

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA

**Estudo da produção de quarks pesados
no experimento STAR@RHIC**

Lucas Mafia Lima

Orientador:

Prof. Dr. Alexandre Alarcon do Passo Suaide

Dissertação de mestrado apresentada
ao Instituto de Física para a obtenção
do título de Mestre em Ciências.

Comissão Examinadora:

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

Prof. Dr. Airton Deppman (IF-USP)

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

São Paulo

2011

Agradecimentos

Primeiro, gostaria de deixar claro que é com imensa satisfação que escrevo as próximas linhas.

Durante todo processo de mestrado, dificuldades, acadêmicas ou não, surgem em nossa frente. Elas aparecem como se a vida nos questiona-se se somos capazes de realizar tais tarefas. Depois de todo o mestrado perguntei o porquê e como consegui chegar até aqui.

O porquê pode ser o mais filosófico com o que se queira, para mim, foi uma forma de crescimento. Gosto de dizer que realmente me tornei um físico, e gosto de como lidei com tudo, no final das contas sei que fiz o possível.

Agora, o como cheguei foi o mais importante. Não estive sozinho nesse caminho, e por isso, agradeço, e muito.

Agradeço ao meu orientador Alexandre Suaide, pesquisador e professor exemplar. Espero ter correspondido às expectativas em mim depositadas, fica o meu muito obrigado pela paciência e os ensinamentos.

Ao grupo GRIPER. O trabalho pode ser extremamente cansativo, o grupo é peça importante para que o ambiente de trabalho se torne o mais agradável possível. Muito obrigado aos Profs. Marcelo, Nelson , Alex e Eloísa, e aos meus companheiros de batalha feitos aqui no grupo, espero que o futuro lhes guarde resultados melhores que os que imaginam.

A special thanks to my colleagues in USA. Thomas Ullrich, Haindong Liu, Xin Dong and all the STAR collaboration for the great support.

Aos grandes amigos de São Paulo: Marcel, Gabriel, Renato, Denise, Mauro, Elienos, Samuca, Japa, Carla, Fabi, Leitoso, Guga, Metal, Claudionor, Thais, Paulo, Gil, Varasquim, Cris, Guilherme, Gordo, Krall, Dudu e Yoshi.

Aos grandes amigos de Ipatinga: Bin, Mateuzão, Miss, Thiaguim, Rafael,

Elvânio, Brou, Boi, Roma e Assis.

Ao meu ponto seguro na terra, minha Família.

Muito obrigado à minha família japonesa, que me acolhe tão bem à 7 anos. Kiyoko, Sen e Yoshinori.

À Leika, minha pequena. Não sei ao certo o que ela viu em mim, mas sei que sua presença na minha vida me faz ser um cara de muita sorte.

À Jeová, pai e meu principal educador, Saide, mãe e exemplo de felicidade na Terra, Marcus, irmão e meu melhor amigo, e Gabriela, cunhada e a mais nova na família.

Agradeço à FAPESP pela ajuda financeira. Permitindo que este projeto pudesse ser realizado.

Por fim, agradeço a Deus.

Resumo

O plasma de quarks e glúons é uma previsão da cromodinâmica quântica e experimentos em aceleradores de alta energia têm encontrado evidências experimentais de sua criação em colisões de íons pesados relativísticos. Uma dessas evidências foi proposta por Matsui e Satz [1] que prevê a supressão de estados de *heavy – quarkonium* na existência deste plasma. Este projeto tem como objetivo obter a seção de choque da produção de Υ no experimento STAR em colisões p+p e d+Au com energia no centro de massa de 200GeV e calcular o fator de modificação nuclear R_{ab} . Para tal, foi necessário reconstruir os Υ através de seu decaimento leptônico. Os subdetectores do STAR utilizados foram o TPC e BEMC. Os valores encontrados para seção de choque foram de $\sum_{i=1}^3 \mathcal{B}(nS)_{e^-e^+} \cdot \sigma(nS)_{p+p} = 84 \pm 9(\text{stat})_{-19}^{+18}(\text{sist})\text{pb}$ e $\sum_{i=1}^3 \mathcal{B}(nS)_{e^-e^+} \cdot \sigma(nS)_{d+Au} = 41 \pm 4(\text{stat})_{-8}^{+7}(\text{sist})\text{nb}$ para as produções pp2009 e dAu2008, respectivamente. Os valores se encontram compatíveis com os teóricos calculados pelo modelo de evaporação de cor. O R_{ab} experimental vale $1.24 \pm 0.18(\text{stat})_{-0.38}^{+0.35}(\text{sist})$.

Abstract

The quark and gluon plasma is a prediction of QCD, and high energy experiments have studied evidences of its creation in relativistic heavy ion collisions. One of these evidences was proposed by Matsui and Satz [1] that provides a experimental signature of the creation of the plasma, observing an anomalous suppression on the *heavy – quarkonium* production. This project aims to get Υ production cross section in the STAR experiment in collisions p+p and d+Au with energy in the center of mass of 200GeV and calculate the nuclear modification factor R_{ab} . To this end, it was necessary to reconstruct the Υ from his leptonic decay. The subsystems used in this analysis were the TPC, BEMC and the *heavy – quarkonia* trigger system. The values for the cross sections were $\sum_{i=1}^3 \mathcal{B}(nS)_{e^-e^+} \cdot \sigma(nS)_{p+p} = 84 \pm 9(\text{stat})_{-19}^{+18}(\text{sist})\text{pb}$ and $\sum_{i=1}^3 \mathcal{B}(nS)_{e^-e^+} \cdot \sigma(nS)_{d+Au} = 41 \pm 4(\text{stat})_{-8}^{+7}(\text{sist})\text{nb}$ for pp2009 and dAu2008 productions, respectively. These values are compatible with the theoretical calculated by the color evaporation model. The determined value for the factor R_{ab} was $1.24 \pm 0.18(\text{stat})_{-0.38}^{+0.35}(\text{sist})$.

Sumário

Agradecimentos	iii
Resumo	v
Abstract	vii
1 Introdução	1
1.1 Cromodinâmica quântica	5
1.1.1 Liberdade assintótica	6
1.1.2 Confinamento, o estado branco de cor	7
1.2 Quarkonia	8
1.2.1 <i>String Breaking</i>	12
1.2.2 Recombinação	12
1.2.3 Blindagem de cor	14
1.2.4 Produção de Quarkonia	14
1.2.5 Produção de Quarkonia em Colisões Hadrônicas do tipo pA e AA	19
1.3 Busca pelo Plasma de Quarks e Glúons	20
2 Acelerador RHIC e o experimento STAR	25
2.1 O acelerador RHIC	25
2.1.1 Luminosidade do RHIC	27
2.1.2 O Experimento STAR	28
2.1.3 <i>Time Projection Chamber</i> - TPC	29
2.1.4 <i>Barrel Electromagnetic Calorimeter</i> - BEMC	33

2.1.5	Trigger	35
2.1.6	<i>Heavy-quarkonium</i> trigger	39
2.1.7	Redução de Dados	43
3	Análise de Dados	55
3.1	Identificação de elétrons	57
3.1.1	Identificação de elétrons pelo p/E	59
3.2	Reconstrução de Υ	62
3.3	Técnica de <i>Embedding</i> , cálculo de eficiência	70
3.4	Erro sistemático	78
3.4.1	<i>Drell-Yan</i> e $b\bar{b}$ contínuo	80
3.4.2	dE/dx	81
3.4.3	Cobertura angular	82
3.4.4	Trigger L0 e L2	83
3.4.5	Trajectoria	84
3.5	Resultados: Seção de choque e R_{ab}	84
3.5.1	Seção de choque pp2009	88
3.5.2	Seção de choque dAu2008	90
3.5.3	Fator de modificação nuclear R_{ab}	90
4	Conclusão	93
A	Desenvolvimento do mapa de associação entre o BEMC e o ToF	97

Lista de Figuras

1.1	<i>Exemplo de um vértice da QCD: um quark blue emite um glúon e se torna red.</i>	5
1.2	<i>Massa dos quarks.</i>	9
1.3	<i>Espectro e transição da família do charmonium [17].</i>	10
1.4	<i>Espectro e transição da família do bottomonium [17].</i>	11
1.5	<i>Ilustração do efeito de string breaking.</i>	12
1.6	<i>Figura esquemática do efeito de recombinação.</i>	13
1.7	<i>Energia F_0 em função do raio de separação do par $Q\bar{Q}$ no estado de singleto [19].</i>	13
1.8	<i>Diagrama de Feynman de menor ordem para a criação do par $c\bar{c}$ por fusão de glúon.</i>	15
1.9	<i>Função de distribuição de pártons em função da fração do momento carregado x [20] utilizando parametrização NNLO MRET2004 [21].</i>	16
1.10	<i>Os 6 diagramas de Feynman para $gg \rightarrow {}^3S_1g$.</i>	17
1.11	<i>Figura ilustrativa do diagrama de fases da matéria nuclear</i>	20
1.12	<i>Evolução do universo</i>	21
1.13	<i>Supressão sequencial de Quarkonia como termômetro do meio criado.</i>	23
1.14	<i>Pontas de prova no estudo do plasma de quarks e glúons [15].</i>	24
2.1	<i>Complexo RHIC.</i>	26
2.2	<i>Picos máximos de luminosidade do RHIC [32].</i>	27
2.3	<i>Time Projection Chamber do STAR, foto tirada durante sua montagem.</i>	29

2.4	<i>Velocidade de escoamento no gás P10 sobre pressão de 760 Torr.</i>	31
2.5	<i>Corte radial do setor externo do TPC.</i>	32
2.6	<i>Um setor completo do TPC.</i>	32
2.7	<i>Calorímetro do STAR - BEMC.</i>	34
2.8	<i>Módulo do calorímetro do STAR</i>	34
2.9	<i>Torre do calorímetro do STAR</i>	35
2.10	<i>Esquema do trigger do STAR</i>	37
2.11	<i>Zero Degree Calorimeter</i>	38
2.12	<i>Beam Beam Counter do STAR</i>	39
2.13	<i>Imagem ilustrando o funcionamento do nível 0.</i>	41
2.14	<i>Resolução de energia do EMC com calibração utilizada no L2.</i>	42
2.15	<i>Potencial criado pelo acumulo de íons positivos (esquerda) e a distorção devido a este potencial em coordenadas cilíndricas (direita).</i>	45
2.16	<i>Distorção provocada pelo vazamento de carga no gate grid antes (esquerda) e depois (direita) da correção.</i>	45
2.17	<i>Procedimento utilizado na reconstrução de trajetórias no TPC-STAR. Em região de alta densidade, o ponto escolhido é aquele que mais se ajusta a projeção.</i>	46
2.18	<i>Parametrização helicoidal [44].</i>	50
2.19	<i>Típico espectro de MIPs em função do canal do ADC. Somente partículas com $p > 1.25\text{GeV}/c$ com projeção no BEMC foram utilizadas.</i>	51
2.20	<i>(a) Espectro de P/E para candidatos a elétron com momento $1.5 < p < 5.0\text{GeV}/c$, a linha tracejada representa os hádrons. (b) Centróide do pico de elétrons para diferentes cortes em D, distância entre o hit e o centro da torre.</i>	52
2.21	<i>Relação entre momento da trajetória com a energia depositada no BEMC para candidatos a elétron com $D < 2\text{cm}$.</i>	53
3.1	<i>Distribuição do vértice primário no eixo z, paralelo ao feixe.</i>	56
3.2	<i>Distribuição de dE/dx por momento p [52]. As linhas representam os valores esperados para diferentes partículas.</i>	58

3.3	<i>Distribuições de dE/dx utilizados na identificação de elétrons .</i>	60
3.4	<i>Distribuição de p/E</i>	62
3.5	<i>Espectro de massa invariante experimental sem tratamento. . .</i>	64
3.6	<i>Espectro de massa invariante com o fundo combinatório</i>	65
3.7	<i>Sinal experimental obtido após a retirada do fundo combinatório.</i>	66
3.8	<i>Diagramas de processos físicos que contribuem para o sinal do Υ.</i>	67
3.9	<i>Espectro de massa invariante e^-e^- e e^+e^+ utilizados na parametrização do efeito do trigger.</i>	70
3.10	<i>Distribuição de χ^2 para o ajuste das funções de Drell – Yan e $b\bar{b}$ contínuo.</i>	71
3.11	<i>Sinal experimental final com estimativa das contagens de Drell–Yan e $b\bar{b}$ contínuo.</i>	72
3.12	<i>Características dos Υ simulados.</i>	75
3.13	<i>Eficiência Cobertura angular</i>	76
3.14	<i>Eficiência $L0$.</i>	77
3.15	<i>Cortes aplicados no embedding para os parâmetros no gatilho $L2$.</i>	79
3.16	<i>Eficiência Tracking.</i>	80
3.17	<i>Eficiência PID.</i>	81
3.18	<i>Eficiência Embedding.</i>	82
3.19	<i>Contagens de Υ em função da rapidez. As linhas vermelhas indicam o intervalo escolhido para o cálculo de seção de choque.</i>	86
3.20	<i>Medida experimental da seção de choque de Υ em rapidez central multiplicada pelo canal de decaimento em par elétron-pósitron em colisão $p+p$ @ $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$. Resultados teóricos de CSM e CEM, ambos calculados até NLO.</i>	88
3.21	<i>Comparação do valor experimental com os outros experimentos de altas energias . Resultados teóricos apresentado pela linha: CEM calculado até NLO.</i>	90

3.22	<i>Medida experimental da seção de choque de Υ em rapidez central multiplicada pelo canal de decaimento em par elétron-pósitron em colisão $d+Au$ @ $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$. Resultados teóricos do NLO CEM.</i>	91
1.1	<i>Subsistema CTB, retirado após a tomada de dados de 2006.</i>	98
1.2	<i>Subsistema TOF, upgrade realizado no STAR em 2009-2010.</i>	100
1.3	<i>Diagrama da construção do mapa geométrico.</i>	101
1.4	<i>Mapa de associação entre as torres do BEMC e as células do TOF. Geometric é o mapa geométrico. Simulation é o mapa simulado com $Vz < 60\text{cm}$. A identificação da torre do BEMC é feita pelo índice de SoftId. Enquanto a célula do TOF, pelos índices de Tray-Module-Cell</i>	102

Lista de Tabelas

1.1	<i>As três partículas fundamentais do modelo de quarks e seus respectivos números quânticos.</i>	3
1.2	<i>Espectroscopia de Quarkonia [18]</i>	12
3.1	<i>Valores utilizados no trigger de Upsilon no run p+p 2009 e d+Au 2008.</i>	55
3.2	<i>Resumo do Embedding.</i>	83
3.3	<i>Resumo dos Erros sistemáticos.</i>	85
3.4	<i>Resumo dos valores utilizados no cálculo da seção de choque.</i>	87
3.5	<i>Razão de decaimento e^-e^+ e seção de choque total calculada a partir de NLO CEM para os estados 1S, 2S e 3S do Υ.</i>	89
1.1	<i>Valores utilizados no gatilho específico de J/ψ em 2006 [63].</i>	97
1.2	<i>Parâmetros escolhidos para a simulação.</i>	101

Capítulo 1

Introdução

Perguntas fundamentais possuem um caráter curioso. A priori, elas parecerem ingênuas, contudo, suas respostas definitivamente não são triviais. Querer saber de onde viemos e de que somos feitos são exemplos dessas perguntas simples, e obter suas respostas demonstra ser um trabalho longo e interessante.

O caminho que estamos percorrendo a procura dessas respostas simples, já completa milhares de anos, inventamos e reinventamos teorias, desenvolvemos ferramentas, aprimoramos nossas tecnologias. As teorias, mais aceitas atualmente, que respondem essas perguntas simples são a teoria do *Big Bang* [2] e o modelo padrão [3]. Nesta dissertação, vamos focar e percorrer o caminho desta última teoria.

O modelo padrão explica três das quatro forças fundamentais: eletromagnética, forte e fraca. A ausência da força gravitacional a torna uma teoria incompleta, contudo, os resultados experimentais nas demais forças demonstram sua importância no avanço científico.

Além das forças, o modelo padrão caracteriza as partículas que atualmente aceitamos como fundamentais. Não sabemos exatamente quando a ideia de que tudo no universo é formado de uma única partícula indivisível surgiu, uma das referências mais antigas vem da Grécia com Leucipo e Demócrito que criou o termo *átomo*, que em grego significa indivisível.

Com o tempo, esta ideia foi estudada cada vez mais de perto e o átomo,

outrora inquebrável, foi-se despedaçando. Com a descoberta do elétron, J. J. Thomson idealizou o átomo como uma esfera uniforme positiva com elétrons incrustados, seu modelo então ficou conhecido como *pudim de passas*. Posteriormente, Ernest Rutherford, com o experimento de bombardeamento de folhas de ouro com partículas alfas, e Niels Bohr, com a quantização das órbitas dos elétrons, aprimorou o entendimento científico do átomo com o modelo planetário, introduzindo o conceito de núcleo, no futuro aceito como formado por duas partículas: prótons e nêutrons.

Em 1935, Hideki Yukawa propôs a existência de uma nova partícula para explicar o problema de estabilidade do núcleo atômico. Como conhecido, duas partículas com cargas eletromagnéticas de mesmo sinal, possuem uma força repulsiva cuja intensidade aumenta com o quadrado do inverso da distância entre elas, isso faz com que no núcleo, dois prótons queiram se distanciar devido a força eletromagnética entre eles; contudo o núcleo é estável. Yukawa propôs uma troca de partículas entre os prótons que resultava numa interação que sustentavam o núcleo e, pelo princípio da Incerteza, ele foi capaz de estimar a massa dessa partícula em torno de $100MeV$.

Doze anos se passaram, e em 1947, pela primeira vez na história científica, media-se uma partícula com massa de aproximadamente $139MeV$ que interagia por força forte. Essa partícula é conhecida como pión.

Até a descoberta do pión, eram conhecidas como partículas fundamentais: próton, nêutron, elétron e o múon. A princípio, o múon foi confundido com a partícula proposta por Yukawa, isto por que sua massa é de $106MeV$, contudo, ele não interagia por força forte, de modo que, essa não poderia ser a partícula proposta. A descoberta do pión só foi possível com o avanço da tecnologia de detecção, avanço que fez com que a partir da década de cinquenta, inúmeras novas partículas fossem sendo medidas, fazendo o número de partículas elementares aumentar de forma considerável.

A princípio, o modelo de quarks proposto por Murray Gell-Mann e George Zweig tinha a função de organizar os hádrons até então encontrados, explicando suas qualidades a partir de três únicos constituintes. Porém, ele se mostrou tão eficaz que a existência dos quarks passou a ser aceita pela comunidade científica. Ambos desenvolveram trabalhos de forma indepen-

dente, Zweig chamou seus constituintes elementares de *aces*, contudo a palavra *quark*, proposta por Gell-Mann, era mais sonora e misteriosa e acabou sendo adotada. Sua origem está na seguinte frase do livro de James Joyce, *Finnegans Wake: Three quarks for Muster Mark* [4].

O modelo de quarks é fundamentado em teoria de grupo SU(3). Os três quarks são *up* (u), *down* (d) e *strange* (s), cada um representando um conjunto de números quânticos, que na literatura também ficaram conhecidos como sabores. A Tabela 1.1 mostra os números quânticos adotados para os quarks fundamentais.

	up(u)	down(d)	strange(s)
I_z	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0
Estranheza	0	0	-1
Carga elétrica	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$
Spin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$

Tabela 1.1: *As três partículas fundamentais do modelo de quarks e seus respectivos números quânticos.*

O sucesso do modelo de quarks foi tão grande que além de justificar a existências de todos os hádrons descobertos, ele previa mais um estado com $S = -3$, $L = 0$ e massa de aproximadamente 1680 MeV . Em 1963, a então partícula desconhecida Ω^- foi medida. Tudo esteve em perfeita harmonia até a chegada do ano de 1974, e a descoberta de uma nova partícula: o J/Ψ .

A descoberta do J/Ψ [5] [6] trouxe novas perguntas, visto que esta partícula não era prevista pelo modelo de quarks com três sabores. A resposta veio com a proposta ter um quarto sabor, chamado de *charm* (c). Sua existência foi rapidamente aceita, pois novos mésons que também possuíam esse quark foram sendo medidos.

As próximas partículas a serem descobertas foram os léptons τ e ν_τ no experimento SLAC pelo grupo do M.I. Perl. Completou-se assim os seis léptons reconhecidos até hoje: elétrons, múons, taus e os respectivos neutrinos. A dúvida na época era se a natureza também possuía 6 tipos de quarks. A resposta veio logo em seguida no ano de 1977 com a descoberta de uma família

de mésons com energia acima da do J/Ψ , o Υ [7] enfim foi medido e o quark que o constituía é o *bottom ou beauty* (b) com massa de aproximadamente 5GeV .

O último quark conhecido possui uma massa de $\sim 2\text{GeV}$ e foi medido no ano de 1995 [8, 9]. O *top ou truth* (t) completa a lista de quarks do modelo padrão.

O modelo padrão explica a origem das forças que conhecemos, com exceção de uma, a gravitacional. As forças forte, fraca e eletromagnética são explicadas como interações de troca de partículas portadoras de carga, sendo elas: fóton (eletromagnética), glúon (forte), Z e W (fraca). O conjunto formado pelos seis léptons, os seis quarks e as quatro partículas transportadoras de cargas formam, o que atualmente aceitamos, as partículas fundamentais da natureza.

Apesar de todo grande sucesso do modelo padrão desde sua origem até os dias atuais, este ainda é fonte de muita pesquisa. É preciso entender de forma mais profunda o comportamento dessas partículas, é necessário estudá-las em condições extremas de temperatura e pressão.

O estudo de partículas fundamentais está vivenciando um momento de euforia. Os experimentos atuais (STAR, PHENIX, ALICE, ATLAS, CMS, LHCb...) permitem que as teorias mais recentes sobre modelo padrão possam ser testadas experimentalmente. Medidas de Υ vem ganhando importância nos últimos anos em experimentos de alta energia. Devido a grande massa dos quarks constituintes, sua produção se dá nos momentos iniciais da colisão, permitindo que esta partícula possa ser utilizada como ponta de prova na caracterização do plasma de quarks e glúons (QGP). Espera-se que qualquer variação na seção de choque do Υ seja consequência, exclusivamente, dos efeitos do meio quente criado. Além disto, efeitos de recombinação são desprezíveis, o número de quarks b produzidos nas energias atuais não são suficientes para que este aconteça. Por fim, a temperatura de dissociação do Υ é bastante elevada com relação os demais estados de quarkonia, contribuindo de forma importante na verificação da supressão sequencial.

O objetivo principal deste trabalho foi o estudo da produção de Υ no experimento STAR, medidas de seção de choque em colisões p+p e d+Au

com energia no centro de massa de 200 GeV foram calculadas. Na próxima seção vamos aprofundar sobre a teoria envolvida.

1.1 Cromodinâmica quântica

Cromodinâmica quântica (*Quantum Chromodynamics - QCD*) é a teoria que explica a força forte, sendo a cor a carga desta interação. A ideia de cor surgiu com a descoberta de uma partícula que, a priori, violava o princípio de exclusão de Pauli. Como é conhecido, dois férmions não podem existir no mesmo estado quântico. A partícula Δ^{++} é um bárion composto de três quarks up , como os quarks são férmions, como isso era possível?

A resposta encontrada por O. W. Greenberg [10] [11] foi que os quarks, além de possuírem sabor, possuíam uma das três cores: *red* (r), *blue* (b) e *green* (g). E por fim, para que a partícula se manifeste na natureza, é necessário que esta seja branca, esteja num estado combinado das três cores (caso dos bárions) ou num estado de cor e anticor do mesmo tipo (caso dos mésons).

Um dos processos mais simples da QCD é a emissão de um glúon por um quark, figura 1.1. Neste processo, a cor do quark troca no vértice, e a diferença é carregada pelo glúon.

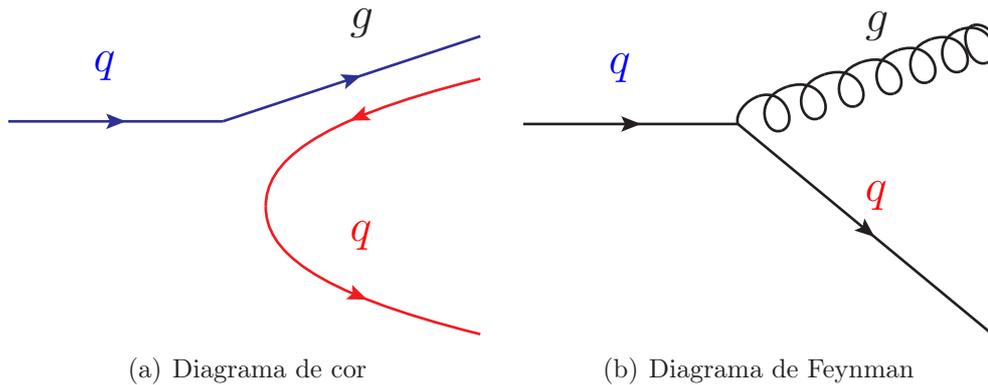


Figura 1.1: *Exemplo de um vértice da QCD: um quark blue emite um glúon e se torna red.*

Pela teoria de cor $SU(3)$, existem nove estados de cores possíveis. Um

conjunto de octeto de cor:

$$\begin{aligned}
|1\rangle &= (r\bar{b} + b\bar{r})/\sqrt{2} & |5\rangle &= -i(r\bar{g} - g\bar{r})/\sqrt{2} \\
|2\rangle &= -i(r\bar{b} - b\bar{r})/\sqrt{2} & |6\rangle &= (b\bar{g} + g\bar{b})/\sqrt{2} \\
|3\rangle &= (r\bar{r} - b\bar{b})/\sqrt{2} & |7\rangle &= -i(b\bar{g} - g\bar{b})/\sqrt{2} \\
|4\rangle &= (r\bar{g} + g\bar{r})/\sqrt{2} & |8\rangle &= (r\bar{r} + b\bar{r} - 2g\bar{g})/\sqrt{6}
\end{aligned}$$

e um singleto de cor:

$$|9\rangle = (r\bar{r} + b\bar{b} + g\bar{g})/\sqrt{3}$$

O singleto indica o estado invariante por transformação de cor e é um estado branco, sendo este o único possível no confinamento. É comum referir-se a ele como sendo o estado físico. Qualquer partícula física branca é encontrada neste estado. O glúon poderia assumir este estado, contudo, isto levaria a assinaturas experimentais que não são verificadas. A primeira delas: seria possível medir um glúon experimentalmente; e isto nunca aconteceu. A segunda está no fato de que um glúon no singleto poderia ser trocado por duas partículas também no singleto, logo, o alcance da força forte passaria de curto para longo, e, novamente, isto não acontece.

A teoria da QCD poderia ser muito semelhante a teoria da QED. Poderia, se não fosse um detalhe. A partícula transportadora de carga elétrica, fóton, não possui carga, enquanto o glúon possui. Isto faz com que a QCD não seja Abelianiana.

Esta importante mudança, traz como consequência dois efeitos na natureza da interação forte: a liberdade assintótica e o confinamento.

1.1.1 Liberdade assintótica

Em 1973, os físicos Gross, Wilczek [12] e Politzer [13] observaram uma estranha característica na QCD. Devido o campo de glúons possuir cor, a medida que afastamos da fonte do campo, o tamanho da carga visto de longe é maior que a carga original. Ao aproximarmos da carga, o efeito inverso acontece, a carga se torna cada vez menor até desaparecer por completo. Em termos de potencial e força, temos que para distâncias pequenas, a força forte é desligada, e qualquer partícula que possua cor se torna livre.

A liberdade assintótica é tratada matematicamente pela constante de acoplamento $\alpha_s(|q^2|)$ [14]:

$$\alpha_s(|q^2|) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + (\alpha_s(\mu^2)/12\pi)(11n - 2f)\ln(|q^2/\mu^2|)} (|q^2| \gg \mu^2) \quad (1.1)$$

onde n é o número de cor (3 no modelo padrão), f o número de sabores (6 no modelo padrão), q o momento da partícula trocada na interação, e μ é interpretado como a massa do quark.

É comum definirmos a variável Λ :

$$\ln(\Lambda^2) = \ln(\mu^2) - \frac{12\pi}{(11n - 2f)\alpha_s(\mu^2)} \quad (1.2)$$

substituindo na equação 1.1:

$$\alpha_s(|q^2|) = \frac{12\pi}{(11n - 2s)\ln(\frac{|q^2|}{\Lambda^2})} (|q^2| \gg \Lambda^2) \quad (1.3)$$

Os valores experimentais de Λ estão entre 200-450 MeV [15, 16].

1.1.2 Confinamento, o estado branco de cor

Todas partículas que se manifestam na natureza estão um estado singlete de cor! A priori, não há nenhuma lei matemática que justifique essa frase. Contudo, a natureza é absoluta, e cabe a nós entendermos porque ela se comporta desta maneira.

Como citado, o sistema de cor é tratado matematicamente como teoria de grupo SU(3) e as partículas que possuem cor são os quarks e os glúons. Os quarks podem se juntar formando mésons ou bárions. No primeiro temos uma dupla de quark e antiquark e no segundo, três quarks (ou antiquarks).

As combinações possíveis em pares entre três cores e três anticolors em SU(3) é representada por:

$$3 \otimes \bar{3} = 8 \otimes 1.$$

Lendo esta equação, temos um octeto e um singlete de cor, na qual, transformações de cor levam um estado a outro estado do mesmo conjunto. Isso faz com que não seja possível o estado do singlete interagir com um do octeto.

Combinações em trios das cores e anticolors é representada por:

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 \otimes 8 \otimes 8 \otimes 1$$

Temos um decuplo, dois octetos e um singlete. Novamente, transformações de $SU(3)$ não misturam estados de conjuntos diferentes.

Os glúons são composto de uma cor e uma anticor, assim, seus estados de cor correspondem a mesma representação dos mésons. Assinaturas experimentais, nos fazem acreditar que o octeto de cor corresponde aos glúons, enquanto o singlete branco corresponde aos mésons.

Como dito no início desta seção, os estados físicos devem ser brancos, isto porque nunca foi medido um méson ou um bárion que possuísse cor. Em contra partida, também nunca foi observado um glúon experimentalmente, caracterizando os glúons como partículas que possuem carga de cor, ou seja, não brancos. Outra evidência experimental é o fato da força forte ser de curto alcance. Como os glúons não possuem massa, eles mediam uma força de infinito alcance. Para exemplificar esta ideia, consideraremos a interação forte entre um próton e um nêutron. Um estado de singlete, como o próton, pode apenas emitir e absorver um singlete, como o pión, então glúons individuais não podem ser trocados entre prótons e nêutrons. Por isso, a força que observamos é de curto alcance. Se o glúon existisse no singlete, seria possível haver sua troca entre singletos, consequentemente, a força forte teria uma componente de alcance infinito.

1.2 Quarkonia

O estado de quarkonium é uma importante ferramenta no estudo de física de altas energias. Devido sua grande massa, podemos utilizar de cálculos perturbativos para prever seu comportamento no meio criado numa colisão

relativística. Nesta seção, vamos caracterizar o estado de quarkonium, sua interação com o meio e os principais mecanismos de produção.

Mas, o que é um estado de *Quarkonium*?

Para responder temos que definir o que é quark pesado Q . De maneira simples, são considerados pesados os quarks cuja massa não é modificada devido a presença de um campo. Pela figura 1.2, os quarks c , b e t não alteram sua massa na presença de um campo de cor. Como principal consequência, é possível utilizarmos de QCD perturbativa para fazermos inserções teóricas sobre sua produção. Além disto, numa colisão relativística sua criação se dá nos momentos iniciais, interação que envolve troca de glúons de alto momento e $\tau \approx 1/m_Q$, característica importante para que estados formados por estes quarks possam ser utilizados como assinatura experimental do plasma de quarks e glúons (QGP).

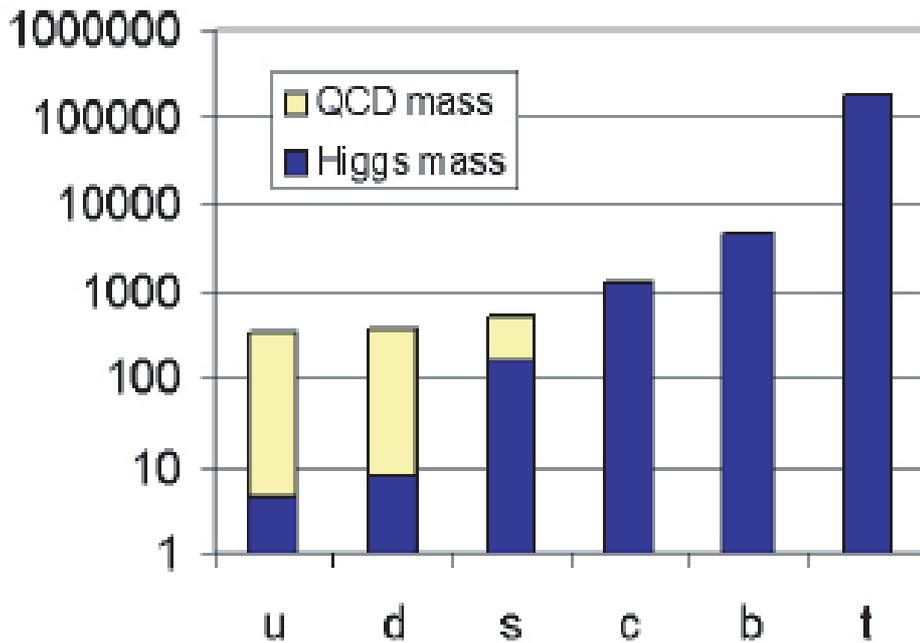


Figura 1.2: *Massa dos quarks.*

O estado ligado entre um quark pesado Q e seu respectivo antiquark \bar{Q} , estáveis por decaimento forte em *open charm* ou *open bottom*, é conhecido

como *quarkonium*. Atualmente, duas famílias já foram observadas experimentalmente: charmonia ($c\bar{c}$) e bottonia ($b\bar{b}$).

O estado fundamental do charmonia é o já citado J/ψ , os estados restantes podem ser vistos na figura 1.3. O bottomonia possui o Υ como estado fundamental e sua família está na figura 1.4. Como em qualquer problema de estabilidade na física, o estado do quarkonium está relacionado com o estado de menor energia, assim, a massa $M_{Q\bar{Q}} < 2M_D$ ou $2M_B$, D e B são, respectivamente, os mésons $c\bar{u}$ e $b\bar{u}$.

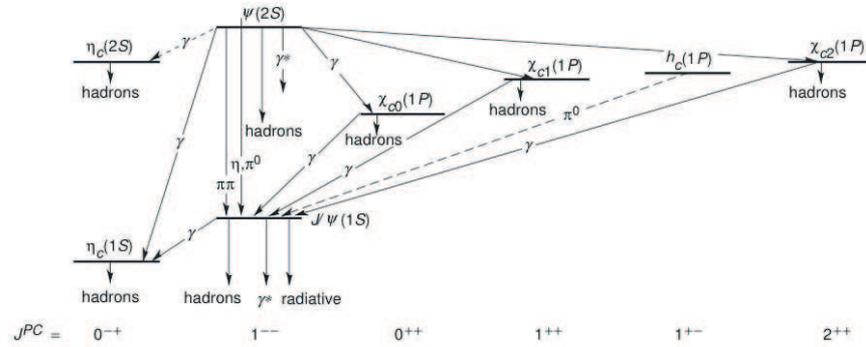


Figura 1.3: *Espectro e transição da família do charmonium [17].*

O potencial mais simples, que podemos utilizar no estudo deste estado ligado, é o *potencial de Cornell*:

$$V(r) = \sigma r - \frac{\alpha}{r}. \quad (1.4)$$

Este potencial é interpretado como a soma de dois termos: um linear que representa a confinamento da força forte, σ é a tensão de corda (*string tension*); e outro como o termo efetivo do potencial de Coulomb, $\alpha = \frac{\pi}{12}$.

Resolvendo a equação de Schrödinger [18]:

$$\left\{ 2m_q - \frac{1}{m_q} \nabla^2 + V(r) \right\} \Phi_i(r) = M_i \Phi_i(r) \quad (1.5)$$

determinam-se a massa do estado ligado M_i e a função de onda Φ_i , utilizando:

$$\langle r_i^2 \rangle = \frac{\int d^3r r^2 |\Phi_i(r)|^2}{\int d^3r |\Phi_i(r)|^2} \quad (1.6)$$

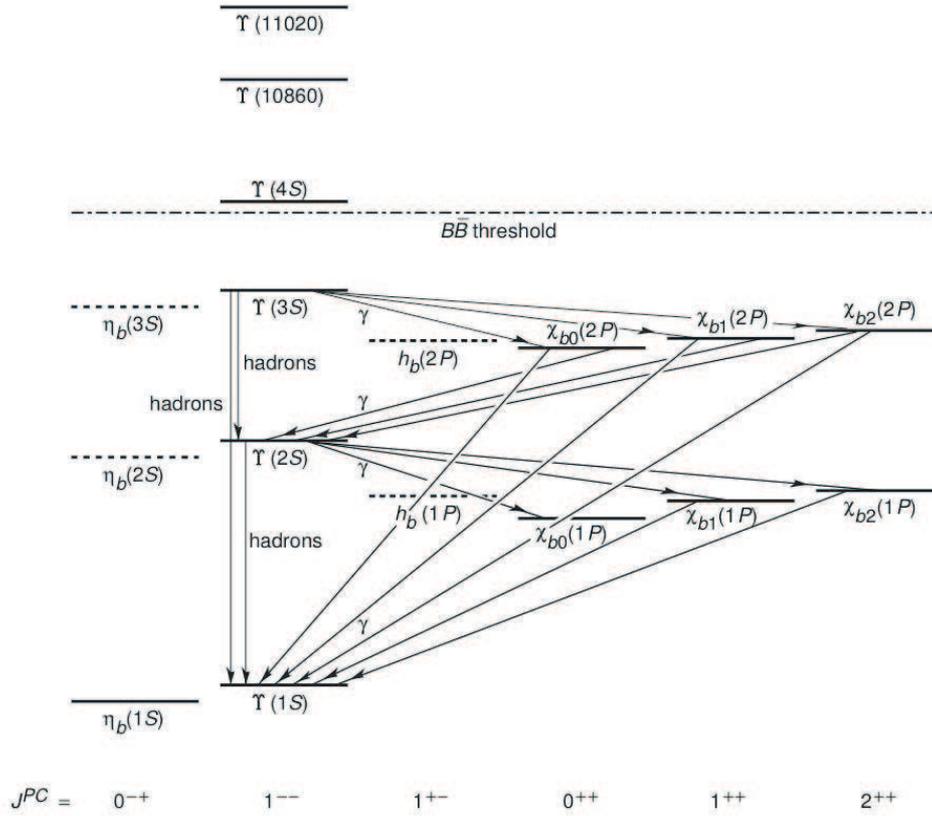


Figura 1.4: *Espectro e transição da família do bottomonium [17].*

obtem-se o o valor esperado para o raio do estado ligado r_i .

A solução da equação 1.5 para diversos estados ligados de quarkonia estão na tabela 1.2. O valor de ΔM é a diferença entre o valor teórico e o valor experimental. Os valores utilizados nos cálculos foram de $m_c = 1.25 GeV$, $m_b = 4.65 GeV$, $\sqrt{\sigma} = 0.445$ e $\alpha = \frac{\pi}{12}$.

Os estados de quarkonia não decaem por força forte, visto que suas massas são menores do que duas vezes seus respectivos mésons abertos. Três mecanismos foram identificados como principais meios de dissociação dos estados de quarkonia, são eles: *String Breaking*, recombinação e blindagem de cor.

Estado	J/ψ	χ_c	ψ'	Υ	χ_b	Υ'	χ_b'	Υ''
Massa (GeV)	3.10	3.53	3.68	9.46	9.99	10.02	10.26	10.36
ΔE (GeV)	0.64	0.20	0.05	1.10	0.67	0.54	0.31	0.20
ΔM (GeV)	0.02	-0.03	0.03	0.06	-0.06	-0.06	-0.08	-0.07
r_0 (fm)	0.50	0.72	0.90	0.28	0.44	0.56	0.68	0.78

Tabela 1.2: *Espectroscopia de Quarkonia [18]*

1.2.1 *String Breaking*

A equação do potencial de Cornell só é correta no limite da massa do quark $M_Q \rightarrow \infty$. Na presença de quarks leves, a separação do par $Q\bar{Q}$ acontece até a energia livre do sistema ser menor que $2M_D$ ou $2M_B$. Neste limite, um par de quark e antiquark leves surgem e formam juntamente com o par $Q\bar{Q}$ dois mésons abertos, figura 1.5.

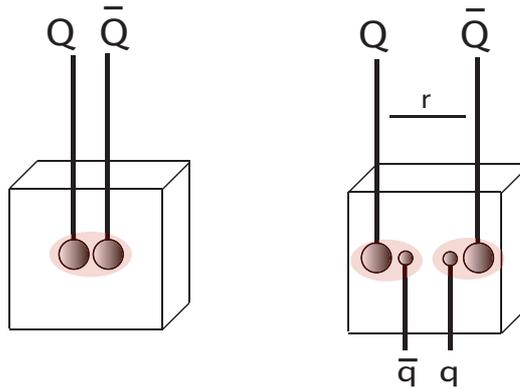


Figura 1.5: *Ilustração do efeito de string breaking.*

A energia F_0 necessária para que este efeito aconteça corresponde a $F_0 = 2(M_D - m_c) \simeq 1.2\text{GeV}$ para o quark c, e $F_0 = 2(M_B - m_b) \simeq 1.2\text{GeV}$ para o b. O valor encontrado é o mesmo para ambos os quarks, indicando que isto é uma característica do vácuo, como um meio em $T = 0$.

1.2.2 *Recombinação*

À medida que a energia da colisão nuclear aumenta até um limite em que não se cria um estado de quarks e glúons livres, há um aumento na produção

de hádrons. Esse aumento faz com que hádrons leves possam se recombinar com um estado de quarkonium produzindo dois hádrons abertos, vide figura 1.6.

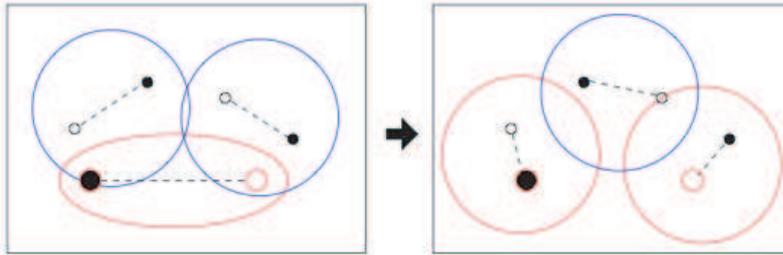


Figura 1.6: *Figura esquemática do efeito de recombinação.*

A elevação da temperatura aumenta a probabilidade de recombinação, visto que também aumenta a densidade de hádrons leves no meio. Como consequência, a distância em que o par de quarks pesados continua ligado diminui, figura 1.7. Este efeito pode ser interpretado como uma blindagem efetiva, mesmo que todas as cargas de cor estejam ligadas.

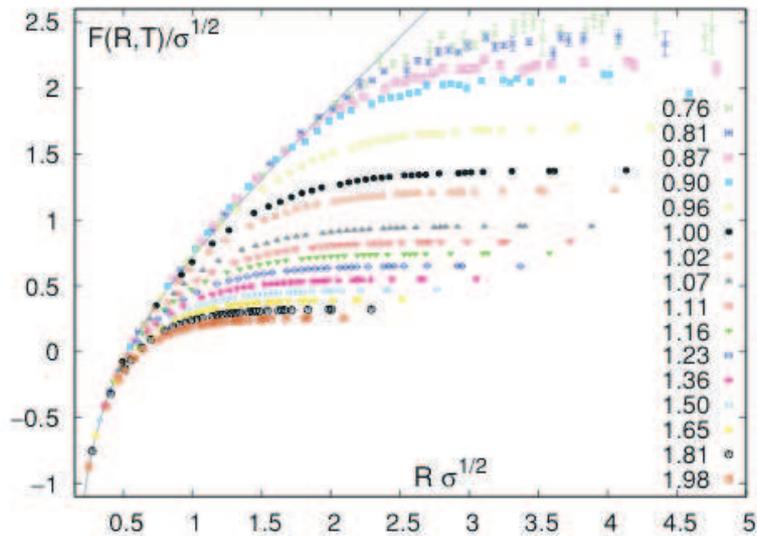


Figura 1.7: *Energia F_0 em função do raio de separação do par $Q\bar{Q}$ no estado de singlete [19].*

1.2.3 Blindagem de cor

No momento em que a temperatura do meio se iguala à temperatura crítica T_c , o meio passa a ser formado por cargas de cor livres e a blindagem de cor se torna, talvez, o principal mecanismo de dissociação. Para entendermos melhor este efeito, vamos discutir primeiro a ideia do raio de Debye (r_D).

O raio de Debye corresponde à distância máxima em que uma carga de cor consegue interagir com outra do mesmo tipo. À medida que a temperatura aumenta e, conseqüentemente, a densidade de carga livre no meio, menor este raio fica.

Agora, imaginemos um par $Q\bar{Q}$ no estado i e de raio r_i em um meio com cargas de cor livres. No momento em que $r_D(T)$ passa a ser menor que r_i , o estado de quarkonium i deixa de existir, o quark Q não interage mais com o quark \bar{Q} devido a blindagem provocada pelas cargas de cor livres no meio. O quark Q passa a interagir com outros quarks e antiquarks e, portanto, mover-se livremente, sem encontrar limite de confinamento, visto que nunca estará a uma distância de r_i de um \bar{Q} .

Esta ideia foi proposta inicialmente por T. Matsui e H. Satz [1] e ganhou grande importância como assinatura da criação do plasma de quarks e glúons. Este importante assunto será discutido na próxima seção.

1.2.4 Produção de Quarkonia

A produção de quarkonia pode ser separada em três estágios:

1. Produção do par $Q\bar{Q}$;
2. Pré-ressonância;
3. Formação da ressonância física no estado de singleto.

O primeiro estágio é tratado como processo duro e é bem descrito por QCD perturbativa. Um párton de um feixe interage com outro do outro feixe produzindo um par de quarks pesados $Q\bar{Q}$. Neste processo é necessário conhecer a função de distribuição de pártons (PDF) dos componentes do feixe,

sendo o espalhamento inelástico profundo de léptons-hádrons a principal ferramenta experimental para o estudo das PDF. Em física de altas energias o processo de produção de par é predominantemente fusão de glúons, figura 1.8.

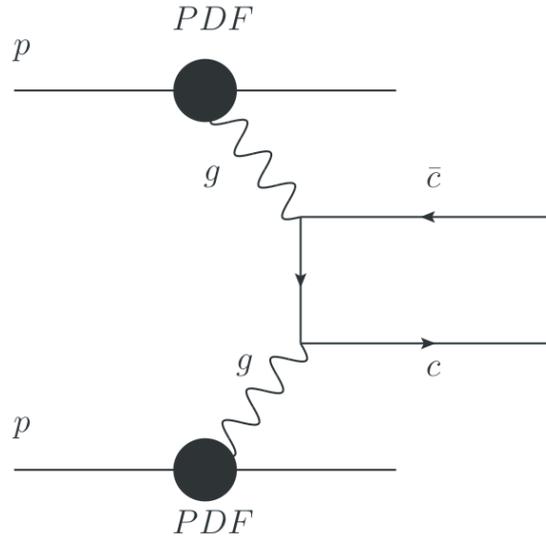


Figura 1.8: Diagrama de Feynman de menor ordem para a criação do par $c\bar{c}$ por fusão de glúon.

As duas próximas etapas estão relacionadas com a neutralização da cor e, conseqüentemente, a formação do estado ligado. Este processo ainda é fonte de muitas dúvidas e questões em aberto. Existem alguns modelos que abordam este assunto. Aqui vamos discutir os mais utilizados: singlete de cor (*color singlet model - CSM*), octeto de cor (*color octet model - COM*), QCD não relativística (*NRQCD*) e evaporação de cor (*color evaporation model (CEM)*).

Singlete de Cor

O modelo de singlete de cor pode ser considerado o mais simples de todos citados. Sua hipótese está no fato de que o par criado $Q\bar{Q}$ não muda seu estado de cor e spin durante o processo de ligação. O par deve ser criado no estado de singlete de cor, com spin S e momento angular orbital L , tal que,

o estado final do quarkonium possua momento angular total J que satisfaça $2S+1L_J$.

Em colisões hadrônicas de altas energias, a principal contribuição vem da fusão de glúons, à medida que a energia da colisão aumenta, a fração inicial do momento do parton x_i , necessária na criação do quarkonium, diminui até a região em x onde o número de glúons é maior que o número de quarks, vide figura 1.9.

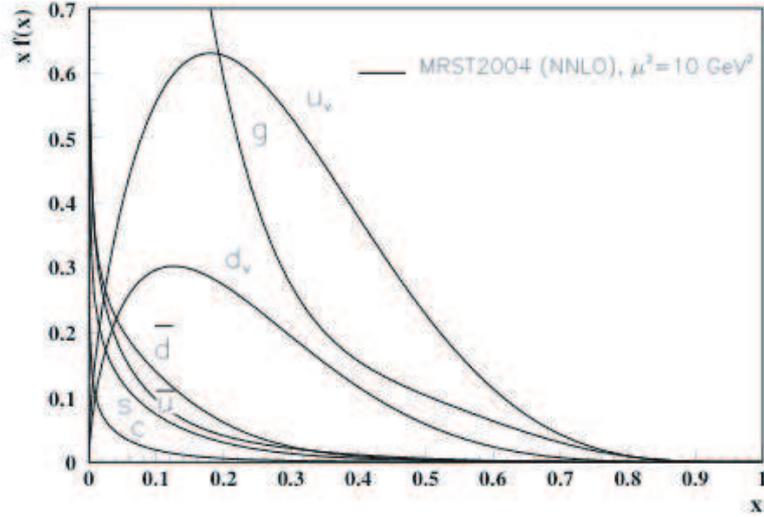


Figura 1.9: Função de distribuição de partons em função da fração do momento carregado x [20] utilizando parametrização NNLO MRET2004 [21].

Existem apenas seis diagramas de Feynman para a produção do estado de 3S_1 associados com glúons, figura 1.10.

O modelo de singlete de cor teve grande sucesso em colisões entre léptons, o mesmo não acontece em colisões hadrônicas. A principal hipótese está no fato de que elétrons não possuem cor, portanto, o estado de quarkonium é sempre formado no singlete de cor. Enquanto hádrons são formados de partons que possuem cor, e o estado de quarkonium pode ser produzido em estados de octeto de cor.

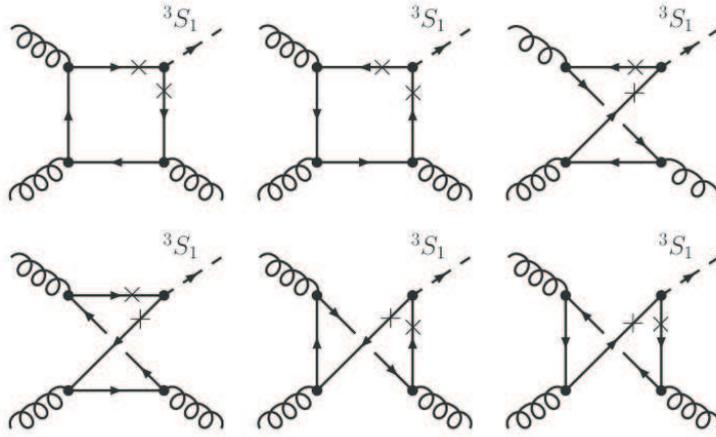


Figura 1.10: Os 6 diagramas de Feynman para $gg \rightarrow {}^3S_1g$.

Modelo de Evaporação de Cor

O modelo de evaporação de cor foi inicialmente introduzido em 1977 [22] [23], mas o interesse neste processo só foi retomado em 1996 por Halzen *et al.* [24], seguida de uma prescrição feita por Buchmuller e Hebecker [25] para explicar a produção de um *gap* em rapidez em espalhamento inelástico profundo. Sua abordagem é simples e experimental, além de ser muito bem aceita fenomenologicamente. Neste processo, o par $Q\bar{Q}$ pode tanto combinar com quarks leves e formar mésons abertos ou ligar entre si e formar o estado de quarkonium. A principal característica é a total rejeição da participação da cor. Ao contrário do CSM, o par produzido por interações perturbativas não precisa ser criado no estado de singlete de cor. O estado criado interage com o campo de cor após sua produção e, como consequência, seus números quânticos finais não estão correlacionados com os números quânticos iniciais.

Tal afirmação carrega interpretações novas e interessantes. Primeiramente, o estado 3S_1 pode ser criado de apenas um único glúon, proibido no CSM devido à conservação de cor. Além do que, a probabilidade de que o par $Q\bar{Q}$ seja criado no estado de singlete é de $\frac{1}{9}$, a seção de choque total da produção de quarkonium fica:

$$\sigma_{onium} = \frac{1}{9} \int_{2m_Q}^{2m_{\bar{q}Q}} dm \frac{d\sigma_{Q\bar{Q}}}{dm} \quad (1.7)$$

A seção de choque de certo estado físico H , é uma fração ρ_H da seção de choque total:

$$\sigma_H = \rho_H \sigma_{onium} \quad (1.8)$$

O valor de ρ_H é o inverso do número de estados de quarkonium situados entre $2m_Q$ e $2\bar{q}Q$.

Modelo octeto de cor e QCD não relativística

A utilização da QCD não relativística (NRQCD) na física de *quarkonium* é motivada pelo sucesso de modelos potenciais em descrever propriedades estáticas de charmonium e bottonium. A Lagrangeana da NRQCD mais efetiva possui a seguinte forma [26]:

$$\mathcal{L} = \psi^\dagger \left(iD_0 + \frac{\vec{D}^2}{2m_Q} \right) \psi + \chi^\dagger \left(iD_0 - \frac{\vec{D}^2}{2m_Q} \right) \chi + \mathcal{L}_{leve} + \delta\mathcal{L}, \quad (1.9)$$

onde ψ e χ são os spinores que descrevem o quark e o antiquark pesados, respectivamente, e \mathcal{L}_{leve} é a Lagrangeana da QCD relativística para glúons e quarks leves. A derivada covariante é entendida como $D^\mu = \partial^\mu + igA^\mu$, onde $A^\mu = (A^0, \vec{A})$ é descrito em teoria de campo SU(3) e g é constante de acoplamento da QCD. Por fim, o termo $\delta\mathcal{L}$ inclui todos possíveis operadores consistentes com a simetria da QCD e reproduzem os efeitos relativísticos da teoria [26].

Em princípio, cálculos de NRQCD podem reproduzir observáveis de *quarkonium* com exatidão, desde que adicionamos termos de correção a Lagrangeana efetiva $\delta\mathcal{L}$ e escolhamos valores apropriados as constantes de acoplamento.

Este formalismo também permite que pares de quarks pesados criados em estados de octeto de cor evoluam a estados físicos de quarkonium através de radiação de glúons leves após sua criação.

1.2.5 Produção de Quarkonia em Colisões Hadrônicas do tipo pA e AA

Em colisões do tipo pA e AA temos uma complicação natural devida à presença da matéria nuclear. É preciso entendermos os efeitos esperados na produção de *quarkonia*. Tais efeitos são, usualmente, chamados de efeitos da matéria nuclear fria (*cold nuclear matter - CNM*), e é de extrema importância os conhecermos para que não sejam confundidos com os efeitos do quark glúon plasma, que serão discutimos na próxima seção.

O nome matéria fria surge do fato desses efeitos serem observados em interações hádrons-núcleos, onde não são esperados efeitos de matéria quente e densa. Entre os mais estudados temos [15]:

- A modificação da função de distribuição de pártons devido a presença de outros nucleons no núcleo. Isto leva a um decréscimo (*shadowing*) ou acréscimo (*antishadowing*) na taxa de produção do estado de quarkonium;
- Perda de energia do párton ao atravessar o núcleo alvo antes de interagir por espalhamento profundo;
- Absorção (*destruction*) do par $Q\bar{Q}$ tanto no estágio de pré-ressonância, como no de ressonância, devido a sucessivas interações com os núcleons do alvo.

A questão essencial é como considerar tais efeitos em colisões relativísticas. A base para isso é a medida de diléptons, *open charm(bottom)*, e produção de *quarkonia* em colisões pA ou dA.

O procedimento utilizado nestes estudos está na determinação da função de distribuição de pártons através da produção de *open charm(bottom)* e diléptons e na determinação do efeito de absorção dos estados de $Q\bar{Q}$ pelo modelo de Glauber, ambos em colisões pA ou dA na regiões cinemáticas relevantes.

Tudo isto, nos leva a concluir que experimentos com colisões pA ou dA são ferramentas essenciais na análise de produção de *quarkonia* em colisões nucleares.

1.3 Busca pelo Plasma de Quarks e Glúons

Além de testar a teoria da cromodinâmica experimentalmente para *heavy-quarkonia*, um dos principais objetivos deste projeto é estudar os efeitos esperados ao colidirmos íons pesados. Colisão do tipo Au+Au com energia no centro de massa de 200GeV possui densidade de energia suficiente para a criação do estado do QGP. É fundamental entendermos qualquer efeito oriundo do aumento da matéria nuclear na colisão, para poderemos concluir, sem ambiguidade, se houve a formação do QGP. Tal estado sugere que quarks e glúons, partículas que possuem carga de cor, estejam livres e não mais confinados em hádrons. A figura 1.11 ilustra o diagrama de fase da matéria nuclear.

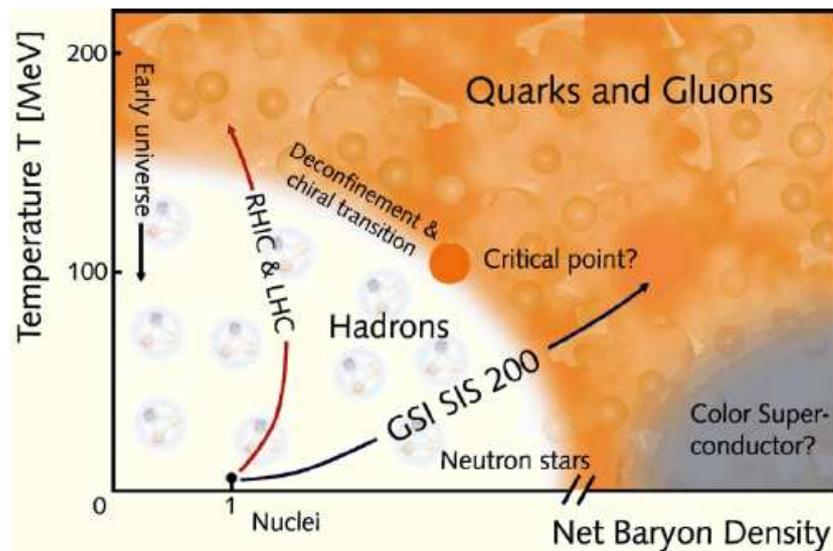


Figura 1.11: *Figura ilustrativa do diagrama de fases da matéria nuclear*

Somente em condições extremas de temperatura e/ou densidade de energia podemos encontrar o QGP. Na natureza, acreditamos que tal estado se manifeste de forma espontânea no interior de estrelas de nêutrons e se manifestou nos instantes iniciais da evolução do universo, logo após o Big Bang (Figura 1.12).

Como podemos estudar as propriedades desse estado desconhecido? Primeiro, temos que recriar tal estado no laboratório. Grandes aceleradores de

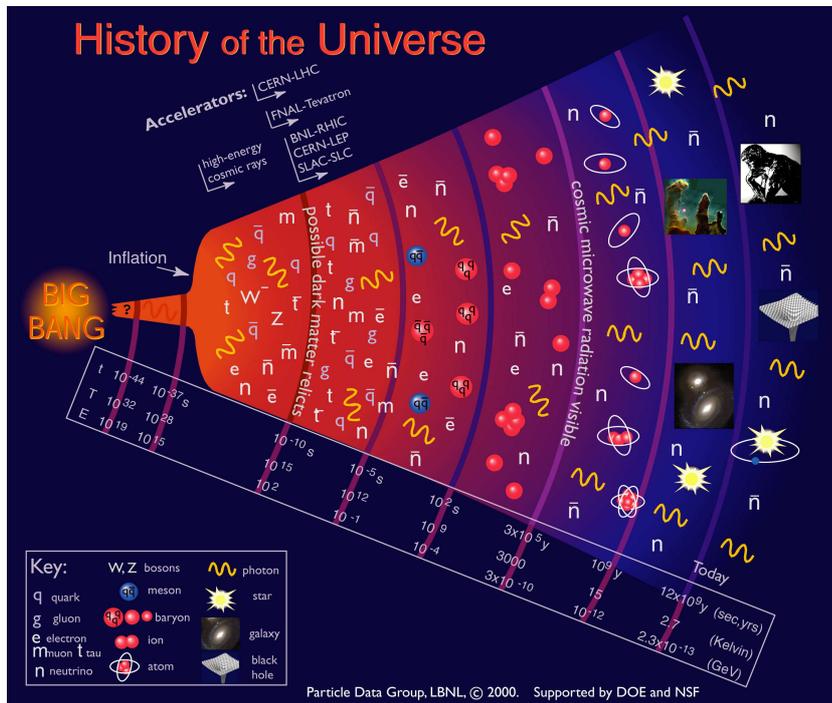


Figura 1.12: *Evolução do universo*

partículas foram construídos para tal finalidade. Colidindo-se dois núcleos pesados, uma grande quantidade de energia é depositada em um pequeno espaço, criando condições extremas de temperatura na qual a matéria muda de estado e se torna o QGP. Este estado de desconfinamento de cor existiria por um curto período e, conseqüentemente, medidas diretas deste estado são inviáveis. Contudo, medidas indiretas são possíveis e podemos destacar as seguintes:

- radiação hadrônica e *flow*,
- radiação eletromagnética,
- dissociação de estados de quarkonia,
- perda de energia de jatos.

A radiação hadrônica significa o estudo da emissão de hádrons constituídos de quarks leves (u , d , s), com dimensões de aproximadamente 1 fm .

Dentro da QGP, tais hádrons não existem, logo, são formados na superfície de transição entre a QGP e o vácuo físico. A física da superfície não depende da temperatura no interior do meio, em outras palavras, independentemente da temperaturas do plasma criado, a transição do desconfinamento para o confinamento ocorre a uma temperatura estimada de $T \simeq 160 - 180 MeV$. Como consequência, esta radiação nos fornece informações sobre a fase de transição hadrônica, mas não sobre o meio quente criado.

Nos últimos anos, o estudo do fluxo dessas radiações vem ganhando espaço no meio científico. Se o meio criado possui alta densidade de energia e este pode se expandir livremente, não há nenhuma limitação física no experimento, então essa expansão conduzirá a um fluxo hidrodinâmico global, direcionando o momento dos hádrons produzidos. E se, a colisão acontecer de forma não frontal, e sim periférica, a anisotropia do meio criado resultará em diferentes pressões nas coordenadas espaciais, produzindo o que nós físicos chamamos de fluxo direto e elíptico. Tais fluxos dependem somente das condições iniciais da colisão, logo, seus estudos nos fornecem informações sobre os estágios iniciais da evolução do meio.

Por outro lado, o meio aquecido também emite fótons e di-léptons. A produção desta radiação vem da interação entre quarks e glúons, ou da aniquilação de pares quark-antiquark. Fótons e léptons só interagem eletromagneticamente, portanto, uma vez formado, esses irão atravessar o meio sem mais interações, carregando informação sobre o estado do meio no momento e lugar em que foram criados. Isto pode ter acontecido no interior do meio ou em estágio iniciais da evolução, tornando-se uma excelente ferramenta como ponta de prova da QGP. O único problema está na identificação da radiação eletromagnética oriunda do plasma, visto que, radiação eletromagnética pode ser criada em qualquer instante ou lugar, inclusive após a hadronização.

Ambas radiações, hadrônica e eletromagnética, são emitidas pelo próprio meio, carregando informação sobre o estado formado no momento de sua emissão. As próximas duas pontas de provas testam o meio criado com o diferencial de serem criados antes do meio ser formado e estarem presentes quando este surge.

A supressão dos estados de quarkonia pode ser uma consequência direta

da criação de um meio com cargas de cores livres. Como descrito na seção 1.2, os vários estados de *quarkonia* possuem diferentes raios, e no momento que o raio de Debye do meio criado for menor que o raio do *quarkonium*, este passa a não formar mais um estado ligado. Com isso em mente a proposta feita é a verificação experimental da redução do número de estados de *quarkonia* produzidos quando há formação da QGP em uma colisão ultra-relativística.

Outra implicação experimental importante é a utilização da supressão sequencial [27] como termômetro do meio criado. A figura 1.13 ilustra este conceito. Quando a temperatura T do meio criado é menor que a temperatura crítica T_c da formação do QGP, todos os estados de *quarkonia* sobrevivem. Aumentando a temperatura do meio para valores superiores a T_c , os estados com maior raio começam a se desfazer devido a blindagem de cor, conhecendo então os estados sobreviventes e a temperatura em que estes se desfariam, temos uma estimativa para a temperatura do meio criado.

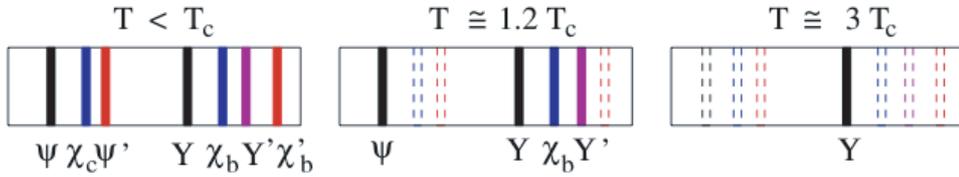


Figura 1.13: *Supressão sequencial de Quarkonia como termômetro do meio criado.*

A última proposta está no estudo de jatos [28]. Estes objetos são formados pelo espalhamento de um párton de alto momento que por fragmentação produz um conjunto de hádrons. Ao atravessar um meio denso, o párton espalhado perde energia devido a múltiplas interações. Se o meio formado estiver num estado desconfinado de cor, a energia perdida por uma carga de cor aumenta, assinatura que podemos verificar experimentalmente. Além disto, para jatos oriundos de *quarks*, a massa do mesmo influencia na supressão do jato observada.

A figura 1.14 resume as principais pontas de prova que podemos utilizar no estudo do QGP. Este trabalho dedicou-se exclusivamente no estudo da produção de estados de quarkonia.

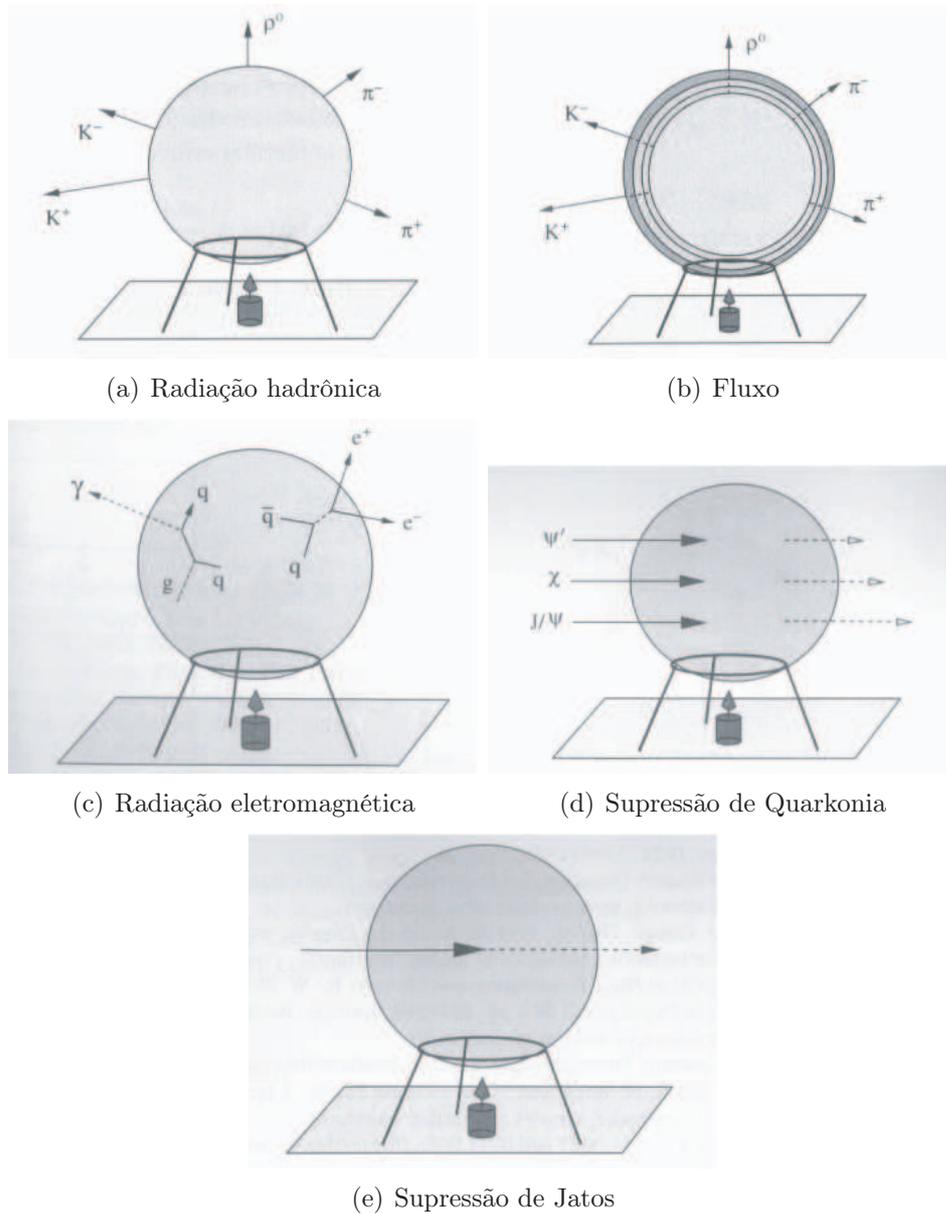


Figura 1.14: Pontas de prova no estudo do plasma de quarks e glúons [15].

Capítulo 2

Acelerador RHIC e o experimento STAR

2.1 O acelerador RHIC

O acelerador *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) está localizado na cidade de Upton, New York, EUA. Em atividade desde 2000, possui quatro grandes experimentos: *Broad Range Hadron Magnetic Spectrometers* (BRAHMS), PHOBOS, *Pioneering High Energy Nuclear Experiment* (PHENIX), *Solenoidal Tracker at RHIC* (STAR). Atualmente, somente os dois últimos estão em atividade.

A construção do RHIC teve início em 1987 [29]. A escolha do *Brookhaven National Laboratory* (BNL) como local de obras foi devido a existência da estrutura deixada pelo projeto ISABELL/CBA [30] e aceleradores de baixa energia ali existentes.

O complexo do RHIC é composto por um *Van de Graaff*, um acelerador Linear de Prótons, o *Booster* sincrotron, o *Alternative Gradient Synchrotron* (AGS) e o sincrotron RHIC. Até 2009, quatro tipos de feixes já foram acelerados: próton(p), dêuteron(d), cobre(Cu) e ouro(Au). E as energias no centro de massa podem chegar até 200 GeV/c para colisões de $Au + Au$ e 500 GeV/c em colisões de $p + p$.

O processo de aceleração dos íons pesados começa no acelerador de Van de

Graaff. Para descrever o processo mais detalhadamente tomarei como exemplo o feixe de Au. Primeiro, os íons emitidos com carga -1 e são acelerados por um potencial de 14 MV, passam por um *stripper*, e novamente são acelerados pelo potencial de 14 MV, saindo do Van de Graaff com energia de aproximadamente 1 MeV/u e carga de +32.

O segundo estágio é o *Booster* sincrotron, no qual os íons são acelerados até a energia de 95 MeV/u. Na saída, eles passam novamente por um *stripper* que os deixam com carga +77 e seguem para o AGS.

O AGS é o terceiro estágio. Como seu antecessor, esse acelerador é do tipo sincrotron. Os íons são acelerados à energias de 10.8 GeV/u. No final, eles passam por um último *stripper* que os deixam com a carga máxima de +79. Finalmente, o feixe de Au é injetado nos anéis do RHIC e a última etapa começa.

Nos anéis do RHIC, os íons são acelerados a energias de 100 GeV/u e colididos. Existem seis pontos de colisões, em quatro foram montados os experimentos citados anteriormente.

Todo complexo do RHIC pode ser visto na figura 2.1.



Figura 2.1: *Complexo RHIC.*

A aceleração do feixe de próton é a mesma a partir do Booster sincrotron.

Antes disso, os prótons são acelerados pelo acelerador linear à energia de 200 MeV e injetados no *Booster* sincrotron, seguida de aceleração no AGS e por fim, nos anéis do RHIC.

2.1.1 Luminosidade do RHIC

Uma das qualidades mais importantes do feixe é sua luminosidade. Esta é definida como o número de partículas por unidade de área e por unidade de tempo. Sua fórmula é escrita como [31]:

$$L = \frac{BN_1N_2f}{A_{eff}} \quad (2.1)$$

onde N_i é a quantidade de partículas nos pacotes de feixe (*bunches*), B é o número de pacotes de feixe, f é a frequência de revolução e A_{eff} é a seção de choque efetiva dos pacotes.

A figura 2.2 mostra os valores máximos de luminosidade medidos para feixes de p+p e Au+Au até 2009 e as previsões dos valores até o ano de 2014. O aumento da luminosidade é devido ao avanço da qualidade de focalização e condução do feixe.

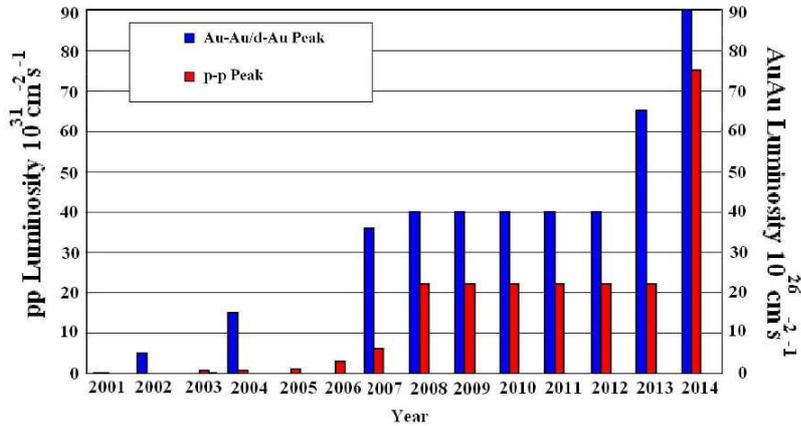


Figura 2.2: *Picos máximos de luminosidade do RHIC [32]*

A análise de dados aqui feita, utilizou-se dos dados provenientes do experimento STAR, portanto, na próxima seção entraremos em mais detalhes somente deste experimento.

2.1.2 O Experimento STAR

O STAR, um dos dois maiores experimentos do RHIC, foi construído para investigar o comportamento da interação forte da matéria em densidade de energia elevada e procurar por assinaturas da formação do plasma de quarks e glúons.

As principais características do meio criado no RHIC são o grande número de partículas produzidas, cerca de 1000 por unidade de pseudorapidez, e partículas com alto momento ($> 2\text{GeV}/c$) oriundos do espalhamento forte de partons.

O STAR foi desenvolvido para medir vários observáveis simultaneamente, com o objetivo de estudar a possível transição de fase para o QGP e entender a evolução espaço-tempo do processo de colisão de íons pesados ultra-relativísticos, deixando um legado no conhecimento científico no entendimento fundamental na estrutura microscópica das interações hadrônicas em densidade altas de energia.

Projetado para medir a produção de hádrons sobre um amplo ângulo sólido, seus subdetectores possuem alta precisão na reconstrução de trajetórias, análises de momento e identificação de partículas em rapidez central.

Durante uma tomada de dados, os seguintes subsistemas do STAR entram em funcionamento: magnético (*MAG*), o *Time Projection Chamber (TPC)*, *Silicon Vertex Tracker (SVT)*, *Forward Time Projection Chamber (FTPC)*, o *Time of Flight (TOF)/Central Trigger Barrel (CTB)*, o calorímetro eletromagnético (*EMC*) e o trigger.

O subsistema MAG é composto principalmente pelo solenóide do STAR, capaz de gerar um campo magnético de até 0,5 T e com uniformidade melhor que 1000 ppm em toda região do TPC [33, 34].

O principal subdetector é o TPC que consegue identificar trajetórias de partículas carregadas em região de rapidez central. O SVT foi removido do STAR em 2009 e o TOF foi instalado em sua totalidade em 2010 no lugar do CTB.

Na próxima seção, serão descritos em detalhes os subsistemas que fazem parte do estudo da produção de quarks pesados: TPC, EMC e o trigger.

2.1.3 *Time Projection Chamber - TPC*

Considerado o coração do STAR, o TPC é o detector principal e todas as análises dependem do seu bom funcionamento. Servindo como o primeiro dispositivo de trajetórias, informação do caminho percorrido pelas partículas, medidas de momento e identificação de partículas pela perda de energia por ionização são todas realizadas por ele.

Sua cobertura angular é de $|\eta| < 1.8$, ângulo azimutal completo e total alcance de multiplicidade. η representa a pseudorapidez, coordenada espacial que descreve o ângulo da partícula relativo ao eixo do feixe. Partículas são identificadas entre momentos de 100 MeV/c até 1 GeV/c, e momentos são medidos entre 100 MeV/c até 30 GeV/c.

O TPC pode ser visto na figura 2.3. Este consiste em um cilindro oco de 4.2 m de comprimento e 4 m de diâmetro, preenchido por um gás e submetido a um campo elétrico uniforme e bem definido.

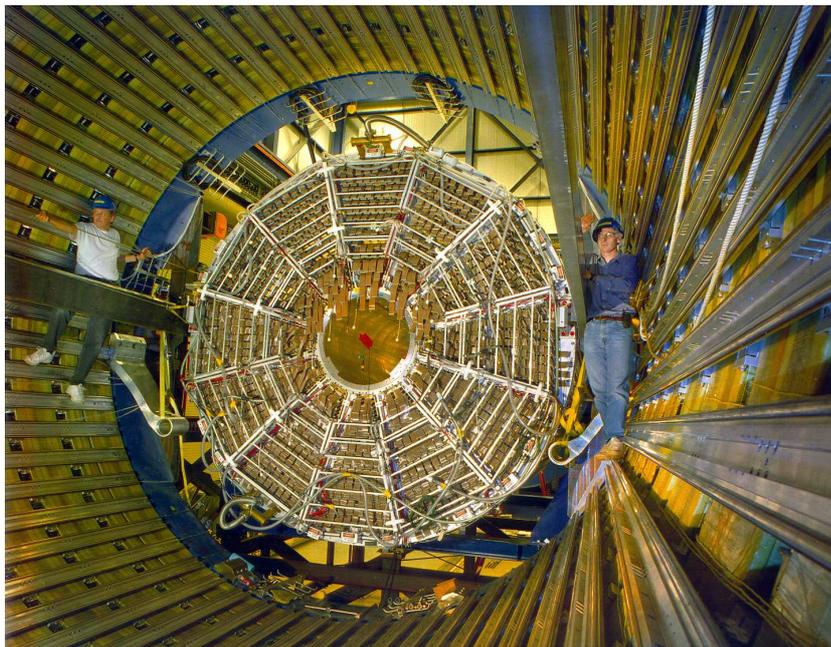


Figura 2.3: *Time Projection Chamber* do STAR, foto tirada durante sua montagem.

Este campo é gerado a partir da diferença de potencial de uma fina membrana condutora central, identificada como *Central Membrane* (CM), com

as tampas do TPC, onde estão localizados os leitores de sinais e limitado pelas paredes externas (*Outer Field Cage*) e internas (*Inner Field Cage*) do cilindro. A tensão aplicada no CM é de 28 kV, enquanto as tampas estão aterradas. O campo elétrico gerado é de aproximadamente 135 V/cm.

As paredes interna e externas foram projetadas para dois propósitos: como compartimento para o gás e de uniformizar o campo elétrico. Elas possuem 182 anéis igualmente espaçados, influenciados por uma cadeia de 183 resistores de 2 $M\Omega$, o que gera um gradiente uniforme entre o MC e as tampas.

O gás escolhido para preencher o interior do TPC é o P10 (90% de Argônio + 10% de metano). O sistema de gás [35] foi desenvolvido para manter a pureza do gás, reduzindo impurezas como oxigênio e água que, devido suas eletronegatividades, capturam os elétrons oriundos da ionização pela passagem de partículas carregadas. Para que a absorção desses elétrons se mantenha em porcentagens pequenas, a concentração de oxigênio é mantida em 100 ppm e a de água em 10 ppm.

A pressão do gás é mantida a 2 mbar acima da pressão atmosférica. A principal característica é e a velocidade de escoamento, esta deve ser a maior e mais estável possível, a figura 2.4 mostra a velocidade de escoamento no gás P10 quando aplicado um campo elétrico, o valor para o campo de 135 V/cm fornece a velocidade máxima, de aproximadamente 5.45 $cm/\mu s$.

Os valores típicos de constante de difusão transversal para este gás e um campo magnético de 0.5 T são de 230 $\mu m/\sqrt{(cm)}$ ou $\sigma_T = 3.3 mm$ após percorrer 210 cm , e difusão longitudinal de 320 $\mu m/\sqrt{(cm)}$ ou $\sigma_L = 5.2 mm$ após percorrer o comprimento total.

O sistema de leitura é formado por um sistema de câmaras do tipo MWPR (*Multi Wire Proportional Chamber*) localizados nas tampas do TPC e divididos em 12 setores com um distancia de 3 mm entre eles, reduzindo a área morta de detecção.

A câmara é constituída de quatro componentes: uma placa de leitura e três planos de fios. A figura 2.5 mostra um corte radial da mesma. O plano de fios indexado como *gate grid* possui a função de controlar a entrada de elétrons oriundos do escoamento no TPC nas MWPC e bloqueia íons positivos gerados dentro das câmaras que queiram passar para o interior

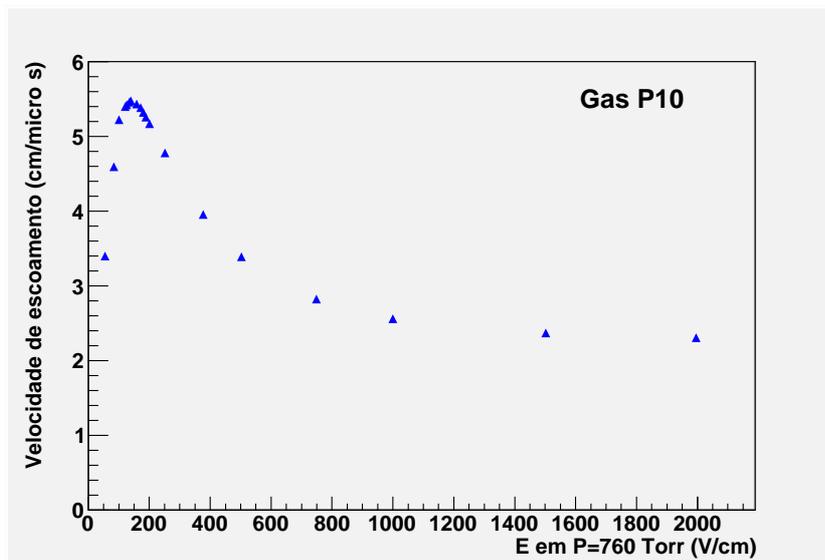


Figura 2.4: Velocidade de escoamento no gás P10 sobre pressão de 760 Torr.

do TPC, onde causariam distorções no campo elétrico. Seu funcionamento consiste em aplicar uma mesma tensão em todos os fios, tipicamente 100 V, configurando uma situação de portão fechado, e aplicando tensões alternadas de ± 75 V do seu valor nominal, caracterizando um portão aberto para que os elétrons possam passar. Durante uma tomada de dados, o *gate grip* permanece fechado e somente no momento da leitura de dados ele se abre. Esse período é curto suficiente para impedir a passagens dos íons positivos, pois devido sua grande massa a velocidade de escoamento é menor do que a dos elétrons.

Em seguida temos o conjunto de fios aterrados (*shield grid*). Seu objetivo principal é de isolar a região de amplificação. Também pode ser usado na parte de calibração do sistema de leitura.

Por fim, o terceiro plano: os fios do anodo. Aplicados a alta tensão produzem o campo elétrico necessário na detecção das cargas de ionização.

Cada setor da tampa do TPC consiste em duas partes: externa e interna (figura 2.6). Cada uma foi desenvolvida para alcançar certos objetivos, sendo a principal diferença a multiplicidade de partículas, quanto mais próximo do centro do detector maior é a concentração de partículas por volume.

No setor externo, o sistema de leitura foi desenvolvido para otimizar a

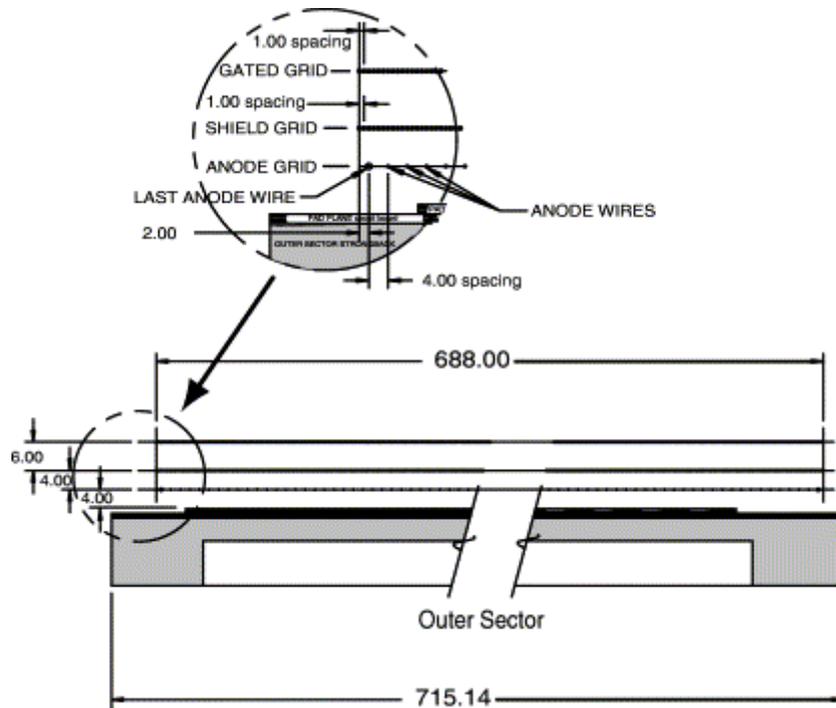


Figura 2.5: Corte radial do setor externo do TPC.

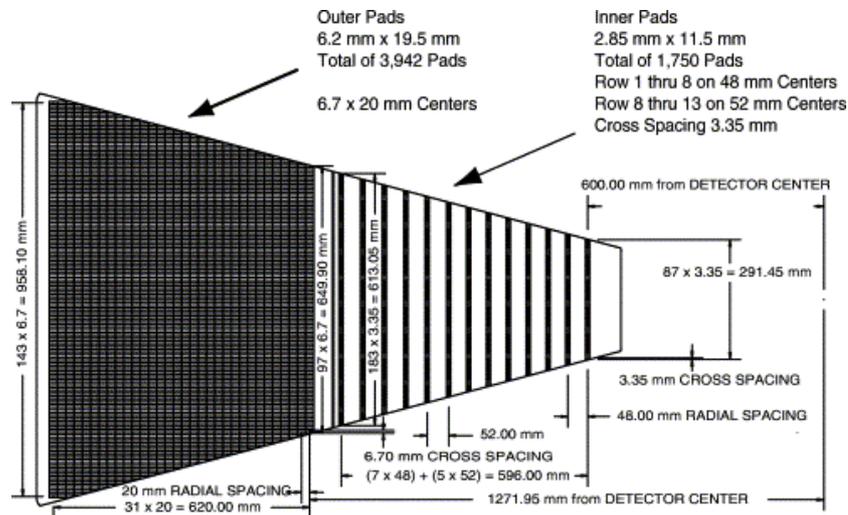


Figura 2.6: Um setor completo do TPC.

resolução de dE/dx , as 32 placas de leituras (*padrows*) foram posicionadas sem espaçamento entre elas, o que garante a coleta completa dos elétrons oriundos da ionização. O número total de placas é de 3942.

O sistema de leitura no setor interno foi feito para aumentar a resolução espacial entre dois pontos, é composto por 13 *padrows* espaçados entre si. O setor interno não contribui significativamente para melhorar a resolução de dE/dx , mas fornece medidas de trajetórias para pequenos raios, melhorando a resolução de momento e extrapolação de trajetórias para detectores internos. Além de fornecer a detecção de partículas com baixo momento.

2.1.4 *Barrel Electromagnetic Calorimeter - BEMC*

O calorímetro do STAR foi projetado para o estudo de processos raros e com alto momento transversal ($P_t > 1\text{GeV}/c$), como exemplo: jatos, hádrons de alto momento (*leading hadrons*), fótons diretos (*direct photons*), elétrons provenientes de decaimentos de quarks pesados. Medidas que são as mais eficientes do STAR para o estudo do meio criado em alta temperatura. Além disso, o calorímetro possui um importante papel no sistema de trigger, sendo peça importante nos triggers de *heavy-quarkonium*.

Localizado a aproximadamente 220 *cm* do feixe, este circunda o TPC, fornecendo uma cobertura angular completa no ângulo azimutal e pseudo-rapidez entre -1 e 1; esta configuração permite extrapolação para todas as trajetórias medidas pelo TPC.

O calorímetro possui o total de 120 módulos com dimensões de 1 unidade em $\Delta\eta$ e 6° em $\Delta\Phi$. A figura 2.7 ilustra a disposição desses módulos no detector, 60 módulos ficam na parte oeste e 60 na parte leste do centro do detector.

Um módulo é segmentado em 40 torres, dispostas duas em Φ , e vinte em η . Cada torre cobre uma área de $0.05 \Delta\Phi$ e $0.05 \Delta\eta$ e, no total, o BEMC está subdividido em 4800 torres. A disposição de cada torre foi escolhida para que estas apontassem para o centro do detector, como visto na figura 2.8.

O calorímetro do STAR é do tipo amostragem. Cada torre é constituída de camadas alternadas de chumbo e cintilador. Devido a complexidade da geometria do STAR, a tecnologia escolhida permite que o calorímetro fosse construído e instalado sem a necessidade de desmontar os demais subsistemas. Além disso, o custo-benefício era o ideal para cobrir toda área necessária.

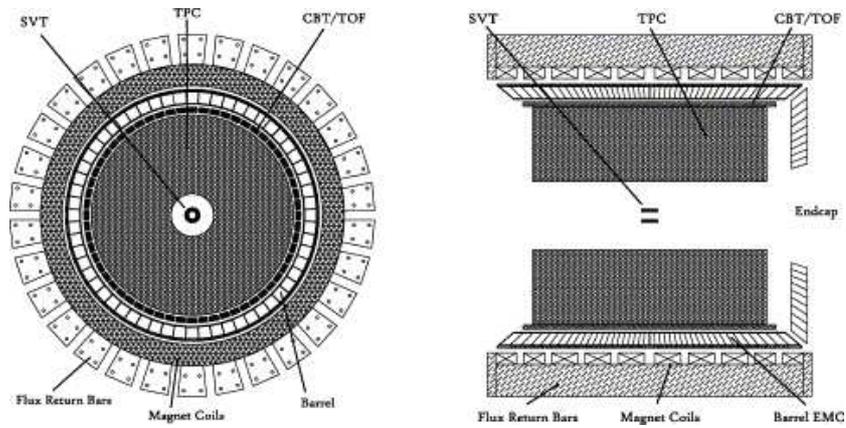


Figura 2.7: Calorímetro do STAR - BEMC.

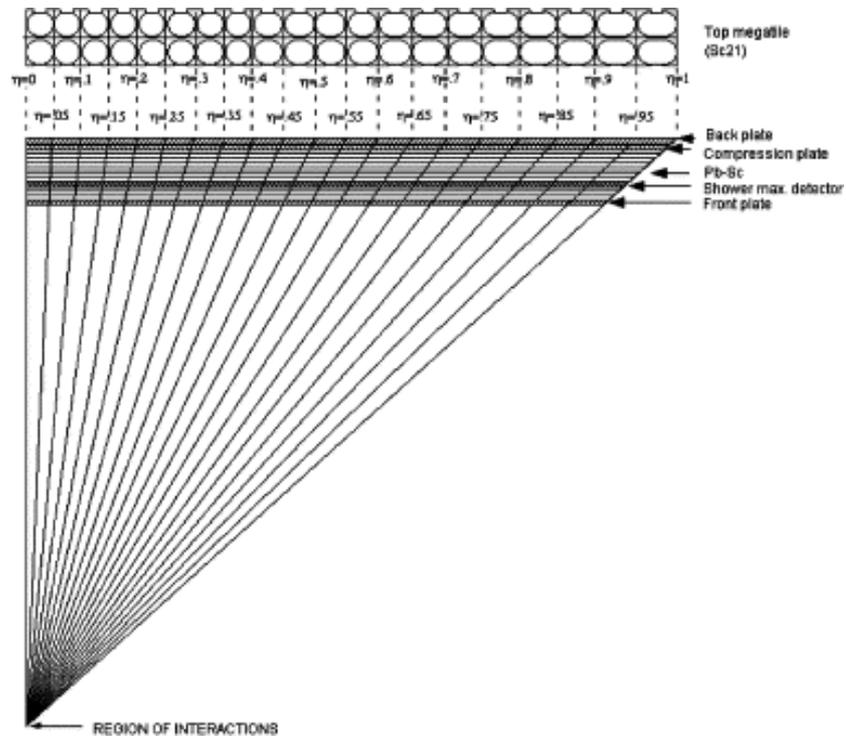


Figura 2.8: Módulo do calorímetro do STAR

Uma torre (figura 2.9) possui 20 camadas de 5 mm de espessura de chumbo, 21 camadas de cintilador, sendo 19 com 5 mm de espessura e 2 de 6 mm. A aproximadamente $5 X_0$ dentro da torre, está localizado o detector *Shower maximum detector* (SMD), utilizado para medir a distribuição

espacial do chuveiro eletromagnético.

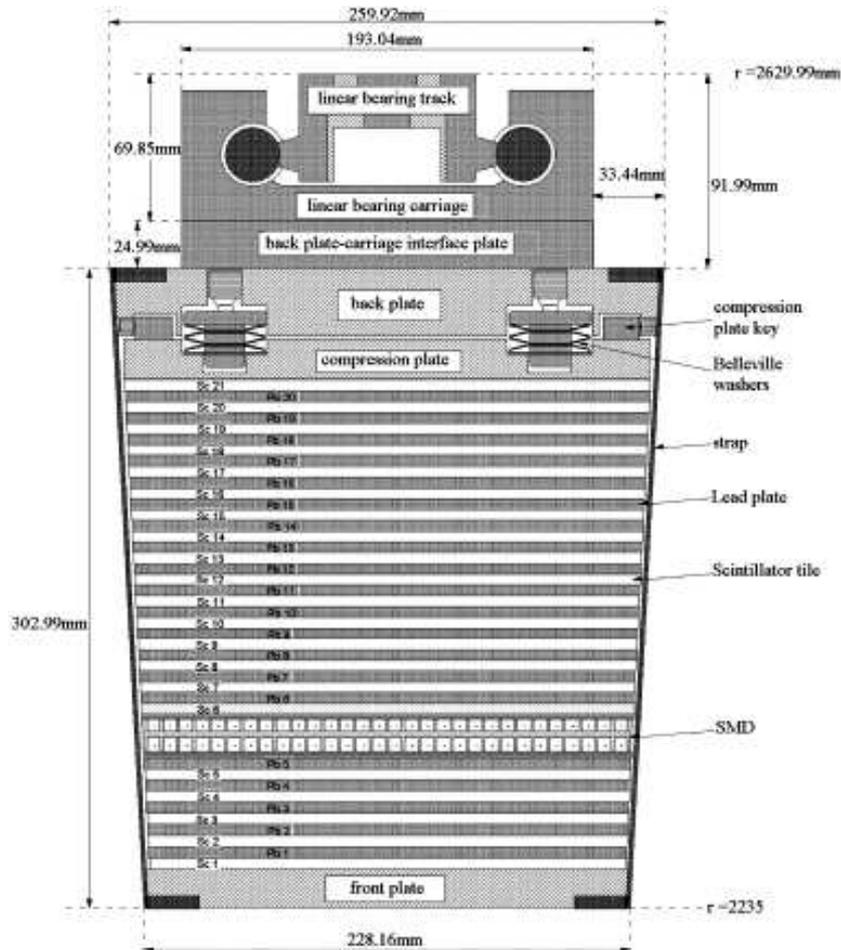


Figura 2.9: Torre do calorímetro do STAR

A profundidade total do calorímetro é de aproximadamente $20 X_0$ em pseudorapidez central. O sinal depositado nas 21 camadas de cintilador e uma única torre são combinados e enviados a uma fotomultiplicadora, fornecendo o valor da energia depositada. O cintilador escolhido foi o *Kuraray SCSN81*.

2.1.5 Trigger

"A procura por eventos raros!", essa é a frase que nos motiva a buscar uma saída eficiente para poder medir eventos que têm, por natureza, serem

improváveis. A produção de *heavy-quarkonium* é um evento raro e, portanto, necessita de um sistema de trigger durante a tomada de dados.

Os detectores são divididos em duas classes: rápidos e lentos.

Os rápidos são caracterizados por sua alta taxa de leitura. No caso do STAR o valor estimado é de 10 MHz , valor comparável com a taxa de cruzamentos de pacotes de feixe entre os dois anéis do RHIC. Entre os subsistemas de detecção do STAR, o BEMC é considerado um detector rápido e possui um papel importante nos triggers de *heavy-quarkonium*.

Os detectores lentos possuíam uma taxa de leitura inferior aos considerados rápidos. Entre eles podemos considerar: TPC, SVT, FTPC, SMD e o TOF.

O principal detector do STAR, o TPC, é dito lento. Até o ano de 2008, este possuía uma taxa de leitura inferior a 100 Hz , 5 ordens de grandeza menor que os detectores rápidos. A partir de 2009, o sistema de aquisição de dados do TPC sofreu uma atualização e passou a ter uma taxa de leitura de 1 kHz . Seu novo sistema é conhecido como *DAQ1000*.

Essa diferença de taxa de leitura permite que na tomada de dados, o sistema possa selecionar eventos que possuam certas condições físicas fornecidas pelos detectores rápidos, considerando se o evento é interessante ou não, abortando a tomada de dados durante o processo se considerar conveniente.

Em uma colisão centenas de partículas são geradas. No entanto, a probabilidade de um Upsilon surgir é muito pequena. Para que uma quantidade significativa de Υ pudesse ser medida, a quantidade de dados gravados passaria a ser um problema significativo, gerando um fundo que tornaria a medida inviável. Contudo, o evento em que um Υ é criado possui algumas assinaturas que podem ser medidas antes que todo o processo de tomada de dados encerre. Devido a sua massa elevada, essa partícula ao decair pelo canal leptônico, gera um par de elétron-pósitron muito energético e com um ângulo grande entre eles. Características que podem ser medidas pelos detectores rápidos. Assim, esses detectores podem fornecer informações que permitem decidir se determinado evento possui probabilidade alta de existir um Υ , antes do fim da tomada de dados dos detectores lentos.

O sistema de trigger do STAR é dividido em quatro níveis: L0, L1, L2 e L3.

Os três primeiros níveis tomam suas decisões usando informações somente dos detectores rápidos, enquanto o L3 é baseado nas trajetórias fornecidas pelos detectores lentos. O esquema de como os dados caminham no sistema de trigger está na figura 2.10.

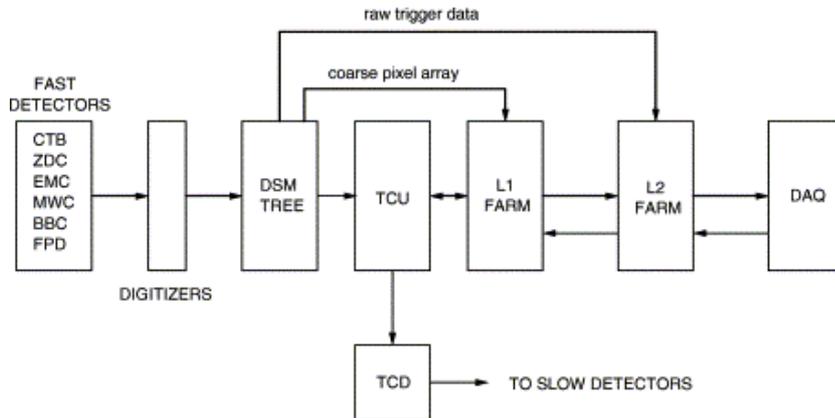


Figura 2.10: Esquema do trigger do STAR

Detectores do Trigger

Alguns detectores são utilizados para verificar a existência de colisão. A tomada de dados utilizando apenas esses detectores é dita como *Minimum Bias* (MB), e dependendo da física envolvida em cada colisão, o STAR utiliza um conjunto de detectores rápidos para iniciar ou não a coleta de dados. Os detectores aqui descritos serão: *Beam-Beam Couter*(BBC) e o *Zero Degree Calorimeter*(ZDC) [36].

Cada experimento do RHIC construiu pares de ZDCs, a fim de fornecerem uma ferramenta comum a todos os operadores do acelerador. Criados para detectarem nêutrons espectadores oriundos das colisões entre íons pesados, estão localizados próximos ao tubo de feixe e cada ZDC, de um par, fica nas extremidades opostas dos experimentos.

O ZDC (figura 2.11) é composto por um calorímetro hadrônico segmentado longitudinalmente em camadas de 5 mm de tungstênio (W) e fibra ótica de 0.5 mm impregnada com cola de silicone resultando num total de 6.1 mm. Esses calorímetros medem a energia depositada dos nêutrons espec-

tadores de uma colisão, servindo como gatilho inicial para tomada de dados em MB. Com a diferença de tempo entre os sinais dos dois ZDCs é possível calcular a posição do vértice primário.

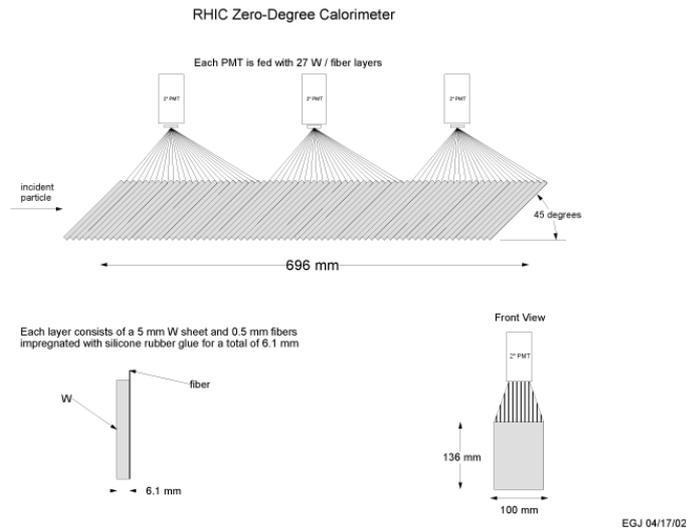


Figura 2.11: *Zero Degree Calorimeter*

Em colisões $d+Au$, somente um dos calorímetros consegue medir os nêutrons. Portanto, o ZDC é utilizado somente como gatilho de MB.

O *Beam-Beam Couter*, figura 2.12, são anéis de cintiladores montados nas partes oeste e leste externas do TPC. Cada contador consiste de dois anéis subdivididos em células hexagonais pequenas e grandes. Cada célula grande possui um tamanho quatro vezes maior que de uma pequena. Em ambos, suas células estão dispostas num conjunto de 6 e de 12. O sinal gerado por esses dois contadores são provenientes das partículas carregadas que chegam até eles, o que proporciona uma medida de multiplicidade. Além disso, a diferença entre o tempo de medida do sinal de cada contador fornece a posição do vértice primário.

Em colisões de $p+p$, o BBC passa a ter uma grande importância na tomada de dados. Devido a não existência de nêutrons, o ZDC não serve mais para inicializar a tomada de dados de MB. A presença de sinal no BBC

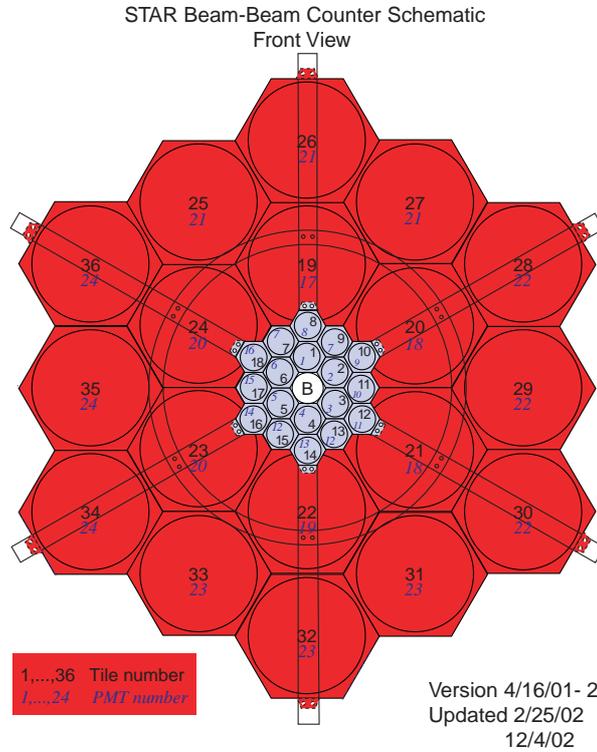


Figura 2.12: *Beam Beam Counter do STAR*

em colisões desse tipo passa a funcionar como gatilho inicial.

2.1.6 *Heavy-quarkonium* trigger

Atualmente a colaboração do STAR utiliza o trigger de *heavy-quarkonium* para o estudo dos mésons J/ψ e Υ . Como estes possuem massas diferentes, existem pequenas diferenças nos valores limites adotados em cada um, mas a ideia é a mesma. Ao decair pelo canal leptônico, estados de *heavy-quarkonium* deixam assinaturas experimentais que permitem atribuir uma probabilidade se o evento tem uma grande probabilidade ou não de ter criado o méson procurado. Devido sua grande massa, é esperado que este decaia em um par de elétron-pósitron energéticos.

O sistema de trigger do STAR para *heavy-quarkonium* utiliza somente informação do BEMC, que é dividido em dois níveis: L0 e L2.

Trigger L0

Os dois léptons energéticos provenientes do decaimento dos mésons J/ψ e Υ são utilizados como assinatura experimental de um evento com alta probabilidade de conter os mésons. A primeira parte do trigger de *heavy-quarkonium* é definida como nível-0 e é um trigger topológico, dependendo somente da disposição espacial das torres do BEMC.

O L0 pode ser escolhido entre duas lógicas. A primeira consiste em um trigger do tipo *high tower*, o mais simples de todos. Após uma colisão ser detectada, todas as 4800 torres do calorímetro são lidas. Procura-se então por uma torre que possua energia medida acima de um limiar pré-definido. Uma vez encontrada a primeira torre que supere esse limiar, o trigger aceita o evento e chama o L2, caso contrário, o trigger manda sua decisão de abortar a tomada de dados para o DAQ, que a executa e prepara novamente todos os detectores para uma nova tomada.

A segunda opção consiste em dividir o BEMC em seis setores. Para cada setor, o gatilho procura por torres energéticas acima do limiar pré-definido. Caso encontre duas torres acima do limiar em regiões não adjacentes, o evento é aceito pelo L0 e segue para a análise do L2. Este esquema está ilustrado na figura 2.13, como exemplo, uma torre energética foi encontrada e identificada como Torre 1, os setores vizinhos são ignorados e procura-se uma nova torre energética nos três setores restantes permitidos, encontrando uma nova torre o evento é aceito pelo L0.

Apesar de ser mais lenta que a primeira, a segunda opção tem o objetivo de diminuir o fundo gerada por fótons energéticos, lembrando que a torre do calorímetro não difere uma partícula carregada de uma neutra. O fóton é a principal fonte de fundo, de modo que, para aumentar a eficiência do trigger é fundamental evitar os falsos disparos oriundos dos fótons.

A procura por torres com diferença angular azimutal apoia-se no fato de que o decaimento de partículas massivas com baixo momento em duas com massas desprezíveis tende a ser em sentidos opostos, característica esperada nos Upsilon produzidos no STAR.

A segunda opção é mais utilizada nos sistemas de trigger para a procura

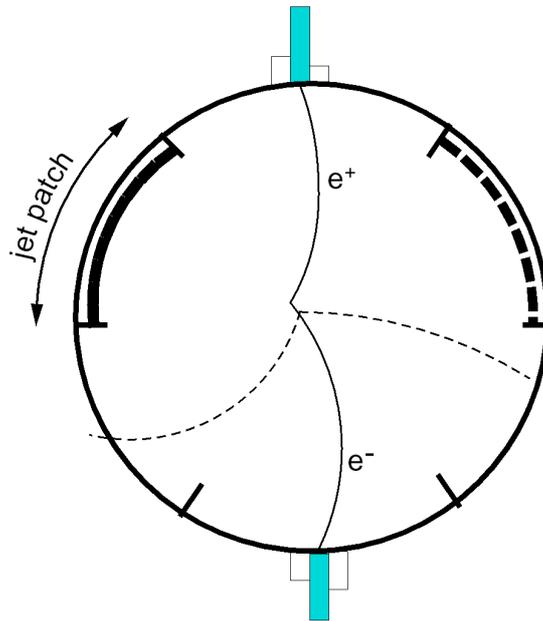


Figura 2.13: Imagem ilustrando o funcionamento do nível 0.

por J/ψ . Devido a massa do Υ ser três vezes maior que a do J/ψ , a primeira opção é o suficiente, colocando-se um limiar de energia elevado, o que reduz o disparo do trigger pelos fótons e o trigger continua sendo eficiente para o par elétron-pósitron oriundo do decaimento.

Trigger L2

O L2 é o trigger de software, sua lógica consiste em submeter o evento aceito pelo L0 em um algoritmo e por fim, decidir se o evento deve ou não continuar a ser tomado e posteriormente gravado.

O algoritmo utilizado para o J/ψ e para o Υ são semelhantes, devido a diferença de massa entre essas duas partículas, os valores dos parâmetros do trigger de J/ψ são menores dos que para o trigger de Upsilon. Essa diferença faz com que a utilização somente dos dados do BEMC torne o trigger de J/ψ inviável, pois os baixos valores não vetam os fótons que passam a disparar o trigger. Esse problema foi resolvido adicionando as informações de hit provenientes do detector *Central Trigger Barrel* (CTB), pois a presença de um hit no CTB na frente da torre do calorímetro indicava que foi uma partí-

cula carregada que o atravessou. O CTB não faz mais parte do experimento STAR desde 2008, em seu lugar foi instalado um novo detector: o *time of flight* (ToF).

A calibração final em energia das torres do BEMC não estão disponíveis durante a tomada de dados. Todavia, a resolução de energia da calibração online do EMC é apurado em aproximadamente $17\%\sqrt{E}$, e a calibração final offline é de $14\%\sqrt{E}$ (Figura 2.14). A resolução de posição no L2 é definida pelo tamanho da torre, 0.05×0.05 em η e ϕ .

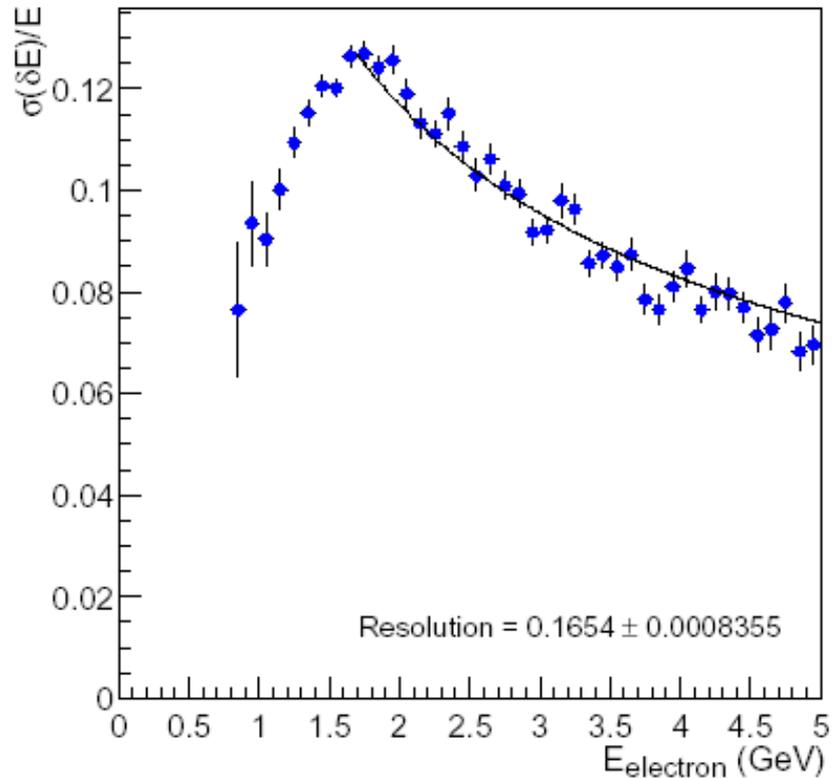


Figura 2.14: Resolução de energia do EMC com calibração utilizada no L2.

A lógica do algoritmo é bem simples. Primeiro, as torres do calorímetro que superam certos valores de energia são separadas em dois grupos: sementes L0 e sementes L2. Com essas torres sementes, *clusters* são construídos. A energia de um *cluster* consiste na energia da torre semente mais as energias das duas torres vizinhas mais energéticas.

Cada torre possui sua posição geométrica no espaço conhecida, assim, o algoritmo do nível 2 realiza uma conta simples, calculando o valor da massa invariante de um par de *clusters* formados por uma semente L0 e por uma L2. A fórmula utilizada é a equação 2.2, onde E_i é a energia de cada *cluster* e θ_{12} é o ângulo entre eles.

$$M = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos(\theta_{12}))} \quad (2.2)$$

Caso o nível 2 encontre um par de *clusters* cuja a massa invariante encontra-se dentro de um intervalo de massa pré-definido, o evento é aceito e gravado pelo *DAQ*.

Os valores limites utilizados serão apresentados na próxima seção de Análise de Dados.

2.1.7 Redução de Dados

As medidas realizadas durante uma tomada de dados no STAR consiste na coleta de sinais dos subdetectores. O processo de redução de dados consiste em transformar os sinais obtidos dos ADCs em trajetórias, energia e momento.

No instante após o sistema de trigger aceitar o evento, o *Data Acquisition System (DAQ)* coleta os sinais produzidos no evento e os salvam em disco. Estes sinais serão então processados e transformados em grandezas físicas. Estamos interessados especialmente nos subsistemas TPC e BEMC, e são com eles que seguiremos nesta seção.

TPC: Reconstrução da Trajetória

A partícula, ao atravessar o TPC, excita o gás, deixando em seu caminho pontos de ionização. Estas cargas escorrem pelo gás e são coletadas pelos anodos situados nas tampas do TPC. Este sinal deve então ser transformado em um ponto no espaço de coordenada (x,y,z). O sistema de coordenadas adotado segue a seguinte lógica: o ponto de origem está localizado no centro do TPC, o eixo x é um corte horizontal no meio do TPC enquanto o eixo y

um corte vertical. Por fim temos o eixo z que é paralelo ao feixe de íons do RHIC.

A posição no plano x - y é então determinado simplesmente reconhecendo a região do anodo onde a carga foi coletada. Para o ponto z , utilizamos o tempo de escoamento dos elétrons secundários Δt , oriundos da ionização do gás, do ponto de origem até o anodo do TPC. Com este tempo, e conhecendo a velocidade de escoamento ($v_{\vec{D}}$) dos elétrons no gás, temos a medida do ponto z pela seguinte equação:

$$z(t) = |v_{\vec{D}}|. \Delta t = |v_{\vec{D}}|. (t - t_0) \quad (2.3)$$

t_0 é o momento da colisão e t o momento que o elétron chegou no anodo.

A medida de posição está fortemente ligada ao valor da velocidade de escoamento. Tal velocidade depende do campo magnético \vec{B} e do campo elétrico \vec{E} no qual a partícula está submetida. A uniformidade destes campos garante a precisão na determinação do valor de $|v_{\vec{D}}|$ e suas deformações são as principais fonte de erro nesta medida.

A não uniformidade dos campo tem origem em diferentes fontes. A primeira delas é o mal funcionamento de um dos componentes dos detectores do STAR que estão gerando o campo. Durante a tomada de dados, sempre tomamos o cuidado para que isto nunca aconteça. A segunda está no acúmulo de íons positivos gerados durante a ionização do gás por uma partícula. A terceira é o vazamento de íons na região do *gate grid*. As duas últimas sempre acontecem e cabe a nós corrigi-las.

A velocidade de escoamento dos íons positivos é lenta, em comparação com a dos elétrons, eles levam cerca de $0.5s$ para deixar o volume do TPC e, durante este tempo, novas colisões acontecem. Este acúmulo de íons gera um novo potencial que perturba os elétrons secundários. A figura 2.15 foi retirada da referência [37] e ilustra o potencial e a distorção causada pelo acumulo de íons. A análise foi feita por simulação em *HIJET* [38].

O *gate grid* foi projetado para prevenir íons criados em regiões de alto ganho em torno dos fios do anodo vazam para o gás do TPC e escorram até o cátodo. A figura 2.16, também retirada da referência [37], revela uma

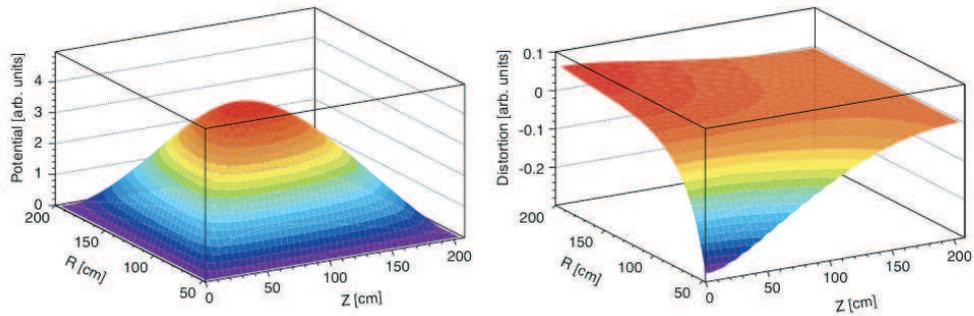


Figura 2.15: *Potencial criado pelo acumulo de íons positivos (esquerda) e a distorção devido a este potencial em coordenadas cilíndricas (direita).*

descontinuidade que representa um vazamento entre o setor interno e externo do anodo. Com a ajuda do *HIJET*, o potencial proveniente deste vazamento é modelado e a distorção é corrigida.

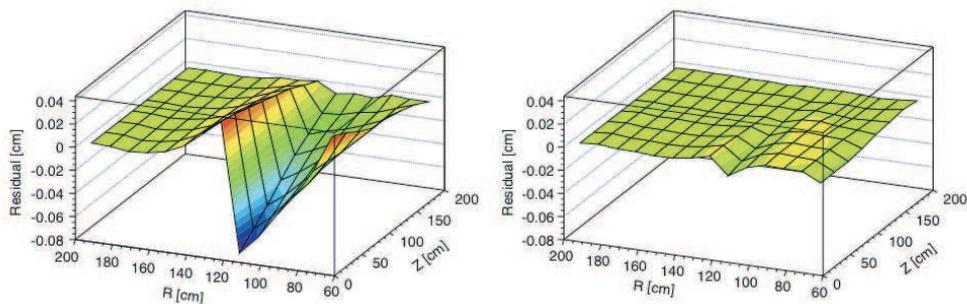


Figura 2.16: *Distorção provocada pelo vazamento de carga no gate grid antes (esquerda) e depois (direita) da correção.*

A velocidade $|\vec{v}_D|$ é então calculada durante a tomada de dados. Em intervalos de algumas horas, iniciam-se tomadas de dados utilizando-se de lasers dentro do TPC [39]. Os lasers funcionam como partículas que atravessam o detector ionizando a gás. Contudo, sabemos com exatidão por onde eles estão passando, criando um ambiente controlado que permite conhecer o caminho percorrido e o tempo gasto pelos elétrons secundários.

Com os pontos de ionização devidamente identificados no espaço cartesiano, a reconstrução da trajetória segue agora em separar conjuntos de pontos de ionização em trajetórias. A alta multiplicidade é o grande vilão. Colisões

$Au + Au$ podem criar até 3000 partículas carregadas [40], e a grande quantidade de pontos de ionização dificulta a identificação.

A trajetória começa a ser identificada de fora para dentro do TPC. Na camada mais externa, temos o primeiro ponto de ionização. Ao redor deste procura-se outros pontos, criando-se pares com o primeiro. Os demais pontos serão adicionados a partir da extrapolação dos pontos já computados. Esta extrapolação é feita com os três últimos pontos computados (dois, no caso da primeira extrapolação) e uma vez a trajetória toda identificada, o conjunto de pontos é retirado dos dados e uma nova identificação inicia-se. A figura 2.17 ilustra o procedimento adotado no STAR. Este procedimento foi inicialmente desenvolvido para o experimento ALEPH [41] com correções feitas devido a alta densidade de partículas carregadas [42, 43].

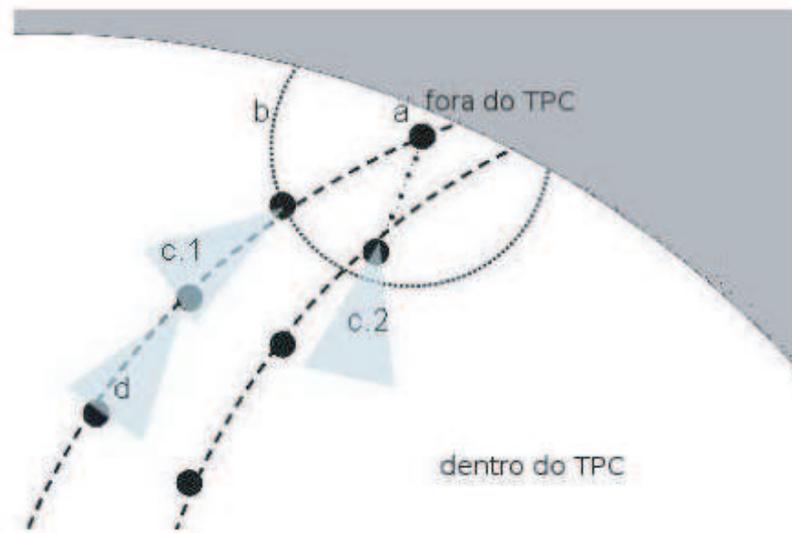


Figura 2.17: Procedimento utilizado na reconstrução de trajetórias no TPC-STAR. Em região de alta densidade, o ponto escolhido é aquele que mais se ajusta a projeção.

As trajetórias do TPC possuem um comportamento helicoidal. Elas podem ser escritas em função do comprimento da trajetória "s" ao longo da hélice [44]:

$$x(s) = x_0 + \frac{1}{\kappa}[\cos(\phi_0 + h.s.\kappa.\cos\lambda) - \cos\phi_0] \quad (2.4)$$

$$y(s) = y_0 + \frac{1}{\kappa}[\sin(\phi_0 + h.s.\kappa.\cos\lambda) - \sin\phi_0] \quad (2.5)$$

$$z(s) = z_0 + s.\sin\lambda \quad (2.6)$$

λ é a profundidade, h a orientação, κ a curvatura, ϕ_0 o ângulo azimutal. A partir desta parametrização, e conhecendo o campo magnético B e a carga q da partícula, podemos calcular o momento e suas componentes por:

$$p_t = \frac{c.q.B}{\kappa} \quad (2.7)$$

$$p_z = p_t.\tan\lambda \quad (2.8)$$

$$p = \sqrt{p_t^2 + p_z^2} \quad (2.9)$$

A parametrização com suas projeções no plano x-y e s-z estão na figura 2.18. Contudo, o procedimento adotado no STAR consiste na técnica de *filtro de Kalman* [45, 46], que é mais realista que o simples ajuste das funções hélices e considera efeitos de espalhamento e perda de energia pela partícula no gás do TPC.

Por fim, temos que determinar o vértice primário da colisão. O procedimento adotado está na referência [47]. Extrapolando as trajetórias em direção ao feixe, calculamos a distância de menor aproximação com relação a este. A distância no plano x-y deve ser menor que $0.5cm$, caso contrário esta trajetória é descartada. Com as trajetórias aceitas e dividindo o eixo z em intervalos de $0.5cm$, procura-se a região com maior número de ocorrências. Utilizando-se apenas das trajetórias deste intervalo, um estudo de mínimos quadrado é feito e o valor final do vértice primário é obtido. A eficiência deste método está vinculada a multiplicidade do evento. Quanto maior a multiplicidade, melhor o método se torna.

O vértice primário é então agregado nas trajetórias consideradas primárias e um novo ajuste por *filtro de Kalman* é feito sobre elas. Isto aumenta a

precisão na determinação do momento da partícula, principalmente perto do ponto de interação.

BEMC: Energia depositada

O calorímetro do STAR é subdividido em torres, cada uma possui 21 camadas de cintiladores que são excitadas pela passagem de uma partícula. A luz produzida nesta excitação é o sinal que devemos calibrar.

A calibração do BEMC utilizando um feixe externo é, tipicamente, impraticável em experimentos do tipo *collider*. Toda a calibração deve ser realizada no local do experimento. Duas técnicas foram utilizadas no STAR e serão elas que iremos discutir.

A primeira consiste no uso de partículas chamadas de MIP (*Minimum Ionizing Particle*) [48, 49]. Elas são assim conhecidas por deixar o mínimo de ionização em cada uma das camadas do calorímetro, resultando num depósito uniforme de energia independente do momento da partícula incidente e linear com a espessura das camadas.

No nosso experimento, 30% – 40% de todos os hádrons carregados atravessam o calorímetro sem interagir hadronicamente, somado a condição de momento maior que 1GeV tais hádrons possuem comportamento típico de MIP, e serão eles que iremos utilizar na calibração.

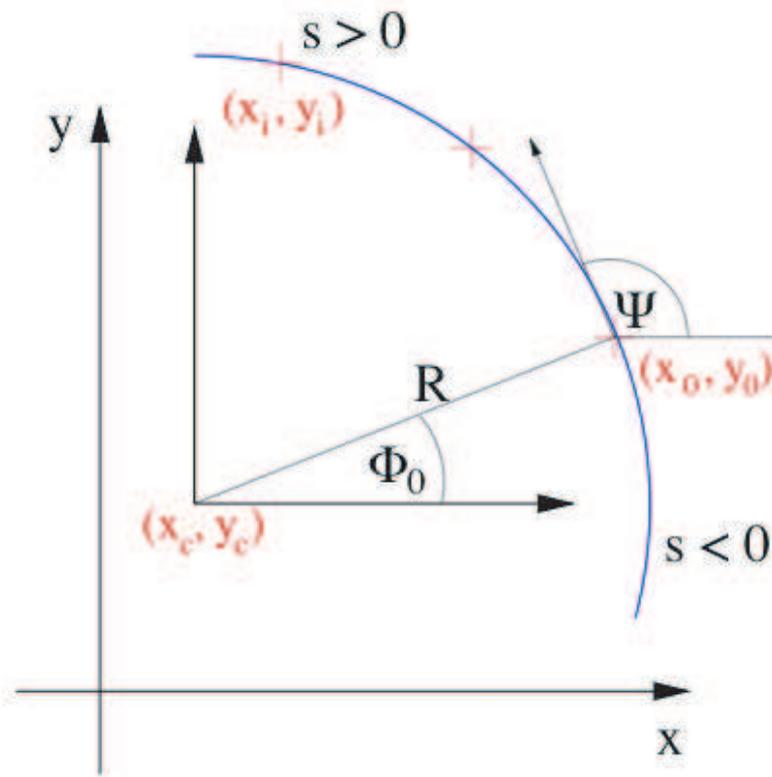
A espessura do cintilador aumenta à medida que η aumenta, portanto, o pico de energia das MIP varia de 250MeV para torres mais centrais até 350MeV para o maior valor de η . Um espectro típico de calibração está na figura 2.19.

O segundo método é uma calibração absoluta sobre um grande espaço de energia feita utilizando elétrons de alto momento, $1.5 < p < 5.0\text{GeV}/c$ [49]. A identificação de se dá pelo dE/dx medido no TPC. A pureza obtida não é elevada, contudo, a rejeição hadrônica é e, conseqüentemente, temos um bom sinal no calorímetro.

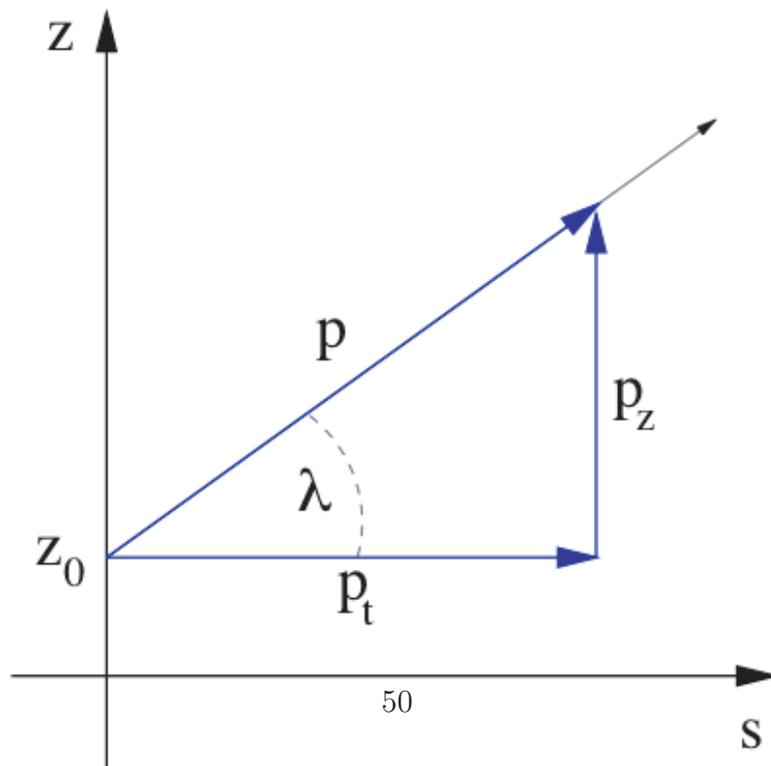
As torres do BEMC foram projetadas para pararem o elétrons, assim, a energia depositada corresponde ao momento do elétron incidente. Ajustando o canal do ADC para o momento, efetuamos a calibração.

Este método depende principalmente de garantirmos que todo chuveiro eletrônico esteja em uma torre. O espectro 2.20(a) mostra o espectro esperado para uma amostra bastante pura de elétrons, a linha tracejada indica a contribuição de hádron enquanto o pico a de elétrons. Visualmente o pico de elétrons não está centrado em 1, devido ao fato do elétron acertar a torre longe do centro, a energia depositada fica dividida em mais de uma torre, logo, a razão P/E se torna maior que 1. Para evitar este problema temos a variável D que representa a distância entre o hit e o centro da torre, figura 2.20(b). Aplicando-se um corte em $D < 2cm$, resolvemos este problema.

A figura 2.21 mostra a energia depositada na torre em função do momento do elétron com $D < 2cm$. A função ajustada corresponde a $f(x) = a_0 + a_1x + a_2x^2$, com $a_0 = 0.01(8)$, $a_1 = 0.98(11)$ e $a_2 = 0.01(3)$, dentro de uma incerteza temos que a função ajustada é compatível com uma reta até $p = 5GeV/c$.



(a) Plano x-y



(b) Plano s-z

Figura 2.18: Parametrização helicoidal [44].

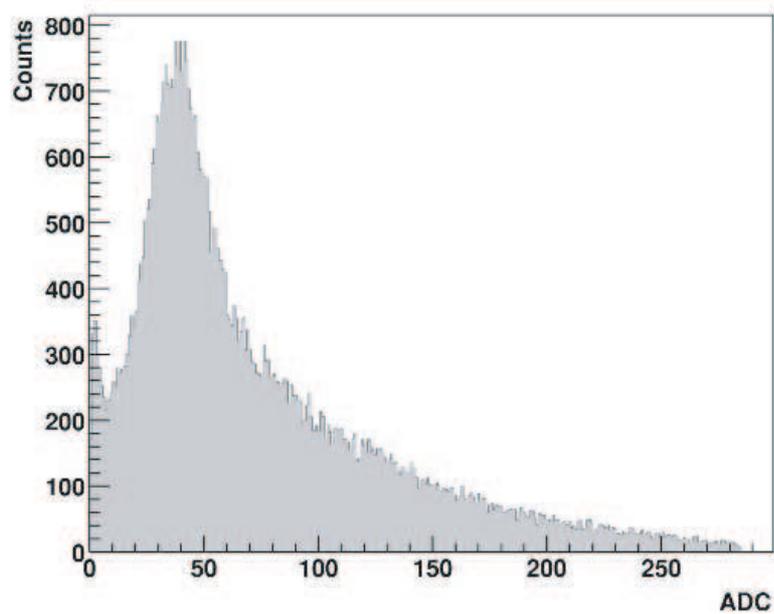
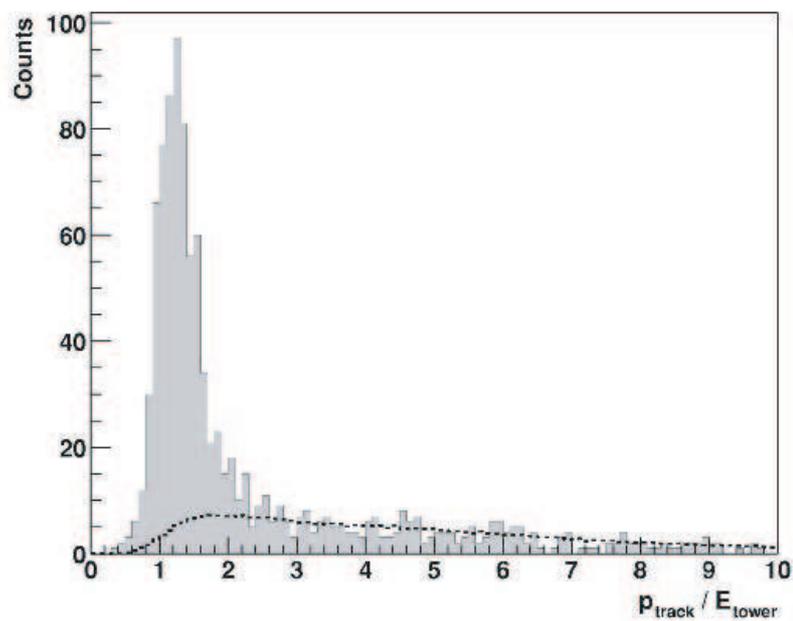
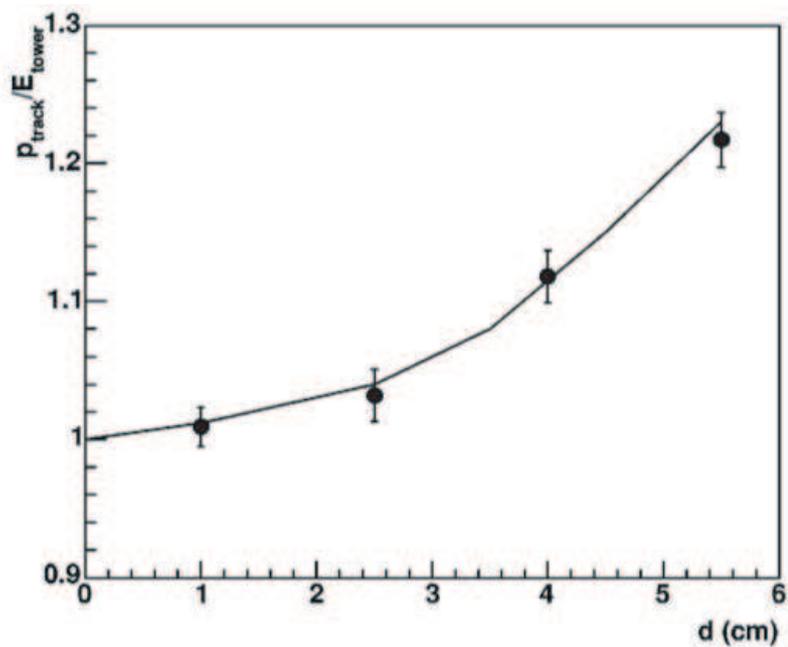


Figura 2.19: *Típico espectro de MIPs em função do canal do ADC. Somente partículas com $p > 1.25\text{GeV}/c$ com projeção no BEMC foram utilizadas.*



(a) p/E



(b) D

Figura 2.20: (a) Espectro de P/E para candidatos a elétron com momento $1.5 < p < 5.0 \text{ GeV}/c$, a linha tracejada representa os hádrons. (b) Centróide do pico de elétrons para diferentes cortes em D , distância entre o hit e o centro da torre.

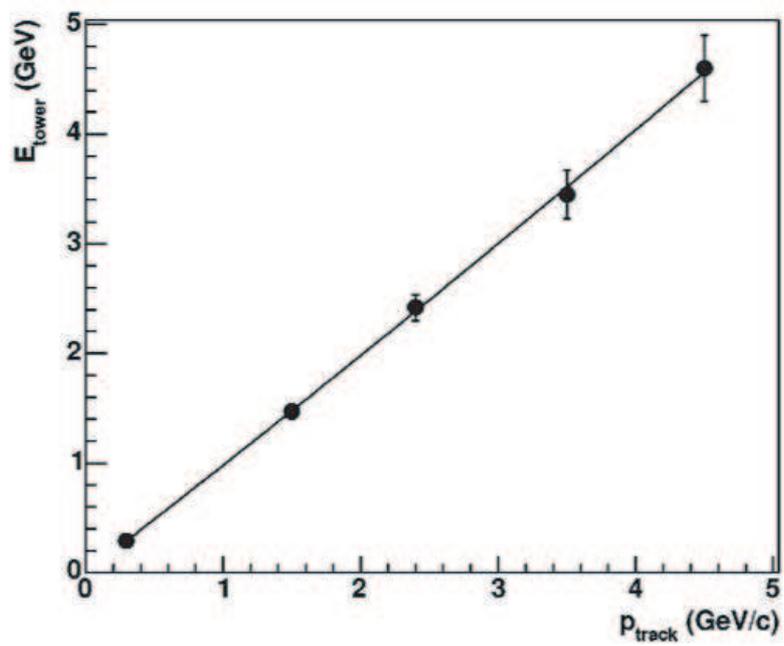


Figura 2.21: Relação entre momento da trajetória com a energia depositada no BEMC para candidatos a elétron com $D < 2\text{cm}$.

Capítulo 3

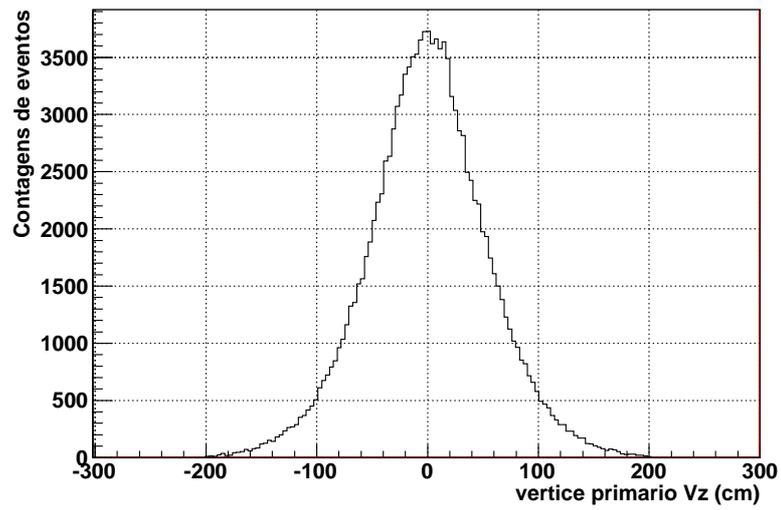
Análise de Dados

Neste trabalho, analisamos dois conjuntos de dados produzidos no experimento STAR: pp2009 e dAu2008. O pp2009 foi medido durante a tomada de dados de 2009, no qual foram colididos prótons a energia de 200GeV , enquanto o dAu2008 foi medido em 2008, colidindo-se dêuterons com núcleos de ouro, também, na energia do centro de massa de 200GeV .

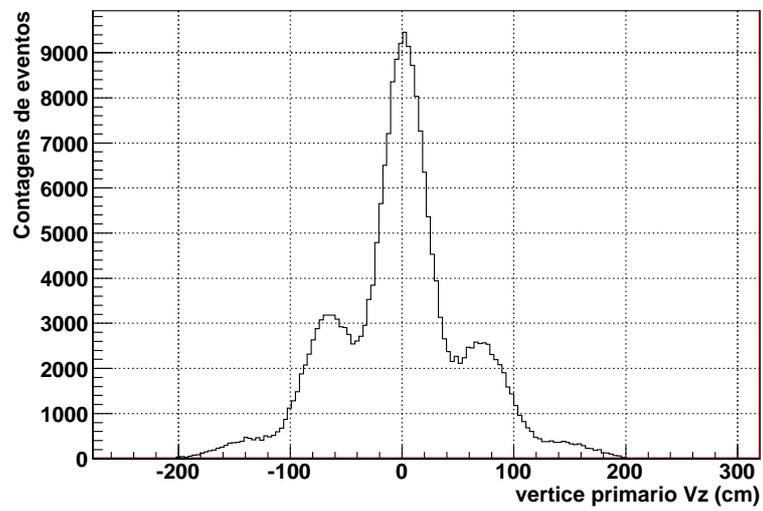
Em ambas produções, foram utilizados o sistema de *trigger* para *heavy-quarkonium*, descrito na seção anterior. Os detalhes dos valores utilizados para cada produção estão nas tabelas 3.1. Os vértices primários obtidos estão nas figuras 3.1(a) e 3.1(b).

	pp2009	dAU2008
Minimum Bias	BBC	ZDC East Sinal
L0 trigger	$E_{torre} > 4.3\text{GeV}$	$E_{torre} > 4.3\text{GeV}$
semente L0	$> 4\text{ GeV}$	$> 4\text{ GeV}$
semente L2	$> 1.5\text{ GeV}$	$> 1.5\text{ GeV}$
cluster L0	$> 4.5\text{ GeV}$	$> 4.5\text{ GeV}$
cluster L2	$> 3\text{ GeV}$	$> 3\text{ GeV}$
$\cos\theta$	< 0	< 0
massa invariante	$6.5 < M < 20\text{ GeV}/c^2$	$6.5 < M < 20\text{ GeV}/c^2$

Tabela 3.1: Valores utilizados no trigger de Upsilon no run p+p 2009 e d+Au 2008.



(a) pp2009



(b) dAu2008

Figura 3.1: *Distribuição do vértice primário no eixo z, paralelo ao feixe.*

Υ é uma partícula que vive por um curto intervalo de tempo e, conseqüentemente, sua medida direta é impossível de acontecer, restando a opção de medirmos as partículas oriundas do seu decaimento.

É do conhecimento científico que o upsilon pode decair em canais eletrônicos e muônicos com probabilidade finita. De acordo com a referência [50], o estado 1S possui $\mathcal{B}_{e^-e^+} = 2.38(11)\%$ e $\mathcal{B}_{\mu^-\mu^+} = 2.48(05)\%$. Portanto, medir as filhas destes decaimentos é uma opção viável experimentalmente.

O STAR é um detector especialista em medir elétrons. A análise feita neste projeto estuda a produção de Υ a partir do decaimento eletrônico. Conseqüentemente, a identificação de elétrons passa ter um papel fundamental na análise. Nas próximas seções vamos discutir como a identificação de elétrons foi feita e, a partir disso, o cálculo da seção de choque do Υ .

3.1 Identificação de elétrons

Este talvez seja o maior desafio do físico experimental que pretende estudar a produção de um estado ligado raro que decaia num canal leptônico. Num evento em que milhares de partículas são criadas, encontrar aquelas cuja existência é pouco provável, exige que o procedimento de identificação seja confiável, garantindo assim, a validade das conclusões que pretendemos alcançar.

O ambiente do detector STAR, como foi descrito anteriormente, é seguro e apto para a prática de tal física. Nesta seção vamos discutir o procedimento de identificação de elétrons e pósitrons realizados no detector STAR.

A principal parte na identificação de elétrons se dá a partir da perda de energia (dE/dx) das partículas no gás do TPC. A energia média depositada é aproximadamente descrita pela equação de Bethe-Bloch [51]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (3.1)$$

onde A e Z são a massa e o número atômico do gás, ρ é a densidade de absorção do material, N_a é o número de Avogadro, m_e e r_e são a massa e o

raio do elétron, z é a carga da partícula incidente, δ é a correção do efeito de densidade, C é a correção do efeito de *shell*. W_{max} é a energia cinética máxima que um elétron livre pode transmitir em uma colisão e esta pode ser calculada por:

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\frac{m_e}{M} \sqrt{1 + \beta^2 \gamma^2} + (\frac{m_e}{M})^2} \quad (3.2)$$

para partículas com massa M e momento $M\beta\gamma c$. A energia média de excitação I é estimada em medidas experimentais. O dE/dx de partículas com $\beta\gamma$ entre 0.1 e 100 é bem descrito pela equação de Bethe-Bloch.

O espectro da média de perda de energia pelo momento, figura 3.2, mostra o comportamento de algumas partículas, note que para baixos momentos é possível distinguir os hádrons entre si. Para momentos mais altos, isto é: $p > 2 \text{ GeV}/c^2$, os hádrons passam a ter um comportamento semelhante. Porém os elétrons possuem um dE/dx levemente maior, suficiente para podermos utilizar dessa informação na identificação dos mesmos.

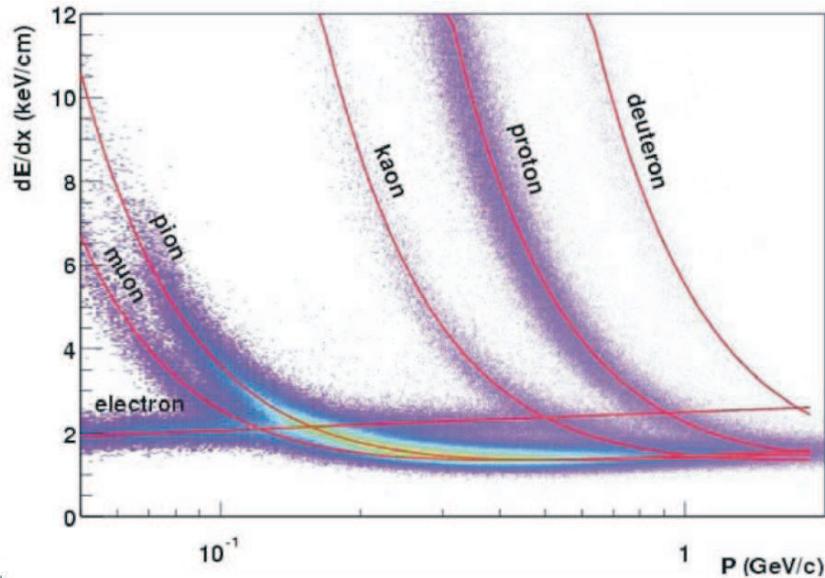


Figura 3.2: Distribuição de dE/dx por momento p [52]. As linhas representam os valores esperados para diferentes partículas.

A figura 3.3 mostra as duas distribuições de dE/dx obtidos dos dados analisados. As gaussianas ajustadas representam as partículas identificadas pelo TPC, a azul mostra os elétrons produzidos, a verde os píons enquanto a magenta os demais hádrons: prótons, káons e dêuterons. As proporções entre a gaussiana de pión e a de hádron não são importantes, visto que não estamos interessados em separá-las, contudo, a largura de todas devem ser aproximadas, uma vez que elas são consequências do detector utilizado, que neste caso, foi o mesmo.

O corte escolhido para identificar elétrons foi $dE/dx > 3.3keV/cm$. Todas as partículas que satisfizeram esta condição foram consideradas elétrons ou pósitrons, logo, utilizadas na reconstrução dos Υ .

Resta agora retirar a informação de eficiência do corte feito no dE/dx na identificação dos elétrons. O método utilizado aqui é bem simples e segue a seguinte equação:

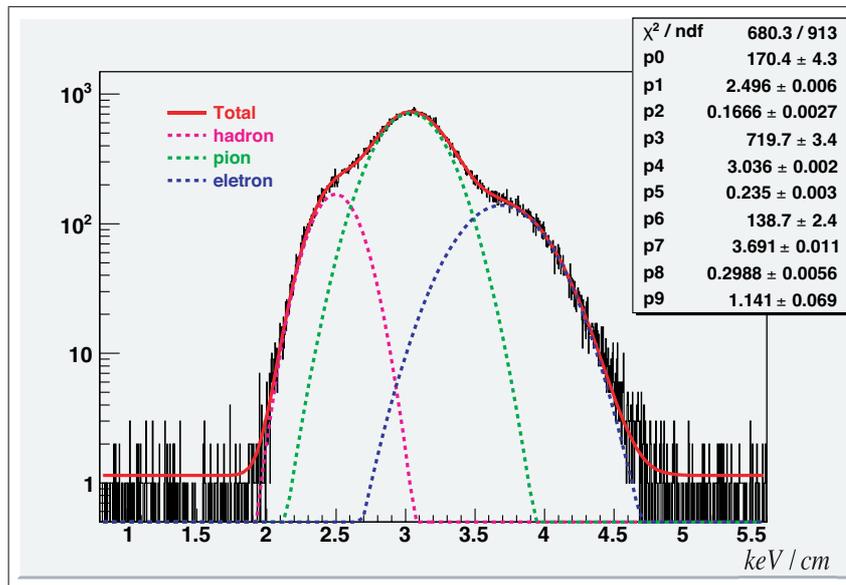
$$\varepsilon_{dEdx} = \frac{\int_{3.3}^{\infty} Gaus_{eletrons}}{\int_{-\infty}^{\infty} Gaus_{eletrons}} \quad (3.3)$$

O termo $\int_{3.3}^{\infty} Gaus_{eletrons}$ representa a contagem de elétrons que satisfazem o corte e $\int_{-\infty}^{\infty} Gaus_{eletrons}$ o número total de elétrons produzidos. Os valores encontrados foram de $90 \pm 1\%$ e $91 \pm 1\%$ para a produção pp2009 e dAu2008, respectivamente.

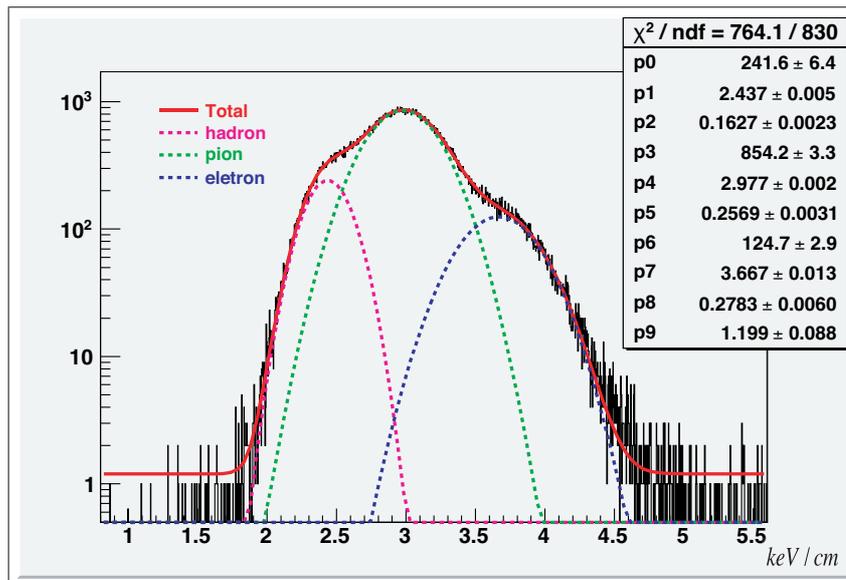
3.1.1 Identificação de elétrons pelo p/E

Uma segunda seleção pode ser feita a partir das informações combinadas dos detectores TPC e BEMC. A opção de fazer mais um corte na identificação pode, ou não, comprometer a análise a ser feita. Um corte a mais pode garantir que a amostra utilizada possua uma pureza elevada. Porém, é necessário estudar seus efeitos na eficiência e na estatística e decidir se o corte é uma opção viável.

Análises de eficiências serão discutidas em seções futuras. Por enquanto vamos apresentar e discutir o método do corte em p/E . Como descrito, as torres do calorímetro foram construídas para conter todo o chuveiro de energia



(a) pp2009



(b) dAu2008

Figura 3.3: *Distribuições de dE/dx utilizados na identificação de elétrons*

criado pelos elétrons. Desta forma a energia medida em cada torre corresponde a energia total do elétron incidente.

Claro que considerar a energia medida por uma torre como sendo toda a energia do elétron é uma aproximação, o chuveiro eletrônico criado possui um

raio médio que nem sempre estará contido somente em uma torre, isso pode ocorrer quando a partícula incide numa região periférica da torre, fazendo com que o chuveiro eletrônico não fique limitado somente à mesma. Esse efeito de "vazamento" de energia pode ser corrigido considerando um sistema de cluster, como discutido na seção de trigger 2.1.5, que consiste em assumir a energia medida a torre incidente mais as duas vizinhas mais energéticas.

Somente a energia medida no calorímetro não é suficiente para separar elétrons de hádrons, também é necessário conhecer o momento da partícula antes da medida realizada no BEMC. Esta informação é obtida no TPC, utilizando a trajetória feita pela partícula sobre a ação do campo magnético do STAR.

Refletindo sobre a física que acontece com o elétron e com o hádron durante suas passagens por esses detectores, podemos concluir o que esperar sobre a razão do momento da partícula antes do calorímetro e a energia E medida no calorímetro.

Nesta parte temos duas situações distintas: para o elétron, esperamos que este pare completamente em uma torre enquanto o hádron, em geral, atravessa toda a torre do BEMC, depositando apenas uma fração de sua energia total incidente. Essa diferença faz com que o comportamento da distribuição de p/E para essas duas partículas seja diferente.

A distribuição de p/E esperado para o elétron seria um delta em 1, a energia medida na torre corresponde ao momento do elétron medido no TPC. Previsão que não é válida para hádrons, a distribuição esperada para estes seria uma distribuição sem um valor preferencial. A figura 3.4 representa uma típica distribuição de p/E .

O pico centrado em 1 são os elétrons, enquanto as contagens acima de 2 são os essencialmente hádrons. Fazendo um corte em torno de 1, temos mais uma ferramenta viável na identificação de elétrons. A priori, esse corte não precisa ser simétrico em 1, sabendo que é esperado fuga de energia quando o elétron acerta uma região periférica da torre do calorímetro, a razão $\frac{p}{E}$ possui um valor maior do que 1, um corte assimétrico pode ser utilizado para aceitar esses elétrons.

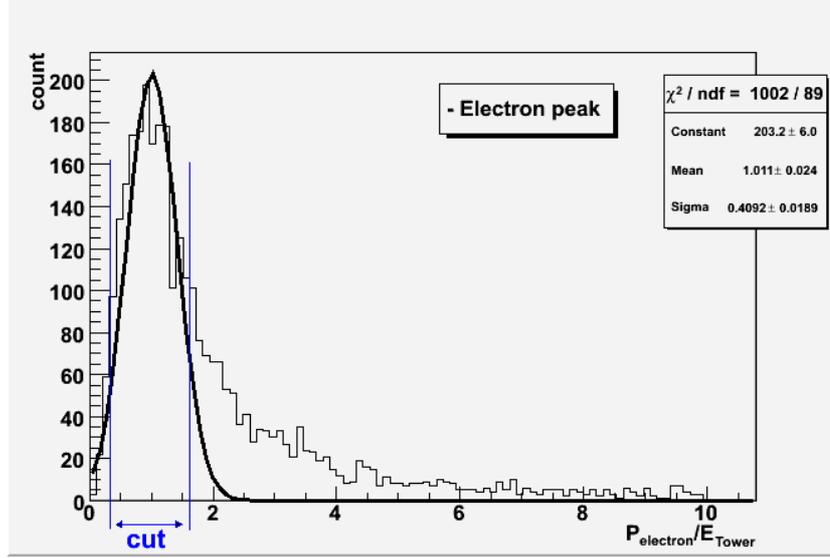


Figura 3.4: Distribuição de p/E .

3.2 Reconstrução de γ

Após a seleção de elétrons (pósitrons), o próximo passo é reconstruir e estudar o espectro de γ . Lembro que a reconstrução do espectro se dá pelo cálculo da massa invariante utilizando pares de e^-e^+ ,

A equação da massa invariante é obtida da seguinte forma: igualando os quadri-momentos da partícula mãe ($\mathbf{P}=(E,\vec{P})$) com os das partículas filhas ($\mathbf{p}_i=(E_i,\vec{p}_i)$):

$$\mathbf{P}^2 = (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2 \quad (3.4)$$

$$E^2 - |\vec{P}|^2 = \mathbf{p}_1^2 + \mathbf{p}_2^2 + 2\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2 \quad (3.5)$$

$$M^2 = (E_1^2 - |\vec{p}_1|^2) + (E_2^2 - |\vec{p}_2|^2) + 2(E_1E_2 - \vec{p}_1\vec{p}_2) \quad (3.6)$$

$$M^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1E_2 - |\vec{p}_1||\vec{p}_2|\cos(\theta)) \quad (3.7)$$

Considerando o limite de elétrons com alto momento, temos que $m_i \rightarrow 0$, consequentemente, $E_1E_2 \rightarrow |\vec{p}_1||\vec{p}_2|$, a equação 3.7 se reduz a:

$$M^2 = 2(|\vec{p}_1||\vec{p}_2| - |\vec{p}_1||\vec{p}_2|\cos(\theta)) \quad (3.8)$$

$$M^2 = 2|\vec{p}_1||\vec{p}_2|(1 - \cos(\theta)) \quad (3.9)$$

$$M = \sqrt{2|\vec{p}_1||\vec{p}_2|(1 - \cos(\theta))} \quad (3.10)$$

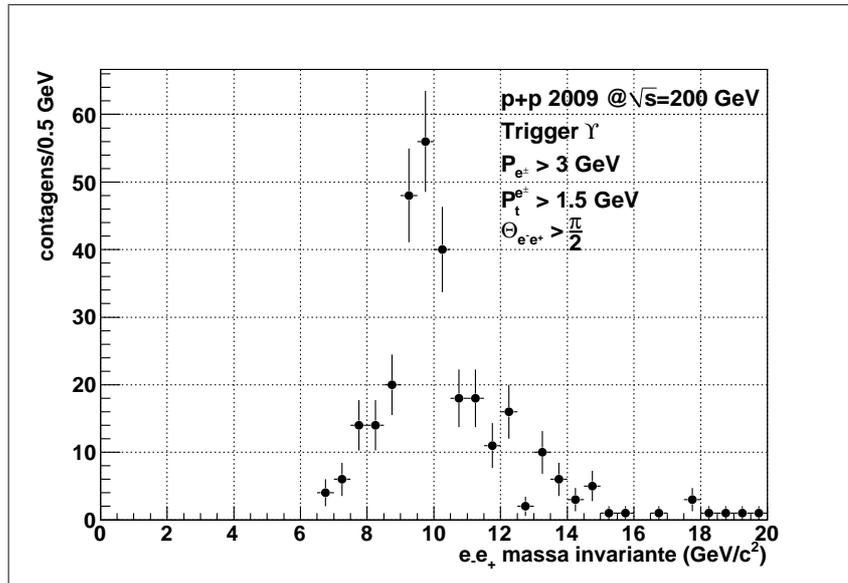
A equação 3.10 representa a massa da partícula mãe que decaiu no par e^-e^+ , no nosso caso, o Υ .

Para cada evento analisado, temos uma lista de elétrons e uma lista de pósitrons. Assim o espectro de massa invariante é feito combinando todos os elétrons com todos os pósitrons possíveis de um mesmo evento. O espectro para os dados de p+p e d+Au podem ser vistos na figuras 3.5(a) e 3.5(b) .

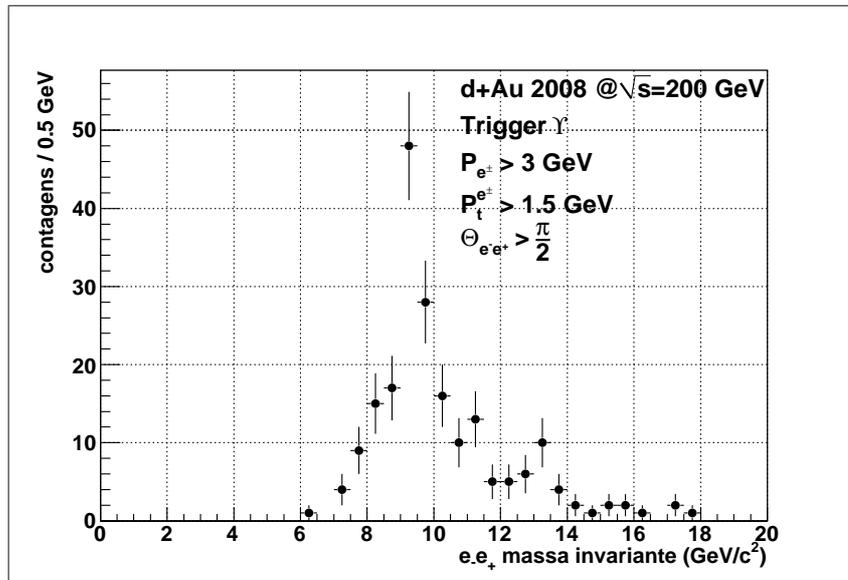
Os espectros obtidos ainda não representam o sinal de Υ medido experimentalmente. Para encontramos o sinal temos que retirar o fundo combinatório. Como descrito acima, fizemos a combinação de todos os elétrons com todos os pósitrons de um evento. Com isso combinamos pares que vieram de uma ressonância física e também que vieram de simples combinação aleatória, contribuição que chamamos de fundo combinatório.

O fundo combinatório pode ser removido através de um procedimento bem simples. Como este fundo foi formado combinado elétrons e pósitrons que não vieram de uma mesma mãe, construímos um espectro de massa invariante utilizando combinações de pares e_-e_- e pares e_+e_+ . O fundo é definido por $2\sqrt{N_{e_-e_-}N_{e_+e_+}}$, uma média geométrica com os pares de mesmo sinal. A escolha do mesmo sinal se dá pelo motivo de que temos a garantia de que o par utilizado no cálculo da massa invariante é aleatório, pois por conservação de carga, este decaimento é proibido para partículas neutras. Desta forma, conseguimos reproduzir a contribuição do fundo combinatório no espectro anteriormente produzido. Basta agora retirarmos a contagem e temos um espectro somente com sinal. As figuras 3.6(a) e 3.6(b) mostram o fundo combinatório obtido e as figuras 3.7(a) e 3.7(b) o espectro do sinal.

O sinal obtido ainda não possui somente informação do número de Υ s produzidos, este é formado basicamente por três processos físicas:



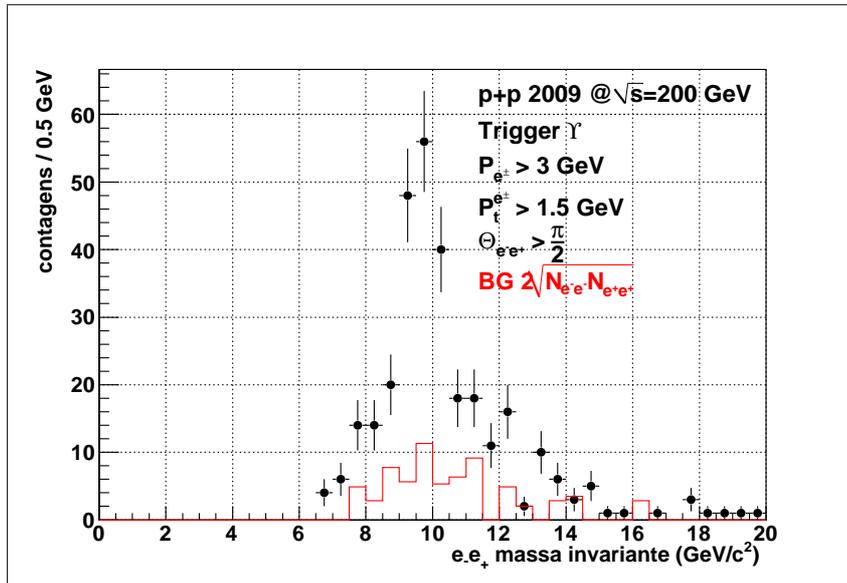
(a) pp2009



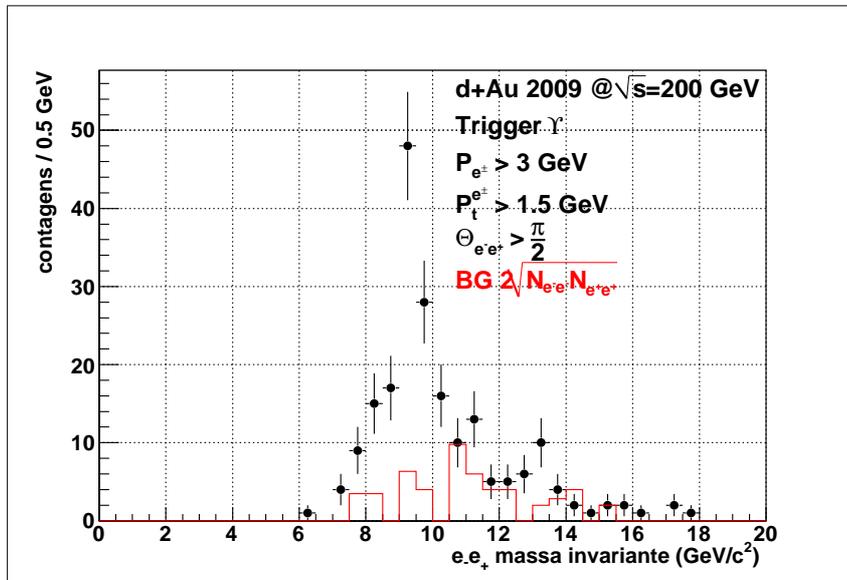
(b) dAu2008

Figura 3.5: *Espectro de massa invariante experimental sem tratamento.*

- Upsilon;
- Drell-Yan;
- continuo $b\bar{b}$



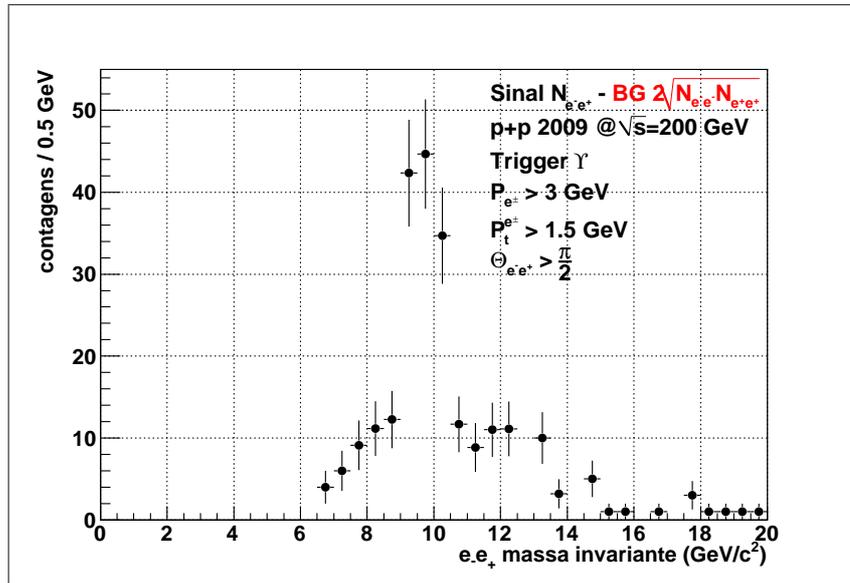
(a) pp2009



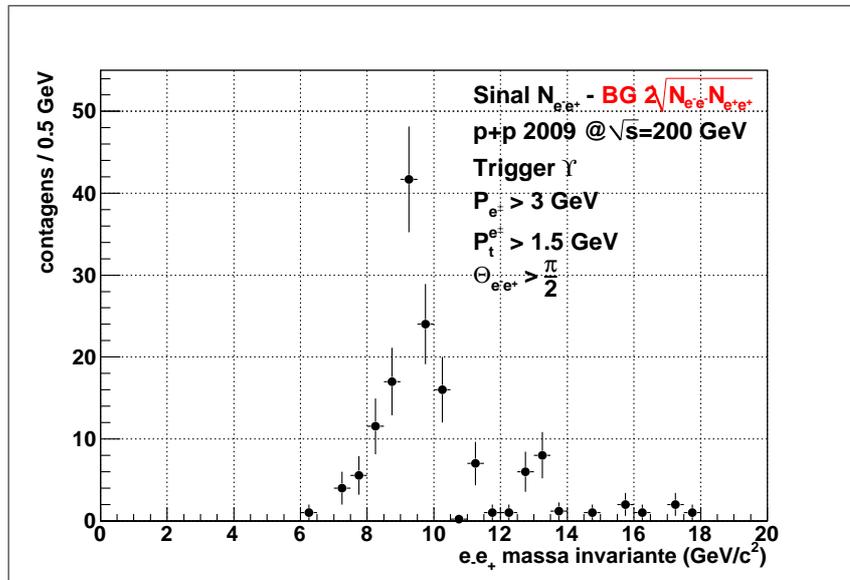
(b) dAu2008

Figura 3.6: *Espectro de massa invariante com o fundo combinatório*

O primeiro item é a ressonância física procurada, o estado de quarkonium Υ . Os dois últimos são contribuições que fornecem condições suficientes para passar pelo trigger durante a tomada de dados e não podem ser removidas pela subtração do fundo combinatório.



(a) pp2009



(b) dAu2008

Figura 3.7: *Sinal experimental obtido após a retirada do fundo combinatório.*

Drell-Yan [53] é um processo conhecido e simples de ser entendido. Durante uma colisão entre hádrons com alta energia, um quark de um deles aniquila com um anti-quark do outro criando um fóton virtual, altamente energético, que decai por um canal eletrônico. No caso do experimento estu-

dado, o fóton virtual decai no par e^-e^+ altamente energético e com grande abertura angular entre as filhas, características suficientes para passar pelo trigger de heavy-quarkonium do STAR. A figura 3.8(a) ilustra o Drell-Yan.

O processo do contínuo de $b\bar{b}$, figura 3.8(b), pode ser entendido da seguinte forma: primeiro a criação do par $Q\bar{Q}$, mas este não forma um estado ligado um com outro, mas sim, com quarks mais leves, criando dois mésons abertos, $Q\bar{q}$ e $\bar{Q}q$. Tais mésons decaem, originando o par e^-e^+ que também possuem características cinemáticas suficientes para disparar o trigger e contribuir para o espectro de massa invariante na região do Υ .

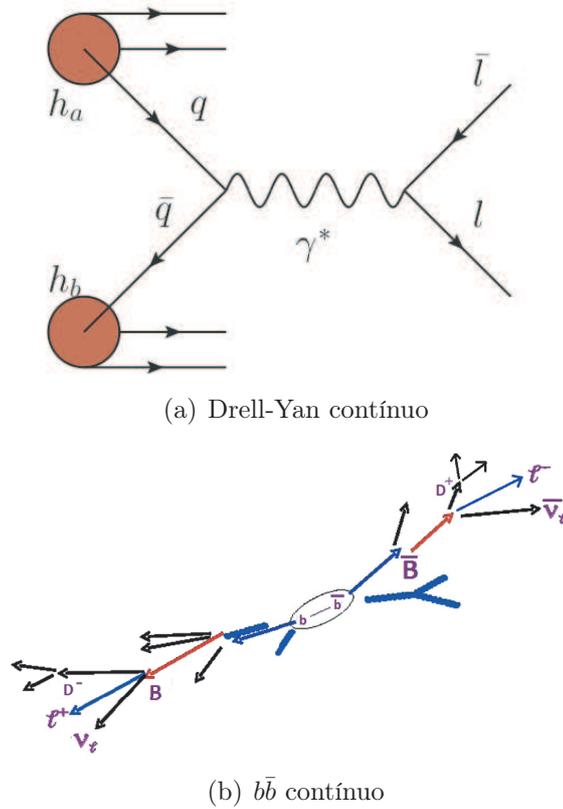


Figura 3.8: Diagramas de processos físicos que contribuem para o sinal do Υ .

Ambos efeitos foram estudados de forma sistemática pela colaboração do STAR. O contínuo gerado pelo Drell-Yan é parametrizado por cálculos de pQCD NLO [54] feitos numa região cinemática $|y_{ee}| < 0.5$ e $m_{ee} > 4\text{GeV}/c^2$. O resultado obtido foi submetido a efeitos de resolução de detector, no qual

concluiu-se que os efeitos devido a *bremssstrahlung* são insignificantes. O forma encontrada para a distribuição de Drell-Yan foi:

$$\frac{[A]}{\left(1 + \frac{m}{m_0}\right)^n} \quad (3.11)$$

onde $m_0 = 2.70\text{GeV}/c^2$, $n = 4.59$ e $[A]$, a normalização.

O efeito de $b\bar{b}$ foi parametrizado por simulação no PYTHIA [55]. Na simulação estudou-se a produção de pares e^-e^+ oriundos de pares $b\bar{b}$ que se fragmentavam em mésons abertos B. Novamente o resultado obtido foi submetido a efeitos de detectores e a seguinte equação descreveu o formato encontrado:

$$\frac{[B]m^b}{\left(1 + \frac{m}{m_0}\right)^c} \quad (3.12)$$

$b = 1.59$, $m_0 = 29.7\text{GeV}/c^2$, $c = 26.6$ e $[B]$ o fator de normalização.

Essas duas funções serão utilizadas para estimar o número de contagem no sinal que não veio de uma produção de Υ . Mas, lembremos agora que os dados obtidos foram coletados com trigger, logo temos que impor seu efeito nas distribuições citadas.

O trigger de *heavy-quarkonium* do STAR foi projetado para rejeitar eventos com baixa massa invariante. Uma maneira razoável de quantificarmos este efeito foi parametrizar o fundo combinatório utilizando uma função erro, equação 3.13. O fundo é uma convolução de uma exponencial, que representa as combinações aleatórias, e uma eficiência do gatilho em função da massa invariante dada por uma função erro.

$$\text{erf}\left(\frac{m - [0]}{[1]}\right) + 1 \times e^{\frac{-m}{[2]}} \times \frac{[3]}{2} \quad (3.13)$$

$[0]$ representa o limiar do trigger e $[1]$ a largura da função erro durante a troca de estado devido a resolução finita do detector. $[2]$ o parametro do ajuste das combinações aleatórias e $[3]$ um fator de normalização.

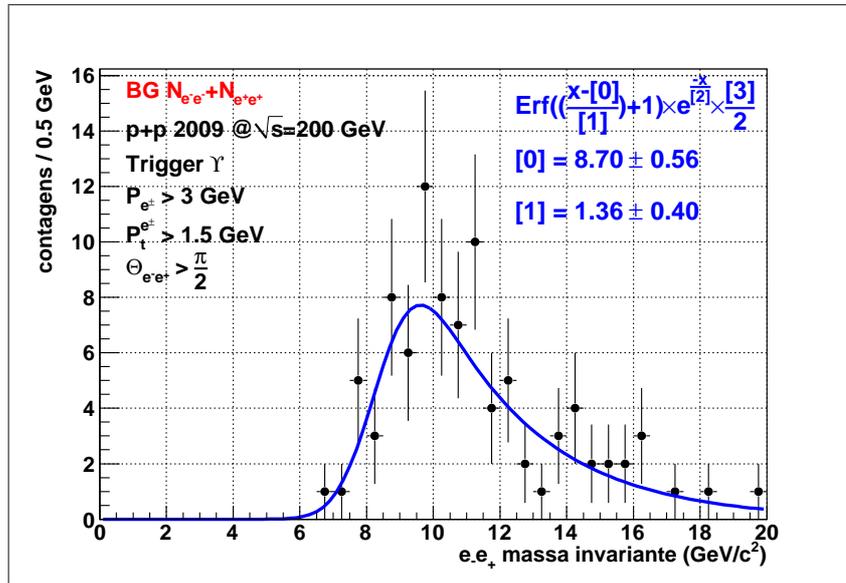
Com os espectros de massa invariante obtidos com pares de mesmo sinal 3.9(a) e 3.9(b), fitamos a função erro (3.13) multiplicada por uma expo-

nencial $\exp(-m/T)$, que representa as combinações aleatórias para massas invariantes altas. Os valores de [0] e [1] encontrados representam $m_{trigger}$ e w , respectivamente. Eles são compatíveis entre si para os dois conjuntos de dados estudados, resultado esperado, visto que o mesmo arranjo de trigger foi utilizado durante as duas tomadas de dados.

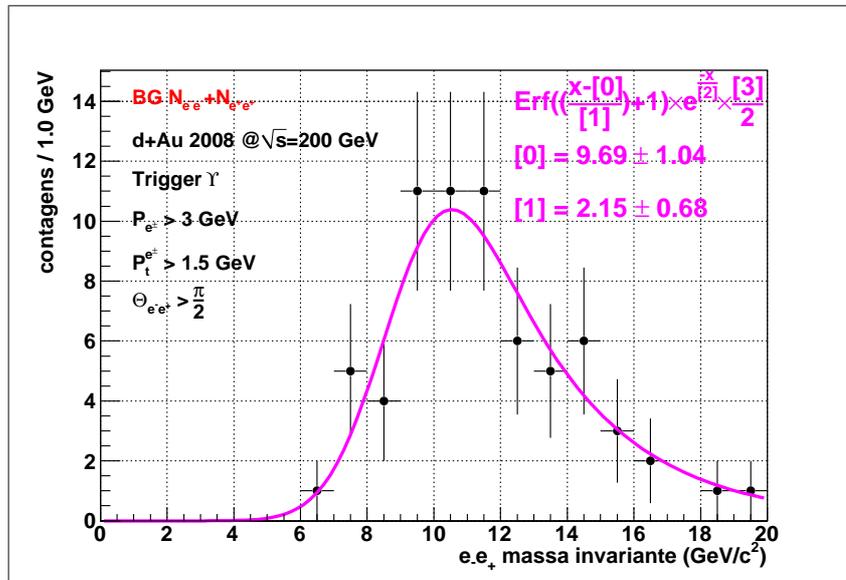
Com o efeito do trigger já estimado, temos agora que ajustar as funções de *Drell-Yan* e $b\bar{b}$ *contínuo* nos dados experimentais. Para tal, somente os pontos fora da região esperada para o Υ foram utilizados neste ajuste, ou seja, o ajuste foi feito somente para os dados experimentais abaixo de $7\text{GeV}/c^2$ e acima de $11\text{GeV}/c^2$, garantindo que tais contagens não vieram do Υ . Os parâmetros ajustados foram os fatores de normalização [A] e [B] das funções esperadas para cada contribuição multiplicada pela função erro do trigger. Valores de χ^2 foram calculados para diversos valores de [A] e [B], figuras 3.10(a) e 3.10(b). Chamaremos [A] e [B] de coeficiente de *Drell – Yan* e coeficiente de $b\bar{b}$, respectivamente.

Para os dados de pp2009, o menor χ^2 foi encontrado quando o coeficiente de *Drell – Yan* valia 0 (fixo) e o coeficiente de $b\bar{b}$ 296_{-96}^{+95} . Enquanto que para os dados de dAu2008 os coeficientes [A] e [B] que nos retornavam o menor valor de χ^2 foram 1660 (fixo) e 139_{-89}^{+88} , respectivamente. A área da soma das funções ajustadas entre $7 - 11 \text{ GeV}/c^2$ com os parâmetros ajustados será utilizada como contagem que deveremos retirar do sinal obtido experimentalmente para obtermos somente a contribuição de Υ s. Finalmente, temos o espectro final, figuras 3.11(a) e 3.11(b), com a estimativa das contribuições de *Drell – Yan* e $b\bar{b}$ *contínuo*. O erro apresentado para o ajuste de *Drell-Yan* e $b\bar{b}$ *contínuo* será discutido na seção 3.4 sobre erros sistemáticos.

Os valores experimentais encontrados para o número de Υ medidos foram de $145 \pm 13(stat)$ e $105 \pm 11(stat)$, respectivamente, para os dados pp2009 e dAu2008. Na próxima seção, iniciaremos a discussão sobre o cálculo da eficiência de detecção.



(a) pp2009

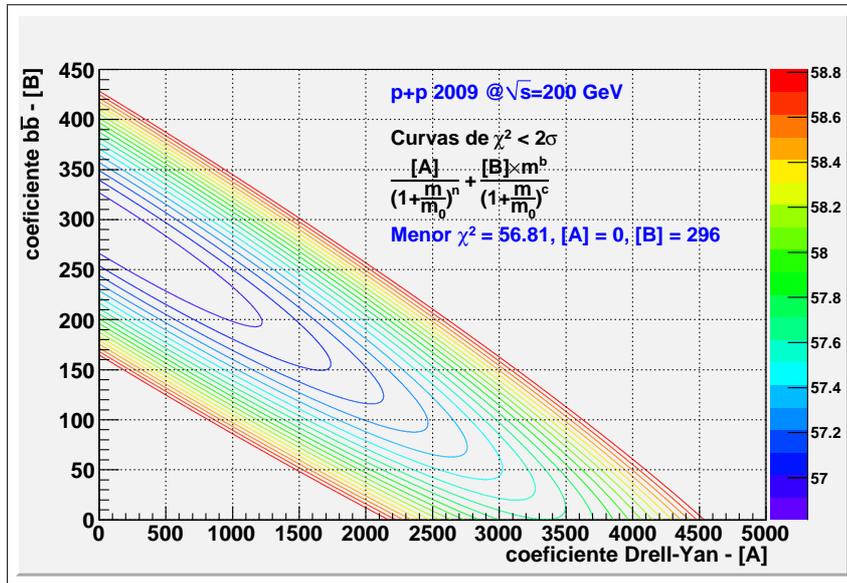


(b) dAu2008

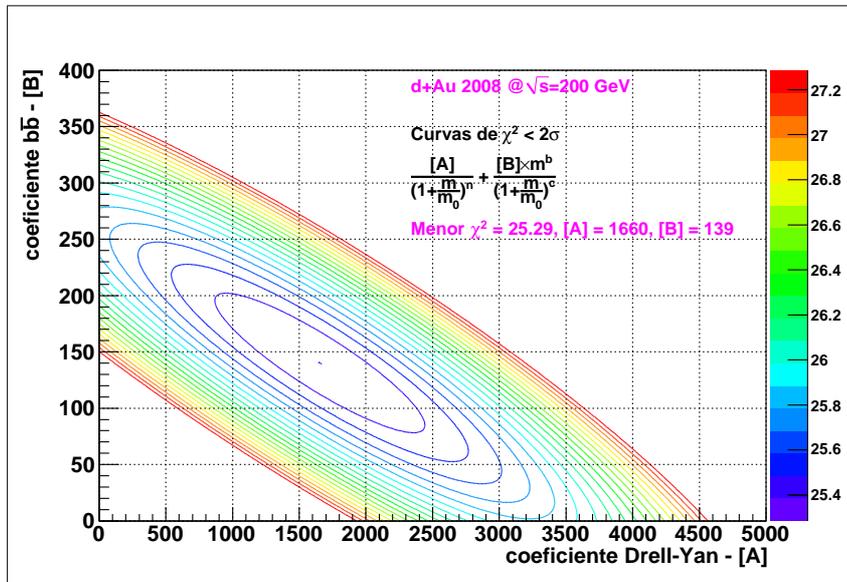
Figura 3.9: Espectro de massa invariante e^-e^- e e^+e^+ utilizados na parametrização do efeito do trigger.

3.3 Técnica de *Embedding*, cálculo de eficiência

Lembremos que toda reconstrução vem com a escolha de inúmeros parâmetros, cinemáticos ou geométricos, π medidos por detectores reais. O decrés-



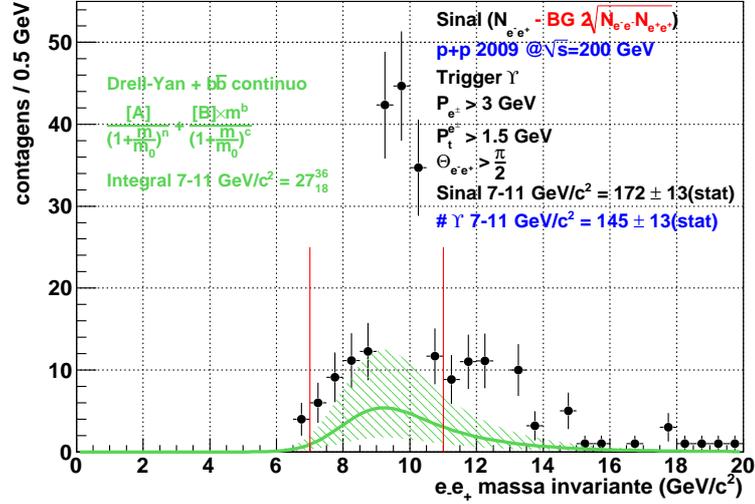
(a) pp2009



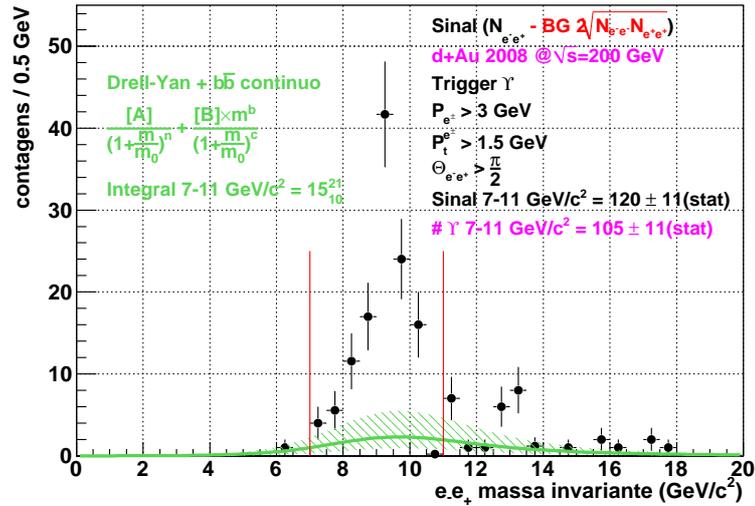
(b) dAu2008

Figura 3.10: Distribuição de χ^2 para o ajuste das funções de Drell – Yan e $b\bar{b}$ contínuo.

cimo da eficiência pode ser entendido por diversas fontes: a cobertura angular dos detectores, os níveis de trigger L0 e L2 utilizados durante a tomada de dados, a resposta dos detectores, principalmente o TPC na reconstrução das



(a) pp2009



(b) dAu2008

Figura 3.11: Sinal experimental final com estimativa das contagens de Drell–Yan e $b\bar{b}$ contínuo.

trajetórias e, por fim, os cortes cinemáticos utilizados na identificação de partículas.

Com isso em mente, a técnica de *embedding* foi criada e sua contribuição

para a medida experimental de seção de choque é de suma importância. Tal técnica consiste em misturar dados simulados com dados reais, por isso a palavra em inglês *embedding* (incorporação em português) é utilizada. Nos próximos parágrafos, vamos discutir mais detalhadamente todo procedimento feito para a reconstrução de \mathcal{Y} . Por fim, gostaria de resaltar que a simulação é uma ferramenta poderosa e perigosa, seu estudo requer tempo e cuidado para que suas conclusões sejam relevantes, o STAR estuda a resposta de seus detectores por simulação desde seu primeiro dia de funcionamento.

Partículas de interesse são criadas por simulação de Monte Carlo com vértice primário obtido a partir dos eventos reais, e possuem distribuições uniformes tanto para rapidez (η) quanto para momento transversal (p_T). A uniformidade no momento transversal garante estatística similar para diferentes bins de p_T .

A passo seguinte é submeter todas as trajetórias simuladas ao programa de simulação dos detectores e geometria do STAR. O programa utilizado é o GEANT [56], que fornece uma resposta realista dos detectores TPC e BEMC para as partículas simuladas.

A simulação começa com a ionização do gás do TPC pelas partículas carregadas, seguida do transporte eletrônico e a multiplicação no campo de escoamento e, finalmente, o sinal induzido nas saídas do TPC com resposta da eletrônica. Todos os processos físicos convenientes (iteração hadrônica, decaimento, espalhamento múltiplos, etc) estão ligados na simulação do GEANT. Efeitos de detectores, como saturação de canais de ADC, são considerados. O formato final é igual ao de uma tomada de dados reais.

Com a resposta dos detectores os eventos simulados são misturados com os reais e processados através da reconstrução completa de dados utilizados numa tomada real de dados no STAR. *Clusters* e *hits* são formados, trajetórias são reconstruídas. Toda a reconstrução considera efeitos de rede da eficiência da trajetórias, geometria do detector, decaimentos, e perda de energia por iteração.

Um mapa de associação é criado entre as trajetórias de MC e as reconstruídas a partir do evento misturado. Essa associação é feita encontrando hits próximos um do outro. Para cada hit de MC do GEANT, a procura por

hits reconstruídos do evento misturado é feita com uma janela de ± 6 mm em x , y e z . A janela foi escolhida baseada na resolução de um *hit* e na típica multiplicidade de partículas no TPC em colisões centrais de Au+Au. Se o *hit* reconstruído for encontrado nesta janela, o MC *hit* é associado a ele. A trajetória de MC é considerada reconstruída se mais de 10 de seus *hits* forem associados com uma única trajetória reconstruída dos dados misturados. Múltiplas associações são permitidas, mas a probabilidade é pequena para haver uma trajetória de MC associada a mais de uma reconstruída, ou vice versa.

A criação de dados de *embedding* é feita por um grupo de pesquisadores do STAR. Produções independentes não são encorajadas, política que existe para poder manter a padronização dos dados e qualidade da produção científica. A colaboração com o grupo do *Embedding* é valorizada e estimulada por todos do STAR.

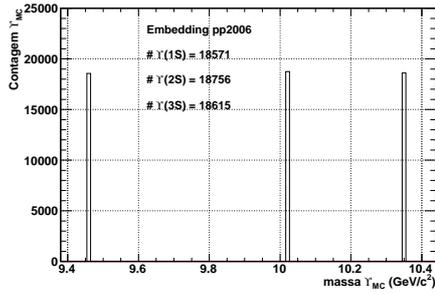
Os dados de *embedding* utilizados nesta dissertação foram desenvolvidos para a tomada de dados de p+p 200GeV no ano de 2006. Infelizmente, não foi possível utilizar uma produção mais específica para os dados reais analisados. Contudo, a análise feita traz resultados expressivos cuja validade não deve ser descartada.

O ϵ se manifesta na natureza em três estados distintos: 1S, 2S e 3S. Todos os estados foram simulados no seguinte formato:

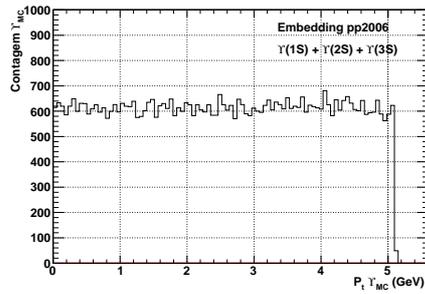
- Uniforme em momento transversal: $0 < Pt < 5 \text{ GeV}$
- Rapidez: $-1.5 < y < 1.5$
- Ângulo azimutal: $0 < \Phi < 2\pi$
- Vértice primário: $\sigma_z = 60 \text{ cm}$

As figuras 3.12 representam características do formato final dos dados de *embedding*.

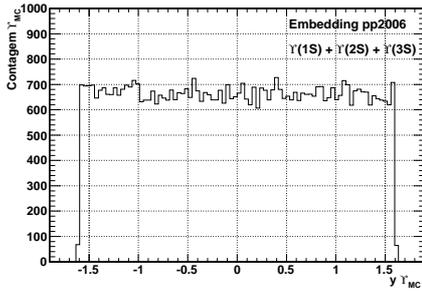
Com os dados de *embedding* prontos, temos que calcular a eficiência da reconstrução de Υ s. Aplicando-se um corte igual aos da análise real obtemos



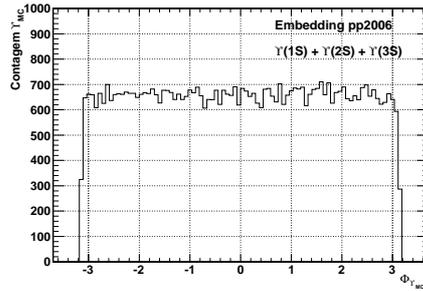
(a) Massa Υ_{MC}



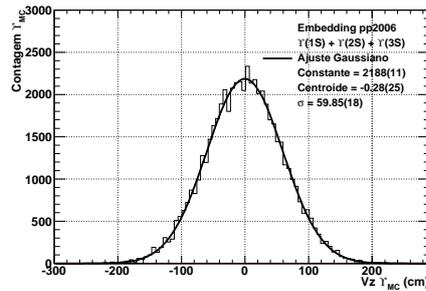
(b) Momento transversal do Υ_{MC}



(c) Rapidez do Υ_{MC}



(d) Ângulo azimutal Φ do Υ_{MC}



(e) Vertice primario no eixo z do Υ_{MC}

Figura 3.12: Características dos Υ simulados.

o número de Υ s MC sobreviventes. A razão 3.14 nos fornece a eficiência para tal corte.

$$\epsilon_i = \frac{\Upsilon_{MC} \text{ sobrevivente}}{\Upsilon_{MC} \text{ total}} \quad (3.14)$$

Agora vamos iniciar o estudo das eficiências. A primeira delas é a cobertura angular dos detectores. Dos dois detectores utilizados na identificação de partículas, o BEMC possui cobertura angular mais limitada, logo, este dita se o elétron pode ser medido ou não. Neste estudo os Υ s eram aceitos caso o par de elétron-pósitron depositasse energia acima de 1 GeV no BEMC. A figura 3.13 mostra a queda de eficiência devido a cobertura angular. O valor de eficiência obtido foi de 0.56 para os Υ s com $|y| < 0.5$.

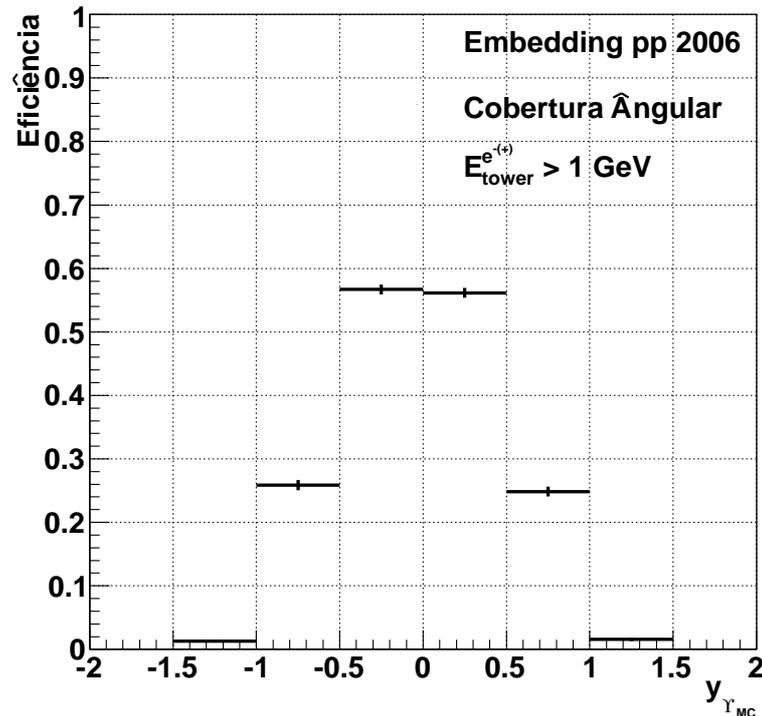


Figura 3.13: *Eficiência Cobertura angular*

O próximo passo é determinar a eficiência do *trigger* de *heavy-quarkonium*.

Como discutido, utilizamos na tomada de dados do STAR dois níveis: L0 e L2.

O L0 é um trigger do tipo *high tower* (*HT*), para o evento ser aceito bastava este possuir uma torre do calorímetro com ADC acima de um limiar, em ambas tomadas de dados, o valor utilizado foi de 4.3 GeV , que em DSM-ADC indica um sinal superior a 19. A figura 3.14 eficiência dos Υ s aceitos dentro da região de rapidez $|y| < 0.5$ para diversos valores de limites de energia. Para o limite de 19, temos eficiência de 35%.

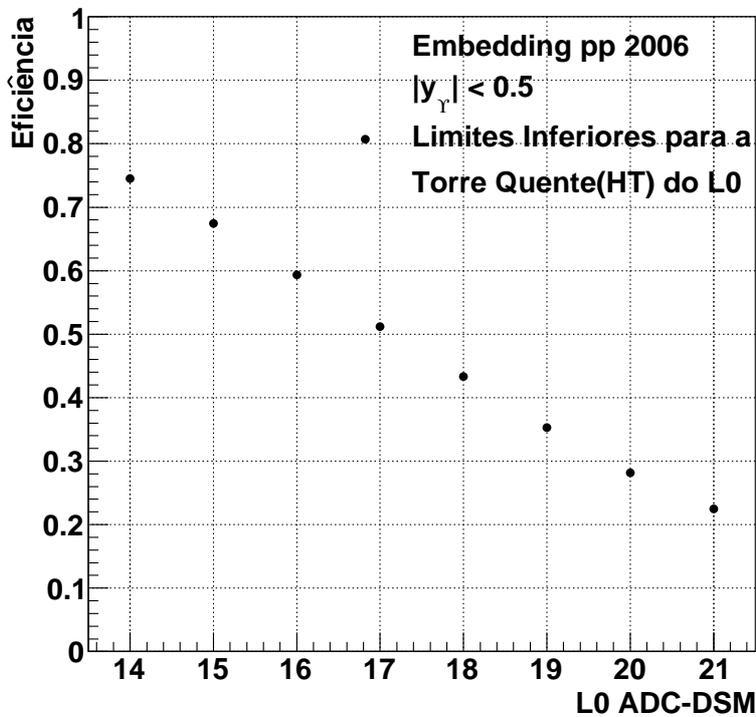


Figura 3.14: Eficiência L0.

O L2 possui uma lógica um pouco mais complexa que o L0, com as informações de ADC das torres, energia dos *clusters*, ângulo entre os *clusters* e massa invariante calculada a partir dos *clusters*, foi possível reproduzir este nível do trigger para os Υ s simulados.

Novamente o procedimento adotado é um teste de validade dos valores de *embedding* que satisfazem os limites utilizados durante a tomada de dados. A

figura 3.15 mostra os valores encontrados na simulação. As linhas vermelhas representam o limite utilizado nas tomadas de dados, lembrado que este limite era o mesmo para os dados pp2009 e dAu2008.

O próxima perda de eficiência é devido a reconstrução de trajetória pelo TPC. Como descrito no capítulo sobre o experimento, uma partícula ao atravessar o gás do TPC deixa pontos de ionização que são utilizados na reconstrução da trajetória da partícula. Nos dados de *embedding*, a resposta do detector é então simulada da mesma forma que no evento real. É feito uma triagem dos Υ s de MC que satisfazem os cortes de número de pontos no TPC maior que 20 e razão de número de pontos por número de pontos possíveis maior que 52%. A figura 3.16 mostra a eficiência obtida em função da rapidez do Υ_{MC} , no intervalo de $|y| < 0.5$ temos uma eficiência de 75%.

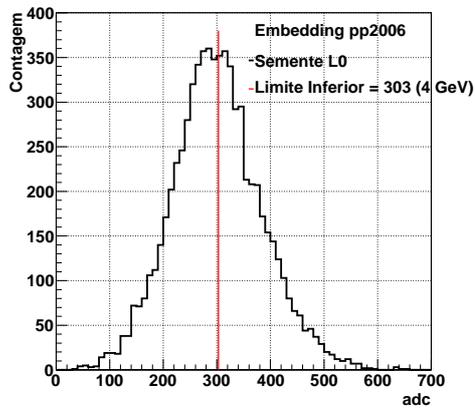
A última eficiência a ser computada pelos dados de *embedding* é a de cortes cinemáticos, que chamamos de eficiência de PID. Lembrando que os cortes utilizados na análise foram aplicados a todos os candidatos a elétron e pósitron e foram: momento (P) $> 3 GeV$, momento transversal (P_t) $> 1.5 GeV$, razão energia sobre momento (E/P) > 0.7 e < 1.3 .

A figura 3.17 mostra a eficiência para os Υ MC cuja as filhas satisfaziam a cobertura angular, isso foi pedido visto que a razão E/P só é possível de ser medida com informação do BEMC, sendo a intenção aqui mostrar a eficiência somente do corte de PID. O valor obtido no intervalo de $|y| < 0.5$ foi de 60%.

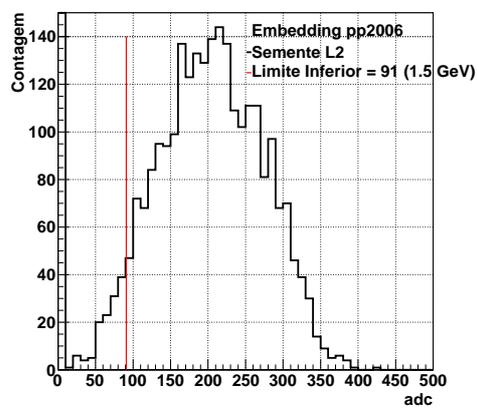
Todas as eficiências foram computadas juntas e colocadas na figura 3.18. A eficiência final fornecida pelo *embedding* foi de 10% na região de rapidez central. A tabela 3.2 é um resumo dos valores obtidos.

3.4 Erro sistemático

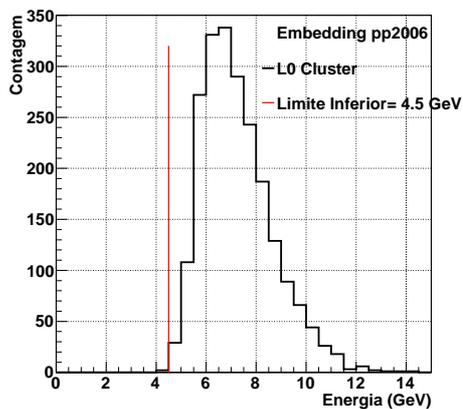
A última parte da análise consistiu em calcular o erro sistemático de toda reconstrução de Υ . Duas fontes foram consideradas: a primeira foi a subtração das contagens de Υ do sinal que vieram dos efeitos físicos de *Drell-Yan* e $b\bar{b}$ contínuo, enquanto a segunda vem das eficiências calculadas, dE/dx , *embedding*, etc.



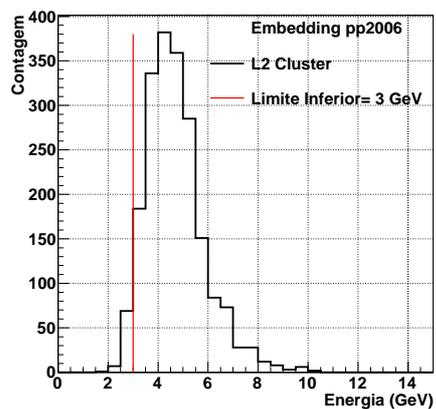
(a) Semente L0



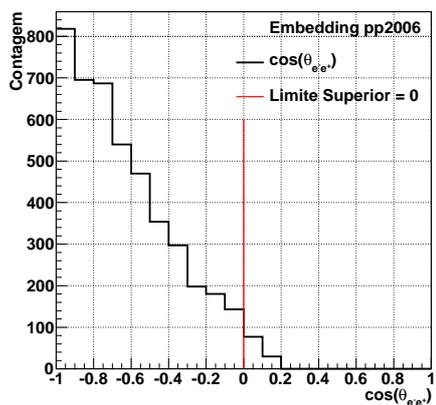
(b) Semente L2



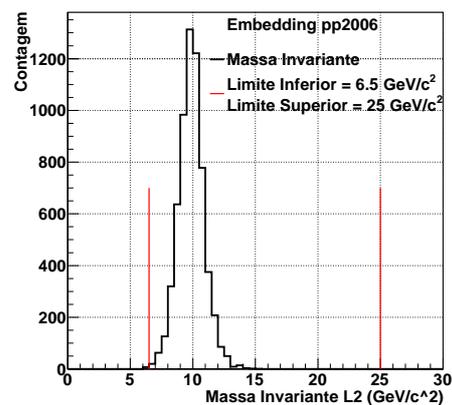
(c) Cluster L0



(d) Cluster L2



(e) Ângulo θ_{e-e}



(f) Massa Invariante

Figura 3.15: Cortes aplicados no embedding para os parâmetros no gatilho L2.

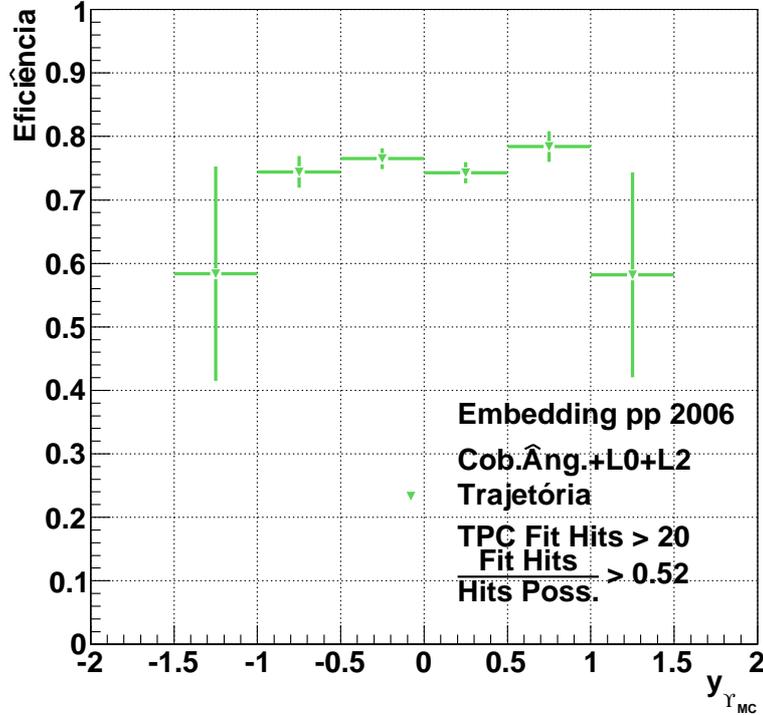


Figura 3.16: *Eficiência Tracking.*

3.4.1 *Drell-Yan e $b\bar{b}$ contínuo*

Como descrito na seção 3.2, estimamos a contribuição no sinal oriunda do *Drell-Yan* e *$b\bar{b}$ contínuo* ajustando as funções 3.11 e 3.12 nos espectros de sinais dos dados pp2009 e dAu2008, figura 3.11. O ajuste escolhido foi aquele cujo χ^2 foi o menor possível.

O erro sistemático desta variável foi estimada pelo seguinte procedimento: utilizando os mapas de χ^2 , figura 3.10, a partir do ponto de mínimo fixou-se o coeficiente de *Drell-Yan* e variamos o coeficiente de *$b\bar{b}$ contínuo* para mais e para menos até que o valor de χ^2 fosse $\chi^2_{min} + 1$. A variação para cima determina o limite superior do erro e a variação para baixo o limite inferior. Com os valores encontrados construímos a região hachurada em verde na figura 3.11.

O valor encontrados para os dados de pp2009 para o erro sistemático foi

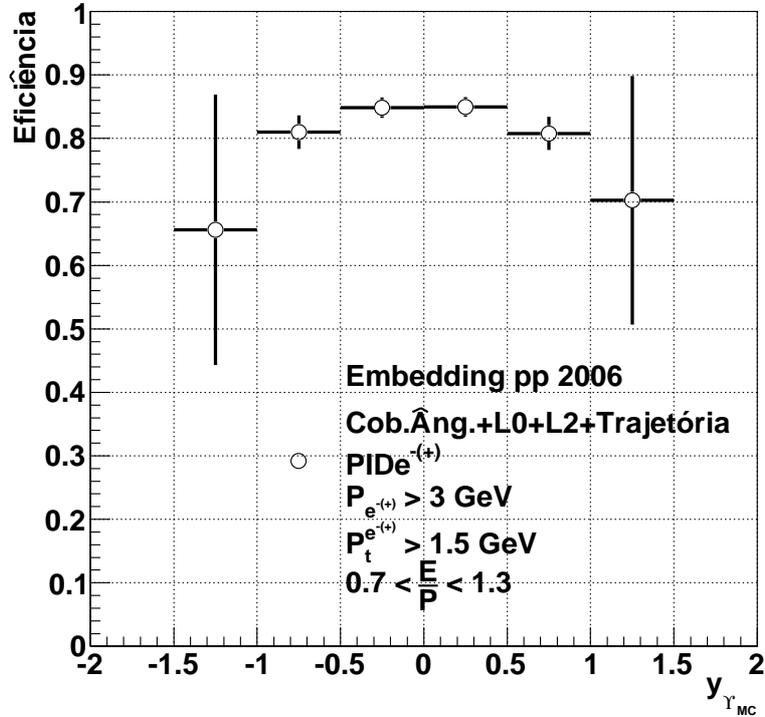


Figura 3.17: Eficiência PID.

de ± 9 , o que nos fornece um erro relativo de 33%. Nos dados de dAu 2008, obtivemos um erro de ${}_{-6}^{+5}$, erro relativo de ${}_{-43\%}^{+36\%}$.

3.4.2 dE/dx

A eficiência de dE/dx foi calculada a partir dos espectros da figura 3.3. O método adotado neste caso difere das demais cortes em PID, pois, não é possível simular a perda de energia de uma partícula com precisão quando esta passa pelo gás do TPC. Três gaussianas foram ajustadas, uma representava os píons, outra os demais hádrons e a terceira os elétrons. Utilizando a gaussiana de elétrons e a equação 3.3 calculamos a eficiência devido ao corte em dE/dx nas duas produções.

Esta análise depende unicamente da gaussiana de elétrons ajustada, o erro sistemático oriunda exclusivamente do ajuste feito. Os parâmetros ajustados

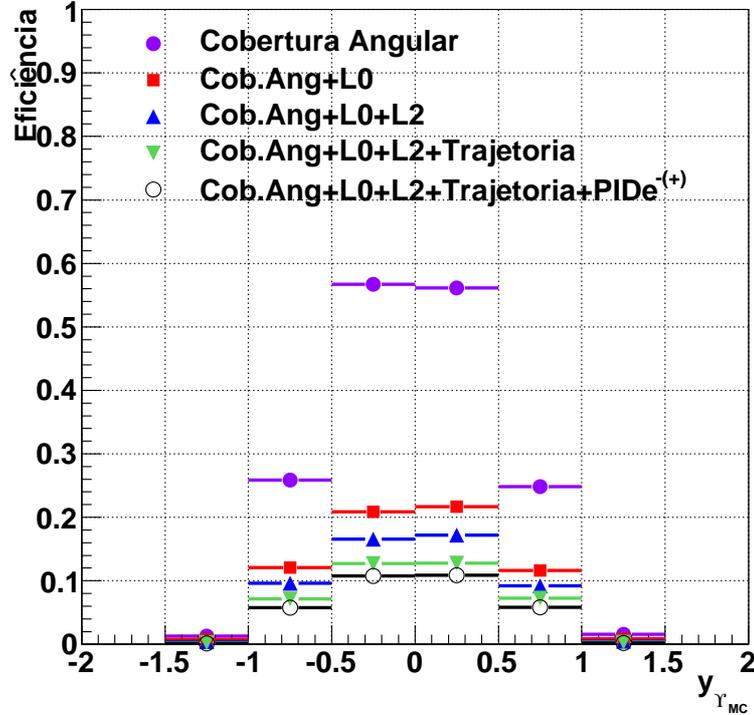


Figura 3.18: *Eficiência Embedding*.

do elétron possuem correlações com os demais parâmetros. Para calcular o erro da eficiência, utilizamos da técnica de Monte Carlo. Com a matriz de covariância dos parâmetros ajustados, obtemos a matriz erro a partir da fatorização de Cholesky e, sorteando erros para os parâmetros ajustados com o efeito da covariância, obtemos uma distribuição para a eficiência. A largura dessa distribuição é o erro sistemático.

As próximas eficiências foram computadas a partir dos dados de *embedding* do pp2006.

3.4.3 Cobertura angular

Na cobertura angular, verificamos quantos dos \mathcal{T} s simulados possuíam filhas que deixaram no mínimo 1GeV nas torres do BEMC. O valor escolhido para energia depositada é baixo comparados com os elétrons oriundos do \mathcal{T} ,

	Descrição	Eficiência para Υ_{MC} com $ y < 0.5$
Cobertura angular	$E_{BEMC}^{e^{-}(+)} > 1GeV$	56%
L0 trigger HT	$E_{BEMC}^{HT} > 4.3GeV$	35%
Semente L0	$E_{L0seed} > 4.0GeV$	80%
Semente L2	$E_{L2seed} > 1.5GeV$	
Cluster L0	$E_{L0Cluster} > 4.5GeV$	
Cluster L2	$E_{L2Cluster} > 3.0GeV$	
L2 $\cos\theta$	$\cos(\theta_{e^{-}e^{+}}) < 0$	
L2 massa invariante	$6.5 < M < 25GeV/c^2$	
Trajectoria	$TPC Fit Hit > 20,$ $\frac{Fit Hits}{Hits Poss} > 0.52$	75%
PID	$P_{e^{-(+)}} > 3GeV,$ $P_t^{e^{-(+)}} > 1.5GeV,$ $0.7 < \frac{E}{P} < 1.3$	85%
Total	Cob.Ang. + L0 + L2 + Trajetória + PID	10%

Tabela 3.2: *Resumo do Embedding.*

logo, sua variação não acarreta mudança. Contudo, outros fatores influenciam nesta eficiência.

Como descrito, utilizamos informação do calorímetro na simulação, que possui todas as 4800 torres funcionando, pelo histórico das tomadas de dados do STAR, cerca de 25 torres não funcionam na tomada de dados sendo que, a partir de 2007, implementou-se um algoritmo dinâmico que mascara até 25 torres durante um *run*. Como consequência, temos um erro sistemático de $25/4800 \approx 0.5\%$.

3.4.4 Trigger L0 e L2

O trigger foi separado em dois níveis, L0 e L2. O L0 é um trigger do tipo *High Tower (HT)*, onde uma das filhas do Υ deveria depositar no mínimo $4.3GeV$ em uma das torres do BEMC. A leitura dos dados do L0 era feito por um DSM-ADC, cuja a variação de 1 contagem equivale a $236MeV$. Pela figura 3.14, temos varios valores de eficiência do trigger L0 por valores mínimos de DSM-ADC. A energia utilizada na tomada de dados corresponde ao valor 19, variando para mais e para menos 1 unidade temos ${}_{-8\%}^{+7\%}$ de erro sistemático.

O L2 também consistia em pegar informações do BEMC. As informações necessárias são: energia da torre semente L0 e L2, energia dos cluster L0 e L2, ângulo entre eles e a massa invariante. Como feito para o nível L0 o erro nas sementes L0 e L2 foi definido como a variação de 1 unidade do ADC. A energia do cluster possui um erro de 350MeV , valor que corresponde ao desvio padrão da diferença entre energia medida offline e online. Para o ângulo, consideramos a diferença angular de duas torres, 6° . E finalmente temos a massa invariante, o erro escolhido foi de 0.5GeV .

Os erros sistemáticos encontrados foram: desprezíveis para sementes L0 e L2, ângulo entre *clusters*, massa invariante e cluster L0, e para cluster L2 obtivemos $\begin{matrix} +4,2\% \\ -7,8\% \end{matrix}$.

3.4.5 Trajetória

O erro na trajetória vem da resolução do TPC. A quantidade de hits no TPC permite uma precisão melhor na determinação da trajetória da partícula. A variação do número de hits no TPC foi estudado na referência [57], no qual obtivemos um aumento na produção de $6,4\%$. Atualmente, a colaboração do STAR aceita que a variação nos parâmetros da resposta da simulação do TPC produz um erro absoluto de 5% na eficiência de trajetória de uma única partícula. Pela figura 3.16, temos que a eficiência de trajetória de um Υ simulado é de 75% , esta eficiência é consequência das eficiências das filhas. Assumindo que não existe razão para a eficiência do elétron ser diferente da do pósitron a eficiência para uma única partícula é $\epsilon_{\Upsilon} = \epsilon_{e^-} \cdot \epsilon_{e^+} = \epsilon_{e^-} \cdot \epsilon_{e^-} = \epsilon_{e^-}^2 \therefore \epsilon_{e^-} = \sqrt{\epsilon_{\Upsilon}} \approx 87\%$. Uma variação de 5% neste valor nos fornece um erro sistemático de $5\%/87\% \approx 5.75\%$ para cada filha. Para o Υ , somamos as incertezas como sendo totalmente correlacionadas, o que nos dá $\sigma_{\Upsilon}^{trajetoria} = 2 \times \sigma_{e^-}^{trajetoria} = 11.5\%$.

3.5 Resultados: Seção de choque e R_{ab}

A seção de choque experimental é definida por:

	Descrição	Erro sistemático	
		pp2009	dAu2008
<i>Drell-Yan + $b\bar{b}$ continuo</i>	Varição do coeficiente de $b\bar{b}$ continuo até $\chi^2 = \chi_{min}^2 + 1$	$Y_{\mathcal{Y}} \begin{smallmatrix} +9 \\ -9 \end{smallmatrix}$	$Y_{\mathcal{Y}} \begin{smallmatrix} +5 \\ -6 \end{smallmatrix}$
dE/dx	Técnica de MC	$2 \times \begin{smallmatrix} +1.0\% \\ -1.1\% \end{smallmatrix}$	$2 \times \pm 1.2\%$
Cobertura angular	$E_{BEMC}^{e^{-(+)}} > 1GeV$	$\pm 0.5\%$	
L0 trigger HT	$E_{BEMC}^{HT} > 4.3GeV$	$\begin{smallmatrix} +7\% \\ -8\% \end{smallmatrix}$	
Semente L0	$E_{L0seed} > 4.0GeV$	desprezível	
Semente L2	$E_{L2seed} > 1.5GeV$	desprezível	
Cluster L0	$E_{L0Cluster} > 4.5GeV$	desprezível	
Cluster L2	$E_{L2Cluster} > 3.0GeV$	$\begin{smallmatrix} +4.2\% \\ -7.8\% \end{smallmatrix}$	
L2 $\cos\theta$	$\cos(\theta_{e^-e^+}) < 0$	desprezível	
L2 massa invariante	$6.5 < M < 25GeV/c^2$	desprezível	
Trajectoria	$\frac{TPC Fit Hit}{Hits Poss} > 20,$ $\frac{Fit Hits}{Hits Poss} > 0.52$	$2 \times 5.57\%$	

Tabela 3.3: *Resumo dos Erros sistemáticos.*

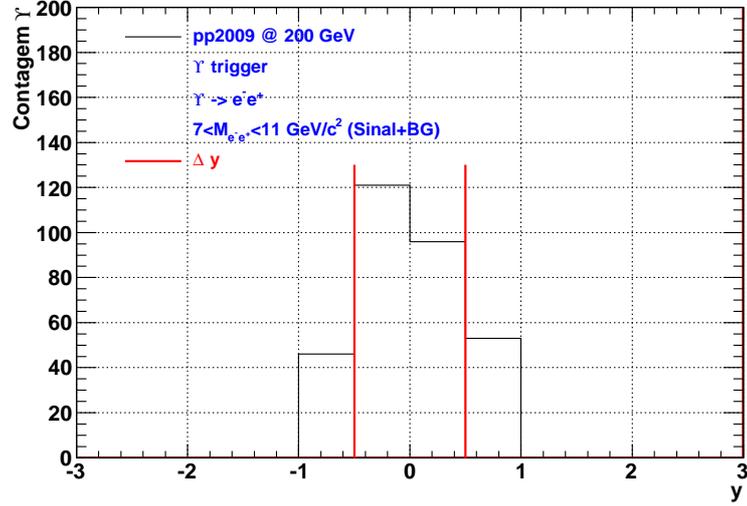
$$\sum_{n=1}^3 \mathcal{B}(nS)_{e^-e^+} \cdot \sigma(nS) = \frac{Y_{\mathcal{Y}}}{\Delta y \cdot \varepsilon \cdot \mathcal{L}} \quad (3.15)$$

Antes de obtermos o resultado, vamos analisar com cuidado tal expressão. O lado esquerdo representa a seção de choque multiplicada pela razão de decaimento pelo canal leptônico (em inglês "branch ration"), \mathcal{B} . No lado direito temos: $Y_{\mathcal{Y}}$ que representa o número de \mathcal{Y} medidos experimentalmente, Δy é o intervalo de rapidez dos \mathcal{Y} , a rapidez y é uma grandeza escalar associada ao movimento da partícula, ε é a eficiência total de reconstrução, e \mathcal{L} é a luminosidade integrada.

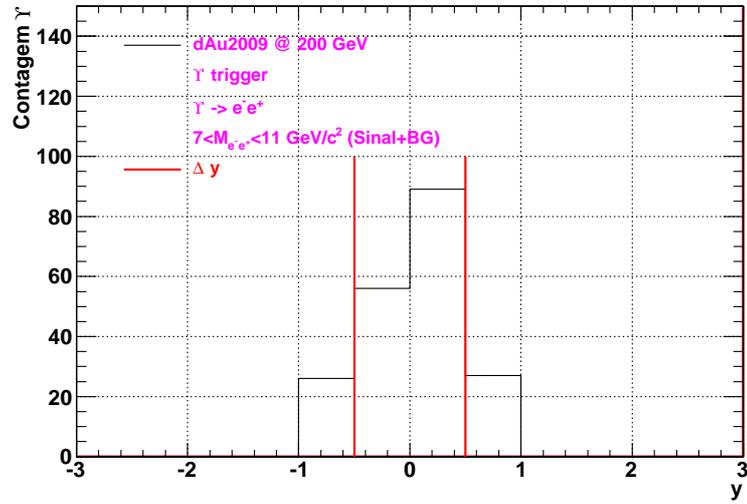
O valor de $Y_{\mathcal{Y}}$ foi amplamente discutido na seção 3.2, as contagens obtidas foram de $145 \pm 13(stat)$ para a produção pp2009 e de $105 \pm 11(stat)$ para dAu2008.

O Δy foi escolhido para uma região cujo número de \mathcal{Y} pode ser tratado como constante [58]. A figura 3.19 mostra o espectro de \mathcal{Y} medidos em função da rapidez. Entre -0.5 e 0.5 temos um variação, contudo, se o intervalo for

maior esta variação se torna bem mais acentuada.



(a) pp2009



(b) dAu2008

Figura 3.19: Contagens de γ em função da rapidez. As linhas vermelhas indicam o intervalo escolhido para o cálculo de seção de choque.

A eficiência ε_{Total} é composta por: $\varepsilon_{embedding}$ e $\varepsilon_{dE/dx}$. Na seção 3.3, discutimos sobre o *embedding*, enquanto o dE/dx no final da seção 3.1. O valores

finais de eficiências ficam:

$$\varepsilon_{Total} = \varepsilon_{embedding} \cdot \varepsilon_{dE/dx}^2 \quad (3.16)$$

$$pp2009 : \varepsilon_{Total}^{pp2009} = 0.1 \times 0.90^2 = 0.08 \quad (3.17)$$

$$dAu2009 : \varepsilon_{Total}^{dAu2008} = 0.1 \times 0.91^2 = 0.08 \quad (3.18)$$

o quadrado na variável $\varepsilon_{dE/dx}$ representa o par elétron-pósitron.

\mathcal{L} é fornecida pela colaboração do STAR. Ela é uma variável que representa a soma das luminosidades medidas pelo RHIC na tomada de dados. Sua incerteza é de origem sistemática definida como sendo 14% do valor obtido [59]. Para a produção pp2009 o valor foi de $21 \pm 3(sist)pb^{-1}$ e para dAu2008 foi de $32 \pm 4(sist)nb^{-1}$.

Substituindo os valores citados na equação 3.15, as seções de choques experimentais são:

$$pp2009 : \sum_{n=1}^3 \mathcal{B}(nS)_{e^-e^+} \cdot \sigma(nS) = 84 \pm 7(stat)_{-19}^{+18}(sist)pb, \quad (3.19)$$

$$dAu2009 : \sum_{n=1}^3 \mathcal{B}(nS)_{e^-e^+} \cdot \sigma(nS) = 41 \pm 4(stat)_{-9}^{+8}(sist)nb. \quad (3.20)$$

A tabela 3.4 resume os valores utilizados. O próximo passo é comparar os valores experimentais com os teóricos.

	pp2009		dAu2008	
	Valor	Erro	Valor	Erro
Y_{Υ}	145	$\pm 13(stat) \pm 9(sist)$	105	$\pm 11(stat)_{-6}^{+5}(sist)$
ε_{Total}	0.08	$\pm 0.01(sist)$	0.08	$\pm 0.01(sist)$
\mathcal{L}	$21pb^{-1}$	$\pm 3(sist) pb^{-1}$	$32nb^{-1}$	$\pm 4(sist) nb^{-1}$
$\sum_{n=1}^3 \mathcal{B}(nS)_{e^-e^+} \cdot \sigma(nS)$	$84pb$	$\pm 9(stat)_{-19}^{+18}(sist) pb$	$41nb$	$\pm 4(stat)_{-9}^{+8}(sist) nb$

Tabela 3.4: *Resumo dos valores utilizados no cálculo da seção de choque.*

3.5.1 Seção de choque pp2009

A produção de estados de *bottomonium* pode ser prevista por diferentes abordagens. Iremos considerar duas: o modelo de singlete de cor (CSM) e o evaporação de cor (CEM). A figura 3.20 mostra a seção de choque de Υ em função da rapidez y do mesmo.

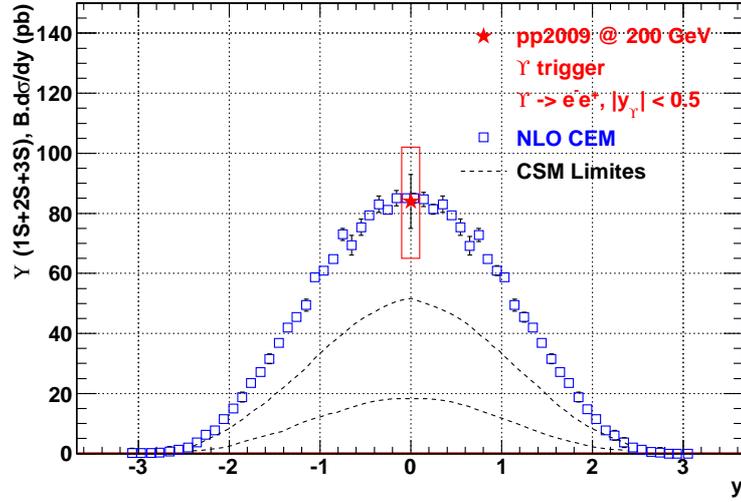


Figura 3.20: Medida experimental da seção de choque de Υ em rapidez central multiplicada pelo canal de decaimento em par elétron-pósitron em colisão $p+p$ @ $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$. Resultados teóricos de CSM e CEM, ambos calculados até NLO.

A previsão do CSM utilizado [60] foi obtida a partir de cálculos de NLO, desenvolvidos para produção de *quarkonium* em colisões hadrônicas [61]. É importante ressaltar que o valor teórico teve que ser corrigido afim de compararmos com o experimental. O cálculo de CSM não considera na produção final de 1S, contribuições provenientes dos estados 2S e 3S e nem dos estados P, portanto, os valores teóricos foram divididos por 0.42 [60], afim de considerarmos tais contribuições. Os limites inferiores e superiores são oriundos da variação da massa do quark b e das escalas de fatorização e renormalização.

A previsão do CEM [54] foi inicialmente calculada para estados $\Upsilon(1S)$, em função da rapidez. A distribuição então foi ponderada pela expressão:

$$\frac{\mathcal{B}(1S).\sigma(1S) + \mathcal{B}(2S).\sigma(2S) + \mathcal{B}(3S).\sigma(3S)}{\sigma(1S)} \quad (3.21)$$

sendo \mathcal{B} a razão de decaimento por canal eletrônico e σ previsões de NLO CEM para seção de choque total em $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$. Os valores utilizados estão na tabela 3.5.

	\mathcal{B} (%) [50]	σ (nb) [62]
$\Upsilon(1S)$	2.38 ± 0.11	6.60
$\Upsilon(2S)$	1.91 ± 0.16	2.18
$\Upsilon(3S)$	2.18 ± 0.21	1.32

Tabela 3.5: Razão de decaimento e^-e^+ e seção de choque total calculada a partir de NLO CEM para os estados $1S$, $2S$ e $3S$ do Υ .

O valor experimental se encontra de pleno acordo com a previsão do NLO CEM e acima do valor previsto do CSM. A produção de Υ não vem somente da contribuição de estados já formados no singlete de cor. Ao adicionarmos contribuição dos estados que inicialmente foram formados no octeto de cor, temos uma boa concordância entre a teoria e o experimento.

Outra comparação válida é com a primeira medida de Υ em colisões $p+p$ feita no STAR [63]. Em 2006, o valor de seção de choque obtido para colisão $p+p$ a energia de centro de massa 200GeV foi de $114 \pm 29(\text{stat}) \pm 24(\text{sist})\text{pb}$. O valor aqui encontrado se encontra compatível com anterior. Devido a maior luminosidade do *run 9*, temos uma boa redução da incerteza estatística, contudo, a sistemática continua relativamente alta.

A figura 3.21 mostra nosso valor experimental de seção de choque em comparação com outros experimentos do mundo. A linha azul é a previsão teórica do NLO CEM. O ponto estrela em vermelho é o nosso valor experimental, que corresponde a energia no centro de massa 200GeV , os demais pontos vieram de colisões $p+A$, $p+p$ e $p+\bar{p}$ em diferentes energias [64, 65, 66, 67, 68, 69, 70, 71, 72, 73, 74]. Nosso valor de seção de choque é consistente com a tendência mundial.

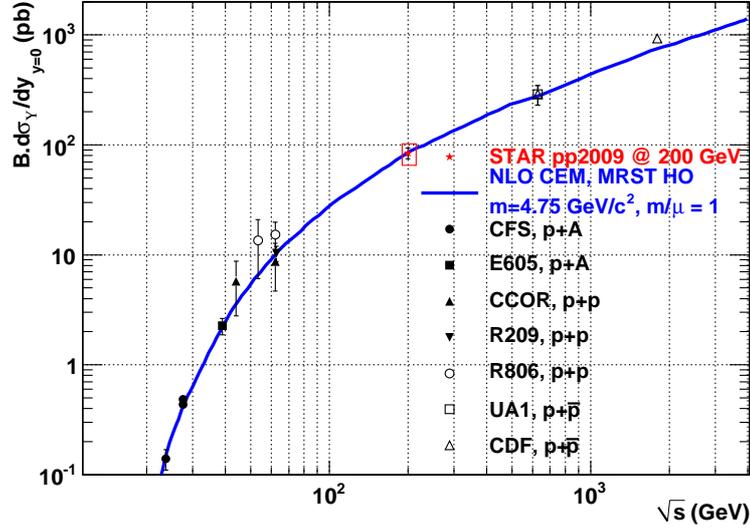


Figura 3.21: Comparação do valor experimental com os outros experimentos de altas energias. Resultados teóricos apresentados pela linha: CEM calculado até NLO.

3.5.2 Seção de choque dAu2008

Na figura 3.22 temos o nosso valor experimental representado pela estrela e o cálculo teórico a partir do modelo NLO CEM [75, 62]. Utilizou-se a parametrização EKS98 [76] para incluir efeitos de *anti-shadowing*. Contudo, efeitos de absorção não foram adicionados.

Assim como em pp2009, o valor experimental é compatível com o teórico. A produção de estados de quarkonia a partir do singlete e do octeto de cores fornece uma boa previsão.

3.5.3 Fator de modificação nuclear R_{ab}

O fator de modificação nuclear é uma medida experimental que mostra o efeito da matéria nuclear numa colisão relativística. Sua expressão é dada por:

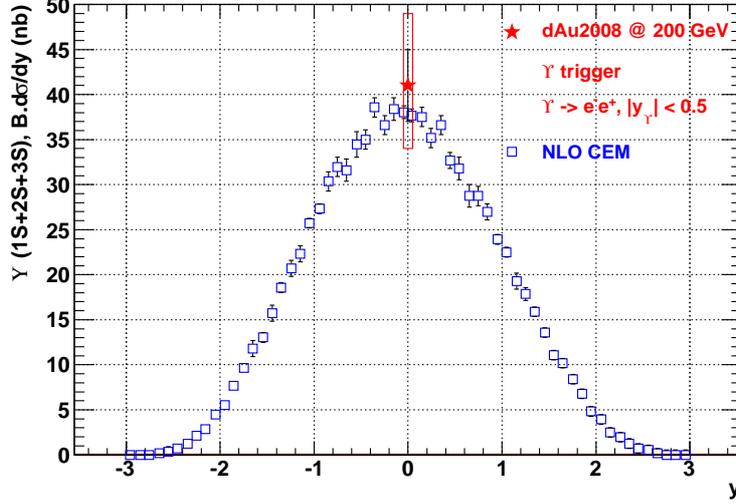


Figura 3.22: Medida experimental da seção de choque de Υ em rapidez central multiplicada pelo canal de decaimento em par elétron-pósitron em colisão $d+Au$ @ $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$. Resultados teóricos do NLO CEM.

$$R_{ab} = \frac{1}{N_{bin} \cdot \frac{\sigma_{dAu}}{\sigma_{pp}}} \cdot \frac{\mathcal{B} \cdot \left(\frac{d\sigma_{dAu}}{dy} \right)_{y=0}^{\Upsilon(1S,2S,3S)}}{\mathcal{B} \cdot \left(\frac{d\sigma_{pp}}{dy} \right)_{y=0}^{\Upsilon(1S,2S,3S)}} \quad (3.22)$$

onde $N_{bin} = 7.5 \pm 0.4$ é o número de colisões binárias em $d+Au$, $\sigma_{dAu} = 2.2b$ e $\sigma_{pp} = 42mb$ e $\mathcal{B} \cdot \left(\frac{d\sigma_i}{dy} \right)_{y=0}^{\Upsilon(1S,2S,3S)}$ é seção de choque experimental.

O fator de modificação nuclear é a razão entre a seção de choque de uma colisão $A + A$ pela seção de choque $p + p$ ponderado pelo número de colisões binárias $A + A$. Se seu valor for 1, temos que o fato de estarmos colidindo núcleos, pode ser tratado de forma similar a colidirmos prótons N_{bin} vezes. A quantidade de Υ produzidos será o mesmo depois de ser normalizado pelo número de colisões binárias.

O valor obtido foi de $R_{ab} = 1.24 \pm 0.18(stat)_{-0.40}^{+0.37}(sist)$ que, dentro das incertezas, é compatível com 1. O efeito da matéria nuclear fria não é relevante quando colidimos núcleos de dêuterons com núcleos de Au. A incerteza aqui calculada é elevada, e um estudo mais detalhado é preciso ser feito para

quantificarmos melhor este efeito.

Capítulo 4

Conclusão

O objetivo deste trabalho foi obter a seção de choque para a produção de Υ em rapidez central pelo experimento STAR em colisões p+p e d+Au. Os valores encontrados foram de $\mathcal{B}_{e^-e^+} \cdot \sigma_{pp2009} = 84 \pm 9(stat)_{-19}^{+18}(sist)pb$ e $\mathcal{B}_{e^-e^+} \cdot \sigma_{dAu2008} = 41 \pm 4(stat)_{-8}^{+7}(sist)nb$ para as produções pp2009 e dAu2008, respectivamente.

A primeira medida de seção de choque inclusiva para Υ no STAR foi realizada em 2006 em colisão $p+p@ \sqrt{200}GeV$ [63]. O valor obtido, $\mathcal{B}_{e^-e^+} \cdot \sigma_{pp2006} = 114 \pm 29(stat) \pm 24(sist)pb$ é compatível com o valor encontrado nos dados obtidos para a mesma colisão em 2009. Devido a maior luminosidade do *run 9*, $21(3)pb^{-1}$, em comparação com o *run 6*, $9.2(1.4)pb^{-1}$, temos uma redução na incerteza estatística. Nesta análise, a incerteza sistemática foi obtida com os dados de *embedding* de 2006, ano em que o experimento STAR possuía o subdetector SVT instalado. Sua remoção reduziu a quantidade de massa no interior do TPC e, conseqüentemente, o efeito de *Bremsstrahlung* sofrido pelos elétrons e pósitrons oriundos do decaimento do Υ . Para entendermos melhor os efeitos dessa nova configuração, principalmente na incerteza sistemática, um estudo mais profundo é necessário.

O novo valor de seção de choque continua compatível com o valor teórico calculado em NLO no modelo de evaporação de cor, vide figura 3.20. A previsão feita pelo modelo de singlete de cor tem seu limite superior 2 vezes menor que o valor experimental. Em colisões hadrônicas temos que considerar

contribuições de estados de *quarkonia* criados no octeto de cor. O nosso valor experimental também se mostra compatível com os demais dados de produção de Υ nos diversos experimentos do mundo, figura 3.21.

O valor experimental de seção de choque para a produção dAu2008 é compatível com o valor teórico do modelo NLO CEM dentro de uma incerteza, figura 3.22. Novamente, as incertezas sistemáticas foram calculadas com os dados de *embedding* de 2006. A principal diferença entre uma colisão $p + p$ e $d + Au$ está na multiplicidade do evento. Contudo, o número de trajetórias não é um problema se compararmos com a multiplicidade obtida em colisões $Au + Au$. O uso do *embedding* de 2006 foi uma alternativa aceitável.

Com as duas seções de choques experimentais, o fator de modificação nuclear devido a matéria fria obtido foi de: $R_{ab} = 1.24 \pm 0.18(stat)_{-0.38}^{+0.35}(sist)$. Este valor é de extrema importância para estimarmos o efeito que a presença de outros núcleons provoca na produção de estados de *quarkonia* e importante para entendermos colisões com núcleos de Au . A alta incerteza impede de concluamos qualquer hipótese de aumento ou supressão, sendo o valor experimental compatível com 1.

Por fim, temos que esta análise ainda está longe do fim. Dados específicos de *embedding* para ambas produções serão produzidos nos próximos meses. Logo, o cálculo de eficiência e incerteza sistemática poderão ser refeitas com melhor precisão, colaborando com um resultado final mais preciso. A quantidade de Υ medidos no *run 9*, nos permite obter o espectro de produção inclusiva de Υ por p_t , medida inédita no STAR e significativa no estudo da física de quarks pesados. No mais, os valores de seção de choque experimentais aqui encontrados servem como referências para futuros estudos feitos no STAR, principalmente em colisões $Au + Au$ a $200GeV$, cuja densidade de energia depositada no centro de massa sugere a criação do plasma de quarks e glúons.

O futuro do programa de *heavy flavor* do STAR está ligado os *upgrades* que estão por fim nos próximos anos. O primeiro deles será a utilização do TOF como detector de *trigger*. Localizado no lugar do CTB, entre o TPC e o BEMC, possui uma grande granularidade capaz de discriminar com precisão partículas carregadas de neutras. A garantia dessa condição, removerá uma

grande quantidade de falsos disparos no trigger oriundos de fótons energéticos produzidos durante a colisão, permitindo que o *trigger* específico de J/Ψ possa ser utilizado nas futuras tomadas de dados com boa eficiência. Para o *trigger* de Υ , esta mudança não trará grandes consequências, visto que o fundo fotônico não é grande.

O segundo *upgrade* é a adição do *Heavy Flavor Tracker (HFT)* no interior do STAR. O HFT consiste em dois subdetectores: *silicon pixel detector (PIXEL)* e *intermediate silicon tracker (IST)*. Seu objetivo é medir, com ótima precisão, trajetórias entre o TPC e o ponto de interação, provendo resolução suficientemente boa para identificar partículas secundárias próximas a região de interação. As medidas de mésons pesados abertos terão grandes avanços com este detector.

Apêndice A

Desenvolvimento do mapa de associação entre o BEMC e o ToF

O gatilho de *heavy-quarkonia* é fundamental para realizarmos medidas experimentais desses estados. Após a retirada do subdetector CTB do STAR, os níveis de gatilho L0 e L2 não são mais suficientes para medirmos estados de *charmonia*, figura 1.3 da seção 1. O J/ψ possui massa de repouso de 3.1MeV [50], comparada com a massa do Υ , 9.5MeV [50], temos um fator 3 de diferença. A consequência experimental deste fato, se dá nos valores limites utilizados no gatilho; para o J/ψ , tais valores devem ser inferiores aos utilizados no Υ .

A última vez que medidas de J/ψ com gatilho específico de L0 e L2 foram realizadas foi em 2006, [63]. A tabela 1.1 mostra os valores utilizados neste ano.

A função do CTB, figura 1.1 [77], é de extrema importância neste gatilho.

Parâmetro	Gatilho de J/ψ
L0 Threshold	1.2GeV
L0 Hts	2
$\cos\phi$	< 0.5
L2 Massa invariante M (GeV/c^2)	$2.2 < M < 5.0$
Veto a fótons (CTB-adc)	≥ 3

Tabela 1.1: Valores utilizados no gatilho específico de J/ψ em 2006 [63].

O fundo que lidamos durante a tomada de dados é essencialmente de fótons energéticos produzidos no evento.

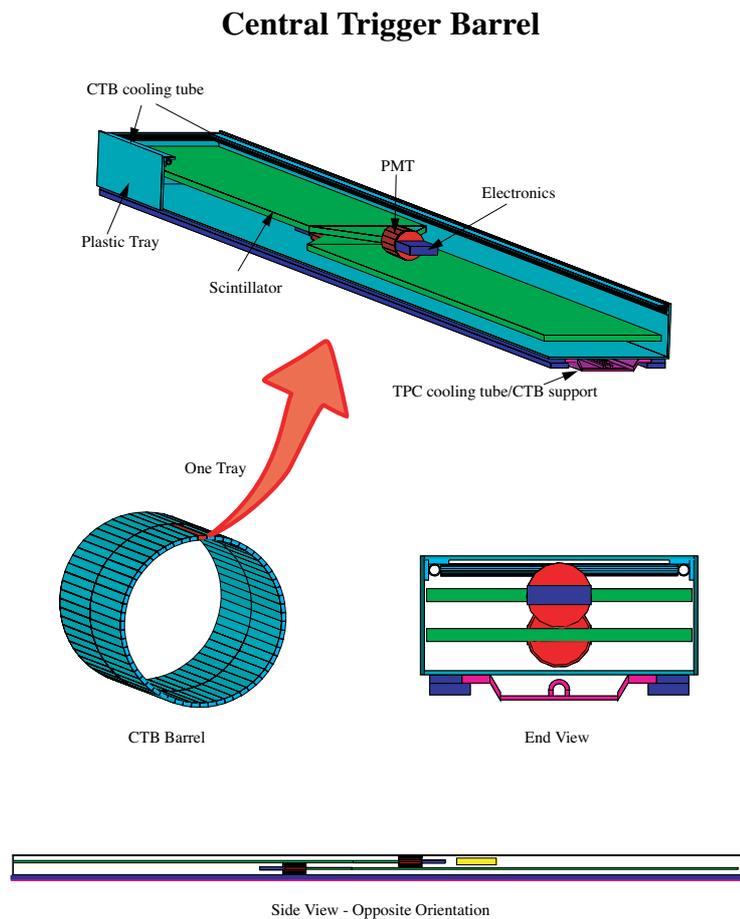


Figura 1.1: *Subsistema CTB, retirado após a tomada de dados de 2006.*

Sozinho, o calorímetro eletromagnético não consegue realizar identificação de partículas, quando se mede uma torre quente no gatilho, sempre assumimos que foi um elétron que a gerou. Em 2006, o gatilho L0 aceitava eventos com duas torres quentes com pelo menos 1.2GeV de energia. Existe uma grande quantidade de fótons com energia suficiente para disparar este gatilho. Fazendo com que a eficiência do L0 fosse muito pequena. Contudo, o

CTB, que também é um detector rápido e pode ser utilizado com nível 0, mede somente partículas carregadas. Para remover o fundo, bastava verificar se na frente da torre quente existia sinal no CTB, caso afirmativo, a probabilidade de ter sido um elétron que acertou aquela torre quente aumentava suficientemente para que o gatilho funcionasse.

Em 2009, o STAR sofreu um importante modificação, que foi a troca do CTB pelo subsistema TOF. *A priori*, o TOF serve como importante ferramenta de identificação de partículas de baixo momento e, como o CTB, somente partículas carregadas são medidas. A cobertura angular permaneceu inalterada, 2π em ϕ e $|\eta| < 1$, mas, a granularidade mudou. Enquanto o CTB era formado por 240 subdivisões, o TOF possui 23040.

O TOF, figura 1.2, é constituído de 120 trilhos, cada um com 32 módulos. Cada módulo possui 6 células. A célula é a menor unidade física que o TOF possui. A figura 1.2 ilustra um trilho e vistas laterais da estrutura de um módulo.

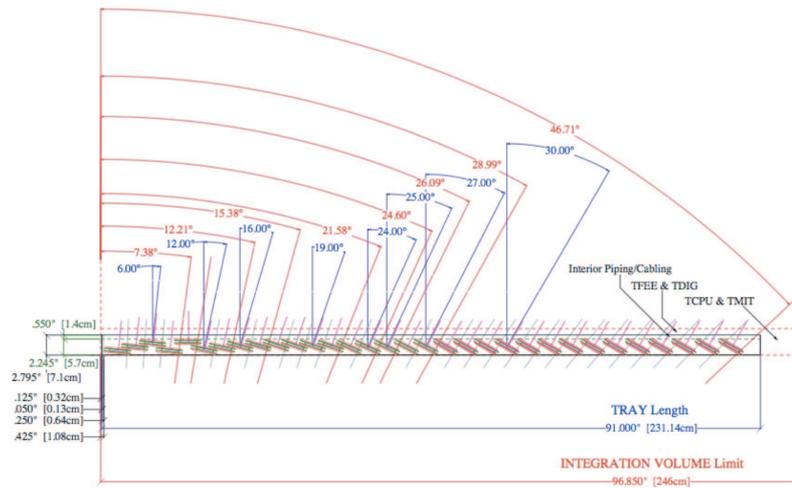
A principal motivação deste trabalho foi iniciar a construção de um novo gatilho específico de J/ψ utilizando o TOF no lugar do CTB. A nova granularidade traz uma grande vantagem e um novo problema.

Para eventos com alta multiplicidade, o CTB era ineficaz. Como a menor divisão do CTB ainda cobria cerca de 20 torres, a grande quantidade de partículas no evento inviabilizava a identificação da partícula que gerou a torre quente. Com o TOF isso muda completamente. Uma torre do calorímetro é coberta por até 12 células, eventos com alta multiplicidade passam a não ser mais um problema para o gatilho específico.

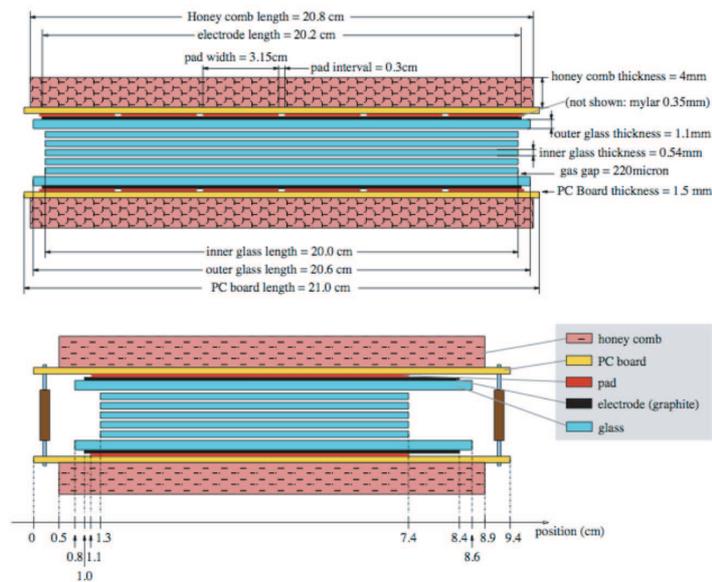
Como citado, uma torre do calorímetro é coberta por várias células, a pergunta que surge é: caso meçamos uma torre quente no BEMC, em quais células do TOF deve-se verificar a presença de um sinal?

O trabalho realizado visa responder a essa pergunta. Devido a disposição espacial dos módulos do TOF, não é trivial obter o mapa entre os dois detectores. Duas análises foram feitas: uma topológica e outra simulada.

A topológica gerou o mapa que chamamos de geométrico. A análise feita foi bastante simples. Para ambos os detectores, possuíamos os valores do centro de cada torre e cada célula no espaço $\eta - \phi$. Verificamos quais células



(a) Trilho



(b) Módulo

Figura 1.2: *Subsistema TOF, upgrade realizado no STAR em 2009-2010.*

estavam a uma distância D menor que 0.025 (valor da metade de uma torre do BEMC) para cada torre do calorímetro, figura 1.3. O mapa geométrico é o resultado desta comparação, figura 1.4.

Duas hipóteses estão associadas ao mapa geométrico. As trajetórias das partículas são retas e o vértice primário se encontra na posição (0,0,0). A pri-

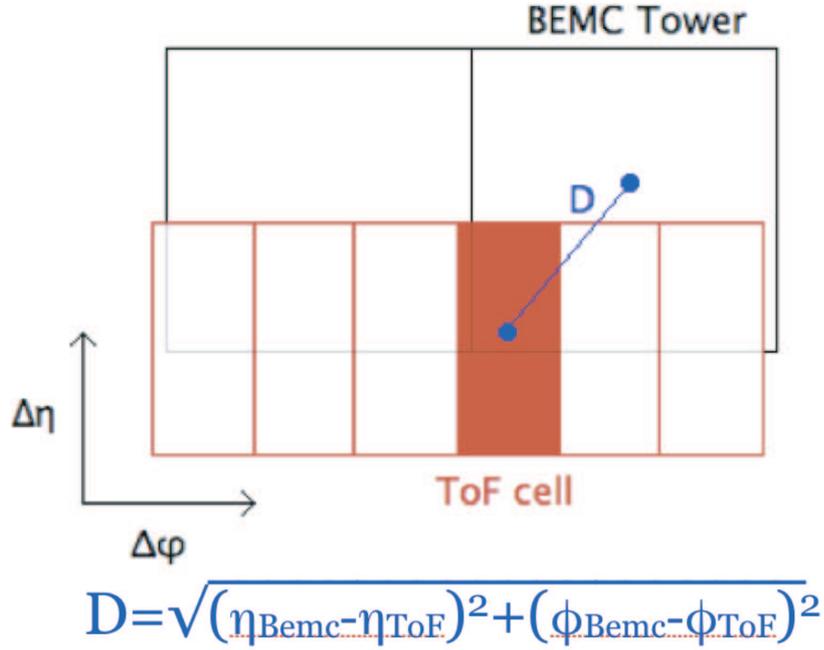


Figura 1.3: Diagrama da construção do mapa geométrico.

meira afirmação não é um problema, trajetórias de elétrons de alto momento podem ser aproximadas por retas. Contudo, a segunda afirmação pode sim levar a um problema. A figura 3.1 dos vértices primários nos mostra que a distribuição desta variável é larga. E foi este problema que nos motivou a construir o próximo mapa utilizando simulação.

O principal objetivo da simulação foi estudar efeitos de distribuição de vértices primários. Três simulações foram feitas. Os parâmetros utilizados estão na tabela 1.2.

Parâmetros	Valor
Partícula	elétron
Momento transversal	$2 < p_T < 100 \text{ GeV}$
Ângulo azimutal	$\phi < 2\pi$
Pseudo-rapidez	$ \eta < 1.1$
Vértice primário eixo Z	$ Vz < 10 / 30 / 60 \text{ (cm)}$

Tabela 1.2: Parâmetros escolhidos para a simulação.

A simulação consistiu em reproduzir a resposta dos detectores BEMC e TOF para os conjuntos de elétrons simulados. Para cada elétron, a torre e a célula que este passou eram associados. O mapa simulado foi formado com todas as associações feitas. A figura 1.4 ilustra o mapa simulado com $|Vz| < 60cm$.

Table - Match Details

SoftId	Phi	Eta	CellId																				
0	0	0	simulation																				
			geometry																				
1	1.28142	0.02675	simulation	1	1	1	115	115	115	1	1	1											
				1	1	1	1	1	1	2	2	2											
				1	2	3	4	5	6	1	2	3											
			geometry	1	1	1																	
				1	1	1																	
				1	2	3																	
2	1.28142	0.075	simulation	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1							
				1	1	1	2	2	2	3	3	3	4	4									
				1	2	3	1	2	3	1	2	3	1	3									
			geometry	1	1	1	1																
				2	3	3	3																
				2	1	2	3																
3	1.28142	0.125	simulation	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1									
				3	3	4	4	4	5	5	5	6	6										
				1	2	1	2	3	1	2	3	2	3										
			geometry	1	1	1	1	1	1														
				4	4	4	5	5	5														
				1	2	3	1	2	3														
4	1.28142	0.175	simulation	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1								
				5	5	5	6	6	6	7	7	7	8	8									
				1	2	3	1	2	3	1	2	3	2	3									
			geometry	1	1	1	1																
				6	6	6	7																
				1	2	3	2																

Tray
Module
Cell

Concluído

Figura 1.4: Mapa de associação entre as torres do BEMC e as células do TOF. Geometric é o mapa geométrico. Simulation é o mapa simulado com $Vz < 60cm$. A identificação da torre do BEMC é feita pelo índice de SoftId. Enquanto a célula do TOF, pelos índices de Tray-Module-Cell

Pela figura 1.4, temos que para uma mesma torre do BEMC, o número de células do TOF associadas é maior no mapa simulado do que no geométrico. Consequência direta da largura do vértice primário.

A construção do mapa de associação entre o BEMC e TOF foi apenas o

primeiro passo para a construção do gatilho específico de J/ψ . O trabalho deve continuar com a adição do TOF no sistema de aquisição de dados do gatilho do STAR e no desenvolvimento do código de aquisição de dados.

Referências Bibliográficas

- [1] T. Matsui and H. Satz. J/ψ suppression by quark-gluon plasma formation. *Physics Letters B*, 178(4):416 – 422, 1986.
- [2] R. Penrose. *The road to reality : a complete guide to the laws of the universe*. 2005.
- [3] W. N. Cottingham and D. A. Greenwood. *An Introduction To The Standard Model Of Particle Physics*. Cambridge University Press, 2007.
- [4] Y. Nambu. *Quarks*. Word Scientific, 1985.
- [5] J. J. Aubert et al. Experimental observation of a heavy particle J . *Phys. Rev. Lett.*, 33(23):1404–1406, 1974.
- [6] J. E. Augustin et al. Discovery of a narrow resonance in $e + e^-$ annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, 33(23):1406–1408, Dec 1974.
- [7] S. W. Herb et al. Observation of a dimuon resonance at 9.5 gev in 400-gev proton-nucleus collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 39(5):252–255, 1977.
- [8] F. Abe et al. Observation of top quark production in $p\bar{p}$ collisions with the collider detector at fermilab. *Phys. Rev. Lett.*, 74(14):2626–2631, 1995.
- [9] S. Abachi et al. Search for high mass top quark production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ tev. *Phys. Rev. Lett.*, 74(13):2422–2426, 1995.
- [10] O. W. Greenberg. Spin and unitary-spin independence in a paraquark model of baryons and mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13(20):598–602, 1964.
- [11] D. B. Lichtenberg. *Unitary Symmetry and Elementary Particles*. Academic Press, 1970.
- [12] D. J. Gross and F. Wilczek. Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories. *Phys. Rev. Lett.*, 30(26):1343–1346, 1973.

- [13] H. D. Politzer. Reliable perturbative results for strong interactions? *Phys. Rev. Lett.*, 30(26):1346–1349, 1973.
- [14] T. Muta. *Foundations of quantum chromodynamics : an introduction to perturbative methods in gauge theories*. 1987.
- [15] S. Sarkar, H. Staz, and B. Sinha. *The Physics of the Quark-Gluon Plasma: Introductory Lectures*. Cambridge University Press, 1999.
- [16] T. Fleury. Hadroprodução de charmonium. Master’s thesis, São Paulo: Universidade 1, 2006.
- [17] S. Eidelman et al. Review of particle physics. *Physics Letters B*, 592(1-4):1 – 5, 2004.
- [18] Helmut Satz. Colour deconfinement and quarkonium binding. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 32(3):R25, 2006.
- [19] O. Kaczmarek et al. Heavy quark free energies and the renormalized polyakov loop in full qcd. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 153:287–294, 2004.
- [20] W. M. Yao et al. Review of particle physics. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 33(1):1, 2006.
- [21] A. D. Martin et al. Physical gluons and high-et jets. *Physics Letters B*, 604(1-2):61 – 68, 2004.
- [22] H. Fritzsche. Producing heavy quark flavors in hadronic collisions— a test of quantum chromodynamics. *Physics Letters B*, 67(2):217 – 221, 1977.
- [23] F. Halzen. Cvc for gluons and hadroproduction of quark flavours. *Physics Letters B*, 69(1):105 – 108, 1977.
- [24] J.F. Amundson et al. Quantitative tests of color evaporation: charmonium production. *Physics Letters B*, 390(1-4):323 – 328, 1997.
- [25] W. Buchmüller and A. Hebecker. A parton model for diffractive processes in deep inelastic scattering. *Physics Letters B*, 355(3-4):573 – 578, 1995.
- [26] M. Krämer. Quarkonium production at high-energy colliders. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 47(1):141 – 201, 2001.
- [27] F. Karsch and H. Satz. The spectral analysis of strongly interacting matter. *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields*, 51:209–224, 1991.

- [28] J. Adams et al. Evidence from d + Au measurements for final-state suppression of high p(T) hadrons in Au + Au collisions at RHIC. *Phys. Rev. Lett.*, 91:072304, 2003.
- [29] H. Hahn et al. The rhic design overview. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 499:245–263, 2003.
- [30] The long road from isabelle to rhic. http://www.bnl.gov/bnlweb/history/RHIC_history.asp.
- [31] G. Grupen. *Particle Detectors*. Cambridge University Press, 1996.
- [32] R. Reed et al. *Chep*, 2009.
- [33] F. Bergsma et al. The star detector magnet subsystem. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 499:633–639, 2003.
- [34] R. L. Brown et al. Proceedings of the 1997 ieeee particle accelerator conference, 1998.
- [35] L. Kotchenda et al. Star tpc gas system. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 499:703–712, 2003.
- [36] The bbc website. <http://www.star.bnl.gov/public/bbc/>.
- [37] G. Van Buren et al. Correcting for distortions due to ionization in the star tpc. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 566(1):22 – 25, 2006.
- [38] A. Shor and R. Longacre. Effects of secondary interactions in proton-nucleus and nucleus-nucleus collisions using the hijet event generator. *Physics Letters B*, 218(1):100 – 104, 1989.
- [39] J. Abele et al. The laser system for the star time projection chamber. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 499(2-3):692 – 702, 2003.
- [40] R. K. Bock, H. Grote, D. Notz, and M. Regler. *Data analysis techniques for high-energy physics experiments*. Springer, 2010.
- [41] W.B. Atwood et al. Tracking with the aleph time projection chamber. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 38(2):432 –440, 1991.

- [42] C. Garabatos et al. A tpc in the context of heavy-ion collisions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 283(3):553 – 556, 1989.
- [43] I. M. Sakrejda and J. T. Mitchell. *Tracking for the STAR TPC: Documentation and user ?s Guide*. STAR Note 190, 1994.
- [44] B. Lasiuk and T. Ullrich. *STAR C++ Class Library - User Guide and Reference Manual*. STAR Collaboration, 2001.
- [45] D Liko. *Tracking Fitting in the STAR Detector using Kalman Filter Method*. STAR Note 87, 1994.
- [46] R. Frühwirth. Application of kalman filtering to track and vertex fitting. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 262(2-3):444 – 450, 1987.
- [47] S. Margetis and D. Cebra. *Main Vertex Reconstruction in STAR*. STAR Note 89, 1994.
- [48] T. M. Cormier et al. Star barrel electromagnetic calorimeter absolute calibration using minimum ionizing particles from collisions at rhic. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 483(3):734 – 746, 2002.
- [49] J. Adams et al. Measurements of transverse energy distributions in $au + au$ collisions at $snn = 200\text{gev}$. *Phys. Rev. C*, 70(5):054907, 2004.
- [50] Particle data group. <http://pdg.lbl.gov/>.
- [51] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. 1987.
- [52] M. Anderson et al. The star time projection chamber: a unique tool for studying high multiplicity events at rhic. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 499:659 678, 2003.
- [53] S. D. Drell and T. M. Yan. Massive lepton-pair production in hadron-hadron collisions at high energies. *Phys. Rev. Lett.*, 25(5):316–320, 1970.
- [54] V. Ramona. Calculations vs $sqrts$ in [62], calculations vs rapidity and for drell-yan shown in rhic-ii science workshop, 2005.

- [55] T. Sjostrand. Pythia 8 status report. <http://arxiv.org/abs/0809.0303>.
- [56] Geant website. <http://geant4.cern.ch/>.
- [57] S. Digal, P. Petreczky, and H. Satz. String breaking and quarkonium dissociation at finite temperatures. *Physics Letters B*, 514(1-2):57 – 62, 2001.
- [58] E. L. Berger, J. Qiu, and Y. Wang. Transverse momentum distribution of v production in hadronic collisions. *Phys. Rev. D*, 71(3):034007, 2005.
- [59] J. Adams et al. Transverse-momentum and collision-energy dependence of high- pt hadron suppression in $au + au$ collisions at ultrarelativistic energies. *Phys. Rev. Lett.*, 91(17):172302, 2003.
- [60] S. J. Brodsky and J. P. Lansberg. Heavy-quarkonium production in high energy proton-proton collisions at rhic. *Phys. Rev. D*, 81(5):051502, 2010.
- [61] J. Campbell, F. Maltoni, and F. Tramontano. Qcd corrections to j/ψ and v production at hadron colliders. *Phys. Rev. Lett.*, 98(25):252002, 2007.
- [62] A.D. Frawley, T. Ullrich, and R. Vogt. Heavy flavor in heavy-ion collisions at rhic and rhic ii. *Physics Reports*, 462(4-6):125 – 175, 2008.
- [63] M. Cosentino. *Medidadas de J/Ψ e Υ em colisões $p+p$ a $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$ no experimento STAR*. PhD thesis, São Paulo: Universidade 2, 2008.
- [64] D. Acosta et al. v production and polarization in pp collisions at $s = 1.8\text{TeV}$. *Phys. Rev. Lett.*, 88(16):161802, 2002.
- [65] G. Moreno et al. Dimuon production in proton-copper collisions at $s = 38.8\text{ gev}$. *Phys. Rev. D*, 43(9):2815–2835, 1991.
- [66] J. K. Yoh et al. Study of scaling in hadronic production of dimuons. *Phys. Rev. Lett.*, 41(10):684–687, 1978.
- [67] J. K. Yoh et al. Study of scaling in hadronic production of dimuons. *Phys. Rev. Lett.*, 41(15):1083, 1978.
- [68] K. Ueno et al. Evidence for the v'' and a search for new narrow resonances. *Phys. Rev. Lett.*, 42(8):486–489, 1979.

- [69] S. Childress et al. Production dynamics of the v in proton-nucleon interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 55(19):1962–1964, 1985.
- [70] T. Yoshida et al. High-resolution measurement of massive-dielectron production in 800-gev proton-beryllium collisions. *Phys. Rev. D*, 39(11):3516–3519, 1989.
- [71] C. Kourkouvelis et al. Characteristics of j/ψ and $[\epsilon]$ production at the cern intersecting storage rings. *Physics Letters B*, 91(3-4):481 – 486, 1980.
- [72] A. L. S. Angelis et al. A measurement of the production of massive e^+e^- pairs in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 62.4$ gev. *Physics Letters B*, 87(4):398 – 402, 1979.
- [73] C. Albajar et al. Beauty production at the cern proton-antiproton collider. *Physics Letters B*, 186(2):237 – 246, 1987.
- [74] *Proceedings of the 9th International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energy*, 1979.
- [75] V. Ramona. Baseline predictions for open and hidden heavy flavor production at rhic ii, 2005.
- [76] K.J. Eskola, V.J. Kolhinen, and C.A. Salgado. The scale dependent nuclear effects in parton distributions for practical applications. *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, 9:61–68, 1999.
- [77] F.S. Biesera et al. The star trigger. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 499:766–777, 2003.