GeV/c, os valores de dE/dx para elétrons são, em média, superiores àqueles para hádrons. 82

Figura IV.10. Espectro de massa invariante entre píons e káons para colisões mínimo bias Au+Au a 200 GeV. Não é possível identificar um pico na região de massa invariante do D^0. 83

Figura IV.11. Espectro de massa invariante para káons e píons após subtração do fundo combinatório para colisões d+Au a 200 GeV. 84

Figura IV.12. Espectro de massa invariante para káons e píons após subtração do fundo combinatório para colisões Au+Au a 200 GeV. 84

Figura IV.13. Diferença de massa invariante para káon-píon-píon e káon-píon. A linha vermelha corresponde ao sinal e as linhas azul e preta, ao fundo combinatório. Pode-se notar um pico no valor esperado para D^*. 85

Figura IV.14. Modos de decaimento de mésons contendo quarks pesados (neste caso charm). Estes mésons podem decair por canais hadrônicos (K+π) ou leptônicos (e + K). 86

Figura IV.15. em função do momento da partícula para colisões d+Au em 200 GeV. Um cálculo de massa invariante ($m^2 = p^2(1/\beta^2 - 1)$) para uma faixa específica de momento mostra a boa separação entre partículas. 87

Figura IV.16. Identificação de elétrons com o TOF. (a) Espectro de dE/dx vs. p sem seleção na velocidade da partícula. (b) O mesmo espectro com seleção na velocidade, de tal forma que $|1/\beta - 1| < 0.03$. Nota-se uma clara separação entre elétrons e os hádrons remanescentes. 88

Figura IV.17. Projeção no eixo de dE/dx para diferentes intervalos de momento transversal após seleção de partículas com base na sua velocidade, medida com o TOF. 89

Figura IV.18. Contaminação hadrônica na amostra de elétrons para colisões p+p a 200 GeV. 90

Figura IV.19. Eficiência de seleção de elétrons utilizando o TOF em função da contaminação hadrônica para colisões p+p em diferentes faixas de momento. 90

Figura IV.20. Espectro de p/E_{tower} para colisões d+Au no STAR. A linha preta corresponde a partículas pré-selecionadas como elétrons pelo TPC. A linha vermelha corresponde ao fundo hadrônico. 91

Figura IV.21. Posição de chuveiro no SMD na direção z. As linhas vermelhas indicam associações positivas entre trajetórias no TPC e chuveiros no SMD. 92

Figura IV.22. Largura de chuveiro (em unidades de número de fios ou strips, em Inglês) no SMD para elétrons (esquerda) e hádrons (direita). Note que os chuveiros gerados por elétrons são, em media, mais largos que aqueles para hádrons. 93

Figura IV.23. Espectro de dE/dx para partículas com momento maior que 2 GeV/c. Cada curva corresponde à acumulação de um novo critério de identificação de elétrons no calorímetro eletromagnético. Note que o pico de hádrons (menores valores de dE/dx) diminui consideravelmente com a inclusão de informações do calorímetro, enquanto a distribuição para elétrons (pico à direita) não diminui de forma considerável, aumentando a relação entre elétrons e hádrons na amostra. 94

Figura IV.24. Eficiência de detecção de elétrons com o BEMC para colisões p+p a 200 GeV. 95

Figura IV.25. Contaminação hadrônica em função do momento para colisões p+p a 200 GeV. 96

Figura IV.26. Simulação do ponto de conversão de fótons no experimento STAR. Pode-se notar claramente a estrutura dos detectores SVT, SSD e a estrutura interna do TPC (correspondente ao círculo mais externo). 97

Figura IV.27. Espectro de massa invariante para pares e^+e^- em colisões Au+Au a 200 GeV (linha sólida). A linha pontilhada corresponde ao fundo combinatório. O histograma cinza corresponde ao fundo fotônico, após a subtração do fundo combinatório. 98

Figura IV.28. Eficiência de reconstrução do fundo fotônico. (a) Eficiência em função do momento transversal do elétron para dois tipos de peso estatístico (ver texto). (b) razão entre as eficiências calculadas com esses diferentes pesos estatísticos. 99

Figura V.1. Taxa de produção relativa de múons e elétrons em função do momento transversal médio do méson D. Note que há uma forte dependência dessa taxa para elétrons não fotônicos enquanto que, para múons, essa taxa relativa varia pouco. 105

Figura V.2. Espectro de mésons D0 e elétrons não fotônicos em colisões p+p e d+Au com GeV no experimento STAR. 106

Figura V.3. Espectro de mésons D0, múons e elétrons não fotônicos em colisões Au+Au com GeV em diferentes centralidades no experimento STAR. 106

Figura V.4. Seção de choque de produção de charm em rapidez central por colisão binária para vários sistemas medidos pelo experimento STAR no RHIC. Dados de p+p e Cu+Cu são preliminares e ainda não foram publicados. 108

Figura V.5. Função de excitação da seção de choque total de produção de charm obtida de vários experimentos (referências no gráfico), bem como previsão teórica obtida por QCD perturbativa. As linhas tracejadas indicam a incerteza na previsão teórica. 109

Figura V.6. Correlação azimutal entre D* e jatos em colisões p+p no experimento STAR. A curva corresponde a um ajuste de duas gaussianas. 111

Figura V.7. Função de fragmentação de mésons D* oriundos de jatos para colisões p+p em $\sqrt{s} = 200$ GeV no experimento STAR. A região em verde corresponde à previsão dessa distribuição no caso do processo de fusão de glúons ou quarks. 111

Figura V.8. Fração de quebra de glúons observada como função da energia do jato para o experimento STAR e medidas das colaborações UA1 e CDF. As linhas contínuas correspondem a previsões de pQCD para duas massas de quarks charm distintas utilizando a função de fragmentação de Peterson. 112

Figura V.9. (a) Seção de choque de produção de elétrons não-fotônicos em colisões p+p no experimento STAR. Os pontos vermelhos consistem em medidas realizadas nos runs de 2005 e 2008 e os pontos azuis em medidas realizadas em 2003 após correção (ver texto para detalhes). (b) Razão entre os dados e previsão teórica obtida com FONLL. Nessa figura também são apresentados dados medidos no experimento PHENIX. 114

Figura V.10. Correlações angulares simuladas com o programa PYTHIA entre elétrons não-fotônicos provenientes de mésons D e B para duas diferentes funções de fragmentação. A linha tracejada corresponde à função de fragmentação de Peterson e, a linha vermelha, uma função de fragmentação do tipo delta. 116

Figura V.11. Correlação angular experimental entre elétrons não-fotônicos e hádrons obtida no experimento STAR em colisões p+p com $\sqrt{s} = 200$ GeV. A linha azul corresponde à previsão para elétrons provenientes de mésons B. A linha vermelha, mésons D e a linha verde corresponde ao ajuste efetuado. 117

Figura V.12. Contribuição relativa de mésons B para elétrons não-fotônicos (r_B) em colisões p+p no experimento STAR. A linha contínua corresponde à previsão obtida com cálculos de FONLL e as linhas tracejadas mostram a incerteza nessa previsão. 117

Figura V.13. Espectro de elétrons provenientes de decaimentos de bottom (esquerda) e charm (direita) para colisões p+p no experimento STAR. As linhas correspondem a previsões teóricas obtidas de cálculos de FONLL. No painel inferior são mostradas as razões entre os dados experimentais e essas previsões. As linhas pontilhadas e tracejadas correspondem às incertezas nas previsões teóricas. 118

Figura V.14. Espectro de elétrons não-fotônicos de alto momento transversal para colisões p+p, d+Au e Au+Au (três centralidades) obtidas pelo experimento STAR. 120

Figura V.15. Fator de modificação nuclear para elétrons não-fotônicos em colisões d+Au (a) e diferentes centralidades em colisões Au+Au (b-d). As curvas teóricas em (d) são discutidas no texto. 121

Figura V.16. Fator de modificação nuclear médio para elétrons não-fotônicos com em função do número de participantes para o experimento STAR e PHENIX. 122

Figura V.17. Intervalos de confiança para fator de modificação nuclear de elétrons provenientes de mésons B ($R_{AA}^{e_B}$) e D ($R_{AA}^{e_D}$) para indicando que bottom é suprimido em colisões centrais Au+Au com confiança de 90%. 124

Figura V.18. Correlação e-h em colisões Au+Au no experimento STAR. Na figura à esquerda mostramos a correlação bruta e o sinal de fundo devido a v_2. Na figura à direita, mostramos a correlação com fundo subtraído e normalizado com o método ZYAM. A faixa púrpura indica a incerteza de normalização do método ZYAM e a faixa cinza, devido à subtração de v_2. 125

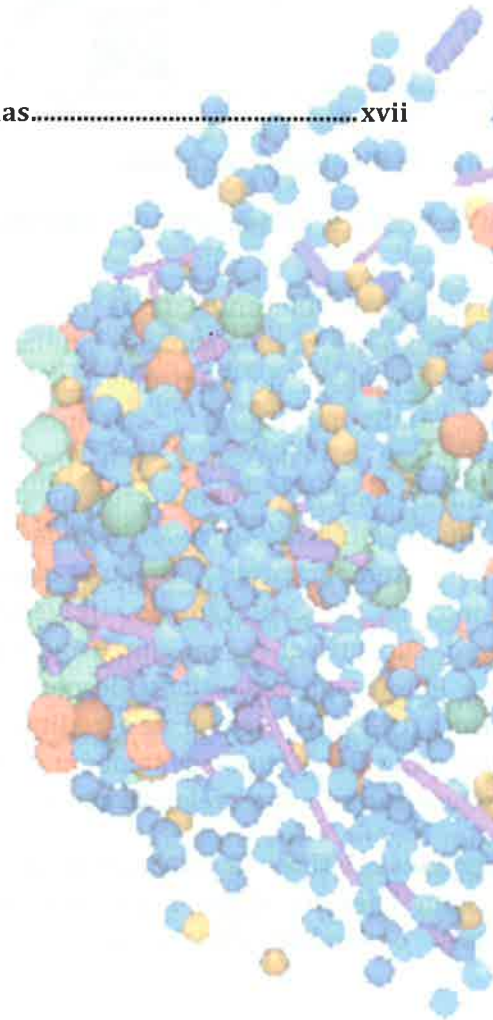
Figura V.19. Correlação e-h em colisões Cu+Cu no experimento STAR. Na figura à esquerda mostramos a correlação bruta e o sinal de fundo devido a v_2. Na figura à direita, mostramos a correlação com fundo subtraído e normalizado com o método ZYAM. A faixa púrpura indica a incerteza de normalização do método ZYAM e a faixa cinza, devido à subtração de v_2. 125

Introdução

Ciência é construída de fatos, como uma casa, de tijolos. Mas um acúmulo de fatos não é mais ciência do que uma pilha de tijolos, uma casa.

Joules-Henri Poincaré

Referências.....xvii



REAÇÕES NUCLEARES ENVOLVENDO ÍONS-PESADOS têm sido uma ferramenta importante no estudo da matéria em condições extremas nas últimas décadas. A motivação primordial para esses estudos é a investigação da estrutura mais fundamental da matéria e as interações que permitiram o Universo evoluir aos dias atuais. Esse entendimento, além de satisfazer a curiosidade inerente ao ser humano, permite realizar projeções sobre o seu futuro.

Duas frentes importantes, e complementares, poderiam ser identificadas como a fronteira do conhecimento provenientes do estudo de reações nucleares com íons-pesados. A primeira, passando atualmente por uma fase de intensa efervescência, é o estudo de reações nucleares no regime relativístico, que aborda as

questões sobre a origem do Universo e o processo de formação da matéria hadrônica que o compõe, segundo o modelo do Big-Bang [1]. A segunda estuda os processos de nucleossíntese responsáveis pela formação de todos os elementos conhecidos na natureza. Estas duas frentes poderiam ser apresentadas, de forma pictórica, na relação entre a temperatura do universo e seu tempo de evolução, conforme mostrado na Figura 1.

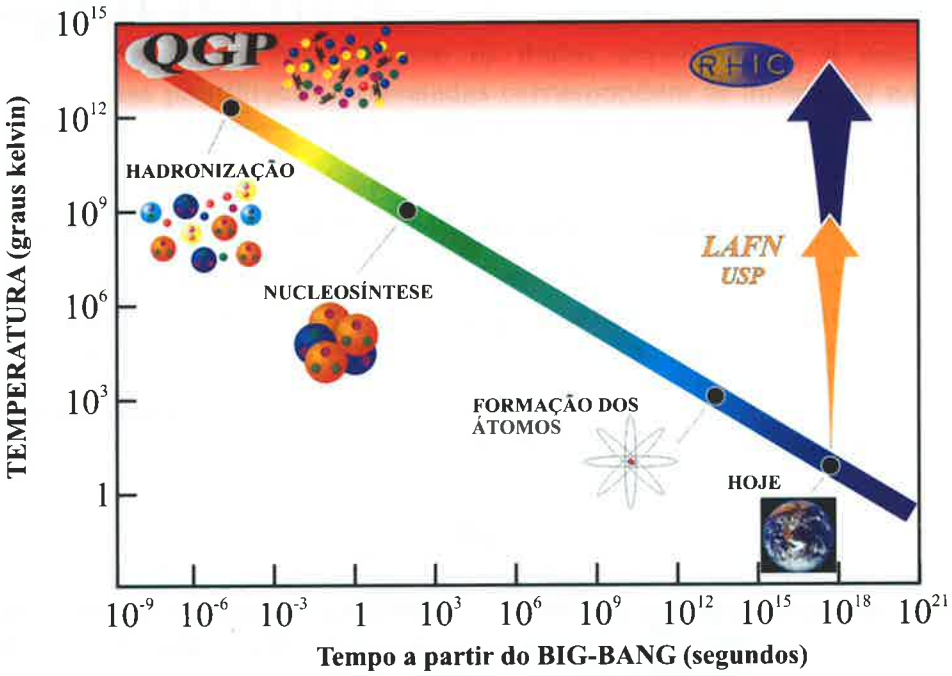


Figura 1. Esquema mostrado a evolução e resfriamento do Universo, desde o Big-Bang até os dias atuais.

Para observar o comportamento da matéria em diferentes fases da evolução do Universo é necessário atingir situações de temperatura e densidades similares àquelas presentes naquele momento. Para isso, aceleradores de partículas colidem núcleos diversos em vários regimes energéticos. Ainda na Figura 1 são mostrados dois aceleradores em diferentes regimes energéticos. O Pelletron, na USP, por exemplo, é capaz de promover colisões em temperaturas similares àquelas presentes na fase de nucleossíntese primordial enquanto o RHIC (*Relativistic Heavy-Ion Collider*), nos EUA, permite atingir um regime de elevadas temperaturas, similares àquelas que acreditamos existirem nos instantes iniciais da evolução do Universo. Nessas temperaturas, acredita-se que o Universo encontrava-se em um estado complexo, composto primordialmente por quarks e glúons em um estado desconfinado. Esse estado é conhecido como *Quark Gluon Plasma* (QGP) [2]. Além de se acreditar que o QGP tenha existido nos primeiros instantes após o Big-Bang, supõe-se também que o mesmo ainda existia no centro de corpos celestes densos como as estrelas de nêutrons.

Do ponto de vista microscópico, as propriedades coletivas da matéria nuclear devem ser descritas por uma equação de estado, com base na teoria atual que descreve as interações entre partículas fundamentais, o Modelo Padrão e, em especial, a

Cromodinâmica Quântica (QCD, do Inglês, *Quantum Chromodynamics*) [3], que descreve as interações fortes. A determinação dessa equação de estado, em seus detalhes, constitui um importante campo de pesquisa em física nuclear atualmente. Essa equação de estado pode ser representada graficamente por um diagrama de temperatura em função da densidade bariônica, conforme mostrado na Figura 2.

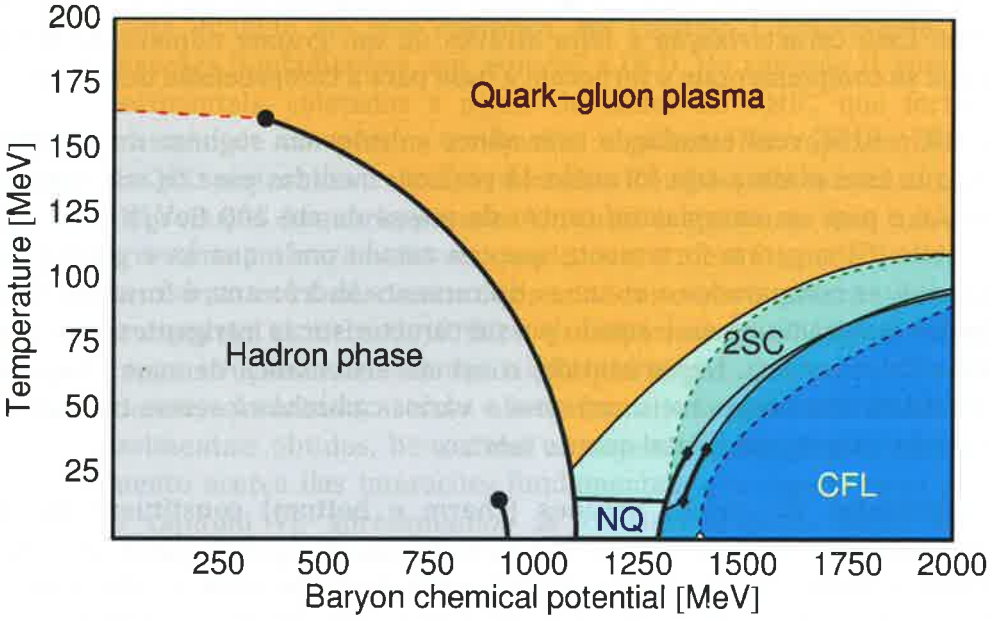


Figura 2. Diagrama de fase da matéria nuclear.

Na teoria da Cromodinâmica Quântica, o vácuo é composto por uma complexa estrutura formada por quarks, antiquarks e glúons, entidades que possuem cargas de cor. Em baixas densidades de energia, este vácuo atua como um dielétrico de cor, não permitindo a propagação dos quarks e glúons. Portanto, nestas condições, os quarks, antiquarks e glúons encontram-se confinados, formando os hádrons, cuja soma total das cargas de cor é nula. Este confinamento também é conhecido como a liberdade assintótica da QCD. Para pequenas distâncias, a constante de acoplamento entre os quarks (α_s) diminui, permitindo a livre propagação. Entretanto, à medida que a distância aumenta, a constante de acoplamento também aumenta, impedindo a livre propagação dos quarks e mantendo-os confinados.

Cálculos de rede da QCD [4] preveem que, em temperaturas acima de $\sim 10^{12}$ K ($\sim$ 150 MeV), o vácuo da QCD se torna um meio condutor de cor, permitindo a livre propagação dos quarks e glúons. Esta transição é conhecida como o desconfinamento da matéria. Espera-se observar uma rápida variação da densidade de energia e entropia do sistema devido a esta transição de fase, caso ela seja de primeira ordem.

Numa colisão entre íons-pesados a energias relativísticas, a sequência de eventos pode ser dividida nas seguintes etapas: após o tempo de formação ($\sim$1 fm/c, da ordem de grandeza dos núcleos interagentes), o sistema atinge um equilíbrio térmico na forma de um plasma de quarks e glúons. Esse sistema expande e sofre um resfriamento até

atingir a temperatura crítica para a transição de fase, quando começa a formação de hádrons. Um gás de hádrons é formado, possivelmente em equilíbrio térmico, onde os hádrons interagem entre si. À medida que a expansão do volume desse sistema continua, uma densidade crítica de desacoplamento (*freezeout* em Inglês) é atingida, onde os hádrons não mais interagem entre si. Apesar do grande interesse na observação do QGP, a caracterização dessas várias fases que sucedem as colisões é igualmente importante. Essa caracterização é feita através de um grande número de diferentes análises que se complementam e fornecem a base para a compreensão desse cenário.

Desde 2000, o RHIC vem estudando com afinco colisões em regimes de energia onde espera-se que esse plasma seja formado. Já realizou medidas para os sistemas Au+Au, Cu+Cu, d+Au e p+p em energias no centro de massa de até 200 GeV/NN. As medidas experimentais [5] sugerem fortemente que um estado onde quarks e glúons estejam desconfinados, se comparados a volumes tipicamente hadrônicos, é formado. Contudo, as evidências mostram que esse estado possui características intrigantes, que desafiam os modelos físicos atuais. Nesse sentido, o estudo sistemático de suas propriedades, através de diferentes observáveis, constitui o vários caminhos a serem trilhados, tanto sob o ponto de vista experimental quanto teórico.

Mésons compostos de quarks pesados (charm e bottom) constituem um desses caminhos e são ferramentas importantes no entendimento das interações descritas pela QCD. Devido à elevada massa desses quarks, a sua produção pode ser descrita a partir de cálculos perturbativos [6-8]. Os avanços nesses cálculos foram significativos nos últimos anos, mas ainda são muitas as incertezas envolvidas, principalmente nos casos de "*leading-order*" (LO) e "*next-to-leading-order*" (NLO), apesar de os resultados experimentais concordarem, qualitativamente, com as previsões teóricas. Estudos sistemáticos da produção de quarks pesados em colisões p+p e p+A, e a comparação detalhada com previsões teóricas, fornecem informações importantes sobre as funções de distribuição partônica, bem como efeitos nucleares, tais como a distribuição inicial de glúons, nesses sistemas.

Além disso, medidas de quarks pesados são fundamentais no entendimento do plasma de quarks e glúons. Espera-se que, nestas colisões, modificações devido ao meio criado, como aqueles devidos a processos de perda de energia e supressão de jatos [9-12], possam ser estudadas através da comparação das distribuições de momento de mésons contendo quarks pesados (mésons D e B) com aquelas obtidas para mésons contendo somente quarks leves.

Nesse trabalho apresentaremos os resultados obtidos pelo experimento STAR (*Solenoidal Tracker At RHIC*) nos últimos anos sobre a produção de quarks pesados em estados abertos (mésons D e B) em colisões p+p, d+Au, Cu+Cu e Au+Au na energia máxima do RHIC, 200 GeV/NN. Esses resultados correspondem a diversas análises realizadas no experimento STAR desde o período no qual fui coordenador do grupo de física "*heavy flavor*" até atualmente. Investigaremos as taxas e mecanismos de produção desses quarks em diversos sistemas, comparando-as com previsões de QCD perturbativa. Aspectos acerca das interações desses quarks em colisões Au+Au, onde há

evidências da formação de um plasma de quarks e glúons, também serão explorados. As análises realizadas e discutidas nesse trabalho geram um conjunto de questões importantes sobre o entendimento da estrutura mais básica desse plasma e das suas interações fundamentais, motivando uma série de novas medidas e experimentos a serem realizados no futuro.

Esse trabalho está dividido em seis capítulos. No capítulo I descrevemos aspectos básicos das interações fundamentais, em especial a QCD. No capítulo II apresentamos evidências experimentais, coletadas a partir de dados do RHIC, que fortalecem a hipótese de formação de um plasma de quarks e glúons. No capítulo III, aspectos fundamentais da QCD perturbativa são apresentados. Também são formulados métodos e teorias sobre a produção de quarks pesados em colisões nucleares bem como modelos atuais para descrever as interações desses quarks com o meio formado nessas colisões. No capítulo IV apresentamos e descrevemos os métodos experimentais utilizados nesse trabalho, desde aspectos técnicos do RHIC e do experimento STAR, até métodos de identificação e reconstrução de mésons contendo quarks pesados, ou outros sinais que estejam diretamente relacionado a esses observáveis. No capítulo V discutiremos os resultados experimentais obtidos, bem como as consequências desses resultados no nosso entendimento acerca das interações fundamentais que regem essas partículas. Finalmente, no capítulo VI, apresentamos as conclusões finais desse trabalho e perspectivas futuras sobre esse tema de pesquisa.

Referências

[1] S. Weinberg, *The first three minutes: A Modern View Of The Origin Of The Universe* (Basic Books, 1977).

[2] C. Y. WONG, *Introduction to high-energy heavy-ion collisions* (World Scientific Publishing, USA, 1994).

[3] A. Pich, hep-ph/9505231 (1995).

[4] F. Karsch, Lecture Notes in Physics **583**, 209 (2002).

[5] J. Adams et al., NUCLEAR PHYSICS A **757**, 102 (2005).

[6] M. Cacciari, P. Nason, and R. Vogt, Phys. Rev. Lett. **95**, 122001 (2005).

[7] P. Nason, S. Dawson, and R.K. Ellis, Nuclear Physics B **303**, 607 (1988).

[8] S. Frixione, M.L. Mangano, P. Nason, and G. Ridolfi, arXiv:hep-ph/9702287 (1997).

[9] E. Braaten, and M.H. Thoma, Phys. Rev. D **44**, R2625 (1991).

[10] M. Djordjevic, Phys. Rev. C **74**, 064907 (2006).

[11] G. M. Munshi, P. Dipali, K. S. Dinesh, and T. Markus, Physics Letters B **428**, 234 (1998).

[12] M. G. Mustafa, Phys. Rev. C **72**, 014905 (2005).

Capítulo I
QCD e a matéria nuclear

No que diz respeito a forças, eletromagnetismo e gravitação nós experimentamos no nosso dia a dia. Mas as interações fraca e forte encontram-se além da nossa ordinária experiência.

Edward Witten

I.1. A Cromodinâmica Quântica 2

I.1.1. Os quarks como partículas fundamentais 2

I.1.2. Carga de cor 4

I.1.3. Escalonamento de Bjorken: indícios da liberdade assintótica na QCD 6

I.1.4. O glúon 10

I.1.5. A Lagrangeana da QCD e liberdade assintótica. 12

I.2. A matéria da QCD em limites extremos 15

I.2.1. O modelo do MIT e transições de fase 15

I.2.2. Diagrama de fases da QCD 18

I.3. Referências 20

A CROMODINÂMICA QUÂNTICA (QCD, do termo em Inglês, *Quantum Chromodynamics*), desenvolvida durante os anos 1970, é uma teoria para descrever a interação forte. Essa teoria provê as bases necessárias para a descrição dos hádrons em termos de seus constituintes fundamentais, os quarks. A interação entre esses quarks se dá através de glúons, que também interagem entre si. A QCD vem se mostrando bastante competente em descrever uma grande variedade de fenômenos físicos, desde propriedades mais básicas acerca da estrutura dos núcleos como encontrados na Natureza até situações em condições extremas, como a dinâmica no interior de estrelas de nêutrons ou colisões entre partículas elementares, sejam elas na atmosfera (raios cósmicos) ou em grandes

aceleradores de partículas. Uma característica interessante da QCD é o confinamento dos quarks e glúons no interior dos hádrons, por conta do aumento da constante de acoplamento com a distância. Contudo, em situações extremas, tais como altas temperaturas, ou densidade de energia, e/ou elevada densidade bariônica, essas forças de confinamento são sobrepujadas por efeitos de blindagem (*screening*, em Inglês) nas cargas de cor, resultando na transição de um estado confinado de quarks e glúons para novos estados, desconfinados, caracterizados por graus de liberdade de quarks e glúons. Um desses estados, denominado Plasma de Quarks e Glúons (QGP, do Inglês, *Quark Gluon Plasma*) é objeto de intenso estudo atualmente. A investigação experimental da existência e caracterização desse estado da matéria é foco de grandes aceleradores de íons-pesados a energias relativísticas. Nesse capítulo discutiremos alguns aspectos fundamentais da Cromodinâmica Quântica e suas implicações nas características desse estado desconfinado de quarks e glúons, o QGP.

I.1. A Cromodinâmica Quântica

A Cromodinâmica Quântica (QCD) é a teoria quântica de campos não-Abeliana para a interação forte que se dá entre as partículas que possuem carga de cor, como quarks e glúons. Assim como a Eletrodinâmica Quântica (QED), a QCD é parte fundamental do Modelo Padrão de partículas. A QCD possui duas peculiaridades fundamentais, que são exploradas a fundo nas pesquisas com íons-pesados relativísticos: o confinamento, que estabelece a não observação de estados com carga de cor não nula, e a liberdade assintótica que, no limite de altas energias, resulta na fraca interação entre quarks e glúons, por conta da diminuição da constante de acoplamento da QCD. Para entender esses dois aspectos fundamentais é necessário descrever os ingredientes básicos que compõem essa teoria.

I.1.1. Os quarks como partículas fundamentais

Pode-se argumentar que a física de partículas fundamentais teve o seu início com a descoberta do elétron no final do séc. XIX [1]. Logo no início do séc. XX, conheciam-se umas poucas partículas, tais como próton e nêutron [2, 3], também tidas como fundamentais. No início da década de 1930 descobriu-se o pósitron [4], primeira antipartícula medida, confirmando assim a previsão de Dirac para a existência dessas partículas. Alguns outros aspectos observacionais, como o espectro contínuo de decaimento β, por exemplo, indicavam a existência de outras partículas fundamentais. Nesse caso particular, o neutrino somente foi confirmado décadas após ter sido previsto [5]. Uma questão fundamental seria entender a interação nuclear forte entre essas partículas observadas. Yukawa propôs que a troca de uma partícula, o píon, seria responsável por essa interação. Esse foi descoberto no final da década de 1940 [6].

Em meados do séc. XX já havia sido observadas dezenas de partículas. Nesse contexto, acredita-se que essas partículas, por conta da sua enorme quantidade, não poderiam ser fundamentais. Nesse mesmo período havia um movimento intenso na tentativa de organizar e classificar essas partículas que estavam sendo descobertas. Grande esforço

estava sendo empregado nesse sentido[1] . Partículas eram inicialmente classificadas pela sua carga e massa. Em seguida, um novo atributo, a estranheza, fez-se necessária para uma melhor classificação dessas partículas. Uma forma eficiente de agrupar esses hádrons foi proposta por Gell-Mann [7], conhecida como *Eightfold Way*. Nesse esquema, hádrons são organizados em octetos e decupletos de acordo com seu isospin e estranheza, conforme mostram as Figura I.1 e Figura I.2. Nesse modelo, inclusive, Gell-Mann previu a existência da partícula Ω^-, descoberta alguns anos mais tarde [8].

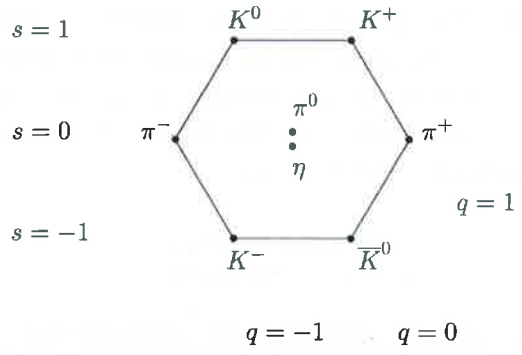


Figura I.1. Octeto para mésons segundo a classificação de Gell-Mann [7]. No caso acima, o estado η se divide em dois outros, η e η'.

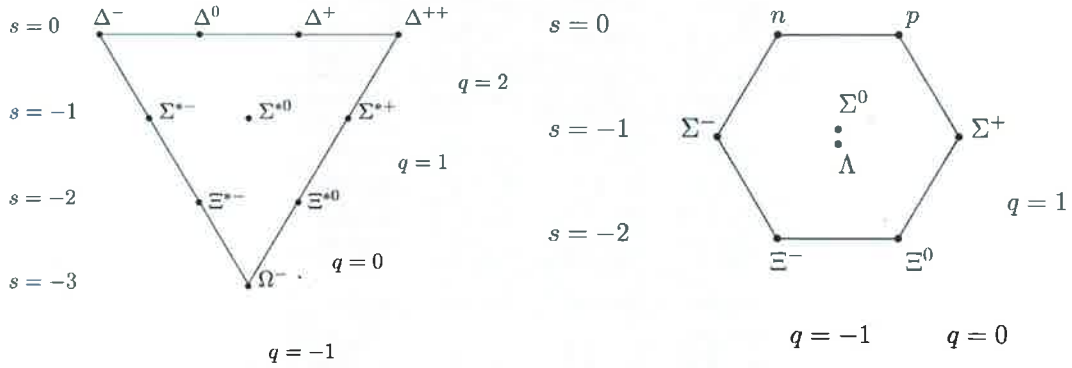


Figura I.2. Decupleto e octeto para bárions segundo a classificação de Gell-Mann [7].

Matematicamente, essas representações em octetos e decupletos podem ser descritas como elementos do grupo SU(3), apesar dessas representações não possuírem simetria exata, já que os membros de um mesmo multipleto não possuem exatamente a mesma massa. Contudo, essa representação motivou Gell-Mann e Zweig [7, 9] a criarem o

[1] Há uma célebre frase de W. Pauli sobre os esquemas de classificação de partículas e o elevado número delas: "*Had I foreseen that, I would have gone into botany*" que mostra bem a complexidade desse problema.

modelo de quarks[2]. No modelo original havia três sabores de quarks (*up, down* e *strange*) com seus respectivos antiquarks. Esses três quarks formam o tripleto básico do grupo SU(3). Bárions são então formados por três quarks (suas antipartículas por três antiquarks) e mésons, por um quark e um antiquark. Esse modelo se mostrou bastante eficiente para descrever a organização dos hádrons conhecidos e capaz de prever a existência de outros hádrons, descobertos futuramente. As evidências experimentais da existência de quarks surgiram no final da década de 1960, através de medidas de espalhamento elástico profundo de elétrons em prótons no SLAC [10, 11]. Nas décadas que se seguiram, outros três quarks (*charm, bottom* e *top*), e seus respectivos antiquarks, foram descobertos, o que constitui atualmente, juntamente com seis léptons (e antiléptons) e quatro bósons (responsáveis pelas interações fundamentais) os elementos básicos para a construção do Modelo Padrão de Partículas. Essas partículas, e suas características, são mostradas na Figura I.3.

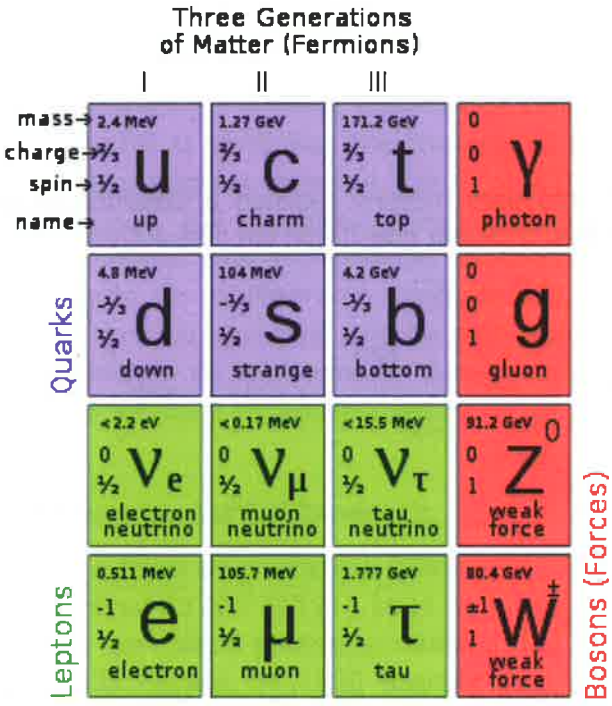


Figura I.3. Partículas fundamentais do Modelo Padrão. Em roxo estão os quarks, em verde, os léptons e, em vermelho, os bósons.

I.1.2. Carga de cor

O modelo de quarks simples, como criado por Gell-Mann e Zweig, possui limitações que resultam na violação do princípio de exclusão de Pauli. Por exemplo, o bárion Δ^{++}, cujo spin vale 3/2, é composto por três quarks *up* com mesma projeção de spin e momento

[2] Gell-Mann originalmente nomeou quarks em lembrança aos sons emitidos por patos. Mais tarde, a grafia *quark* surgiu em decorrência do poema "*Three quarks for Muster Mark*", no livro "*Finnegans Wake*", de autoria de James Joyce.

angular relativo nulo. Um outro número quântico deveria estar presente para respeitar o princípio de exclusão de Pauli. O conceito de carga de cor de um quark foi introduzido inicialmente por Greenberg [12], com desenvolvimentos posteriores de Ham e Nambu [13] e outros que se seguiram.

Há várias evidências experimentais da existência de graus de liberdade de cor. Uma evidência significativa surge da comparação da seção de choque de produção de hádrons em colisões elétron-pósitron com as seções de choque para produção de múons nas mesmas colisões. Define-se a razão entre essas seções de choque como:

$$R = \frac{\sigma\left(e^+e^- \rightarrow hadrons\right)}{\sigma\left(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\right)} = N_C \sum_{f=1}^{N_f} Q_f^2 \qquad (1)$$

onde N_C corresponde ao número de cores e N_f, o número de sabores (*flavors*) de quarks. Q_f é a carga elétrica do quark. O número de sabores que contribui para a soma é tal que $2m_f < \sqrt{s}$. A Figura I.4 mostra o valor dessa razão em função da energia do feixe. Os patamares indicam o valor dessa razão de acordo com (1). Apesar de a expressão em (1) não explicar a complicada estrutura mostrada na Figura I.4, fornece um valor compatível com a seção de choque média medida quando $N_c = 3$.

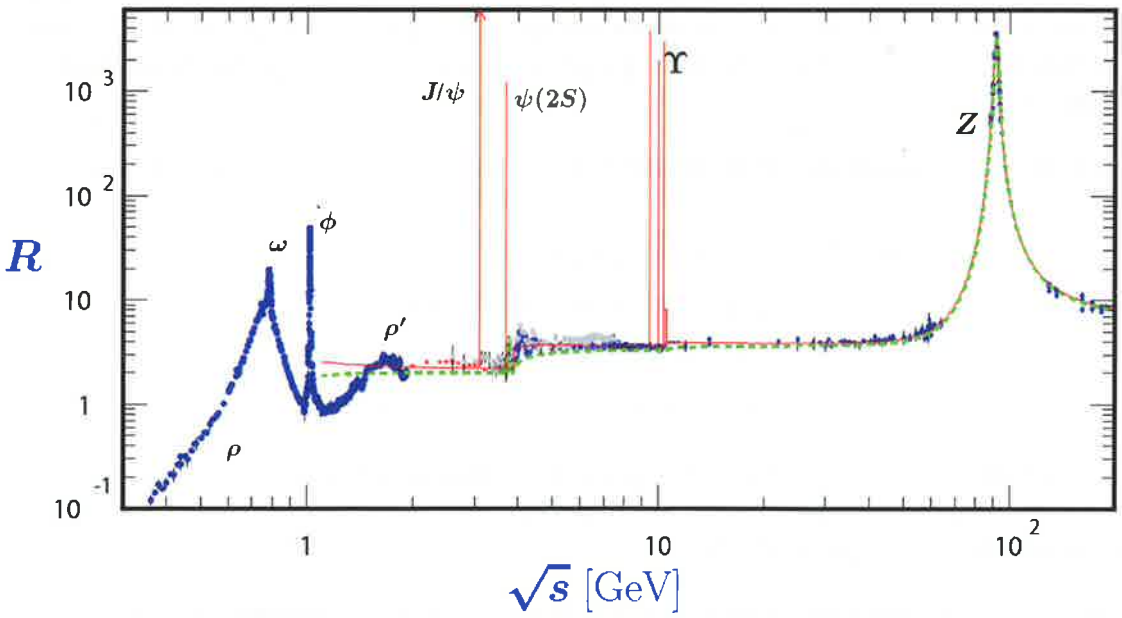


Figura I.4. Razão entre a seção de choque de produção de hádrons e múons para colisões elétron-pósitron. Coletânea de dados mundiais realizada pelo *Particle Data Group* [14].

Outra evidência acerca do número de cores vem do cálculo da largura de decaimento do píon neutro em dois fótons. Essa largura de decaimento depende do quadrado do número de cargas de cor. Experimentalmente [14] obtém-se $\Gamma^{\exp}(\pi^0 \to \gamma\gamma) = 7.7 \pm 0.5$ eV. Para três cargas de cor, $\Gamma^{N_c=3}(\pi^0 \to \gamma\gamma) = 7.6$ eV, enquanto que, para apenas uma carga, $\Gamma^{N_c=1}(\pi^0 \to \gamma\gamma) = 0.84$ eV, incompatível com o valor experimental.

É interessante notar, por outro lado, que, apesar de quarks possuírem carga de cor, não há observação na Natureza de estados que não sejam neutros nessa carga. Ou seja, todos os estados observados são singletos de cor. A interpretação mais simples desse fato é aquela na qual quarks que diferem apenas da sua cor possuem a mesma massa e, consequentemente, o espectro de massa é invisível à cor. Isso dá origem à noção de confinamento. Como estados não neutros de cor não são observados, quarks devem sempre estar confinados em hádrons, estruturas neutras de cor.

Por outro lado, transições que implicam em mudança de sabores de quarks possuem acoplamento muito menor que aqueles observados em interações fortes. O número quântico de sabor é associado a interações eletrofracas. Interações fortes, por outro lado, parecem ser independentes de sabor. Nota-se também que os mediadores de interações eletrofracas (γ, Z, $W^{\pm}$) não se acoplam a cargas de cor. Nesse caso, parece natural pensar que a carga de cor é aquela associada à interação forte e podemos pensar em construir uma teoria quântica de campos baseada nessa carga. As evidências experimentais impõem uma série de restrições sobre a estrutura básica das interações que envolvem cargas de cor, que implicam que, de todos os grupos de Lie de apenas três representações básicas, apenas o grupo SU(3) é capaz de respeitar essas evidências empíricas.

Nesse grupo, a decomposição de produtos de representação 3 e 3* possíveis são:

$$\begin{aligned}
&q\bar{q} : 3 \otimes 3^* = 1 \oplus 8 \\
&qqq : 3 \otimes 3 \otimes 3 = 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10 \\
&qq : 3 \otimes 3 = 3^* \oplus 6 \\
&qq\bar{q} : 3 \otimes 3 \otimes 3^* = 3 \oplus 3 \oplus 6^* \oplus 15
\end{aligned} \tag{2}$$

Note que, em (2), apenas as combinações para mésons e bárions são singletos de cor, conforme observado. Claramente as interações envolvendo carga de cor devem ser representadas nesse grupo SU(3).

I.1.3. Escalonamento de Bjorken: indícios da liberdade assintótica na QCD

Em espalhamentos entre elétrons e prótons em altas energias o processo dominante é o espalhamento inelástico $e^- p \to e^- X$. Esse tipo de processo é utilizado para investigar a estrutura interna dos prótons e interações entre seus constituintes. A partir de medidas inclusivas de todos os hádrons produzidos (isso requer aparatos experimentais de

elevado ângulo sólido), pode-se medir a massa total hadrônica final, W^2. O espalhamento é descrito, nesse caso, pelo momento transferido no processo, $-Q^2$ e pela variação de energia do elétron no referencial do próton, dada por:

$$\nu = E - E' = \frac{Q^2 + W^2 - m_p^2}{2m_p} \tag{3}$$

Caso a interação seja realizada somente através da troca de um fóton virtual, a seção de choque não-polarizada pode ser escrita como [15]:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2 d\nu} = \frac{\pi\alpha^2 \cos^2\frac{\theta}{2}}{4E^2 \sin^4\frac{\theta}{2} EE'}\left[W_2(Q^2,\nu) + 2W_1(Q^2,\nu)\tan^2\frac{\theta}{2}\right] \tag{4}$$

De (4) concluímos que a estrutura do próton pode ser caracterizada por duas funções de estrutura, W_1 e W_2, experimentalmente mensuráveis. Um modelo simplificado para o próton e, consequentemente, para as funções de estrutura, consiste em assumir que o próton é constituído por um número de partículas pontuais de spin 1/2, cada uma delas carregando uma fração ξ_i do seu momento, ou seja, $p_i^\mu = \xi_i P^\mu$. Essa aproximação negligencia, por exemplo, a existência de um momento transversal para o párton no próton. Nesse caso, as funções de estrutura podem ser escritas como:

$$W_{1,2}(Q^2,\nu) = \sum_i \int_0^1 d\xi_i f_i(\xi_i) W_{1,2}^i(Q^2,\nu) \tag{5}$$

sendo $W_{1,2}^i(Q^2,\nu)$ a contribuição do párton i às funções de estrutura. $f_i(\xi_i)$ corresponde à probabilidade do párton i ser encontrado com fração de momento ξ_i. Sendo esses pártons pontuais, podemos escrever que:

$$\begin{aligned} W_1(Q^2,\nu) &= \frac{e_i^2}{2m_p}\delta(\xi_i - x) \\ W_2(Q^2,\nu) &= e_i^2 \frac{x}{\nu}\delta(\xi_i - x) \end{aligned} \tag{6}$$

onde e_i corresponde à carga elétrica do párton e:

$$x = \frac{Q^2}{2m_p \nu} \tag{7}$$

No limite de alta transferência de momento, $Q^2 \to \infty$, porém mantendo x constante, as expressões em (6) simplificam-se em:

$$W_1(x) = \frac{1}{2m_p}\sum_i e_i^2 f_i(x) = \frac{1}{m_p}F_1(x)$$
$$W_2(x) = \frac{x}{\nu}\sum_i e_i^2 f_i(x) = \frac{1}{\nu}F_2(x) \tag{8}$$

Os resultados em (8) são conhecidos como escalonamento de Bjorken [16] e indicam que as funções de estrutura do próton dependem apenas da variável x. De (8) podemos escrever que:

$$2xF_1(x) = F_2(x) \tag{9}$$

que é conhecida como relação de Callan-Gross [17].

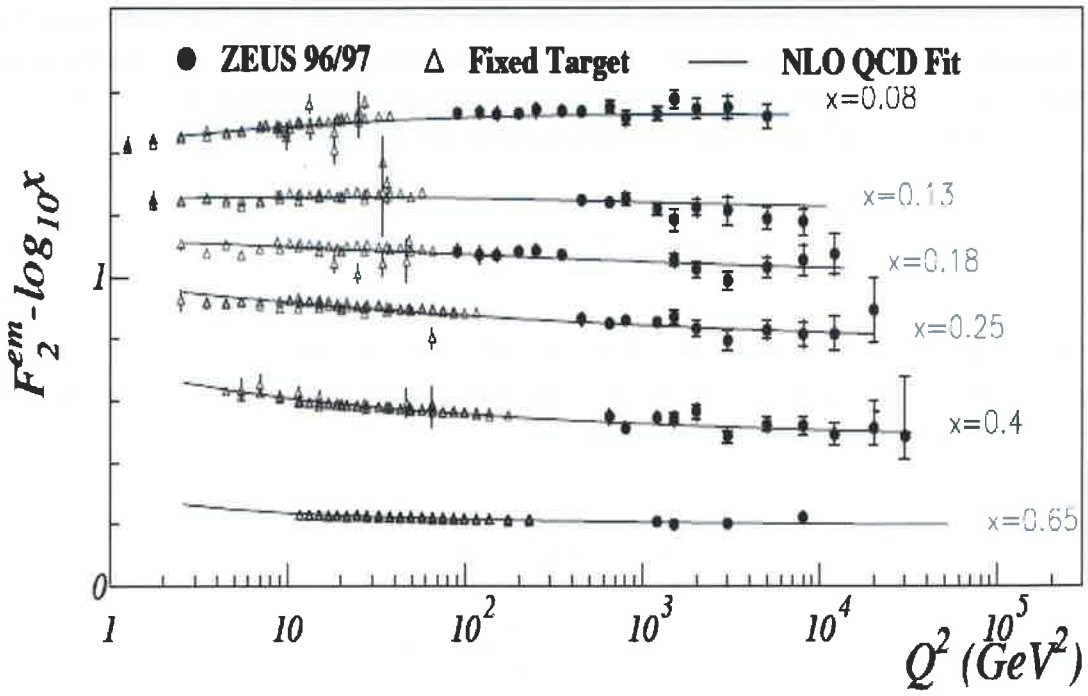


Figura I.5. Função de estrutura do próton para valores diversos de x, indicando o escalonamento de Bjorken [18].

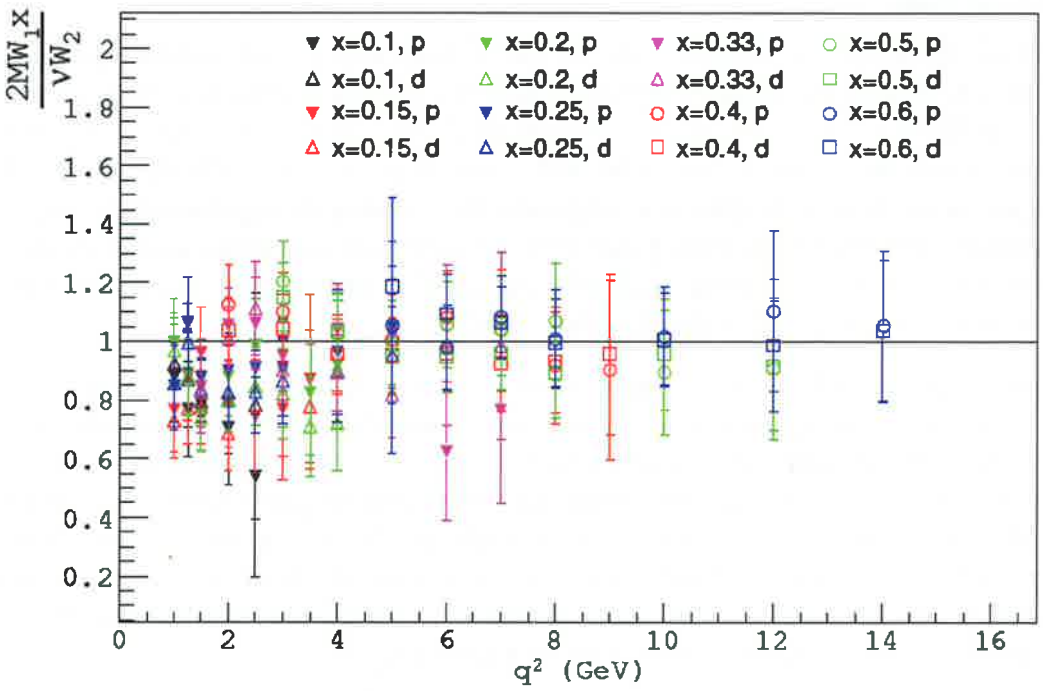


Figura I.6. Evidência experimental da relação de Callan-Gross [19].

A Figura I.5 mostra dados da função de estrutura para o próton provenientes dos experimentos Zeus e Hera [18] para valores moderados de x como evidência para o escalonamento de Bjorken. Na Figura I.6 mostramos dados experimentais [19] que evidenciam a relação de Callan-Gross. Note, contudo, que esse escalonamento é apenas aproximado e é violado para valores muito pequenos de x. Voltaremos a essa discussão mais adiante.

Essas evidências experimentais são consistentes com a hipótese de que prótons são constituídos por partículas pontuais de spin 1/2 e, mais importante, independentes e livres, mesmo sabendo que quarks estão sujeitos a interações de natureza forte por conta da sua carga de cor. Nesse contexto, o escalonamento de Bjorken sugere que a interação forte possui uma propriedade importante, denominada **liberdade assintótica**. No limite de altas transferências de momento, ou a curtas distâncias, a interação forte entre quarks se torna fraca e quarks se comportam como partículas livres.

Assim, essa descoberta experimental, apesar de aproximada, motivou a procura por uma teoria quântica de campos para a interação forte que apresentasse o comportamento de liberdade assintótica. Em 1973, Gross, Wilczek [20] e Politzer [21] (Prêmio Nobel, 2004) com a Cromodinâmica Quântica, teoria quântica de campos para a interação forte, foram capazes de descrever esse comportamento assintótico para pártons. O fato de a QCD ser uma teoria não-Abeliana baseada no grupo SU(3) desempenha papel fundamental na descrição dos fenômenos de confinamento de cor e liberdade assintótica.

I.1.4. O glúon

As teorias quânticas de campo para as várias interações fundamentais preveem a existência de bósons mediadores dessas interações. Até início dos anos 1970 somente o fóton, mediador da interação eletromagnética, era conhecido e medido experimentalmente. Para a interação forte, previa-se a existência de glúons. Uma indicação da existência de glúons é originada de medidas de espalhamento inelástico profundo de elétrons em prótons. Essas medidas sugeriam que pouco menos da metade do momento dos prótons seria atribuída aos quarks de valência. A metade restante seria atribuída a constituintes eletricamente neutros.

Durante os anos 1970 estava amplamente estabelecido que a aniquilação elétron-pósitron e subsequente formação de um par contendo quark e antiquark se dava através da troca de um fóton. Esses quark e antiquark fragmentam-se em jatos de partículas coplanares. Em meados dessa década previu-se que quarks, por conterem carga de cor, poderiam irradiar quanta de radiação de cor, ou seja, glúons. Por não serem neutros, esses quanta também se fragmentariam em hádrons, formando então, um terceiro jato de partículas. Eventos de três jatos foram descobertos em 1979 pelo experimento PLUTO [22], como mostrado na Figura I.7.

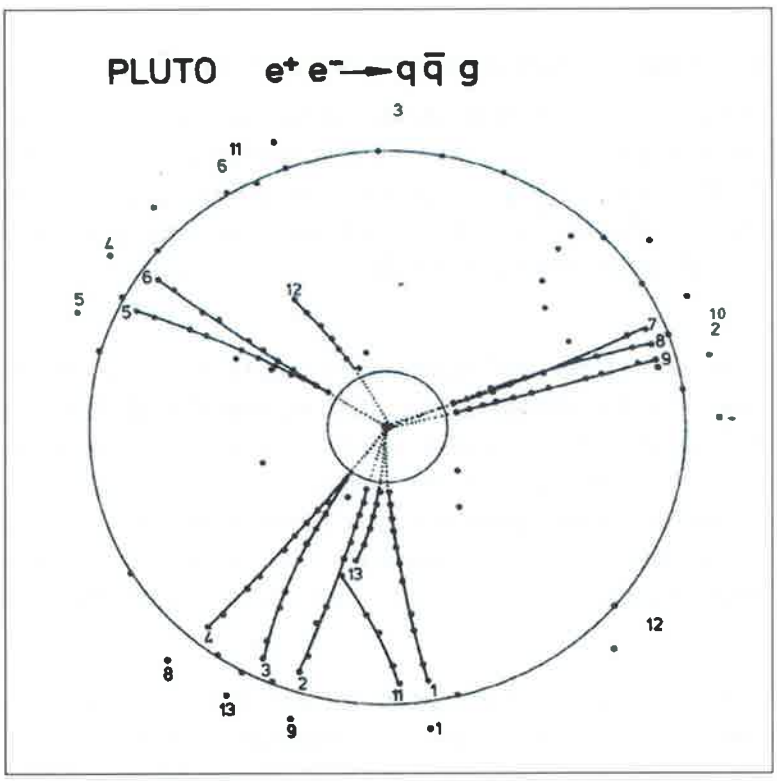


Figura I.7. Evento de três jatos observado pelo experimento PLUTO, marcando a descoberta de glúons [22].

Eventos contendo três jatos podem ser utilizados para determinar o spin do glúon. A cinemática envolvida é fortemente dependente do spin do glúon, considerando os quarks como partículas sem massa de spin 1/2 [15]. As distribuições medidas concordam fortemente com glúons como sendo bósons de spin 1. Glúons escalares são totalmente descartados pelas medidas experimentais.

A própria quebra do escalonamento de Bjorken em baixos valores de x (Figura I.8) em medidas de espalhamento inelástico profundo [18] sugere que o próton não é composto apenas por partículas pontuais não interagentes de spin 1/2, indicando uma contribuição significativa de glúons de baixo x na composição do próton.

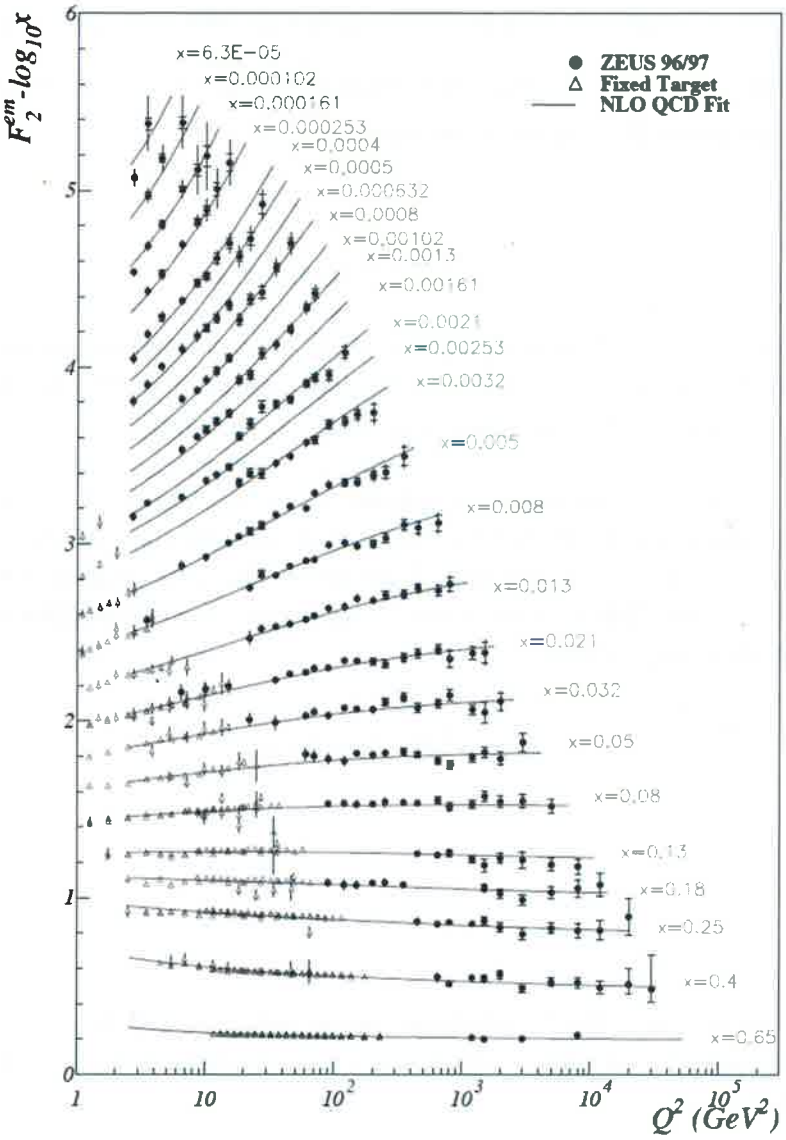


Figura I.8. Função de estrutura do próton para valores diversos de x, indicando a quebra do escalonamento de Bjorken para valores de x pequenos [18].

I.1.5. A Lagrangeana da QCD e liberdade assintótica.

QCD é a teoria quântica de campos para a interação forte. Tomando q_f^α como sendo um campo de quark de cor α e sabor f e usando a notação que um estado de sabor qualquer é dado por $q_f = \mathrm{col}\left(q_f^r, q_f^g, q_f^b\right)$, onde (r,g,b) denotam as três cargas de cor (do Inglês, *red, green, blue*) podemos escrever que a Lagrangeana para uma partícula livre é:

$$\mathcal{L} = \sum_f \bar{q}_f \left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f\right) q_f \tag{10}$$

Essa Lagrangeana é invariante sob transformações globais no espaço de cor no grupo SU(3). Nesse caso, essas transformações são dadas por $q_f^\alpha \rightarrow \left(q_f^\alpha\right)' = U_\beta^\alpha q_f^\beta$. As matrizes de transformação do grupo SU(3) podem ser escritas como:

$$U = \exp\left(-ig_s \frac{\lambda^\alpha}{2} \theta_\alpha\right) \tag{11}$$

onde θ_α é um parâmetro de transformação arbitrário. λ^α, chamadas de matrizes de Gell-Mann, correspondem aos 8 geradores básicos do grupo SU(3), de forma que $\left[\lambda^a, \lambda^b\right] = 2if^{abc}\lambda^c$, sendo f^{abc} constantes específicas desse grupo.

Similarmente à QED, é necessário estabelecer a invariância da Lagrangeana sob transformações locais no grupo SU(3). Isso é feito substituindo as derivadas em (10) por derivadas covariantes. Como temos 8 geradores básicos do grupo SU(3) devemos introduzir 8 bósons de calibre nesse caso. Esses bósons correspondem aos 8 possíveis tipos de glúons. Definimos assim:

$$D^\mu q_f \equiv \left[\partial^\mu - ig_s G^\mu(x)\right] q_f \tag{12}$$

onde

$$G^\mu(x) = \frac{\lambda^\alpha}{2} G_\alpha^\mu(x) \tag{13}$$

$G_\alpha^\mu(x)$ representa o bóson de calibre desse campo, ou seja, o glúon. É necessário ainda introduzir a intensidade de campo, de modo a tornar o termo cinético da Lagrangeana invariante. Desse modo:

$$G_\alpha^{\mu\nu}(x) = \partial^\mu G_\alpha^\nu - \partial^\nu G_\alpha^\mu + g_s f^{\alpha\beta\gamma} G_\beta^\mu G_\gamma^\nu \tag{14}$$

Esse termo garante que $Tr\left[G^{\mu\nu}G_{\mu\nu}\right]=\frac{1}{2}G_{\alpha}^{\mu\nu}G_{G_{\alpha}^{\mu\nu}}^{\alpha}$ seja invariante. Assim, a Lagrangeana da QCD torna-se:

$$\mathcal{L}=\sum_{f}\bar{q}_{f}\left(i\gamma^{\mu}D_{\mu}-m_{f}\right)q_{f}-\frac{1}{4}G_{\alpha}^{\mu\nu}G_{G_{\alpha}^{\mu\nu}}^{\alpha} \tag{15}$$

A simplicidade em (15) esconde características interessantes acerca das interações na QCD. O fato do grupo SU(3) ser não-Abeliano, faz com que surjam, em (15), interações cúbicas e quárticas entre glúons. Esses tipos de interações não são vislumbradas na QED, por exemplo. Essas auto-interações entre os campos são, em última instância, responsáveis pelos fenômenos de liberdade assintótica e confinamento, não presentes na QED. Nessa mesma Lagrangeana evidencia-se o fato que quarks podem emitir glúons. Isso foi utilizado, como descrito anteriormente, na descoberta desse bóson, quando da observação de eventos de três jatos hadrônicos em colisões elétron-pósitron na década de 1970.

Em (15) é fácil notar que todas as interações são estabelecidas em termos de uma única constante de acoplamento, g_s. Assim, todos os fenômenos observados na QCD devem ser explicados em termos dessa única constante. Desprezando-se as massas dos quarks, a Lagrangeana da QCD não possui nenhuma dependência com a escala de energia. Mesmo assim, observa-se na QCD comportamentos distintos nos limites da escala em energia. Para baixas energias a interação é bastante forte, levando ao confinamento de cor e, para altas energias, no limite de $Q^2\rightarrow\infty$, podemos considerar pártons como partículas não interagentes. Essa dependência surge quando consideramos correções perturbativas nos diagramas de nível de árvore ($q\bar{q}\rightarrow q\bar{q}$, $qq\rightarrow qq$, $q\bar{q}\rightarrow GG$, etc.). Correções perturbativas no nível de árvore geram divergências na região do ultravioleta. Uma teoria quântica de campos, para ser bem sucedida, deve ser, então, renormalizável, ou seja, essas divergências devem ser reabsorvidas através de redefinições dos acoplamentos. Na QED, o processo de renormalização resulta em uma constante de acoplamento dada por [15]:

$$\alpha_{QED}(Q^2)=\frac{\alpha_{QED}(Q_0^2)}{1-\frac{(2/3)\alpha_{QED}(Q_0^2)}{2\pi}\ln\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right)} \tag{16}$$

Note que, em (16), a constante de acoplamento da QED aumenta com a escala de energia. Isso significa que a interação diminui com o aumento da distância. Isso pode ser entendido como resultado do efeito de blindagem elétrica por conta dos pares virtuais de elétron-pósitron criado por conta dos efeitos quânticos. Para curtas distâncias, essa blindagem é reduzida, aumentando a interação.

Por outro lado, na QCD o efeito é inverso. A característica não-Abeliana do grupo SU(3), que permite interações entre glúons, resulta, para a constante de acoplamento [15]:

$$\alpha_{QCD}(Q^2) = \frac{\alpha_{QCD}(Q_0^2)}{1 - \frac{(2N_f - 11N_c)\alpha_{QCD}(Q_0^2)}{12\pi}\ln\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right)} \tag{17}$$

$\alpha_{QCD}(Q^2)$ em (17) tem um comportamento oposto à $\alpha_{QED}(Q^2)$ caso o número de sabores (N_f) seja inferior a 16, para $N_c = 3$. Nesse caso, $\lim_{Q^2 \to \infty} \alpha_{QCD}(Q^2) = 0$, ou seja, a interação diminui a curtas distâncias. Esse fenômeno pode ser entendido como uma antiblindagem na carga de cor e ocorre pelo fato de glúons possuírem carga de cor não nula. Essa dependência de $\alpha_{QCD}(Q^2)$ com a escala de energia dá origem à liberdade assintótica e confinamento de cor.

A Figura I.9 mostra medidas experimentais da constante de acoplamento da QCD em função da energia [14], evidenciando o decréscimo dessa constante com o aumento da energia, característica esperada devido à liberdade assintótica. Apesar do escalonamento de Bjorken sugerir esse comportamento, essa medida experimental confirma, sem sombra de dúvidas, essa característica da interação forte.

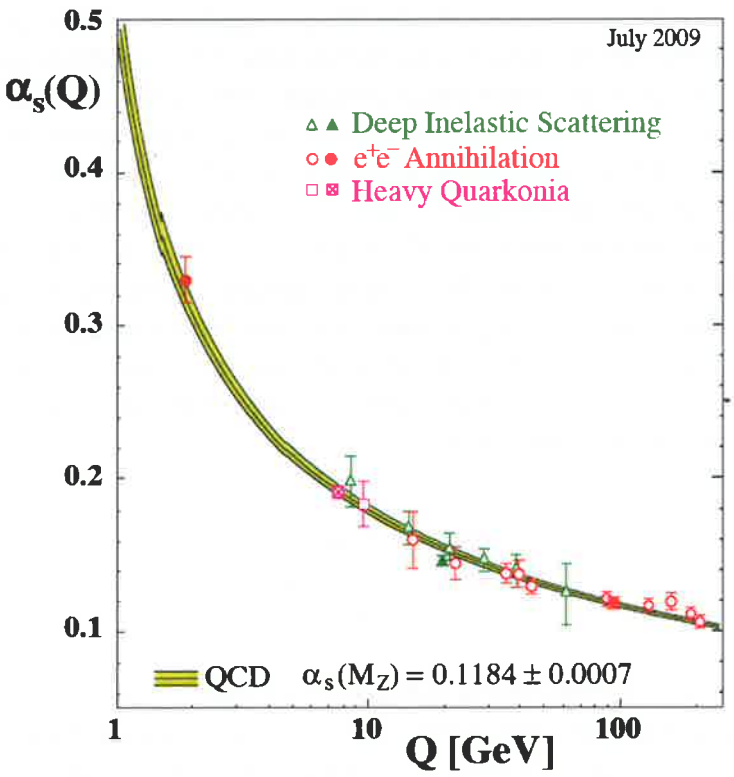


Figura I.9. Constante de acoplamento da QCD em função da energia [14]. Os dados experimentais evidenciam a característica de liberdade assintótica da QCD.

I.2. A matéria da QCD em limites extremos

A Cromodinâmica Quântica, como visto anteriormente, possui peculiaridades devidas às interações de cor que resultam, dentre outros, no confinamento. Nesse caso, e de fato nunca observado, temos a inexistência de estados não neutros de cor em condições normais. Contudo, a constante de acoplamento da QCD possui uma dependência clara com a escala em energia. Devido à grande variação desse acoplamento com a escala utilizada, costuma-se classificar os problemas a serem estudados em dois limites operacionais: aqueles nos quais o acoplamento é fraco e, nesse caso, métodos perturbativos podem ser empregados, e aqueles com elevado acoplamento, nos quais estamos impossibilitados de utilizar métodos perturbativos.

Enquanto as técnicas perturbativas são bastante desenvolvidas e simples de serem implementadas, métodos não perturbativos são bastante complexos de se obter. Uma técnica bastante utilizada para estudar QCD não-perturbativa é denominada de QCD de rede [23-25], onde o espaço-tempo é discretizado, possibilitando o cálculo não-perturbativo da QCD. Métodos não perturbativos em QCD são particularmente importantes na investigação da matéria hadrônica ordinária, onde as interações, em geral, não envolvem escalas elevadas de energia. Nesse contexto, torna-se ideal para o estudo de fases da matéria e suas transições.

Por outro lado, QCD de rede envolve um consumo intenso de recursos computacionais. Nesse caso, muitas vezes, torna-se mais apropriado o uso de modelos fenomenológicos para tentar descrever aspectos não-perturbativos da Cromodinâmica Quântica. Em muitos casos, modelos termo/hidrodinâmicos simples permitem uma compreensão bastante acurada sobre o comportamento da matéria hadrônica no limite de baixas energias e sua evolução espaço-temporal, incluindo transições de fase. A seguir, descreveremos um desses modelos, o Modelo de Sacola do MIT (*MIT Bag Model*) [26, 27], que permite, com razoável precisão, inferir sobre os estados hadrônicos da matéria.

I.2.1. O modelo do MIT e transições de fase

Estando quarks confinados em hádrons, um modelo fenomenológico bastante simples e interessante é o Modelo de Sacola do MIT [26, 27]. Nesse modelo, quarks são tratados como partículas sem massa confinados em uma sacola de dimensões finitas. Dentro dessa sacola, quarks se comportam como partículas livres. O confinamento é estabelecido pelo equilíbrio resultante da pressão da sacola (B), no sentido de comprimir a sacola, e a pressão interna, proveniente das colisões dos quarks com a superfície dessa sacola devido às suas energias cinéticas. As condições de superfície são definidas de tal forma que quarks estejam confinados no seu interior e, como consequência da Lei de Gauss, a sacola encontra-se sempre em um estado singleto de cor. Nesse modelo, a pressão da sacola é um parâmetro livre que pode ser ajustado a observáveis. Uma boa estimativa pode ser obtida resolvendo-se a equação de Dirac para N férmions não interagentes em uma cavidade esférica de raio R. Nesse caso, pode-se deduzir que a energia desses férmions vale [28]:

$$E = 2.04\frac{N}{R} + \frac{4}{3}\pi R^3 B \tag{18}$$

O sistema encontra-se em equilíbrio na condição na qual $dE/dR = 0$, o que resulta em:

$$B^{1/4} = \left(\frac{2.04}{4\pi}N\right)^{1/4}\frac{1}{R} \tag{19}$$

No caso de um próton, $R = 0.8$ fm e $N = 3$, que resulta em $B^{1/4} = 206$ MeV.

No caso de um gás de quarks e glúons sem massa e não interagentes, em um sistema com densidade bariônica nula a altas temperaturas [29], podemos escrever que a pressão efetiva desse gás na sacola vale:

$$P(T) = g_T\frac{\pi^2}{90}T^4 - B \tag{20}$$

onde $g_T = 37 = \left(g_g + \frac{7}{8}\left(g_q + g_{\bar{q}}\right)\right)$ corresponde à degenerescência total do sistema, dada pela degenerescência de glúons ($g_g = 8 \times 2$), quarks e antiquarks ($g_q = g_{\bar{q}} = N_c N_s N_f = 3 \times 2 \times 2$)[3]. Para um gás de píons pode-se utilizar expressão semelhante à (20), onde a degenerescência do sistema, nesse caso, vale $g_T = 3$. Nesse caso, não faz sentido considerar uma pressão de sacola, já que píons não se encontram confinados.

No limite no qual quarks e glúons não se encontram confinados em uma sacola, a pressão efetiva se torna nula. Isso ocorre quando a temperatura atinge um valor crítico, dado por:

$$T_C = \left(\frac{90}{37\pi^2}\right)^{1/4} B^{1/4} \approx 150 \text{ MeV} \tag{21}$$

ou, seja, em altas temperaturas, maiores que aproximadamente 150 MeV, e baixas densidades bariônicas, a pressão exercida pela sacola não é suficiente para manter quarks e glúons confinados.

Para estender os resultados de (21) para uma situação na qual a densidade bariônica (μ_B) seja diferente de zero devemos levar em consideração que a pressão efetiva também depende dessa densidade. De acordo com [29], podemos escrever que essa pressão efetiva é dada por:

---

[3] Nesse caso, considera-se apenas dois sabores de quarks ($N_f = 2$)

$$P(\mu_B,T) = 37\frac{\pi^2}{90}T^4 + \frac{\mu_B^2}{9}\left(T^2 + \frac{\mu_B^2}{9\pi^2}\right) - B \qquad (22)$$

A partir de (22) podemos também estimar qual seria a maior densidade bariônica possível de ser atingida em uma sacola a baixa temperatura ($T \approx 0$). Obtém-se que $\mu_B \approx 1100$ MeV.

A Figura I.10 mostra o diagrama de fase da matéria hadrônica previsto pelo modelo de sacola do MIT. A linha corresponde à fronteira entre a matéria confinada e desconfinada, dada por (22) no caso em que $B^{1/4} = 206$ MeV.

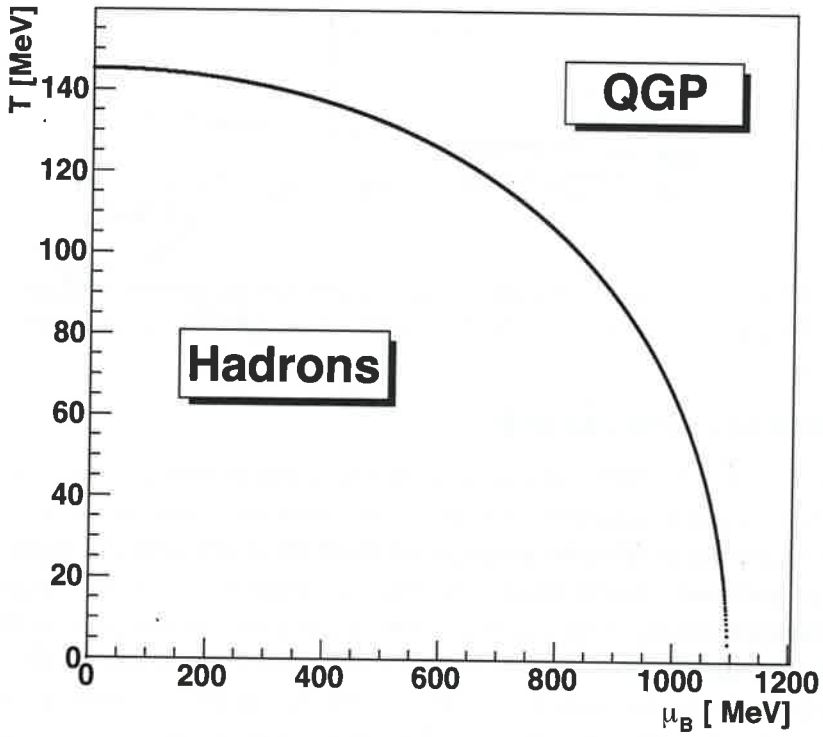


Figura I.10. O diagrama de fase da matéria hadrônica previsto pelo modelo de sacola do MIT.

É interessante observar também como a densidade de entropia, $s = \partial P/\partial T$, varia com a temperatura. A Figura I.11 mostra a densidade de entropia, obtida a partir de (20), para um gás de píons e um gás de quarks e glúons. A linha preta evidencia a transição de fase de um estado para outro. A grande mudança na densidade de entropia se dá por conta do aumento do número de graus de liberdade quando o sistema evolui de um gás de píons para um plasma de quarks e glúons.

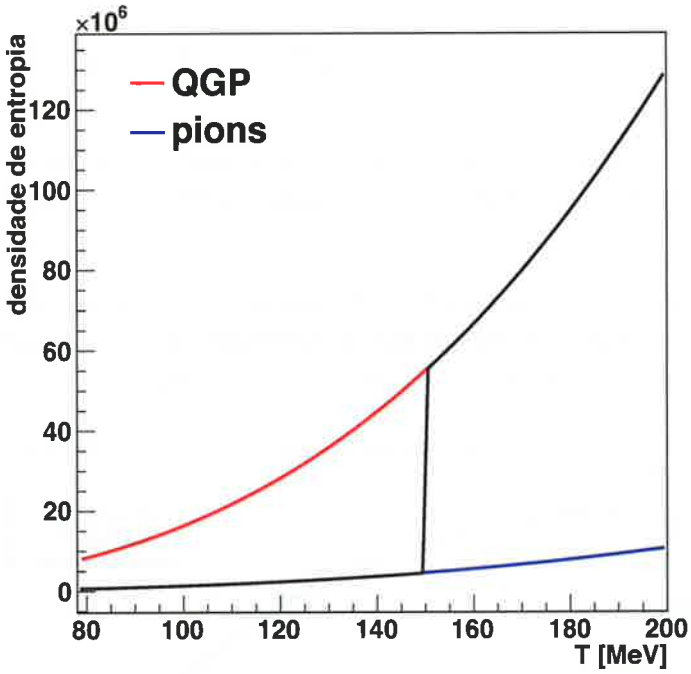


Figura I.11. Densidade de entropia para um gás de quarks e glúons e um gás de píons. A curva preta mostra a transição de fase entre esses estados.

I.2.2. Diagrama de fases da QCD

O modelo de sacola do MIT evidencia algumas características interessantes sobre a matéria hadrônica em condições extremas, em especial, a existência de uma transição de fase de um sistema confinado para um sistema desconfinado em altas temperaturas (e baixas densidades bariônicas) ou baixas temperaturas (e altas densidades bariônicas). Em particular, esse modelo exibe a característica esperada de aumento da densidade de entropia por conta do aumento no número de graus de liberdade quando o sistema passa para um estado desconfinado de quarks e glúons. Apesar da sua simplicidade e da razoável descrição onde ocorre a transição de fase, precisamos ser cautelosos quanto ao uso desse modelo para estabelecer conclusões precisas acerca das transições de fase da matéria. Por exemplo, prevê-se que a transição de fase entre os estados é sempre de primeira ordem. Esse resultado não pode ser confiável pois surge intrinsecamente das hipóteses de construção desse modelo. Nesse caso, a construção de um diagrama de fases da QCD, o estudo das transições de fase e estados da matéria deve ser realizado a partir de princípios fundamentais da QCD e suas peculiaridades. Atualmente a combinação de modelos efetivos e cálculos de rede da QCD propiciam o melhor ambiente para estabelecer o diagrama de fase da matéria hadrônica em temperatura e densidade bariônica finitas.

A Figura I.12 mostra resultados de cálculos de rede da QCD para diversas configurações para a razão P/T^4 em função da temperatura [30]. Analogamente à equação (20), essa razão está relacionada ao número de graus de liberdade do sistema. Esses cálculos

mostram claramente um aumento drástico no número de graus de liberdade para temperaturas em torno de 170 MeV, evidenciando uma transição de fase da matéria nessa região para um estado onde quarks e glúons encontram-se desconfinados.

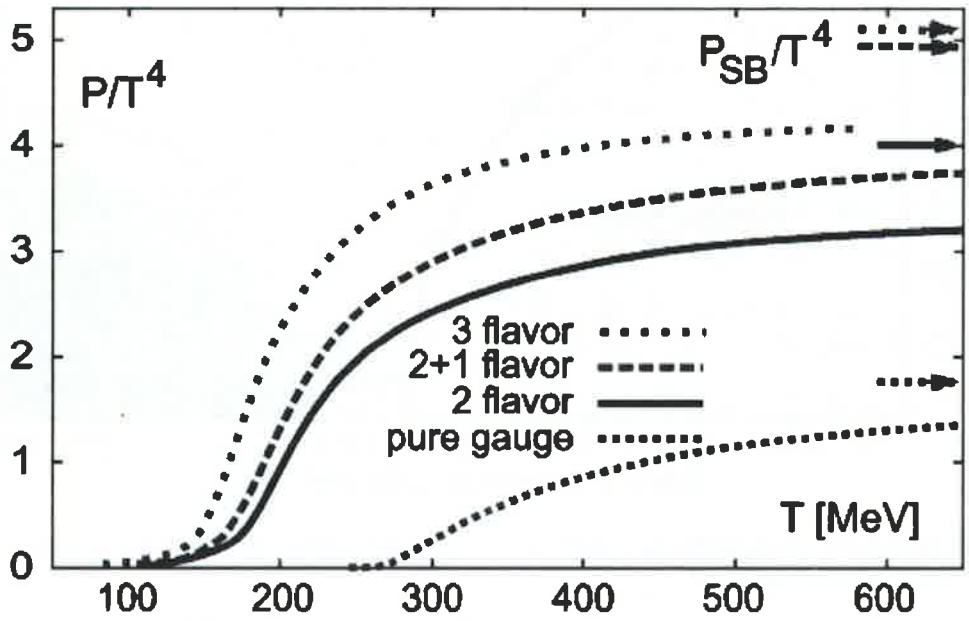


Figura I.12. Cálculos de QCD de rede para a razão P/T^4 em função da temperatura [30].

A Figura I.13 mostra um cálculo recente para o diagrama de fases da matéria na QCD [31]. Note que, nesse cálculo mais realista, a separação entre a fase hadrônica e o plasma de quarks e glúons ocorre em uma fronteira muito similar àquela prevista pelo modelo de sacola do MIT. Por outro lado, esse cálculo evidencia que a transição de fase entre esses estados não é totalmente descontínua, como sugerido anteriormente. Para a região de baixas densidades bariônicas os cálculos sugerem que a transição de fase não é de primeira ordem. De fato, evidências experimentais [32] corroboram essa previsão. A determinação do suposto ponto crítico que separa a região de transição descontínua para contínua é um dos grandes objetivos experimentais e teóricos no estudo da matéria nuclear em altas temperaturas. A investigação detalhada dessa região é importante no entendimento evolutivo do Universo nos seus instantes primordiais, no qual a elevada temperatura o mantinha em um estado desconfinado de quarks e glúons.

Por outro lado, em regiões de baixas temperaturas e elevada densidade bariônica, o diagrama de fases apresenta uma estrutura bastante complexa de estados e transições de fase entre eles. Sistemas similares a esses podem ser encontrados em corpos celestes densos e frios, como estrelas de nêutrons e influenciam diretamente a suas dinâmicas evolutivas.

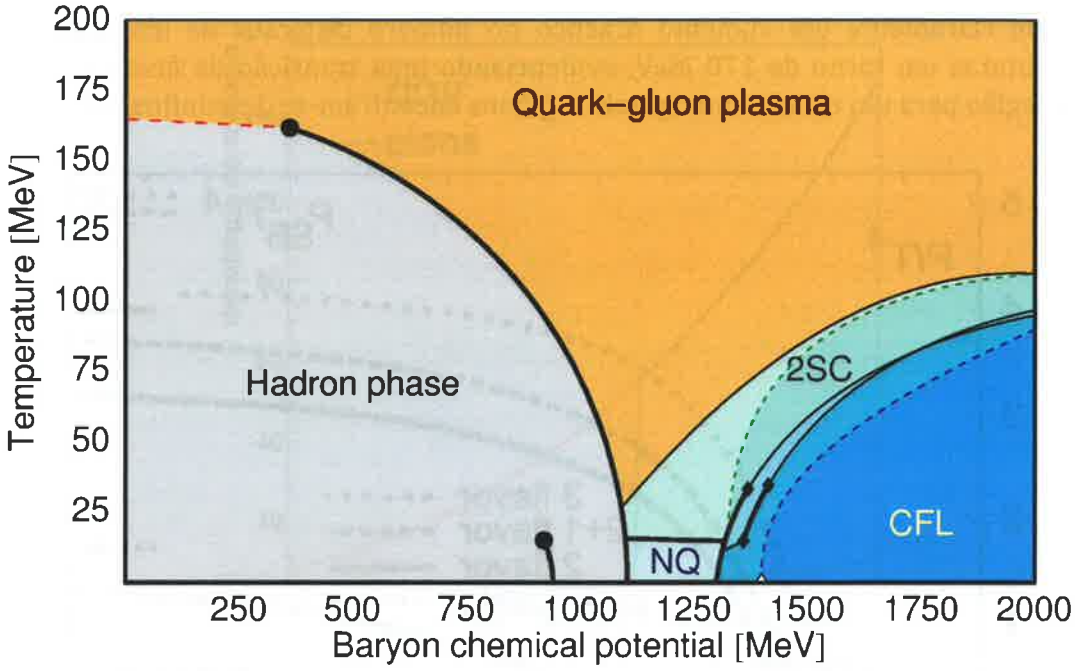


Figura I.13. Diagrama de fases da QCD, evidenciando os diversos estados possíveis da matéria [31].

Em ambas as situações, a investigação da matéria em situações extremas de temperatura e/ou densidade é essencial para o entendimento de aspectos básicos da QCD e desempenham papel importante em sistemas de escala cosmológica. Nesse trabalho estaremos focados apenas ao estudo da região de altas temperaturas e baixas densidades bariônicas desse diagrama, que é aquela alcançada em aceleradores de partículas em regimes relativísticos.

I.3. Referências

[1] P.F. Dahl, *Flash of the cathode rays: a history of J.J. Thomson's electron* (Institute of Physics Pub, 1997).

[2] E. Rutherford, The Philosophical Magazine 37, 537 (1919).

[3] J. Chadwick, Nature 129, 312 (1932).

[4] C.D. Anderson, Phys. Rev. 43, 491 (1933).

[5] C.L.C. Jr., F. Reines, F.B. Harrison, H.W. Kruse, and A.D. McGuire, Science 124, 103 (1956).

[6] C.M.G. Lattes, G.P.S. Occhialini, and C.F. Powell, Nature 160, 453 (1947).

[7] M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8, 214 (1964).

[8] V.E. Barnes, Phys. Rev. Lett. 12, 204 (1964).

[9] G. Zweig, CERN-8182-TH-401 (1964).

[10] E.D. Bloom, D.H. Coward, H. DeStaebler, J. Drees, G. Miller, L.W. Mo, R.E. Taylor, M. Breidenbach, J.I.

Friedman, G.C. Hartmann, and H.W. Kendall, Phys. Rev. Lett. 23, 930 (1969).

[11] M. Breidenbach, J.I. Friedman, H.W. Kendall, E.D. Bloom, D.H. Coward, H. DeStaebler, J. Drees, L.W. Mo, and R.E. Taylor, Phys. Rev. Lett. 23, 935 (1969).

[12] O.W. Greenberg, Phys. Rev. Lett. 13, 598 (1964).

[13] M.Y. Han, and Y. Nambu, Phys. Rev. 139, B1006 (1965).

[14] N. K, and D.G. Particle, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics 37, 075021 (2010).

[15] A. Pich, hep-ph/9505231 (1995).

[16] J.D. Bjorken, Phys. Rev. 179, 1547 (1969).

[17] C.G. Callan, and D.J. Gross, Phys. Rev. Lett. 22, 156 (1969).

[18] N. Tuning, Universidade de Amsterdan Academisch Proefschrift, (2001).

[19] A. Bodek, M. Breidenbach, D.L. Dubin, J.E. Elias, J.I. Friedman, H.W. Kendall, J.S. Poucher, E.M. Riordan, M.R. Sogard, D.H. Coward, and D.J. Sherden, Phys. Rev. D 20, 1471 (1979).

[20] D.J. Gross, and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. 30, 1343 (1973).

[21] H.D. Politzer, Phys. Rev. Lett. 30, 1346 (1973).

[22],Ch. Berger, PLUTO Collaboration, Physics Letters B 86, 418 (1979).

[23] A. Bazavov, D. Toussaint, C. Bernard, J. Laiho, C. DeTar, L. Levkova, M.B. Oktay, S. Gottlieb, U.M. Heller, J.E. Hetrick, P.B. Mackenzie, R. Sugar, and d.W. Van, R. S., Rev. Mod. Phys. 82, 1349 (2010).

[24] D.J.E. Callaway, and A. Rahman, Phys. Rev. Lett. 49, 613 (1982).

[25] D.J.E. Callaway, and A. Rahman, Phys. Rev. D 28, 1506 (1983).

[26] A. Chodos, R.L. Jaffe, K. Johnson, and C.B. Thorn, Phys. Rev. D 10, 2599 (1974).

[27] A. Chodos, R.L. Jaffe, K. Johnson, C.B. Thorn, and V.F. Weisskopf, Phys. Rev. D 9, 3471 (1974).

[28] Cheuk-Yin Wong, *Introduction to high-energy heavy-ion collisions* (World Scientific Publishing, USA, 1994).

[29],W. Plessas, and L. Mathelitsch, *Lectures on quark matter* (Springer, Germany, 2002).

[30] F. Karsch, Lecture Notes in Physics 583, 209 (2002).

[31] B.R. Stefan, W. Verena, B. Michael, A.S. Igor, and H.R. Dirk, hep-ph/0503184 (2005).

[32] A. J. Adams et al., NUCLEAR PHYSICS A 757, 102 (2005).

Capítulo II
O plasma de quarks e glúons

A frase mais excitante de se ouvir quando se realiza uma descoberta científica não é "Eureka!" e sim "isso é estranho.".
Isaac Asimov

II.1. O plasma de quarks e glúons 24

II.2. Evidências da formação do plasma de quarks e glúons 26

II.2.1. Sondas moles e observáveis globais 27

II.2.1.1. Densidade de partículas e energia transversal 27

II.2.1.2. Razões entre produção de partículas e "*freeze-out*" 31

II.2.1.3. Fluxo elíptico 34

II.2.2. Sondas duras 39

II.2.2.1. Espectro inclusivo de hádrons 40

II.2.2.2. Correlações angulares 42

II.3. Perspectivas 45

II.4. Referências 46

A PRINCIPAL MOTIVAÇÃO NO ESTUDO de colisões entre íons pesados relativísticos é a de entender a equação de estado da matéria nuclear. Este empreendimento possui uma grande importância interdisciplinar nas áreas de física nuclear, astrofísica, cosmologia e física de partículas. Em energias de excitação mais elevadas, os núcleons são excitados em estados ressonantes bariônicos, seguidos de produção de partículas e formação de ressonâncias hadrônicas. Em colisões de íons-pesados, espera-se que estas excitações sejam capazes de criar matéria hadrônica. Em algumas dessas colisões pode ocorrer uma transição de fase para o estado de plasma de quarks e glúons (QGP), como discutido no capítulo anterior. A formação deste plasma, um estado desconfinado da matéria, é o

objetivo principal de experimentos envolvendo íons-pesados relativísticos. Para esse propósito foram construídos o colisor RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) que está em operação desde o ano 2000. O LHC (Large Hadron Colider), no CERN, que iniciou tomada de dados em 2009, tem também como um dos projetos de pesquisa, o estudo do QGP.

É de reconhecimento geral que não existe uma evidência experimental unívoca que permita confirmar a formação do plasma de quarks e glúons. Várias evidências experimentais devem ser coletadas para, a partir delas, estudar a formação desse plasma e suas características. Em 2005, os quatro experimentos do RHIC, em especial o STAR [1], publicaram artigos revendo todas as evidências experimentais obtidas nos primeiros anos de tomadas de dados. Em linhas gerais, o RHIC foi capaz de produzir, pela primeira vez, um sistema no qual as propriedades físicas observadas indicam fortemente a produção desse plasma. Contudo, as evidências sugerem que esse plasma possui características diferentes daquelas previstas originalmente. Nesse sentido, muitas perguntas surgiram, o que motivou novas linhas de pesquisa envolvendo colisões com íons-pesados relativísticos.

Nesse capítulo discutiremos o plasma de quarks e glúons, as evidências da sua observação no RHIC e novos questionamentos que surgiram por conta dessas observações.

II.1. O plasma de quarks e glúons

No capítulo anterior discutimos vários aspectos da Cromodinâmica Quântica, suas propriedades e fenomenologia. Duas características interessantes da QCD, que surgem por conta das propriedades do grupo de simetria que a descreve, são a liberdade assintótica e o confinamento. Essas características são muito bem comprovadas experimentalmente. Contudo, pode-se prever também, com base nessa mesma teoria, que em situações extremas de temperatura e/ou densidade bariônica, o confinamento em hádrons não é mais uma característica necessária do meio. Nesse sentido, uma transição de fase para estados mais complexos da matéria ocorre. O estudo desses estados é extremamente importante para o entendimento completo da equação de estado da QCD e suas propriedades.

Em especial, em situações onde a densidade bariônica é baixa e a temperatura, elevada, espera-se que a transição de fase forme um estado desconfinado de quarks e glúons denominado Plasma de Quarks e Glúons (QGP, da sigla em Inglês, "*Quark-Gluon Plasma*"). A observação e caracterização desse plasma, além de ter importância para o entendimento detalhado das interações fortes, é importante do ponto de vista cosmológico. Acredita-se que o Universo encontrava-se em um estado similar a esse poucos instantes após o Big-Bang. Nesse caso, a observação e investigação desse estado da matéria permite compreender mais detalhadamente a evolução do Universo primordial, sua expansão e hadronização.

Uma das primeiras referências a esse novo estado da matéria data de 1975, por Collings e Perry [2], que sugerem:

> *"... On the other hand, if T and/or $\rho^{1/3}$ are much larger than the QCD scale parameter $\Lambda_{QCD} \sim 200$ GeV the QCD running coupling constant α_S becomes small. Furthermore, the long range color electric force receives plasma screening and becomes short-ranged. This is why the system is expected to behave as a weekly interacting gas of quarks and gluons: the quark-gluon plasma."*

Nos últimos 30 anos a definição do que seria esse novo estado da matéria evoluiu consideravelmente. Um histórico com várias definições ao longo dos anos pode ser encontrado na Ref. [1]. O experimento STAR define, para fins práticos, o plasma de quarks e glúons como [1]:

> *"QGP to be a (locally) thermally equilibrated state of matter in which quarks and gluons are deconfined from hadrons, so that color degrees of freedom become manifest over nuclear, rather than merely nucleonic, volumes."*

A definição apresentada pelo experimento STAR para o plasma de quarks e glúons tem implícita algumas características que valem a pena serem discutidas, uma vez que, em seguida, serão apresentadas evidências que, de acordo com essa definição, indicam a existência desse estado da matéria. Nessa definição está explícita a necessidade de termalização do meio criado em colisões de íons-pesados relativísticos. Termalização é uma característica necessária para se estabelecer a existência de um estado da matéria qualquer. Nessa definição está explícita a necessidade de se mostrar que se atingiu um estado de desconfinamento de quarks e glúons em um volume muito maior que o volume típico de um hádron. Essas duas características são essenciais e estão presentes nas várias definições para o plasma de quarks e glúons estabelecidas pela comunidade internacional nas últimas décadas.

Por outro lado, há uma série de características que não são necessárias para indicar a presença desse plasma. Algumas definições sobre esse estado da matéria sugeriam que quarks e glúons fossem pouco interagentes. Essa condição não é mais necessária para estabelecer a existência desse plasma. Como veremos mais adiante, há fortes evidências da intensa interação entre pártons no meio criado nessas colisões. Também não é requerida a observação direta de uma transição de fase de primeira ou segunda ordem. Como mostrado anteriormente [3], o diagrama de fases da matéria sugere que em altas temperaturas e baixas densidades bariônicas, como aquelas alcançadas em aceleradores, em especial no RHIC e LHC, a transição de fase ocorre abruptamente. Nesse caso, o diagrama de fases indica a existência de um ponto crítico em densidades bariônicas superiores àquelas obtidas nesses aceleradores. Sendo assim, não é necessária a observação de descontinuidades e mudanças bruscas em observáveis experimentais, tais como densidade de energia e entropia, como aquelas previstas pelo modelo de sacola do MIT. A não observação dessas descontinuidades em observáveis

torna a comprovação experimental da existência do plasma de quarks e glúons mais complexa, dependente da análise sistemática e conjunta do maior número de observáveis possíveis, além de uma comparação detalhada com previsões teóricas.

II.2. Evidências da formação do plasma de quarks e glúons

A Figura II.1 mostra um esquema da evolução temporal de uma colisão com íons pesados relativísticos em duas situações: (a) onde não há formação do GQP e (b) na qual esse plasma é formado. A principal diferença entre essas duas possibilidades é a formação do plasma e posterior transição para uma fase hadrônica.

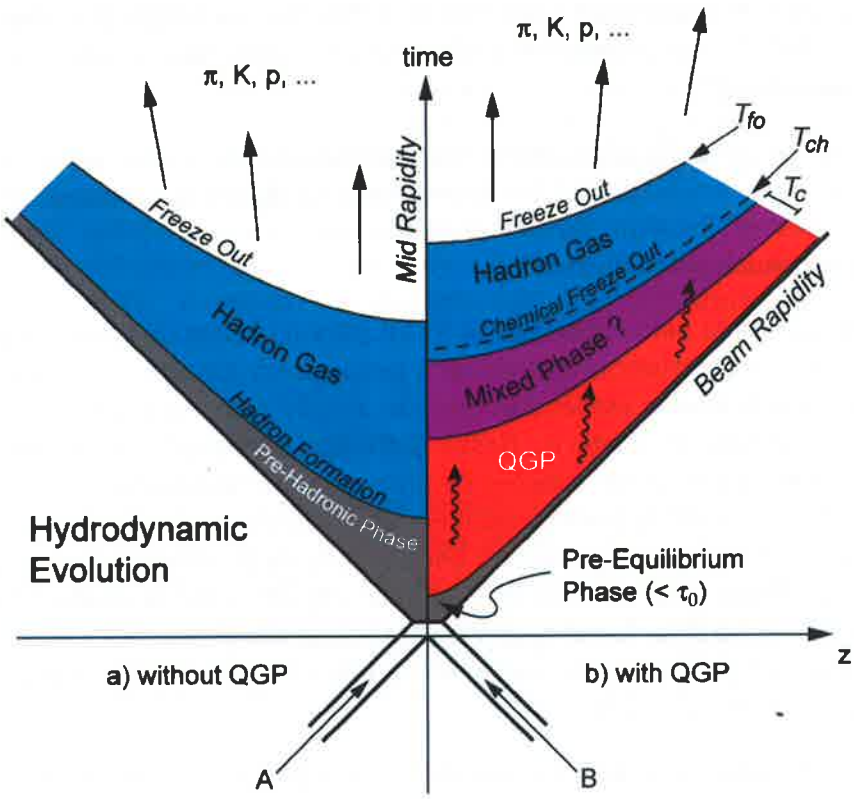


Figura II.1. Esquema da evolução de uma colisão com íons-pesados relativísticos (a) na situação na qual o plasma de quarks e glúons não é formado e (b) na situação na qual esse plasma é formado.

Em colisões com íons-pesados relativísticos temos à disposição duas grandes classes de observáveis. A primeira classe consiste de partículas provenientes de interações eletrofracas. Nesse caso, podemos utilizar a característica da inexistência de interações de estado final dessas partículas com a matéria formada nas colisões para investigar os mecanismos das suas produções, na tentativa de relacionar esses mecanismos com o cenários (a) ou (b) apresentados na Figura II.1. Contudo, esses observáveis possuem seções de choque muito reduzidas, ficando muitas vezes mascarados por produtos de decaimento de muitos hádrons instáveis. A maioria dos observáveis à disposição do experimento são constituídos de hádrons. Nesse caso, hádrons estão sujeitos a

interações de estado final. É importante distinguir se essas interações ocorrem em nível hadrônico ou partônico. Além disso, a hadronização do plasma de quarks e glúons está relacionada a processos com baixa transferência de momento ("*soft*"), principalmente fragmentação e recombinação, que não podem ser calculados perturbativamente e, por consequência, são difíceis de serem caracterizados caso o plasma seja fortemente interagente. Essas características tornam mais complexa a discriminação entre os cenários (a) ou (b) apresentados. Nesse caso, uma crítica minuciosa com base na análise sistemática e coerente do maior número de observáveis possíveis deve ser realizada. Em especial devemos nos perguntar se somente o cenário no qual o plasma de quarks e glúons é formado é capaz de explicar coerentemente todos os observáveis obtidos em colisões com íons-pesados relativísticos. Devemos também nos perguntar se um meio puramente hadrônico seria capaz de explicar esses dados.

Para responder essas questões podemos dividir os resultados obtidos pelo RHIC em duas categorias: sondas moles ("*soft probes*") e duras ("*hard probes*"). Na primeira, tentamos investigar as propriedades termo/hidrodinâmicas globais nos instantes iniciais da evolução da matéria após a colisão através do estudo de produção de partículas de baixo momento transversal. Na segunda categoria, foca-se no estudo de partículas provenientes de pártons de elevado momento transversal, formados nos instantes iniciais da colisão que permitem investigar detalhes das interações de estado final no meio criado.

II.2.1. Sondas moles e observáveis globais

Partículas com momento transversal $p_T < 1.5 - 2.0$ GeV/c constituem o que classificamos como setor mole. Essas partículas correspondem quase que à totalidade das partículas produzidas em colisões entre íons-pesados relativísticos e, por conta disso, refletem as propriedades globais da matéria produzida nessas colisões. O estudo sistemático dessas partículas permite inferir propriedades coletivas desse meio, relacionadas à termalização, mecanismos de produção e interação entre pártons no meio, movimentos coletivos, temperatura, dentre outros.

II.2.1.1. Densidade de partículas e energia transversal

A taxa de partículas produzidas em colisões com íons-pesados depende do mecanismo de produção envolvido e também das condições geométricas envolvidas na colisão. Dois parâmetros são bastante utilizados para descrever a geometria da colisão: número de núcleons participantes, N_{part}, e número de colisões binárias, N_{bin}. Ambos estão diretamente relacionados ao parâmetro de impacto da colisão. O primeiro representa o número de núcleons que efetivamente participaram da colisão, na região de superposição entre os núcleos que colidiram. O segundo indica o número de colisões efetivas entre pares de núcleons na região de superposição. Enquanto a primeira quantidade é mais utilizada para estabelecer uma correlação mais unívoca com a centralidade da colisão, a segunda é comumente utilizada para estabelecer um parâmetro de escala na comparação de colisões entre íons e colisões p+p. Esse valor indica o número efetivo de colisões p+p que podem ter ocorrido em uma colisão entre

íons numa determinada centralidade. Contudo, essas grandezas não são medidas experimentalmente. Modelos fenomenológicos para a distribuição de matéria no núcleo são utilizados para estabelecer uma correlação entre o parâmetro de impacto e essas grandezas. Uma segunda correlação é feita de forma a mapear essas grandezas com determinadas faixas percentuais da seção de choque total. Essas faixas percentuais são denominadas centralidades e são caracterizadas pela fração relativa do número de partículas produzidas em um determinado espaço de fase possível de ser medido experimentalmente. O modelo preferido para fazer essas correlações na comunidade experimental é o Modelo de Glauber, na sua versão Monte Carlo. Detalhes sobre esse modelo podem ser encontrados na Ref. [4].

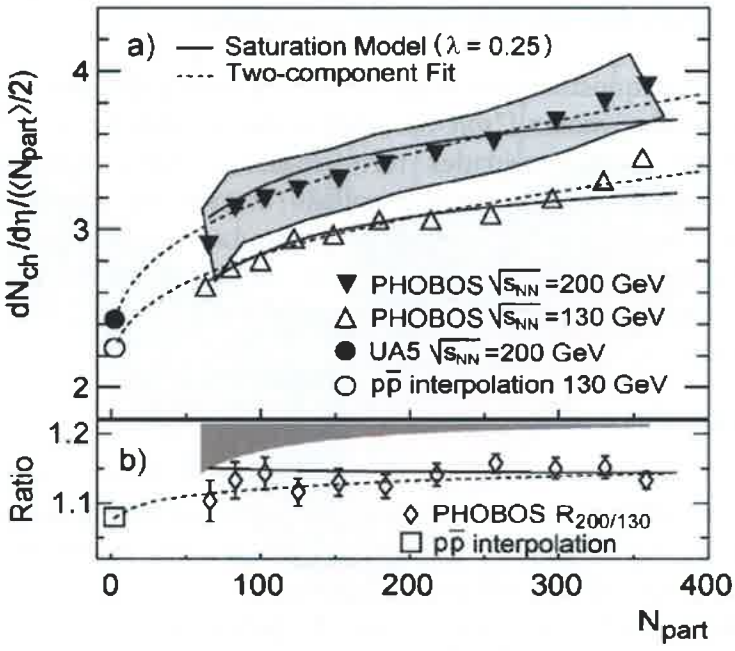


Figura II.2. Taxas de produção de partículas por par de participante como função da centralidade para colisões Au+Au com $\sqrt{s_{nn}}$ de 130 e 200 GeV medidas pela colaboração PHOBOS [5].

Na Figura II.2 são mostradas taxas de produção de partículas por par de núcleon participante em rapidez central para as energias de 130 e 200 GeV, medidas pela colaboração PHOBOS [5]. As curvas correspondem a vários modelos teóricos e ajustes fenomenológicos. A aparente dependência logarítmica da taxa de produção com a centralidade é característica do modelo de saturação de glúons [6]. Apesar desse observável ser pouco discriminativo, por conta das incertezas teóricas na determinação de N_{part}, bem como na possibilidade de ajuste de parâmetros nos modelos teóricos, a comparação qualitativa desse modelo aos dados fortaleceu a relevância de um estado saturado de glúons como condição inicial para as colisões no RHIC e vem sendo utilizado para estabelecer intervalos de confiança na escala de saturação e densidades de glúons no RHIC.

Complementar à produção de partículas, pode-se medir a energia transversal produzida em uma colisão. Energia transversal, E_T, é produzida nas interações iniciais entre os pártons dos núcleos em colisão e também através de reinterações entre pártons produzidos e hádrons. Se o sistema formado nessas colisões evolui muito rapidamente, sem muitas reinterações, a energia transversal por unidade de rapidez, dE_T/dy, será aproximadamente a mesma que aquela gerada nas interações iniciais. Por outro lado, se há muitas reinterações, ou seja, se o meio atinge um equilíbrio rapidamente, mantendo-se localmente equilibrado durante a sua expansão, dE_T/dy pode diminuir significativamente por conta do trabalho realizado durante a expansão hidrodinâmica do sistema. Essa diminuição pode ser um pouco balanceada por conta do aumento na energia transversal devido à pressão gerada pelo fluxo hidrodinâmico.

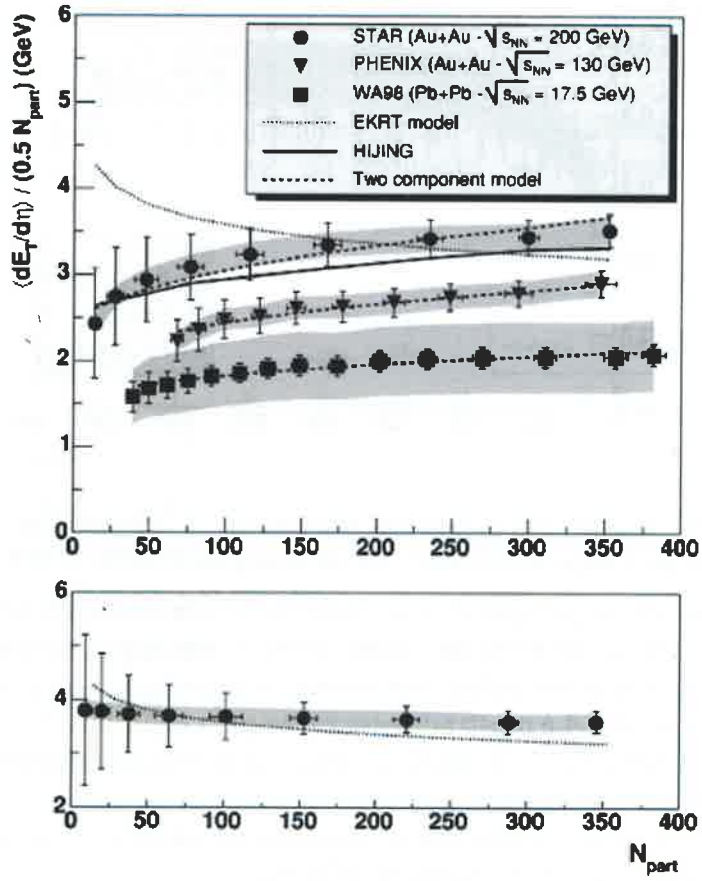


Figura II.3. Medidas de energia transversal pelos experimentos STAR e PHENIX, no RHIC, e WA98, no SPS [7]. No painel inferior são apresentados os dados obtidos no experimento STAR, contudo com uma diferente parametrização para o número de participantes, baseada no modelo óptico de Glauber.

Na Figura II.3 são mostradas medidas de energia transversal por par de núcleon participante em função do número de participantes realizadas pelo experimento STAR e PHENIX, no RHIC, e WA98, no SPS [7]. No painel inferior são apresentados os dados

obtidos no experimento STAR, contudo com uma diferente parametrização para o número de participantes, baseada no modelo óptico de Glauber. O modelo EKRT [8], que é baseado na hipótese de saturação de glúons, prevê uma diminuição da energia transversal com a centralidade da colisão. Contudo, como comentado anteriormente, as incertezas no cálculo de N_{part} são significativas, dificultando uma conclusão mais elaborada, como fica evidente na modificação na forma da curva quando usamos uma diferente parametrização para essa grandeza, como mostrado no painel inferior dessa figura.

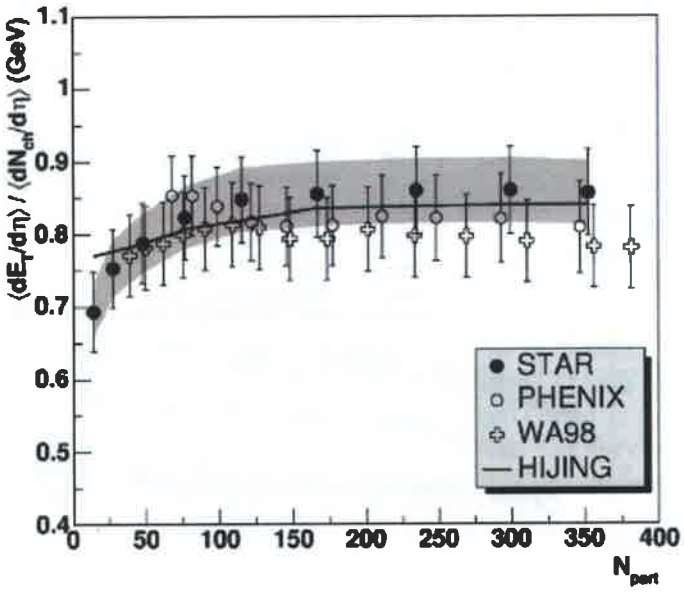


Figura II.4. Razão entre energia transversal e número de partículas produzidas para experimentos em várias energias no RHIC e SPS [7].

Por outro lado, uma comparação direta entre os diversos experimentos em diversas energias pode ser feita através da razão entre a energia transversal medida e a densidade de partículas produzidas, eliminando as incertezas no cálculo do número de participantes. Na Figura II.4 é mostrada essa razão para experimentos realizados no SPS (17 GeV) e RHIC (200 GeV). Essa figura mostra que a energia transversal por partícula produzida é, dentro das incertezas experimentais, a mesma em uma faixa considerável de energia de colisão. Isso indica que o aumento na energia transversal produzida é puramente devido ao aumento no número de partículas.

A partir da energia transversal pode-se estimar a densidade de energia inicial na colisão através da expressão proposta por Bjorken [9]:

$$\varepsilon = \frac{1}{\tau \pi R^2} \frac{dE_T}{dy} \tag{1}$$

onde τ corresponde ao tempo de formação do sistema. A escolha desse tempo é bastante arbitrária e é comum tomar $\tau = 1\,\text{fm/c}$. Nesse caso, obtém-se que

$\varepsilon = 4.9 \pm 0.3$ GeV/fm^3, cerca de 5 vezes superior à densidade de energia prevista pela QCD de rede para a transição da matéria para o estado de plasma de quarks e glúons. A escolha de 1 fm/c sugere uma rápida termalização do sistema. Essa hipótese é sustentada por vários outros observáveis no RHIC [1].

II.2.1.2. Razões entre produção de partículas e "*freeze-out*"

Nos estágios finais da evolução do sistema, por conta da sua expansão, ocorrem desacoplamentos entre as partículas produzidas de modo que se cessam as interações mútuas. Esses desacoplamentos ("*freeze-out*", em Inglês) podem ocorrer em diversos momentos da evolução do sistema e dependem de várias condições, desde o tipo de partícula até seu espaço de fase. É comum tentar caracterizar a evolução de uma colisão através de dois grandes desacoplamentos: o químico e o cinético. O primeiro ocorre em um estágio na colisão no qual as energias envolvidas não são suficientes para promover interações inelásticas que alterem a composição química das partículas produzidas. No caso do desacoplamento cinético, cessam-se também colisões elásticas e, nesse caso, as características cinemáticas das partículas deixam de ser alteradas. Apesar desses momentos ocorrerem tardiamente na evolução do sistema, pode-se inferir propriedades termodinâmicas no intervalo de tempo anterior a esses momentos.

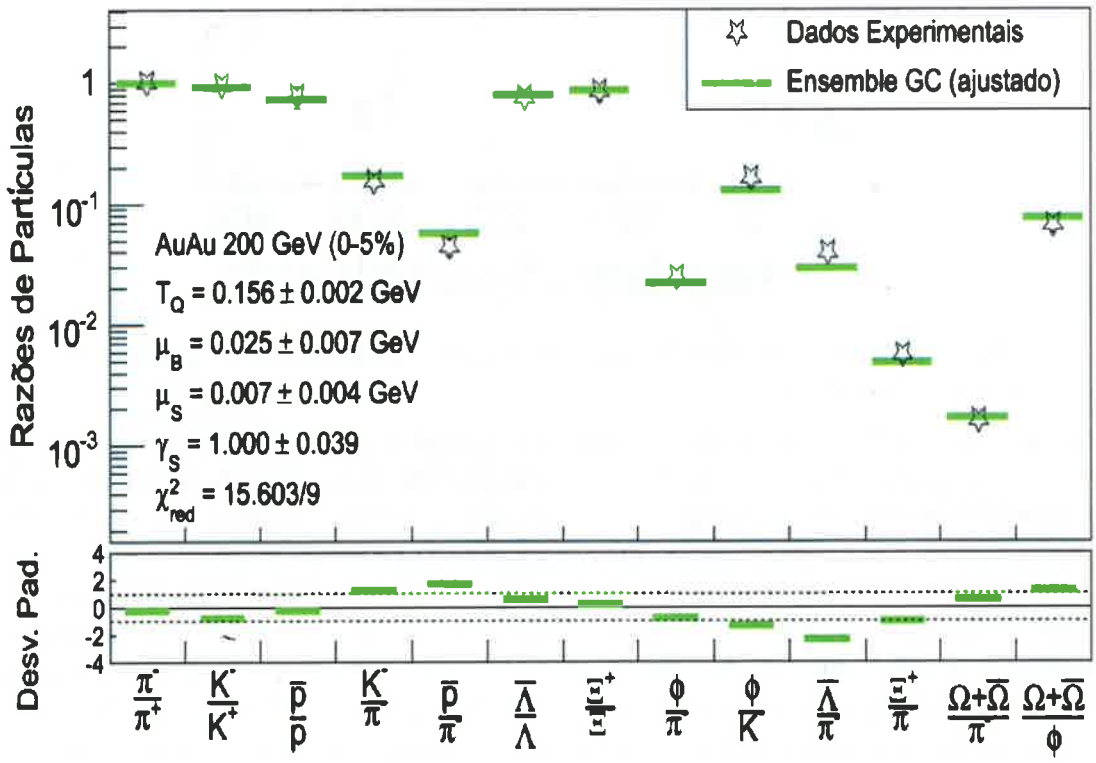


Figura II.5. Razões de produção de diversas partículas medidas pelo experimento STAR para colisões centrais Au+Au em 200 GeV. As linhas verdes correspondem a ajuste utilizando modelo termodinâmico [10].

Na Figura II.5 são comparadas medidas experimentais do STAR para razões diversas de produção integrada de vários hádrons para eventos centrais de colisões Au+Au a 200 GeV com ajustes baseados em modelos termodinâmicos [10]. O ajuste termodinâmico é utilizado para determinar o potencial químico bariônico e temperatura no momento do desacoplamento químico e supõe que o sistema encontra-se em equilíbrio termodinâmico naquele instante. O excelente ajuste sugere que quarks leves, *u*, *d* e *s*, atingiram esse equilíbrio com $T_Q = 156 \pm 2$ MeV. Apesar desse ajuste, per se, somente indicar que a produção de partículas é dominada pela configuração no espaço de fase, há outras medidas, que em conjunto com essa, indicam que o sistema encontra-se em equilíbrio térmico e químico. Uma delas é a saturação de quarks estranhos, indicada pela evolução da constante γ_s (Figura II.6) em função da centralidade, usada como parâmetro nesse ajuste. A saturação dessa constante na unidade, para colisões mais centrais sugere esse comportamento.

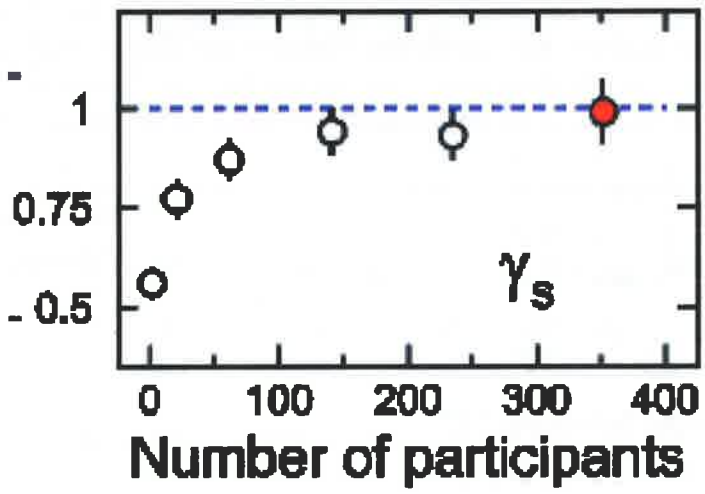


Figura II.6. γ_s em função da centralidade para colisões Au+Au no experimento STAR [1].

A temperatura obtida para o desacoplamento químico está no limite do previsto pela QCD de rede para a transição de fase em situações de baixa densidade bariônica. Se o sistema está realmente termalizado, essa temperatura corresponde a um limite inferior na temperatura do sistema. Uma medida mais precisa da temperatura nos instantes que precedem o desacoplamento químico pode ser realizada através da observação de fótons térmicos provenientes do meio. Essa medida foi realizada pelo experimento PHENIX [11] para colisões Au+Au (Figura II.7). O ajuste a esses dados indica uma temperatura média para o meio de $\langle T \rangle = 221 \pm 19(stat) \pm 19(sys)$ MeV. Considerando um modelo para evolução e resfriamento do meio, há indicativos que a temperatura inicial do sistema seja superior a 300 MeV, muito acima da prevista para a transição de fase pela QCD de rede.

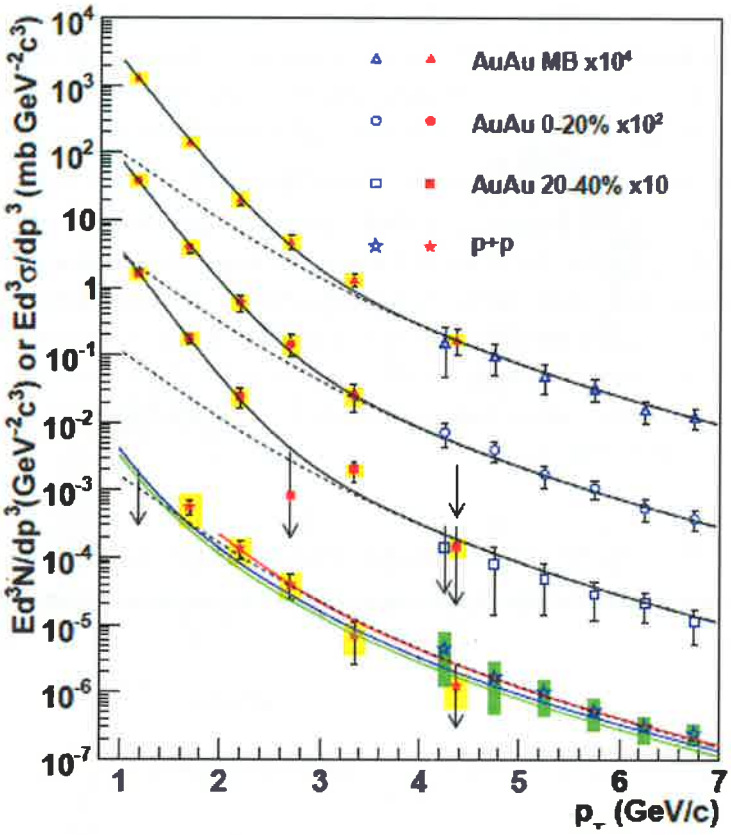


Figura II.7. Medidas de fótons térmicos realizadas pelo experimento PHENIX para colisões Au+Au a 200 GeV [11].

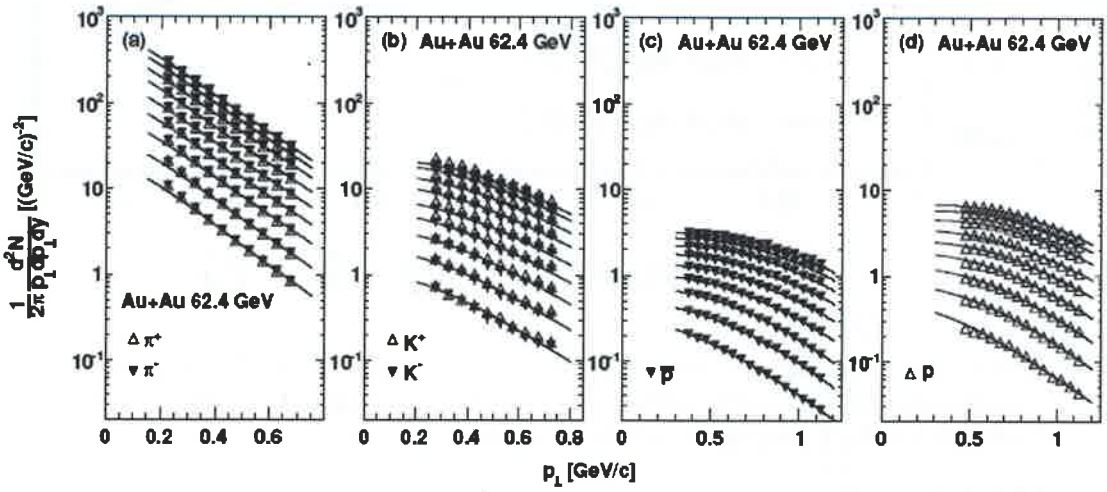


Figura II.8. Espectros de produção de píon, káon, próton e antipróton em colisões Au+Au no experimento STAR [4].

Propriedades do desacoplamento cinético podem ser obtidas através do ajuste do espectro de produção de partículas por modelos termodinâmicos [4]. Um exemplo

típico para píons, káons, prótons e antiprótons em colisões Au+Au pode ser visto na Figura II.8. O experimento STAR realizou medidas sistemáticas de espectros de várias partículas [1, 4, 12-14]. Desses ajustes podem ser extraídas a temperatura de desacoplamento cinético (T_{fo}) para cada partícula bem como a sua velocidade radial média ($\langle\beta_T\rangle$). Curvas para intervalos de confiança para os valores ajustados desses espectros são mostradas na Figura II.9. Pode-se notar que para a grande maioria das partículas produzidas, píons, prótons e káons, os espectros, para cada centralidade, podem ser descritos por uma única temperatura de desacoplamento e uma única velocidade radial média. Na medida em que a centralidade aumenta, os espectros são caracterizados por uma temperatura menor e maior velocidade. Isso indica um aumento da expansão do meio após o desacoplamento químico e um aumento da coletividade do sistema em eventos mais centrais.

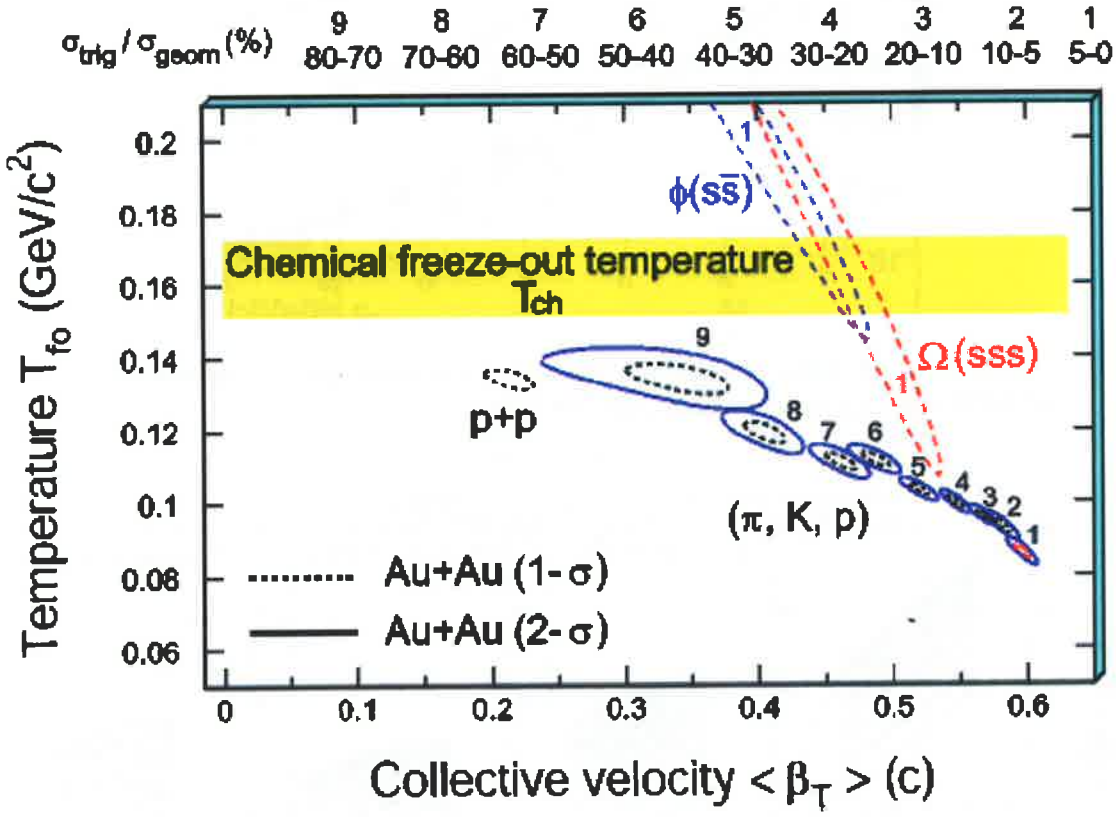


Figura II.9. Curvas de intervalo de confiança de 1σ e 2σ para os parâmetros de desacoplamento cinético em função da centralidade para colisões Au+Au e p+p do experimento STAR [1].

II.2.1.3. Fluxo elíptico

Em uma colisão entre íons-pesados com parâmetro de impacto não nulo, o vetor que representa esse parâmetro, em conjunto com o vetor que representa a direção do feixe, define um plano de reação para a colisão, conforme esquematizado na Figura II.10. Esse plano de reação pode ser obtido através de vários métodos estatísticos, sendo os mais

comuns aqueles que envolvem correlações entre duas ou quatro partículas [15, 16]. Anisotropias presentes na região de interação resultam também em anisotropias nas seções de choque de produção de partículas diversas.

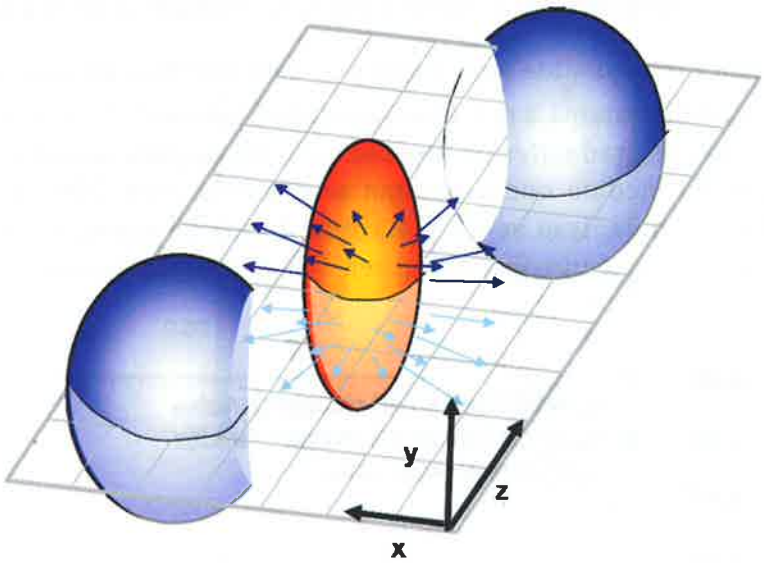


Figura II.10. Esquema de uma colisão não central entre íons-pesados, evidenciando o plano de reação e esquematizando o fluxo elíptico.

Para estudar essas anisotropias, costuma-se investigar a seção de choque de produção de partículas em relação a um ângulo azimutal ϕ, definido em relação ao plano de reação. Em linhas gerais, pode-se expandir a seção de choque em uma série de Fourier do tipo:

$$\frac{dN}{d\phi} = v_0\left(1 + \sum_n 2v_n \cos(n\phi) + \sum_n 2v'_n \sin(n\phi)\right) \qquad (2)$$

Onde v_n e v'_n são os coeficientes dessa expansão. Podemos simplificar (2) admitindo que as partículas são emitidas simetricamente em relação ao plano de reação, o que torna $v'_n = 0$. O segundo termo dessa expansão (v_2) é de particular interesse na investigação de propriedades coletivas do meio. Devido à geometria observada na região de colisão, esse termo é denominado de fluxo elíptico e espera-se que ele seja dominante em relação a outros termos.

O fluxo elíptico é utilizado, muitas vezes, como parâmetro indicativo de termalização da matéria criada na colisão. Isso pode ser entendido qualitativamente supondo que o livre caminho médio das partículas no meio seja pequeno. Nesse caso, o gradiente de pressão será maior ao longo do eixo menor da região de superposição do que ao longo do eixo maior. Espera-se que o meio se expanda mais rapidamente ao longo do eixo menor. Assim, a elevada coletividade pode fornecer indícios sobre a termalização das partículas nesse meio e o valor observado para fluxo elíptico fornecerá informações sobre os

gradientes de pressão envolvidos. Deve-se tomar cuidado, porém, com o fato de v_2 refletir uma anisotropia de partículas. Fenômenos localizados, como jatos de partículas, decaimento de ressonâncias, etc., podem resultar em um valor não nulo para v_2 que deve ser levado em consideração durante a análise e interpretação dos resultados.

Outra característica interessante em relação a v_2 está relacionada ao intervalo de tempo durante a evolução do sistema a que essa grandeza é sensível. Essa anisotropia é criada pela diferença entre os gradientes de pressão ao longo do eixo menor e maior da região de superposição. Na medida que o sistema se expande, essa diferença diminui até o ponto no qual ela é nula. Isso se dá por conta da maior expansão ao longo do eixo menor. Nesse sentido, v_2 é um observável sensível aos instantes iniciais da evolução do meio.

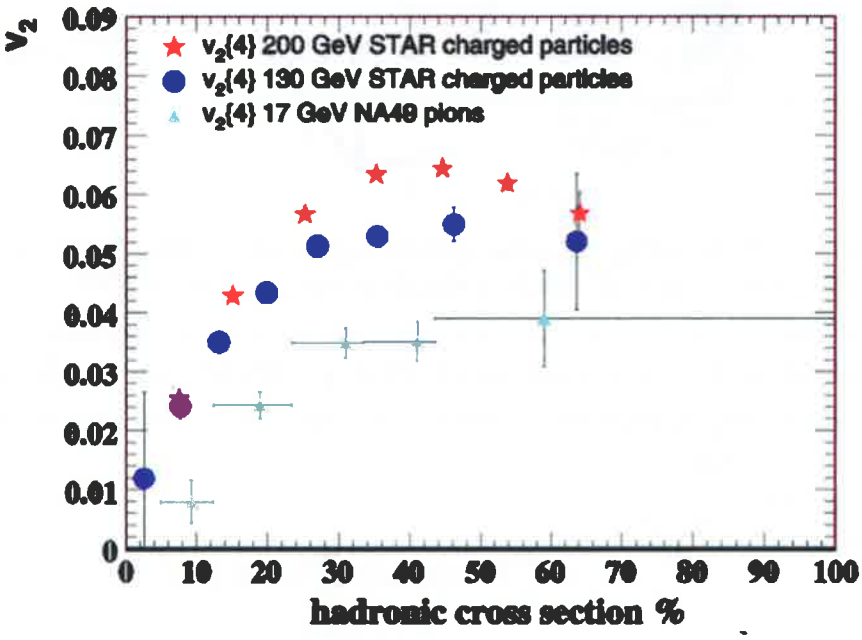


Figura II.11. Dependência de v_2 com a centralidade para medidas no SPS (NA49 [17]), e STAR [1, 18], em duas diferentes energias.

Na Figura II.11 é mostrada a dependência de v_2 com a centralidade da colisão para energias do SPS ao RHIC [1, 17, 18]. O aumento de v_2 a medida que temos colisões mais periféricas é esperado e decorre do aumento da excentricidade da região de superposição dos núcleos que colidiram. A dependência de v_2 com a energia da colisão, melhor visto na Figura II.12, mostra um aumento sistemático e suave desse parâmetro com a energia. A razão para esse aumento pode ser vista na Figura II.13, que mostra a dependência de v_2 com o momento transversal para píons em várias energias de colisão [1, 17-19]. Fica claro que, com o aumento da energia, há um aumento de v_2 para valores intermediários de momento transversal.

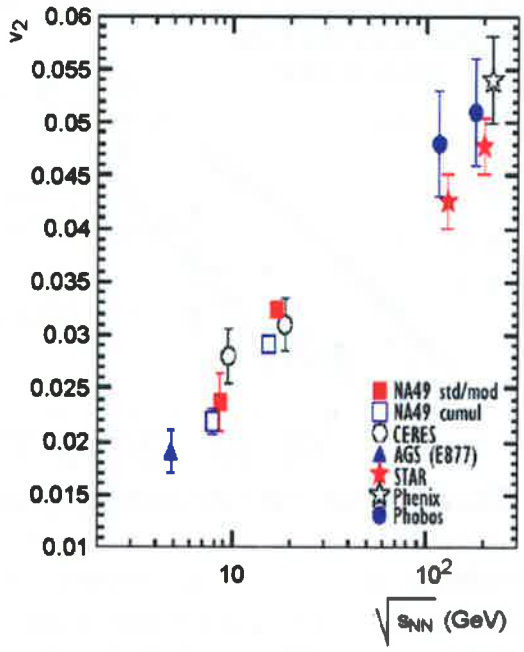


Figura II.12. Dependência de v_2 com a energia da colisão [17].

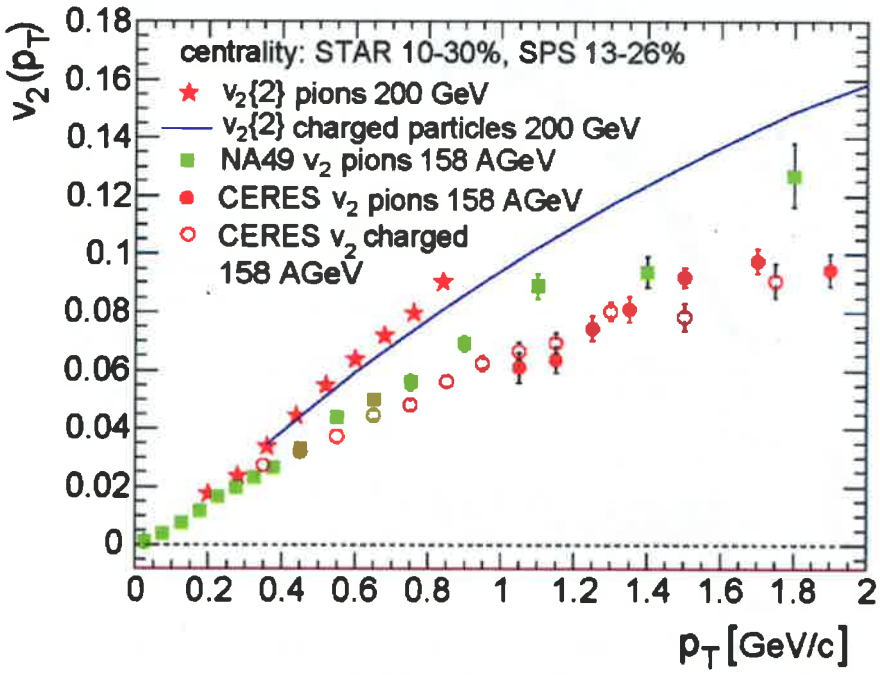


Figura II.13. Dependência de v_2 com o momento transversal para píons em diferentes energias de colisão [1, 17-19].

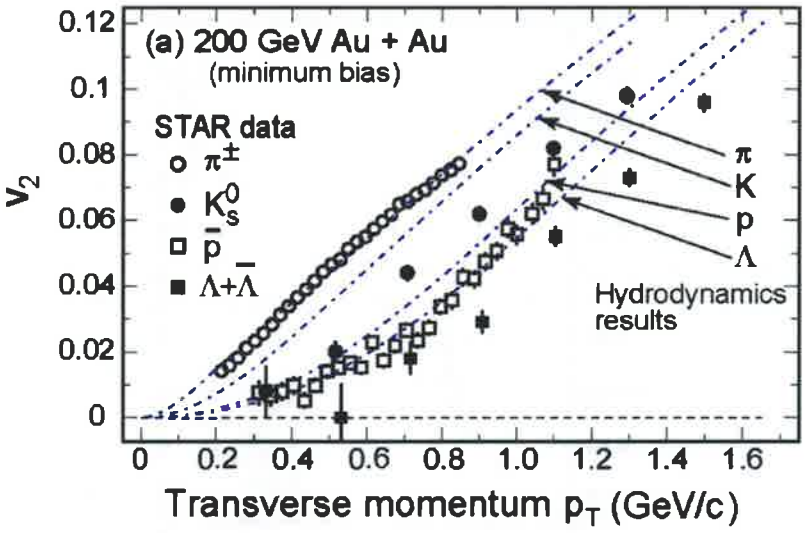


Figura II.14. Dependência de v_2 com o momento transversal para diferentes partículas medidas pelo experimento STAR [20]. As linhas pontilhadas correspondem a cálculos hidrodinâmicos para um fluido ideal [21].

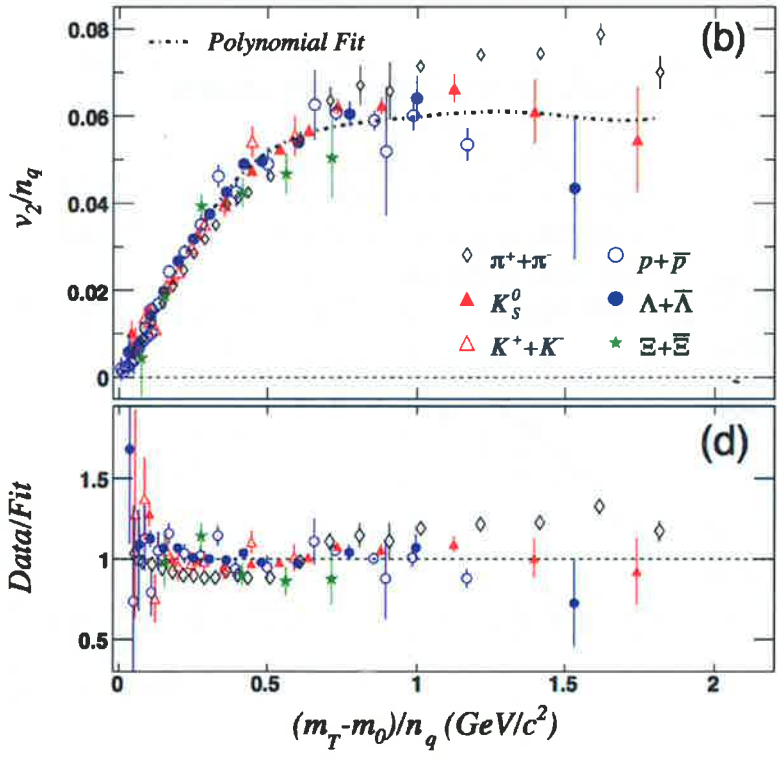


Figura II.15. Escala de v_2 de várias partículas pelo número de quarks de valência. A linha pontilhada representa um ajuste polinomial aos dados e, no quadro inferior, é apresentada a razão entre os dados experimentais e esse ajuste [22].

A Figura II.14 mostra a dependência de v_2 com o momento transversal para diferentes partículas medidas pelo experimento STAR [20]. As linhas pontilhadas correspondem a cálculos hidrodinâmicos para um fluido ideal [21]. Esses cálculos concordam qualitativamente com os dados experimentais dentro de aproximadamente 30%. Essa boa concordância entre cálculos hidrodinâmicos para um fluido ideal relativístico para fluxo elíptico, bem como para as formas espectrais de partículas é tida como uma das maiores evidências da formação do plasma de quarks e glúons no RHIC. A concordância torna-se mais evidente quando assume-se, para fins de cálculos, que o sistema atinge equilíbrio térmico local muito rapidamente ($\tau < 1$ fm/c) e a dinâmica da expansão é descrita por uma equação de estado que supõe a transição de fase de um plasma de quarks e glúons para um gás de hádrons.

Além disso, uma análise cuidadosa de v_2 para diferentes tipos de partículas [22] sugere que essa grandeza possa ser descrita por uma função universal, quando normalizamos v_2 e a energia cinética pelo número de quarks de valência em cada uma dessas partículas. A Figura II.15 mostra a escala de v_2 de várias partículas pelo número de quarks de valência. A linha pontilhada representa um ajuste polinomial aos dados e, no quadro inferior, é apresentada a razão entre os dados experimentais e esse ajuste. Essa escala sugere que os graus de liberdade do sistema observado são partônicos, como seria esperado para o plasma de quarks e glúons.

Os resultados obtidos das medidas por sondas moles, compatíveis com rápida termalização e expansão coletiva do meio, sugerem que os instantes iniciais da evolução do sistema sejam dominados por uma matéria que interage fortemente, com graus de liberdade partônicos e com pequeno livre caminho médio. A descrição hidrodinâmica do fluxo elíptico sugere ainda que o meio se comporta como um líquido de baixa viscosidade, um "líquido perfeito" como anunciado em 2005 pelos experimentos do RHIC.

II.2.2. Sondas duras

O meio criado em colisões A+A em energias relativísticas possui uma vida média muito curta, com tempos característicos da ordem de fm/c. Nesse caso, é impossível utilizar uma ponta de prova externa bem conhecida para testar as propriedades desse meio, como fazemos, por exemplo, em tomografias computadorizadas na medicina. Desse modo, deve-se buscar pontas de prova alternativas, que estejam disponíveis já nos instantes iniciais da colisão e que sejam bem compreendidas caso não haja a criação de um meio, como aquele observado no RHIC.

Nesse contexto, partículas de alto momento transversal, tipicamente com $p_T > 5$ GeV/c, como mostrado na Figura II.16, exibem um comportamento similar a uma função de potência, característica de processos perturbativos em QCD. A escala temporal típica dos processos perturbativos envolvidos é da ordem de $1/p_T$, o que torna pártons de alto momento transversal uma ponta de prova presente já nos instantes iniciais da evolução do sistema. O caráter perturbativo permite a realização de previsões controladas da

produção inicial desses pártons. O mecanismo de fatorização permite posterior entendimento do processo de hadronização envolvido que, em última instância, origina hádrons medidos pelos experimentos.

Assim, o uso de pontas de prova de elevado momento transversal é o mecanismo ideal para realizar o estudo sistemático das características do meio criado no RHIC. Duas grandes técnicas são utilizadas para esse fim: medidas de espectro de produção de partículas e investigação de correlações diversas entre duas ou mais partículas. Os resultados provenientes dessas técnicas permitiram a descoberta de uma fenomenologia intrigante no RHIC, que é tópico de investigação até os dias atuais.

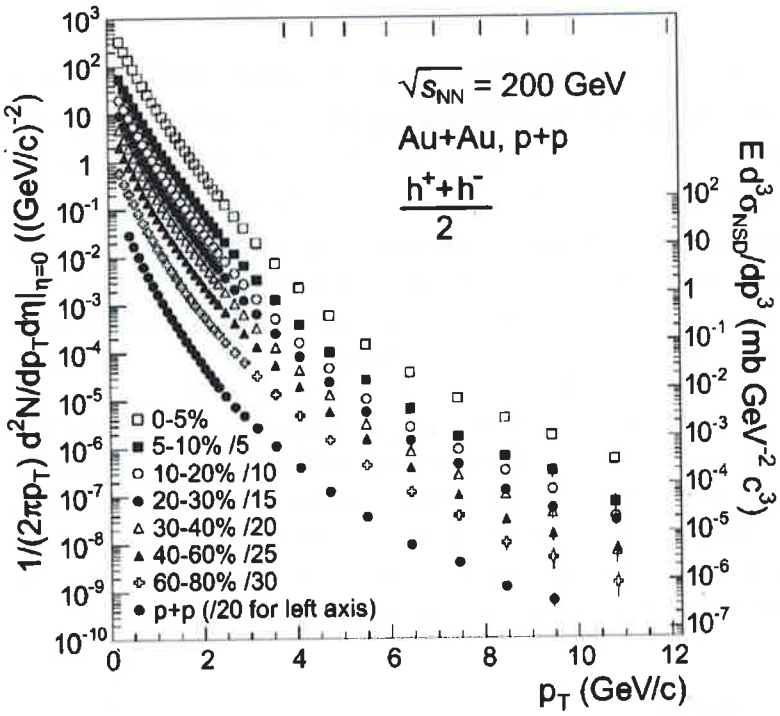


Figura II.16. Espectro de partículas carregadas de elevado momento transversal em colisões Au+Au e p+p no experimento STAR [23, 24].

II.2.2.1. Espectro inclusivo de hádrons

A forma mais simples de comparar o efeito do meio em sondas duras é a comparação direta do espectro de partículas de alto momento transversal em colisões p+p com colisões p+A (no RHIC, d+Au) e A+A (no RHIC, Au+Au e Cu+Cu até o momento). Isso é realizado calculando-se o fator de modificação nuclear, R_{AB}, dado por:

$$R_{AB}(p_T) = \frac{1}{T_{AB}} \frac{d^3N_{AB}/d\eta d^2p_T}{d^3\sigma/d\eta d^2p_T} \qquad (3)$$

onde $T_{AB} = \langle N_{bin} \rangle / \sigma^{p+p}_{inelástico}$ é chamada de integral de superposição. $\langle N_{bin} \rangle$ é o número médio de colisões binárias em uma dada centralidade de colisões A+B, normalmente calculada através de modelos de Glauber [4]. Caso não haja nenhum efeito de interação de pártons, ou hádrons, de alto momento transversal com o meio, espera-se que processos duros e, consequentemente, os produtos da fragmentação dos pártons oriundos desse processo, sejam proporcionais ao número de colisões binárias, resultando em $R_{AB} = 1$.

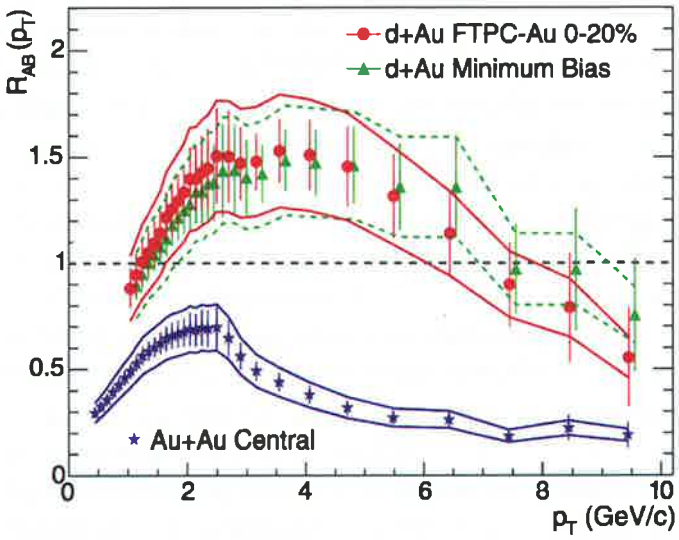


Figura II.17. R_{AB} para hádrons carregados em colisões centrais Au+Au e d+Au no experimento STAR [23, 25].

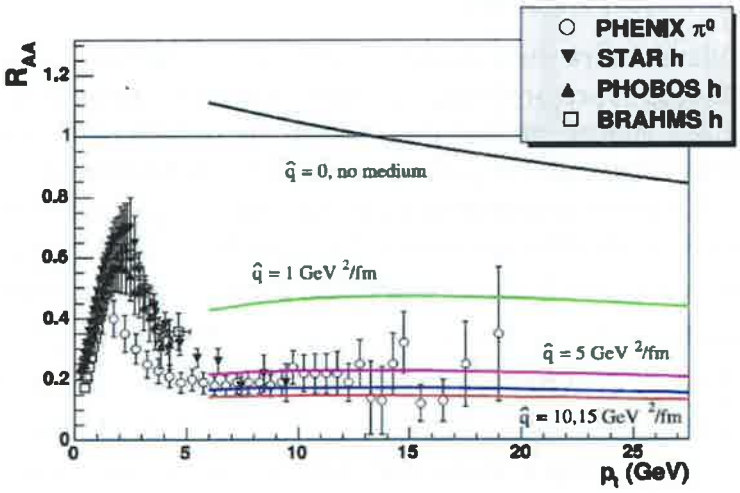


Figura II.18. R_{AuAu} para píons neutros e hádrons carregados em colisões centrais Au+Au nos experimentos do RHIC [26]. As curvas correspondem a cálculos teóricos para perda de energia de pártons no plasma com várias opacidades [26].

As Figura II.17 e Figura II.18 mostram R_{AB} para hádrons carregados e píons neutros [23, 25, 26] em colisões centrais Au+Au e d+Au nos experimentos do RHIC. Ainda na Figura II.18 são mostrados cálculos teóricos para esse fator de modificação, considerando que pártons perdem energia ao atravessar o meio gerado em colisões centrais Au+Au [26].

Um aspecto importante na interpretação desses dados é a observação que hádrons de alto momento transversal são suprimidos por um fator próximo a 5 em colisões centrais Au+Au. Essa supressão não é observada em colisões d+Au. De fato, um leve aumento é observado nessas colisões. Nesse sentido, não se pode interpretar que essa supressão seja oriunda de efeitos nucleares convencionais, como *shadowing* nas funções de distribuição partônica no núcleo ou mesmo espalhamento múltiplo de pártons no núcleo. A observação da elevada supressão em colisões Au+Au apenas mostra que esse efeito está associado a uma condição criada após a colisão do sistema, e não às configurações iniciais dos núcleos que estão colidindo. Atualmente interpreta-se essa supressão como sendo devida à perda de energia de pártons de alto momento transversal no meio quente e denso criado em colisões centrais no RHIC. Detalhes sobre modelos de perda de energia serão descritos adiante, mas pode-se notar, já na Figura II.18, a pouca sensibilidade desses modelos em relação ao coeficiente de transporte, $\hat{q}$, que é uma medida da intensidade de perda de energia desses pártons. Essa pouca sensibilidade sugere que o meio criado seja extremamente opaco para pártons, sugerindo que a maioria das partículas de alto momento transversal sejam provenientes de espalhamentos duros que ocorrem próximos à superfície desse meio. Essa interpretação é melhor caracterizada ao se investigar correlações angulares em altos momentos, como veremos a seguir.

II.2.2.2. Correlações angulares

Correlações angulares entre duas ou mais partículas de elevado momento transversal fornecem informações sobre produção de jatos e suas interações com o meio de forma mais exclusiva que a análise simples de espectro, como feita anteriormente. Na Figura II.19 são mostradas correlações angulares entre pares de hádrons de elevado momento transversal medidas pelo experimento STAR em colisões p+p, d+Au e Au+Au [25, 27]. De forma a evidenciar correlações devido à produção de jatos e sua interação com o meio, essas correlações são efetuadas entre uma partícula gatilho, com $p_T^{gatilho} > 4$ GeV/c e uma partícula associada com $2 \text{ GeV/c} < p_T < p_T^{gatilho}$. Um par de hádrons originado de um mesmo jato fornece uma correlação com $\Delta\phi \sim 0$ enquanto uma par de partículas de dois jatos opostos fornece uma correlação em $\Delta\phi \sim \pi$. Essas duas correlações são observadas em colisões p+p e d+Au mas não são observadas em colisões centrais Au+Au. Esse fenômeno, visto pela primeira vez no RHIC, evidencia a supressão de jatos nessas colisões. O fato dessa supressão não ser observada em colisões d+Au mostra que esse é um efeito de interação de jatos com o estado final, ou seja, o meio criado em colisões Au+Au. Essa total supressão do jato oposto à partícula de gatilho indica uma forte opacidade do meio e sugere que pártons de alto momento possíveis de serem

detectados são oriundos preferencialmente da superfície da bola de fogo da colisão. Essa interpretação é corroborada na medida em que se aumenta o momento das partículas de gatilho e partícula associada [28], indicando uma maior penetração do párton no meio criado nessas colisões, conforme mostra a Figura II.20.

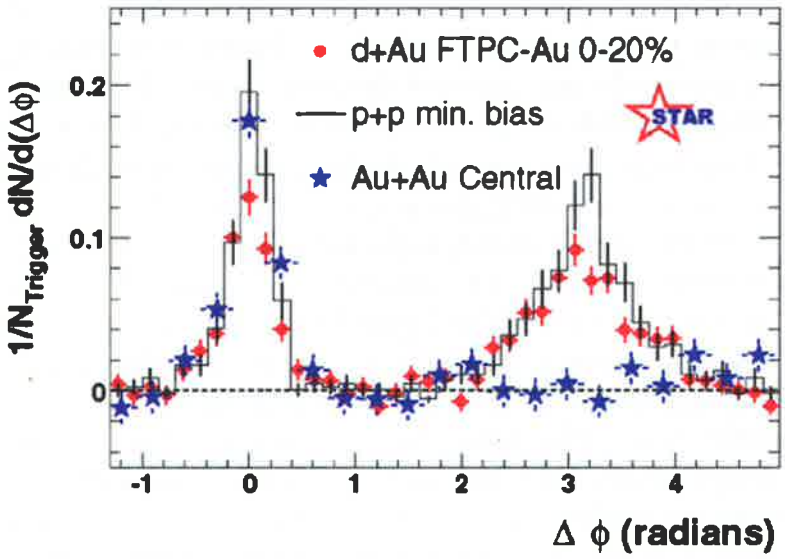


Figura II.19. Correlação angular para pares de hádrons de elevado momento transversal medidas pelo experimento STAR em colisões p+p, d+Au e Au+Au [25, 27].

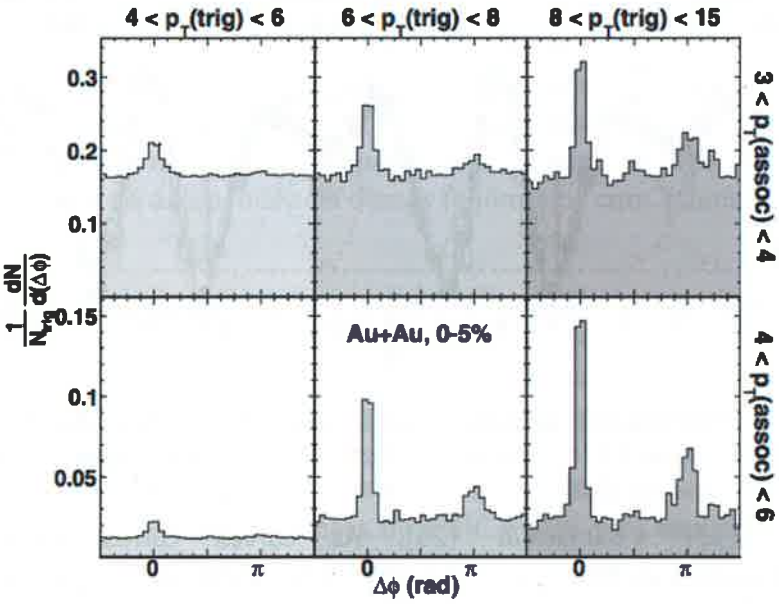


Figura II.20. Correlações angulares para pares de hádrons com diferentes momentos para as partículas de gatilho e associadas [28].

A energia perdida pelos pártons do jato oposto ao atravessar o meio deve ser absorvida de alguma forma, de acordo com as leis de conservação e energia e momento. Como os processos de perda de energia (que serão discutidos adiante) originam-se de uma série de processos moles, essa energia perdida deve reaparecer em um aumento (em número ou momento) de hádrons moles na direção do jato oposto. Isso pode ser evidenciado através do estudo de correlações angulares envolvendo partículas associadas de baixo momento transversal [29], conforme mostrado na Figura II.21. Essa figura evidencia claramente que a energia do jato oposto é absorvida pelo meio e, como efeito, há um aumento na produção de hádrons moles correlacionados em $\Delta\phi \sim \pi$. Essa correlação, contudo, é muito mais larga que a esperada devido a fragmentação de pártons. Há várias tentativas em descrever essas estruturas observadas. Uma classe de modelos foca na emissão radiativa de glúons pelo párton ao perder energia no meio [30-32]. Nesse caso, imposições cinemáticas resultam em situações nas quais há um alargamento na correlação em $\Delta\phi \sim \pi$. Outros modelos focam na resposta do meio ao párton que se propaga. Alguns deles supõem que os pártons de alto momento tenham velocidades ultra-sônicas, induzindo ondas de choque similares a um cone de Mach [33, 34]. Há ainda interpretações nas quais flutuações nas condições iniciais do meio geram correlações de longo alcance que, por conta da evolução hidrodinâmica do sistema, resultam em estruturas similares aquelas observadas nos dados [35]. Como se pode notar, há ainda muitas incertezas envolvidas em relação à resposta do meio quando da passagem de pártons de elevado momento transversal que necessitarão de medidas mais exclusivas para que possamos compreender melhor como se dá essa interação.

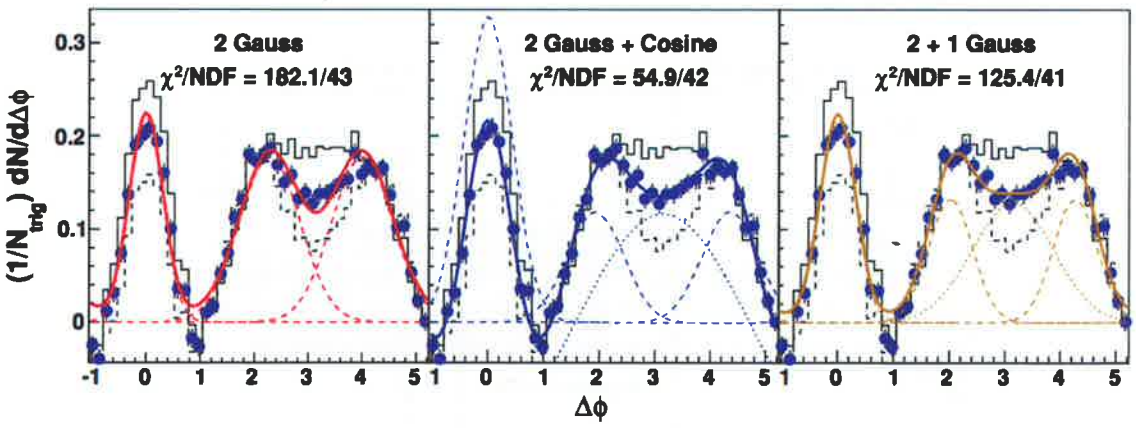


Figura II.21. Correlações angulares para eventos centrais Au+Au no experimento STAR para partículas associadas com $0.8\ \text{GeV/c} < p_T < 1.0\ \text{GeV/c}$ e gatilhos com $4.0\ \text{GeV/c} < p_T^{gatilho} < 6.0\ \text{GeV/c}$ [29]. As curvas correspondem a diferentes ajustes ao pico oposto. Detalhes sobre esses ajustes podem ser obtidos em [29].

II.3. Perspectivas

Os primeiros cinco anos de tomada de dados do RHIC geraram informações significativas acerca da matéria em condições extremas de temperatura. Modelos estatísticos que descrevem o processo como a criação de um sistema hidrodinâmico, em aparente equilíbrio térmico e químico, parecem obter sucesso ao reproduzir as abundâncias relativas das partículas formadas durante a colisão. Ajustes satisfatórios das taxas de produção de várias espécies de hádrons revelam uma temperatura de equilíbrio em torno de 160 MeV e um baixo potencial químico, apesar das elevadas densidades de energia e rapidez da colisão. Estes resultados ressaltam a importância do espaço de fase do sistema na probabilidade de formação de hádrons até o momento de desacoplamento do sistema. O meio criado no RHIC possui elevada coletividade, muito bem estabelecida na medida de fluxo elíptico de diversas partículas. Esse fluxo elíptico é bem explicado por cálculos hidrodinâmicos para um fluído com baixa viscosidade, próximo ao ideal. Ademais, há fortes indícios que esse fluxo ocorra a nível partônico, como observado através do comportamento de v_2. Além disso, o sistema formado é altamente dissipativo, fato claro quando da observação da supressão de jatos de partículas provenientes de pártons de elevado momento transversal.

Apesar de as evidências serem fortes o suficiente para o anúncio da descoberta do plasma de quarks e glúons [1], algumas questões fundamentais necessitam ser investigadas, o que motivou todo um programa de pesquisa durante os anos que se seguiram a essa descoberta e que também motivam as investigações que serão realizadas no LHC.

O meio formado está realmente em equilíbrio térmico? Quais são realmente os graus de liberdade envolvidos? Como se dá a transição de fase para o plasma criado? Há realmente um ponto crítico e é possível determiná-lo experimentalmente? Quais são os mecanismos de interação entre pártons e esse meio que resultam na alta opacidade observada? Como esses mecanismos dependem da sonda utilizada e das propriedades desse meio? Como se dá a dependência desses fenômenos com a densidade de energia e o tamanho do sistema?

Algumas dessas perguntas podem ter sua resposta auxiliada através do uso de quarks pesados como sondas para o meio criado. Estados ligados de charmônio e botomônio podem ser utilizados como sensores de temperatura para o meio criado nessas colisões e um indicativo importante acerca de termalização do meio [36-38]. Medidas de charm e bottom abertos (mésons D e B) podem fornecer indicativos sobre os mecanismos de interação de pártons com o meio [39-44]. Essas perspectivas motivaram um amplo programa de pesquisa nos experimentos do RHIC e LHC. Nos capítulos que se seguem discutiremos mais profundamente alguns desses aspectos e resultados obtidos nos últimos anos no experimento STAR, no RHIC.

II.4. Referências

[1] J. A. Adams et al, NUCLEAR PHYSICS A 757, 102 (2005).

[2] K. Yagi,Tetsuo Hatsuda and Y. Miake, *Quark-Gluon Plasma: From Big Bang to Little Bang* (Cambridge University Press, 2005).

[3] B.R. Stefan, W. Verena, B. Michael, A.S. Igor and H.R. Dirk, hep-ph/0503184 (2005).

[4] A. Abelev et al, PHYSICAL REVIEW C 79, (2009).

[5] B.B. Back et al, Phys. Rev. C 65, 061901R (2002).

[6] K. Dmitri and N. Marzia, Physics Letters B 507, 121 (2001).

[7] A. J. Adams et al, PHYSICAL REVIEW C 70, (2004).

[8] K. J. Eskola et al, Nuclear Physics B 570, 379 (2000).

[9] J.D. Bjorken, Phys. Rev. D 27, 140 (1983).

[10] R.D. de Souza, Universidade Estadual de Campinas Mestrado, (2008).

[11] A. Adare et. al, Phys. Rev. Lett. 104, 132301 (2010).

[12] A. Abelev et al, PHYSICAL REVIEW C 75, (2007).

[13] A. C. Adler et al, PHYSICS LETTERS B 595, 143 (2004).

[14] A. J. Adams et al, PHYSICAL REVIEW LETTERS 92, (2004).

[15] N. Borghini, P.M. Dinh and J.Y. Ollitrault, Phys. Rev. C 64, 054901 (2001).

[16] A.M. Poskanzer and S.A. Voloshin, Phys. Rev. C 58, 1671 (1998).

[17] C. Alt et al, Phys. Rev. C 68, 034903 (2003).

[18] A. C. Adler et al, PHYSICAL REVIEW C 66, (2002).

[19] G. Agakichiev et al, Phys. Rev. Lett. 92, 032301 (2004).

[20] A. J. Adams et al, PHYSICAL REVIEW LETTERS 92, (2004).

[21] P. Huovinen, P.F. Kolb, U.W. Heinz, P.V. Ruuskanen and S.A. Voloshin, Phys. Lett. B503, 58 (2001).

[22] B. I. Abelev et al, PHYSICAL REVIEW C 75, (2007).

[23] J. Adams et al, PHYSICAL REVIEW LETTERS 91, (2003).

[24] A. A. P. Suaide , BRAZILIAN JOURNAL OF PHYSICS 34, 300 (2004).

[25] J. Adams et al, PHYSICAL REVIEW LETTERS 91, (2003).

[26] H. P. da Costa et al, Nuclear Physics A 747, 511 (2005).

[27] A. Adler et al, PHYSICAL REVIEW LETTERS 90, (2003).

[28] J. Adams et al, PHYSICAL REVIEW LETTERS 97, (2006).

[29] M.M. Aggarwal et al, Phys. Rev. C 82, 024912 (2010).

[30] I. Vitev, Physics Letters B 630, 78 (2005).

[31] A.D. Polosa and C.A. Salgado, Phys. Rev. C 75, 041901 (2007).

[32] A. Majumder, and X.N. Wang, Phys. Rev. C 73, 051901 (2006).

[33] J. Casalderrey-Solana et al, Journal of Physics: Conference Series 27, 22 (2005).

[34] T. Renk and J. Ruppert, Phys. Rev. C 73, 011901 (2006).

[35] J. Takahashi, B.M. Tavares, W.L. Qian, R. Andrade, F. Grassi, Y. Hama, T. Kodama and N. Xu, Phys. Rev. Lett. 103, 242301 (2009).

[36] B. Müller and X.N. Wang, Phys. Rev. Lett. 68, 2437 (1992).

[37] H. Satz, Nucl. Phys. A 783, 249 (2007).

[38] Y.L. Dokshitzera and D.E. Kharzeev, Phys. Lett. B 519, 199 (2001).

[39] E. Braaten and M.H. Thoma, Phys. Rev. D 44, R2625 (1991).

[40] M. Cacciari, P. Nason and R. Vogt, Phys. Rev. Lett. 95, 122001 (2005).

[41] G.M. Munshi, P. Dipali, K.S. Dinesh and T. Markus, Physics Letters B 428, 234 (1998).

[42] R. Vogt, arXiv:hep-ph/0203151v1 (2002).

[43] M.G. Mustafa, Phys. Rev. C 72, 014905 (2005).

[44] B. Svetitsky, Phys. Rev. D 37, 2484 (1988).

Capítulo III
Quarks pesados

Estou convencido que física teórica é a atual filosofia. Revolucionou conceitos fundamentais como espaço e tempo, causalidade, matéria e substância, e nos ensinou novas formas de pensar, que podem ser aplicadas além da física.

Max Born

III.1. Produção de quarks pesados 50
III.1.1. pQCD e FONLL 51
III.1.2. A hadronização de quarks pesados 54

III.2. Interação de quarks pesados com o meio em colisões A+A 59
III.2.1. Perda de energia colisional 60
III.2.2. Perda de energia radioativa 65

III.3. Referências 69

COLISÕES EM ALTAS ENERGIAS realizadas no RHIC permitiram a investigação da matéria nuclear em um novo regime de densidade energética. As elevadas temperaturas geradas em colisões mais centrais entre íons pesados nessas energias criam as condições necessárias para a transição da matéria nuclear para um estado no qual quarks e glúons podem ser tratados como desconfinados, também chamado de plasma de quarks e glúons (QGP, da sigla em Inglês). Como discutido anteriormente, várias medidas realizadas no RHIC [1-9] favorecem a interpretação de que um sistema em equilíbrio térmico, hidrodinamicamente próximo a um liquido ideal e altamente dissipativo foi criado.

Quarks pesados (charm e bottom) podem ser utilizados para expandir ainda mais o conhecimento sobre essa matéria criada em colisões com íons

relativísticos no RHIC. Esses quarks são capazes de testar a dinâmica da colisão em curtas e longas escalas temporais. Por conta das suas elevadas massas, sua produção pode ser obtida através de cálculos de QCD perturbativa [10], em uma escala temporal típica da ordem de $\tau \approx 1/m_Q$. Por outro lado, o decaimento fraco desses quarks torna sua vida média grande, se comparada àquela do meio criado em colisões com íons-pesados. Contudo, para quarks pesados serem um teste efetivo do meio, é necessário conhecer muito bem os mecanismos de produção dos mesmos. Em particular, estudos comparativos da produção de quarks pesados em colisões p+p, p+A e A+A são sensíveis às densidades iniciais de glúons nesses sistemas [11]. Em colisões A+A (Au+Au no RHIC), podemos investigar a interação desses quarks com o plasma de quarks e glúons formado. Em especial, a investigação dessa interação fornece evidências necessárias para compreender os mecanismos de perda de energia de pártons no plasma. Dos vários processos possíveis para perda de energia de pártons na matéria, os processos de perda de energia por radiação [12] e perda de energia colisional [13, 14] são considerados, atualmente, os mecanismos importantes para compreensão dessa interação.

Nesse capítulo descrevemos alguns aspectos sobre a produção de quarks pesados em colisões hadrônicas e alguns dos possíveis mecanismos de interação desses quarks com o meio. A compreensão desses modelos é essencial para o entendimento mais profundo dos resultados experimentais que serão apresentados mais adiante.

III.1. Produção de quarks pesados

Cálculos de QCD perturbativa para taxas de produção de quarks pesados estão disponíveis há vários anos [15, 16]. Nos últimos anos, o estudo de quarks pesados em reações com partículas relativísticas vem recebido atenção especial. As taxas de produção em colisões mais fundamentais, tais como $\gamma - \gamma$, $e - p$, $p - \overline{p}$ e $p - p$, sugerem discrepâncias entre as seções de choque experimentais e previsões de QCD perturbativa [17, 18]. Por conta disso, torna-se importante o aprimoramento experimental das medidas de taxas de produção de quarks pesados, bem como um aperfeiçoamento das previsões teóricas, com novas técnicas que permitam lidar com peculiaridades que surgem durante o cálculo perturbativo.

Medidas experimentais de seção de choque de quarks pesados são realizadas a partir da medida de hádrons contendo esses quarks, ou por meio de partículas inclusivas provenientes do decaimento desses hádrons. Nesse caso, a seção de choque experimental está relacionada com a taxa de produção de quarks pesados por meio da convolução de várias distribuições, de modo que:

$$E\frac{d^3\sigma}{dp^3} = E_Q \frac{d^3\sigma_Q}{dp_Q^3} \otimes P\left(Q \rightarrow H_Q\right) \otimes P\left(H_Q \rightarrow obs\right) \qquad (1)$$

onde, em (1), $E_Q \frac{d^3\sigma_Q}{dp_Q^3}$ corresponde à seção de choque de produção inicial de um quark pesado, $P(Q \to H_Q)$ estabelece a fragmentação desse quark pesado em hádrons e $P(H_Q \to obs)$ estabelece o decaimento desse hádron em um observável final, por exemplo, um elétron, caso o mesmo decaia em um modo leptônico. No caso desse quark ser criado em um meio partônico, como o plasma de quarks e glúons, há ainda um outro termo que deve ser acrescido para considerar possíveis modificações da distribuição inicial de energia dos quarks no interior desse meio. Isso será retomado mais à frente.

III.1.1. pQCD e FONLL

Em linhas gerais, cálculos em ordem finita de seções de choque são realizados partindo-se de uma expansão perturbativa na amplitude de espalhamento de um processo físico como:

$$M(g) = g^k M_0 + g^{k+1} M_1 + g^{k+2} M_2 + \cdots \tag{2}$$

Tomando $\alpha_s = g^2$, a contribuição dessa amplitude de espalhamento na seção de choque torna-se:

$$|M(g)|^2 = \underbrace{\underbrace{\alpha_s^{\,k} |M_0|^2}_{LO} + \alpha_s^{\,k+1}\left(|M_1|^2 + M_2^* M_0 + M_0^* M_2\right)}_{NLO} + \cdots \tag{3}$$

que constituem os termos de *leading-order* e *next-to-leading-order*. Cálculos mais antigos [15, 16] fazem essa expansão na constante de acoplamento forte usando a massa de quarks pesados como escala de renormalização. Essa estratégia é razoável quando a massa do quark é a única escala relevante do problema. Contudo, em situações nas quais o momento do quark é muito maior que sua massa, comuns com aceleradores mais recentes, isso deixa de ser verdade, pois surgem outras escalas igualmente importantes. Decorre, por conta disso, que a escolha de escala de renormalização (μ_R), ou fatorização (μ_F), da ordem da massa, ou da ordem do momento transversal do quark, resulta em logaritmos da razão p_T/m_Q com valores muito grandes, em todas as ordens da expansão perturbativa, inviabilizando a sua convergência.

Esses logaritmos podem ser agrupados em termos da forma $\alpha_s^2\left(\alpha_s \log p_T/m_Q\right)^k$ e $\alpha_s^3\left(\alpha_s \log p_T/m_Q\right)^k$. Os primeiros são denominados de *leading-logs* (LL), enquanto os

últimos, *next-to-leading-logs* (NLL). Há várias formas de lidar com esses termos, cada uma delas com peculiaridades e limitações diferentes. Uma dessas alternativas, desenvolvida por Cacciari e colaboradores [19], é conhecida como FONLL (*Fixed Order plus Next-to-Leading-Logs*). Esse formalismo se caracteriza por incluir exatamente os termos de α_s^2 e α_s^3, bem como os termos de LL e NLL, incluindo, nesses casos, os efeitos devido às massas dos quarks envolvidos. Nesse método, as seções de choque são dadas por:

$$\begin{aligned} E\frac{d^3\sigma_Q}{dp_Q^3} &= A(m)\alpha_s^2 + B(m)\alpha_s^3 + \\ &\left(\alpha_s^2\sum_{i=2}^{\infty} a_i\left(\alpha_s \log \mu/m\right)^i + \alpha_s^3\sum_{i=1}^{\infty} b_i\left(\alpha_s \log \mu/m\right)^i\right) \times G(m,p_T) + \\ &\vartheta\left(\alpha_s^4\right) + \vartheta\left(\alpha_s^4\left(\alpha_s \log \mu/m\right)^i\right) \end{aligned} \tag{4}$$

A primeira linha em (4) corresponde ao cálculo de *next-to-leading-order* (NLO). A segunda linha corresponde ao termo de *next-to-leading-logs* (NLL). Os índices nas somatórias evitam contagem dupla de termos. A função $G(m,p_T)$ é arbitrária e surge do fato de não ser possível conhecer as estruturas dos termos suprimidos em NLL. Deve-se, contudo, respeitar que $G(m,p_T) \to 1$ quando $m/p_T \to 0$.

Há várias formas de implementar (4) numericamente. Nesse trabalho comparamos os dados a resultados obtidos do desenvolvimento apresentado em [19]. Os parâmetros envolvidos nesses cálculos são a massa do quark pesado (m) e o valor da constante de acoplamento α_s. As distribuições de densidade de pártons são tratadas como parâmetros de entrada não-perturbativos. Nesse caso, toma-se os valores de CTEQ6M [20]. Utilizam-se $m_{charm} = 1.5$ GeV e $m_{bottom} = 4.75$ GeV. Para estimar a incerteza devido às escolhas das massas, varia-se esses parâmetros nos intervalos $1.3\ (4.5) < m_{charm}(m_{bottom}) < 1.7\ (5.0)$ GeV. A expansão perturbativa depende também de dois parâmetros sem significado físico: a escala de renormalização (μ_R) e a escala de fatorização (μ_F). Nas previsões utilizadas para comparação aos dados apresentados nesse trabalho, toma-se $\mu_{R,F} = \mu_0 = \sqrt{p_T^2 + m^2}$. Para estimar a sensibilidade das previsões a essas escalas, toma-se valores na faixa $0.5 < \mu_{R,F}/\mu_0 < 2$ e $0.5 < \mu_R/\mu_F < 2$. As incertezas devido às variações de cada um dos parâmetros envolvidos são adicionadas em quadratura. Maiores detalhes sobre a avaliação das incertezas teóricas podem ser encontradas nas referências [19, 21, 22].

A Figura III.1 mostra o efeito da escolha de escala de fatorização na função de distribuição partônica [22] para charm (esquerda) e bottom (direita). O comportamento dessas distribuições para esses quarks é bastante diferente. Note que para valores de

$x = 2m/\sqrt{s}$, acima daqueles para rapidez central no RHIC, as distribuições partônicas para bottom dependem menos da escala de fatorização do que aqueles para charm. Isso resulta em incertezas menores para seções de choque de produção de bottom, relativas àquelas para charm.

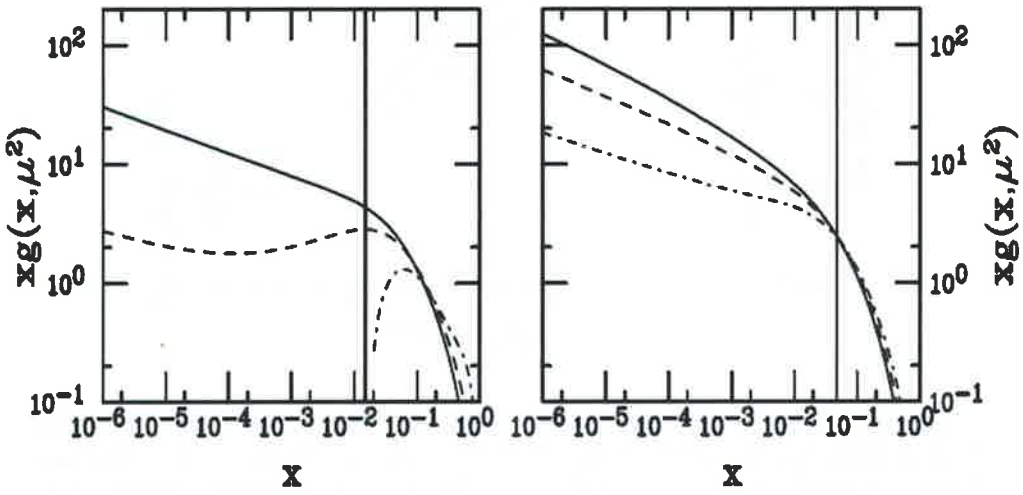


Figura III.1. Funções de distribuição partônicas dadas por CTEQ6M [22] para $\mu/\mu_0 = 0.5$ (pontilhada-tracejada), $\mu/\mu_0 = 1$ (tracejada) e $\mu/\mu_0 = 2$ (sólida) para charm (esquerda) e bottom (direita). A linha vertical representa $x = 2m/\sqrt{s}$ para energias do RHIC.

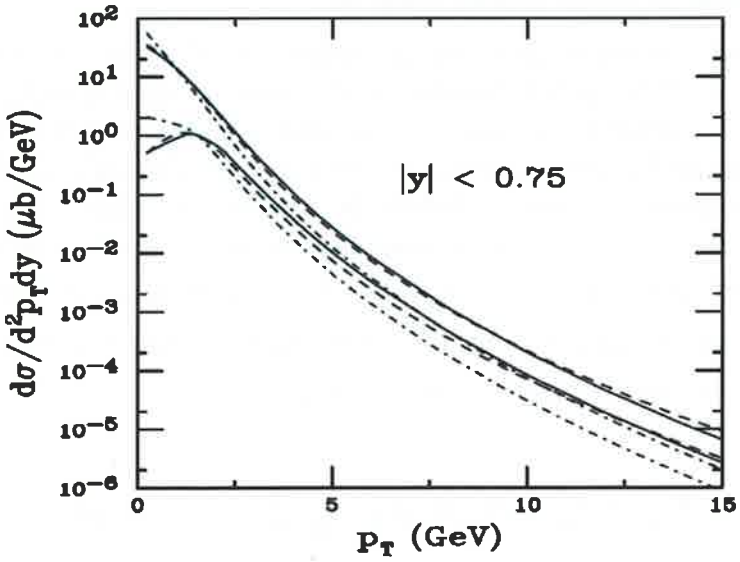


Figura III.2. Seções de choque e bandas de incerteza na distribuição de momentos teórica para quarks charm calculadas utilizando FONLL (curvas cheias) e NLO (curvas tracejada-pontilhadas) utilizando distribuições partônicas dadas por CTEQ6M.

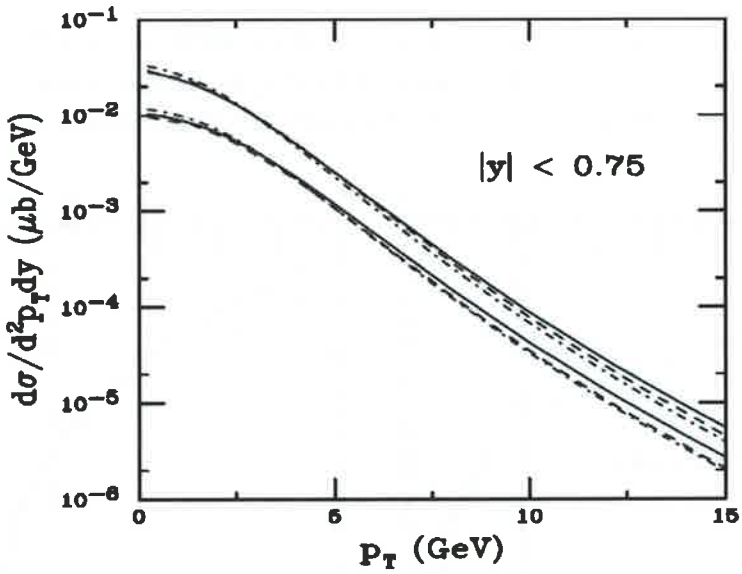


Figura III.3. Banda de incerteza teórica na distribuição de momentos para quarks bottom calculadas utilizando FONLL (curvas cheias) e NLO (curvas tracejada-pontilhadas) utilizando distribuições partônicas dadas por CTEQ6M.

Na Figura III.2 e Figura III.3 vemos as seções de choque, e bandas de incertezas, teóricas para distribuição de momento para quarks charm e bottom, respectivamente, utilizando as previsões de FONLL (linhas cheias) e NLO (linhas tracejada-pontilhadas).

III.1.2. A hadronização de quarks pesados

Após serem produzidos em uma colisão, quarks se fragmentam em hádrons que decaem, ou são medidos pelos detectores. A forma na qual quarks se hadronizam depende de vários fatores que são incorporados em uma distribuição denominada *função de fragmentação*. Definida pela primeira vez por Collins e colaboradores [23], consiste essencialmente na probabilidade de formar um hádron que contenha um determinado párton com uma fração específica do seu momento inicial. Em (1), essa distribuição é dada por $P(Q \to H_Q)$. A função de fragmentação é definida formalmente como sendo a transformada de Fourier de elementos de matriz $F(py,\mu^2)$ para criação de hádrons contendo algum tipo de párton, ou seja:

$$P(Q \to H_Q) \Rightarrow D(z,m^2,\mu^2) = \frac{1}{2\pi z}\int \frac{dy_-}{y_-} e^{\frac{ipy}{z}} F(py,\mu^2) \qquad (5)$$

Onde z é a fração do momento carregado pelo hádron, m é a massa do párton e μ, a escala de fatorização. A Figura III.4 mostra a função de fragmentação para mésons B em colisões elétron-pósitron, medida pela colaboração ALEPH. A linha contínua corresponde a um cálculo de NLO [24].

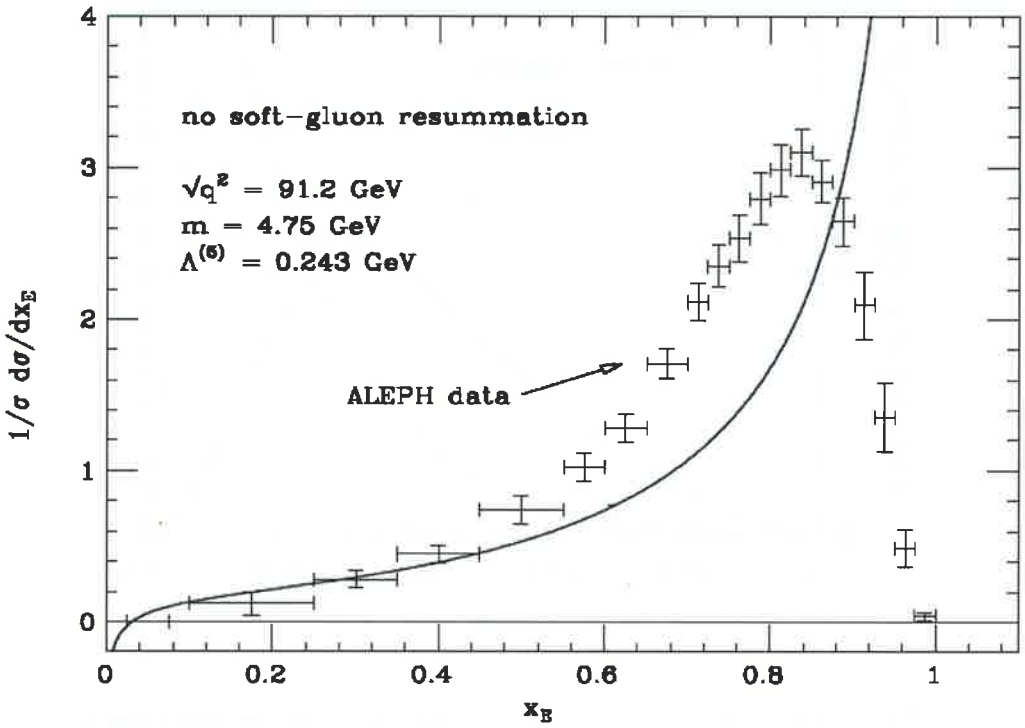


Figura III.4. Função de fragmentação para mésons B medida pela colaboração ALEPH em colisões elétron-pósitron. A linha contínua corresponde a um cálculo de NLO [24].

A medida de funções de fragmentação é limitada a energias e espaços de fase disponíveis experimentalmente. Para comparação com muitos experimentos, não há informações sobre as funções de fragmentação. Nesse caso é comum o desenvolvimento de modelos que descrevam essas funções, mantendo alguns parâmetros livres para ajustes. Um modelo para quarks pesados é aquele desenvolvido por C. Peterson e colaboradores [25] (Figura III.5), que possui uma forma funcional bastante simples, dada por:

$$D(z) = \frac{N}{z\left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\varepsilon}{1-z}\right)^2} \qquad (6)$$

Onde N é uma constante de normalização e $\varepsilon \approx m_q^2 / m_Q^2$, a razão entre as massas efetivas de quarks leves e pesados. Essa constante pode ser ajustada de modo a representar a posição do pico na função de fragmentação, típica para quarks pesados.

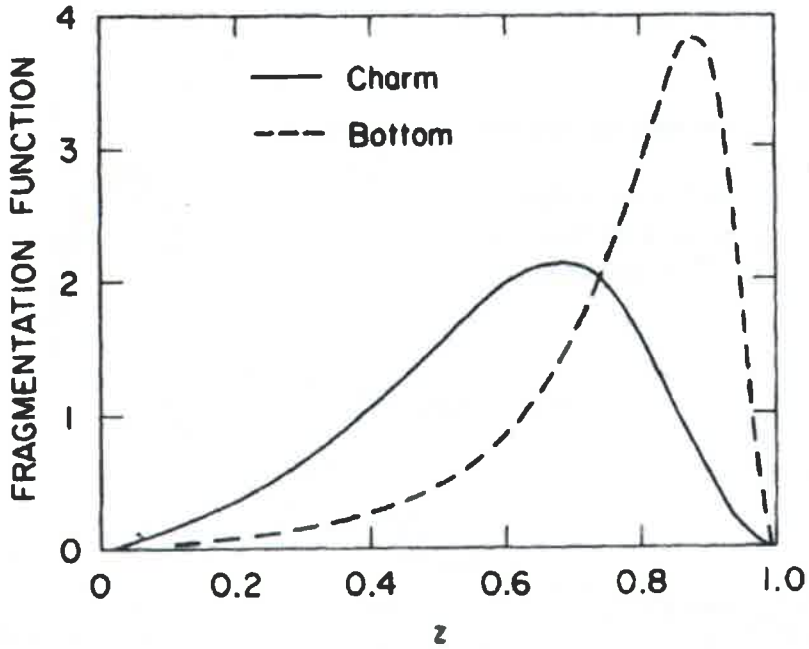


Figura III.5. Função de fragmentação de Peterson para quarks pesados [25].

Contudo, cálculos recentes [26] indicam a necessidade de uma formulação mais consistente para a função de fragmentação de quarks pesados, já que que a função de fragmentação de Peterson, ajustada a dados de colisão elétron-pósitron [27], subestima por quase um fator 3 a seção de choque de produção de bottom [28]. Segundo a referência [26], a função de fragmentação de Peterson com seus parâmetros padrão somente funciona no cálculo de *leading-log* (LL), como é o caso em muitas simulações de Monte Carlo. Em cálculos que incluem termos de *next-to-leading-logs* (NLL), é necessário um valor menor para ε para ajustar os dados experimentais.

Nesse contexto as funções de fragmentação para charm e bottom devem ser descritas de forma consistente à expansão perturbativa descrita anteriormente (FONLL). Detalhes sobre a obtenção das funções de fragmentação para charm e bottom podem ser encontrados nas referências [17, 19, 21, 24, 26, 29].

Em linhas gerais adota-se que a função de fragmentação é predominantemente perturbativa. Isso é válido quando $m >> \Lambda$ que, certamente, pode ser aplicado no cálculo da função de fragmentação para bottom e, com algum cuidado, também para charm. Assim, o cálculo do elemento de matriz em (5) é realizado perturbativamente, sob os mesmos aspectos utilizados para o cálculo de seção de choque de produção de quarks pesados utilizando FONLL. Os efeitos não perturbativos são então tratados como correções a serem incluídas e são inversamente proporcionais à massa do quark pesado.

A natureza inclusiva dos observáveis, se por um lado favorece o cancelamento de singularidades no infravermelho entre diagramas virtuais e reais em qualquer ordem na expansão perturbativa, por outro lado, resulta em logaritmos de Sudakov de valores $(1-z)$. Esse é o motivo para o cálculo de NLO na Figura III.4 divergir para $z \to 1$, enquanto a seção de choque é finita. Somente somando todos esses termos, para todas as ordens, é que retoma-se o controle sobre a seção de choque. O método utilizado para essa soma é normalmente chamado de *Dressed Gluon Exponentiation* (DGE) e está bem descrito nas referências [30-32].

A obtenção da função de fragmentação para quarks pesados, levando-se em consideração as características acima, é feita no espaço de momentos da distribuição (N), ou seja:

$$\tilde{D}(N,m^2) = \int_0^1 dz\, z^{N-1} D(z,m^2) \tag{7}$$

Nesse caso, como descrito em [24], a função de fragmentação é composta por contribuições de origem perturbativa e não-perturbativa, na forma:

$$\tilde{D}(N,m^2,\mu^2) = \tilde{D}_{PT}(N,m^2,\mu^2)\, \tilde{D}_{NP}(N\Lambda/m) \tag{8}$$

A Figura III.6 mostra um cálculo da parte perturbativa da função de fragmentação em comparação a dados de colisões elétron-pósitron [24]. Note que o método utilizado (DGE) em [30-32], para lidar com os logaritmos de Sudakov, elimina a divergência para $z \to 1$, como mostrado na Figura III.4. O cálculo, contudo, resulta em uma função de fragmentação deslocada para valores mais elevados de z. Isso é corrigido a partir do termo não-perturbativo em (8). É utilizada uma correção da forma:

$$\ln \tilde{D}_{NP}(N\Lambda/m) = -\varepsilon_1\left(\frac{N\Lambda}{m}\right) - \varepsilon_3\left(\frac{N\Lambda}{m}\right)^3 - \varepsilon_4\left(\frac{N\Lambda}{m}\right)^4 + \cdots \tag{9}$$

Onde os parâmetros ε_i podem ser ajustados aos dados para descrever a função de fragmentação experimental. A Figura III.7 mostra um ajuste da equação (8) aos dados experimentais de colisões elétron-pósitron para função de fragmentação de bottom. Nesse caso, somente o primeiro termo da correção não perturbativa foi utilizado no ajuste [24].

Os parâmetros ajustados e detalhes utilizados nas previsões teóricas que são comparadas a dados experimentais, bem como as suas variações para estimativas de incertezas nas previsões teóricas podem ser encontrados na referência [22].

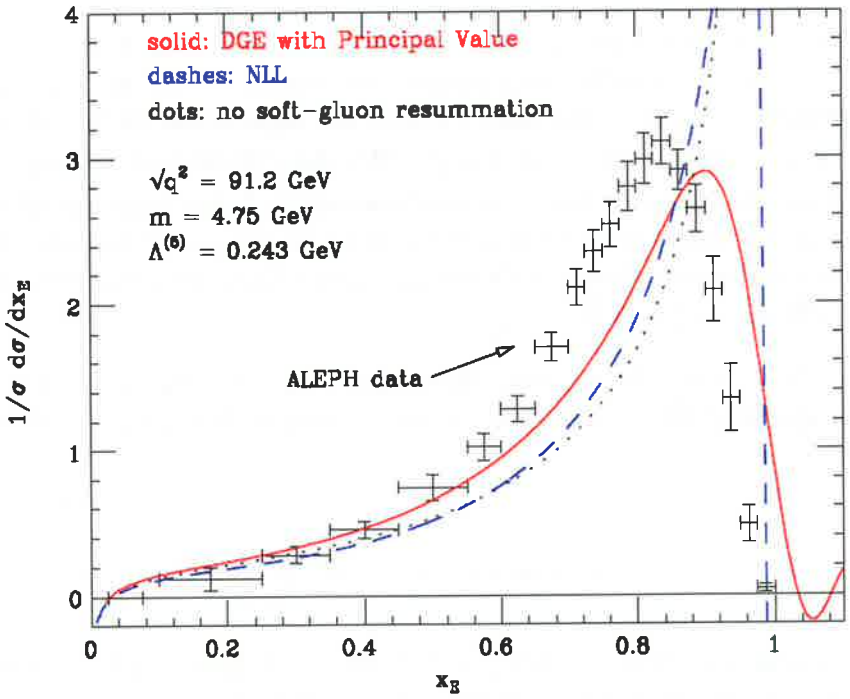


Figura III.6. Comparação de cálculo da parte perturbativa da função de fragmentação a dados de colisões elétron-pósitron [24].

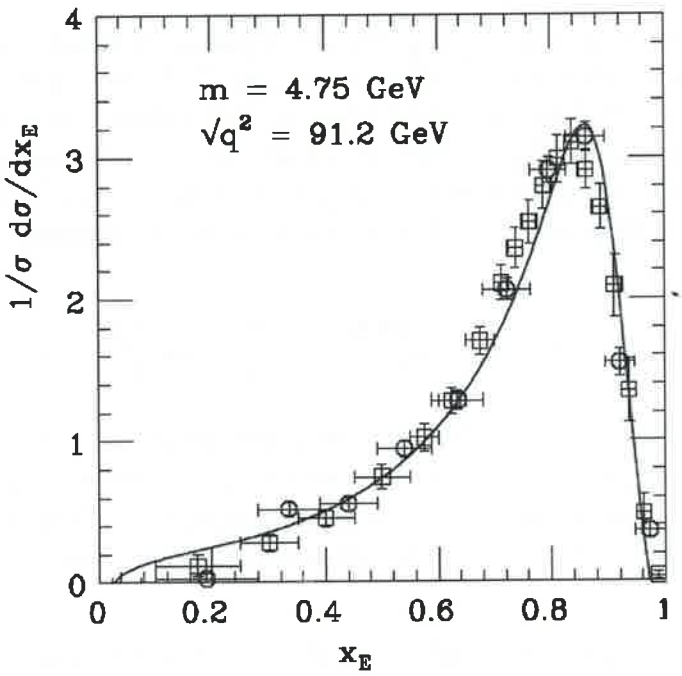


Figura III.7. Ajuste da equação (8) aos dados experimentais de colisões elétron-pósitron para função de fragmentação de bottom. Nesse caso, somente o primeiro termo da correção não perturbativa foi utilizado no ajuste [24].

Após hadronização, mésons contendo quarks pesados decaem. Os métodos de identificação e reconstrução desses decaimentos serão discutidos mais à frente. Um canal de decaimento interessante de ser investigado é o canal leptônico, por conta da sua alta probabilidade de decaimento, conforme mostra a Tabela III.1.

Tabela III.1. Canais de decaimento de mésons contendo quarks pesados segundo o *Particle Data Group* [33].

Decaimento	*Branch ratio*
$D^0 \rightarrow e^+ + X$	$(6.71 \pm 0.29)\%$
$D^\pm \rightarrow e^\pm + X$	$(17.2 \pm 1.9)\%$
$B^0 \rightarrow lepton + X$	$(10.4 \pm 0.4)\%$
$B^\pm \rightarrow lepton + X$	$(10.9 \pm 0.4)\%$

Na Figura III.8 são mostradas bandas teóricas para seções de choque de elétrons provenientes de mésons contendo quarks pesados segundo cálculos de FONLL, descritos anteriormente. Elétrons provenientes de bottom tornam-se significativos, em comparação àqueles do decaimento de charm, em momentos da ordem de 4 GeV/c.

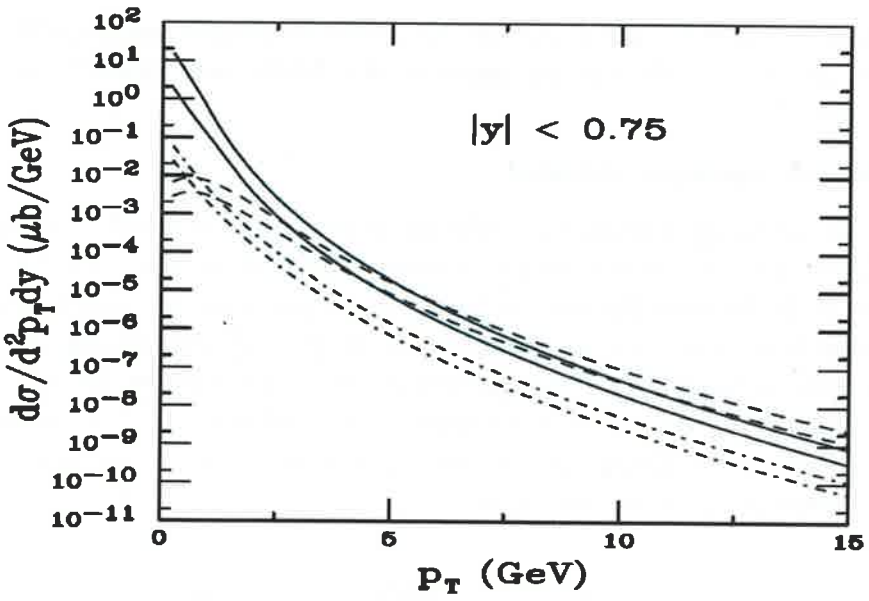


Figura III.8. Bandas teóricas para seções de choque de elétrons provenientes dos decaimentos $D \rightarrow e$ (linha cheia), $B \rightarrow e$ (linha tracejada) e $B \rightarrow D \rightarrow e$ (linha tracejada-pontilhada) [34].

III.2. Interação de quarks pesados com o meio em colisões A+A

Quando quarks pesados são criados no interior de um meio, como um plasma de quarks e glúons, similarmente a quarks leves, a interação desses quarks com o meio pode

resultar em perda de energia. Podemos pensar em dois mecanismos principais para perda de energia de quarks pesados no meio:

- perda de energia colisional - na qual quarks pesados sofrem colisões elásticas com pártons leves presentes no meio;
- perda de energia radioativa - devido à emissão de glúons de baixo momento (*bremsstrahlung*).

Em geral, os mecanismos de perda de energia são incluídos no cálculo de seções de choque como uma nova distribuição em (1). Nesse caso, modificamos (1) para a forma:

$$E\frac{d^3\sigma}{dp^3} = E_Q \frac{d^3\sigma_Q}{dp_Q^3} \otimes P\left(E_i \rightarrow E_f\right) \otimes P\left(Q \rightarrow H_Q\right) \otimes P\left(H_Q \rightarrow obs\right) \qquad (10)$$

onde $P\left(E_i \rightarrow E_f\right)$ é uma distribuição que representa a evolução de um quark com energia inicial E_i para uma energia final E_f enquanto se propaga no meio. A obtenção dessa distribuição depende do mecanismo de perda de energia adotado para descrever essa interação.

A seguir descreveremos esses mecanismos de perda de energia para charm e bottom, e como esses processos afetam os observáveis finais que podem ser medidos experimentalmente.

III.2.1. Perda de energia colisional

O processo de perda de energia por colisões elásticas foi proposto inicialmente por Bjorken [35] em 1982. Os principais processos envolvidos são $Qq \rightarrow Qq$ e $Qg \rightarrow Qg$. No trabalho inicial de Bjorken foi considerada a propagação de um quark, ou glúon, de elevado momento transversal em um plasma de quarks e glúons em equilíbrio térmico, estático e uniforme. Singularidades logarítmicas no infravermelho foram contornadas através de estimativas de cortes para momentos mínimos ($q_{\min}$) e máximos ($q_{\max}$) envolvidos no processo. Nesse modelo inicial, obtém-se que a perda de energia de pártons no plasma pode ser escrita como:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right) \approx \left(\frac{2}{3}\right)^{\pm 1} \varepsilon^{1/2} \log\left(\frac{4ET}{M^2}\right) e^{-M/T}\left(1+\frac{M}{T}\right) \qquad (11)$$

onde o expoente ±1 vale 1 para glúons e -1 para quarks. M corresponde à massa do quark que se propaga, T é a temperatura do plasma e ε, a densidade de energia do meio.

O problema de escolha do limite inferior foi solucionado por Thoma e Gyulassy [36] ao incluir cuidadosamente os efeitos de *screening* do plasma de quarks e glúons. A divergência logarítmica no infravermelho é eliminada na região de momento da ordem

de $g_s T$, onde g_s é a constante de acoplamento da QCD. Contudo ainda seria necessária a escolha do limite superior de momento. Essa escolha foi removida por Svetitsky [37] ao estudar a difusão de charm no QGP. Nesse caso, a cinemática das colisões elásticas limita o valor de momento máximo transferido.

Pode-se estimar, no modelo de Bjorken, que a perda de energia de um quark em um plasma de temperatura de 250 MeV é da ordem de $-dE/dx \approx 0.2$ GeV/fm. Esse valor é consideravelmente menor que aquele obtido para matéria hadrônica ($-dE/dx_{hadr} \approx 1$ GeV/fm). Nesse modelo, ainda se adota a simplificação de que a massa do quark é desprezível, se comparada à temperatura do plasma. Para uma situação mais realista é estimada uma correção para $M \approx T$. Estima-se que, no RHIC, o plasma de quarks e glúons tenha temperatura de algumas centenas de MeV, muito menor que a massa dos quarks pesados charm e bottom. Nesse caso, as simplificações impostas na construção do modelo de Bjorken não se aplicam.

O cálculo de perda de energia de quarks pesados em um plasma aquecido foi feito inicialmente por Braaten e Thoma [38], como extensão do cálculo para léptons pesados em um plasma de QED, composto de elétrons, pósitrons e fótons [39]. Essa extensão é introduzida ao considerar um fator devido à carga de cor e troca da massa térmica de fótons para a de glúons. Esse modelo corresponde a um cálculo de *leading-order* (LO) na constante de acoplamento da QCD. Assume-se que a massa do quark, bem como seu momento, são muito maiores que a temperatura do plasma. O valor máximo de momento transferido através do espalhamento elástico de um quark pesado por um párton térmico do meio com energia k é, nesse caso:

$$q_{\max} = 2k\frac{1+k/E}{1-v+2k/E} \tag{12}$$

onde v é a velocidade do quark pesado. Nos limites de $E << M^2/T$ e $E >> M^2/T$ pode-se reduzir (12), respectivamente a $q_{\max} = 2k/(1-v)$ e $q_{\max} = E$, o que simplifica consideravelmente o desenvolvimento do cálculo. Nesses limites pode-se escrever que a perda de energia de quarks pesados no plasma vale [38]:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right) = \begin{cases} \dfrac{8\pi\alpha_s^2 T^2}{3}\left(1+\dfrac{n_f}{6}\right)\left[\dfrac{1}{v}-\dfrac{1-v^2}{2v^2}\ln\left(\dfrac{1+v}{1-v}\right)\right]\ln\left(2^{\frac{n_f}{6+n_f}}0.7\dfrac{ET}{m_g M}\right) & \text{para } E << M^2/T \\ \dfrac{8\pi\alpha_s^2 T^2}{3}\left(1+\dfrac{n_f}{6}\right)\ln\left(2^{\frac{n_f}{2(6+n_f)}}0.92\dfrac{\sqrt{ET}}{m_g}\right) & \text{para } E >> M^2/T \end{cases} \tag{13}$$

onde n_f é o número de sabores de quarks leves no plasma e $m_g = g_s T\sqrt{(1+n_f/6)/3}$, corresponde à massa térmica de glúons.

Na região onde $E \sim M^2/T$ o cálculo de perda de energia se torna bastante complexo por depender da expressão exata para $q_{\max}$, dada em (12). Uma boa aproximação, para essa região intermediária, é realizar uma extrapolação entre as duas fórmulas limites dadas em (13). O ponto de cruzamento entre as duas regiões é $E = 1.8\,M^2/T$. Vale notar, nesse caso, que em condições típicas de colisões com íons-pesados relativísticos, como aquelas encontradas no RHIC, quarks charm e bottom se encontram em lados opostos dessa condição de cruzamento, o que torna a perda de energia bastante diferente entre esses quarks. Tipicamente obtém-se $-dE/dx \approx 0.3$ GeV/fm para charm e $-dE/dx \approx 0.15$ GeV/fm para bottom, ambos com energia inicial de 20 GeV.

Nas Figura III.9 e Figura III.10 são mostrados cálculos de perda de energia para quarks pesados do tipo charm e bottom para modelos de perda de energia por colisões elásticas. Note que a dependência com o momento para a perda de energia de quark bottom é significativamente diferente que aquela para charm, e que os valores absolutos também são sistematicamente menores.

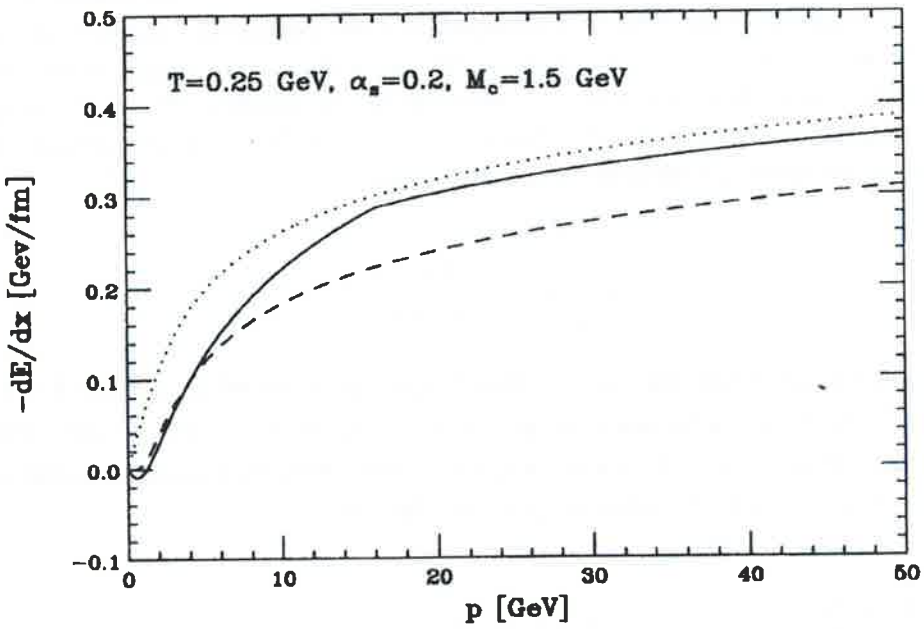


Figura III.9. Perda de energia para charm em função do seu momento para um plasma de temperatura de 250 MeV e $\alpha_s = 0.2$. A linha sólida corresponde à previsão de Braaten e Thoma [38]. A linha tracejada corresponde ao cálculo de Thoma e Gyulassy [36] e a linha pontilhada, Bjorken [35].

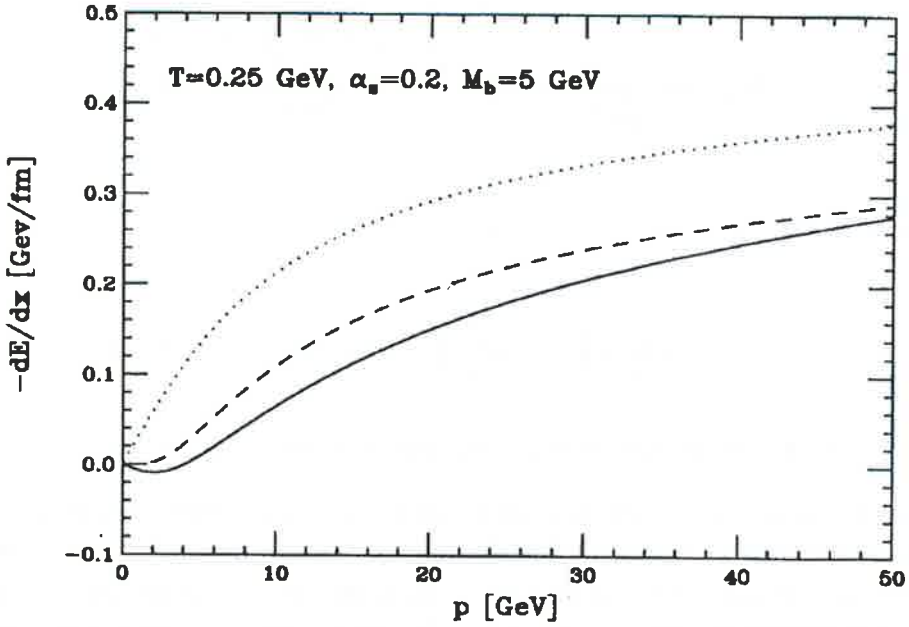


Figura III.10.O mesmo da Figura III.9 para quark bottom.

Os modelos anteriores assumem que o plasma é estático. Um cálculo mais refinado deve presumir uma expansão do plasma que, consequentemente, diminui a sua temperatura. Nesse caso, o efeito médio resultante seria uma diminuição efetiva da perda de energia de quarks pesados no meio. Mustafa [14] considerou essa expansão do plasma para o cálculo de perda de energia por colisões elásticas. Pode-se escrever que a energia média de um quark pesado no meio é dada por:

$$\langle E \rangle = \int_0^\infty E\, D(p,L)\, dp \tag{14}$$

onde $D(p,L)$ é a distribuição de probabilidade de encontrar um quark pesado com momento p em um plasma de comprimento L. Nesse caso, a perda de energia desse quark é dada pela diferença entre a sua energia inicial e energia final média, ou seja:

$$\Delta E = E_{inicial} - \langle E \rangle \tag{15}$$

$D(p,L)$ pode ser obtido a partir da equação de Boltzman, que descreve a distribuição estatística de partículas em equilíbrio térmico. A equação diferencial resultante não é linear. Esse problema é resolvido na aproximação de Landau, que estabelece que a maior parte do espalhamento de quarks é mole. Considera-se também que os pártons do meio são pouco interagentes e que se encontram em equilíbrio térmico. Quarks pesados não são termalizados e interagem apenas com os pártons do meio. Essas aproximações reduzem a equação de Landau à de Fokker-Plank, linear, que pode ser resolvida, resultando em:

$$D(p,L) = \frac{1}{\sqrt{\pi W(L)}} \exp\left[-\frac{\left(p - p_0 \exp\left(-\int_0^L A(t')dt' \right) \right)}{W(L)} \right] \tag{16}$$

onde:

$$W(L) = 4\exp\left(-2\int_0^L A(t')dt' \right) \left[\int_0^L D_F(t') \exp\left(2\int_0^L A(t'')dt'' \right) dt' \right] \tag{17}$$

sendo A um coeficiente de resistência e D_F, um coeficiente de difusão.

A Figura III.11 mostra o resultado desse modelo para as distribuições de probabilidade $D(p,L)$ para diferentes comprimentos de plasma e diferentes parametrizações para os coeficientes de difusão [14]. Note que o aumento do comprimento do plasma faz diminuir o momento médio do quark pesado, bem como aumenta a dispersão desse momento em torno do seu valor médio. O cálculo apresentado é feito para quarks do tipo charm.

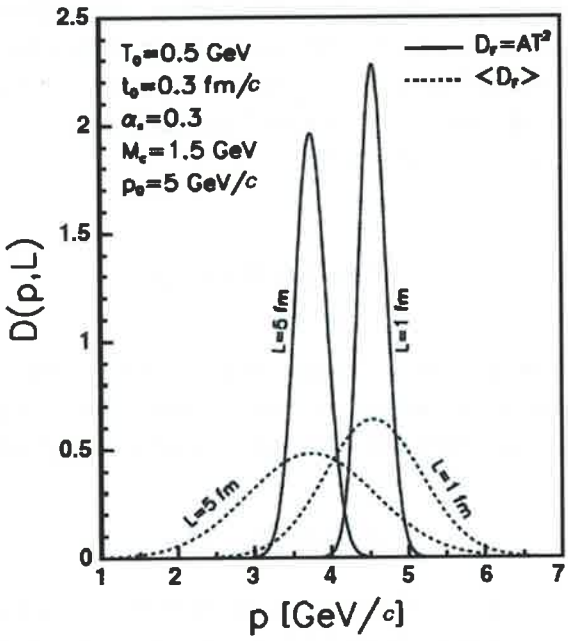


Figura III.11. Distribuição de probabilidades $D(p,L)$ para diferentes comprimentos de plasma e diferentes parametrizações para os coeficientes de difusão [14].

O efeito resultante da expansão do plasma é de diminuir a perda de energia média de quarks pesados.

Na Figura III.12 compara-se os resultados para perda de energia no plasma estático e em expansão para quarks charm. Verifica-se que o plasma estático superestima a perda de energia, pois não considera a diminuição da taxa de colisão com a expansão do plasma.

Esses cálculos são bastante sensíveis às propriedades do plasma em expansão e à sua dinâmica. Contudo, deixam claro que esses efeitos resultam em uma menor perda de energia média, em comparação a sistemas estáticos. Esses efeitos são significativos, não podendo, portanto, serem desprezados.

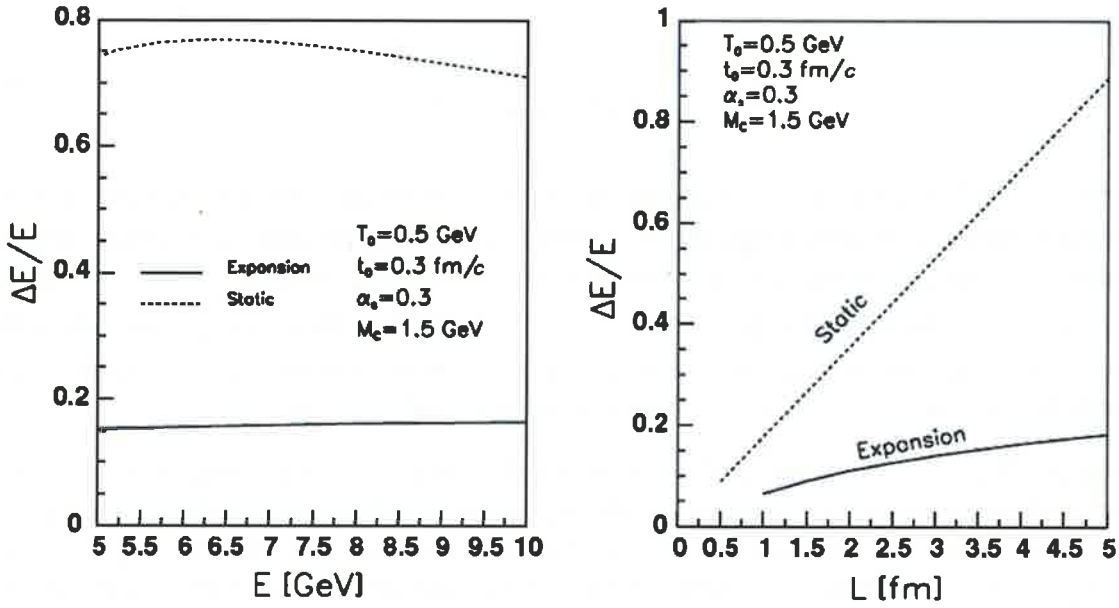


Figura III.12. Esquerda: comparação entre a perda de energia colisional para um plasma estático (pontilhada) e em expansão (contínua) em função da energia do quark pesado. Direita: perda de energia em função do comprimento do plasma para um sistema estático (pontilhado) e em expansão (contínua). Note que o sistema em expansão resulta em menor perda de energia [14].

III.2.2. Perda de energia radioativa

O cálculo de perda de energia de quarks pesados no plasma por emissão de radiação foi, provavelmente, descrito pela primeira vez por Mustafa e colaboradores [40]. Nesse trabalho foram incluídos efeitos de perda de energia por uma única emissão de glúon, ou seja, os processos $Qq \rightarrow Qqg$ e $Qg \rightarrow Qgg$. A perda de energia por radiação pode ser estimada através do produto entre a taxa de interação de quarks pesados com pártons do meio e a perda de energia média por interação. Essa última é dada por:

$$\nu = \langle n_g q_0 \rangle = \int d\eta \, d^2 q_\perp \frac{dn_g}{d\eta \, d^2 q_\perp} q_0 \, \theta(\tau - \tau_0) \qquad (18)$$

onde $\frac{dn_g}{d\eta\, d^2q_\perp}$ é a densidade de glúons emitidos, q_0 é o quadrimomento do glúon emitido e $\theta(\tau-\tau_0)$ é uma função degrau que estabelece o instante de formação desse glúon e serve também como corte no infravermelho durante a integração em rapidez. A equação (18) é integrada supondo que $q_\perp\tau >> 1$ e que o momento do glúon emitido é muito maior que o momento do glúon trocado entre os pártons durante a interação. Nesse caso, a perda de energia por unidade de comprimento devido a emissão de glúons pode ser reduzida à:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)=\frac{3\alpha_s}{\pi}\frac{\mu_D^2\left(q_\perp^{\max}\right)^2}{\left(q_\perp^{\max}\right)^2-\mu_D^2}\ln^2\left(\frac{\left(q_\perp^{\max}\right)^2}{\mu_D^2}\right) \tag{19}$$

onde $\mu_D = q_\perp^{\min} = \sqrt{4\pi\alpha_s}T$ é o momento mínimo transferido. Note que, comparando-se ambos modelos, colisional e radioativo, a perda de energia por unidade de comprimento é obtida na mesma ordem em α_s. Contudo, a perda de energia radioativa depende de $\sim \ln^2(q_{\max}/q_{\min})$ enquanto a perda de energia colisional, $\sim \ln(q_{\max}/q_{\min})$, ou seja, uma potência a mais nesse logaritmo. Isso assegura, com base nesse modelo, uma maior perda de energia radioativa, em comparação à colisional.

A Figura III.13 compara esse modelo de perda de energia com o descrito anteriormente para colisões elásticas para charm (resultado similar é obtido para bottom). Note que a perda de energia radioativa é significativamente maior que a colisional [40]. Por essa razão, modelos de perda de energia colisional foram deixados de lado por um tempo. No modelo de perda de energia radioativa, pode-se estimar que $-dE/dx \approx 12$ GeV/fm para charm e $-dE/dx \approx 10$ GeV/fm para bottom. Em ambos casos considera-se um momento de 20 GeV/c para o quark pesado e uma temperatura do plasma de 500 MeV. A pequena diferença entre charm e bottom vem do fato que, nesse modelo, a massa do quark surge apenas na expressão para o momento máximo transmitido. Assim, o modelo é pouco dependente do valor da massa.

Contudo, Dokshitzer e Kharzeev [12] mostraram que essa perda de energia por radiação não é necessariamente elevada se comparada a modelos colisionais. Nesse trabalho, Dokshitzer e Kharzeev mostram que a distribuição de glúons de baixo momento irradiados pelo quark pesado difere daquela de um espectro de bremsstrahlung tradicional por um fator:

$$\frac{dP_{HQ}}{dP_{bremss}}=\left(1+\frac{\theta_0^2}{\theta^2}\right)^{-2} \tag{20}$$

onde $\theta \sim \left(\frac{\hat{q}}{\omega^3}\right)^{1/4}$ é o ângulo característico de emissão de glúons e $\theta_0 = \frac{M}{E}$, a razão entre massa e energia do quark pesado.

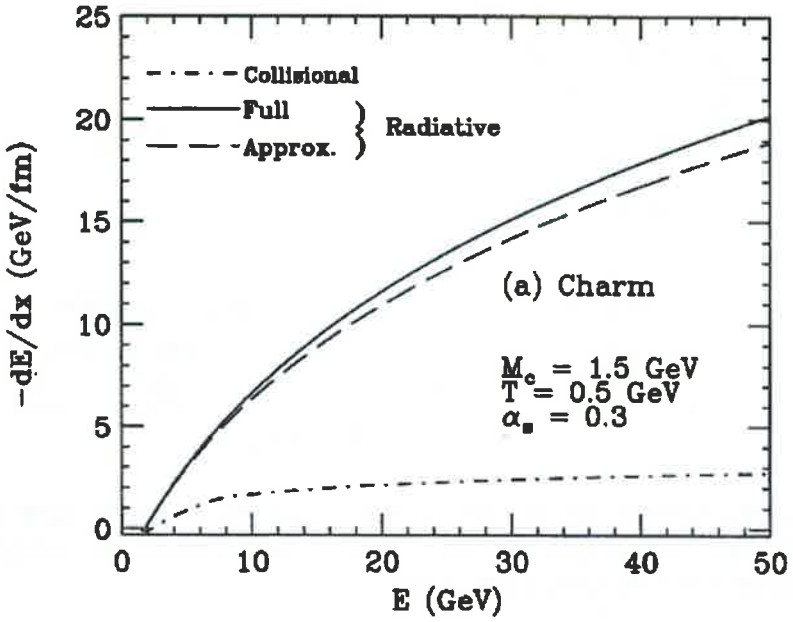


Figura III.13. Comparação de perda de energia radioativa e colisional para charm [40].

Note que, para quarks leves, não há diferença entre o espectro de emissão daquele obtido para bremsstrahlung tradicional. No caso de quarks pesados há, então, uma supressão no espectro de emissão de glúons em ângulos menores que θ_0. Esse é o chamado efeito de *dead-cone* (ou cone morto). Devido à elevada massa dos quarks, essa supressão deve ser relativamente grande, ainda maior para bottom, causando uma diminuição significativa na perda de energia por radiação desses quarks, conforme mostra a Figura III.14. $\hat{q}$ é chamado de coeficiente de transporte [41], que é proporcional à densidade de centros espalhadores no meio e descreve o momento típico transferido para o glúon após espalhamento nesses centros. Esse é um assunto bastante controverso. Por exemplo, Armesto e colaboradores [42] mostraram que a radiação de glúons induzida pelo meio pode "preencher esse cone morto", aumentando novamente a perda de energia. Somente medidas experimentais precisas podem solucionar essas diferenças.

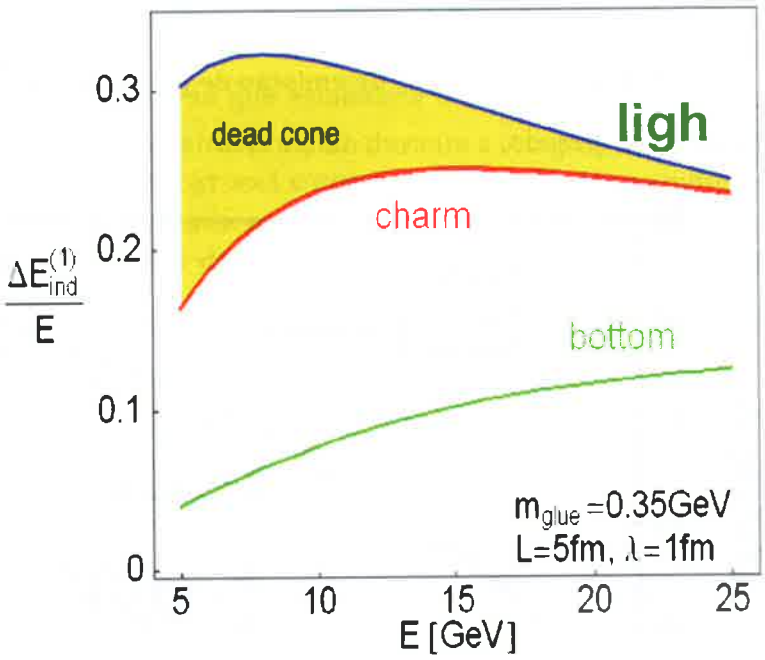


Figura III.14. Perda de energia por emissão de radiação para quarks pesados em comparação a quarks leves. A menor perda de energia seria devido ao efeito de cone morto [12].

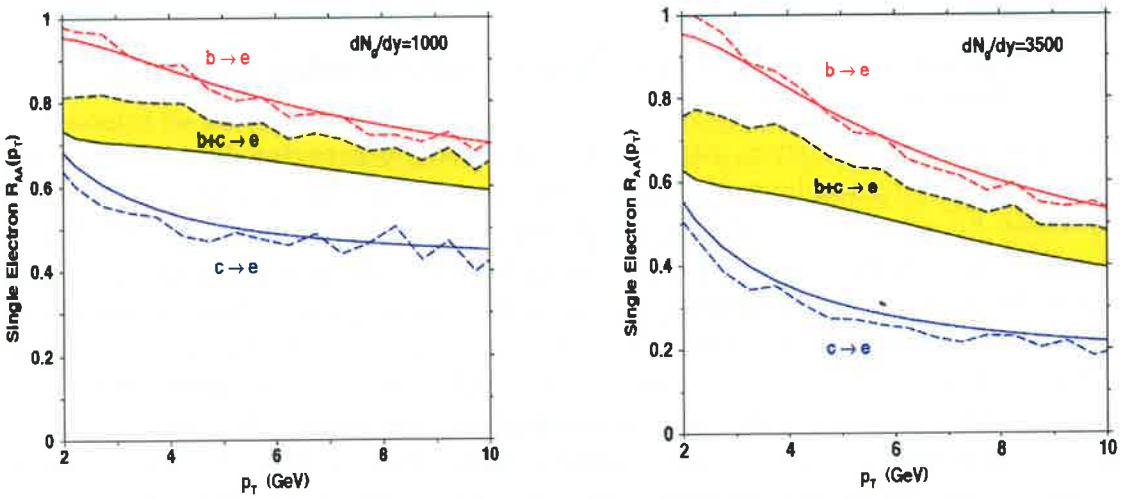


Figura III.15. Fator de supressão nuclear esperado para elétrons do decaimento de mésons contendo quarks pesados para duas densidades do meio. Nesse caso, o efeito de cone morto diminui significativamente a perda de energia de quarks pesados, diminuindo a supressão nuclear, mesmo para casos extremos de densidade de energia.

Em geral as medidas experimentais relacionadas a perda de energia no meio para quarks pesados correspondem a fatores de supressão nuclear (R_{AA}) para elétrons provenientes do decaimento de mésons contendo quarks pesados. A Figura III.15 mostra o fator de supressão nuclear esperado para elétrons do decaimento de mésons

contendo quarks pesados para duas densidades do meio. Nesse caso, o efeito de cone morto diminui significativamente a perda de energia de quarks pesados, diminuindo a supressão nuclear, mesmo para casos extremos de densidade de energia. Contudo, medidas inclusivas como essas são limitadas. Por exemplo, elétrons de charm e bottom são medidos simultaneamente, tornando difícil a investigação da dependência da perda de energia com a massa do quark pesado.

III.3. Referências

[1] A. Adare et al, Phys. Rev. Lett. 98, 172301 (2007).

[2] Brookhaven National Laboratory, BNL Press release (2005).

[3] J. A. Harris et al, NUCLEAR PHYSICS A 698, (2002).

[4] M. Leitch, Nuclear Physics A 830, 27c (2009).

[5] O. Barannikova, arXiv: nucl-ex/0403014v1 (2004).

[6] B. I. Abelev et al, PHYSICAL REVIEW LETTERS 98, 192301 (2007).

[7] B. I. Abelev et al, PHYSICAL REVIEW LETTERS 102, (2009).

[8] J. A. Adams et al, NUCLEAR PHYSICS A 757, 102 (2005).

[9] A. C. Adler et al, PHYSICAL REVIEW LETTERS 90, 082302 (2003).

[10] S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason, and G. Ridolfi, arXiv:hep-ph/9702287 (1997).

[11] B. Müller, and X. N. Wang, Phys. Rev. Lett. 68, 2437 (1992).

[12] Y. L. Dokshitzera, and D. E. Kharzeev, Phys. Lett. B 519, 199 (2001).

[13] M. Djordjevic, Phys. Rev. C 74, 064907 (2006).

[14] M. G. Mustafa, Phys. Rev. C 72, 014905 (2005).

[15] W. Beenakker et al, Phys. Rev. D 40, 54 (1989).

[16] P. Nason, S. Dawson, and R. K. Ellis, Nuclear Physics B 303, 607 (1988).

[17] C. Matteo, arXiv:hep-ph/0407187 (2004).

[18] L. M. Michelangelo, arXiv:hep-ph/0411020 (2004).

[19] M. Cacciari, M. Greco, and P. Nason, Journal of high energy physics 9805, 7 (1998).

[20] J. Pumplin et al, arXiv:hep-ph/0201195 (2002).

[21] M. Cacciari, P. Nason and R. Vogt, Phys. Rev. Lett. 95, 122001 (2005).

[22] R. Vogt, Eur. Phys. J. ST 155, 213 (2008).

[23] C. C. John, and E. S. Davison, Nuclear Physics B 194, 445 (1982).

[24] G. Einan, and C. Matteo, arXiv:hep-ph/0308235 (2003).

[25] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt, and P.M. Zerwas, Phys. Rev. D 27, 105 (1983).

[26] M. Cacciari, and P. Nason, Phys. Rev. Lett. 89, 122003 (2002).

[27] J. Chrin, Zeitschrift fur Physik C Particles and Fields 36, 163 (1987).

[28] D. Acosta, T. Affolder, H. Akimoto, M.G. Albrow, and e. al., Phys. Rev. D 65, 052005 (2002).

[29] E. Braaten, K. Cheung, S. Fleming, and C.Y. Tzu, Phys. Rev. D 51, 4819 (1995).

[30] G. Einan, and R. Johan, Nuclear Physics B 609, 123 (2001).

[31] G. Einan, and R. Johan, Nuclear Physics B 638, 243 (2002).

[32] G. Einan, Nuclear Physics B 622, 365 (2002).

[33] K. Nakamura et al, Review of Particle Physics, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics 37, 075021 (2010).

[34] M. Cacciari, P. Nason, and R. Vogt, Phys. Rev. Lett. 95, 122001 (2005).

[35] J.D. Bjorken, FERMILAB-PUB-82-059-THY (1982).

[36] H. T. Markus, and G. Miklos, Nuclear Physics B 351, 491 (1991).

[37] B. Svetitsky, Phys. Rev. D 37, 2484 (1988).

[38] E. Braaten, and M.H. Thoma, Phys. Rev. D 44, R2625 (1991).

[39] E. Braaten, and T.C. Yuan, Phys. Rev. Lett. 66, 2183 (1991).

[40] G.M. Munshi, P. Dipali, K.S. Dinesh, and T. Markus, Physics Letters B 428, 234 (1998).

[41] R. Baier et al, Nuclear Physics B 484, 265 (1997).

[42] N. Armesto, C. A. Salgado, and U. Wiedemann, Phys. Rev. D 69, 114003 (2004).

Capítulo IV
Técnicas experimentais

Qualquer tecnologia suficientemente avançada é indistinguível da mágica.
Arthur C. Clark

IV.1. Ferramentas experimentais..... 72
IV.1.1. O acelerador RHIC..... 72
IV.1.2. O experimento STAR..... 74
IV.1.3. Aquisição de dados e seleção de eventos..... 80
IV.2. Técnicas de identificação de partículas..... 81
IV.2.1. Decaimento hadrônico de mésons D. 81
IV.2.2. Decaimento semi-leptônico de mésons D e B..... 86
IV.2.2.1. Elétrons de baixo momento – tempo de voo..... 87
IV.2.2.2. Elétrons de alto momento – calorímetro eletromagnético..... 91
IV.2.2.3. Separação de elétrons provenientes de mésons D e B do fundo..... 96
IV.2.2.4. Obtenção de elétrons não-fotônicos..... 100
IV.3. Referências..... 100

É DE RECONHECIMENTO GERAL que não existe uma evidência experimental unívoca que permita afirmar sobre a formação de um plasma de quarks e glúons (QGP). Várias evidências experimentais devem ser coletadas para, a partir delas, inferir sobre a formação deste plasma. Em 2005, os quatro experimentos do RHIC, em especial o STAR [1], publicaram artigos revendo todas as evidências experimentais obtidas nos primeiros anos de tomadas de dados. Em linhas gerais, o RHIC foi capaz de produzir, pela primeira vez, um sistema no qual as propriedades físicas observadas indicam fortemente a produção desse plasma. Contudo, as evidências sugerem que esse plasma possui características diferentes daquelas previstas originalmente, apontadas pelos resultados descritos anteriormente. Muitas questões fundamentais estão em

aberto e várias delas podem ser respondidas através do estudo detalhado da produção de hádrons contendo quarks pesados e a sua interação com o meio. Contudo, a medida de tais hádrons é, do ponto de vista experimental, bastante desafiadora, seja pela baixa produção, se comparada às demais partículas produzidas, seja pela forma intrincada em que estes decaem.

Neste capítulo descreveremos os equipamentos experimentais e as técnicas utilizadas para identificar, direta ou indiretamente, hádrons contendo quarks pesados. Iniciaremos pela descrição do acelerador RHIC e do experimento STAR e, em seguida, discutiremos como pode-se obter informações sobre a produção destas partículas a partir dos dados fornecidos pelos detectores disponíveis.

IV.1. Ferramentas experimentais.

IV.1.1. O acelerador RHIC.

O RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider), localizado no Laboratório Nacional de Brookhaven, EUA foi projetado durante a década de 1980 com o objetivo de investigar a matéria nuclear em condições extremas de temperatura e observar a formação do plasma de quarks e glúons. Os primeiros dados foram obtidos no ano 2000 e encontra-se em operação desde então. O RHIC é capaz de promover colisões entre íons, desde prótons até ouro em energias de até $\sqrt{s_{nn}} = 200$ GeV (no caso de colisões entre dois feixes de prótons, a energia máxima é 500 GeV). Essa elevada energia permite o estudo sistemático da produção de quarks pesados em colisões envolvendo núcleos, antes limitadas pela baixa estatística em aceleradores menos energéticos. Além disso, o RHIC é capaz de acelerar feixes polarizados de prótons, permitindo o estudo sistemático de observáveis em relação ao alinhamento de spins dos feixes, propiciando ferramentas capazes de investigar a origem do spin dos nucleons. Quando no início de sua operação, o RHIC contava com quatro experimentos: STAR, PHENIX, PHOBOS e BRAHMS. Os dois últimos encerraram suas atividades há alguns anos. STAR e PHENIX continuam tomando dados e possuem um planejamento de atualizações ambicioso, com o propósito de investigarem aspectos da matéria nuclear de forma mais detalhada.

Na Figura IV.1 é mostrada uma foto aérea do Laboratório Nacional de Brookhaven, onde é possível ver o complexo do colisor RHIC, evidenciado pelo grande anel do colisor. Na Figura IV.2 é mostrado um esquema do RHIC, mostrando a linha de transporte de feixe, desde a sua origem até os anéis do colisor. Em linhas gerais, o RHIC consiste de vários aceleradores acoplados entre si de modo a ser possível injetar feixes nos anéis do colisor já com energias relativísticas. Para núcleos, o processo consiste na geração de feixes pulsados e pré-acelerados por dois Tandems Van de Graaff. Esses feixes são então injetados em um *Booster*. Esse *Booster* acelera os íons até 95 MeV/A, que são injetados no *Alternating Gradient Synchrotron* (AGS) que os acelera até a energia de 10 GeV/A. Durante esse processo de aceleração, os feixes passam por uma série de *strippers* de modo a retirar elétrons dos mesmos. Ao serem injetados no RHIC núcleos de ouro, por exemplo, perderam todos os seus elétrons. Durante esse processo, também, os feixes

são reagrupados em pacotes com diferentes características espaço-temporais, de modo a coincidir com as condições de campo das cavidades ressonantes dos diversos aceleradores. Quando são injetados no RHIC, esses feixes são divididos em dois anéis de armazenamento, cada um capaz de armazenar até 60 pacotes de feixe (em geral alguns pacotes são deixados vazios para controlar a luminosidade nos experimentos e também como diagnóstico do acelerador).

Figura IV.1. Complexo do acelerador RHIC, no Laboratório Nacional de Brookhaven.

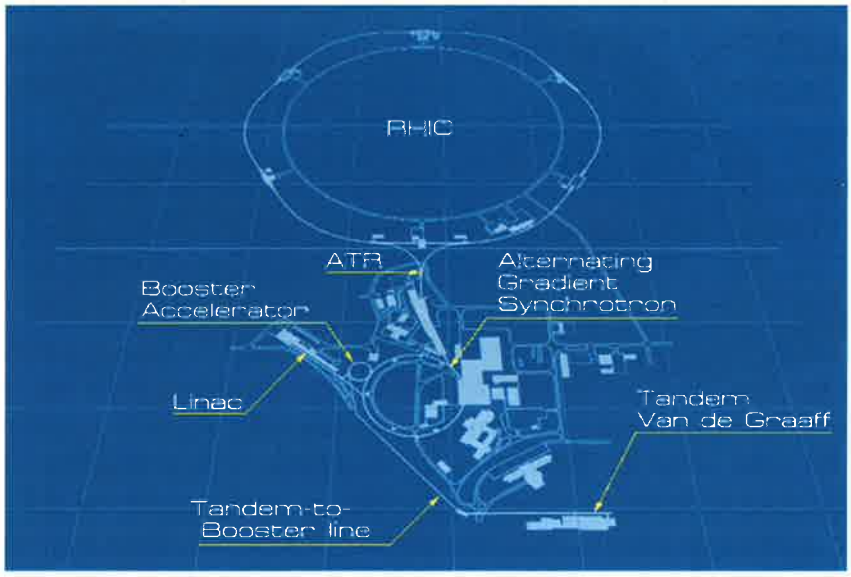


Figura IV.2. Esquema do complexo do acelerador RHIC, onde se evidencia as linhas de transporte de feixe desde o Tandem (para feixes pesados) ou Linac (para prótons) até os anéis do colisor.

No caso de feixes de prótons, a única diferença em relação a feixes nucleares é o fato deles serem gerados a partir de aceleradores lineares supercondutores (Linacs) ao invés de Tandems. Esses Linacs permitem também a geração de feixes polarizados, indispensáveis no estudo da origem do spin dos núcleons.

De modo a permitir essa geração e aceleração dos feixes no RHIC, todo o sistema de transporte é mantido a alto vácuo (da ordem de 10^{-11} mbar) e, no caso dos anéis de armazenamento, a temperaturas de ~4K, de modo a manter as características supercondutoras dos seus imãs.

Em um colisor, além da energia dos feixes, é importante caracterizar a intensidade dos mesmos, de modo a saber a taxa de colisões e assim estimar a frequência com a qual processos físicos ocorrem. No caso de processos envolvendo quarks pesados, a intensidade é fundamental pois as seções de choque envolvidas nesses processos são, em geral, pequenas. A grandeza utilizada para caracterizar essa intensidade é a luminosidade do acelerador, definida como:

$$\ell = f\frac{n_A n_B}{4\pi\sigma_x\sigma_y}$$

Onde f é a frequência de cruzamento de pacotes de feixes, n_A e n_B correspondem ao número de íons em cada pacote de feixe. σ_x e σ_y correspondem às larguras transversais do feixe, assumindo os mesmos de perfis gaussianos. Por razões práticas, é mais conveniente escrever a luminosidade em termos da emitância do feixe (ε) e o parâmetro β^*, ou função de amplitude, determinada pela óptica dos ímãs do acelerador. Nesse caso, a luminosidade, supondo os dois feixes com mesmas características, é dada por [2]:

$$\ell = f\frac{Bn^2}{4\sqrt{\varepsilon\beta^*}}$$

sendo B o número de pacotes de feixe, e n, o número de íons em cada pacote. No caso do experimento STAR, referente aos dados apresentados nesse trabalho, $\beta^* = 1$ m.

IV.1.2. O experimento STAR.

Uma foto do experimento STAR [3] é mostrada na Figura IV.3. Esse experimento tem a finalidade de realizar medidas de um amplo espectro de observáveis em colisões com íons-pesados relativísticos com alta eficiência de detecção e ampla cobertura angular. Ele consiste de uma série de detectores de trajetórias e calorímetros dispostos no interior de um solenoide capaz de gerar campos magnéticos de até 0.5 T. Diversos detectores de gatilho de evento, multiplicidade e tempo são dispostos no interior e exterior desse solenoide de modo a propiciar um eficiente sistema de disparo de aquisição de dados.

Figura IV.3. Foto do experimento STAR com alguns membros da colaboração, pouco após o início de operações do RHIC.

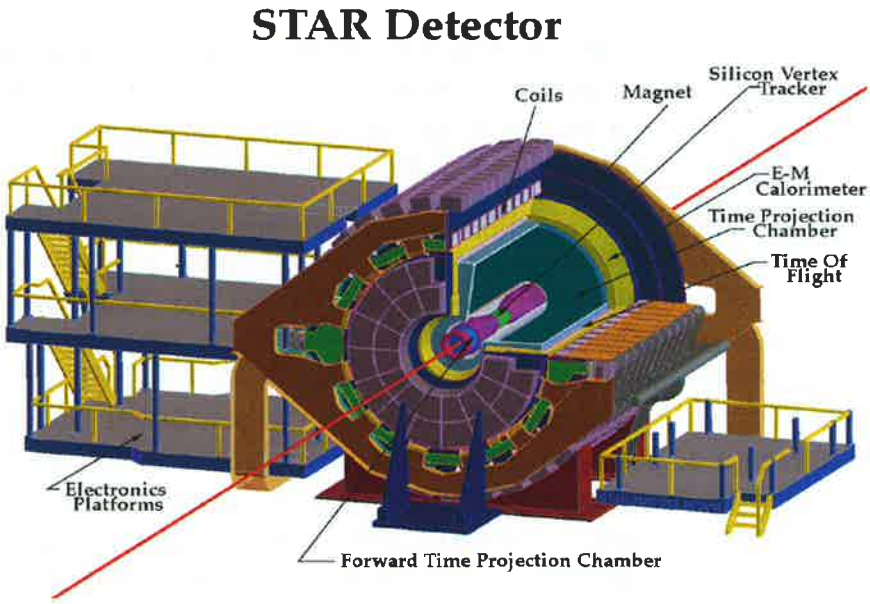


Figura IV.4. Esquema do experimento STAR até 2006. O experimento STAR vem sofrendo atualizações constantes nos seus detectores. Esse esquema representa, em linhas gerais, a situação do experimento durante grande parte da tomada de dados realizada e apresentada nesse trabalho.

Na Figura IV.4 é mostrado um esquema do experimento STAR representativo da situação de tomada dos dados utilizados nesse trabalho.

As colisões ocorrem no centro do experimento, com uma distribuição de posição aproximadamente gaussiana com largura de algumas dezenas de cm (a largura dessa colisão depende das condições do acelerador, variando de ano a ano com as espécies de feixe que colidem). Após uma colisão, calorímetros hadrônicos e eletromagnéticos disparam a aquisição de dados (esse aspecto da aquisição de dados será tratado posteriormente). Nesse momento, os dados dos vários detectores são coletados e armazenados para posterior análise.

A configuração do STAR utilizada até 2006 consistia de vários detectores de trajetória: o SVT (*Sillicon Vertex Tracker*), o TPC (*Time Projection Chamber*) e dois fTPC (*forward-TPC*, posicionados próximos ao feixe).

O SVT [3] é capaz de reconstruir a trajetória das partículas carregadas com alta resolução espacial. Ele está instalado próximo ao ponto de colisão, na parte interna do TPC. Aumentando o número de pontos das trajetórias medidas próximas a sua origem, ele melhora consideravelmente tanto a resolução da determinação do vértice primário como também a resolução do momento das partículas. Além disso, o fato de estar posicionado tão próximo ao ponto de interação permite o estudo de partículas de vida média curta e de baixo momento transversal, que constituem importantes canais da formação do QGP. Por outro lado, o SVT adiciona ao STAR uma quantia considerável de material, dificultando medidas de elétrons e pósitrons. Esse detector foi removido do STAR no final de 2007.

Englobando o SVT temos o TPC [3]. Esse é o principal detector do experimento STAR, responsável por gerar representações gráficas de colisões no RHIC que têm destaque na mídia internacional, como a mostrada na Figura IV.5. Pode-se notar claramente as milhares de partículas criadas em uma colisão Au+Au no RHIC.

O TPC [3] consiste de um grande cilindro preenchido com gás P10 (90% argônio + 10% metano). O raio interno desse cilindro é de 50 cm e o externo, 200 cm. O comprimento total do TPC é de 420 cm, separados em duas metades por uma membrana central condutora, mantida em alta voltagem. As laterais do TPC são mantidas em baixa tensão. Essas dimensões permitem ao TPC medir partículas com cobertura azimutal total e $|\eta| < 1.8$. Uma partícula, ao passar pelo TPC, ioniza o gás. Devido ao campo elétrico criado pela diferença de potencial entre a membrana central e suas laterais, as cargas oriundas da ionização do gás se movem em direção às laterais, sendo então coletadas por uma eletrônica apropriada. A medida de posição polar na qual a carga é coletada e o tempo de deslocamento, permite a identificação tridimensional da trajetória da partícula. A partir da curvatura da trajetória no TPC, devido ao campo magnético no qual ele está contido, é possível a determinação da carga e momento da partícula. A resolução em momento obtida pelo TPC é de $\sim (2.0 + 1.5 p_T)\%$, onde p_T é o momento transversal da mesma.

A partir da medida de perda de energia por ionização das partículas ao longo de sua trajetória (dE/dx), em conjunção com o momento, é possível realizar a separação de

partículas carregadas (tipicamente $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$ e prótons/anti-prótons) até $p \sim 2$ GeV/c, com aproximadamente 7% de resolução em dE/dx.

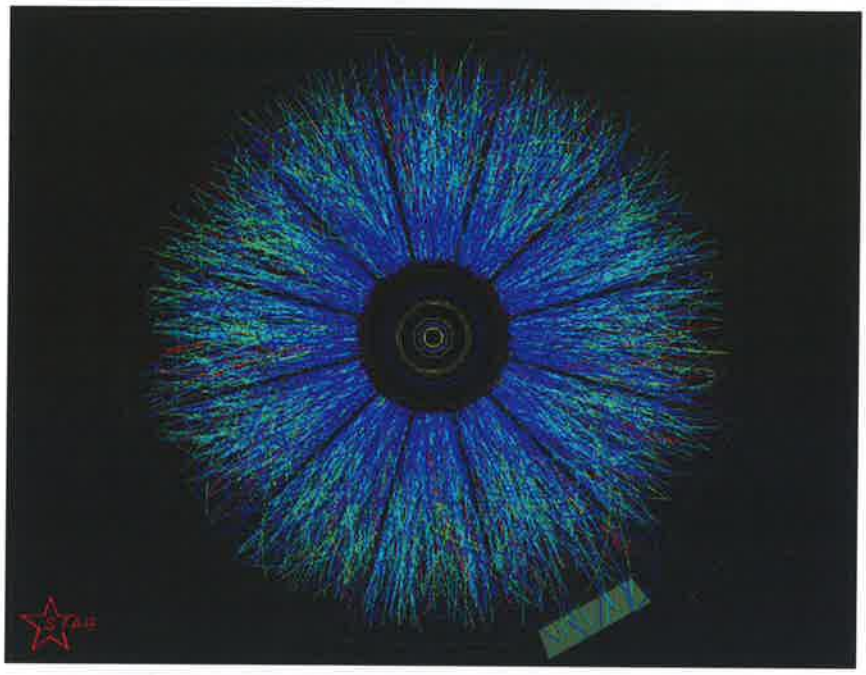


Figura IV.5. Evento de colisão Au+Au com $\sqrt{s_{nn}} = 130$ GeV no experimento STAR.

Posicionado próximo ao raio externo do TPC encontra-se o CTB (*Central Trigger Barrel*). O CTB consiste de uma fina camada de cintilador plástico, utilizado principalmente como gatilho de eventos. O sinal integrado do CTB é proporcional à multiplicidade do evento ocorrido. Além disso, por ser sensível apenas a partículas carregadas, o CTB é um bom dispositivo de veto a fótons. Essa característica é explorada nos gatilhos de eventos de quarkonia, que serão discutidos posteriormente. Em 2007 o CTB foi removido e em seu lugar foi instalado um sistema sofisticado de tempo de voo. Esse sistema, além de permitir o veto de partículas neutras com mais eficiência, devido à sua elevada granularidade, permitirá a identificação de partículas em uma faixa de momentos consideravelmente superior ao TPC.

O subsistema TOF (*Time Of Flight*, ou tempo de voo), instalado em substituição ao CTB, permite melhoras consideráveis na capacidade de identificação de partículas do experimento STAR. Esse subsistema é baseado na tecnologia MRPC (*Multi-gap Resistive Plate Chamber*) [4]. Um esquema é mostrado na Figura IV.6 O sistema completo consiste de 120 módulos, 60 deles do lado oeste e 60 do lado leste do detector STAR. Cada módulo é composto de 33 MRPC. A instalação desse subsistema foi gradual ao longo dos anos, estando completo apenas em 2010. Nesse caso, os dados analisados a partir de informações desse detector possuem diferentes coberturas angulares, dependendo do ano no qual as medidas foram realizadas. A resolução temporal típica do MRPC é da ordem de 85 ps para colisões Au+Au.

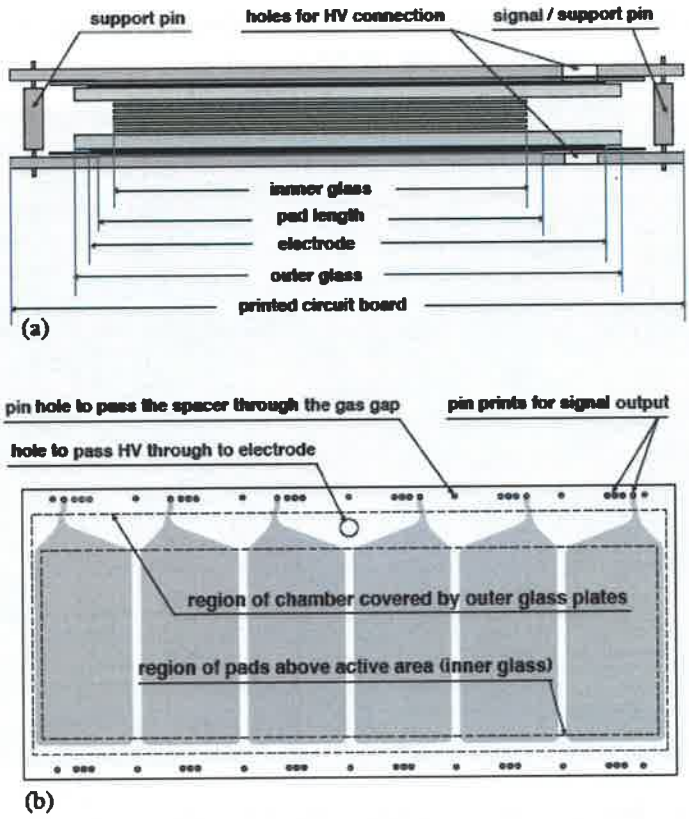


Figura IV.6. Esquema de um MRPC utilizado no sistema de tempo de voo [4]. (a) Corte transversal de um módulo. (b) Vista superior do circuito impresso dos *pads* de leitura.

O sistema de tempo de voo consiste de um gatilho, que fornece o instante de referência em tempo e o sistema de medida. O gatilho é composto de dois VPD (Vertex Position Detector), cada um posicionado a 5.4 m do centro do STAR, próximo à linha de feixe. Esses detectores determinam, a partir da medida de expectadores provenientes da colisão, o instante de referência. Cada VPD consiste de 3 elementos de detecção, cobrindo aproximadamente 19% do ângulo sólido com $4.43 < |\eta| < 4.94$. A resolução temporal dos VPD's depende da multiplicidade do evento e varia entre 25 ps (para colisões Au+Au) a 140 ps (para colisões p+p).

A partir da diferença em tempo dos sinais desses dois detectores pode-se, também, determinar a posição longitudinal do vértice da colisão. As partículas originadas dessa colisão são detectadas pelos módulos do TOF com elevada precisão temporal. A medida em tempo entre os sinais fornecidos pelos MRCP's e VPD's, aliada à informação de momento, obtida a partir do TPC, permite a identificação do tipo de partícula detectada até uma região em momento próxima a 3 GeV/c.

Externo ao TOF, antes do solenoide do STAR, encontra-se o barril do calorímetro eletromagnético (BEMC). O BEMC [5] cobre uma região com $|\eta| < 1.0$ e $\Delta\phi = 2\pi$. O calorímetro é dividido em módulos, cada um com uma cobertura de $\Delta\eta = 1$ e $\Delta\phi = 0.05$ o

que tornou possível a instalação incremental do mesmo, conforme mostra a Figura IV.7 . Na Figura IV.8 é possível ver um esquema de um módulo do calorímetro eletromagnético. Cada módulo do calorímetro é composto de 21 camadas de chumbo e cintilador plástico. Essas camadas são agrupadas e a coleção de luz se dá em regiões isoladas de $(\Delta\eta,\Delta\phi) = (0.05,0.05)$, as quais chamamos de torres. Desse modo é possível medir chuveiros eletromagnéticos em regiões confinadas do espaço, o que torna o calorímetro um excelente detector de fótons e elétrons. Além disso, um detector do tipo *Shower Maximum* (SMD) está posicionado no interior do módulo. Esse detector é basicamente um detector proporcional multifilar à gás no qual dois planos de fios (em η e ϕ) permitem uma medida de posição dos chuveiros eletromagnéticos com precisão de $(\Delta\eta,\Delta\phi) = (0.007,0.007)$. Um terceiro detector, o *Pre-shower*, PSD, composto basicamente de uma leitura separada das duas primeiras camadas de cintiladores, propicia uma ferramenta indispensável no processo de discriminação entre fótons e π^0, além de elétrons de hádrons e π^0 de elevado momento.

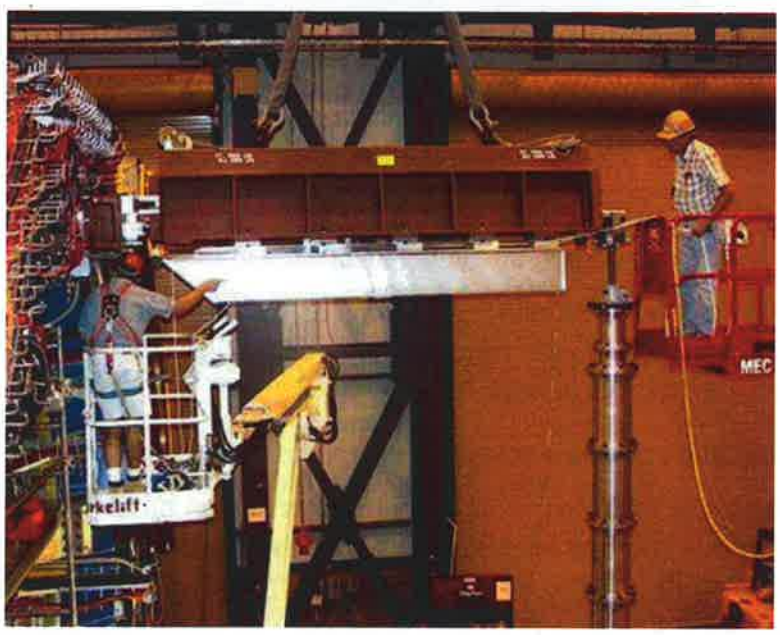


Figura IV.7. Foto de um módulo do calorímetro eletromagnético sendo instalado no detector STAR.

A eletrônica de aquisição de dados das torres do calorímetro foi projetada de tal forma a fazer a digitalização completa das mesmas entre cruzamentos de pacotes dos feixes do RHIC ou seja, a uma taxa superior a 10 MHz. Isso permite utilizar o calorímetro eletromagnético como gatilho de eventos do STAR com base na energia (individual ou somada) de suas torres, permitindo a criação de gatilhos especiais para partículas eletromagnéticas (elétrons e/ou fótons), bem como jatos de partículas, através da medida integrada de energia em uma região espacial.

A resolução típica em energia de uma torre do calorímetro é $\delta E/E \sim 13\%/\sqrt{E}$, para torres com energia acima de ~2 GeV. O fatores limitantes na resolução em energia são

as flutuações na geração dos chuveiros no interior do calorímetro, eficiência de coleção de luz e distribuição da energia de uma partícula em mais de uma torre.

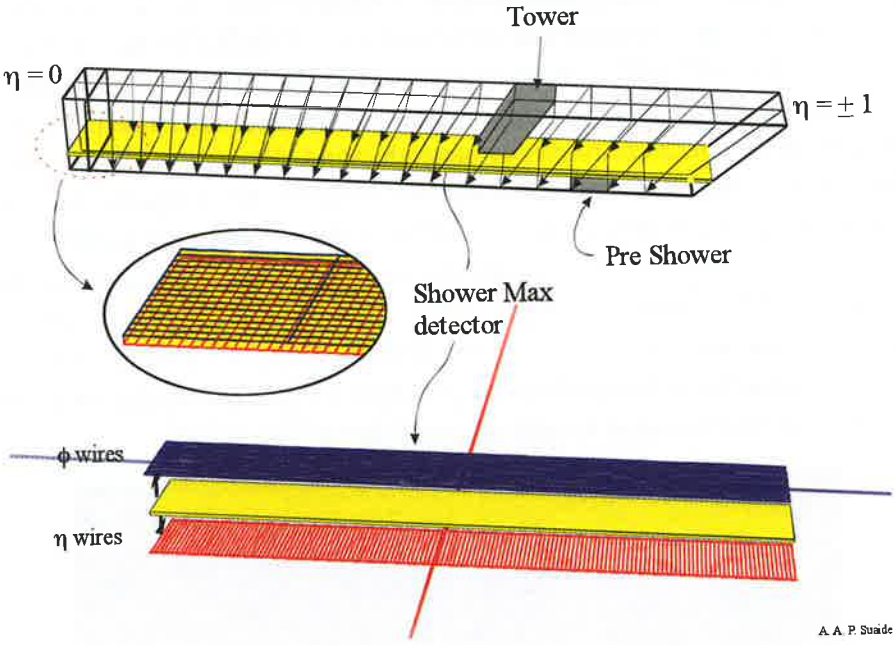


Figura IV.8. Esquema de um módulo do calorímetro eletromagnético do STAR.

Uma série de outros detectores estão instalados no experimento STAR. Contudo não se fez uso de seus dados durante esse trabalho e, por conta disso, não os citamos. Para uma visão mais detalhada do experimento, veja a Ref. [3].

IV.1.3. Aquisição de dados e seleção de eventos.

Quando dois pacotes de feixe se cruzam em um experimento no RHIC, há a possibilidade de ocorrerem colisões entre os íons desses pacotes. A taxa na qual pacotes se cruzam é de 10 MHz. O sistema de gatilhos de eventos deve perceber a ocorrência de uma colisão com essa frequência e iniciar o processo de seleção de eventos e aquisição de dados. Durante o processo de seleção de eventos e aquisição o detector não está disponível para processar uma nova colisão. Desse modo, um sistema eficiente de gatilhos de pré-processadores de eventos deve ser planejado de modo a decidir rapidamente se a colisão em questão é de interesse ou não.

No experimento STAR, o processo ocorre na seguinte sequência:

1. Nível 0 – Nesse nível de gatilho, apenas os detectores capazes de processar um evento completo em tempo inferior ao cruzamento entre dois pacotes participam. Esse nível decide se um evento é aceito para um processamento mais detalhado pelos outros níveis de gatilho. Como o processamento se dá a uma taxa superior a 10 MHz, participam desse gatilho os calorímetros eletromagnéticos e hadrônicos disponíveis no experimento. Um dos detectores presentes nesse

gatilho é o BEMC. As informações do BEMC podem ser utilizadas para selecionar eventos que depositam grande quantidade de energia em uma região do detector. Esse tipo de seleção é muito importante para aumentar a eficiência de medida de partículas com elevado momento transversal e jatos, por exemplo. É bastante utilizado na seleção de eventos contendo elétrons provenientes do decaimento de mésons contendo quarks pesados.

2. Nível 1 e 2 – Nesses níveis temos um processamento um pouco mais sofisticado dos dados, utilizando algoritmos de software. A taxa de processamento é menor, porém a taxa de entrada de eventos para esse nível é drasticamente reduzida pelo nível 0. Ao contrário do gatilho de nível 0, esses níveis são responsáveis por vetar eventos indesejados. O gatilho de nível 1 deve ser capaz de tomar uma decisão em, no máximo, 100 μs enquanto o gatilho de nível 2, em 5 ms. A diferença entre os níveis 1 e 2 é o fato do nível 2 poder-se utilizar de informações de detectores um pouco mais lentos, como o SMD e tempo de voo. O gatilho de nível 1 utiliza os mesmos detectores do nível 0.

3. Nível 3 – Esse é um gatilho de software no qual todos os detectores do experimento participam, incluindo o TPC e SVT. Foi desativado no STAR há alguns anos, depois de uma atualização no sistema de aquisição de dados, permitindo a gravação de eventos a uma taxa superior a 100 Hz.

Após um evento ter sido aceito por todos os níveis de gatilho do experimento os dados adquiridos são gravados em fita para posterior análise. Os detectores são limpos e tornam-se disponíveis para a aquisição de um novo evento. Detalhes sobre o sistema de gatilhos do experimento STAR podem ser encontrados na Ref. [2].

IV.2. Técnicas de identificação de partículas.

IV.2.1. Decaimento hadrônico de mésons D.

A reconstrução total do decaimento hadrônico de mésons contendo quarks pesados constitui a melhor ferramenta experimental para a identificação dessas partículas. A partir da identificação de todas as partículas originadas do decaimento de um méson pode-se reconstruir a sua massa invariante e, consequentemente, identificar esse méson sem ambiguidades. A massa invariante de uma partícula pode ser obtida conhecendo-se os quadrimomentos das suas partículas filhas através da relação:

$$m^2 = \mathbf{P}^2 = \left(\sum_i \mathbf{P}_i\right)^2 \qquad (1)$$

onde $\mathbf{P}_i$ é o quadrimomento da partícula *i*. No caso da reconstrução de decaimentos de mésons que contém quarks pesados procura-se utilizar canais de decaimento de dois corpos. Alguns exemplos utilizados são: $D^0 \rightarrow K^- + \pi^+$, $\overline{D}^0 \rightarrow K^+ + \pi^-$, $D^{*+} \rightarrow D^0 + \pi_s^+$,

$D^{*-} \rightarrow \overline{D}^0 + \pi_s^-$, etc. Nos dois últimos casos, uma das partículas filhas também decai e deve ser reconstruída. No caso de um decaimento em dois corpos, a equação acima reduz-se à:

$$m^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2\left(E_1 E_2 - 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2\right) \qquad (2)$$

No caso do D^0, segundo o *Particle Data Group*, temos $m = 1864.5 \pm 0.4$ MeV/c^2. Para o $D^{*\pm}$, $m = 2010.0 \pm 0.4$ MeV/c^2. Para reconstruir a massa invariante mostrada acima devemos ser capazes de identificar as partículas filhas desses decaimentos. Píons e káons são identificados utilizando as informações de perda de energia das partículas por ionização no gás do TPC (dE/dx). Essa perda de energia depende da massa, carga e momento das partículas e uma correlação dessa perda de energia com o momento, conforme mostra a Figura IV.9, permite separar píons de káons até aproximadamente 800 MeV/c.

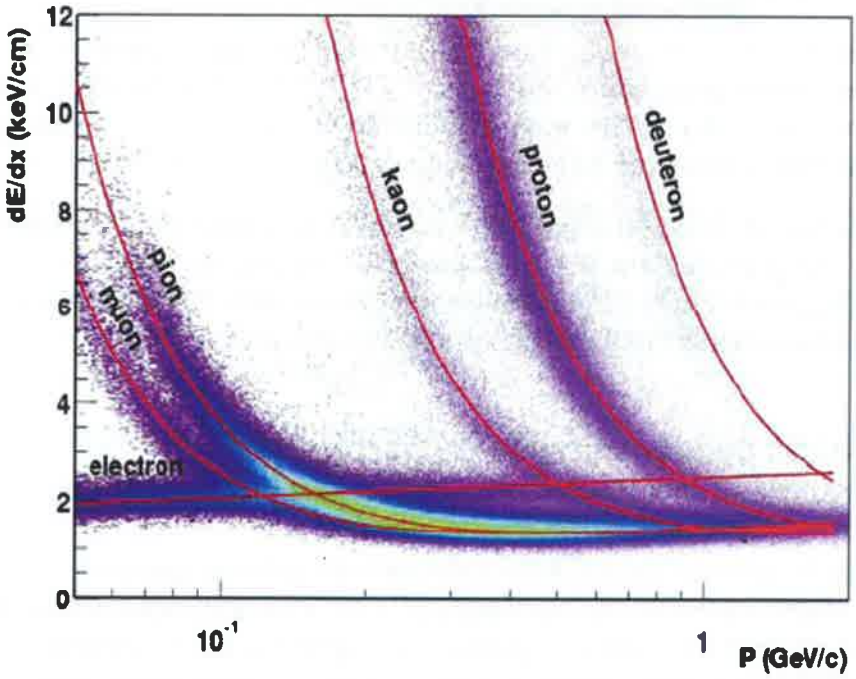


Figura IV.9. Espectro de perda de energia (*dE/dx*) do TPC em função do momento da partícula. Nota-se a clara separação entre diversos tipos de partículas em uma ampla região de momentos. Para momentos acima de 1,5 GeV/c, os valores de *dE/dx* para elétrons são, em média, superiores àqueles para hádrons.

A precisão espacial do TPC, em conjunto com os baixos valores de $c\tau$ (da ordem de, no máximo, poucas centenas de μm), não permite reconstruir univocamente o vértice de decaimento desses mésons. Desse modo, não é possível identificar univocamente as partículas filhas desses decaimentos. Assim, utilizam-se métodos de reconstrução estatística de massa invariante para identificar essas partículas.

Para a reconstrução de D^0 (e sua respectiva antipartícula), o espectro de massa invariante é obtido combinando todos os káons e píons de cargas opostas identificados no TPC em cada evento. A Figura IV.10 mostra um espectro de massa invariante para píons e káons de carga diferente para colisões mínimo bias Au+Au a 200 GeV. Pode-se notar, nessa figura, a impossibilidade de identificar um pico na região de massa invariante do D^0. Isso é devido à elevada combinação aleatória entre píons e káons que não são originados do decaimento desse méson.

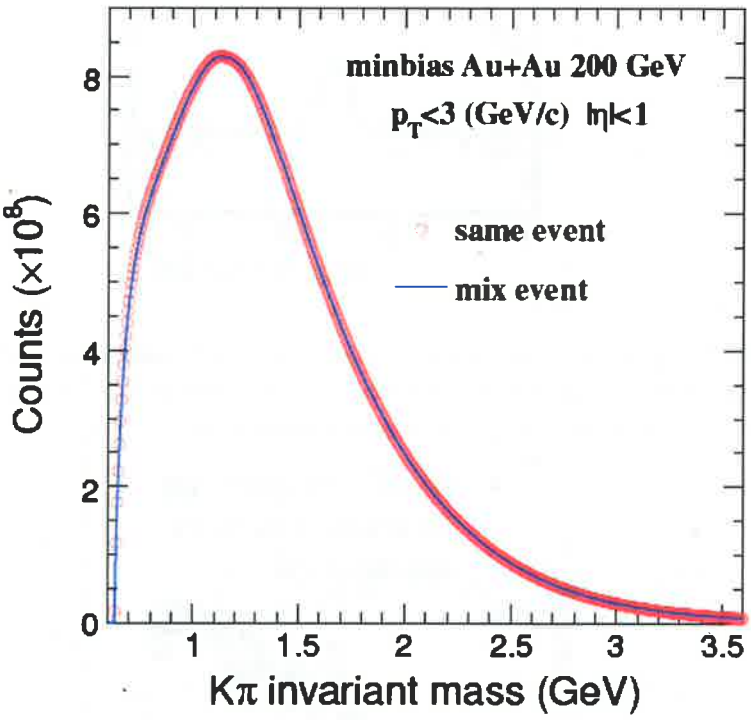


Figura IV.10. Espectro de massa invariante entre píons e káons para colisões mínimo bias Au+Au a 200 GeV. Não é possível identificar um pico na região de massa invariante do D^0.

Para remover esse fundo combinatório é utilizada a técnica de mistura de eventos. Nesse método, um píon de um evento é combinado com um káon de um evento diferente. Os eventos devem possuir características similares (multiplicidade, posição do vértice primário, etc.). Nessa situação, o espectro de massa invariante resultante deve refletir somente a combinação aleatória gerada por píons e káons não correlacionados no mesmo evento. A linha azul na Figura IV.10 corresponde ao espectro de massa invariante gerado por mistura de eventos. Detalhes dessa técnica podem ser obtidas nas referências [6-9].

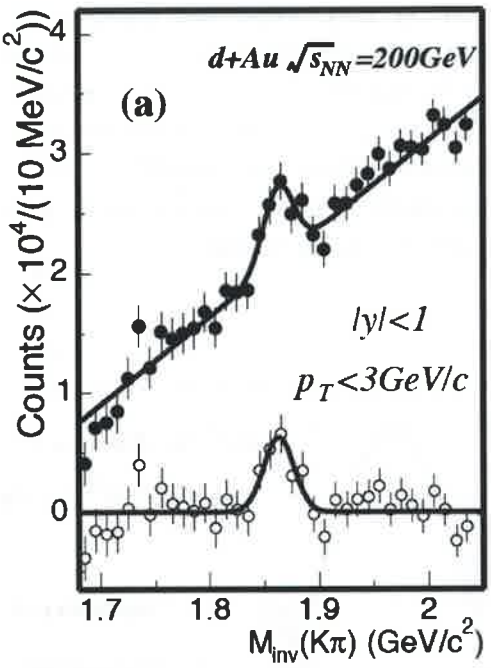


Figura IV.11. Espectro de massa invariante para káons e píons após subtração do fundo combinatório para colisões d+Au a 200 GeV [8].

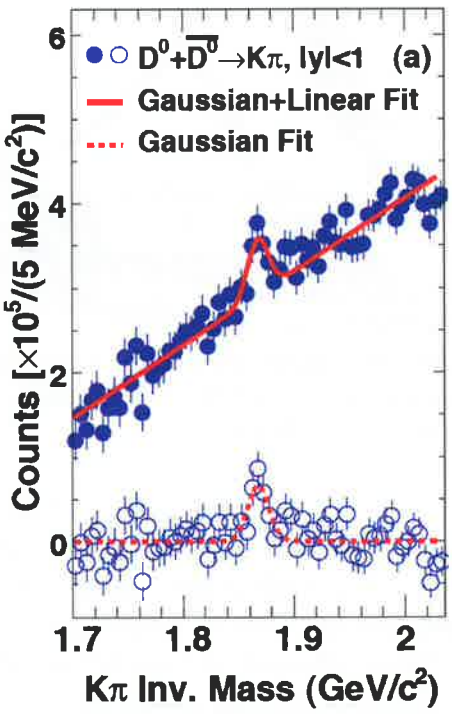


Figura IV.12. Espectro de massa invariante para káons e píons após subtração do fundo combinatório para colisões Au+Au a 200 GeV [6].

O espectro gerado por mistura de eventos é subtraído daquele gerado pela combinação dentro do mesmo evento. Isso reduz consideravelmente o fundo combinatório e o sinal de massa invariante para D^0 pode ser observado, conforme mostra a Figura IV.11 [8]. Na Figura IV.12 vemos um espectro similar para colisões Au+Au a 200 GeV [6].

No caso do decaimento de mésons D^* ($D^{*+} \rightarrow D^0 + \pi_s^+$, $D^{*-} \rightarrow \overline{D}^0 + \pi_s^-$), apesar das técnicas de reconstrução serem conceitualmente as mesmas, a situação é um pouco mais complexa. Uma das partículas filhas, do decaimento desse méson, é um D^0, que não é identificado diretamente no detector. Nesse caso, primeiramente reconstrói-se o D^0, conforme descrito anteriormente e, em seguida, combina-se os pares káon-píon na região de massa do D^0 com outros píons, de modo a construir o espectro de massa invariante para o D^*. Por questões práticas, nesse caso, o fundo combinatório não é obtido utilizando a técnica de mistura de eventos. Para obter o fundo combinatório combina-se píons e káons de mesma carga, que não são provenientes do decaimento do méson D^*. Essa técnica, contudo, possui incerteza estatística maior que no caso de mistura de eventos. Detalhes podem ser obtidos em [10]. A Figura IV.13 mostra a diferença de massa invariante para káon-píon-píon e káon-píon [10]. A linha vermelha corresponde ao sinal e as linhas azul e preta, ao fundo combinatório. Pode-se notar um pico no valor esperado para D^*.

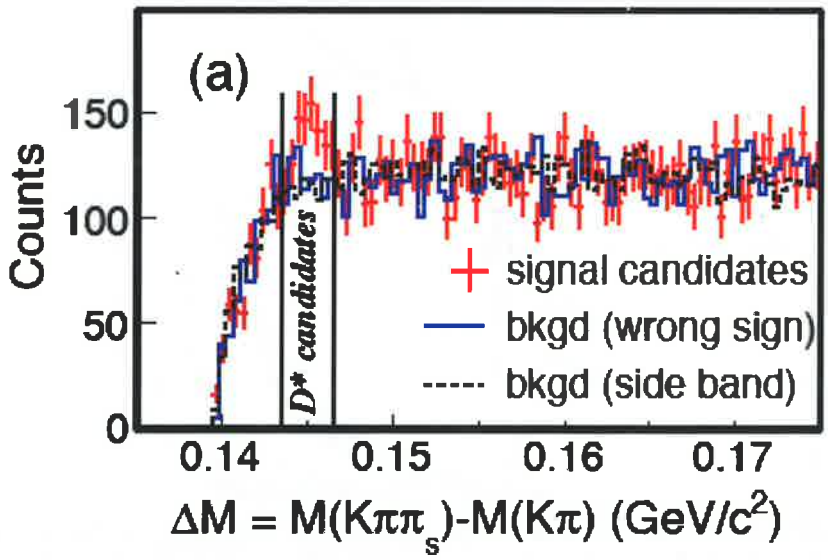


Figura IV.13. Diferença de massa invariante para káon-píon-píon e káon-píon [10]. A linha vermelha corresponde ao sinal e as linhas azul e preta, ao fundo combinatório. Pode-se notar um pico no valor esperado para D^*.

Detalhes técnicos sobre as análises de decaimentos e reconstrução hadrônica de mésons D podem ser obtidas nas referências [6-9, 11, 12].

IV.2.2. Decaimento semi-leptônico de mésons D e B.

A reconstrução direta de mésons contendo quarks pesados (D para charm e B para bottom) a parir dos seus canais de decaimento hadrônico, apesar de factível [7, 8], é muito difícil de ser realizada em ambientes de elevada multiplicidade, como colisões centrais de Au+Au. Contudo, uma fração não desprezível (da ordem de 10%) desses hádrons decai através de canais semi-leptônicos, conforme o esquema da Figura IV.14. Assim, a medida de elétrons (ou pósitrons – a partir de agora, quando nos referirmos a elétrons estamos nos referindo à identificação tanto de elétrons como pósitrons) fornecem uma ferramenta alternativa no estudo da produção de quarks pesados. Contudo, o decaimento desses mésons não é a única fonte de elétrons em colisões relativísticas. Outras fontes significativas devem ser estudadas com detalhes para que se possa extrair o sinal desejado, como, por exemplo, decaimento Dalitz de mésons diversos, como o π^0 e η ($\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$, por exemplo), bem como conversão de fótons ($\gamma \rightarrow e^+ + e^-$) no material do detector. Essas fontes devem ser removidas antes de se estudar as propriedades dos elétrons provenientes do decaimento de mésons D e B.

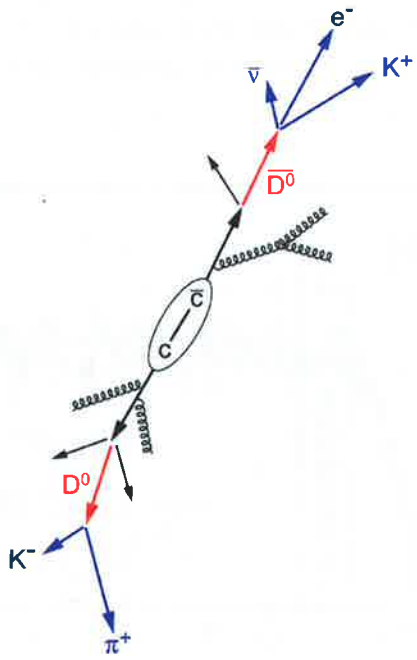


Figura IV.14. Modos de decaimento de mésons contendo quarks pesados (neste caso charm). Estes mésons podem decair por canais hadrônicos (K+π) ou leptônicos (e + K).

Para realizar as medidas descritas anteriormente é necessário possuir um aparato experimental capaz de medir elétrons. Elétrons possuem taxa de produção muito inferior à de hádrons na faixa de momento transversal onde essas medidas são importantes, de tal forma que o aparato experimental deve ser capaz de medir esses elétrons com alta eficiência e elevado poder de supressão de hádrons.

O sistema de tempo de voo e o calorímetro eletromagnético do STAR são ferramentas indispensáveis no processo de identificação de elétrons. Aliado ao TPC, onde é possível medir trajetórias de partículas carregadas, esses detectores permitem realizar medidas de elétrons desde momentos muito baixos, da ordem de 150 MeV/c até momentos da ordem de 10 GeV/c, de forma complementar.

IV.2.2.1. Elétrons de baixo momento – tempo de voo

O principal método para identificação de partículas no experimento STAR consiste em utilizar as informações de perda de energia por ionização das partículas no gás do TPC. A perda de energia por ionização depende da carga, massa e momento das partículas, conforme mostra a Figura IV.9. Contudo, o TPC é capaz de separar diferentes tipos de partículas em uma faixa bastante limitada de momento, tipicamente até ~1 GeV/c. Elétrons de baixo momento, conforme mostra essa figura, somente são distinguíveis em regiões muito limitadas de momento, tipicamente abaixo de 100 MeV/c e em uma pequena região entre 300 e 800 MeV/c, aproximadamente. Contudo, a baixa massa dos elétrons, em comparação aos hádrons mostrados na Figura IV.9, permite utilizar o sistema de tempo de voo para uma melhor identificação.

A separação de elétrons e hádrons utilizando o sistema de tempo de vôo vem do fato desse sistema permitir medir a velocidade das partículas detectadas ($\beta = v/c$). Na Figura IV.15 é mostrado um espectro do inverso da velocidade da partícula em função do seu momento. Note a boa separação entre vários tipos de partículas. A combinação da medida de velocidade utilizando o TOF e perda de energia por ionização com o TPC permite a separação entre elétrons e hádrons até aproximadamente 4 GeV/c em momento para colisões Au+Au.

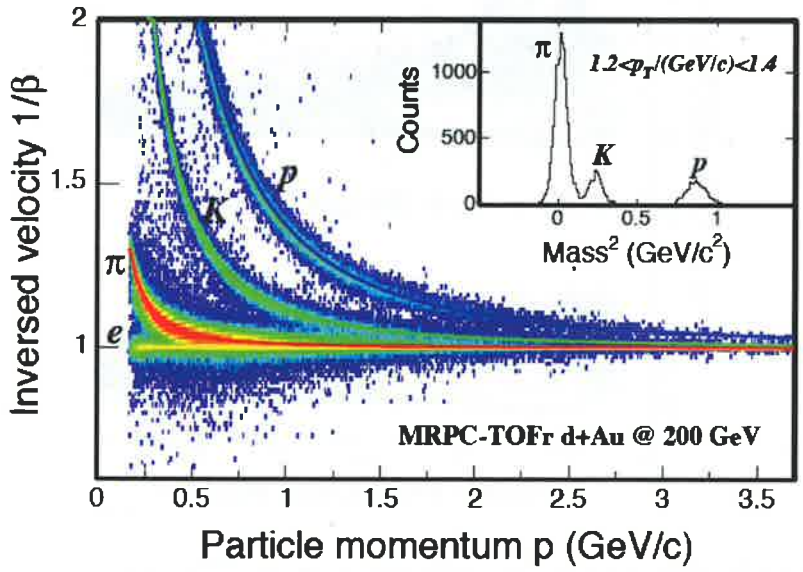


Figura IV.15. $1/\beta$ em função do momento da partícula para colisões d+Au em 200 GeV. Um cálculo de massa invariante ($m^2 = p^2(1/\beta^2 - 1)$) para uma faixa específica de momento mostra a boa separação entre partículas.

A identificação de elétrons é feita selecionando-se partículas com $|1/\beta - 1| < 0.03$ no espectro mostrado na Figura IV.15 e dE/dx compatível com o esperado para elétrons. Esse processo é descrito na Figura IV.16. Na figura (a) é mostrado o espectro de dE/dx vs. p para todas as partículas medidas pelo TPC, sem seleção na sua velocidade. Na figura (b) é mostrado o mesmo espectro, porém satisfazendo o critério de velocidade como mostrado acima. Note que, nesse caso, há uma clara separação entre elétrons e os hádrons remanescentes. Nesse caso, elétrons possuem perda de energia por ionização no gás ligeiramente maior que esses hádrons. A linha preta em (b) estabelece a fronteira para separação entre elétrons e hádrons utilizando essa técnica.

Na Figura IV.17 são mostrados espectros de dE/dx para diferentes faixas de momento transversal da partícula, após terem sido selecionadas pela velocidade medida no TOF. Note a boa separação entre elétrons (pósitrons) e hádrons remanescentes. Esses espectros são ajustados por funções gaussianas. Como é definido um corte em dE/dx para separar elétrons de hádrons, é importante estabelecer parâmetros de controle para esse corte, tais como eficiência de seleção de elétrons e pureza (contaminação hadrônica) da amostra selecionada. Esses ajustes gaussianos permitem determinar esses parâmetros. Na Figura IV.18 mostramos um exemplo típico para contaminação hadrônica, para colisões p+p a 200 GeV. Como mostrado anteriormente, em elevados momentos transversais é possível realizar essa identificação com apenas a perda de energia por ionização. Para fins comparativos, é mostrado também a contaminação hadrônica utilizando apenas essa informação em elevados momentos.

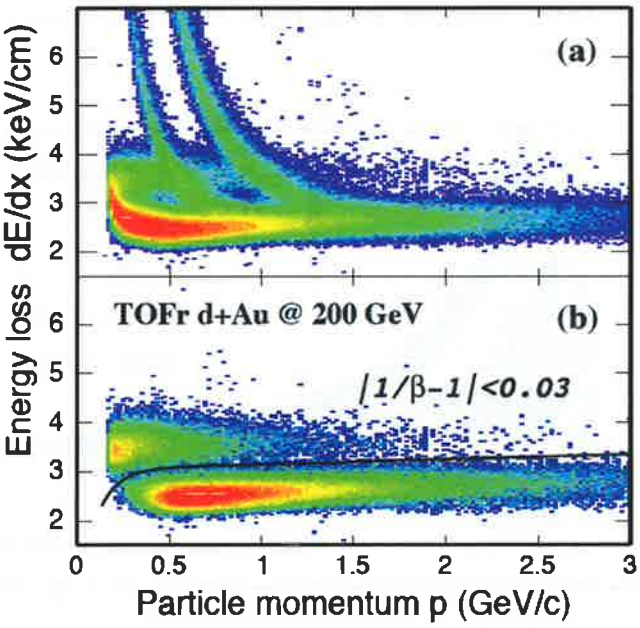


Figura IV.16. Identificação de elétrons com o TOF. (a) Espectro de dE/dx vs. p sem seleção na velocidade da partícula. (b) O mesmo espectro com seleção na velocidade, de tal forma que $|1/\beta - 1| < 0.03$. Nota-se uma clara separação entre elétrons e os hádrons remanescentes.

A fração de contaminação hadrônica é um parâmetro controlável nesse processo de identificação. Basta tornar o corte de seleção mais restritivo na Figura IV.16(b) para diminuir essa contaminação. Contudo, há uma correlação muito forte entre a contaminação hadrônica e a eficiência no processo de seleção de elétrons. À medida em que tornamos o corte mais restritivo, diminuindo a contaminação, diminuímos também a eficiência de seleção. Na Figura IV.19 mostramos um gráfico da eficiência de detecção de elétrons em função da contaminação hadrônica para colisões p+p em diferentes faixas de momento.

Detalhes acerca do processo de identificação de elétrons e correções de eficiência, contaminação e ângulo sólido efetivo do detector podem ser obtidos nas referências [9, 12].

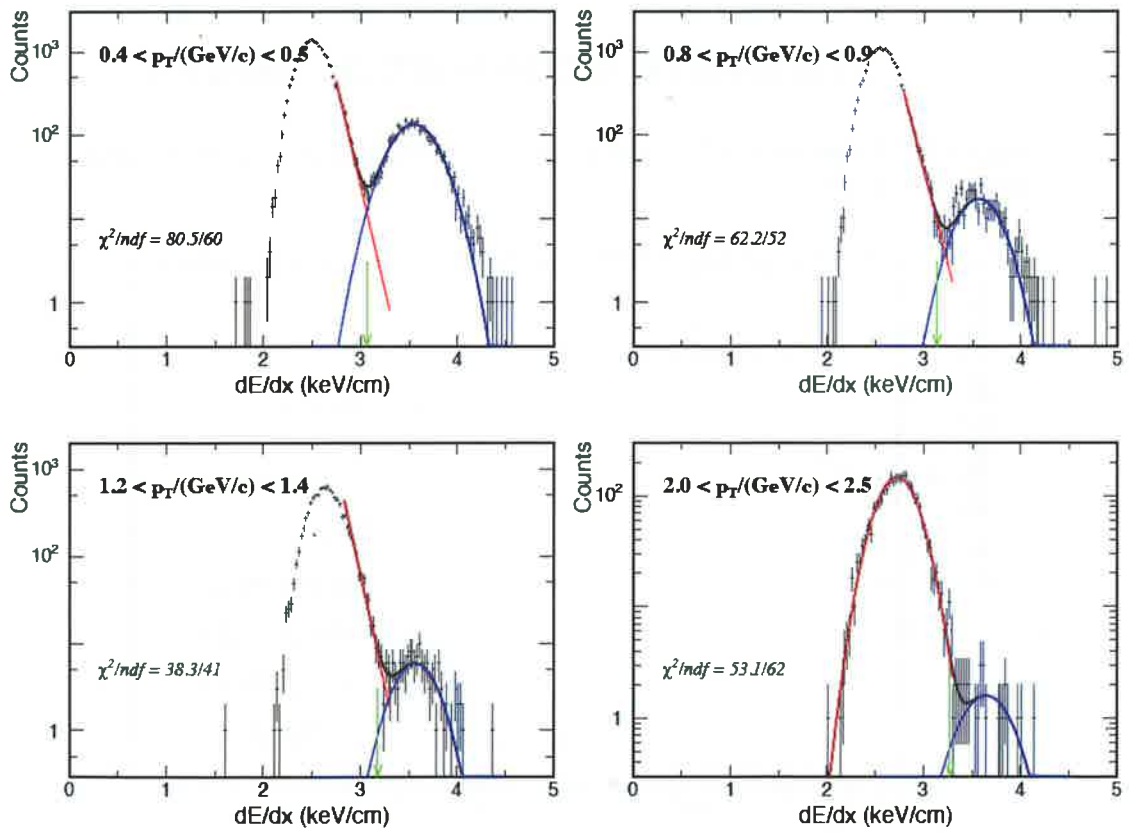


Figura IV.17. Projeção no eixo de dE/dx para diferentes intervalos de momento transversal após seleção de partículas com base na sua velocidade, medida com o TOF.

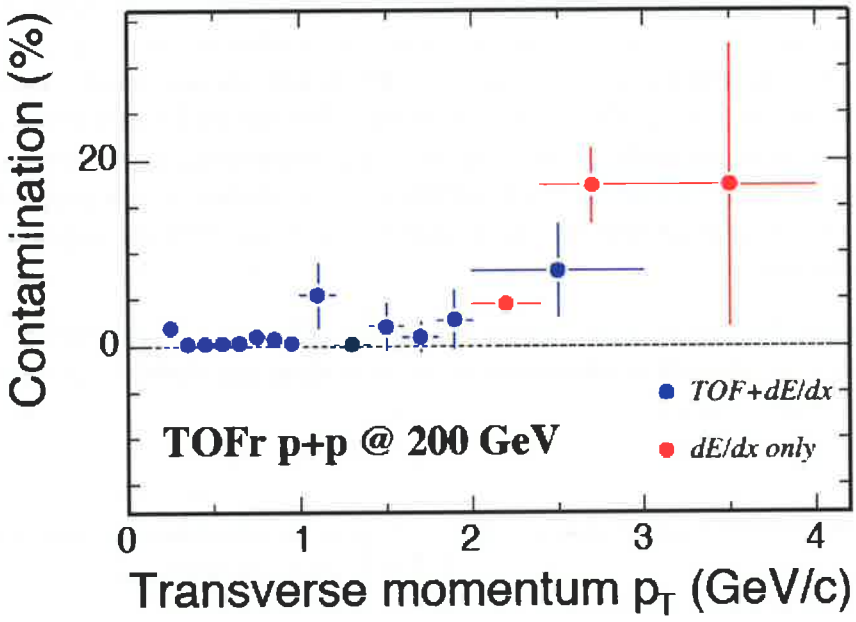


Figura IV.18. Contaminação hadrônica na amostra de elétrons para colisões p+p a 200 GeV.

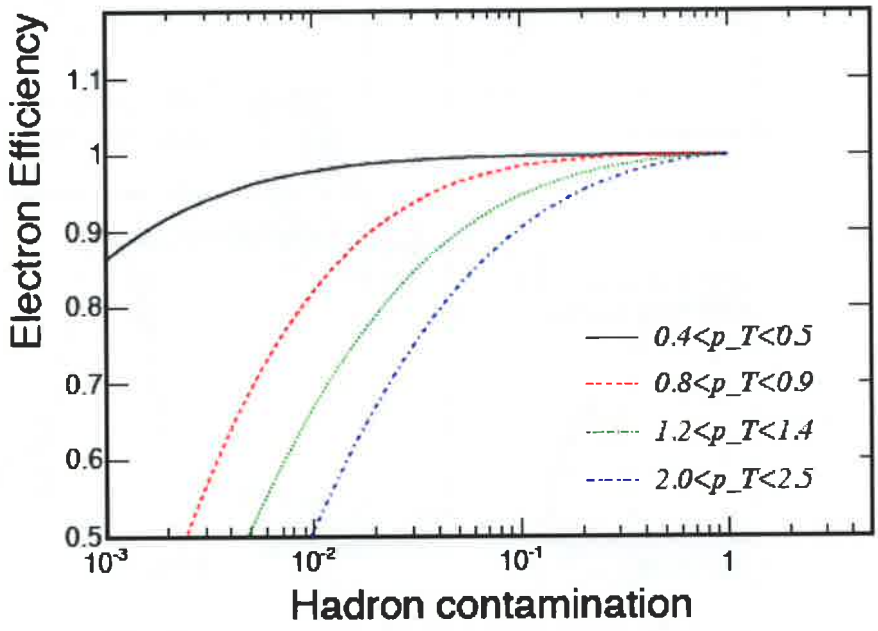


Figura IV.19. Eficiência de seleção de elétrons utilizando o TOF em função da contaminação hadrônica para colisões p+p em diferentes faixas de momento.

IV.2.2.2. Elétrons de alto momento – calorímetro eletromagnético

Para elétrons com momento superior a aproximadamente 1.5-2.0 GeV/c utiliza-se uma combinação de informações do TPC e BEMC. Utiliza-se, preferencialmente, eventos cujo gatilho foi realizado com o BEMC, pois esses eventos são ricos em partículas com elevado momento transversal que depositaram uma energia significativa no calorímetro. Essas são características de eventos contendo elétrons de alto momento.

Nos estudos atuais de identificação de elétrons no STAR utiliza-se os seguintes parâmetros mensuráveis [13-15]:

1. E_{tower}, a energia medida no calorímetro.
2. p, o momento da partícula reconstruída pelo TPC.
3. $(dE/dX)_{TPC}$, a perda de energia pela partícula no TPC.
4. $\Delta\eta$, $\Delta\phi$, a distância entre o chuveiro medido no calorímetro e a trajetória da partícula reconstruída no TPC projetada no calorímetro.
5. σ_η σ_ϕ, a largura do chuveiro no calorímetro.

Com base nesses parâmetros, o processo de identificação de elétrons no STAR ocorre de acordo com o procedimento descrito a seguir:

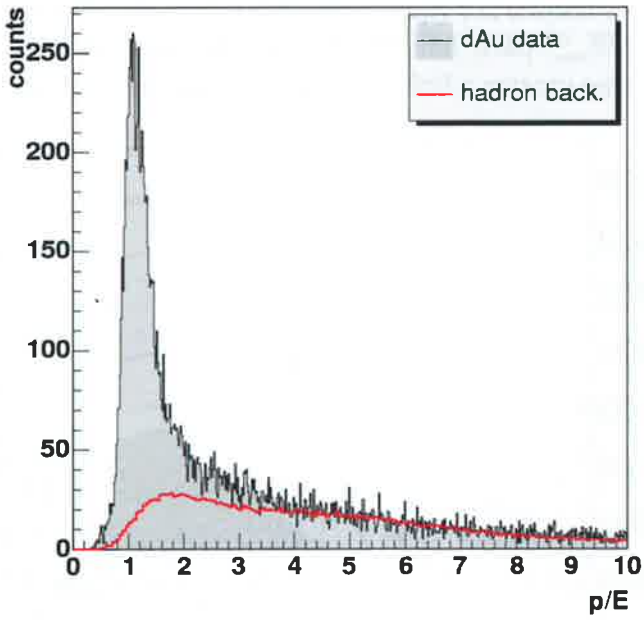


Figura IV.20. Espectro de p/E_{tower} para colisões d+Au no STAR. A linha preta corresponde a partículas pré-selecionadas como elétrons pelo TPC. A linha vermelha corresponde ao fundo hadrônico.

Primeiramente faz-se a seleção de partículas candidatas a elétrons com base nas medidas de perda de energia de partículas carregadas no gás do TPC $(dE/dx)_{TPC}$. Dependendo do momento da partícula pode-se separar muito bem elétrons de hádrons, conforme é mostrado na Figura IV.9. Apesar da limitação para faixa de momento no qual

há uma boa separação, pode-se usar esta informação como um fator extra de discriminação entre elétrons e hádrons no STAR. Para momentos acima de 1,5 GeV/c os valores de dE/dx para elétrons são, em média, superiores àqueles para hádrons. Esta ligeira diferença faz com que seja possível uma pré-seleção de elétrons com base nesta perda de energia.

As partículas pré-selecionadas como elétrons pelo TPC são então extrapoladas ao calorímetro eletromagnético. Identifica-se a torre atingida por esta partícula e compara-se a energia depositada nesta torre com o momento da partícula incidente, através da razão p/E_{tower}. O calorímetro provê uma medida de alta resolução da energia de elétrons e fótons. Hádrons, inclusive aqueles que produzem chuveiros no interior do calorímetro, em média, depositam menos energia que o seu total em uma única torre do calorímetro. A comparação entre a energia medida em uma torre e o momento da partícula é um parâmetro importante na identificação de elétrons. Espera-se, para elétrons, que a razão entre energia e momento seja próxima de 1. Para hádrons, esta razão pode variar consideravelmente. A resolução do calorímetro é da ordem de $15\%/\sqrt{E}$. Deste modo, a capacidade de selecionar elétrons com esse parâmetro aumenta com a energia do mesmo até o limite no qual a resolução em momento do TPC torna-se muito baixa. A Figura IV.20 mostra um espectro típico de p/E_{tower}. A linha preta corresponde a partículas pré-selecionadas como elétrons pelo TPC. Contudo, esta pré-seleção contem uma contaminação (que será discutida mais à frente) de hádrons. Para obter o espectro de p/E_{tower} para hádrons faz-se uma pré-seleção em valores muito baixos de dE/dx, conforme mostra a linha vermelha nessa mesma figura.

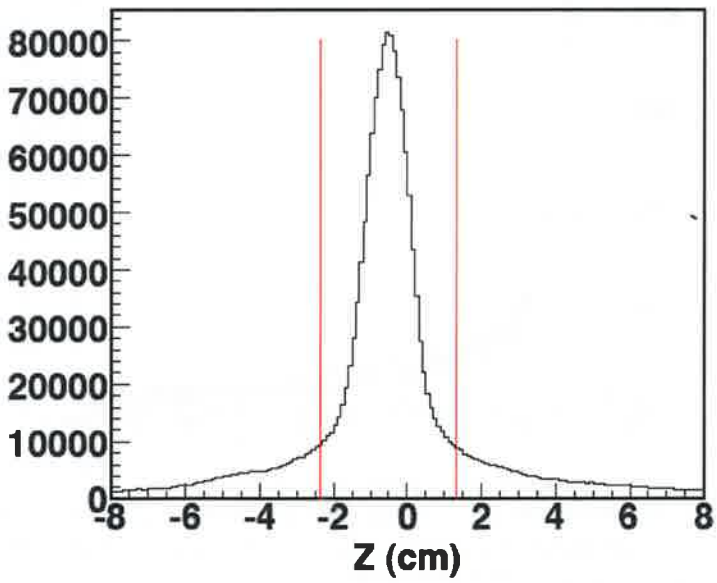


Figura IV.21. Posição de chuveiro no SMD na direção z. As linhas vermelhas indicam associações positivas entre trajetórias no TPC e chuveiros no SMD.

Em seguida, utiliza-se o SMD como ferramenta extra na identificação de elétrons no STAR. Para partículas carregadas, cuja trajetória é medida pelo TPC, é possível determinar, com precisão milimétrica, a posição em η e ϕ onde os chuveiros devem ser gerados no calorímetro. Chuveiros hadrônicos, contudo, não se desenvolvem completamente na região onde o SMD está localizado. Assim, a posição relativa desses chuveiros com respeito à extrapolação a partir da trajetória medida pelo TPC apresenta grandes flutuações, fato este que não ocorre caso os chuveiros sejam provenientes de elétrons. Assim, esses parâmetros podem ser significativos no processo de identificação de elétrons. Na Figura IV.21 é mostrada a distância entre o chuveiro no SMD e a posição extrapolada da partícula para elétrons pré-selecionados conforme os critérios discutidos anteriormente.

Além disto, chuveiros eletromagnéticos possuem uma forma compacta, com aproximadamente 95% da energia contida em um cilindro de raio $\sim 2*R_{moliere} = 3.2$ cm para o chumbo. Por outro lado, chuveiros hadrônicos são muito mais largos, tipicamente da ordem do comprimento de interação, λ. Na posição onde o SMD está instalado, os chuveiros hadrônicos possuem grandes flutuações, podendo apresentar larguras muito maiores que os chuveiros eletromagnéticos, assim, as posições e larguras dos chuveiros medidos pelo calorímetro podem desempenhar um papel fundamental no processo de identificação de elétrons no STAR. A Figura IV.22 mostra a largura do chuveiro reconstruído (em unidades de número de strips do SMD) para hádrons e elétrons. Nota-se uma clara diferença no tamanho médio dos chuveiros nos dois casos.

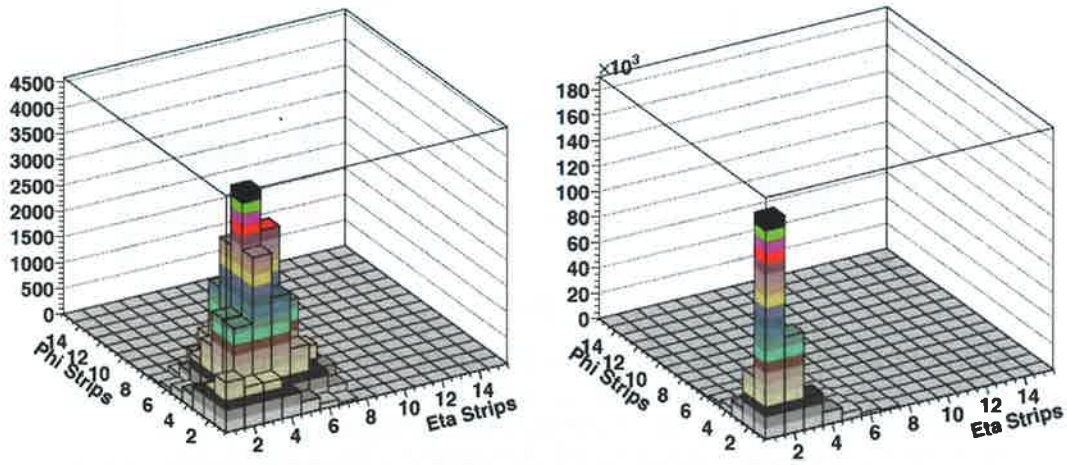


Figura IV.22. Largura de chuveiro (em unidades de número de fios ou *strips*, em Inglês) no SMD para elétrons (esquerda) e hádrons (direita). Note que os chuveiros gerados por elétrons são, em media, mais largos que aqueles para hádrons.

Cada um dos parâmetros descritos acima contribui de forma diferente no fator final de supressão hadrônica e na eficiência com a qual elétrons são identificados. Em particular os parâmetros provenientes do SMD tornam-se muito ineficientes em energias inferiores a 1.5 GeV. O parâmetro p/E_{tower} também se torna ineficiente em baixas energias devido à diminuição da resolução em energia do calorímetro ($\sim 15\%/\sqrt{E}$).

Na Figura IV.23 é mostrada a evolução do espectro de dE/dx para partículas com momento maior que 2 GeV/c na medida em que adicionamos critérios de seleção com base em informações do calorímetro eletromagnético do STAR. Note que hádrons, cujo dE/dx médio é ~ 2.8 keV/cm, são suprimidos consideravelmente em relação a elétrons, cujo dE/dx médio é ~3.7 keV/cm. Uma seleção posterior em dE/dx, dependente do momento da partícula, é realizada para aumentar a pureza de identificação de elétrons.

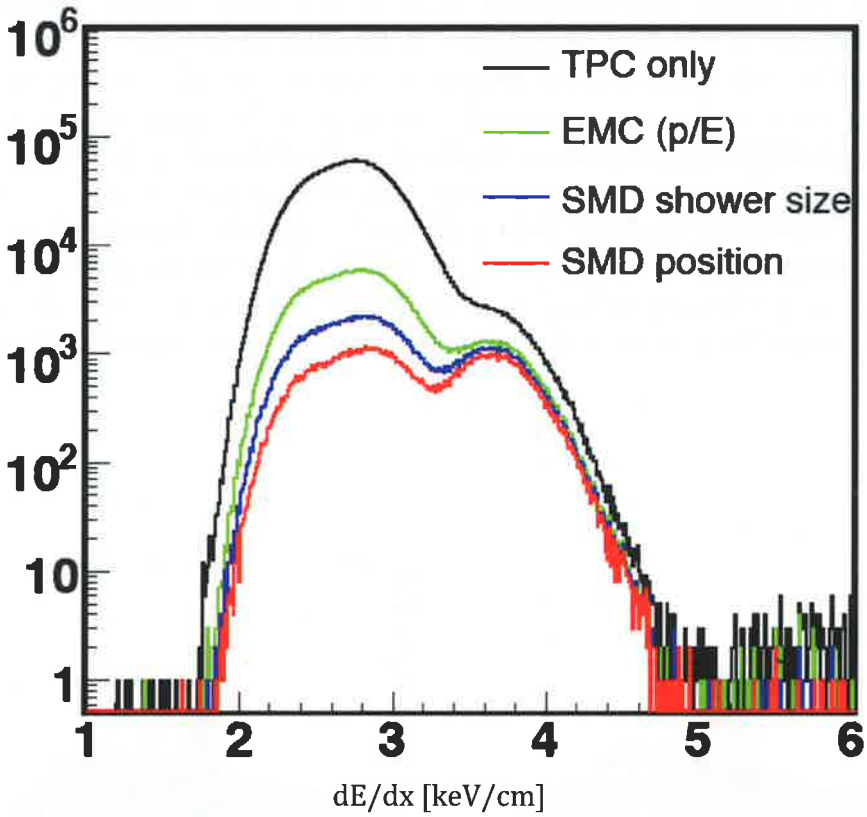


Figura IV.23. Espectro de dE/dx para partículas com momento maior que 2 GeV/c. Cada curva corresponde à acumulação de um novo critério de identificação de elétrons no calorímetro eletromagnético. Note que o pico de hádrons (menores valores de dE/dx) diminui consideravelmente com a inclusão de informações do calorímetro, enquanto a distribuição para elétrons (pico à direita) não diminui de forma considerável, aumentando a relação entre elétrons e hádrons na amostra.

Da mesma forma que a seleção de elétrons baseada nas informações do tempo de voo, essa técnica de seleção também possui eficiência e pureza finitas. Pode-se notar, na Figura IV.23, que um corte em dE/dx na fronteira entre hádrons e elétrons resulta em

uma eficiência menor que 100% para identificação de elétrons e uma contaminação hadrônica residual não nula.

A eficiência de reconstrução de elétrons, nesse método, depende dos cortes utilizados durante o processo de seleção (p/E, distância ao chuveiro e tamanho do chuveiro no SMD, e corte em dE/dx) e também da área ativa do detector, depois de remover torres e canais de SMD defeituosos (mortos ou com ruído). O cálculo dessa eficiência é realizado utilizando técnicas de *embedding*. Essa técnica consiste em simular elétrons atravessando o experimento, em todos seus detalhes, e, em seguida, misturar esses elétrons simulados em um evento real, de modo a considerar ruídos, densidade de trajetórias, distorções em medidas etc. Repete-se todo o procedimento de identificação de elétrons e determina-se a fração de elétrons simulados que são identificados pelo método de análise. A Figura IV.24 mostra a eficiência de detecção de elétrons utilizando-se o BEMC para colisões p+p a 200 GeV. Tipicamente a eficiência cresce com o momento transversal da partícula, por conta da melhora de desempenho do BEMC para altos momentos. Para p+p essa eficiência se estabiliza em torno de 40%. Esse patamar depende da densidade de trajetórias em um evento e, para colisões centrais Au+Au, assume um valor próximo a 30% [14].

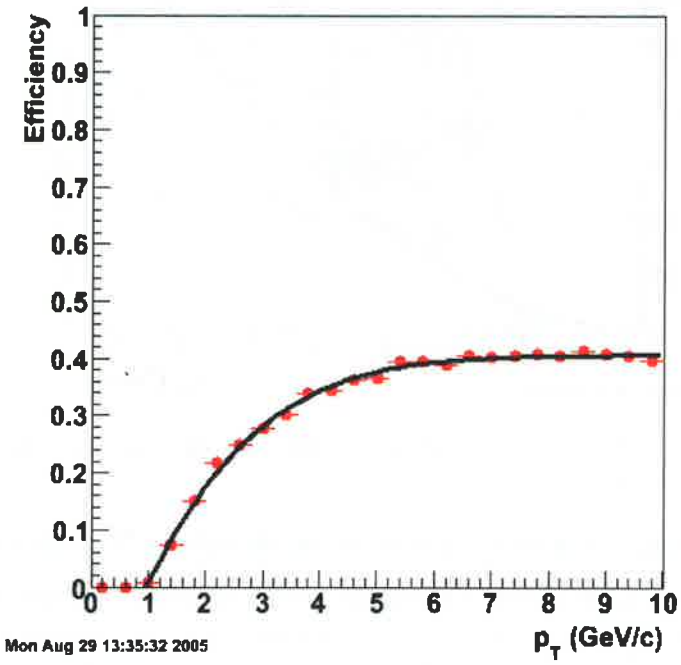


Figura IV.24. Eficiência de detecção de elétrons com o BEMC para colisões p+p a 200 GeV.

Por outro lado, a contaminação hadrônica residual deve ser avaliada, de modo a remover, estatisticamente, essa contribuição dos dados analisados. Essa contaminação é obtida a partir de ajustes gaussianos aos picos de hádrons e elétrons na Figura IV.23. A razão entre a área correspondente a hádrons que satisfazem critérios de seleção para elétrons e o número total de partículas identificadas como elétrons corresponde à contaminação hadrônica.

A Figura IV.25 mostra a contaminação hadrônica em função do momento transversal para colisões p+p a 200 GeV. Nota-se que essa contaminação aumenta com o momento transversal, chegando a valores próximos de 30% em torno de 9 GeV/c. Esse aumento é devido ao fato de os valores de dE/dx para elétrons e hádrons serem mais próximos em altos momentos e também devido às características dos chuveiros hadrônicos se aproximarem dos chuveiros eletromagnéticos no BEMC em altos momentos, tornando os cortes no calorímetro menos efetivos. Contudo, pode-se notar que o calorímetro eletromagnético do STAR é uma ferramenta indispensável no processo de identificação de elétrons de alto momento. A sua utilização possibilita a abertura de um enorme leque de medidas em física de íons-pesados relativísticos que vão desde a medida de espectro de elétrons e dielétrons até processos mais raros como medidas de J/ψ ou Y.

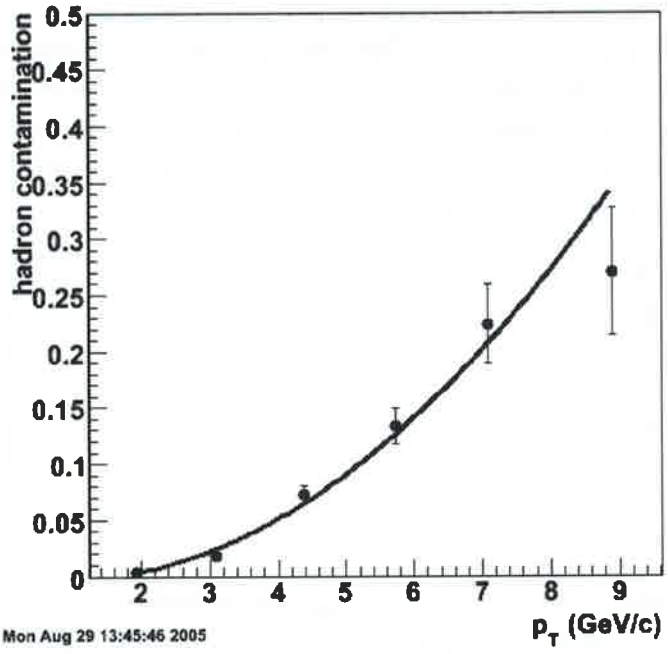


Figura IV.25. Contaminação hadrônica em função do momento para colisões p+p a 200 GeV.

IV.2.2.3. Separação de elétrons provenientes de mésons D e B do fundo.

Nem todos os elétrons identificados em uma colisão são provenientes de decaimentos de mésons contendo quarks pesados. Esses elétrons são considerados fundo e devem ser removidos da análise. Vamos denominar esses elétrons de fundo de "elétrons fotônicos", pois a grande maioria surge da conversão de fótons (reais ou virtuais). O sinal remanescente, após subtração desse fundo, denominamos de "elétrons não-fotônicos", ou NPE (do Inglês, *Non-Photonic Electrons*). Em primeira aproximação podemos adotar que NPE são predominantemente gerados a partir do decaimento de mésons contendo quarks pesados.

No experimento STAR, as principais fontes de elétrons fotônicos são:

1. Conversão de fótons no material do detector ($\gamma \rightarrow e^{+} + e^{-}$);

2. Decaimento Dalitz de mésons escalares ($\pi^{0}, \eta \rightarrow e^{+} + e^{-} + \gamma$).

A maior parte do fundo fotônico é originada da conversão de fótons no material do detector. A Figura IV.26 mostra uma simulação detalhada da posição de conversão de fótons provenientes de colisões Au+Au a 200 GeV no plano x-y. Pode-se notar a estrutura dos detectores (três camadas do SVT em raio ~7, 11 e 16 cm, o SSD em aproximadamente R~15-20 cm e a estrutura interna do TPC com R ~ 40 cm). Esse material resulta em um comprimento de radiação da ordem de 5-6%. Em 2008 os detectores SVT e SSD foram removidos do experimento, diminuindo consideravelmente a quantidade de material no experimento e, consequentemente, o fundo devido a conversões de fótons nesse material.

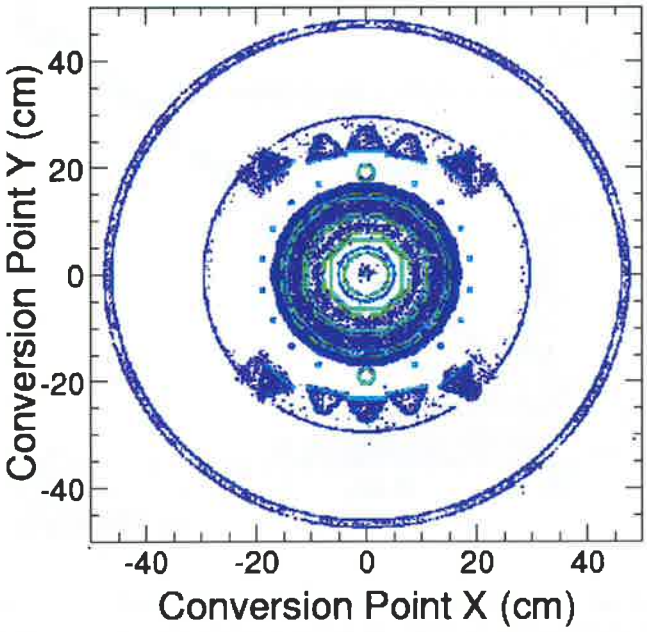


Figura IV.26. Simulação do ponto de conversão de fótons no experimento STAR. Pode-se notar claramente a estrutura dos detectores SVT, SSD e a estrutura interna do TPC (correspondente ao círculo mais externo).

Para remover o fundo fotônico podemos utilizar a característica que pares $e^{+}e^{-}$ de fundo possuem pequena massa invariante. Isso é devido ao fato desses pares se originarem do decaimento de fótons (reais no caso da conversão no material ou virtuais, no caso dos decaimentos Dalitz). O experimento STAR possui a característica de medir, com elevada precisão, as trajetórias de partículas carregadas em um ângulo sólido elevado. Em uma conversão fotônica, há uma elevada probabilidade desse par ser totalmente medido e reconstruído.

O processo de reconstrução desse fundo é muito similar àqueles utilizados para reconstrução de mésons *D*, discutidos anteriormente. Um elétron (ou pósitron) é

identificado (seja através de tempo de voo ou com o calorímetro eletromagnético) e é combinado com todos os outros pósitrons (elétrons) identificados no evento. Em geral utiliza-se critérios mais flexíveis para identificação da segunda partícula, de modo a aumentar a eficiência de reconstrução do fundo fotônico. A massa invariante desse par é calculada. Da mesma forma que para mésons *D*, há um fundo combinatório significativo que deve ser subtraído do espectro de massa invariante. Esse fundo combinatório é obtido através do cálculo de massa invariante entre pares e^+e^+ e e^-e^-. A Figura IV.27 mostra o espectro de massa invariante para pares e^+e^- em colisões Au+Au a 200 GeV. A linha pontilhada corresponde ao fundo combinatório. O histograma cinza corresponde ao fundo fotônico, após a subtração do fundo combinatório. Um corte em massas menores que aproximadamente 100 MeV/c² é utilizado como critério de identificação de elétrons provenientes de fundo fotônico.

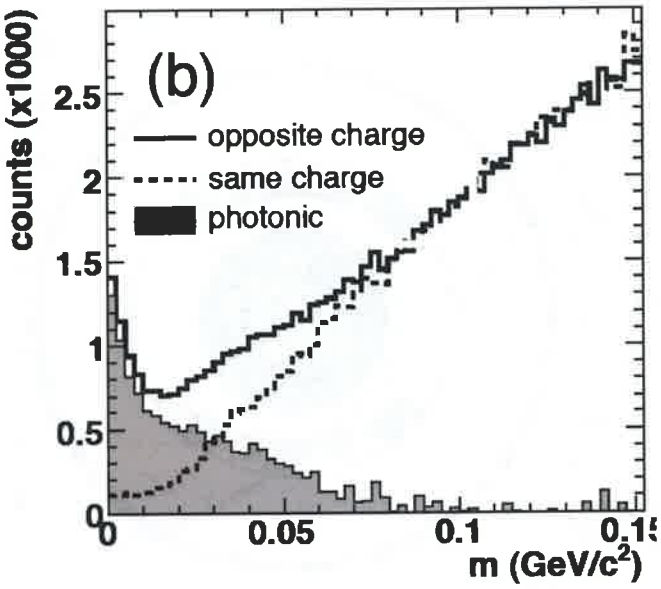


Figura IV.27. Espectro de massa invariante para pares e^+e^- em colisões Au+Au a 200 GeV (linha sólida). A linha pontilhada corresponde ao fundo combinatório. O histograma cinza corresponde ao fundo fotônico, após a subtração do fundo combinatório.

O processo de identificação de fundo fotônico possui eficiência de reconstrução finita, que deve ser calculada de modo a corrigir os dados experimentais. A técnica utilizada é similar àquela para cálculo de eficiência de reconstrução de elétrons com o calorímetro eletromagnético.

Primeiramente simula-se π^0 com distribuição de momento e rapidez uniformes. O uso dessa partícula é justificado pelo fato de a grande maioria dos fótons (reais e virtuais) serem originados do decaimento desse méson. Alguns desses píons vão decair pelo canal Dalitz. A grande maioria vai decair pelo canal de dois fótons. Esses fótons podem ser convertidos em pares elétron-pósitron no material do detector.

O cálculo de eficiência é feito pela razão entre o número de elétrons identificados como provenientes de fundo fotônico, utilizando a técnica de reconstrução descrita anteriormente, e o número de elétrons fotônicos efetivamente gerados pela simulação. Deve-se tomar o cuidado, contudo, com o fato dos píons originais terem sido gerados com distribuições uniformes de momento e rapidez, o que não corresponde à realidade. Isso é necessário para reduzir o custo computacional para simular píons de elevado momento transversal. Nesse caso, antes de calcular a eficiência de reconstrução do fundo fotônico, deve-se atribuir um peso realista ao espectro de píons simulados. Isso é feito utilizando-se dados experimentais dos experimentos PHENIX [16], para píons neutros e STAR [17], para píons carregados. A Figura IV.28 mostra a eficiência de reconstrução do fundo fotônico em função do momento transversal de elétrons para colisões mínimo bias Au+Au a 200 GeV considerando esses dois métodos de ponderação.

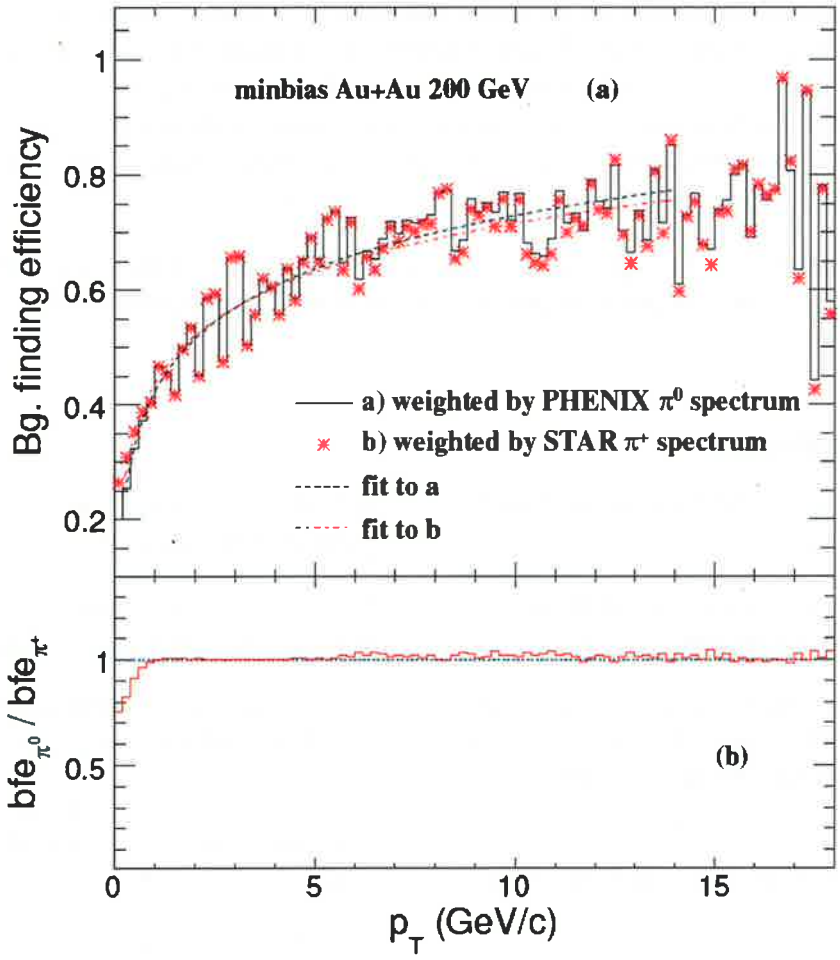


Figura IV.28. Eficiência de reconstrução do fundo fotônico. (a) Eficiência em função do momento transversal do elétron para dois tipos de peso estatístico (ver texto). (b) razão entre as eficiências calculadas com esses diferentes pesos estatísticos [9].

IV.2.2.4. Obtenção de elétrons não-fotônicos

Os elétrons não-fotônicos são obtidos a partir da subtração do fundo fotônico do sinal inclusivo, após correções de eficiência. Em linhas gerais o número de elétrons (ou pósitrons) não-fotônicos em um intervalo de momento transversal é dado por:

$$N_{NPE}(p_T) = \frac{1}{eff}\left(N_{INC}(p_T) - \frac{1}{beff}N_{PH}(p_T)\right) \quad (3)$$

onde $N_{INC}(p_T)$ corresponde ao número de elétrons inclusivos em um determinado momento, após correção pela contaminação hadrônica residual; $N_{PH}(p_T)$ é o número de elétrons fotônicos reconstruídos. *beff* corresponde à eficiência de reconstrução do fundo fotônico e *eff* corresponde à eficiência de reconstrução de elétrons.

Sabendo a taxa de produção de elétrons não-fotônicos pode-se fazer análises diversas, desde medida de taxas de produção e seções de choque até correlações envolvendo duas ou três partículas. Essas análises fornecem informações sobre seções de choque de produção total e relativa de charm e bottom, mecanismos de produção desses quarks e interação dos mesmos com o meio criado em colisões Au+Au. Discutiremos essas análises na sequência.

Detalhes técnicos sobre identificação de elétrons provenientes do decaimento de mésons contendo quarks pesados podem ser encontrados nas referências [2, 6-9, 12-14, 18]

IV.3. Referências

[1] J. Adams et al., NUCLEAR PHYSICS A **757**, 102 (2005).

[2] M.R. Cosentino, Universidade de São Paulo **Tese de doutorado**, (2007).

[3] A. Ackermann et al., NUCLEAR INSTRUMENTS & METHODS IN PHYSICS RESEARCH A **499**, 624 (2003).

[4] B. Bonner et al., Nucl. Instrum. Meth. **A508**, 181 (2003).

[5] M. Beddo et al., NUCLEAR INSTRUMENTS & METHODS IN PHYSICS RESEARCH A **499**, 725 (2003).

[6] B. I. Abelev et al., arXiv:hep-ph/0805.0364v2 (2008).

[7] A. A. P. Suaide, EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL C **43**, 193 (2005).

[8] J. Adams et al., PHYSICAL REVIEW LETTERS **94**, 062301 (2005).

[9] Y. Zhang, University of Science and Technology of China **Tese de doutorado**, (2007).

[10] B. I. Abelev et al., PHYSICAL REVIEW D **79**, 112006 (2009).

[11] S. Baumgart, Universidade de Yale **Tese de doutorado**, (2009).

[12] X. Dong, University of Science and Technology of China **Tese de doutorado**, (2005).

[13] A. A. P. Suaide, JOURNAL OF PHYSICS G **30**, S1179 (2004).

[14] B. I. Abelev et al., PHYSICAL REVIEW LETTERS **98**, 192301 (2007).

[15] A. A. P. Suaide, JOURNAL OF PHYSICS G **34**, S369 (2007).

[16] S. S. Adler et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 072301 (2003).

[17] J. Adams et al., PHYSICAL REVIEW LETTERS **91**, 172302 (2003).

[18] X. Lin, Univerity of California at Los Angeles **Tese de doutorado**, (2007).

Capítulo V
Resultados e discussão

Não importa quão bonita seja a sua teoria, não importa quão esperto você é. Se não concorda com o experimento, está errada.
Richard Feynman

V.1. Produção de quarks pesados..... 104
V.1.1. Seção de choque para produção de charm..... 104
V.1.2. Mecanismos de produção de charm..... 110
V.1.3. Elétrons não-fotônicos de elevado momento transversal..... 113
V.1.4. Produção relativa de charm e bottom..... 115
V.2. Interação de quarks pesados com o meio em colisões A+A..... 119
V.2.1. Supressão de elétrons não-fotônicos..... 119
V.2.2. Correlações angulares em colisões A-A..... 124
V.3. Referências..... 126

As evidências experimentais obtidas no RHIC [1] indicam que o plasma de quarks e glúons observado em colisões Au+Au possui características diferentes daquelas inicialmente previstas. As observações sugerem que o meio formado é quente, altamente dissipativo e com elevado grau de coletividade [1], com características mais próximas a um líquido com baixa viscosidade do que a um gás não interagente. A investigação detalhada dessas características tornou-se um dos principais focos de pesquisa em física nuclear relativística nos últimos anos.

Uma das ferramentas disponíveis para realizar tal investigação são quarks pesados. As elevadas massas desses quarks, muito maiores que as temperaturas estimadas para esse plasma [2], sugerem que o mecanismo predominante de produção desses quarks depende de interações duras nos

instantes iniciais da colisão, antes da formação do plasma. Nesse sentido, esses quarks estariam presentes durante toda a evolução do meio, tornando-se pontas de provas interessantes na investigação da dinâmica do sistema.

Contudo, deve-se entender muito bem os mecanismos de produção desses quarks antes de utilizá-los como ferramenta para testar o meio criado no RHIC. Nesse sentido, o estudo da sua produção em colisões mais básicas, nas quais não há evidências da formação do plasma, tais como p+p e d+Au, são fundamentais no processo de calibração dos modelos teóricos.

Assim, inicialmente, discutiremos aspectos mais básicos sobre os mecanismos de produção de charm e bottom em colisões p+p e d+Au no RHIC. Em seguida discutiremos observações efetuadas em colisões Cu+Cu e Au+Au e suas implicações no entendimento do meio criados nessas colisões.

V.1. Produção de quarks pesados

Muitas das ideias que motivam o estudo de quarks pesados em colisões A+A em energias relativísticas supõem que esses quarks sejam criados nos instantes iniciais da colisão de forma perturbativa. Essa suposição deve ser testada cuidadosamente antes de discutirmos efeitos relativos ao meio criado. Nesse contexto, a medida de seções de choque total de produção desses quarks e os mecanismos envolvidos em vários tipos de sistemas são importantes para a verificação dessa hipótese. Esse teste é realizado a partir da comparação das seções de choque em vários sistemas por meio do escalonamento com o número de colisões binárias (e centralidade) do sistema estudado. Esse escalonamento, desde colisões d+Au até colisões centrais Au+Au, é um teste fundamental acerca do caráter perturbativo da produção desses quarks.

V.1.1. Seção de choque para produção de charm

Idealmente, a medida de seção de choque de produção de charm deveria ser realizada através da reconstrução direta de mésons *D*. Contudo, nos ambientes de colisões com íons-pesados relativísticos, a baixa seção de choque de produção desses mésons, se comparada à elevada multiplicidade de partículas produzidas, faz com que o processo de medida direta de mésons *D*, apesar de factível, seja limitado a uma região de momento transversal e rapidez finitos. Nesse contexto, a medida de seção de choque deve ser realizada através da combinação de diferentes observáveis, de forma a reduzir as extrapolações necessárias por conta do espaço de fase disponível.

Assim, seções de choque de produção de charm são realizadas no experimento STAR através da combinação de medidas diretas de mésons D^0 (e sua antipartícula), através da reconstrução do seu decaimento hadrônico ($D^0 \rightarrow K^- + \pi^+$) em rapidez central e $p_T < 2$ GeV/c, elétrons não-fotônicos, provenientes do decaimento desses mésons em uma região intermediária de momentos ($0.9 \leq p_T$ (GeV/c) ≤ 5), bem como múons (somente para colisões Au+Au) de baixo momento transversal

$(0.17 \leq p_T$ (GeV/c) $\leq 0.25)$. Detalhes acerca da reconstrução e identificação desses observáveis foram discutidos anteriormente. Um ponto interessante, contudo, diz respeito à importância da medida de múons para a seção de choque de produção de charm. Nessa faixa de momentos, múons são provenientes de decaimentos de mésons *D* de diferentes momentos transversais com probabilidade quase uniforme, ao contrário de elétrons não-fotônicos, cujos momentos dependem fortemente dos momentos dos mésons *D*, conforme mostra a Figura V.1. Nesse caso, pode-se afirmar que a taxa de produção de múons nessa região de momento independe da forma espectral de mésons *D*. Depende unicamente da seção de choque integrada. A medida combinada desses três observáveis (mésons *D*, múons e elétrons) resulta em uma medida de aproximadamente 90% da seção de choque total de produção de charm em rapidez central.

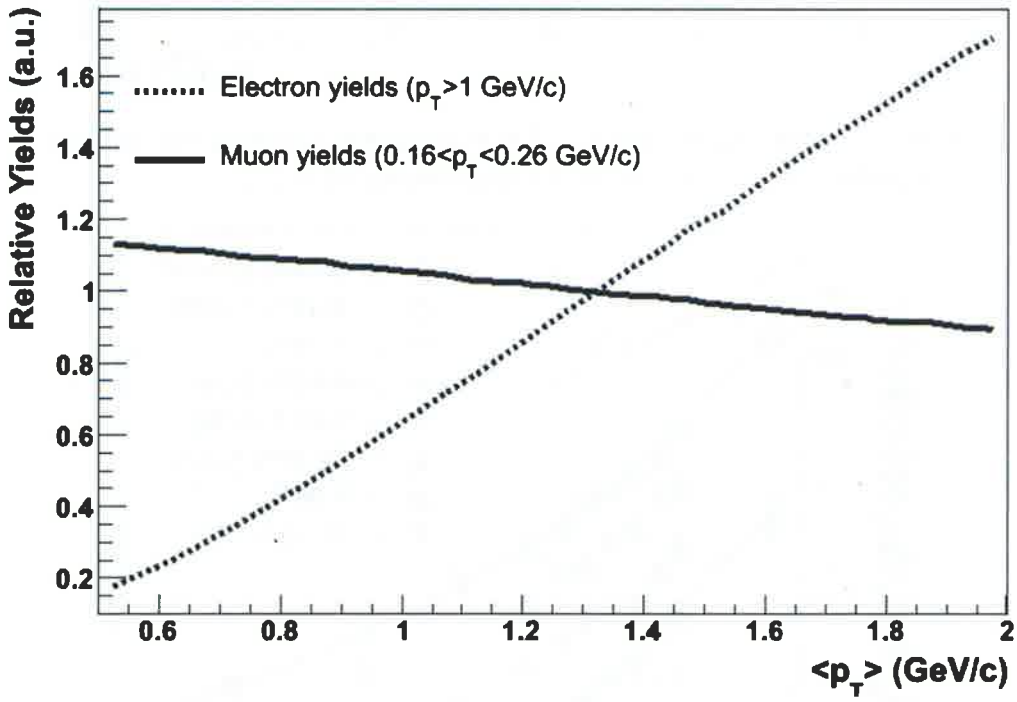


Figura V.1. Taxa de produção relativa de múons e elétrons em função do momento transversal médio do méson *D*. Note que há uma forte dependência dessa taxa para elétrons não-fotônicos enquanto que, para múons, essa taxa relativa varia pouco.

Nas Figura V.2 e Figura V.3 são mostrados os espectros de mésons D^0 (e antipartícula correspondente), elétrons não-fotônicos e múons para os sistemas p+p, d+Au [3] e Au+Au [4], em diferentes centralidades, para $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV no experimento STAR (note que as medidas diretas de mésons D^0 e múons não estão disponíveis em todos os sistemas).

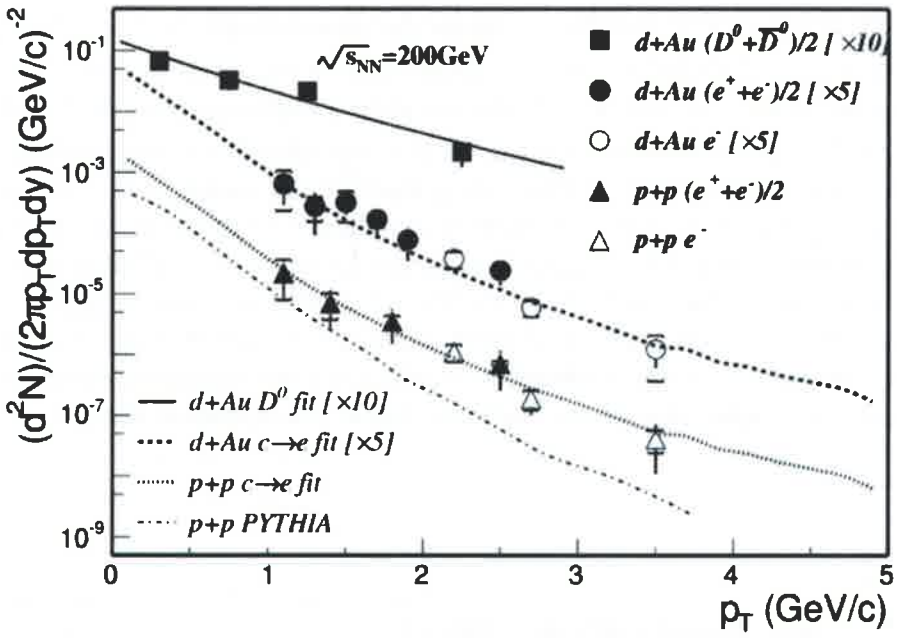


Figura V.2. Espectro de mésons D^0 e elétrons não-fotônicos em colisões p+p e d+Au com $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV no experimento STAR [3].

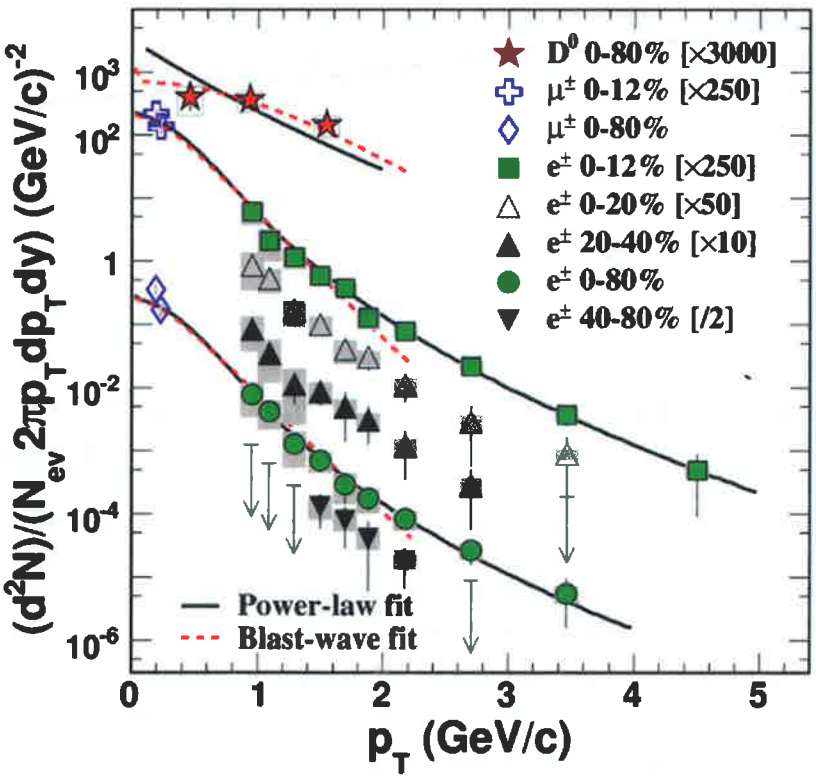


Figura V.3. Espectro de mésons D^0, múons e elétrons não-fotônicos em colisões Au+Au com $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV em diferentes centralidades no experimento STAR [4].

No sistema d+Au as seções de choque de produção de charm são obtidas a partir da taxa de produção de mésons D^0, combinadas com o espectro de elétrons. Essa taxa de produção é extraída de um ajuste do espectro de D^0 mostrado na Figura V.2, a partir de dois métodos distintos: em um primeiro método, dN_{D^0}/dy é obtido de um ajuste exponencial simples dos dados experimentais. Em um segundo método, um ajuste simultâneo ao espectro de D^0 e elétrons não-fotônicos é realizado. Nesse caso, adota-se que o espectro de D^0 segue uma função de potência e o espectro de elétrons não-fotônicos é obtido a partir da cinemática de decaimento desses mésons, com peso dado pelo ajuste realizado. Os parâmetros dessa função de potência são obtidos pela minimização simultânea do χ^2 de ambos conjuntos de dados. No caso de colisões Au+Au, os dados de múons também são incluídos nesse ajuste simultâneo. Para colisões p+p, como não há disponibilidade de dados de D^0 no experimento STAR, utiliza-se somente o espectro de elétrons não-fotônicos para extrair a seção de choque, o que resulta em maiores incertezas por conta da maior extrapolação, nesse caso. Seções de choque de produção de charm são obtidas a partir da taxa de produção de D^0, utilizando a seguinte expressão:

$$\frac{d\sigma_{c\bar{c}}}{dy} = \frac{1}{R}\frac{dN_{D^0}}{dy} \times \sigma_{inel}^{p+p} \tag{1}$$

$$\sigma_{c\bar{c}} = f\frac{d\sigma_{c\bar{c}}}{dy} \tag{2}$$

onde $\sigma_{inel}^{p+p} = 42$ mb corresponde à seção de choque inelástica para colisões p+p. $R = N_{D^0}/N_{c\bar{c}} = 0.54 \pm 0.05$ [5] é extraído de experimentos em colisores e^+-e^-. $f = 4.7 \pm 0.7$ é um fator de extrapolação da seção de choque em rapidez central para total, obtido a partir de simulações [3, 4]. Na Tabela V.1 são mostrados os valores de seções de choque para produção de charm nos diversos sistemas medidos pelo experimento STAR com $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [3, 4].

Na Figura V.4 são mostradas as seções de choque de produção de charm em rapidez central, escalonadas pelo número de colisões binárias em cada sistema e/ou centralidade, incluindo sistemas cujas medidas ainda são preliminares, como p+p e Cu+Cu. Essa razão permanece constante, considerando incertezas, desde sistemas muito pequenos, como p+p, até colisões centrais Au+Au no RHIC, com valor médio de $\frac{d\sigma_{c\bar{c}}/dy}{N_{bin}} \sim 290\ \mu$b, indicando que quarks charm são produzidos nos instantes iniciais da colisão, hipótese discutida anteriormente.

Tabela V.1. Taxas de produção e seções de choque para charm por colisão binária em colisões diversas no RHIC obtidas pelo experimento STAR com $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [3, 4]. Nessa tabela são mostrados apenas os sistemas cujas seções de choque foram publicadas.

Sistema	$d\sigma_{c\bar{c}}/dy/N_{bin}$ [mb]	$\langle p_T \rangle$ [GeV/c]	$\sigma_{c\bar{c}}/N_{bin}$ [mb]
d + Au	$0.30 \pm 0.04^{stat} \pm 0.09^{sys}$	1.32 ± 0.08	$1.4 \pm 0.2^{stat} \pm 0.4^{sys}$
Au + Au (mínimo bias)	$0.274 \pm 0.025^{stat} \pm 0.060^{sys}$	$0.92 \pm 0.06^{stat} \pm 0.12^{sys}$	$1.29 \pm 0.12^{stat} \pm 0.36^{sys}$
Au + Au (0-12% central)	$0.297 \pm 0.024^{stat} \pm 0.063^{sys}$	$0.95 \pm 0.04^{stat} \pm 0.16^{sys}$	$1.40 \pm 0.11^{stat} \pm 0.39^{sys}$

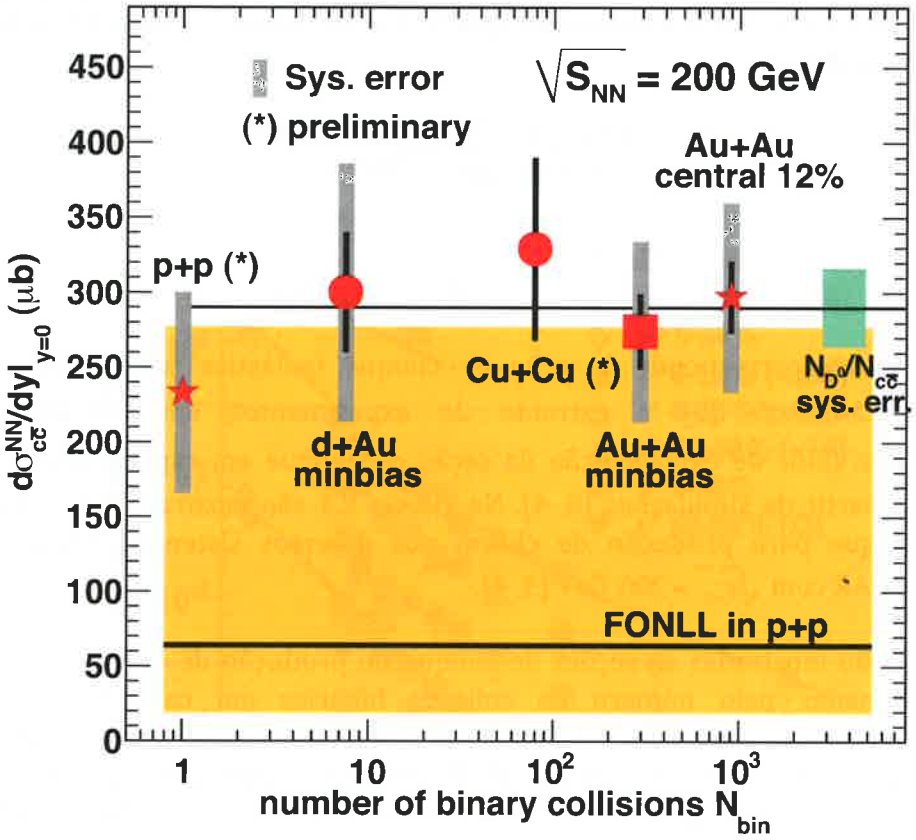


Figura V.4. Seção de choque de produção de charm em rapidez central por colisão binária para vários sistemas medidos pelo experimento STAR no RHIC [3, 4]. Dados de p+p e Cu+Cu são preliminares e ainda não foram publicados.

A linha grossa na Figura V.4 indica o valor previsto para a seção de choque de produção de charm utilizando FONLL [6-8]. A região amarela indica a incerteza nessa previsão, proveniente principalmente das escolhas nas escalas de renormalização e fatorização, além das massas dos quarks, como discutido no Capítulo III. Comparando os valores experimentais com a previsão obtida de cálculos de FONLL, obtém-se $(d\sigma_{c\bar{c}}/dy)_{\exp}/(d\sigma_{c\bar{c}}/dy)_{teo} = 4.3 \pm 0.5(stat) \pm 1.2(sys)\ ^{+9.4}_{-3.3}(teo)$. Nota-se que, nesse caso, as incertezas teóricas impedem uma comparação qualitativa mais precisa acerca de discrepâncias entre essas medidas experimentais e cálculos de QCD perturbativa.

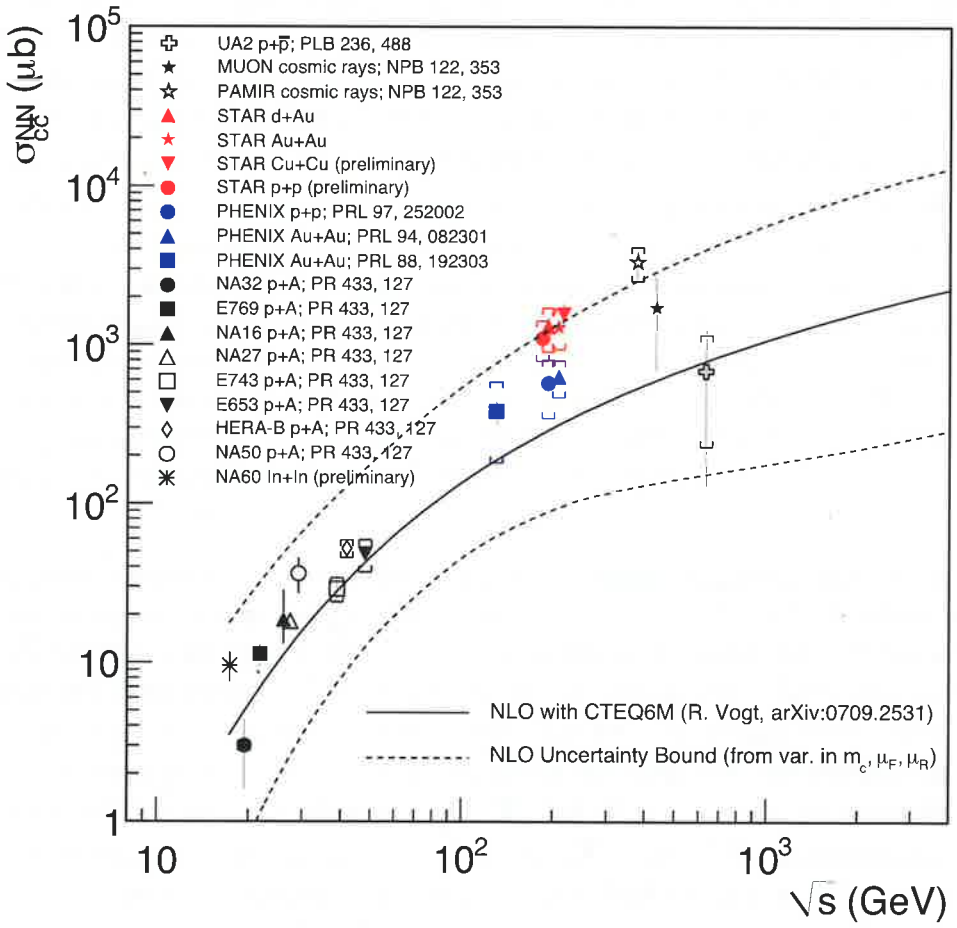


Figura V.5. Função de excitação da seção de choque total de produção de charm obtida de vários experimentos (referências no gráfico), bem como previsão teórica obtida por QCD perturbativa [9]. As linhas tracejadas indicam a incerteza na previsão teórica.

A Figura V.5 mostra a evolução da seção de choque total de produção de charm em função da energia da colisão. Nota-se um aumento esperado da seção de choque com a energia. Os dados do RHIC encontram-se de acordo com a sistemática observada a

partir de outros experimentos. Nessa figura também é mostrada a previsão de QCD perturbativa para a seção de choque de produção de charm [9]. As linhas tracejadas indicam a incerteza nessa previsão, conforme discutido no Capítulo III. Apesar das elevadas incertezas teóricas, o comportamento global dos dados experimentais é razoavelmente bem descritos por cálculos perturbativos em "*next-to-leading-order*".

V.1.2. Mecanismos de produção de charm

O bom entendimento da produção de charm, sob o ponto de vista de cálculos de QCD perturbativo, é um importante passo no entendimento dos mecanismos de reação envolvidos e, consequentemente, no estabelecimento de uma medida de referência para a investigação da interação de quarks pesados com o QGP criado em colisões Au+Au no RHIC. Contudo, os cálculos de "*next-to-leading-order*" incluem uma série de mecanismos distintos para a produção de quarks pesados, incluindo os de fusão de glúons ($gg \rightarrow c\bar{c}$), aniquilação de pares ($q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$), e até mesmo quebra de glúons (do termo em Inglês, "*gluon splitting*") ($g \rightarrow c\bar{c}$). Esses mecanismos possuem peculiaridades que afetam a distribuição desses quarks pesados no espaço de fase final. Por exemplo, estudos da distribuição de mésons $D^{*\pm}$ em jatos oriundos de colisões elétron-pósitron [10, 11] mostram que esses mésons possuem uma grande fração do momento total do jato, sugerindo que esses jatos tenham sido produzidos a partir de (anti)quarks charm primários. Por outro lado, medidas em colisões próton-antipróton, medidas pelos experimentos UA1 e CDF, a 630 GeV e 1.8 TeV [12, 13], mostram que a fração de momento desse méson em relação ao jato de partícula é relativamente pequena, sugerindo um diferente mecanismo de produção de charm, consistente com quebra de glúons.

A medida das seções de choque individuais desses diferentes mecanismos constitui um teste mais profundo dos cálculos de QCD perturbativa para quarks pesados no RHIC. Apesar de as seções de choque esperadas para quebra de glúons nas energias do RHIC serem pequenas, ainda são passíveis de serem medidas experimentalmente com precisão finita. Uma forma de realizar essa medida consiste na investigação da produção de mésons D^* em jatos de partículas em colisões próton-próton. D^*, com momento transversal entre 2 e 10 GeV/c, são reconstruídos através de canais de decaimento hadrônicos ($D^{*+} \rightarrow D^0 + \pi_s^+$, $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 + \pi_s^-$), conforme descrito no Capítulo IV. Jatos de partículas são identificados através de um algoritmo padrão de cone geométrico, conforme descrito em [14, 15], utilizando informações do TPC e BEMC. Nesse caso, a geometria do jato consiste em um cone de raio $r = 0.4$, com momento transversal $p_T^{jato} > 8$ GeV/c e $0 < \eta < 1$. Para cada evento contendo jatos e D^*, faz-se a correlação de ângulo azimutal, $\Delta\phi = \phi_{D^*} - \phi_{jato}$, cujo fundo é subtraído tomando-se eventos fora da região de massa do D^*. Detalhes podem ser obtidos na Ref. [16].

A Figura V.6 mostra a correlação azimutal entre D^* e jatos em colisões p+p no experimento STAR [16]. Essa correlação está corrigida pela eficiência de detecção de D^* e ângulo sólido efetivo. A curva corresponde a um ajuste de duas gaussianas. Uma

correlação clara em $\Delta\phi \sim 0$ pode ser observada e indica a medida de D^* provenientes da fragmentação de pártons em jatos de partículas. Uma correlação em $\Delta\phi \sim \pi$ também é observada, apesar da estatística limítrofe.

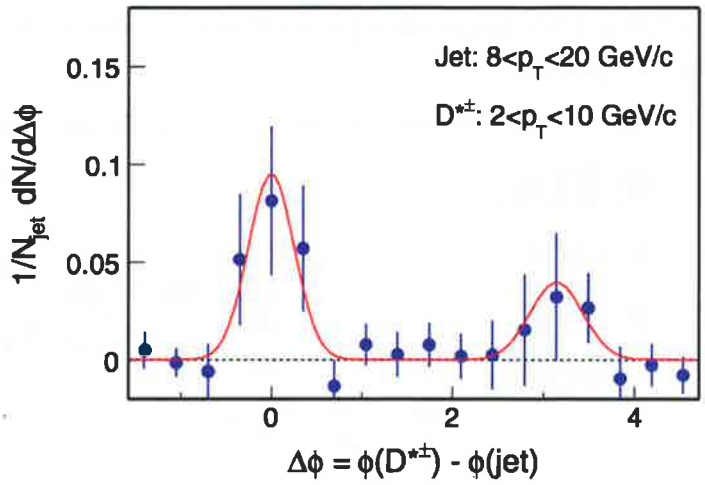


Figura V.6. Correlação azimutal entre D^* e jatos em colisões p+p no experimento STAR [16]. A curva corresponde a um ajuste de duas gaussianas.

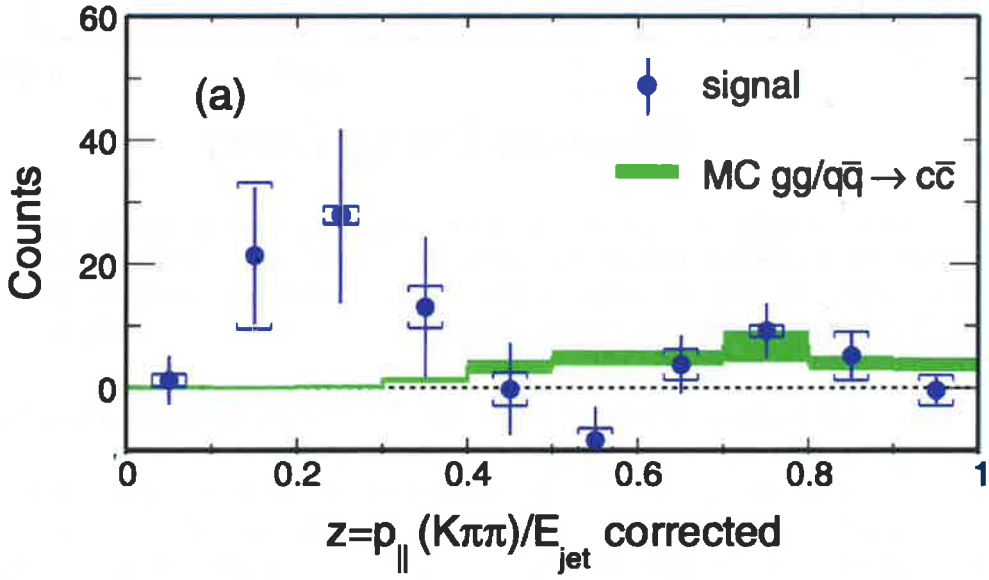


Figura V.7. Função de fragmentação de mésons D^* oriundos de jatos para colisões p+p em $\sqrt{s} = 200$ GeV no experimento STAR [16]. A região em verde corresponde à previsão dessa distribuição no caso do processo de fusão de glúons ou quarks.

Para D^* na região de correlação com $\Delta\phi \sim 0$, pode-se obter a função de fragmentação que resulta nesse méson. Isso é feito através do cálculo da variável de fragmentação

$z = p_{//}/E_{jato}$, onde $p_{//}$ é a projeção do momento do méson no eixo de momento do jato reconstruído. A Figura V.7 mostra a função de fragmentação desse méson oriundo de jatos em colisões p+p em $\sqrt{s} = 200$ GeV no experimento STAR [16]. Essa função de fragmentação não está corrigida pela eficiência de reconstrução do méson e do gatilho de eventos. Essa eficiência é bastante baixa para pequenos valores de z, atingindo um valor aproximado de 15% para $z = 1$.

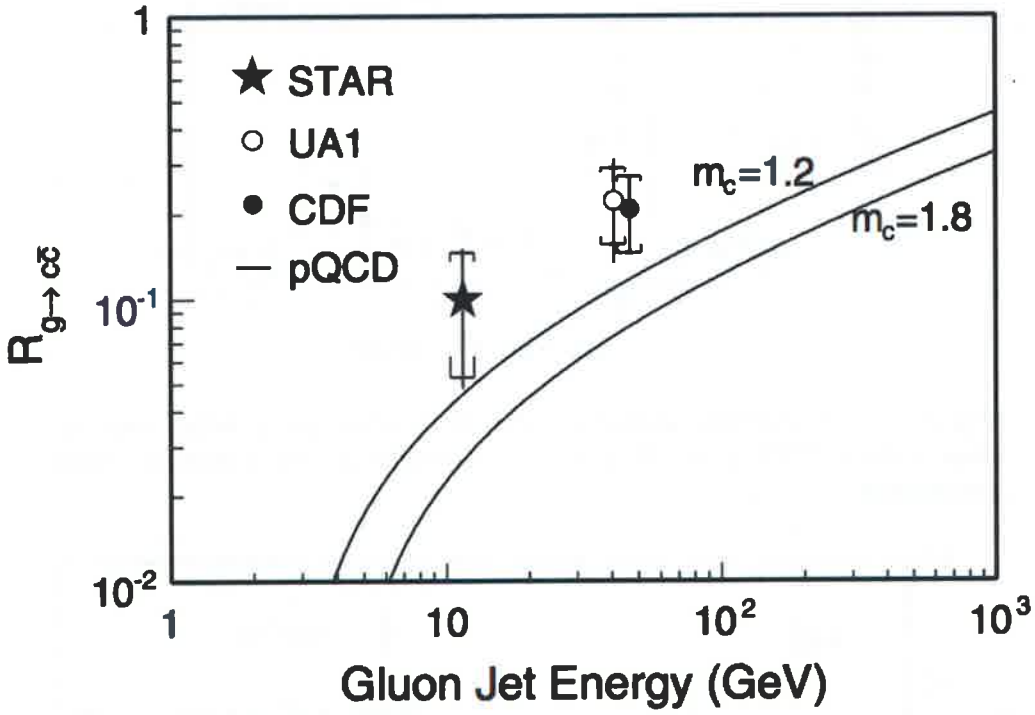


Figura V.8. Fração de quebra de glúons observada como função da energia do jato para o experimento STAR [16] e medidas das colaborações UA1 e CDF [12, 13]. As linhas contínuas correspondem a previsões de pQCD para duas massas de quarks charm distintas utilizando a função de fragmentação de Peterson [17].

A região verde nessa figura corresponde ao sinal experimental esperado para essa função de fragmentação caso os processos de criação de charm fossem o de fusão de glúons e aniquilação de quarks. Como observado em outros experimentos, em diferentes energias, esses processos resultariam em elevados valores para a variável z. Nota-se um claro excesso de mésons com baixo valor de z, sugerindo, por exemplo, a presença de mecanismos do tipo quebra de glúons.

A estimativa da fração da seção de choque originada de quebra de glúons, $R_{g\to c\bar{c}}$, é obtida a partir da razão entre número de mésons D^* e jatos ($N(D^*)/N(jatos)$) na região com $0.2 < z < 0.5$. Uma série de correções devido a eficiências de detecção de D*, fração de jatos de glúons em relação a jatos de quarks e a hadronização de charm em mésons D^* devem ser aplicada aos dados [16]. A Figura V.8 mostra a fração de quebra de glúons

observada como função da energia do jato para o experimento STAR [16] e medidas das colaborações UA1 e CDF [12, 13]. Os resultados são comparados a cálculos de QCD perturbativa [17] de forma consistente, considerando-se as incertezas envolvidas. A contribuição do processo de quebra de glúons para formação de charm, nas energias disponíveis no RHIC, como esperado, é pequena, contribuindo em aproximadamente 10% da produção total de charm.

V.1.3. Elétrons não-fotônicos de elevado momento transversal

Medidas diretas de mésons *D* através da reconstrução dos canais de decaimento hadrônicos são limitadas a baixos momentos transversais no RHIC ($p_T < 3$ GeV/c) por conta da falta de medidas precisas de vértices secundários[1]. A incapacidade de medida de vértices secundários também inviabiliza a medida direta de mésons *B*. Nesse contexto, medidas de quarks pesados de elevado momento transversal seriam significativamente limitadas. Por outro lado, essas medidas são fundamentais para o entendimento de aspectos mais detalhados da QCD perturbativa e na investigação de propriedades do meio criado no RHIC. Essas limitações são reduzidas quando realizadas medidas de elétrons (ou pósitrons) provenientes de decaimentos semi-leptônicos de mésons *D* e *B*. A conjunção da fragmentação de quarks nesses mésons com a cinemática de decaimento em elétrons permite observar o comportamento de quarks de elevado momento transversal. Por exemplo, um elétron de ~5 GeV/c corresponde, em média, ao decaimento de um méson D^0 com $p_T \sim 10$ GeV/c. Junta-se a isso a presença de calorímetros eletromagnético nos experimentos, o que permite a criação de gatilhos de eventos contendo elétrons, aumentando a taxa relativa de eventos adquiridos que contenham quarks pesados. Por outro lado, há um fundo significativo a ser subtraído, de modo a acessar informações sobre quarks pesados. Detalhes sobre identificação de elétrons e subtração de sinais de fundo foram discutidos no Capítulo IV.

A Figura V.9(a) mostra os espectros de elétrons não-fotônicos, $\left(e^+ + e^-\right)/2$, em colisões p+p com $\sqrt{s} = 200$ GeV medidos no experimento STAR. Os pontos vermelhos consistem em medidas realizadas nos runs de 2005 e 2008 [18] e os pontos azuis em medidas realizadas em 2003 [19], após correção[2]. Ainda nessa figura são mostrados cálculos de QCD perturbativa (FONLL) [7]. As linhas tracejadas indicam as incertezas nesse cálculo.

---

[1] Isso deve mudar em pouco tempo por conta de atualizações planejadas dos experimentos nos próximos anos.

[2] Os dados publicados em [19] indicavam uma discrepância entre os experimentos STAR e PHENIX. Uma força tarefa foi criada no experimento STAR, que notou um problema no cálculo da eficiência de subtração de fundo fotônico. Os dados apresentados nesse trabalho estão corrigidos. Uma errata ao artigo original foi publicada.

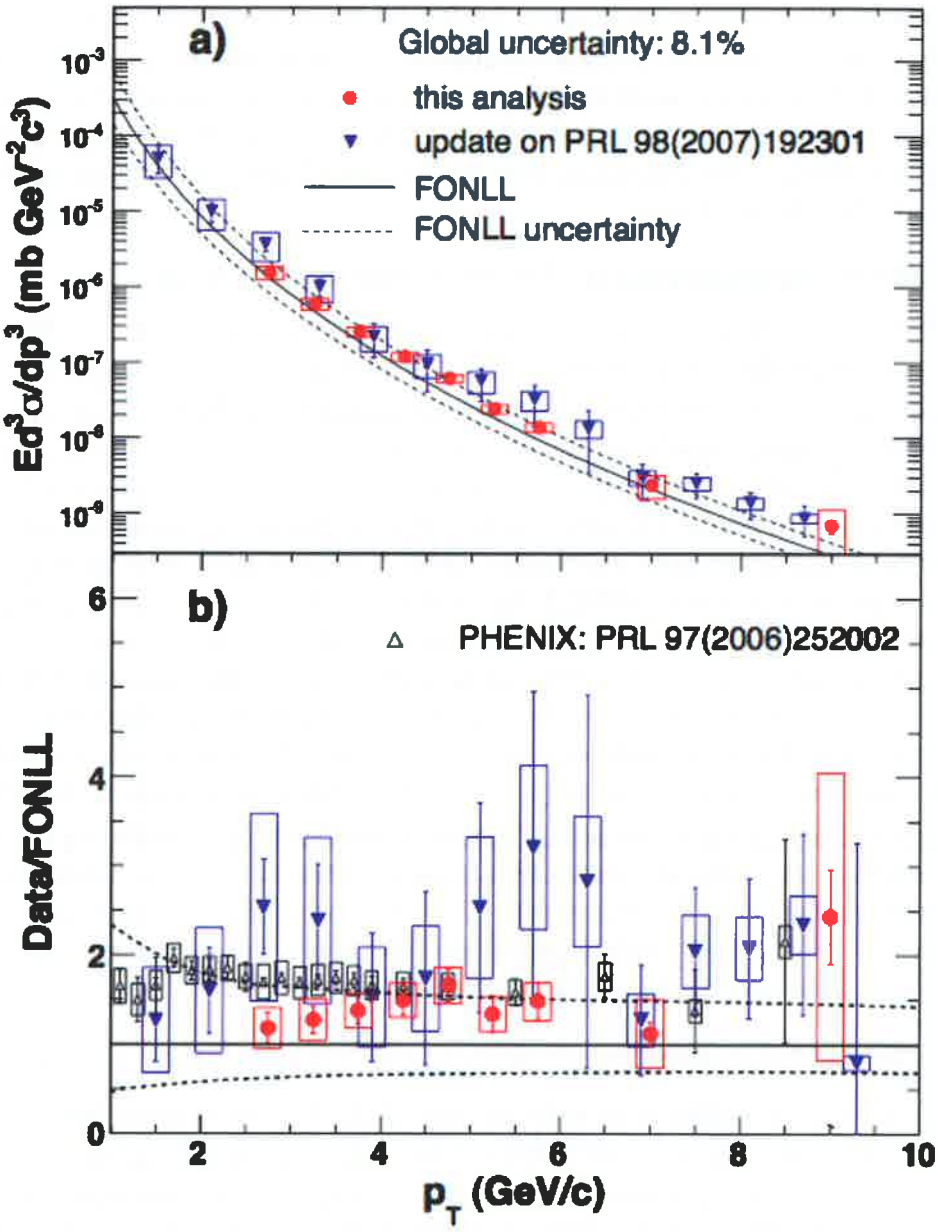


Figura V.9. (a) Seção de choque de produção de elétrons não-fotônicos em colisões p+p no experimento STAR. Os pontos vermelhos consistem em medidas realizadas nos runs de 2005 e 2008 [18] e os pontos azuis em medidas realizadas em 2003 [19] após correção (ver texto para detalhes). (b) Razão entre os dados e previsão teórica obtida com FONLL [7]. Nessa figura também são apresentados dados medidos no experimento PHENIX [20].

A Figura V.9(b) mostra a razão entre os dados experimentais e a previsão teórica (FONLL) [7]. Nessa figura também são apresentados dados medidos no experimento PHENIX [20]. Nota-se uma boa concordância entre os vários dados experimentais. Cálculos de FONLL são capazes de reproduzir as medidas experimentais, levando-se em consideração as incertezas envolvidas.

V.1.4. Produção relativa de charm e bottom

A boa concordância entre previsões de FONLL e dados experimentais para elétrons não-fotônicos sugere uma contribuição relativa razoável de elétrons do decaimento de mésons *B* em relação àqueles provenientes de mésons *D*. Previsões de FONLL sugerem que, por volta de 5 GeV/c, haja uma contribuição similar de elétrons provenientes de mésons *D* e *B*. Como vimos anteriormente, há dependências significativas de sabor nas interações entre quarks com o meio formado em colisões A+A. Cálculos realistas da previsão de supressão de elétrons em colisões Au+Au, por conta dessas interações, dependem fortemente da mistura relativa de charm e bottom. Nesse contexto, a separação de elétrons provenientes desses dois quarks é fundamental para o entendimento fenomenológico de observáveis em colisões Au+Au. Ademais, a produção relativa desses dois quarks também constitui um teste importante de QCD perturbativa. Como vimos no Capítulo III, as incertezas teóricas referentes a bottom são significativamente inferiores àquelas presentes em cálculos para charm.

Para determinar a contribuição relativa entre charm e bottom utilizamos algumas características da dinâmica e cinemática presentes na hadronização desses quarks e posterior decaimento dos mesmos. Conforme discutido no Capítulo III, o processo de hadronização de quarks pesados ocorre através de funções de fragmentação centradas em torno de altos valores de z, indicando que mésons provenientes dessa fragmentação possuem uma parcela significativa do momento inicial do quark pesado. Isso sugere que jatos contendo quarks pesados constituem-se, predominantemente, de poucas partículas de elevado momento transversal. Ademais, a grande diferença entre as massas de charm e bottom e, consequentemente, as massas dos mésons correspondentes, indicam que as cinemáticas de decaimento de mésons *D* e *B* sejam diferentes. Nesse caso, as distribuições angular e de momento dos elétrons e hádrons finais provenientes do decaimento de mésons *B* diferem daqueles provenientes de mésons *D*. Por conta disso, correlações de ângulos azimutais entre elétrons não-fotônicos e hádrons no estado final $(\Delta\phi = \phi_e - \phi_{hadron})$ devem possuir estrutura significativamente diferentes, caso esses elétrons sejam oriundos de mésons *B* ou *D*.

A Figura V.10 mostra correlações angulares simuladas com o programa PYTHIA entre elétrons não-fotônicos com $5.5 < p_T(\text{GeV/c}) < 6.5$ e hádrons com $p_T > 0.3$ GeV/c provenientes de mésons *D* e *B* para duas diferentes funções de fragmentação (função de fragmentação de Peterson e uma fragmentação simples, do tipo delta). Note a pouca dependência dessas correlações com a função de fragmentação escolhida e a grande diferença entre as correlações para elétrons oriundos de mésons *D* e *B*, sugerindo que medidas desse tipo podem ser capazes de fornecer informações sobre a produção relativa de charm e bottom com pouca incerteza teórica por conta da escolha dos mecanismos de fragmentação.

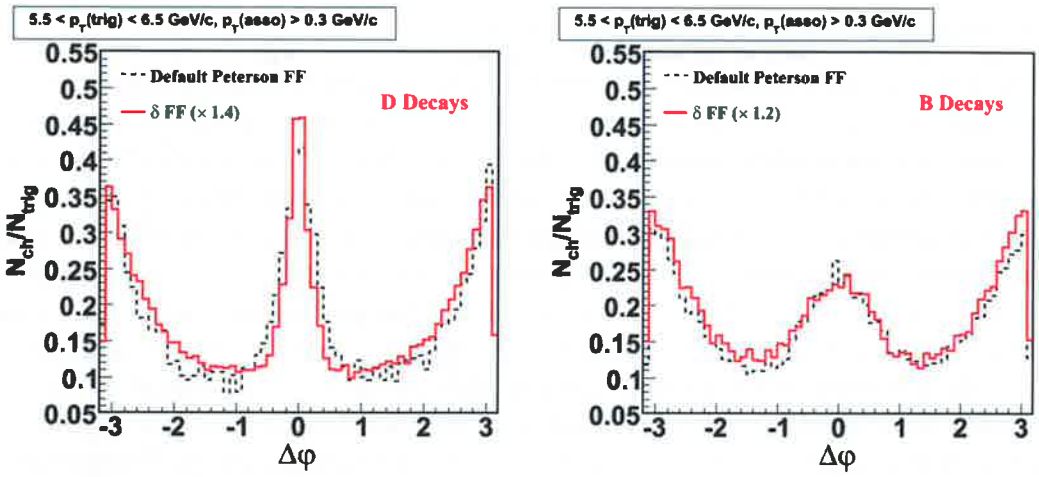


Figura V.10. Correlações angulares simuladas com o programa PYTHIA entre elétrons não-fotônicos provenientes de mésons *D* e *B* para duas diferentes funções de fragmentação. A linha tracejada corresponde à função de fragmentação de Peterson e, a linha vermelha, uma função de fragmentação do tipo delta.

Um exemplo típico de correlação e-h em colisões p+p com $\sqrt{s} = 200$ GeV [21-23] é mostrado na Figura V.11 para elétrons com $5.5 < p_T(\text{GeV/c}) < 6.5$ e hádrons com $p_T > 0.3$ GeV/c. As simulações obtidas para mésons *D* e *B* também são mostradas. Para extrair a contribuição relativa entre esses mésons para cada intervalo de momento ajusta-se uma função do tipo (linha verde na figura):

$$\frac{N_{ch}}{N_{trig}} = (1 - r_B) f_D(\Delta\phi) + r_B f_B(\Delta\phi) \qquad (3)$$

onde $f_D(\Delta\phi)$ e $f_B(\Delta\phi)$ são, respectivamente, as funções de correlação simuladas para mésons *D* e *B* e r_B corresponde à fração relativa de elétrons provenientes de mésons *B* na faixa de momento transversal ajustada. Detalhes sobre o procedimento de ajuste podem ser encontrados nas Refs. [21-23], onde discutimos a estabilidade do ajuste com respeito ao intervalo $\Delta\phi$ escolhido para realizar o ajuste e a possível inclusão de um fundo constante à função de correlação.

A Figura V.12 mostra a contribuição relativa de mésons *B* para elétrons não-fotônicos (r_B) em colisões p+p no experimento STAR [21]. A linha contínua corresponde à previsão obtida com cálculos de FONLL e as linhas tracejadas mostram a incerteza nessa previsão. Elétrons com $p_T > 4$ GeV/c são provenientes de decaimentos de mésons *D* e *B* com praticamente a mesma probabilidade.

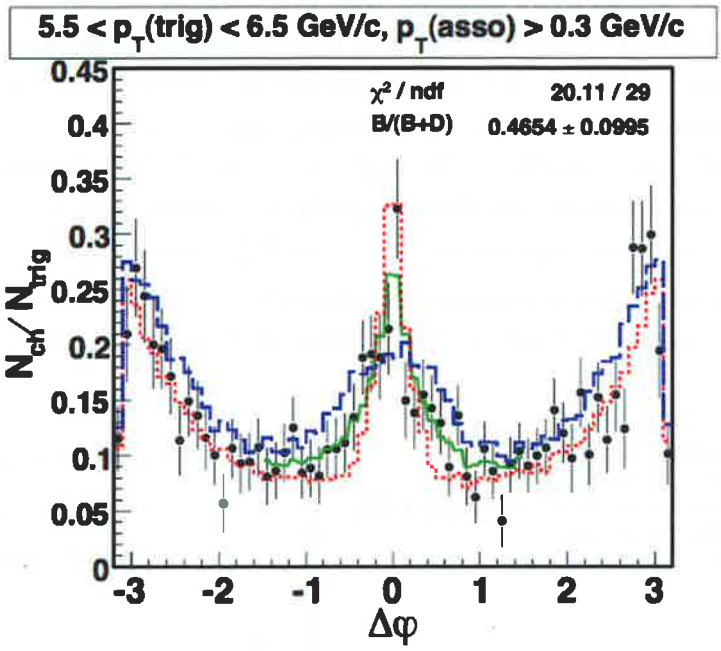


Figura V.11. Correlação angular experimental entre elétrons não-fotônicos e hádrons obtida no experimento STAR em colisões p+p com $\sqrt{s} = 200$ GeV [21-23]. A linha azul corresponde à previsão para elétrons provenientes de mésons B. A linha vermelha, mésons D e a linha verde corresponde ao ajuste efetuado.

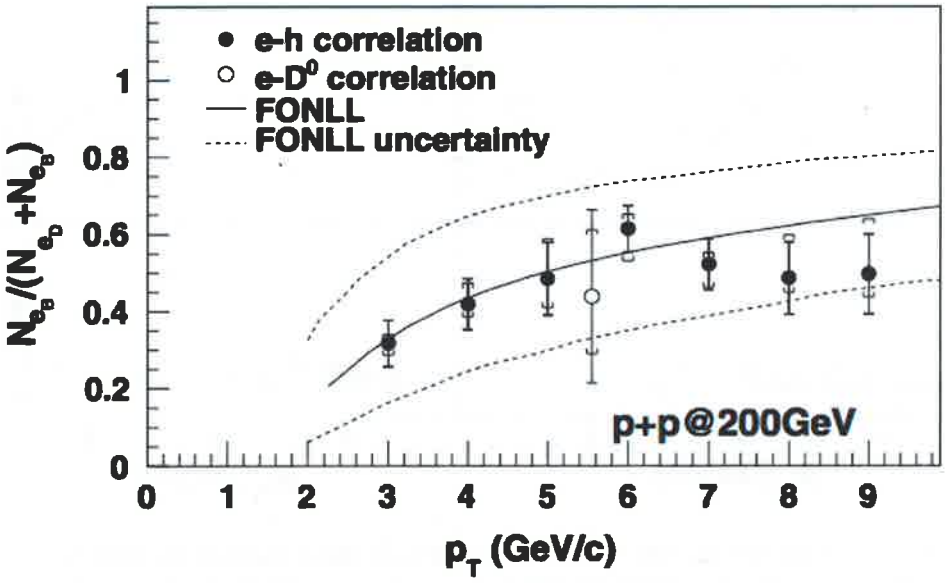


Figura V.12. Contribuição relativa de mésons *B* para elétrons não-fotônicos (r_B) em colisões p+p no experimento STAR [21]. A linha contínua corresponde à previsão obtida com cálculos de FONLL e as linhas tracejadas mostram a incerteza nessa previsão.

Seções de choque de produção de charm e bottom em elevados momentos transversais podem ser obtidas a partir da combinação dos resultados apresentados nas Figura V.9 e Figura V.12. A seção de choque de produção de bottom corresponde ao produto de r_B pelo espectro de elétrons não-fotônicos. Deve-se, contudo, subtrair a contribuição de elétrons provenientes do decaimento de J/ψ, Υ e Drell-Yan. O mesmo procedimento pode ser realizado para charm. Espectros de seção de choque para os processos $D \rightarrow e$ e $(B \rightarrow e)+(B \rightarrow D \rightarrow e)$ são mostrados na Figura V.13, bem como previsões teóricas obtidas de cálculos de FONLL. Ambos os espectros são consistentes com as previsões de FONLL, levando-se em consideração as incertezas envolvidas.

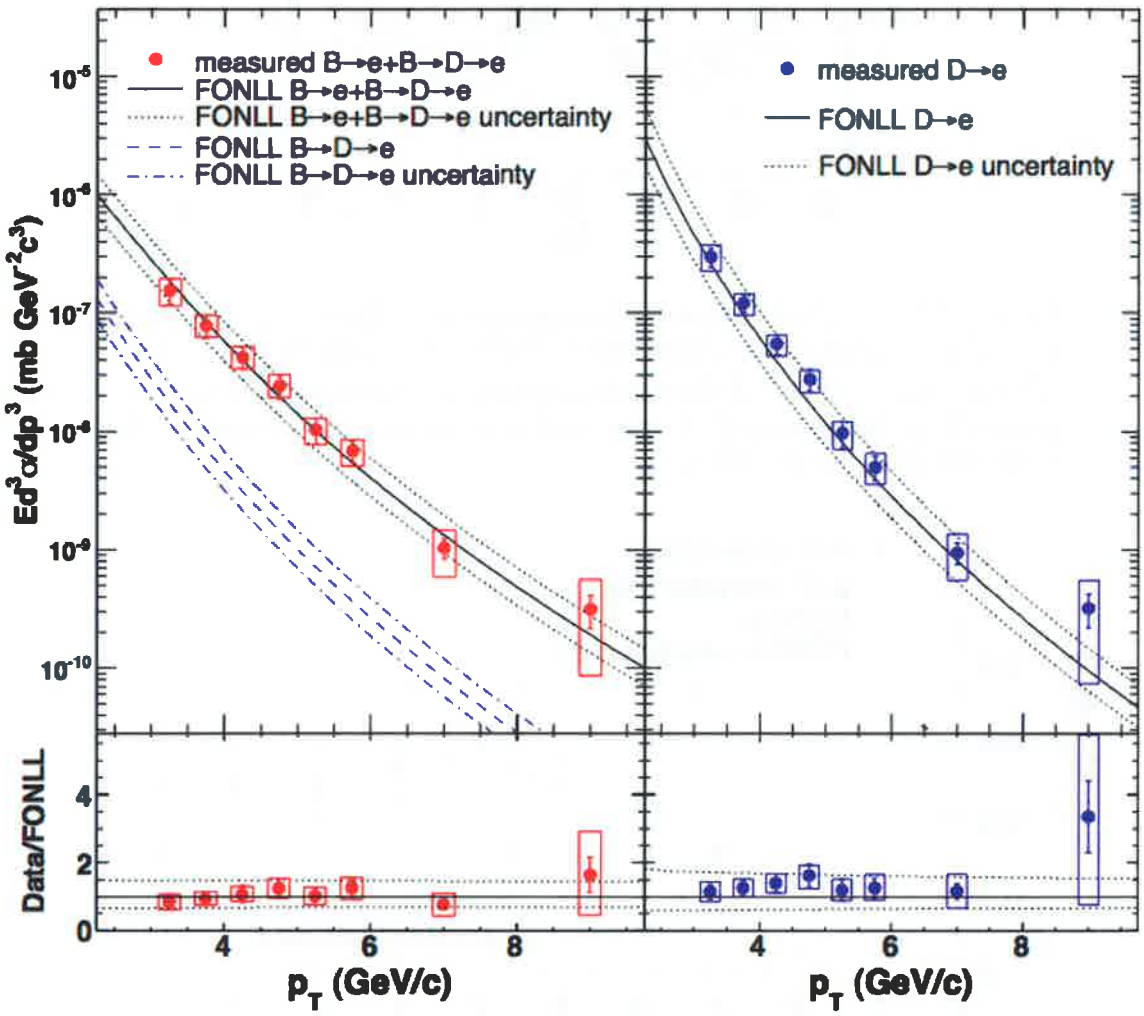


Figura V.13. Espectro de elétrons provenientes de decaimentos de bottom (esquerda) e charm (direita) para colisões p+p no experimento STAR [18]. As linhas correspondem a previsões teóricas obtidas de cálculos de FONLL. No painel inferior são mostradas as razões entre os dados experimentais e essas previsões. As linhas pontilhadas e tracejadas correspondem às incertezas nas previsões teóricas.

A partir dos espectros apresentados na Figura V.13 pode-se determinar as seções de choque de produção de quarks pesados em altos momentos transversais. Para a região de momento de elétrons entre $3 < p_T(\text{GeV/c}) < 10$ essas seções de choque valem:

$$\left.\frac{d\sigma_{(B\to e)+(B\to D\to e)}}{dy_e}\right|_{y_e=0} = 4.0 \pm 0.5^{stat} \pm 1.1^{syst} \text{ nb}$$
$$\left.\frac{d\sigma_{D\to e}}{dy_e}\right|_{y_e=0} = 6.2 \pm 0.7^{stat} \pm 1.5^{syst} \text{ nb} \qquad (4)$$

A similaridade entre os valores de seção de choque para decaimentos semi-leptônicos de mésons D e B, mostrados em (4), indica, mais uma vez, que é significativa a contribuição de bottom para elétrons não-fotônicos de alto momento transversal, tornando esse observável uma importante ponta de prova para testar o plasma de quarks e glúons criado em colisões Au+Au no RHIC.

V.2. Interação de quarks pesados com o meio em colisões A+A

Uma vez estabelecidos alguns aspectos de referência sobre a produção de quarks pesados em colisões no RHIC podemos investigar eventuais modificações por conta da interação desses quarks pesados com o plasma de quarks e glúons. O escalonamento da seção de choque de quarks pesados com o número de colisões binárias é um forte indicativo de que os mesmos são produzidos nos instantes iniciais da colisão, o que favorece o seu uso como ponta de teste para o QGP. Por conta da dificuldade de reconstrução direta de mésons *D*, utilizamos predominantemente elétrons não-fotônicos como ferramenta de investigação. Nesse contexto, duas abordagens são particularmente interessantes de serem utilizadas: modificações em medidas inclusivas através da medida de espectro de elétrons e correlações angulares entre elétrons e hádrons.

V.2.1. Supressão de elétrons não-fotônicos

Efeitos de origem nuclear, sejam eles originados de estado inicial ou final, são observados a partir da comparação entre medidas em colisões d+Au e Au+Au com aquelas realizadas em colisões p+p. A Figura V.14 mostra os espectros de elétrons não-fotônicos de alto momento transversal para colisões p+p, d+Au e Au+Au (três centralidades) obtidas pelo experimento STAR [19]. Nessa mesma figura também são mostrados cálculos de FONLL, que foram discutidos anteriormente. Como discutido no Capítulo II, a comparação entre esses espectros pode ser feita através do fator de modificação nuclear, $R_{AB}(p_T)$. Na ausência de efeitos nucleares, tais como *shadowing*, efeito Crônin, saturação de glúons, perda de energia, etc., processos duros devem escalonar com o número de colisões binárias e, por conta disso, $R_{AB}(p_T) = 1$.

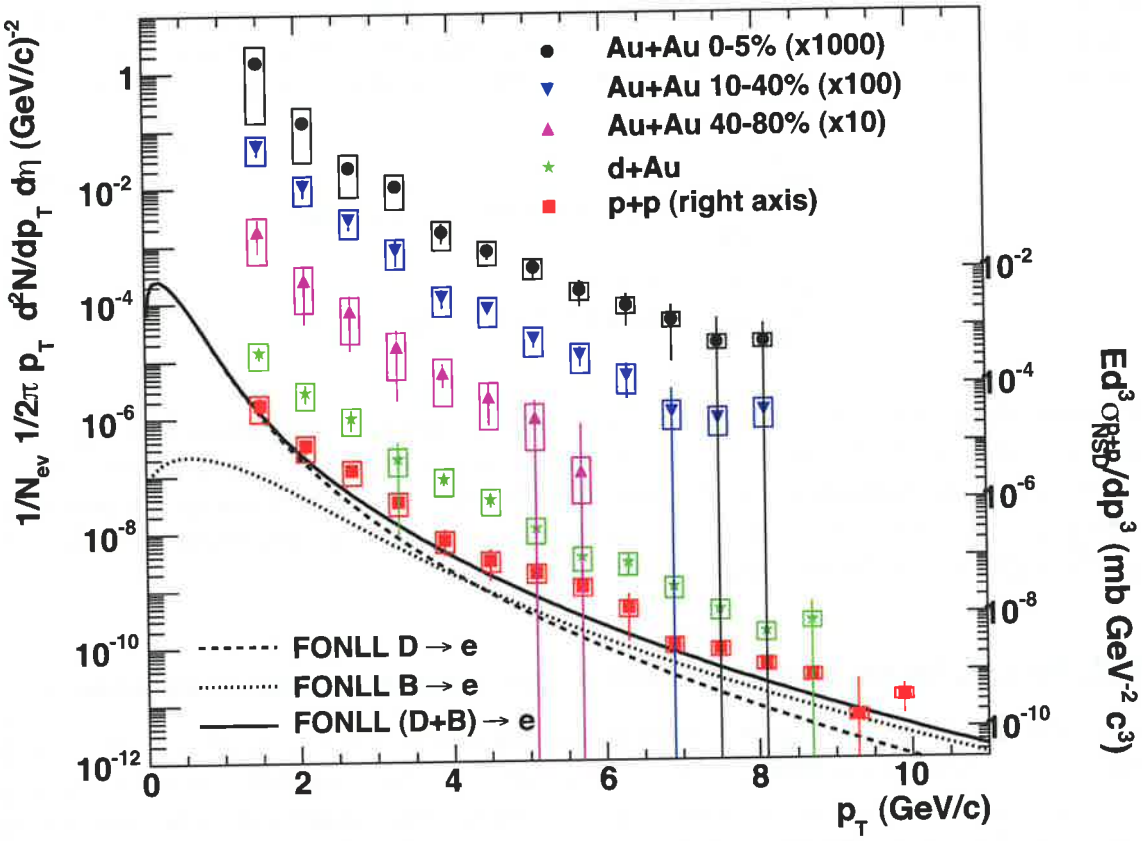


Figura V.14. Espectro de elétrons não-fotônicos de alto momento transversal para colisões p+p, d+Au e Au+Au (três centralidades) obtidas pelo experimento STAR [19][3].

Na Figura V.15 são mostrados os fatores de modificação nuclear para elétrons não-fotônicos em colisões d+Au (a) e diferentes centralidades em colisões Au+Au (b-d) [19]. Na Figura V.16 temos o fator de modificação nuclear médio para $p_T > 3$ GeV/c em função do número de participantes para o experimento STAR [19] e PHENIX [24]. Vê-se claramente que $R_{AB}(p_T)$ para elétrons não-fotônicos em colisões d+Au é consistente com a unidade, não sugerindo a ocorrência de efeitos nucleares de estado inicial. Em colisões Au+Au nota-se um claro aumento na supressão de elétrons de alto momento transversal com o aumento da centralidade da colisão, indicando uma inesperada perda de energia de quarks pesados no plasma de quarks e glúons criado nesses sistemas. Essa supressão é similar àquela observada para hádrons compostos de quarks leves, indicada pelas áreas sombreadas nessas figuras. Para elétrons com $p_T > 3$ GeV/c em colisões centrais Au+Au, quarks pesados são suprimidos por um fator de ~5.

[3] Veja a nota de rodapé número 2, no início desse capítulo, para detalhes sobre esse trabalho.

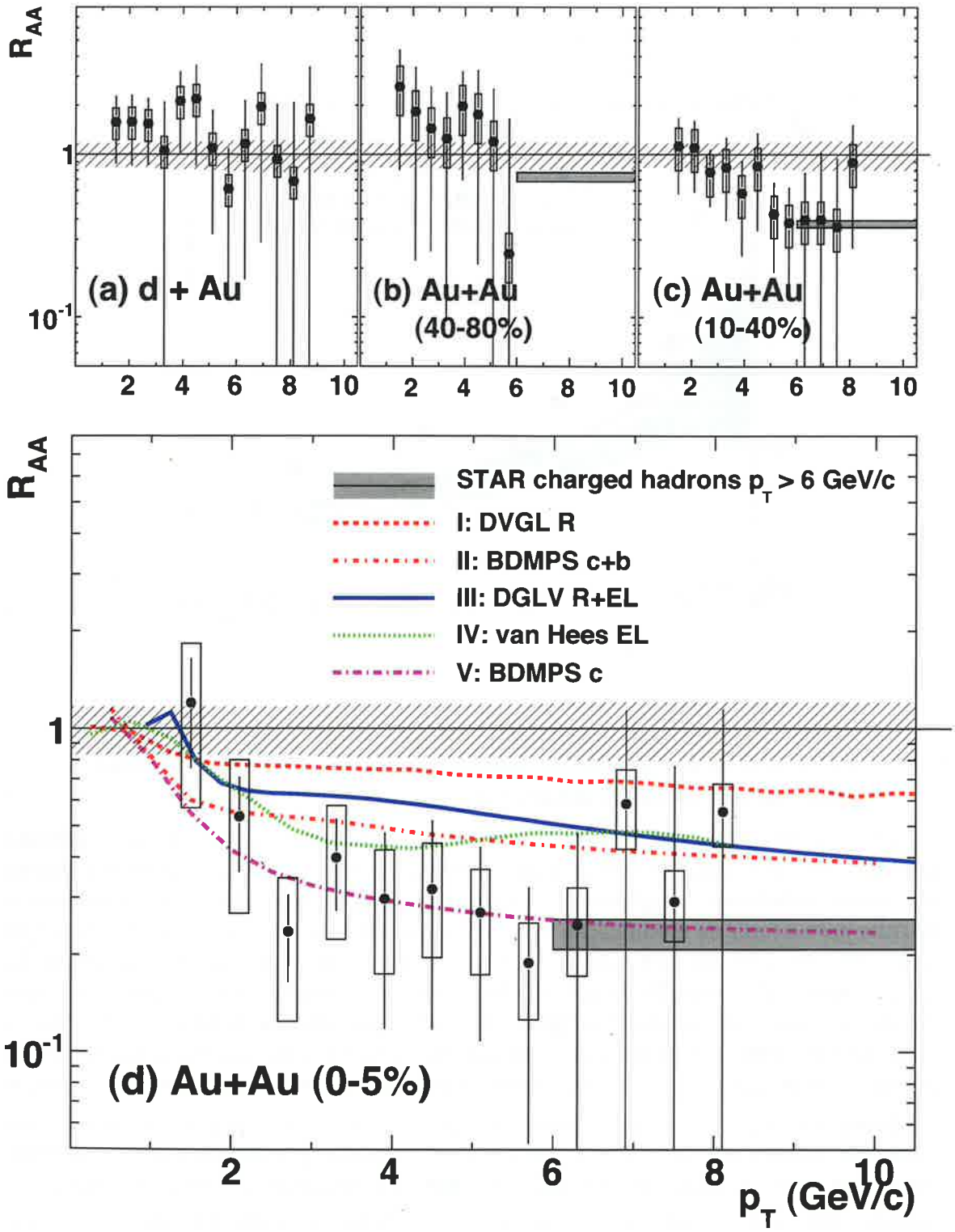


Figura V.15. Fator de modificação nuclear para elétrons não-fotônicos em colisões d+Au (a) e diferentes centralidades em colisões Au+Au (b-d) [19]. As curvas teóricas em (d) são discutidas no texto.

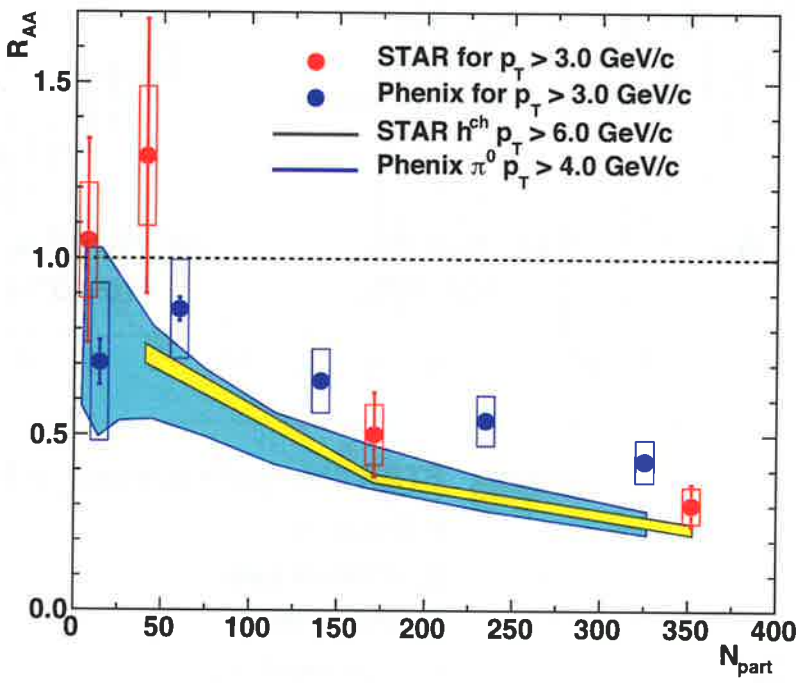


Figura V.16. Fator de modificação nuclear médio para elétrons não-fotônicos com $p_T > 3$ GeV/c em função do número de participantes para o experimento STAR [19] e PHENIX [24].

A supressão de elétrons não-fotônicos em colisões centrais Au+Au pode ser explicada parcialmente em termos de mecanismos de perda de energia desses quarks no plasma por emissão radioativa de glúons. Na Figura V.15(d) são mostradas diversas previsões teóricas para o fator de modificação nuclear para essas colisões. As curvas (I) [25] e (II) [26] correspondem ao fator de supressão nuclear caso o mecanismo de perda de energia seja o de radiação de glúons. Nessas curvas considera-se a supressão para charm e bottom, com peso relativo entre eles dados por cálculos de QCD perturbativa. A curva (I) corresponde ao valor médio do cálculo de DGVL supondo que a densidade de glúons no meio vale $dN_g/dy = 1000$. Nesse caso, a supressão calculada não é grande o suficiente para explicar os dados experimentais. Por outro lado, a curva (II) indica uma supressão maior para elétrons não-fotônicos que aquela apresentada em (I). Contudo, nesse caso, a sensibilidade de R_{AA} ao coeficiente de transporte, $\hat{q}$, torna-se pequena na medida em que a supressão aumenta. De fato, a variação em R_{AA} para $4 < \hat{q}\left(\mathrm{GeV^2 fm^{-1}}\right) < 14$ para $p_T > 3$ GeV/c é de apenas ~0.15 [26]. Essa saturação de R_{AA} para grandes valores do coeficiente de transporte pode ser explicada em termos da

opacidade do meio criado nessas colisões, criando a tendência de se observar partículas provenientes preferencialmente da superfície da bola de fogo.

Apesar de esperarmos que radiação de glúons seja um mecanismo significativo de perda de energia de quarks no meio, outros processos podem se tornar importantes, na medida em que o efeito de cone morto suprima a emissão de glúons para quarks pesados. A curva (III) [27] é uma previsão média para supressão de elétrons não-fotônicos que inclui efeitos de emissão radioativa de glúons, colisões elástica, bem como flutuações de caminho dos quarks pesados no meio. O efeito de colisões elásticas para quarks pesados, ao contrário daquele para quarks leves, é significativo [28]. De fato, previsões teóricas para espalhamento elástico de pártons no meio, que podem acarretar em estados ressonantes de mésons D e B no plasma através de mecanismos de coalescência, podem gerar supressões significativas em momentos moderados, como mostrado na curva (IV) [29]. Nesse caso, elétrons provenientes de mésons D e B são igualmente suprimidos.

A curva (V) mostra a mesma previsão teórica que a curva (II) considerando apenas a contribuição de charm para elétrons não-fotônicos. Note a boa concordância com os dados nesse caso. Esse é, de fato, um resultado inesperado obtido desses dados. Devido à elevada massa do bottom, os modelos de perda de energia resultam em menores supressões para esse quark em relação a charm e quarks leves. Contudo, a elevada supressão de elétrons não-fotônicos, e o fato de bottom contribuir significativamente na região de momentos medidos, como discutido anteriormente, sugere que bottom deva sofrer uma supressão significativa. Pode-se explorar um pouco essa questão a partir das medidas de contribuição relativa de bottom e charm (r_B), medidas e discutidas anteriormente, e o fator de supressão observado. Podemos escrever que o fator de supressão observado (R_{AA}) pode ser escrito em termos dessa contribuição relativa e dos fatores individuais de supressão para charm ($R_{AA}^{e_D}$) e bottom ($R_{AA}^{e_B}$) através de:

$$R_{AA} = (1 - r_B) R_{AA}^{e_D} + r_B R_{AA}^{e_B} \qquad (5)$$

Utilizando os valores médios experimentais de R_{AA} e r_B para $p_T > 5$ GeV/c pode-se construir um mapa de $R_{AA}^{e_B}$ em função de $R_{AA}^{e_D}$, conforme mostrado na Figura V.17 [21]. Nessa figura, os pontos representam os valores mais prováveis dessa correlação enquanto as linhas tracejadas correspondem ao intervalo de confiança de 90%. Pode-se concluir, a partir dos dados, que, mesmo com elevada supressão de charm, bottom deve ser razoavelmente suprimido de modo a reproduzir os dados experimentais. Modelos de perda de energia para quarks pesados têm dificuldade em reproduzir esse comportamento, conforme visto na figura.

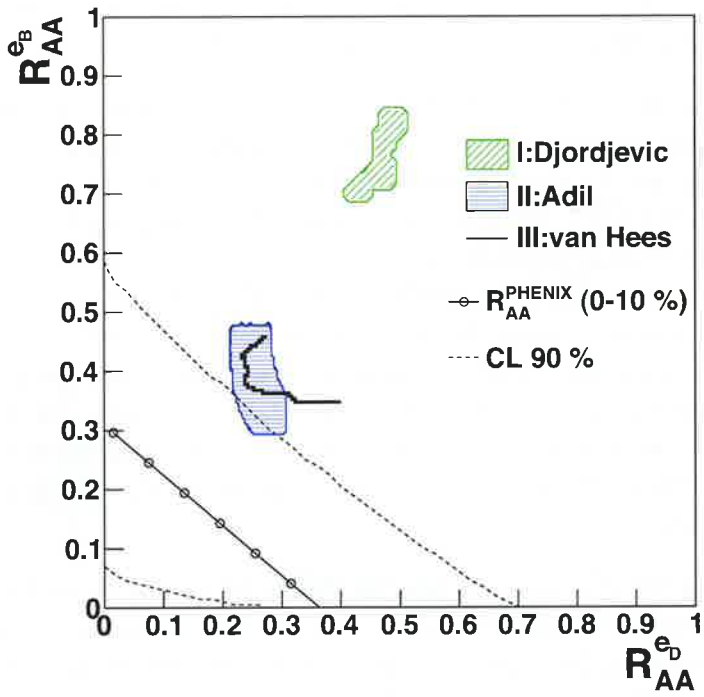


Figura V.17. Intervalos de confiança para fator de modificação nuclear de elétrons provenientes de mésons B ($R_{AA}^{e_B}$) e D ($R_{AA}^{e_D}$) para $p_T > 5$ GeV/c indicando que bottom é suprimido em colisões centrais Au+Au com confiança de 90% [21].

V.2.2. Correlações angulares em colisões A-A

As medidas experimentais indicam uma forte supressão de elétrons provenientes do decaimento de mésons *D* e *B*, sugerindo uma elevada interação entre quarks pesados e o plasma de quarks e glúons. Essa supressão está em concordância qualitativa com a ideia de perda de energia desses quarks no plasma. Assim, como no càso de hádrons, é interessante investigar a reação do meio a essa interação com quarks pesados. Isso pode ser feita através de correlações de ângulo azimutal entre elétrons não-fotônicos e hádrons de baixo momento transversal.

As Figura V.18 e Figura V.19 mostram correlações experimentais entre elétrons não-fotônicos com $3 < p_T(\text{GeV/c}) < 6$ e hádrons com $0.15 < p_T(\text{GeV/c}) < 0.50$ em colisões Au+Au e Cu+Cu, respectivamente, com $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV no experimento STAR. As figuras à esquerda correspondem às correlações brutas. Nessas figuras são indicados os sinais esperados de v_2 que devem ser subtraídos das mesmas. Essas funções são ainda normalizadas utilizando o método ZYAM (*Zero Yield At Minimum*) [30]. Nas figuras à direita são apresentadas as correlações após subtração desses fundos. A faixa púrpura indica a incerteza de normalização do método ZYAM e a faixa cinza, devido à subtração

de v_2. Para diminuir flutuações devido à limitada estatística a correlação é obtida entre [0,π] e espelhada em seguida.

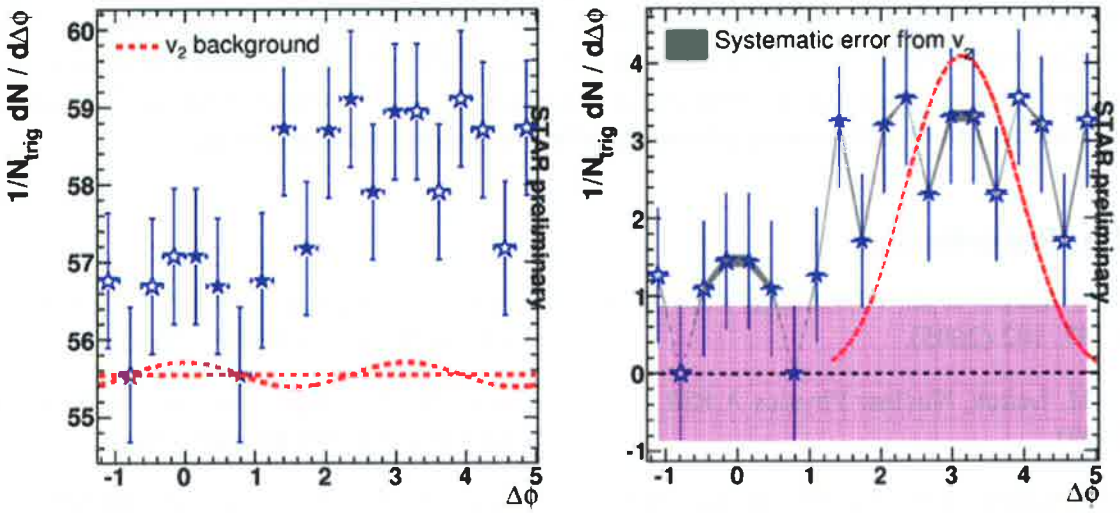


Figura V.18. Correlação e-h em colisões Au+Au no experimento STAR. Na figura à esquerda mostramos a correlação bruta e o sinal de fundo devido a v_2. Na figura à direita, mostramos a correlação com fundo subtraído e normalizado com o método ZYAM. A faixa púrpura indica a incerteza de normalização do método ZYAM e a faixa cinza, devido à subtração de v_2.

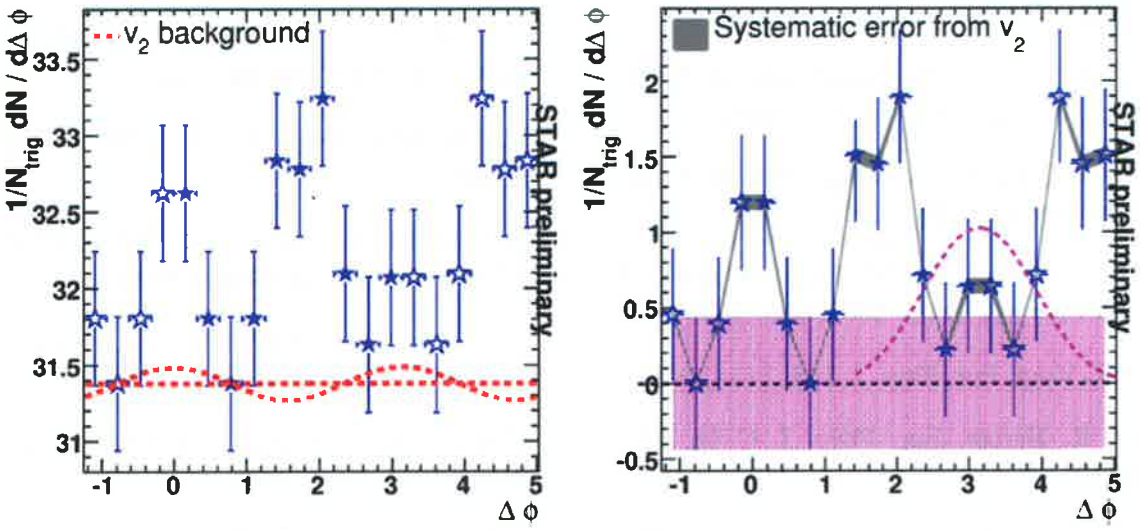


Figura V.19. Correlação e-h em colisões Cu+Cu no experimento STAR. Na figura à esquerda mostramos a correlação bruta e o sinal de fundo devido a v_2. Na figura à direita, mostramos a correlação com fundo subtraído e normalizado com o método ZYAM. A faixa púrpura indica a incerteza de normalização do método ZYAM e a faixa cinza, devido à subtração de v_2.

Nessas correlações podemos notar uma estrutura modificada em torno de $\Delta\phi \sim \pi$, que não pode ser modelada pela fragmentação de um jato (utilizando o programa PYTHIA). De fato, nota-se uma estrutura muito larga e possivelmente um pico duplo, como observado em colisões Cu+Cu. Essa modificação é bastante similar àquela observada em colisões envolvendo hádrons inclusivos [31] que pode ser interpretada como uma forte resposta do meio devido ao transito de um quark pesado. Contudo, essa análise ainda é por demais qualitativa devido à baixa estatística disponível atualmente.

V.3. Referências

[1] J. Adams et al., NUCLEAR PHYSICS A **757**, 102 (2005).

[2] M. Leitch, Nuclear Physics A **830**, 27c (2009).

[3] J. Adams et al., PHYSICAL REVIEW LETTERS **94**, (2005).

[4] B. I. Abelev et al., arXiv:hep-ph/0805.0364v2 (2008).

[5] K. Nakamura et al., Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics **37**, 075021 (2010).

[6] M. Cacciari, P. Nason, and R. Vogt, Phys. Rev. Lett. **95**, 122001 (2005).

[7] M. Cacciari, P. Nason, and R. Vogt, Phys. Rev. Lett. **95**, 122001 (2005).

[8] C. Matteo, and N. Paolo, Journal of High Energy Physics **2003**, 006 (2003).

[9] R. Vogt, Eur. Phys. J. **155**, 213 (2008).

[10] R. Barate, Eur. Phys. J. C **16**, 597 (2000).

[11] M. Acciarri, Physics Letters B **476**, 243 (2000).

[12] C. Albajar, Phys. Lett. **B244**, 566 (1990).

[13] F. Abe et al. , Phys. Rev. Lett. **64**, 348 (1990).

[14] J. Adams et al., PHYSICAL REVIEW LETTERS **97**, (2006).

[15] B. I. Abelev et al., PHYSICAL REVIEW LETTERS **100**, (2008).

[16] B. I. Abelev et al., PHYSICAL REVIEW D **79**, (2009).

[17] A. Mueller, H., and P. Nason, Physics Letters B **157**, 226 (1985).

[18] H., Agakishiev et al., arXiv:1102.2611 (2011).

[19] B. I. Abelev et al., PHYSICAL REVIEW LETTERS **98**, (2007).

[20] A. Adare, Phys. Rev. Lett. **97**, 252002 (2006).

[21] M. M. Aggarwal et al., PHYSICAL REVIEW LETTERS **105**, (2010).

[22] X. Lin, Univerity of California at Los Angeles **Tese de doutorado**, (2007).

[23] A. A. P. Suaide , JOURNAL OF PHYSICS G **34**, (2007).

[24] A. Adare et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 172301 (2007).

[25] D. Magdalena, G. Miklos, V. Ramona, and W. Simon, Physics Letters B **632**, 81 (2006).

[26] A. Nestor, C. Matteo, D. Andrea, A.S. Carlos, and A.W. Urs, Physics Letters B **637**, 362 (2006).

[27] W. Simon et al., Nuclear Physics A **784**, 426 (2007).

[28] M. G. Mustafa, Phys. Rev. C **72**, 014905 (2005).

[29] H. van, Hendrik, V. Greco, and R. Rapp, Phys. Rev. C **73**, 034913 (2006).

[30] J. Adams et al., PHYSICAL REVIEW LETTERS **95**, (2005).

[31] M. M. Aggarwal et al., Phys. Rev. C **82**, 024912 (2010).

Capítulo VI
Conclusões e perspectivas

Viver é como pedalar uma bicicleta. Para manter-se equilibrado é necessário continuar pedalando.
Albert Einstein

VI.1. Referências **132**

A INVESTIGAÇÃO DA MATÉRIA NUCLEAR EM REGIMES ULTRA-RELATIVÍSTICOS pode ser realizada sob diversas perspectivas, tanto do ponto de vista experimental como teórico. A QCD prevê que, nessas condições, ocorra uma transição de fase da matéria para um estado onde quarks e glúons estejam desconfinados de seus volumes hadrônicos. Esse estado, o plasma de quarks e glúons, foi observado no RHIC [1] e, mais recentemente, iniciou-se o seu estudo no LHC (*Large Hadron* Collider, no CERN). Ferramentas importantes para essa investigação surgem da utilização de quarks pesados como pontas de prova para testar o meio criado nessas condições. Contudo, para que quarks pesados sejam uma ferramenta efetiva na investigação do plasma, sua produção em colisões fundamentais,

como p+p, deve ser bem estabelecida e entendida.

Nesse trabalho apresentamos medidas realizadas no experimento STAR, no RHIC, envolvendo quarks pesados abertos (mésons *D* e *B*) em colisões p+p, Cu+Cu e Au+Au com $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Vários observáveis, desde a reconstrução direta de mésons *D* até a medida de canais semi-leptônicos de decaimento, são utilizados de modo a abranger o maior espaço de fase possível, limitado apenas pelas características geométricas do detector e estatística disponível.

Segundo a QCD, quarks pesados seriam produzidos perturbativamente nos instantes iniciais da colisão, em uma escala de tempo típica de $\tau \sim 1/m_Q$. Nesse trabalho apresentamos medidas de seção de choque de produção de *charm* em colisões p+p, d+Au, Cu+Cu e Au+Au na energia de $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Essas medidas são realizadas através da combinação de vários canais de decaimento de mésons *D*, correspondendo a aproximadamente 90% da seção de choque total em rapidez central no RHIC. Essas medidas indicam um escalonamento da produção de *charm* com o número de colisões binárias em cada sistema e centralidade estudados, compatível com a descrição perturbativa da QCD. As seções de choque experimentais encontram-se no limite superior de previsões obtidas com cálculos de FONLL (*Fixed-Order-plus-Next-to-Leading-Logs*). Uma comparação mais precisa dessas seções de choque com previsões da QCD será possível na medida em que as incertezas nos cálculos teóricos sejam reduzidas. As maiores fontes de incertezas nesses cálculos são oriundas das escolhas das massas dos quarks e escalas de renormalização e fatorização nos cálculos.

Os cálculos de *next-to-leading-order* em QCD incluem uma série de diferentes mecanismos de produção de quarks pesados. Mecanismos que contribuem significativamente são os de fusão de glúons, aniquilação de pares e quebra de glúons. Para o entendimento completo dos mecanismos de produção desses quarks é necessário estabelecer a contribuição relativa desses processos na seção de choque total de produção. Nesse trabalho apresentamos a medida relativa do mecanismo de quebra de glúons na seção de choque de produção de *charm* no RHIC, realizada através da medida de mésons D^* em jatos de partículas. Os resultados obtidos indicam uma pequena contribuição desse processo, da ordem de 10% da produção total, compatível com cálculos perturbativos de QCD.

De modo a investigar a produção de *bottom,* foram realizadas medidas de elétrons não-fotônicos de alto momento transversal. Cálculos de QCD indicam que elétrons de alto momento transversal são originados de decaimentos de mésons *B* de forma significativa. Essas medidas são comparadas a cálculos de QCD perturbativa com boa concordância. Para estabelecer experimentalmente a fração de elétrons de alto momento provenientes de *bottom* foram realizadas medidas de correlações angulares entre elétrons e hádrons de alto momentos transversal. A forma das correlações angulares depende fortemente da cinemática de decaimento de mésons *D* e *B*. A fração de elétrons provenientes de *bottom*, segundo as medidas, aumenta com o momento

transversal do elétron, sendo comparável àqueles provenientes de *charm* em $p_T \sim 5$ GeV/c. Essa produção relativa mostrou-se em boa concordância com previsões obtidas de cálculos de FONLL.

Estabelecidos os mecanismos de produção de quarks pesados, pode-se iniciar a investigação de efeitos devido ao meio produzido nessas colisões. A forma mais direta consiste em comparar os espectros inclusivos de elétrons não-fotônicos em colisões d+Au e Au+Au com a referência obtida em colisões p+p, através da medida de $R_{AB}(p_T)$. Essas medidas indicam uma forte supressão de elétrons não-fotônicos de alto momento transversal em colisões centrais Au+Au, não observada em colisões periféricas e d+Au, indicando fortes interações de estado final entre quarks pesados e o plasma de quarks e glúons criado nessas colisões. Tenta-se interpretar essa supressão em termos de perda de energia de quarks pesados no plasma. Contudo, a supressão observada, similar àquela obtida para pártons leves, torna difícil a interpretação em termos dos modelos de perda de energia disponíveis atualmente. Levando-se em consideração que há uma fração significativa de *bottom* na região de altos momentos transversais, os dados indicam que há uma perda de energia não desprezível desse quark no meio produzido, o que é difícil de ser explicado teoricamente. Avanços nos modelos de perda de energia, através da sofisticação das hipóteses atuais, ou inclusão de novos mecanismos de interação, são necessários para se compreender melhor os aspectos fundamentais da dinâmica do meio criado em colisões Au+Au no RHIC.

As medidas realizadas no RHIC para quarks pesados revelam propriedades intrigantes do meio criado em colisões centrais Au+Au. A alta opacidade do meio, mesmo para esses quarks, surge como um desafio fenomenológico a ser resolvido em um futuro próximo. Contudo, as medidas atuais não são suficientemente exclusivas para que esses desafio seja solucionado. O uso de elétrons não-fotônicos como ferramenta de investigação das propriedades do plasma é limitada. Em geral há fontes significativas de elétrons de fundo que devem ser subtraídas dos dados de modo a acessar aqueles oriundos de quarks pesados, o que aumenta significativamente as incertezas finais das medidas. Além disso, o caráter inclusivo desses elétrons, não permitindo a discriminação individual daqueles provenientes de *charm* e *bottom*, torna a interpretação mais sujeita a hipóteses teóricas. Adiciona-se a isso o fato de que elétrons de momentos transversais bem definidos são originados de uma ampla região de momentos do méson contendo o quark pesado, o que faz com que a relação direta entre o momento do elétron e o momento do quark seja sujeita a grandes incertezas, tornando a comparação com as características partônicas do meio mais complexas de serem realizadas.

Nesse sentido, torna-se imperativa a medida direta de mésons D e B em uma ampla faixa de momento transversal. A medida direta de supressão desses mésons acarretará em um salto de qualidade na investigação das propriedades do meio. Isso somente é possível a partir de mudanças substanciais nos arranjos experimentais disponíveis atualmente, bem como um aumento significativo na estatística de dados disponível no RHIC. Por conta disso, os experimentos no RHIC, em especial o experimento STAR, vêm

sistematicamente investindo em atualizações e novos detectores. A inclusão de um sistema completo de tempo de voo no STAR permite a medida de elétrons não fotônicos com maior precisão, além de propiciar a criação de gatilhos de eventos mais sofisticados. A instalação de detectores de trajetória de elevada precisão, próximos ao ponto de interação do detector, permite a reconstrução de trajetórias com elevado poder de discriminação, em especial aquelas provenientes de vértices secundários, como os hádrons oriundos do decaimento de mésons contendo quarks pesados. Nesse sentido, uma atualização importante do experimento STAR consiste na instalação do HFT (*Heavy Flavor Tracker*), detector especialmente projetado para medida de partículas provenientes de decaimento de mésons *D* e *B*. Esse detector permitirá ao STAR a medida exclusiva desses mésons com elevada precisão e eficiência. Esse deve ser instalado nos próximos anos. Adiciona-se a esse esforço o início do programa de íons-pesados do LHC, no CERN. As maiores temperaturas criadas nas colisões Pb+Pb permitirão taxas maiores de produção de quarks pesados, favorecendo o estudo da interação desses quarks com o plasma de quarks e glúons.

Em resumo, as medidas iniciais realizadas pelo RHIC, aqui apresentadas, iniciam uma nova fase de investigação da matéria em condições extremas de temperatura na qual uma quantidade significativa de desenvolvimento, tanto experimental quanto teórico, torna-se necessário nos próximos anos.

VI.1. Referências

[1] J. Adams et al, NUCLEAR PHYSICS
A **757**, 102 (2005).