



UNIVERSIDADE DE SAO PAULO

Instituto de Física

*Procura por Condensados Quirais  
Desorientados em 11,6 AGeV Au + Pb*

Patrícia Fachini

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

Orientadores:

Prof. Dr. Claude A. Pruneau (Wayne State University - MI, USA)  
Prof. Dr. Alejandro Szanto de Toledo (Universidade de São Paulo)

Banca Examinadora:

Profa. Dra. Emi Márcia Takagui (USP)  
Prof. Dr. Fernando Silveira Navarra (USP)  
Profa. Dra. Márcia Begalli (UERJ)  
Prof. Dr. Takeshi Kodama (UFRJ)

*Silvio Canuto*  
Serviço de Avaliação de Pós-graduação  
Comissão de Pós-graduação  
*de 02/11/98*

São Paulo  
1998



539.722  
F139p  
Ex. 1

### FICHA CATALOGRÁFICA

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

Fachini, Patrícia

Procura por Condensados Quirais Desorientados em  
11,6 AGeV Au + Pb . São Paulo 1998.

Tese (Doutoramento) - Universidade de São Paulo.  
Instituto de Física - Departamento de Física Nuclear

Orientador: Prof. Dr. Alejandro Szanto de Toledo  
Área de Concentração: Física Nuclear

Unitermos: 1. DCC; 2. Experiência 864 do AGS;  
3. Íons Pesados Relativísticos.

USP/IF/SBI-059/98

## Abstract

The search for the production of disoriented chiral condensates (DCC) in central relativistic Au + Pb collisions at 11.6 GeV/c per nucleon at the Alternating Gradient Synchrotron (AGS) is presented in this work. The search is conducted with the open geometry experiment E864. The signatures of events where a DCC was possibly formed are searched from the number of charged pions and gammas (from the decay of the  $\pi^0$ 's) produced in each interaction, and using the robust observable formalism introduced by the MiniMax collaboration [37].

In this work, the DCC search is performed using two different approaches. In the first, the number of gammas produced in each interaction from the decay of the  $\pi^0$ 's is obtained from a lead glass Cherenkov detector placed close to the target and covering back angles. The number of charged pions is obtained from the multiplicity counter of the experiment. No clear evidence for DCC production can be distinguished in a sample of 4,810,923 events. In the second approach, the full E864 spectrometer is used. The number of charged pions is provided by three planes of scintillator hodoscopes and two arrays of straw tubes. The number of gammas is obtained from the lead-scintillating fiber calorimeter located at the end of the spectrometer. No clear evidence for DCC production can be distinguished in a sample of 1,944,401 events. Using a simple DCC model, the 90% C.L. sensitivity of the DCC search is obtained for both approaches.

## Resumo

A procura pela produção de condensados quirais desorientados (DCC) nas colisões centrais relativísticas entre Au + Pb a 11,6 GeV/c por nucleon na experiência E864 do AGS (*Alternating Gradient Synchrotron*) é apresentada neste trabalho. Evidências de eventos onde DCC's possivelmente foram formados são procuradas a partir do número de píons carregados e gamas (provenientes do decaimento de  $\pi^0$ 's) produzidos em cada interação, utilizando o formalismo de variáveis robustas introduzido pela colaboração MiniMax [37].

Neste trabalho, a procura por DCC's é realizada em dois procedimentos distintos. No primeiro, o número de gamas produzidos em cada interação a partir do decaimento de  $\pi^0$ 's é obtido de um detetor de Cherenkov de vidro de chumbo colocado próximo ao alvo e cobrindo ângulos traseiros. O número de píons carregados é obtido pelo detetor de multiplicidade da experiência. Nenhuma evidência clara da produção de DCC's é distinguida numa amostra de 4.810.923 eventos. No segundo procedimento, o espectrômetro completo da experiência E864 é utilizado. O número de píons carregados é fornecido por três planos de hodoscópios cintiladores e duas estações de tubos com gás ionizante. O número de gamas é obtido do calorímetro de fibras cintiladoras e chumbo localizado no final do espectrômetro. Nenhuma evidência clara da produção de DCC's pode ser distinguida em uma amostra de 1.944.401 eventos. A partir de um modelo de DCC simples, a sensibilidade da procura por DCC's dentro de 90% de nível de confiança é obtida para os dois procedimentos.

Em memória de  
Manoel Fernandes Amorim Filho

*Trabalho Financiado*  
**FAPESP e CNPq**

# Conteúdo

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
1.1	Motivações . . . . .	1
1.1.1	Transição de Fase da QCD . . . . .	1
1.2	Formação de Condensados Quirais Desorientados (DCC) . . . . .	4
1.2.1	Condensado Quiral . . . . .	4
1.2.2	Modelo de Sigma Linear . . . . .	5
1.3	Eventos Centauro e Anti-Centauro . . . . .	8
1.4	Procuras Anteriores por DCC's . . . . .	10
1.5	Objetivos da Tese . . . . .	12
<b>2</b>	<b>Aparato Experimental</b>	<b>18</b>
2.1	Introdução . . . . .	18
2.2	Detetores de Caracterização do Feixe . . . . .	20
2.2.1	Detetores de Cherenkov do Número de Partículas do Feixe - MITCH and MIC . . . . .	20
2.2.2	Detetores de Rejeição . . . . .	22
2.2.3	Detetor de Cherenkov do Número de Partículas do Feixe não Interagentes - MAC . . . . .	22
2.3	Detetor de Multiplicidade - MULT . . . . .	23
2.4	Detetor de Cherenkov de Vidro de Chumbo - PbGl . . . . .	24
2.5	Hodoscópios de Tempo de Vôo . . . . .	25
2.6	Estações de Tubos com Gás Ionizante . . . . .	27

2.7	Calorímetro . . . . .	27
2.8	O Acelerador AGS . . . . .	29
2.9	Sistema de Aquisição de Dados . . . . .	30
2.9.1	Lógica do <i>Gate</i> e <i>Trigger</i> . . . . .	30
2.9.2	Aquisição de Dados . . . . .	31
<b>3</b>	<b>Calibração dos Detetores</b>	<b>49</b>
3.1	MIC, MITCH e MULT . . . . .	49
3.1.1	Correção de 60 Hz . . . . .	50
3.1.2	Espectro de TDC . . . . .	51
3.2	Detetor de Cherenkov de Vidro de Chumbo . . . . .	53
3.3	Hodoscópios . . . . .	54
3.3.1	Pedestal do ADC . . . . .	54
3.3.2	Canais Defeituosos . . . . .	55
3.3.3	Calibração da Carga - Ganho . . . . .	55
3.3.4	Calibração do Tempo . . . . .	57
3.3.5	Resolução em Tempo . . . . .	60
3.3.6	Calibração da Posição Vertical . . . . .	61
3.4	Estações de Tubos com Gás Ionizante . . . . .	63
3.4.1	Resolução Espacial . . . . .	63
3.5	Calorímetro . . . . .	64
3.5.1	Pedestal do ADC . . . . .	64
3.5.2	Calibração da Energia - Ganho . . . . .	64
3.5.3	Resolução em Energia . . . . .	67
3.5.4	Calibração do Tempo . . . . .	67
3.5.5	Resolução em Tempo . . . . .	69
3.5.6	Calibração da Posição . . . . .	70
<b>4</b>	<b>Determinação da Multiplicidade dos Píons</b>	<b>87</b>
4.1	Método de Contagem utilizando o PbGl e o MULT . . . . .	87
4.1.1	Píons Neutros - Contando os Gamas . . . . .	88

4.1.2	Contando os Píons Carregados . . . . .	94
4.2	Método de Contagem utilizando o Espectrômetro da E864 . . . . .	95
4.2.1	Píons Neutros - Contando os Gammas . . . . .	96
4.2.2	Contando os Píons Carregados . . . . .	99
4.2.3	Cálculos de Eficiências . . . . .	101
4.2.4	Análise do Fundo . . . . .	107
<b>5</b>	<b>Resultados</b>	<b>126</b>
5.1	Procura por DCC's a partir do Método de Contagem de Píons utilizando o PbGl e o MULT . . . . .	127
5.2	Procura por DCC's a partir do Método de Contagem de Píons utilizando o Espectrômetro Completo . . . . .	131
<b>6</b>	<b>Comparações com as Simulações de Monte Carlo</b>	<b>149</b>
6.1	Gerador de DCC's . . . . .	149
6.2	Eventos RQMD e DCC Misturados . . . . .	151
6.3	Procura por DCC's a partir do Método de Contagem de Píons utilizando o PbGl e o MULT . . . . .	152
6.4	Procura por DCC's a partir do Método de Contagem de Píons utilizando o Espectrômetro Completo . . . . .	158
<b>7</b>	<b>Discussões</b>	<b>184</b>
7.1	Análise a partir dos Detetores PbGl e MULT . . . . .	184
7.2	Análise a partir do Espectrômetro da E864 . . . . .	188
<b>8</b>	<b>Conclusões</b>	<b>194</b>
<b>A</b>	<b>Charged Particle Tracking</b>	<b>200</b>
A.1	Charged Particle Tracking System . . . . .	200
A.1.1	Hodoscope Hit Groups . . . . .	200
A.1.2	Straw Tube Hits . . . . .	203
A.1.3	Rigidity Reconstruction . . . . .	203

A.1.4	Time-of-Flight and Velocity . . . . .	204
A.1.5	$\chi^2$ Calculation . . . . .	205
A.1.6	Ghost Rejection . . . . .	205
A.2	Mass Distribution . . . . .	206
<b>B</b>	<b>Generating Function Formalism and Robust Observables</b>	<b>213</b>
B.1	Generating functions for charged-pion / neutral-pion distributions . .	215
B.2	Generating functions for charged-pion / photon distributions . . . . .	217
B.3	Robust observables . . . . .	218
<b>C</b>	<b>Uncertainty Calculations</b>	<b>222</b>

# Lista de Figuras

1.1	Diagrama de fase da matéria nuclear. Núcleos ordinários ocupam uma pequena região do diagrama correspondendo à temperatura ( <i>temperature</i> ) nula e densidade ( <i>baryon density</i> ) finita. Cálculos de rede da QCD sugerem que em temperaturas próximas à massa hadrônica dos pions, a matéria torna-se não confinada (QGP) e quarks e glúons tornam-se os graus de liberdade relevantes. . . . .	16
1.2	Comparação entre as distribuições de probabilidades da fração de pions neutros esperada para a produção de pions genérica (linha sólida) e para a produção de DCC's (linha tracejada). . . . .	17
2.1	Vista superior e lateral do espectrômetro da E864 mostrando os dois ímãs (M1 e M2) da experiência, os três planos (H1, H2 e H3) dos hodoscópios de tempo de voo, as três estações (S1, S2 e S3) de tubos com gás ionizante e o calorímetro hadrônico (CAL). A estação S1 não foi utilizada nesta análise. . . . .	32
2.2	Vista em ângulo do espectrômetro da E864 mostrando os dois ímãs (M1 e M2) da experiência, os três planos (H1, H2 e H3) dos hodoscópios de tempo de voo, as duas estações (S2 e S3) de tubos com gás ionizante e o calorímetro hadrônico (CAL). A estação S1 não foi utilizada nesta análise. . . . .	33
2.3	Vista superior dos ímãs M1 e M2 e do colimador. A aceitação do detetor abrange o intervalo angular de 171 mr no lado desviado da linha neutra e 32 mr no lado oposto. . . . .	34

2.4	Vista lateral dos ímãs M1 e M2, do colimador e do <i>plug</i> . A aceitação vertical se estende de -17,5 mr a -51,3 mr. O <i>plug</i> protege a câmara de vácuo e a janela de saída de fragmentos do feixe. . . . .	35
2.5	Detalhes dos detetores posicionados próximos ao alvo, mostrando a linha do feixe ( <i>beam line</i> ), a canalização ( <i>beam pipe</i> ) e a posição do alvo ( <i>target position</i> ). Neste diagrama estão representadas a câmara onde se localizam o MITCH ( <i>MIT Cherenkov counter</i> ), o MIC ( <i>MI Counter</i> ) e o detetor de rejeição de Cherenkov ( <i>quartz beam and hole counters and housing</i> ), o detetor de rejeição cintilador ( <i>hole veto counter</i> ) e o MULT ( <i>multiplicity counter</i> ). . . . .	36
2.6	Vista frontal do detetor de multiplicidade da E864. Neste diagrama estão representados os quatro segmentos cintiladores ( <i>scintillator</i> ), os guias de luz de lucite ( <i>lucite lightpipe</i> ) e as fotomultiplicadoras ( <i>phototube</i> ). . . . .	37
2.7	Vista esquemática do detetor de Cherenkov de vidro de chumbo, o alvo e o primeiro ímã da experiência. Os cubos representam os cristais de SF5 de vidro de chumbo. Os círculos correspondem à interface entre os cristais e as PMT's. O pequeno círculo localizado entre as duas metades do detetor representa o alvo. Os grandes retângulos posicionados em cada lado do detetor são as estruturas usadas para sustentar os 8 cristais de cada metade do detetor. Este desenho foi feito utilizando o programa GEANT [44]. . . . .	38
2.8	Vista esquemática frontal do detetor de Cherenkov de vidro de chumbo e o alvo. Os cubos representam os cristais de SF5 de vidro de chumbo. O pequeno círculo localizado entre as duas metades do detetor representa o alvo. Os grandes retângulos posicionados em cada lado do detetor são as estruturas usadas para sustentar os 8 cristais de cada metade do detetor. Este desenho foi feito utilizando o programa GEANT [44]. . . . .	39

2.9	Vista esquemática lateral do detetor de Cherenkov de vidro de chumbo e o alvo. Os cubos representam os cristais de SF5 de vidro de chumbo. Os círculos correspondem à interface entre os cristais e as PMT's. A pequena linha ao lado do detetor representa o alvo. Os grandes retângulos posicionados em cada lado do detetor são as estruturas usadas para sustentar os 8 cristais de cada metade do detetor. Este desenho foi feito utilizando o programa GEANT [44]. . . . .	40
2.10	Uma tira do hodoscópio. Neste diagrama estão representados a tira cintiladora ( <i>scintillator slat</i> ), os guias de luz ( <i>light guide</i> ) e as fotomultiplicadoras ( <i>photomultiplier tube</i> ). . . . .	41
2.11	Desenho esquemático ilustrando a construção dos hodoscópios. O desenho mostra a estrutura usada como suporte das tiras e como estas são posicionadas alternadamente. Algumas tiras e suas PMT's também são mostradas. A luz produzida nas tiras cintiladoras são lidas através de um guia de luz cilíndrico de lucite de 6" de comprimento. . . . .	42
2.12	Desenho esquemático de uma estação de tubos com gás ionizante ( <i>straw tubes</i> ). A parte superior da figura mostra a estrutura usada como suporte e armazenamento de gás dos tubos de um plano ( <i>gasbox and support frame</i> ). A parte ativa do plano ( <i>active area</i> ) e a linha do feixe ( <i>beam</i> ) também estão representadas. A parte inferior ilustra a disposição dos planos X, U e V usados para determinar a posição em que a partícula atravessou o detetor. . . . .	43
2.13	Desenho esquemático do calorímetro, ilustrando o posicionamento das 754 torres ( <i>towers</i> ). . . . .	44
2.14	Vista esquemática de um módulo individual do calorímetro ( <i>module</i> ) com o guia de luz ( <i>light guide</i> ) e a PMT acoplados. A vista expandida da parte final do módulo ( <i>expanded view of module end</i> ) mostra a posição relativa das fibras dentro do substrato de chumbo. . . . .	45
2.15	Vista aérea do AGS ( <i>Alternating Gradient Synchrotron</i> ) no Laboratório Nacional de Brookhaven. . . . .	46

2.16	Diagrama da lógica do <i>trigger</i> da E864. . . . .	47
2.17	Diagrama do sistema de aquisição da E864. . . . .	48
3.1	Espectros brutos dos valores de ADC do MIC A ( <i>MIC-A ADC value</i> ) e do MIC B ( <i>MIC-B ADC value</i> ). . . . .	71
3.2	Sinais de pedestais do MIC A e B em função do <i>scaler</i> de 60 Hz ( <i>clock</i> ). Cada <i>bin</i> no eixo <i>x</i> corresponde a 1/100 de um ciclo de 60 Hz (1/6000 segundos por bin). Deve-se notar que enquanto este ruído é substancial em contagens de ADC, ele corresponde a um sinal pico a pico de aproximadamente 1,5 mV. . . . .	72
3.3	Espectros brutos de TDC do MIC A ( <i>MIC-A TDC value</i> ) e do MIC B ( <i>MIC-B TDC value</i> ). . . . .	73
3.4	Explicação esquemática do efeito <i>slewing</i> . Dois pulsos (Sinal A e Sinal B) de diferentes amplitudes são mostrados em função do tempo ( <i>time</i> ). O discriminador de <i>leading edge</i> usa um nível fixo de limite inferior ( <i>threshold</i> ) a -5,0 V. Apesar dos dois sinais apresentarem o mesmo tempo médio, o Sinal B aparece atrasado por ter uma amplitude menor. . . . .	74
3.5	Distribuição característica do instante inicial ( <i>Start Time (ns)</i> ) da equação 3.4 obtida do MIC. A resolução em tempo é aproximadamente 100 ps. . . . .	75
3.6	Sinais de pedestais para dois cristais diferentes do detetor de Cherenkov de vidro de chumbo ( <i>PbGl-3 ADC value</i> e <i>PbGl-9 ADC value</i> ) em função do <i>scaler</i> de 60 Hz ( <i>clock</i> ). Cada <i>bin</i> no eixo <i>x</i> corresponde a 1/100 de um ciclo de 60 Hz (1/6000 segundos por bin). . . . .	76
3.7	Sinais típicos de ADC ( <i>PbGl ADC value</i> ) de quatro cristais diferentes do PbGl após subtração do pedestal. As medidas correspondes aos eventos 10% mais centrais. . . . .	77
3.8	Sinais típicos de ADC ( <i>PbGl ADC value</i> ) de quatro cristais diferentes da medida de raios cósmicos do PbGl após subtração do pedestal. . . . .	78

3.9	Distribuições típicas dos valores de ADC com o pedestal subtraído e corrigidas pela atenuação de luz relativa que depende da posição vertical do sinal deixado pela partícula. As distribuições mostradas correspondem aos sinais obtidos das PMT's superior ( <i>Top</i> ) e inferior ( <i>Bottom</i> ) de uma mesma tira. A linha tracejada corresponde ao ajuste gaussiano para determinação do fator do ganho. . . . .	79
3.10	Valores brutos de TDC das PMT's superiores ( $TDC_{raw}(counts)$ ) do plano H3 em função do número da tira cintiladora ( <i>H3 Slat Number - Top</i> ). A grande variação entre as tiras deve-se às diferenças no comprimento dos cabos. . . . .	80
3.11	Distribuição do <i>slew time offset</i> em contagens ( <i>counts</i> ) de TDC das PMT's superior ( <i>Top</i> ) e inferior ( <i>Bottom</i> ) da tira número 70 do plano H1. A linha sólida corresponde ao ajuste de duas gaussianas. O parâmetro P2 corresponde ao centróide da primeira gaussiana. . . . .	81
3.12	Distribuições do tempo médio ( <i>Mean Time Peaks</i> ) para os três planos do hodoscópio em unidades de nanosegundos. . . . .	82
3.13	Distribuição da diferença dos tempos residuais entre o tempo dado pelo sistema de identificação de trajetórias ( $time_{tracking}$ ) e o tempo calculado através do valor corrigido do TDC ( $time_{hodoscope}$ ) dado pela equação 3.8. . . . .	83
3.14	Distribuição da diferença das distâncias residuais $y$ entre a posição da trajetória reconstruída usando S2 e S3 projetada na tira do hodoscópio ( $y_{tracking}$ ) e a posição determinada pelo tempo no hodoscópio ( $y_{hodoscope}$ ). . . . .	84
3.15	Distribuição dos <i>slew time offsets</i> ( $t_{offset}$ ) da torre ( <i>tower</i> ) (17,11) do calorímetro. . . . .	85
3.16	Distribuições da diferença entre o tempo do calorímetro e o tempo obtido da projeção da trajetória reconstruída na face frontal do calorímetro ( <i>Time Calo - Time Track</i> ). As distribuições correspondem a partículas identificadas como prótons ( $p$ ) para diferentes intervalos de energia. . . . .	86

4.1	Espectro do sinal total do detetor PbGl em unidades arbitrárias ( <i>PbGl signal in arbitrary scale</i> ) obtido dos dados experimentais (espectro superior), espectro do sinal total do PbGl correspondendo apenas a eventos associados ao alvo vazio e espectro do sinal total do PbGl onde os eventos correspondentes ao alvo vazio são subtraídos (espectro inferior). Os ganhos das 16 PMT's são equalizados a partir da simula�o da resposta do detetor usando o programa GEANT e o modelo RQMD. . . . .	110
4.2	O espectro superior corresponde � resposta do detetor PbGl em a.u. a um único gama, obtida da simula�o usando o GEANT e o RQMD ( <i>PbGl signal in arbitrary scale for one gamma</i> ). O espectro inferior corresponde � energia dos gamas correspondentes que atingem o detetor e produzem fótons de Cherenkov ( <i>energy in GeV of the gammas</i> ). . . . .	111
4.3	Resposta do detetor PbGl em a.u. ( <i>PbGl signal in arbitrary scale</i> ) obtida da simula�o usando o GEANT e o RQMD para diferentes tipos de partículas. De cima para baixo, os espectros correspondem � resposta do detetor a todas as partículas do RQMD ( <i>all RQMD particles</i> ), apenas $\pi^+$ e $\pi^-$ ( <i>just <math>\pi^+</math> and <math>\pi^-</math></i> ), apenas $\pi^0$ ( <i>just <math>\pi^0</math></i> ) e todas as partículas exceto $\pi$ 's ( <i>everything but <math>\pi</math>'s</i> ). . . . .	112
4.4	Espectros de energia em a.u. obtidos da calibra�o de raios cósmicos para dois cristais diferentes do detetor PbGl ( <i>PbGl signal in arbitrary scale</i> ) e representados pela linha sólida ( <i>solid line</i> ). As linhas tracejadas ( <i>dashed line</i> ) correspondem aos espectros obtidos da simula�o de Monte Carlo usando o GEANT. Este � o melhor ajuste obtido entre os dados experimentais e a simula�o da resposta do detetor a raios cósmicos. . . . .	113

4.5	Espectro de energia total do PbGl em a.u. ( <i>PbGl signal in arbitrary scale</i> ) previsto pela simulação do detetor usando o GEANT e o RQMD tanto para o método de cascata ( <i>cascade mode</i> ) (espectro superior) como para o método de campo médio ( <i>mean field mode</i> ) (espectro inferior). A diferença entre a energia média dos dois espectros é aproximadamente 10%. . . . .	114
4.6	Espectro de energia total do MULT em GeV ( <i>MULT signal</i> ) previsto pela simulação do detetor usando o GEANT e o RQMD tanto para o método de cascata ( <i>cascade mode</i> ) (espectro superior) como para o método de campo médio ( <i>mean field mode</i> ) (espectro inferior). A diferença entre a energia média dos dois espectros é aproximadamente 5%. . . . .	115
4.7	Espectro do sinal total do detetor MULT em a.u. ( <i>MULT signal in arbitrary scale</i> ) obtido dos dados experimentais (espectro superior), espectro do sinal total do MULT correspondendo apenas a eventos associados ao alvo vazio e espectro do sinal total do MULT onde os eventos correspondentes ao alvo vazio são subtraídos (espectro inferior). 116	
4.8	O espectro superior corresponde à resposta do detetor MULT a um único pión carregado, obtida da simulação usando o GEANT e o RQMD ( <i>MULT signal in GeV for one pion</i> ). O espectro inferior corresponde à energia dos píons correspondentes que atingem o detetor ( <i>Energy in GeV of the pions</i> ). . . . .	117
4.9	Resposta do detetor MULT em a.u. ( <i>MULT signal in GeV</i> ) obtida da simulação usando o GEANT e o RQMD para diferentes tipos de partículas. De cima para baixo, os espectros correspondem à resposta do detetor a todas as partículas do RQMD ( <i>all RQMD particles</i> ), apenas $\pi^+$ e $\pi^-$ ( <i>just <math>\pi^+</math> and <math>\pi^-</math></i> ), apenas $\pi^0$ ( <i>just <math>\pi^0</math></i> ) e todas as partículas exceto $\pi$ 's ( <i>everything but <math>\pi</math>'s</i> ). . . . .	118
4.10	Distribuição dos valores de $\beta$ para as partículas que atingem o calorímetro e satisfazem os cortes em energia, de rejeição de carga e de contaminação. 119	

4.11	Espectro bidimensional de $\beta \times E_{3 \times 3}$ para as partículas que atingem o calorímetro e satisfazem os cortes em energia, de rejeição de carga e de contaminação. A banda constante em $\beta = 1$ corresponde a partículas com velocidade da luz e a banda com valores menores de $\beta$ corresponde, principalmente, a nêutrons. As poucas contagens para valores de $\beta$ maiores que 1 são provenientes, provavelmente, da eletrônica. . . . .	120
4.12	Espectro bidimensional de $1/\beta \times p$ para todas as partículas reconstruídas com $Z = -1$ . O corte no momento em função de $\beta$ é representado pela linha sólida. . . . .	121
4.13	Espectro bidimensional de $1/\beta \times p$ para todas as partículas reconstruídas com $Z = +1$ . O corte no momento em função de $\beta$ é representado pela linha sólida. . . . .	122
4.14	Espectro bidimensional de $p \times M^2$ . A região próxima do valor de massa zero corresponde a elétrons. Um corte é aplicado em $0,004 \text{ (GeV}/c^2)^2$ . . . . .	123
4.15	Distribuições de $\chi^2$ dos ajustes nos planos $x \times z$ , $y \times z$ , $t \times z$ e $ypl \times z$ para prótons identificados. As linhas tracejadas correspondem às distribuições de $\chi^2$ obtidas dos dados experimentais ( <i>data</i> ) e as linhas sólidas correspondem às distribuições de $\chi^2$ teóricas ( <i>expected</i> ). . . . .	124
4.16	Eficiências ( <i>efficiency</i> ) dos hodoscópios em função do número da tira ( <i>slat number</i> ). A tira 1 está próxima à linha neutra e a tira 206 é a mais distante no plano em que as partículas são desviadas pelo campo magnético. . . . .	125
5.1	Espectro bidimensional medido do número ( <i>number</i> ) de $\pi^\pm$ 's e $\gamma$ 's usando o PbGl e o MULT. . . . .	138

5.2	De cima para baixo, espectros de energia total do PbGl em u.a. ( <i>PbGl total signal in a.u.</i> ) e do MULT em GeV ( <i>MULT signal in GeV</i> ). Os espectros obtidos dos dados experimentais são mostrados com linhas tracejadas. Os espectros obtidos da simulação são representados por linhas sólidas. O espectro de energia total do MULT mostra a incompatibilidade para baixos valores de energia entre os dados e a simulação, conforme descrito no texto. . . . .	139
5.3	Espectro bidimensional do número ( <i>number</i> ) de $\pi^\pm$ 's e $\gamma$ 's medidos a partir do espectrômetro completo da E864. . . . .	140
5.4	De cima para baixo, espectros bidimensionais de $N_\gamma \times N_{\pi^-}$ e $N_\gamma \times N_{\pi^+}$ medidos a partir do espectrômetro completo da E864. . . . .	141
5.5	Espectros bidimensionais de $N_\gamma \times N_\pi$ em função da centralidade dentro das interações 10% mais centrais medidos a partir do espectrômetro completo da E864. De cima para baixo e da esquerda para a direita, os espectros correspondem às interações 10% mais centrais (nenhum corte no MULT), às interações 7,5% mais centrais, às interações 5% mais centrais e às interações 2,5% mais centrais. . . . .	142
5.6	Espectros bidimensionais de $N_\gamma \times N_{\pi^-}$ em função da centralidade dentro das interações 10% mais centrais medidos a partir do espectrômetro completo da E864. De cima para baixo e da esquerda para a direita, os espectros correspondem às interações 10% mais centrais (nenhum corte no MULT), às interações 7,5% mais centrais, às interações 5% mais centrais e às interações 2,5% mais centrais. . . . .	143
5.7	Espectros bidimensionais de $N_\gamma \times N_{\pi^+}$ em função da centralidade dentro das interações 10% mais centrais medidos a partir do espectrômetro completo da E864. De cima para baixo e da esquerda para a direita, os espectros correspondem às interações 10% mais centrais (nenhum corte no MULT), às interações 7,5% mais centrais, às interações 5% mais centrais e às interações 2,5% mais centrais. . . . .	144

5.8	Número de $\pi$ 's ( <i>number of identified <math>\pi</math></i> ) medidos para diferentes bins da distribuição do número de $\gamma$ 's medidos. De cima para baixo, $0 < N_\gamma < 1$ , $1 < N_\gamma < 2$ , $2 < N_\gamma < 3$ , $3 < N_\gamma < 4$ , $4 < N_\gamma < 5$ , $5 < N_\gamma < 6$ e $6 < N_\gamma < 7$ . A linha sólida corresponde ao ajuste dos dados por uma distribuição de Poisson com parâmetros P1 e P2. . . . .	145
5.9	Número de $\pi$ 's ( <i>number of identified <math>\pi</math></i> ) medidos para diferentes bins da distribuição do número de $\gamma$ 's medidos. De cima para baixo, $7 < N_\gamma < 8$ , $8 < N_\gamma < 9$ , $9 < N_\gamma < 10$ , $10 < N_\gamma < 11$ , $11 < N_\gamma < 12$ , $12 < N_\gamma < 13$ e $13 < N_\gamma < 14$ . A linha sólida corresponde ao ajuste dos dados por uma distribuição de Poisson com parâmetros P1 e P2. . . . .	146
5.10	Número de $\gamma$ 's ( <i>number of identified <math>\gamma</math></i> ) medidos para diferentes bins da distribuição do número de $\pi$ 's medidos. De cima para baixo, $0 < N_\pi < 1$ , $1 < N_\pi < 2$ , $2 < N_\pi < 3$ , $3 < N_\pi < 4$ , $4 < N_\pi < 5$ , $5 < N_\pi < 6$ , $6 < N_\pi < 7$ , $7 < N_\pi < 8$ e $8 < N_\pi < 9$ . A linha sólida corresponde ao ajuste dos dados por uma distribuição de Poisson com parâmetros P1 e P2. . . . .	147
5.11	A ocupância medida dos três planos de hodocópios H1, H2 e H3 em função do número da tira ( <i>slat number</i> ). A tira de número 1 está próxima à linha neutra. Os prótons e os $\pi^+$ 's são desviados para esta região de alta ocupância. A tira de número 206 corresponde à tira mais distante no plano em que as partículas são desviadas e à região para onde os $\pi^-$ 's são desviados. . . . .	148
6.1	O espectro superior corresponde às distribuições de $dN/dy$ normalizadas por unidade de rapidez para $\pi^0$ (linha sólida), $\pi^+$ (linha tracejada) e $\pi^-$ (linha pontilhada) obtidas de eventos de DCC. O espectro inferior corresponde a distribuições de $dN/dp_t$ normalizadas por unidade de GeV/c para $\pi^0$ (linha sólida), $\pi^+$ (linha tracejada) e $\pi^-$ (linha pontilhada) obtidas de eventos de DCC. O raio do domínio do DCC é $R = 4$ fm e a densidade de energia é $dV = 200$ MeV/fm <sup>3</sup> , correspondendo a 254 píons produzidos pelo DCC. . . . .	166

6.2	Distribuições de $dN/dy$ (superior) por unidade de rapidez e $dN/dp_t$ (inferior) para $\pi^0$ para diferentes densidades de energia do DCC. O raio do domínio do DCC é $R = 4$ fm. A densidade de energia $dV = 200$ MeV/fm <sup>3</sup> (linha sólida) gera um total de 254 píons. A densidade de energia $dV = 120$ MeV/fm <sup>3</sup> (linha tracejada) produz 126 píons e $dV = 90$ MeV/fm <sup>3</sup> (linha pontilhada) gera 63 píons. . . . .	167
6.3	Distribuições de $dN/dy$ (superior) por unidade de rapidez e $dN/dp_t$ (inferior) para $\pi^0$ para diferentes raios do domínio do DCC. A densidade de energia é $dV = 120$ MeV/fm <sup>3</sup> . O raio do domínio do DCC $R = 4$ fm (linha sólida) gera um total de 126 píons. O raio $R = 3$ fm (linha tracejada) produz 52 píons e $R = 2$ fm (linha pontilhada) gera 14 píons. . . . .	168
6.4	Distribuições de $dN/dy$ (superior) por unidade de rapidez e $dN/dp_t$ (inferior) por unidade de GeV/c obtidos dos eventos do RQMD para $\pi^0$ (linha sólida), $\pi^+$ (linha tracejada) e $\pi^-$ (linha pontilhada). . . . .	169
6.5	Distribuições de $dN/dy$ (superior) por unidade de rapidez e $dN/dp_t$ (inferior) por unidade de GeV/c obtidos dos eventos misturados RQMD + DCC para $\pi^0$ (linha sólida), $\pi^+$ (linha tracejada) e $\pi^-$ (linha pontilhada). Para cada evento do RQMD foi incluído um evento de DCC com densidade de energia $dV = 200$ MeV/fm <sup>3</sup> e raio $R = 4$ fm. . . . .	170
6.6	As razões $r_{i,1}$ , $i = 1, 2$ e $3$ em função da fração de eventos do RQMD que contém um DCC. As razões são determinadas a partir de uma simples contagem dos píons e dos gamas que estão na aceitação do Mult e do PbGl, respectivamente, obtidos do arquivo de eventos misturados RQMD + DCC. As razões são calculadas para densidades de energia do DCC de 120 MeV/fm <sup>3</sup> (triângulos) e 200 MeV/fm <sup>3</sup> (círculos). Estas densidades de energia do DCC correspondem à produção de 126 e 254 píons, respectivamente. Os erros são estatísticos. . . . .	171

6.7	As razões $r_{i,1}$ , $i = 1, 2$ e $3$ determinadas da simulação completa dos detectores MULT e PbGl para diferentes frações de eventos do RQMD que contém um DCC. As razões são calculadas para densidades de energia do DCC de $200 \text{ MeV/fm}^3$ (triângulos) e $253 \text{ MeV/fm}^3$ (círculos), correspondendo a 254 e 318 píons produzidos, respectivamente. A linha sólida corresponde às razões calculadas apenas para eventos de RQMD. Os erros são estatísticos. . . . .	172
6.8	Comparação entre os espectros do número de $\pi$ 's (superior) e $\gamma$ 's (inferior) obtidos dos dados experimentais (linha sólida - <i>solid line</i> ) e da simulação (linha tracejada - <i>dashed line</i> ). . . . .	173
6.9	Comparação entre os espectros do número de $\pi^-$ 's (superior) e $\pi^+$ 's (inferior) obtidos dos dados experimentais (linha sólida - <i>solid line</i> ) e da simulação (linha tracejada - <i>dashed line</i> ). . . . .	174
6.10	Número de $\pi$ 's ( <i>number of identified <math>\pi</math></i> ) simulados para diferentes bins da distribuição do número de $\pi$ 's medidos. De cima para baixo, $0 < N_\gamma < 1$ , $1 < N_\gamma < 2$ , $2 < N_\gamma < 3$ , $3 < N_\gamma < 4$ , $4 < N_\gamma < 5$ , $5 < N_\gamma < 6$ , $6 < N_\gamma < 7$ , $7 < N_\gamma < 8$ e $8 < N_\gamma < 9$ . A linha sólida corresponde ao ajuste dos dados por uma distribuição de Poisson com parâmetros P1 e P2. . . . .	175
6.11	Número de $\gamma$ 's ( <i>number of identified <math>\gamma</math></i> ) simulados para diferentes bins da distribuição do número de $\pi$ 's medidos. De cima para baixo, $0 < N_\pi < 1$ , $1 < N_\pi < 2$ , $2 < N_\pi < 3$ , $3 < N_\pi < 4$ , $4 < N_\pi < 5$ , $5 < N_\pi < 6$ , $6 < N_\pi < 7$ e $7 < N_\pi < 8$ . A linha sólida corresponde ao ajuste dos dados por uma distribuição de Poisson com parâmetros P1 e P2. . . . .	176
6.12	O número de $\pi^-$ 's identificados por tira dos hodoscópios e por evento (ocupância das tiras) em função do número da tira ( <i>slat number</i> ) dos planos H1 (superior), H2 (meio) e H3 (inferior). Estas distribuições são obtidas dos dados experimentais. . . . .	177

6.13	O número de $\pi^-$ 's identificados por tira dos hodoscópios e por evento (ocupância das tiras) em função do número da tira ( <i>slat number</i> ) dos planos H1 (superior), H2 (meio) e H3 (inferior). Estas distribuições são obtidas dos dados falsos. . . . .	178
6.14	O número de $\pi^+$ 's identificados por tira dos hodoscópios e por evento (ocupância das tiras) em função do número da tira ( <i>slat number</i> ) dos planos H1 (superior), H2 (meio) e H3 (inferior). Estas distribuições são obtidas dos dados experimentais. . . . .	179
6.15	O número de $\pi^+$ 's identificados por tira dos hodoscópios e por evento (ocupância das tiras) em função do número da tira ( <i>slat number</i> ) dos planos H1 (superior), H2 (meio) e H3 (inferior). Estas distribuições são obtidas dos dados falsos. . . . .	180
6.16	As razões $r_{i,1}, i = 1, 2$ e $3$ em função da fração de eventos do RQMD que contém um DCC. As razões são determinadas a partir de uma simples contagem dos píons e dos gamas que estão na aceitação dos hodoscópios e do calorímetro, respectivamente, obtidos do arquivo de eventos misturados RQMD + DCC. As razões são calculadas para densidades de energia do DCC de $90 \text{ MeV}/\text{fm}^3$ (triângulos) e $120 \text{ MeV}/\text{fm}^3$ (círculos). Estas densidades de energia do DCC correspondem à produção de 63 e 126 píons, respectivamente. Os erros são estatísticos. . . . .	181
6.17	As razões $r_{i,1}, i = 1, 2$ e $3$ determinadas a partir da simulação completa do espectrômetro da E864 para diferentes frações de eventos do RQMD nos quais um DCC é incluído. O número de píons carregados corresponde à soma de $\pi^-$ 's e $\pi^+$ 's. As razões são obtidas para uma densidade de energia do DCC de $120 \text{ MeV}/\text{fm}^3$ (126 píons produzidos). A linha sólida corresponde às razões calculadas apenas para eventos de RQMD. Os erros são estatísticos. . . . .	182

6.18	As razões $r_{i,1}$ , $i = 1, 2$ e $3$ determinadas a partir da simulação completa do espectrômetro da E864 para diferentes frações de eventos do RQMD nos quais um DCC é incluído. O número de píons carregados corresponde apenas a $\pi^-$ 's. As razões são obtidas para uma densidade de energia do DCC de $120 \text{ Mev}/\text{fm}^3$ (126 píons produzidos). A linha sólida corresponde às razões calculadas apenas para eventos de RQMD. Os erros são estatísticos. . . . .	183
A.1	Reconstructed mass distribution for particles with charge $Z = +1$ and $\beta \leq 1.0$ obtained with $-0.2 \text{ T}$ field setting. . . . .	208
A.2	Reconstructed mass distribution for particles with charge $Z = -1$ and $\beta \leq 1.0$ obtained with $-0.2 \text{ T}$ field setting. . . . .	209
A.3	Reconstructed mass distribution for particles with charge $Z = +1$ and $\beta \leq 0.985$ obtained with $-0.2 \text{ T}$ field setting. . . . .	210
A.4	Reconstructed mass distribution for $\pi^-$ and $\pi^+$ obtained with $-0.2 \text{ T}$ field setting. A momentum dependent $\beta$ cut is applied. This cut corresponds to equations 4.4 and 4.5 and is discussed in details in Chapter 4. . . . .	211
A.5	The $y \times p_t$ distribution showing the E864 acceptance for all particles with $Z = \pm 1$ . . . . .	212

# Lista de Tabelas

2.1	Posições e tamanhos nominais dos três planos (H1, H2 e H3) dos hodoscópios de tempo de vôo, das duas estações (S2 e S3) de tubos com gás ionizante e do calorímetro hadrônico (CAL). Os valores listados refletem a posição do centro do subsistema de cada detetor. . . . .	20
2.2	Dimensões das tiras dos hodoscópios. . . . .	26
3.1	Os valores do comprimento de atenuação obtidos experimentalmente.	56
3.2	Os parâmetros da curva de <i>slewing</i> para os três planos de hodoscópios.	58
3.3	As resoluções em tempo dos hodoscópios e do MIC [41]. . . . .	61
3.4	As velocidades efetivas de cada plano dos hodoscópios [41]. . . . .	62
3.5	O ganho da energia no calorímetro para diferentes tipos de partículas e diferentes valores de campos magnéticos [39]. Os erros são estatísticos.	66
3.6	Os parâmetros de <i>slewing</i> para o calorímetro. . . . .	68
4.1	Especificações do volume de vidro de chumbo SF5 [69]. . . . .	93
4.2	O comprimento de absorção do volume de vidro de chumbo SF5 [67] e a probabilidade de absorção do volume de alumínio que representa o embrulho de cada cristal [68] em função do momento do fóton de Cherenkov emitido. . . . .	93
4.3	Eficiências de detecção dos planos de hodoscópios e das estações de tubos com gás ionizante. . . . .	104
5.1	As três razões $r_{i,1}, i = 1, 2$ e 3 calculadas para os dados a partir dos detetores PbG1 e MULT. Os erros apresentados são apenas estatísticos.	128

5.2	As razões $r_{i,1}$ , $i = 1, 2$ e $3$ calculadas para os dados a partir do PbGl e do MULT como função da centralidade, dentro das interações 10% mais centrais. As razões são calculadas para diferentes cortes no sinal em GeV do detetor MULT. Os erros apresentados são estatísticos. . .	128
5.3	As razões $r_{i,1}$ , $i = 1, 2$ e $3$ calculadas para os dados a partir dos detetores PbGl e MULT para diferentes cortes no sinal total do PbGl em unidades arbitrárias. Apenas os eventos correspondentes a um sinal total no MULT maior ou igual a 0,9 GeV são considerados neste cálculo. Os erros são estatísticos. . . . .	129
5.4	A média e o RMS das distribuições dos gamas e dos píons carregados em função da centralidade da interação. Estes valores são obtidos dos dados experimentais a partir do espectrômetro completo da E864. . .	132
5.5	As três razões $r_{i,1}$ , $i = 1, 2$ e $3$ calculada para os dados a partir do espectrômetro completo da E864. As razões são calculadas para três casos distintos. No primeiro, os píons carregados correspondem à soma dos $\pi^-$ 's e dos $\pi^+$ 's. No segundo caso, os píons carregados representam apenas o número de $\pi^-$ 's. Finalmente, no último caso, apenas os $\pi^+$ 's são considerados como píons carregados. Um corte de 0,9 GeV no MULT é aplicado nos dados. Os erros são estatísticos. . . . .	134
5.6	As três razões $r_{i,1}$ , $i = 1, 2$ e $3$ calculadas para os dados a partir do espectrômetro completo da E864. Os píons carregados correspondem à soma dos $\pi^-$ 's e dos $\pi^+$ 's. Os valores das razões obtidos para um corte em $\beta$ que aceita apenas as partículas com $\beta$ no intervalo de $1.002 \pm 1\sigma$ (ao invés de $1.002 \pm 3\sigma$ ) são mostrados. Também são apresentadas as razões obtidas a partir de um corte em energia 6% maior e um corte 6% menor. Um corte de 0,9 GeV no MULT é aplicado nos dados. Os erros são estatísticos. . . . .	135

5.7	As três razões $r_{i,1}, i = 1, 2$ e $3$ calculadas para os dados a partir do espectrômetro completo da E864. Os píons carregados correspondem à soma dos $\pi^-$ 's e dos $\pi^+$ 's. Os valores das razões para píons carregados identificados apenas pelo corte em momento em função de $\beta$ são mostrados. Também são apresentadas as razões para píons carregados identificados pelos cortes em massa e nas distribuições de $\chi^2$ descritos no Capítulo 4, sendo que o corte em momento em função de $\beta$ é 0.5% menor em um caso e 1.0% maior no outro caso. Um corte de 0,9 GeV no MULT é aplicado nos dados. Os erros são estatísticos. . . . .	136
5.8	As três razões $r_{i,1}, i = 1, 2$ e $3$ calculadas para os dados a partir do espectrômetro completo da E864. Os píons carregados correspondem à soma dos $\pi^-$ 's e dos $\pi^+$ 's. Os valores das razões no caso em que o corte em massa não é aplicado e no caso em que o corte em $\chi^2$ não é considerado são apresentados. Também são mostradas as razões obtidas para um corte em massa 25% maior e para um corte nas distribuições de $\chi^2$ 10% menor. Um corte de 0,9 GeV no MULT é aplicado nos dados. Os erros são estatísticos. . . . .	137
6.1	O número de píons produzidos para diferentes densidades de energia do domínio do DCC. . . . .	151
6.2	As três razões $r_{i,1}, i = 1, 2$ e $3$ obtidas da contagem dos píons dos eventos do RQMD e do gerador de DCC. As razões também são calculadas a partir do número de $\pi^\pm$ 's e $\gamma$ 's dentro da aceitação do MULT e do PbGl, respectivamente. A densidade de energia do DCC é 120 MeV/fm <sup>3</sup> (126 píons produzidos). . . . .	154
6.3	As três razões $r_{i,1}, i = 1, 2$ e $3$ calculadas para a simulação a partir dos detetores PbGl e MULT. Os erros são estatísticos. Nenhum corte explícito é aplicado no sinal total do MULT. . . . .	155

6.4	As três razões $\tau_{i,1}$ , $i = 1, 2$ e $3$ calculadas para a simulação e para os dados a partir dos detetores PbGl e MULT. Os erros são estatísticos. Um corte de $0,9$ GeV no MULT é aplicado tanto nos dados como na simulação. . . . .	155
6.5	As três razões $\tau_{i,1}$ , $i = 1, 2$ e $3$ obtidas da contagem dos píons dos eventos do RQMD e do gerador de DCC. As razões também são calculadas a partir do número de $\pi^\pm$ 's e $\gamma$ 's dentro da aceitação do calorímetro e dos hodoscópios, respectivamente. A densidade de energia do DCC é $120$ MeV/fm <sup>3</sup> (126 píons produzidos). . . . .	159
6.6	As três razões $\tau_{i,1}$ , $i = 1, 2$ e $3$ calculada para os dados falsos a partir do espectrômetro completo da E864. Os dados falsos são obtidos apenas de eventos do RQMD. As razões são calculadas para três casos distintos. No primeiro, os píons carregados correspondem à soma dos $\pi^-$ 's e dos $\pi^+$ 's. No segundo caso, os píons carregados representam apenas o número de $\pi^-$ 's. Finalmente, no último caso, apenas os $\pi^+$ 's são considerados como píons carregados. Um corte de $0,9$ GeV no MULT é aplicado nos dados. Os erros são estatísticos. Estas razões devem ser comparadas com as razões obtidas dos dados experimentais na Tabela 5.5. . . . .	160
A.1	The hodoscope hit groups. The hodoscope slats are divided into groups of ten slats. The group number from H3 determines the groups to be searched for a matching hit in H2. Similarly, the H2 group number determines what groups are searched in H1. . . . .	202

# Capítulo 1

## Introdução

Este trabalho procura por condensados quirais desorientados (DCC) nas colisões entre Au + Pb a 11,6 AGeV/c. Na primeira seção deste capítulo, as motivações são apresentadas em termos da transição de fase prevista pela cromodinâmica quântica (QCD), na qual quarks e glúons não estão confinados e a simetria quiral é restaurada. Em seguida, discute-se a formação de condensados quirais desorientados, dando-se ênfase em como o condensado quebra a simetria quiral e como ele evolui na colisão nuclear em termos do modelo de sigma linear. Apresenta-se, então, uma revisão dos experimentos anteriores que procuraram por DCC's. Finalmente, os objetivos e a metodologia são discutidos.

### 1.1 Motivações

#### 1.1.1 Transição de Fase da QCD

O estudo de colisões nucleares em alta energia é de particular interesse para o entendimento da dinâmica das interações fortes entre quarks e glúons. Modelos fenomenológicos contribuíram muito na formação conceitual desta área da física, porém, atualmente, a QCD (cromodinâmica quântica) fornece a base teórica para o entendimento da matéria quente e densa e para as técnicas usadas em examiná-la. Nesta teoria de calibre não-abeliana, a constante de acoplamento efetiva  $\alpha_s(p^2)$  decresce rapidamente, fazendo com que quarks e glúons pareçam estar fracamente acoplados

a curtas distâncias  $x$  ou valores altos de momento  $p$ . No caso de longas distâncias ou valores baixos de momento, o acoplamento efetivo  $\alpha_s(p^2)$  cresce, resultando no fenômeno de confinamento e quebra da simetria quiral. O termo técnico confinamento de quarks representa o fenômeno de que quarks não aparecem isolados na natureza, mas apenas em estados ligados na forma de hádrons, como mésons e bárions. A quebra da simetria quiral representa o fato de que quarks confinados em hádrons não aparecerem como constituintes praticamente sem massa, mas apresentam uma massa gerada dinamicamente e da ordem de centenas de MeV.

Não é raro na natureza que simetrias espontaneamente quebradas sejam restauradas em altas temperaturas através de uma transição de fase. Exemplos bem conhecidos são o ferromagnetismo, a supercondutividade e a transição de fase de sólido para líquido. Recentemente, foram divulgadas evidências da transição de fase da matéria nuclear a baixas temperaturas de uma fase líquida densa para uma fase gasosa diluída a  $T < 5$  MeV, em colisões nucleares de energias intermediárias [1].

Conforme a temperatura decresce na QCD, as interações entre os quanta ocorrem em distâncias ainda menores, segundo o acoplamento fraco, enquanto que interações de longo alcance tornam-se dinamicamente blindadas. Esta idéia baseia-se na teoria de perturbação em temperaturas finitas, onde se mostra que a constante de acoplamento efetiva  $\alpha_s(T)$  decresce rapidamente com o aumento da temperatura, e, também, por argumentos mais gerais [2]. Consequentemente, a temperaturas muito altas, quarks e glúons não estão confinados e a simetria quiral é restaurada. Esta nova fase da matéria é conhecida como plasma de quarks e glúons (QGP).

Uma vez que parâmetros de ordem existem, como o condensado de quark, que se anula para valores altos de temperatura, existem boas razões para se esperar que as manifestações da transição da QCD entre valores baixos e altos de temperatura não sejam suaves, mas apresentem uma descontinuidade, ou seja, uma transição de fase. Acredita-se que a ordem da transição de fase quiral seja sensível ao número de sabores dos quarks. Existem previsões [3],[4] de uma transição de fase de segunda ordem para dois sabores sem massa, e, uma transição de primeira ordem para três sabores sem massa.

A transição de fase da QCD é de grande interesse de vários pontos de vista. O mais impressionante é, provavelmente, a sua ocorrência no universo primordial, enquanto este passava pelo processo de esfriamento. Consequentemente, é razoável esperar que em colisões entre íons pesados a energias suficientemente altas, uma fase de temperaturas altas pode ser criada numa pequena região e a matéria sofre uma transição de fase durante o esfriamento devido à expansão. Como resultado, a principal ambição de experiências atuais e futuras de íons pesados é identificar ou detetar a ocorrência desta transição de fase da QCD, para então caracterizar suas propriedades.

O equilíbrio em altas temperaturas da QCD apresenta simetria quiral impondo que os quarks leves *up* e *down* tenham massa nula. Entretanto, simulações numéricas da teoria de calibre de rede estabeleceram que a transição de fase ocorre numa temperatura crítica  $T_c$  no intervalo  $150 \pm 10$  MeV (Fig. 1.1), numa densidade efetiva de quark nula e com simetria quiral quebrada pela formação de um condensado escalar  $\langle \bar{q}q \rangle$ . No mundo real a simetria quiral é quebrada para todas as temperaturas por alguns MeV, correspondendo à massa dos quarks. Neste caso, a natureza da transição de fase ainda tem que ser estabelecida [4]-[8].

Se a transição quiral é aproximadamente de segunda ordem, dinâmicas de sistemas fora de equilíbrio em colisões relativísticas entre dois nucleons podem gerar domínios transientes nos quais um campo de píons macroscópicos se desenvolve [3], [9], [10]. Estes domínios são conhecidos como condensados quirais desorientados (DCC) e podem provocar flutuações nos espectros de píons carregados e neutros [3], [11]-[17]. Sinais deste comportamento podem ter sido vistos nos eventos Centauro de raios cósmicos [18]-[25]. Nas colisões entre dois nucleons, a capacidade das experiências em identificar um DCC misturado ao fundo devido a partículas convencionais produzidas nestes eventos, depende criticamente do tamanho e da energia contida dos domínios.

Os píons podem ser usados para testar e estudar a matéria quente e densa, com isso, tem crescido o interesse nos mecanismos semi-clássicos de produção de píons nas colisões entre hádrons e íons pesados em altas energias [3], [11]-[17], [26]-[28]. Num desses mecanismos, o condensado quiral pode ficar temporariamente desorientado em

condições de não equilíbrio encontradas nas colisões entre íons pesados [3],[9]. Conforme a temperatura fica menor que a temperatura crítica  $T_c$ , a simetria pode começar a quebrar desenvolvendo domínios desalinhados no espaço de isospin. O condensado desalinhado possui os mesmos quarks e números quânticos que os pions e essencialmente constitui um campo macroscópico de pions. Estes domínios eventualmente desaparecem conforme o sistema evolui em direção ao vácuo verdadeiro que contém um condensado isoescalar.

## 1.2 Formação de Condensados Quirais Desorientados (DCC)

### 1.2.1 Condensado Quiral

Para entender como o condensado quebra a simetria quiral, considera-se um plasma com dois sabores de massa nula. As partículas de massa nula e spin-1/2 são autoestados da helicidade,  $q_L$  e  $q_R$ , sendo que os spins podem estar alinhados (*right handed*) ou anti-alinhados (*left handed*) com os respectivos momentos [29]. As leis de conservação para a separação entre os números de quarks alinhados e anti-alinhados são consequências da simetria quiral. Rotações quirais relacionam estados alinhados e não alinhados de diferente sabores e pertencem ao grupo de simetria SU(2).

Para  $T < T_c$ , antiquarks e quarks de alinhamentos opostos se agrupam em pares para formarem um condensado. O condensado quiral tem a forma

$$\langle 0 | \bar{q}_L q_R + \bar{q}_R q_L | 0 \rangle, \quad (1.1)$$

onde o índice para os sabores não é mostrado apenas por simplicidade. Os números de  $q_L$  e  $q_R$  não são conservados na presença deste condensado, pois um  $q_L$  que estaria no plasma pode aniquilar-se com um  $\bar{q}_L$  do condensado liberando um  $q_R$ .

Para dois sabores de massa nula, a simetria pode quebrar de várias maneiras - quarks  $u$  e/ou  $d$  e antiquarks podem formar pares num contínuo de combinações que incluem configurações de singleto e tripleto de isospin. O condensado se transforma como um vetor  $O(4) = SU(2) \times SU(2)$  em rotações quirais, sendo, portanto, análogo

à magnetização de um ímã ferromagnético com spin quadridimensional. A simetria quebra quando o condensado/magnetização escolhe espontaneamente a direção no espaço de isospin/spin. Simulações de rede sugerem que este processo ocorre como uma transição de fase de segunda ordem na classe de universalidade do modelo ferromagnético  $O(4)$  de Heisenberg, com o condensado como o parâmetro de ordem [4].

No mundo real, os quarks  $u$  e  $d$  possuem massa e o quark  $s$ ,  $\sim 20$  vezes mais pesado, não pode ser desconsiderado. Portanto, a simetria quiral é sempre quebrada e um condensado isoescalar

$$\langle \bar{q}q \rangle \equiv \sum_{u,d} \langle 0 | \bar{q}_L^a q_R^a + \bar{q}_R^a q_L^a | 0 \rangle, \quad (1.2)$$

está presente em todas as temperaturas. Entretanto, simulações de rede mostram que o valor deste condensado cresce drasticamente conforme  $T$  diminui passando por  $T_c$  [30], fornecendo um parâmetro de ordem. Não está claro ainda se a transição de fase de primeira - ou segunda - ordem é brusca, ou simplesmente uma suave transformação [31] entre as duas fases.

### 1.2.2 Modelo de Sigma Linear

A evolução do condensado quiral numa colisão nuclear é frequentemente descrita pelo modelo de sigma linear [3],[9]. Neste modelo, o campo de píons é acoplado a um campo escalar  $\sigma$  que caracteriza o condensado escalar. Estes campos interagem através de um potencial

$$V = \frac{\lambda}{4} (\vec{\pi}^2 + \sigma^2 - f_\pi^2)^2 - H\sigma, \quad (1.3)$$

que é minimizado por

$$\vec{\pi}^2 + \sigma^2 = f_\pi^2 \quad (1.4)$$

onde  $f_\pi$  corresponde à localização do mínimo de  $V$  e  $H \sim m_q$  representa explicitamente a quebra da simetria quiral devido às massas dos quarks.

Transformações na simetria quiral correspondem a rotações em  $O(4)$  do campo vetorial

$$\phi = (\sigma, \vec{\pi}). \quad (1.5)$$

Mais especificamente, o condensado escalar 1.2 é identificado como  $\sigma$ , enquanto que os condensados de isotripleto formados pelas combinações de sabores  $\bar{d}u$ ,  $(\bar{u}u - \bar{d}d)/\sqrt{2}$  e  $\bar{u}d$  correspondem aos campos de  $\pi^+$ ,  $\pi^0$  e  $\pi^-$ , respectivamente.

Esta simetria é espontaneamente quebrada para temperaturas nulas, com

$$\langle \phi \rangle = f_\pi. \quad (1.6)$$

Com o aumento da temperatura, esta simetria é restaurada numa transição de fase de segunda ordem na mesma classe de universalidade do modelo  $O(4)$  de Heisenberg e da QCD. O vácuo ordinário tem um parâmetro de ordem quiral na direção de  $\sigma$  (não há isospin).

Agora suponha que em alguma região do espaço a orientação do vácuo seja diferente e que esteja orientado numa das direções dos píons

$$\langle \sigma \rangle = f_\pi \cos \theta \quad (1.7)$$

$$\langle \vec{\pi} \rangle = f_\pi \hat{u} \sin \theta. \quad (1.8)$$

Tal região pode ser formada em colisões de grandes multiplicidades e altas energias transversais [10]. A região na qual a colisão ocorreu expandirá essencialmente com velocidade igual à velocidade da luz por uma distância considerável antes da hadronização ocorrer. Neste intervalo de tempo, é plausível que a geometria desta região corresponda a uma casca “quente” e relativamente fina envolvendo um interior “frio”. Uma vez que o interior está protegido do exterior por uma casca “quente”, existem poucas razões para esperar que o interior e o exterior tenham a mesma orientação.

Eventualmente, após a hadronização, a tensão na superfície provocará o colapso desta bolha de condensado quiral. O vácuo do interior da bolha se alinhará com o vácuo do resto do universo emitindo píons no processo. Nos eventos em que a

deflecção do vácuo corresponder à direcção de  $\pi^0$ , os píons emitidos serão neutros. Se a bolha de condensado for grande o suficiente para ser considerada semi-clássica, a evolução do condensado pode ser feita usando-se o modelo de sigma linear.

Uma previsão para a distribuição da fração neutra desses píons pode ser feita. A priori, é igualmente provável que o condensado seja desorientado em qualquer direcção das coordenadas cartesianas de isospin. Como os campos representam amplitudes de probabilidades, segue que [12], [16]

$$P(f)df = \frac{1}{2\sqrt{f}}df \quad (1.9)$$

onde  $f$  é a fração dos píons neutros produzidos

$$f = \frac{n_{\pi^0}}{(n_{\pi^0} + n_{\pi^+} + n_{\pi^-})}, \quad (1.10)$$

e no limite de altas multiplicidades

$$\langle f \rangle = \frac{1}{3}. \quad (1.11)$$

A distribuição para o decaimento de um estado de DCC puro pode ser obtida a partir de um argumento geométrico. A probabilidade do condensado do vácuo possuir um parâmetro de ordem orientado no espaço  $(\sigma, \vec{\pi})$  é a mesma em qualquer direcção. A distribuição de probabilidade para  $f$  satisfaz, então,  $P(f)df = P(\Omega)d\Omega$  com uma distribuição de ângulo sólido  $\Omega$  uniforme no espaço de isospin. Se  $\theta$  é definido como o ângulo polar relativo ao eixo  $\pi^0$ , então este campo pode ser escrito como

$$\begin{aligned} (\sigma, \vec{\pi}) &= (\sigma, \pi^+, \pi^-, \pi^0) \\ &= (\cos \psi, \sin \psi \sin \theta \cos \phi, \sin \psi \sin \theta \sin \phi, \sin \psi \cos \theta). \end{aligned} \quad (1.12)$$

Sabendo-se que o número de partículas é proporcional ao quadrado deste vetor,

$$f = \frac{\sin^2 \psi \cos^2 \theta}{\sin^2 \psi (\sin^2 \theta \cos^2 \phi + \sin^2 \theta \sin^2 \phi + \cos^2 \theta)} = \cos^2 \theta \quad (1.13)$$

obtém-se

$$P(f)df = P(\cos^2 \theta)d(\cos \theta). \quad (1.14)$$

Além disso,

$$\frac{df}{d(\cos\theta)} = 2 \cos\theta = 2\sqrt{f} \quad (1.15)$$

de modo que

$$P(f)df = \frac{1}{2\sqrt{f}}df. \quad (1.16)$$

Esta distribuição é significativamente diferente das distribuições que normalmente se espera quando muitas partículas são produzidas, mesmo para valores relativamente pequenos de  $N$ . Nas produções convencionais de muitas partículas, a fração de píons que corresponde a espécies neutras e carregadas é descrita pela distribuição binomial

$$P_{N,p}(n) = \frac{N!}{n!(N-n)!} p^n (1-p)^{N-n} \quad (1.17)$$

onde  $n = 0, 1, 2, \dots, N$  e  $0 \leq p \leq 1$ . O valor médio da variável aleatória é

$$\langle n \rangle = \sum_{n=0}^N n \cdot P_{N,p}(n) = Np, \quad (1.18)$$

e que leva a

$$\langle f \rangle = \frac{\langle n \rangle}{N} = p = \frac{1}{3}, \quad (1.19)$$

no limite de altas multiplicidades, provavelmente devido à simetria de isospin. Este caso é conhecido como produção de píons genérica.

As produções de partículas genérica e de DCC possuem distribuições de probabilidades distintas. Em particular, a probabilidade de produção de píons com uma fração neutra pequena ou grande é muito maior para DCC do que para produção genérica (Fig. 1.2). Logo, esta distinção fornece uma evidência poderosa e muito interessante da formação de DCC's nas colisões entre íons pesados.

### 1.3 Eventos Centauro e Anti-Centauro

Eventos Centauro correspondem a eventos de raios cósmicos que apresentam [18] as seguintes características:

1. Número grande ( $\sim 100$ ) de hádrons;

2. Energia eletromagnética baixa, logo, não há  $\pi^0$ 's;
3. Momento transversal hadrônico  $p_t$  alto, divulgado como  $k_\gamma \langle p_t \rangle = 0,35 \pm 0,15$  GeV, onde  $k_\gamma$  é a inelasticidade dos fótons.

Além dos eventos Centauro, uma classe de eventos hadrônicos enriquecidos também foi divulgada [21]. Eventos de raios cósmicos com  $\sum E_{tot} \geq 100$  TeV são apresentados num espectro biparamétrico [21] do número de hádrons  $N_h$  em função da fração  $Q_h = \sum E_h^\gamma / (\sum E_h^\gamma + \sum E^\gamma)$  da luz visível que constitui estes hádrons. Quando comparados com simulações de Monte Carlo de famílias baseadas em modelos de interações fortes e assumindo que raios cósmicos primários são predominantemente prótons, obtém-se muito mais eventos em regiões não populadas pelo Monte Carlo. Estes eventos apresentam flutuações no número hadrônico e/ou na fração de energia.

Cinco eventos Centauro "clássicos" foram divulgados pela experiência de duas câmaras de emulsão da colaboração Brasil-Japão, localizada a 5220 m no observatório de Chacaltaya na Bolívia. Dois candidatos adicionais a eventos Centauro, pelo menos, também foram observados nas câmaras de Chacaltaya. Pelo menos um candidato adicional foi divulgado pela experiência de câmara de emulsão Pamir. Entretanto, estes eventos não foram observados nas câmaras de emulsão em Mt. Kanbala (5500 m, colaboração China-Japão) ou no Mt. Fuji (3750 m, colaboração Mt. Fuji), apesar das exposições acumulativas comparáveis às experiências anteriores [19]. Mais precisamente, a colaboração China-Japão divulgou um limite superior de 3% da fração de tais eventos entre famílias de hádrons com energia maior que 100 TeV, com 95% de nível de confiança. Este limite parece incompatível com a taxa com que se observou Centauros em Chacaltaya. Entretanto, esta comparação talvez seja muito superficial, devido a limitações no projeto das câmaras de emulsão e na análise dos dados. De particular importância talvez sejam as diferentes técnicas usadas na separação dos chuveiros hadrônicos.

Os dois grupos estão igualmente divididos na (não) observação da classe mais geral de eventos hadrônicos enriquecidos mencionados acima. Neste contexto, a discussão que tem durado mais de uma década parece se reduzir à questão se os dados eviden-

ciam uma mudança na composição dos raios cósmicos primários nestas energias, ou uma mudança nas interações hadrônicas.

A principal característica dos eventos Centauro e hadrônicos enriquecidos corresponde à grande quantidade de energia na componente hadrônica. Esta anormal quantidade de energia provoca uma supressão nos  $\pi^0$ 's, e, conseqüentemente no número total de píons. O argumento é basicamente estatístico, espera-se que a fração neutra seja descrita essencialmente por uma distribuição binomial, resultando em eventos centrados em  $1/3$ . Entretanto, como discutido nas seções anteriores, a distribuição que descreve um estado coerente de píons com isospin nulo é  $\sim 1/\sqrt{f}$ , com  $f \sim 0$  sendo a fração mais provável. Logo, os eventos Centauro clássicos podem ser interpretados como evidências de condensados quirais desorientados. Deve-se notar, entretanto, que  $\langle f \rangle$  ainda é  $1/3$ .

A colaboração JACEE observou candidatos interessantes a eventos anti-Centauro [22], onde a fração neutra é anormalmente alta. O experimento é iniciado por uma única partícula primária carregada e a colisão acontece no detetor. Quase todas as principais partículas identificadas são fótons ( $\gamma$ ). Os principais  $\gamma$ 's aparecem em agrupamentos (*clusters*) de dois grupos. O *cluster* principal consiste de aproximadamente 32  $\gamma$ 's com  $\langle p_t \rangle \approx 200$  MeV e apenas uma partícula carregada acompanhando. Um possível *cluster* tem três vezes mais  $\gamma$ 's que hádrons carregados (aproximadamente 54  $\gamma$ 's contra 17 partículas carregadas). Este evento é um numa amostra de aproximadamente 70. A razão entre o número de  $\gamma$ 's e partículas carregadas para a amostra correspondente ao caso genérico é 1,0. Porém, os eventos são encontrados na emulsão procurando-se pelo chuveiro do fóton principal. Logo, existe uma tendência a favor de uma alta fração neutra. A colaboração JACEE não divulgou eventos Centauro.

## 1.4 Procuras Anteriores por DCC's

Existem várias controvérsias envolvendo os eventos de raios cósmicos. Alguns autores argumentam que experimentos envolvendo raios cósmicos não fornecem informações detalhadas o suficiente sobre os produtos das colisões. Além disso, os resultados

obtidos não são facilmente reproduzidos. Logo, algumas experiências de laboratório utilizando alvos fixos ou *colliders* foram realizadas com o objetivo de investigar a existência de DCC's.

Buscas por eventos tipo Centauro foram conduzidas no *collider* do laboratório CERN pelas experiências UA5 a  $\sqrt{s} = 546$  GeV [32], UA1 a  $\sqrt{s} = 540$  GeV [33], e UA5 a  $\sqrt{s} = 900$  GeV [34]. Um limite superior a  $\sqrt{s} = 900$  GeV foi estabelecido pela experiência UA5 [34] para a produção de eventos Centauro na fração de algumas vezes  $10^{-3}$  por eventos inelásticos. Este experimento era um tanto ineficiente na detecção de fótons, particularmente em direções frontais. Logo, não foram estabelecidos limites na produção de eventos Centauros.

Mais recentemente, duas outras experiências também procuraram por condensados quirais desorientados (DCC's). Uma foi realizada no TeVatron *collider* do laboratório Fermilab pela experiência T864 (MiniMax), onde feixes de prótons e anti-prótons colidem a uma energia de centro de massa de  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV. Resultados preliminares, divulgados pela colaboração, são negativos [35]. A outra experiência, WA98, procurou por DCC's no intervalo de rapidez do centro de massa nas colisões centrais de Pb + Pb a 158 AGeV no acelerador SPS do laboratório CERN. Novamente, nenhuma evidência da produção de DCC's foi encontrada [36].

Uma vez que o melhor cenário para a formação de DCC's é completamente incerto, é interessante procurar por estes eventos nas regiões em que a física envolvida seja diferente, assim como a energia e o tamanho dos sistemas que colidem. Simulações de colisões entre núcleos pesados nas energias do AGS,  $\sqrt{s} \sim 5$  AGeV, nas energias do CERN SPS,  $\sqrt{s} \sim 20$  AGeV, nas energias do RHIC,  $\sqrt{s} \sim 200$  AGeV, e nas energias do LHC,  $\sqrt{s} \sim 5500$  AGeV, prevêem que a matéria pode entrar num estado de não confinamento em que quarks e glúons tornam-se os graus de liberdade relevantes. Entretanto, devido às energias envolvidas, a relação obtida entre a temperatura e a densidade bariônica envolvida é diferente em cada caso, como mostra a Fig. 1.1. Um ponto importante nos experimentos de alvo fixo no AGS e no SPS tem sido o grau de freamento (*stopping*) atingido nas colisões centrais entre íons pesados. A distância que o bárion percorre no projétil perdendo energia e freando conforme interage com o

núcleo do alvo depende de como os constituintes interagem. Neste sentido, é muito interessante procurar por DCC's nas energias do AGS,  $\sqrt{s} \sim 5$  AGeV, onde a dinâmica das colisões difere do CERN SPS,  $\sqrt{s} \sim 20$  AGeV.

## 1.5 Objetivos da Tese

O objetivo deste trabalho é procurar pela produção de DCC's nas colisões centrais relativísticas entre Au + Pb a 11,6 GeV/c por nucleon no AGS (*Alternating Gradient Synchrotron*). A procura é realizada na experiência E864. Evidências de eventos onde DCC's possivelmente foram formados são procuradas a partir do número de píons carregados e gamas (provenientes do decaimento de  $\pi^0$ 's) produzidos em cada interação, utilizando o formalismo de variáveis robustas introduzido pela colaboração MiniMax [37].

A colaboração MiniMax [37] introduziu um conjunto de observáveis com a finalidade de estudar e procurar por DCC's. Estes observáveis são robustos no sentido de adquirirem valores distintos para produções de partículas genérica e de DCC, mesmo na presença de grandes correções nas eficiências (não correlacionadas) e de convoluções dos  $\pi^0$ 's produzidos para os  $\gamma$ 's observados. Cada observável robusto é uma razão, coletivamente denominada  $R$ , de certos momentos fatoriais normalizados de duas variáveis, que possui várias propriedades desejáveis, incluindo as seguintes:

1. As  $R$  não dependem da forma da distribuição de multiplicidade dos píons produzidos na colisão;
2. As  $R$  são independentes das eficiências de detecção na reconstrução de partículas carregadas, desde que estas eficiências não estejam correlacionadas entre si ou com outras variáveis, como a multiplicidade total ou o nível do fundo;
3. As  $R$  também são independentes das eficiências de detecção de  $\gamma$ 's, da mesma forma que no item anterior; eficiência
4. As razões  $R$  possuem valores definidos e distintos para produções puramente genéricas e puramente de DCC.

As idealizações implícitas nas propriedades listadas acima supõem que todas as partículas exceto píons podem ser ignoradas, que não há erro de identificação entre partículas carregadas e fótons e que o processo de produção pode ser descrito em duas etapas: uma distribuição que descreve a multiplicidade dos píons produzidos na colisão, seguida de uma partição específica da população carregada/neutra, que é, por sua vez, descrita por uma função de distribuição binomial ou de DCC. Além disso, existe a hipótese de que as eficiências de detecção para identificação de  $\pi^\pm$  ou  $\gamma$  não dependem da natureza do evento.

Neste trabalho, a procura por DCC's é realizada em dois procedimentos distintos. No primeiro, o número de gamas produzidos em cada interação a partir do decaimento de  $\pi^0$ 's é obtido de um detetor de Cherenkov de vidro de chumbo (*lead glass*) colocado próximo ao alvo e cobrindo ângulos traseiros. O número de píons carregados é obtido pelo detetor de multiplicidade da experiência. No segundo procedimento, o espectrômetro completo da experiência E864 é utilizado. O número de píons carregados é fornecido por três planos de hodoscópios cintiladores e duas estações de tubos com gás ionizante. O número de gamas é obtido do calorímetro de fibras cintiladoras e chumbo localizado no final do espectrômetro.

Um detetor de Cherenkov de vidro de chumbo foi incorporado ao aparato experimental da E864 para a aquisição de dados realizada em 1995 com a finalidade de realizar a primeira parte deste trabalho. A principal função deste detetor é fornecer medidas da multiplicidade dos fótons produzidos em cada interação e originados do decaimento de  $\pi^0$ 's. Logo, o detetor de Cherenkov de vidro de chumbo foi posicionado próximo ao alvo cobrindo ângulos traseiros de espalhamento. Como apenas uma pequena fração de bárions e mésons em ângulos traseiros que atingem o detetor possuem velocidade acima do limite necessário para a produção de fótons de Cherenkov, espera-se que o sinal deste detetor seja sensível, principalmente, à energia eletromagnética. O número de píons carregados produzidos em cada interação é obtido a partir do detetor de multiplicidade do experimento. Este contador, localizado logo após o alvo, é protegido dos raios delta produzidos no alvo por seções de *Hevymet* que cobrem a parte ativa do detetor. Uma medida direta das partículas neutras não

pode ser obtida, pois a maioria dos fótons param nas seções de *Heavymet*. A procura por DCC's a partir do detetor de Cherenkov e do contador de multiplicidade é realizada em aproximadamente cinco milhões de eventos que correspondem às colisões 10% mais centrais entre Au + Pb a 11,6 AGeV, obtidos da aquisição realizada em 1995. A tomada de dados foi realizada com um campo magnético de 0,75 T e um alvo de Pb correspondendo a 5% de comprimento de interação Au + Pb.

No segundo procedimento, a procura por DCC's é realizada utilizando o espectrômetro completo da E864 que fornece informações sobre partículas em direções frontais. Neste caso, o número de píons carregados produzidos em cada evento é determinado pelo sistema de identificação de trajetórias (*tracking system*) composto por três planos de hodoscópios cintiladores e duas estações de tubos com gás ionizante. Os três planos de hodoscópios cintiladores fornecem a trajetória das partículas carregadas e informação sobre o tempo de voo, enquanto que informação adicional sobre a trajetória é fornecida pelas duas estações de tubos com gás ionizante. O número de gamas do decaimento de  $\pi^0$ 's é medido em cada evento através do calorímetro feito de fibras cintiladoras e chumbo localizado no final do espectrômetro. A busca por DCC's usando o espectrômetro da E864 é realizada em aproximadamente dois milhões de eventos que correspondem às interações 10% mais centrais entre Au + Pb a 11,6 AGeV, obtidos da aquisição realizada em 1996. A tomada de dados foi realizada num campo magnético de -0,20 T e com um alvo de Pb correspondendo a 5% de comprimento de interação Au + Pb.

Este trabalho está dividido da seguinte maneira. No Capítulo 2, a descrição do aparato experimental é apresentada. Os detalhes no procedimento de calibração dos vários detetores estão no Capítulo 3. O algoritmo usado na determinação da trajetória das partículas é discutido no Apêndice A. Os dados são apresentados no Capítulo 4. As variáveis robustas introduzidas pela colaboração MiniMax [37] são discutidas no Apêndice B. Os resultados obtidos da análise dos dados usando as variáveis robustas em ambos procedimentos utilizados na procura por DCC's são mostrados no Capítulo 5. A comparação entre os dados experimentais e as simulações de Monte Carlo é apresentada no Capítulo 6. A discussão dos resultados obtidos é realizada no Capítulo

7. Finalmente, as conclusões são apresentadas no Capítulo 8.

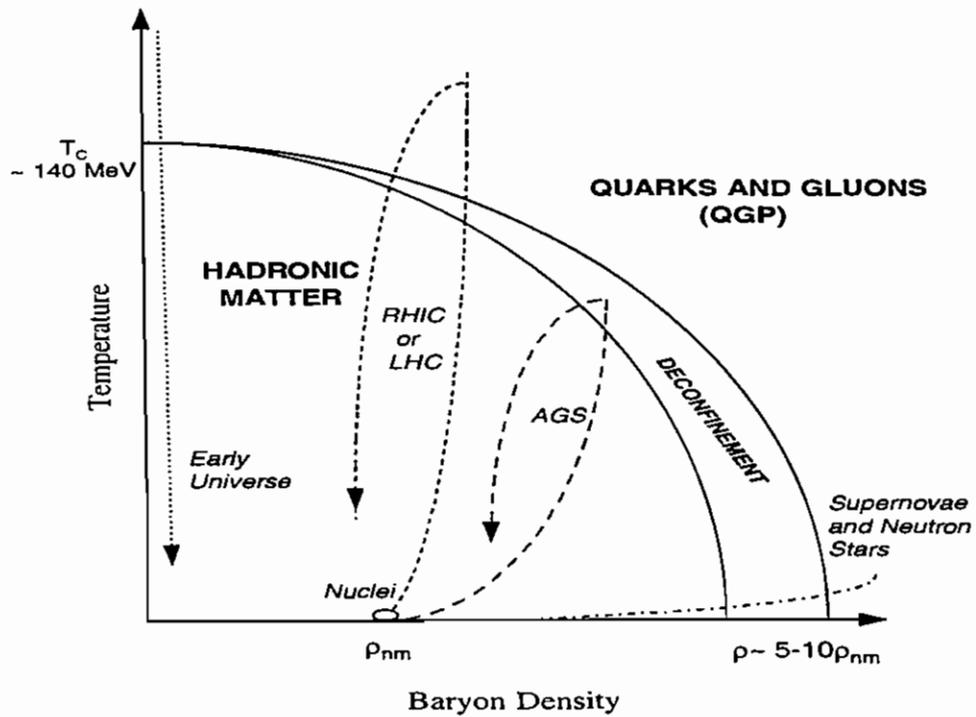


Figura 1.1: Diagrama de fase da matéria nuclear. Núcleos ordinários ocupam uma pequena região do diagrama correspondendo à temperatura (*temperature*) nula e densidade (*baryon density*) finita. Cálculos de rede da QCD sugerem que em temperaturas próximas à massa hadrônica dos píons, a matéria torna-se não confinada (QGP) e quarks e glúons tornam-se os graus de liberdade relevantes.

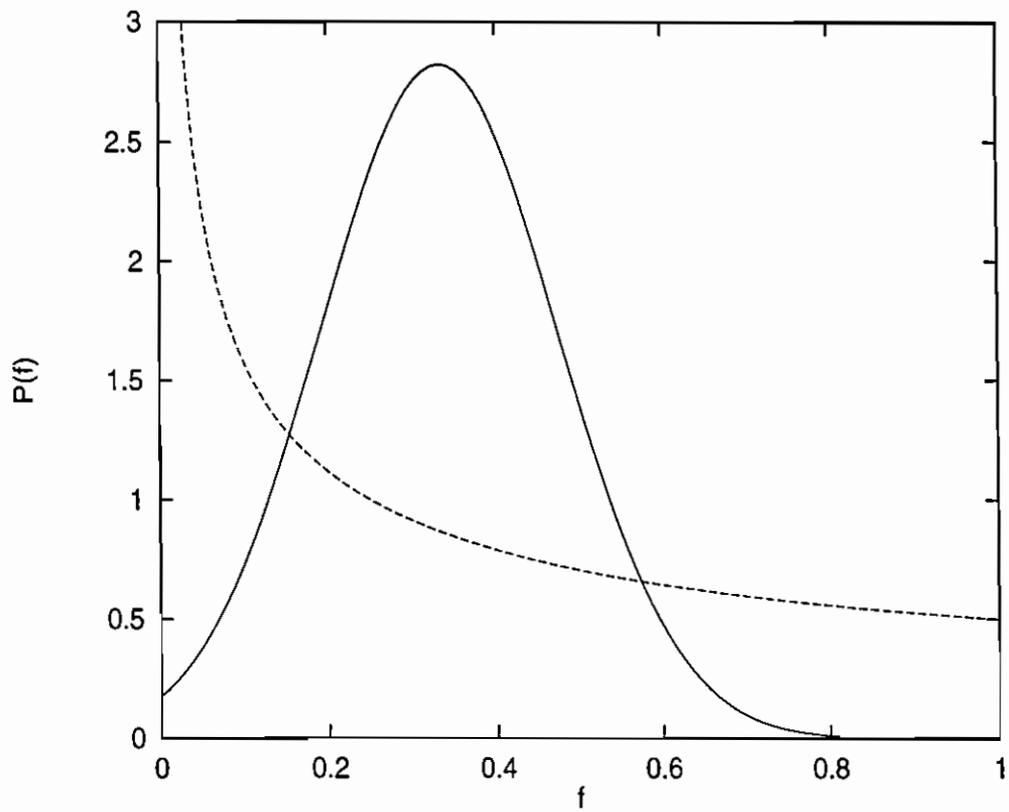


Figura 1.2: Comparação entre as distribuições de probabilidades da fração de píons neutros esperada para a produção de píons genérica (linha sólida) e para a produção de DCC's (linha tracejada).

# Capítulo 2

## Aparato Experimental

A descrição do aparato experimental e o desempenho geral de todos os detetores que fazem parte do espectrômetro da experiência E864 são apresentados neste capítulo. Os detalhes da calibração dos diferentes componentes são discutidos no Capítulo 3.

### 2.1 Introdução

A experiência E864 possui um espectrômetro de geometria aberta, o que permite à experiência abranger uma região ampla do espaço de fase das partículas produzidas em diferentes campos magnéticos obtidos a partir dos dois ímãs da experiência. Esta experiência foi projetada para procurar por objetos raros produzidos nas colisões entre íons pesados relativísticos com vidas médias de  $\tau \geq 50$  nanosegundos e no intervalo da razão entre carga e massa de  $-1 < Z/A < +1$ .

A experiência está localizada na linha de feixe A3 do acelerador AGS (*Alternating Gradient Synchrotron*) no Laboratório Nacional de Brookhaven. O feixe incidente de Au possui momento de 11,6 A GeV/c e é inteiramente ionizado ao estado de carga +79. Os íons incidem em alvos de Pb, cuja espessura pode ser escolhida entre 5% e 30% de comprimento de interação Au + Pb. Diagramas do aparato são mostradas nas Figs. 2.1 e 2.2.

As partículas produzidas no alvo são desviadas para a região de aceitação do espectrômetro, que se estende abaixo da linha neutra, por intermédio de dois dipolos

magnéticos. Neste contexto, a linha neutra é definida como a direção que o feixe segue quando os dois ímãs estão desligados. A vista superior e lateral de ambos os dipolos magnéticos são mostradas nas figuras Figs. 2.3 e 2.4. O feixe que não interagiu segue dentro de uma canalização, em vácuo, acima do espectrômetro, sendo finalmente absorvido por blocos de concreto localizados além do calorímetro. A experiência foi operada com os dois dipolos magnéticos (M1 e M2) em diferentes campos e polaridades, de modo que a aceitação para diferentes tipos de partículas seja otimizada, e, partículas mais leves sejam desviadas para fora do espectrômetro. Os valores de campo magnético utilizados na experiência foram  $\pm 0,75$  T,  $\pm 0,45$  T,  $\pm 0,2$  T, e  $+1,50$  T. A convenção dos sinais é tal que partículas carregadas são desviadas para dentro do espectrômetro. Para uma dada configuração, ambos os ímãs são colocados na mesma polaridade e no mesmo valor de campo magnético.

A região do espectrômetro após os ímãs consiste de três planos de hodoscópios que fornecem a trajetória das partículas carregadas e informação sobre seu tempo de voo, duas estações de tubos com gás ionizante de onde se obtém informação adicional sobre a trajetória e um calorímetro de fibras cintiladoras. Este calorímetro está localizado na saída do espectrômetro e fornece uma confirmação da trajetória, além de ser um poderoso instrumento para o estudo da produção de objetos neutros. As posições dos detetores no sistema de coordenadas da E864 estão listadas na Tabela 2.1. O sistema de coordenadas da E864 é definido de forma que o alvo está localizado na origem do sistema, com o eixo  $z$  positivo orientado ao longo da linha neutra da experiência. O eixo  $x$  positivo é definido como a direção horizontal na qual as partículas com o mesmo sinal que o campo magnético em M1 e M2 são desviadas. O eixo vertical  $y$  positivo é definido de acordo com a regra da mão direita a partir dos eixos  $x$  e  $z$ , logo, os detetores da experiência estão posicionados abaixo da linha neutra, a valores negativos de  $y$ . Os detetores estão girados em torno do seu centro para garantir que as partículas, em média, atravessem os detetores perpendicularmente a suas faces. O calorímetro é girado para que a maioria das partículas incidam na sua face frontal num ângulo de  $3^\circ$ , prevenindo, assim, que chuveiros se desenvolvam ao longo dos eixos das fibras cintiladoras.

Detetor	Posição eixo $z$ (linha neutra) (cm)	Posição eixo $x$ (horizontal) (cm)	Posição eixo $y$ (vertical) (cm)	Tamanho na vertical (cm)	Tamanho na horizontal (cm)	Ângulo de rotação (mr)
S2	1013,54	58,60	-36,5	40,0	187,1	115,2
H1	1213,54	73,03	-43,8	48,0	223,5	115,2
H2	1613,54	109,81	-58,4	64,0	313,7	115,2
S3	2013,54	131,40	-73,0	80,0	411,0	115,2
H3	2213,54	153,75	-80,3	88,0	451,0	115,2
CAL	2813,54	192,00	-98,73	130,0	580,0	57,6

Tabela 2.1: Posições e tamanhos nominais dos três planos (H1, H2 e H3) dos hodoscópios de tempo de vôo, das duas estações (S2 e S3) de tubos com gás ionizante e do calorímetro hadrônico (CAL). Os valores listados refletem a posição do centro do subsistema de cada detetor.

## 2.2 Detetores de Caracterização do Feixe

Um grupo de detetores é posicionado antes do alvo com o propósito de caracterizar o feixe de Au e fornecer o gatilho (*trigger*) da experiência apenas para interações no alvo. Um desenho esquemático destes detetores é mostrado na Fig. 2.5.

### 2.2.1 Detetores de Cherenkov do Número de Partículas do Feixe - MITCH and MIC

Os dois detetores de Cherenkov do número de partículas do feixe, MITCH (*MIT Cherenkov counter*) e MIC (*MIT Counter*), são constituídos de placas de quartzo. Estes detetores são utilizados para informação em tempo e para caracterização do feixe de Au incidente. O detetor MIC foi incorporado à experiência para a aquisição de dados realizada em 1996 e não é mostrado na Fig. 2.5. Este detetor está localizado na mesma câmara de vácuo que o MITCH.

Os detetores de Cherenkov do feixe fornecem informações em tempo relacionadas com o feixe incidente, logo, eles devem ser capazes de contar altas taxas ( $10^7$  partículas por segundo) e devem ser resistentes à danificação por radiação, que depende do

quadrado da carga da partícula incidente. Ambos os detetores são constituídos de uma placa de quartzo de 300  $\mu\text{m}$  acoplada a duas fotomultiplicadoras (PMT). Quando uma partícula atravessa um meio dielétrico com velocidade maior que a velocidade da luz neste meio, radiação de Cherenkov é emitida num cone estreito formado por um ângulo de tamanho descrito por

$$\cos\theta = 1/\beta, \quad (2.1)$$

com  $\beta > 1/n$ , onde  $n$  é o índice de refração no meio. A intensidade da luz de Cherenkov varia com  $Z^2$  e é extremamente estável, fornecendo, assim, um excelente meio de identificação das partículas do feixe. A radiação de Cherenkov emitida dentro das placas de quartzo é detetada pelas fotomultiplicadoras.

Os detetores de Cherenkov do número de partículas do feixe possuem construção semelhante, porém, diferentes fotomultiplicadoras. O detetor MITCH está acoplado a duas fotomultiplicadoras Hamamatsu R2059, enquanto que o MIC está acoplado a duas Hamamatsu R5600, que possuem melhor resolução em tempo. O sinal em tempo do MIC é usado para obtenção do instante de início (*start time*) de cada evento. O MITCH é usado na lógica do *trigger* da experiência, para obtenção do fluxo de feixe incidente e para a seleção de eventos correspondentes a uma interação do íon de Au no alvo. Este detetor também fornece o *gate* mestre para iniciar todos os TDC's da experiência.

Os sinais das fotomultiplicadoras do MITCH e do MIC são gravados por digitalizadores, com um TDC (*Time-to-Digital Converter*) e um ADC (*Analog-to-Digital Converter*) para cada canal. Um ADC é um módulo que converte a carga do sinal de um detetor num número digital. Um TDC converte o tempo entre um pulso de início e o sinal de um detetor num número digital. Os sinais das PMT's do MITCH também são usados na lógica do *trigger* para iniciar apenas eventos correspondentes a uma interação no alvo.

### 2.2.2 Detetores de Rejeição

O propósito dos detetores de rejeição é rejeitar eventos que não correspondem a uma interação no alvo, ou que estejam contaminados por interações que não ocorreram no alvo. Utilizou-se um detetor de Cherenkov de quartzo localizado na mesma câmara vedada contra entrada de luz onde se encontram os detetores MITCH e MIC e um detetor de rejeição cintilador localizado logo após a câmara onde se encontra o MITCH.

O detetor de rejeição de quartzo consiste de duas placas de quartzo, cada uma com um corte em formato quadrado em um dos lados. Estas placas são sobrepostas deixando um espaço livre de  $1,0 \text{ cm}^2$  para a passagem do feixe. Eventos correspondendo a uma interação no alvo estão relacionados com o íon de Au atravessando a área inativa do detetor sem acioná-lo. O detetor de rejeição cintilador, que possui uma abertura de  $2,75 \text{ cm}$  de raio, é sensível a partículas secundárias produzidas em interações que não ocorreram no alvo, incluindo interações no MITCH e na última janela da câmara de vácuo. Este detetor é protegido dos raios delta produzidos pelo feixe de Au atravessando o MITCH e o MIC e da radiação eletromagnética proveniente do alvo, por camadas de chumbo ao redor da canalização do feixe. Interações que ocorrem no alvo geram um sinal baixo no cintilador. Logo, um sinal mínimo pode ser requerido com a finalidade de definir um evento correspondendo a uma interação no alvo.

Os dois detetores de rejeição são acoplados a duas PMT's cada. Os sinais de cada PMT são divididos entre a lógica do *trigger* e os digitalizadores, com um ADC para cada fotomultiplicadora.

### 2.2.3 Detetor de Cherenkov do Número de Partículas do Feixe não Interagentes - MAC

Um detetor de Cherenkov (MAC - MASSachusetts Counter) é posicionado após a última seção da canalização do feixe. A finalidade deste detetor é medir o tempo e a distribuição dos íons de Au que atravessam o alvo e continuam pela canalização

em vácuo acima do espectrômetro. O MAC consiste de quatro placas de quartzo. Cada placa está conectada a uma PMT R1828-01 para leitura dos sinais. As quatro seções apresentam uma pequena região de superposição de aproximadamente 1 cm  $\times$  1 cm. Logo, o íon de Au incidente pode acionar as quatro PMT's e fornecer sua posição dentro do intervalo de superposição (aproximadamente 1 cm  $\times$  1 cm). Todo o conjunto pode ser movido no plano horizontal e posicionado com uma precisão de  $\pm 1$  mm. As informações dos ADC e TDC são gravadas.

O detetor MAC é usado para ajustar as correntes magnéticas de forma a concordarem com os valores nominais dos campos utilizados na E864. Os desvios devido aos diferentes campos magnéticos podem ser determinados sabendo-se a rigidez dos íons de Au e as posições fornecidas pelo MAC, que correspondem às posições para as quais os íons se dirigem após passarem pelos dipolos.

## 2.3 Detetor de Multiplicidade - MULT

A finalidade do detetor de multiplicidade MULT é medir a multiplicidade da produção de partículas carregadas em cada interação. Este detetor é segmentado em quatro detetores cintiladores individuais, cada um feito de plástico cintilador BC420 de 1 cm de espessura e inclinados de um ângulo de  $8^\circ$  (Fig. 2.5 e Fig. 2.6). A segmentação do detetor permite alguma rejeição de interações que não ocorreram no alvo exigindo um sinal mínimo em cada uma das quatro seções. O detetor está localizado a 13cm do centro do alvo e abrange o intervalo angular de  $16,6^\circ$  a  $45^\circ$ , que corresponde ao intervalo de pseudorapidez de  $1,5 \leq \eta \leq 2,6$ .

Devido ao alto número atômico  $Z$  dos íons de Au que atravessam o alvo, o alto fluxo de raios delta provenientes de íons de Au que não interagiram sobrecarregaria o detetor de multiplicidade. Consequentemente, o detetor é protegido por seções de *Heavymet*, uma liga de densidade 18,5 gm/cc formada por 95% de tungstênio, 3,5% de níquel e 1,5% de cobre, colocadas entre o plástico cintilador e o alvo. Logo, este detetor não fornece uma medida direta das partículas neutras produzidas na interação.

Cada uma das quatro seções do detetor de multiplicidade (MULT) é conectada

a uma PMT Hamamatsu 1828-01 de 2" de diâmetro através de um guia de luz de lucite. A saída das fotomultiplicadoras é dividida, com sinais indo para a lógica do *trigger* e para os digitalizadores. Cada sinal das PMT's é gravado por um ADC e por um TDC.

Existe uma correlação entre a multiplicidade das partículas carregadas num evento e o parâmetro de impacto da colisão. Quanto mais central a colisão, mais partículas carregadas são produzidas. Como consequência, o sinal do detetor de multiplicidade fornece uma medida da centralidade da colisão. Este sinal é usado no *trigger* para selecionar as interações correspondentes às multiplicidades 10% mais altas. A correlação entre a multiplicidade das partículas num evento e o parâmetro de impacto não é perfeita, em parte devido à cobertura angular limitada do detetor, em parte devido às flutuações nas multiplicidades de colisões com o mesmo parâmetro de impacto. Logo, o número final de partículas está em termos da percentagem da multiplicidade dos eventos selecionados, e não do parâmetro de impacto.

## 2.4 Detetor de Cherenkov de Vidro de Chumbo - PbGl

O detetor PbGl foi incorporado ao aparato da E864 com a finalidade de investigar flutuações na produção de partículas nas colisões centrais relativísticas entre Au + Pb a 11,6 GeV/c. O detetor de Cherenkov é constituído de 16 blocos de SF5 (vidros de chumbo) medindo 6" x 6" x 6" cada. O índice de refração do SF5 é 1,67. Os cristais, emprestados da Universidade da Califórnia em Los Angeles (UCLA), são individualmente embrulhados em Mylar metalizado e protegidos da luz com fita preta. O Mylar metalizado fornece boa reflexão da luz de Cherenkov dentro do cristal. A montagem dos cristais é feita em dois grupos simétricos de 8 cristais posicionados de cada lado da linha do feixe (Fig. 2.7 a Fig. 2.9). Os dois grupos são colocados a 2 cm do alvo e 14 cm da canalização do feixe. Este detetor cobre ângulos traseiros de 95° a 140° no plano horizontal. O intervalo de pseudorapidez corresponde a  $0,074 \leq |\eta| \leq 0,65$ .

Cada um dos 16 cristais de vidro de chumbo do detetor (PbGl) é colado a uma PMT RCA-4522 de 5" de diâmetro com cola transparente RTV-GE 615 A & B. Esta cola fornece um bom contato óptico. A saída de cada fotomultiplicadora é enviada para os digitalizadores e é gravada por um ADC. Nenhum sinal de TDC é lido.

O posicionamento deste detetor antes do alvo remove, em princípio, possíveis contribuições bariônicas no seu sinal, uma vez que apenas uma pequena fração dos bárions nesta região angular apresentam velocidade acima do limite necessário para produção de radiação de Cherenkov. Em compensação, gamas são rapidamente convertidos em chuveiros de pósitrons e elétrons rápidos dentro do detetor. Estas partículas irradiam luz de Cherenkov e produzem um sinal mensurável no detetor. Como resultado, este detetor, em princípio, fornece uma medida do número de partículas neutras ( $\gamma$ 's) produzidas nas interações.

## 2.5 Hodoscópios de Tempo de Vôo

Os hodoscópios de tempo de vôo constituem os elementos chave na determinação da trajetória das partículas carregadas. Os três planos de hodoscópios, H1, H2 e H3, são cada um feitos de 206 tiras de plástico cintiladores. Cada tira é lida por duas fotomultiplicadoras. Uma PMT é acoplada na parte superior da tira, enquanto que a outra é acoplada na parte inferior, como mostra a Fig. 2.10. As tiras dos hodoscópios são feitas de plástico cintilador BC-404 da Bicron e são acopladas a PMT's XP2972 da Phillips. A alta tensão é aplicada às fotomultiplicadoras através de um sistema de base da Cockcroft-Walton. Este sistema oferece a vantagem de fornecer baixa tensão à PMT, sendo que a alta tensão é gerada na própria base. O sinal analógico é dividido na base, com a finalidade de enviar um sinal, também, a um discriminador de base e extrair informação de tempo. O discriminador na própria base garante imunidade a ruídos e qualidade superior de resolução em tempo, pois a discriminação é feita o mais próximo possível da fonte. Os limites inferiores (*thresholds*) das altas tensões e do discriminador são controlados por um único computador tipo PC através de um cabo RS232.

Plano	Número de tiras	Largura (cm)	Altura (cm)	Espessura (cm)
H1	206	1,105	63,6	1,0
H2	206	1,506	81,3	1,0
H3	206	2,306	106,4	1,0

Tabela 2.2: Dimensões das tiras dos hodoscópios.

As dimensões das tiras cintiladoras estão listadas na Tabela 2.2. O comprimento das tiras definem a aceitação (*acceptance*) experimental. Com a finalidade de defletir a luz do cintilador de  $90^\circ$  em direção a um guia de luz cilíndrico, os cintiladores apresentam seus extremos lapidados em forma de diamante num ângulo de  $45^\circ$ . Os guias de luz são posicionados alternadamente na direção  $z$  e na direção  $y$  em H1 e H2, com o objetivo de minimizar o espaço vertical ocupado pelas PMT's, as bases e as proteções contra o campo magnético. Um desenho esquemático de parte do hodoscópio H1 é mostrado na Fig. 2.11. A inclinação de  $90^\circ$  e a compacta eletrônica de leitura permite uma extensão da região fiducial sensível o mais próximo possível da câmara de vácuo, estendendo, assim, a aceitação experimental para valores mais próximos de  $p_t = 0$ . Cada tira cintiladora é embrulhada em Mylar aluminizado para isolamento óptica das tiras vizinhas. O embrulho aumenta a eficiência na coleção da luz e isola opticamente cada cintilador dos seus vizinhos. Cada plano de hodoscópio é girado de aproximadamente  $6^\circ$  relativo ao eixo  $x$ , fazendo com que a maioria das trajetórias das partículas carregadas incidam perpendicularmente ao plano.

A determinação detalhada da localização das tiras fornece informação na posição  $x$  usada na determinação de trajetórias. A informação na posição  $y$  é obtida da diferença em tempo entre os sinais da parte superior e inferior das PMT's de cada tira. A informação sobre o tempo de vôo é obtida da média dos dois sinais de tempo medidos pelas duas PMT's. As resoluções em tempo são da ordem de 150 ps.

## 2.6 Estações de Tubos com Gás Ionizante

Duas estações de tubos com gás ionizante [38], S2 e S3, foram incluídas no espectrômetro para melhorar a resolução espacial na reconstrução das trajetórias das partículas. Cada tubo com gás ionizante é, individualmente, uma câmara proporcional com o anodo sendo um fio centrado no interior de um cilindro de Mylar aluminizado, que age como catodo. As duas estações de tubos com gás ionizante consistem de três planos duplos montados compactamente. Os planos duplos U e V estão orientados a  $+20^\circ$  and  $-20^\circ$  com relação ao plano duplo X. A informação vertical sobre uma partícula atravessando uma estação é obtida a partir da combinação dos sinais deixados em cada plano. Um desenho esquemático de uma estação de tubos com gás ionizante é mostrado na Fig. 2.12.

Cada plano é construído como um plano duplo de tubos com gás ionizante, chamado dubleto. Os tubos têm 4 cm de diâmetro e paredes com espessura de 2 mm. As paredes consistem de duas camadas de Mylar com a parte interna aluminizada para servir de catodo. Usou-se uma resina condutora para vedar o gás e para o contato elétrico com a camada interna aluminizada do tubo. As câmaras são operadas com uma mistura de Argon-CO<sub>2</sub>-Ethane (90:9:1). A largura do *gate* para que sinais nos detetores sejam considerados é aproximadamente 100 ns. Os planos são girados de aproximadamente  $6^\circ$ , em relação ao eixo  $x$  garantindo, assim, eficiência máxima de detecção. As tensões normais de operação são 1250 V. A menor estação e a mais próxima do alvo, S2, contém 2880 tubos, cada um com 48 cm de comprimento. S2 abrange uma área fiducial de 40 cm por 200 cm. Os 5760 tubos na maior estação e mais distante do alvo, S3, têm 90 cm de comprimento e correspondem a uma área fiducial de 80 cm por 400 cm. Os sinais dos tubos são amplificados e lidos em modo *latch* (sinal/sem-sinal) pelo sistema Lecroy PCOS IV.

## 2.7 Calorímetro

O espectrômetro da E864 é completado com um calorímetro hadrônico de fibras cintiladoras e chumbo [39]. O calorímetro melhora a identificação das partículas

que entram no espectrômetro fornecendo uma medida independente das massas das partículas a partir do tempo de vôo e da energia depositada. Este detetor consiste de 754 torres idênticas montadas numa geometria retangular de  $58 \times 13$ . As torres são construídas individualmente com um design longitudinal não segmentado em forma de "spaghetti". O chumbo e as fibras ópticas de plástico cintilador são usados como absorvedor e conversores, respectivamente. Um diagrama do calorímetro é apresentado na Fig. 2.13.

O esquema da torre do calorímetro é ilustrado na Fig. 2.14. As torres são construídas a partir de um substrato de chumbo. Cada torre possui uma seção reta de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  e 1,17 m de comprimento.  $47 \times 47$  fibras cintiladoras de 1 mm de diâmetro são fixadas firmemente dentro de um substrato de chumbo em intervalos regulares de 0,213 cm. As fibras são usadas para conversão da energia depositada pela partícula e para ler a luz proveniente da cintilação. A luz de cada torre atravessa um guia de luz em direção a uma PMT Phillips XP2262. As fotomultiplicadoras do calorímetro utilizam o sistema de alta tensão Cockroft-Walton e o discriminador na base da PMT semelhante aos descritos no caso dos hodoscópios.

O calorímetro é girado para que, em média, as partículas entrem no detetor num ângulo de  $3^\circ$  com relação às fibras longitudinais. Previne-se, assim, que partículas atravessem o calorímetro ao longo do eixo de uma fibra cintiladora, o que poderia piorar a resolução. A resolução nominal em energia é

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{40\%}{\sqrt{E}} \quad (2.2)$$

para chuveiros hadrônicos e

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{20\%}{\sqrt{E}} \quad (2.3)$$

para chuveiros eletromagnéticos. A resolução em tempo é aproximadamente 400 ps para hádrons e 200 ps para elétrons [39].

O calorímetro permite que a produção de partículas neutras seja estudada. Logo, na busca por DCC's a partir do espectrômetro completo da E864, o número de píons neutros é obtido deste detetor. A identificação dos fótons baseia-se nas formas

diferentes entre os chuueiros hadrônicos e eletromagnéticos. A densidade de energia depositada

$$\frac{dE}{dA} = \rho(r)\text{GeV/cm}^2, \quad (2.4)$$

calculada como função da distância  $r$  ao centro do chuueiro, é parametrizada, segundo [52], com a expressão

$$r\rho(r) = \frac{A}{(r^2 + B^2)^2} \quad (2.5)$$

para chuueiros eletromagnéticos e

$$r\rho(r) = B_1 e^{-\frac{r}{\lambda_1}} + B_2 e^{-\left(\frac{r}{\lambda_2}\right)^2} \quad (2.6)$$

para chuueiros hadrônicos. A forma dos chuueiros eletromagnéticos é muito mais estreita que a forma dos chuueiros hadrônicos. Logo, fótons e nêutrons podem, em princípio, ser diferenciados.

## 2.8 O Acelerador AGS

O AGS (*Alternating Gradient Synchrotron*) no Laboratório Nacional de Brookhaven atualmente fornece feixes de prótons e de íons pesados para várias experiências. Num futuro próximo, este acelerador servirá como um injetor para o RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*).

A aceleração dos íons de ouro a uma energia de 11,6 GeV/c é um processo que envolve o Tandem, o Booster e finalmente o AGS (Fig. 2.15). Pulsos de íons parcialmente ionizados (tipicamente  $\text{Au}^{14+}$ ) são acelerados a uma energia cinética de aproximadamente 1 MeV por nucleon no Tandem e transportados para o Booster pela linha de transferência de íons pesados (*Heavy Ion Transfer Line*). Estes íons são ionizados ainda mais, normalmente  $\text{Au}^{33+}$  e injetados no Booster, onde são acelerados a uma energia cinética de 192 MeV por nucleon. Uma vez mais, os íons de Au são ionizados (tipicamente  $\text{Au}^{77+}$ ) e injetados no AGS, onde são acelerados à sua energia final. O feixe é, então, extraído do AGS e enviado às áreas experimentais. A extração do feixe passa por uma série de ajustes com a finalidade de produzir um feixe quase

contínuo e uniforme. Este procedimento produz um conjunto de partículas (*spill*) que dura tipicamente um segundo a uma frequência de 0,25 Hz.

## 2.9 Sistema de Aquisição de Dados

### 2.9.1 Lógica do *Gate* e *Trigger*

Os sinais dos detetores de rejeição, dos detetores de caracterização do feixe e do detetor de multiplicidade são usados na lógica do *gate* com a finalidade de identificar eventos de interesse e fornecer o *trigger* da experiência. Um diagrama do *trigger* e da lógica do *gate* é apresentado na Fig. 2.16.

Os sinais dos quatro quadrantes do detetor de multiplicidade são divididos. Os sinais de cada PMT são somados para obter a energia total depositada no detetor, enquanto que os outros sinais são digitalizados separadamente. O sinal total é usado para assegurar que o detetor não é acionado antes e depois da interação. Além disso, este sinal também é discriminado para fornecer os níveis de multiplicidade requeridos pelo *trigger*. Os sinais individuais são usados para exigir que as quatro PMT's sejam acionadas no evento, assegurando que a interação ocorreu no alvo.

O sinal do MITCH é dividido com a finalidade de impor que as duas PMT's tenham um sinal mínimo e que a magnitude do pulso seja consistente com um íon de Au atravessando o detetor. Esta última condição evita eventos que correspondam a interações no próprio detetor. A soma dos dois sinais de TDC do MITCH fornece o *gate* mestre que inicia todos os TDC's da experiência.

Tanto o detetor de rejeição de Cherenkov como o cintilador são discriminados para vetar partículas do feixe e interações que não ocorreram no alvo.

Os sinais do detetor de caracterização do feixe MITCH e do detetor de multiplicidade MULT são combinados para fornecerem os vários níveis de *trigger* da experiência. Os níveis de *trigger* correspondem às colisões 10% e 50% mais centrais e de mínimo *bias*. A procura por DCC's apresentada neste trabalho é realizada apenas em eventos que correspondem às colisões 10% mais centrais.

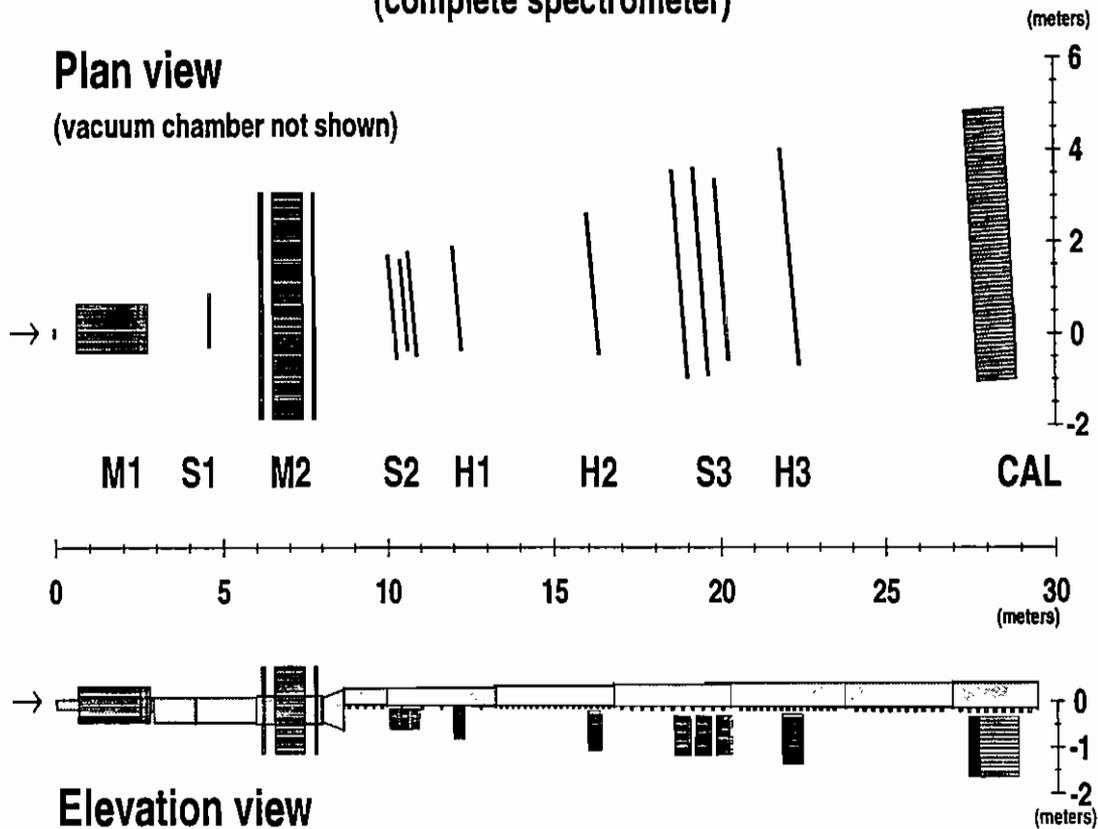
## 2.9.2 Aquisição de Dados

Com a finalidade de atingir o nível de sensibilidade requerida para a procura de partículas raras, o sistema de aquisição de dados (DA) da E864 [40] foi desenvolvido para suportar taxas altas de eventos, de até 4000 eventos por *spill* do AGS, com um tempo morto de não mais que 50  $\mu$ s por evento. O tamanho de um evento típico é 6000 bytes.

A arquitetura do sistema de aquisição da E864 é mostrada na Fig. 2.17. Os sinais analógicos e de tempo do MITCH, do MIC, do MULT, do PbG1 (apenas o sinal analógico), dos hodoscópios e do calorímetro são digitalizados com integradores de carga ADC's FASTBUS Lecroy 1881M e TDC's Lecroy 1872A, respectivamente. Existem quatro *crates* separados de FASTBUS que acomodam aproximadamente 2000 canais de ADC e 2000 canais de TDC. As informações sobre as estações de tubos com gás ionizante de aproximadamente 10000 tubos são enviadas para um sistema CAMAC. A informação do contador (*scaler*) de cada evento também é gravada no CAMAC. Os dados do FASTBUS e do CAMAC são enviados para *buffers* de memória (*Memory Buffers*) localizados no VME. Finalmente, todos os eventos são agrupados em organizadores de eventos (*Event Builder*) e transferidos para quatro (aquisição de 1995) ou sete (aquisição de 1997) unidades de fitas Exabyte 8mm.

# BNL AGS Experiment 864

(complete spectrometer)



**M1,M2:** Dipole analyzing magnets.    **S1,S2,S3:** Straw tube arrays.  
**H1,H2,H3:** TOF hodoscopes.        **CAL:** Hadronic calorimeter.

Figura 2.1: Vista superior e lateral do espectrômetro da E864 mostrando os dois ímãs (M1 e M2) da experiência, os três planos (H1, H2 e H3) dos hodoscópios de tempo de voo, as três estações (S1, S2 e S3) de tubos com gás ionizante e o calorímetro hadrônico (CAL). A estação S1 não foi utilizada nesta análise.

## BNL AGS Experiment 864 (complete spectrometer)

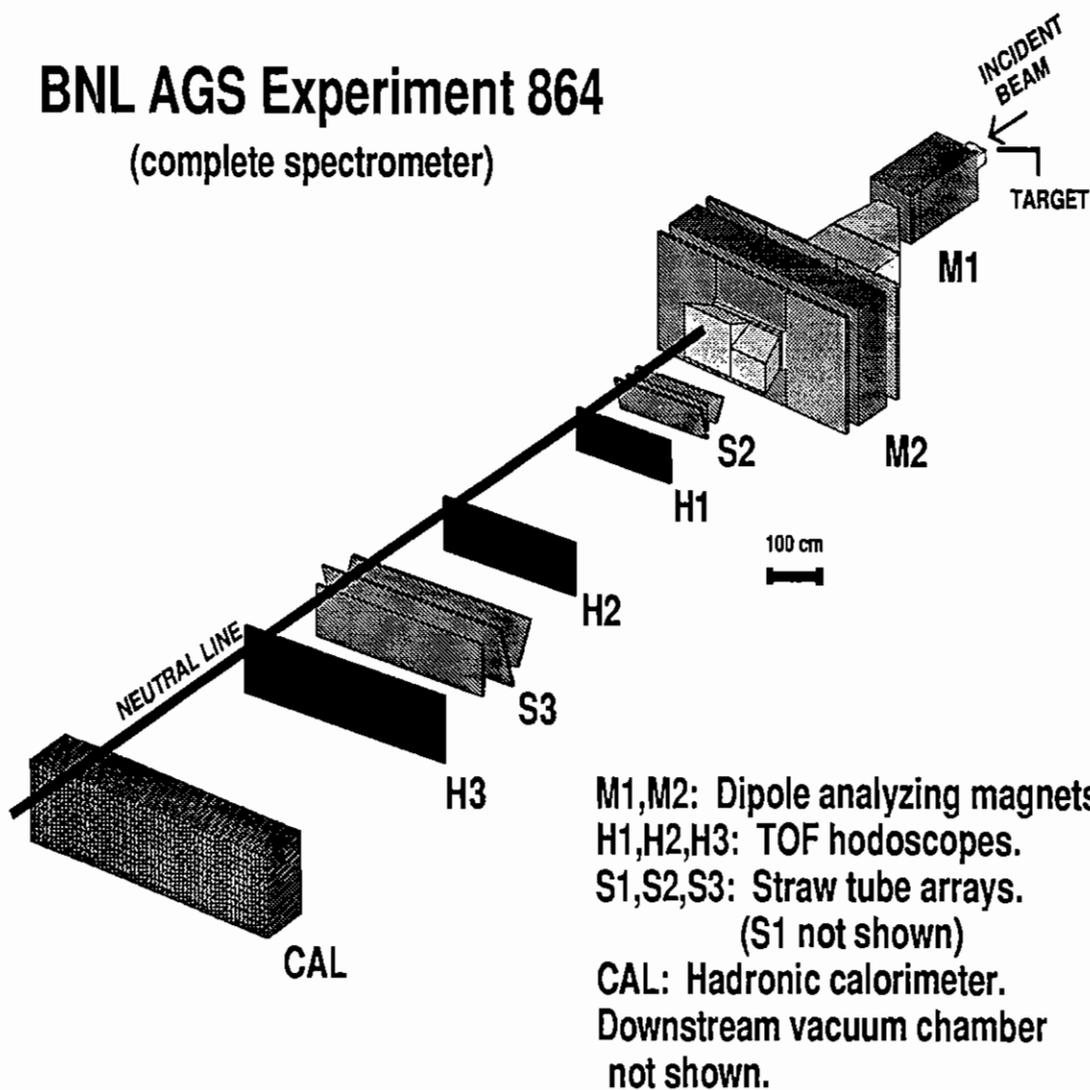


Figura 2.2: Vista em ângulo do espectrômetro da E864 mostrando os dois ímãs (M1 e M2) da experiência, os três planos (H1, H2 e H3) dos hodoscópios de tempo de vôo, as duas estações (S2 e S3) de tubos com gás ionizante e o calorímetro hadrônico (CAL). A estação S1 não foi utilizada nesta análise.

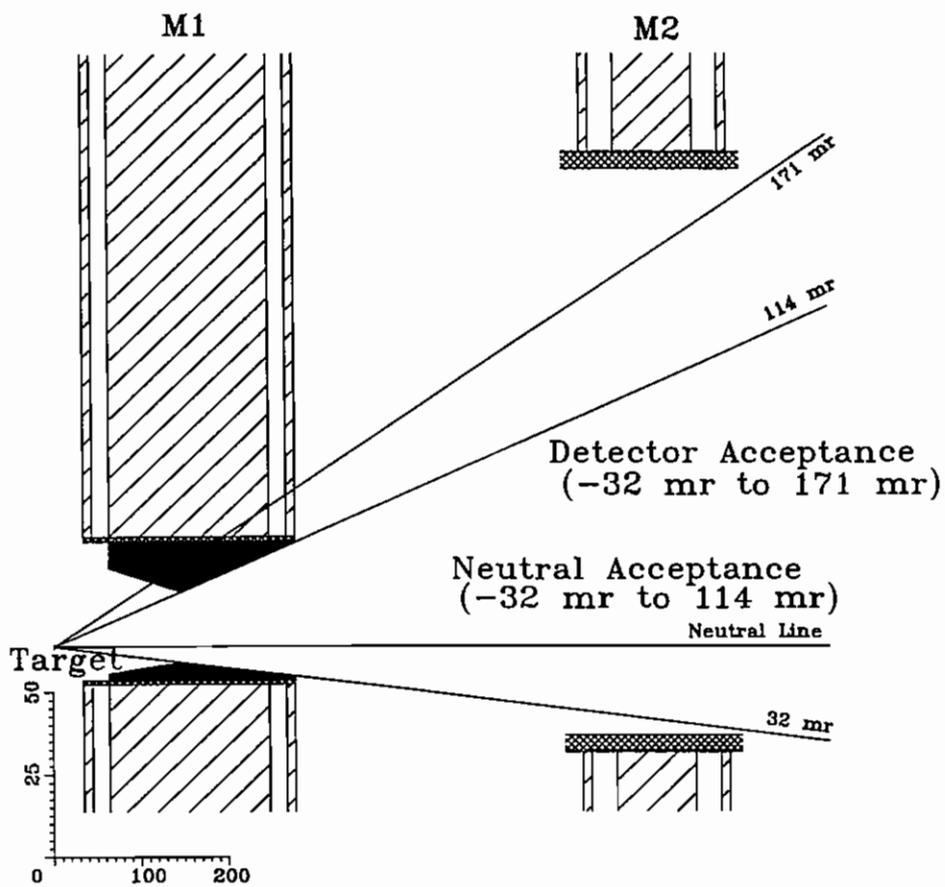


Figura 2.3: Vista superior dos ímãs M1 e M2 e do colimador. A aceitação do detector abrange o intervalo angular de 171 mr no lado desviado da linha neutra e 32 mr no lado oposto.

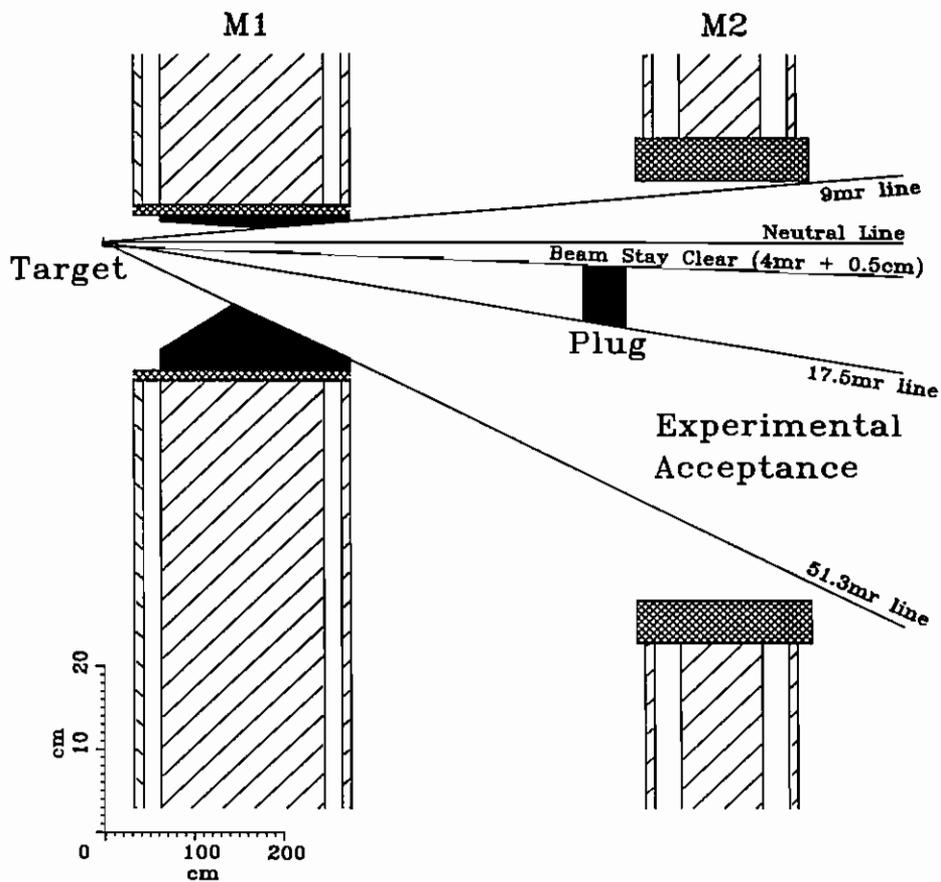


Figura 2.4: Vista lateral dos ímãs M1 e M2, do colimador e do *plug*. A aceitação vertical se estende de -17,5 mr a -51,3 mr. O *plug* protege a câmara de vácuo e a janela de saída de fragmentos do feixe.

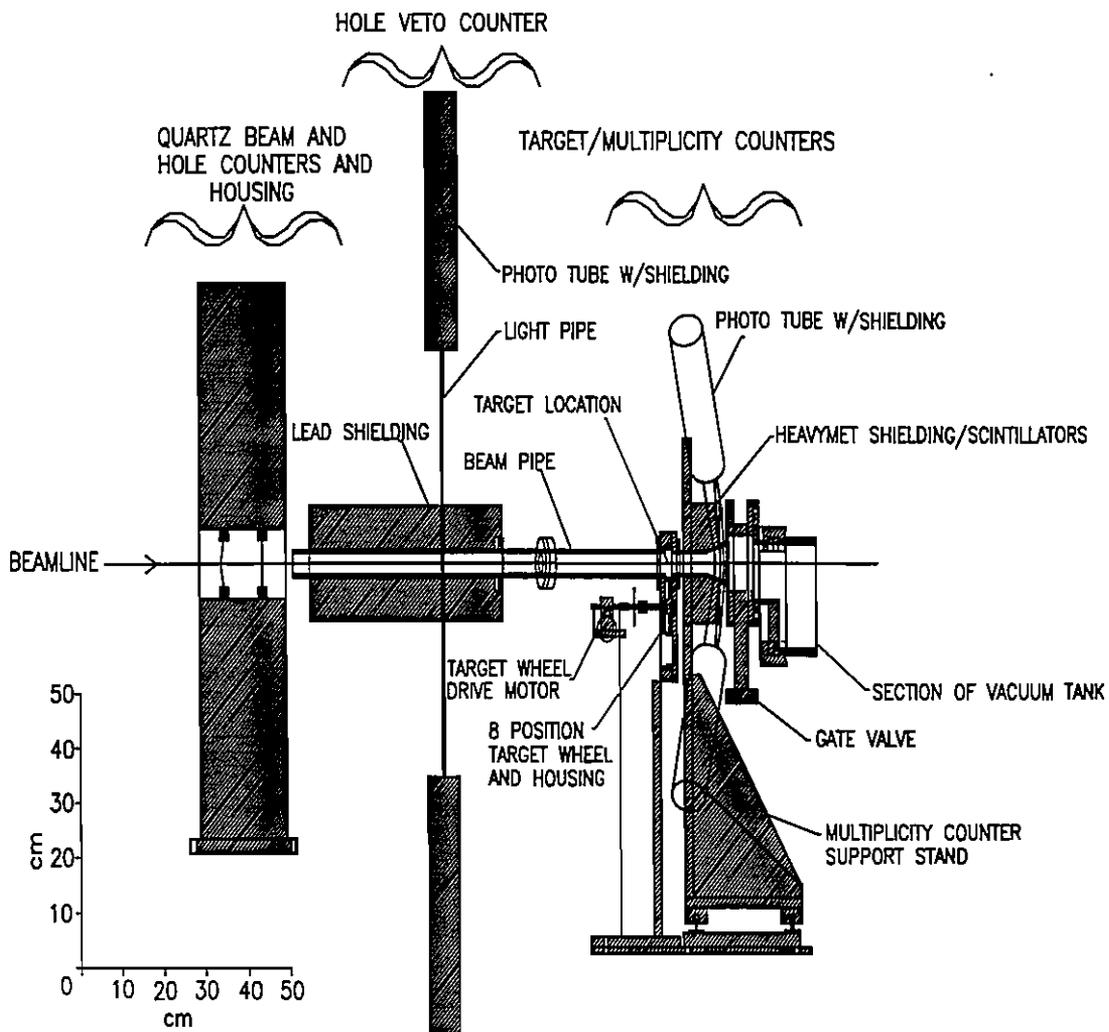


Figura 2.5: Detalhes dos detetores posicionados próximos ao alvo, mostrando a linha do feixe (*beam line*), a canalização (*beam pipe*) e a posição do alvo (*target position*). Neste diagrama estão representadas a câmara onde se localizam o MITCH (*MIT Cherenkov counter*), o MIC (*MI*t Counter) e o detetor de rejeição de Cherenkov (*quartz beam and hole counters and housing*), o detetor de rejeição cintilador (*hole veto counter*) e o MULT (*multiplicity counter*).

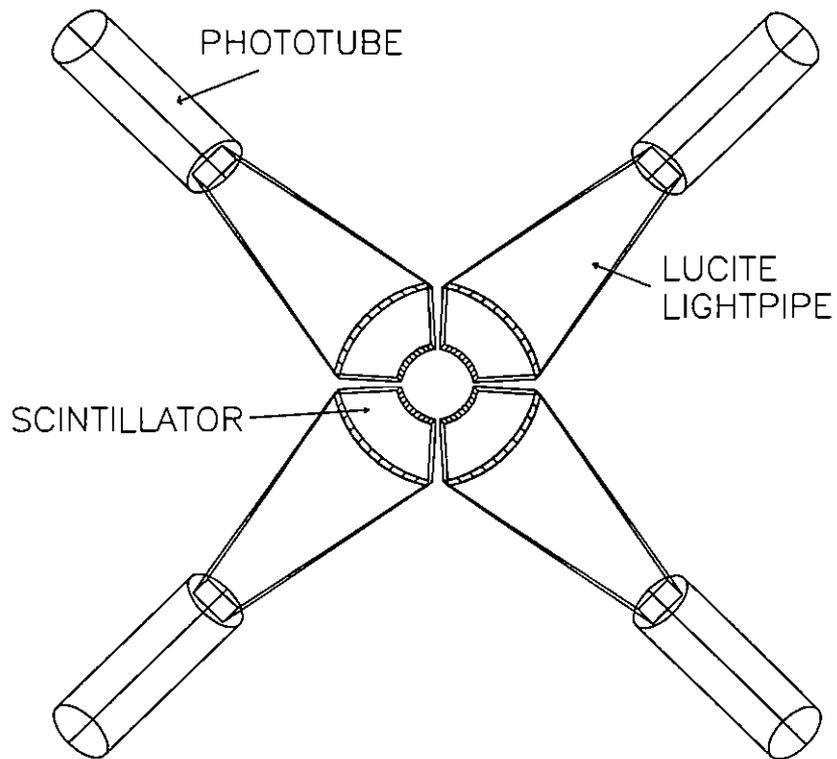


Figura 2.6: Vista frontal do detector de multiplicidade da E864. Neste diagrama estão representados os quatro segmentos cintiladores (*scintillator*), os guias de luz de lucite (*lucite lightpipe*) e as fotomultiplicadoras (*phototube*).

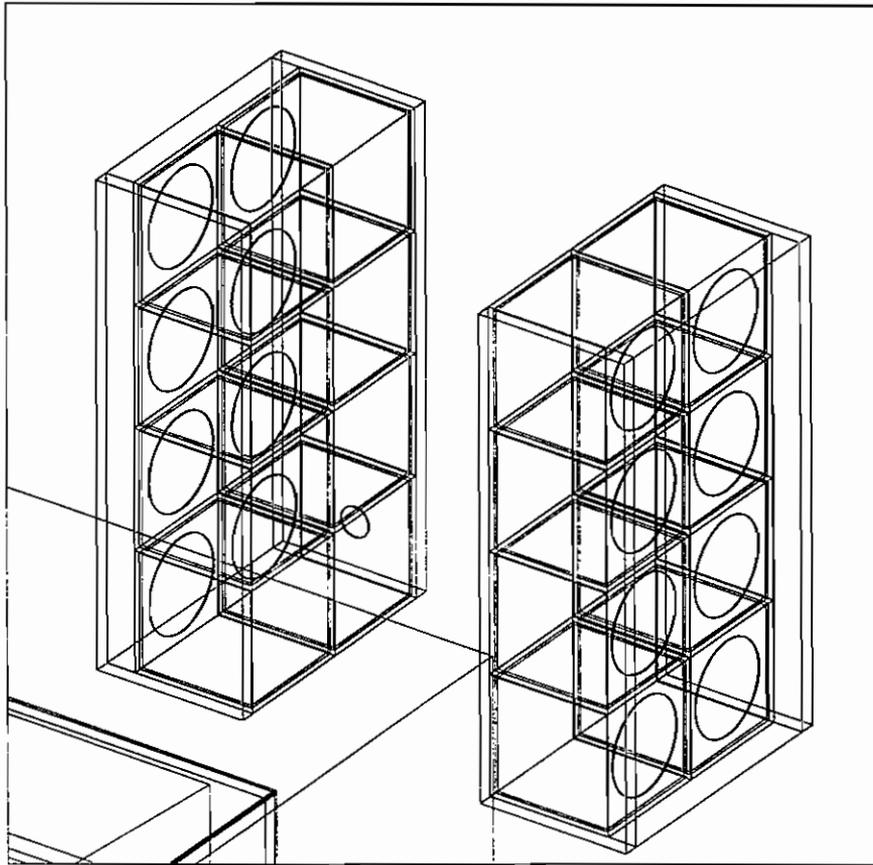


Figura 2.7: Vista esquemática do detetor de Cherenkov de vidro de chumbo, o alvo e o primeiro ímã da experiência. Os cubos representam os cristais de SF5 de vidro de chumbo. Os círculos correspondem à interface entre os cristais e as PMT's. O pequeno círculo localizado entre as duas metades do detetor representa o alvo. Os grandes retângulos posicionados em cada lado do detetor são as estruturas usadas para sustentar os 8 cristais de cada metade do detetor. Este desenho foi feito utilizando o programa GEANT [44].

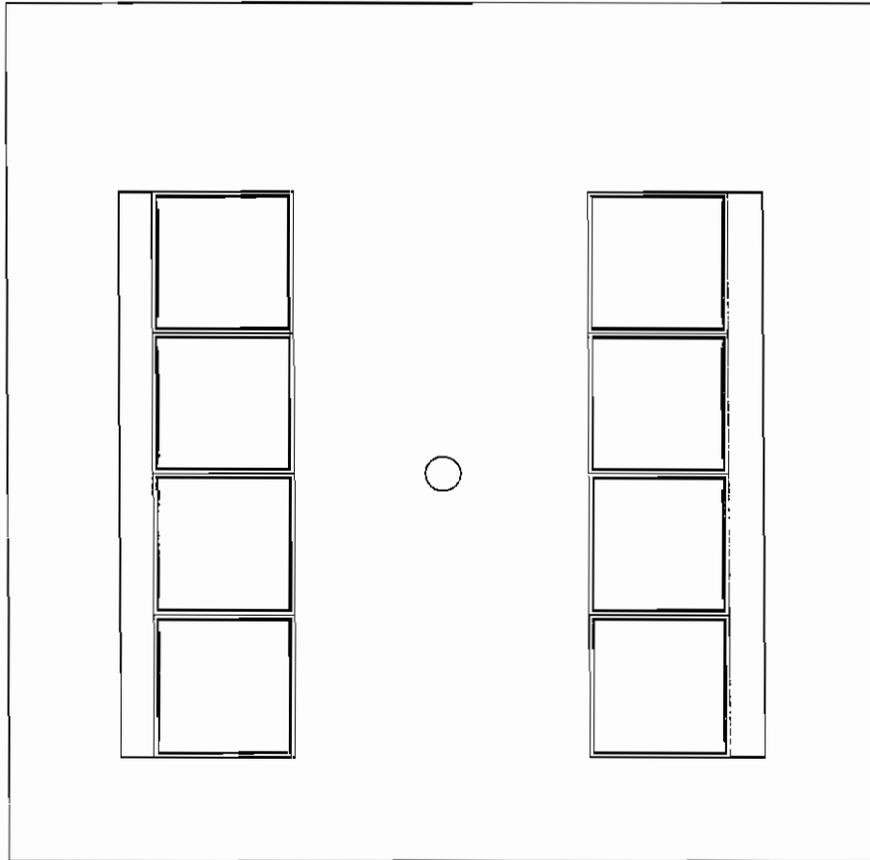


Figura 2.8: Vista esquemática frontal do detetor de Cherenkov de vidro de chumbo e o alvo. Os cubos representam os cristais de SF<sub>5</sub> de vidro de chumbo. O pequeno círculo localizado entre as duas metades do detetor representa o alvo. Os grandes retângulos posicionados em cada lado do detetor são as estruturas usadas para sustentar os 8 cristais de cada metade do detetor. Este desenho foi feito utilizando o programa GEANT [44].

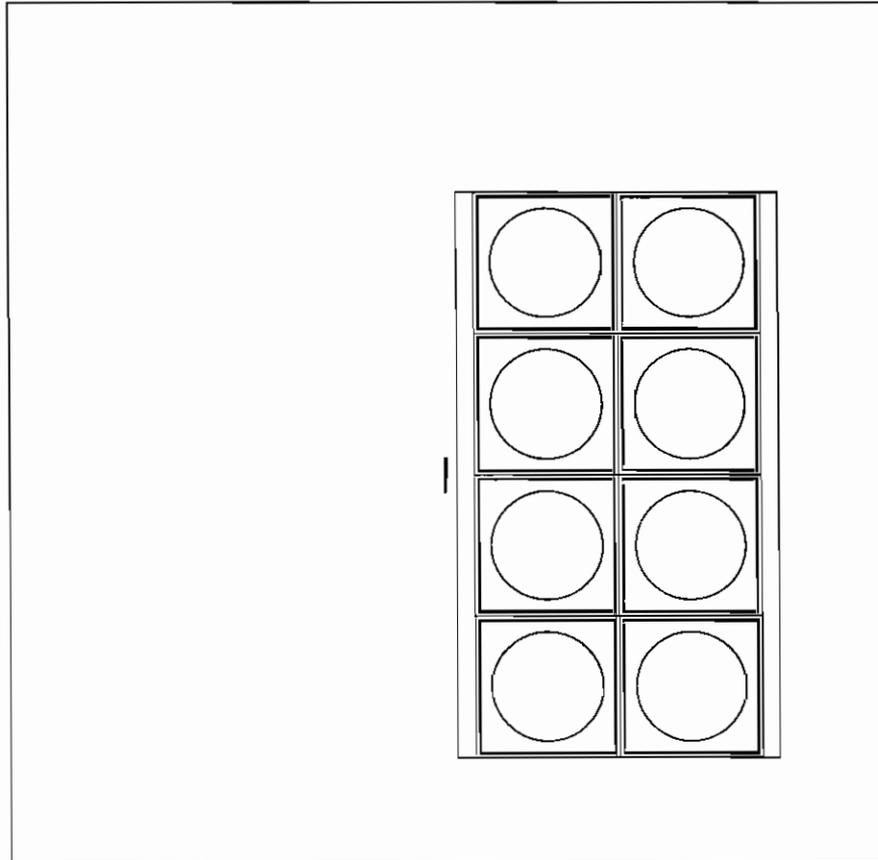


Figura 2.9: Vista esquemática lateral do detetor de Cherenkov de vidro de chumbo e o alvo. Os cubos representam os cristais de SF<sub>5</sub> de vidro de chumbo. Os círculos correspondem à interface entre os cristais e as PMT's. A pequena linha ao lado do detetor representa o alvo. Os grandes retângulos posicionados em cada lado do detetor são as estruturas usadas para sustentar os 8 cristais de cada metade do detetor. Este desenho foi feito utilizando o programa GEANT [44].

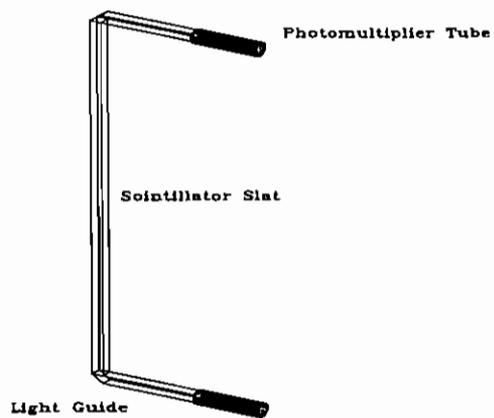


Figura 2.10: Uma tira do hodoscópio. Neste diagrama estão representados a tira cintiladora (*scintillator slat*), os guias de luz (*light guide*) e as fotomultiplicadoras (*photomultiplier tube*).

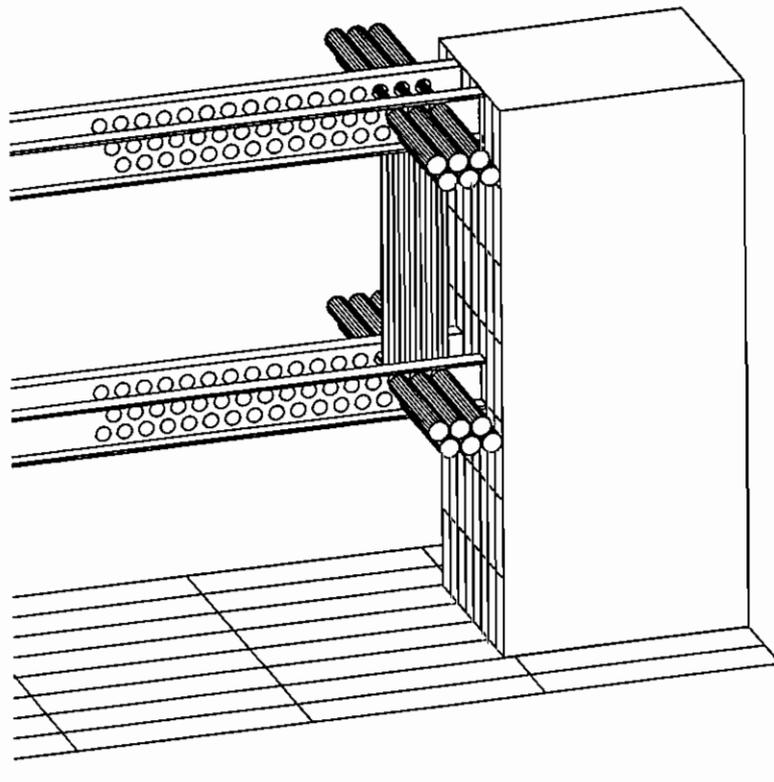


Figura 2.11: Desenho esquemático ilustrando a construção dos hodoscópios. O desenho mostra a estrutura usada como suporte das tiras e como estas são posicionadas alternadamente. Algumas tiras e suas PMT's também são mostradas. A luz produzida nas tiras cintiladoras são lidas através de um guia de luz cilíndrico de lucite de 6" de comprimento.

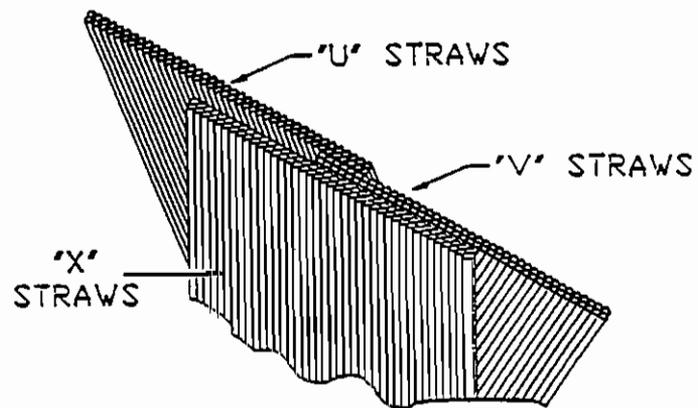
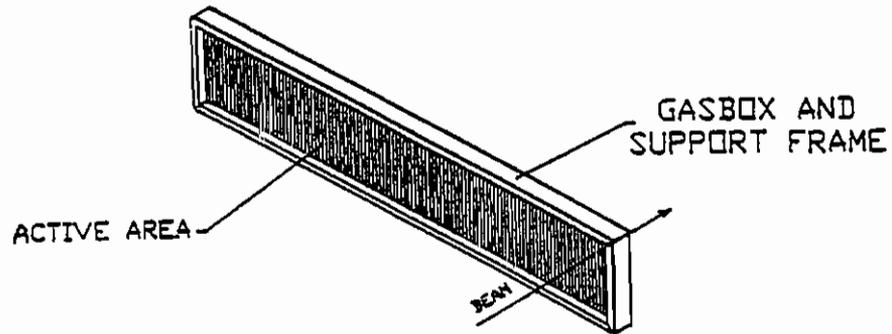


Figura 2.12: Desenho esquemático de uma estação de tubos com gás ionizante (*straw tubes*). A parte superior da figura mostra a estrutura usada como suporte e armazenamento de gás dos tubos de um plano (*gasbox and support frame*). A parte ativa do plano (*active area*) e a linha do feixe (*beam*) também estão representadas. A parte inferior ilustra a disposição dos planos X, U e V usados para determinar a posição em que a partícula atravessou o detetor.

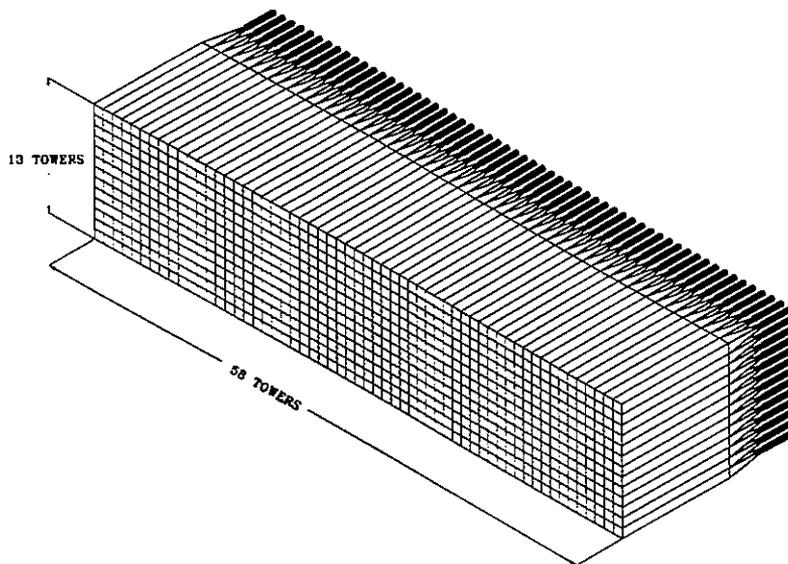


Figura 2.13: Desenho esquemático do calorímetro, ilustrando o posicionamento das 754 torres (*towers*).

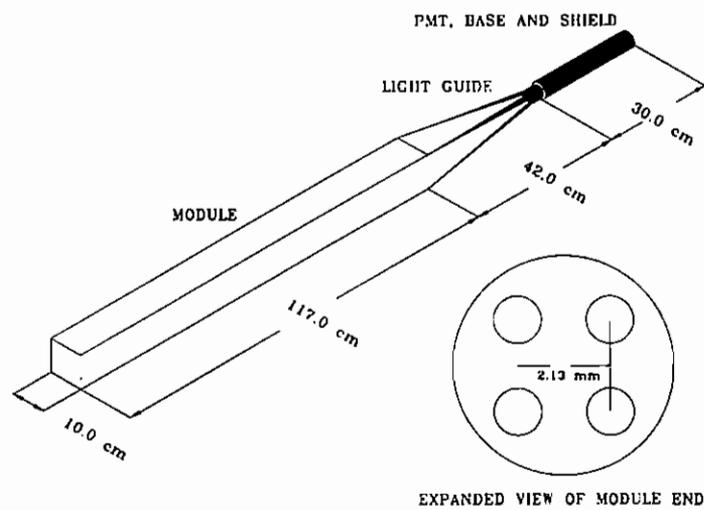


Figura 2.14: Vista esquemática de um módulo individual do calorímetro (*module*) com o guia de luz (*light guide*) e a PMT acoplados. A vista expandida da parte final do módulo (*expanded view of module end*) mostra a posição relativa das fibras dentro do substrato de chumbo.

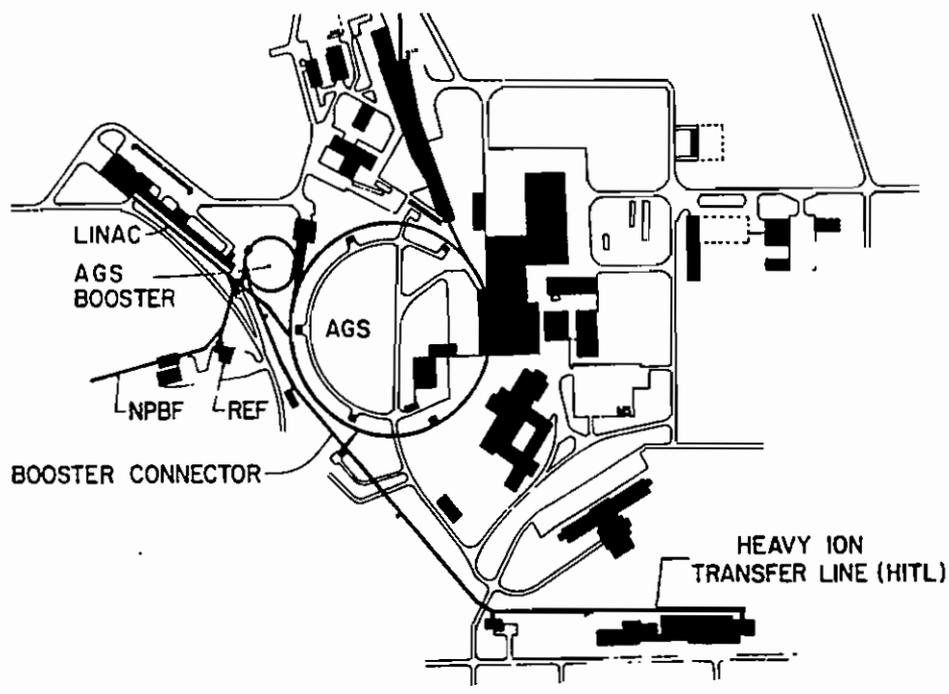


Figura 2.15: Vista aérea do AGS (*Alternating Gradient Synchrotron*) no Laboratório Nacional de Brookhaven.

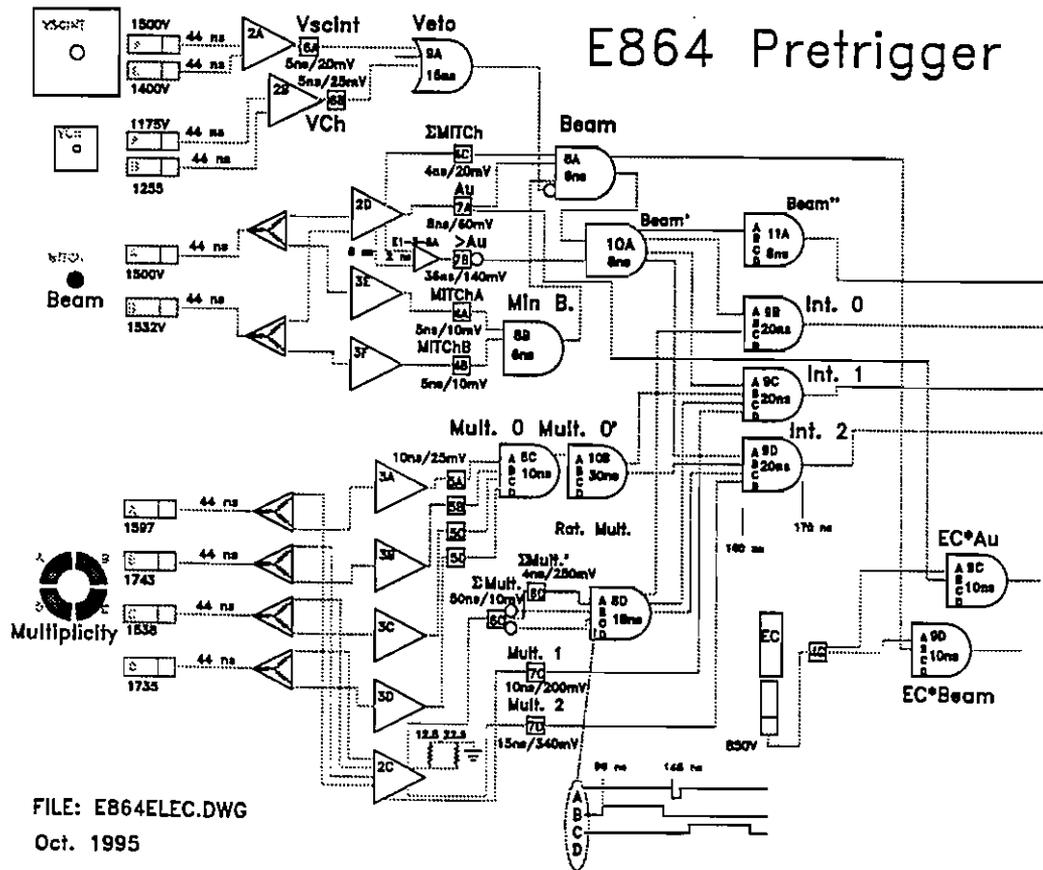


Figura 2.16: Diagrama da lógica do *trigger* da E864.

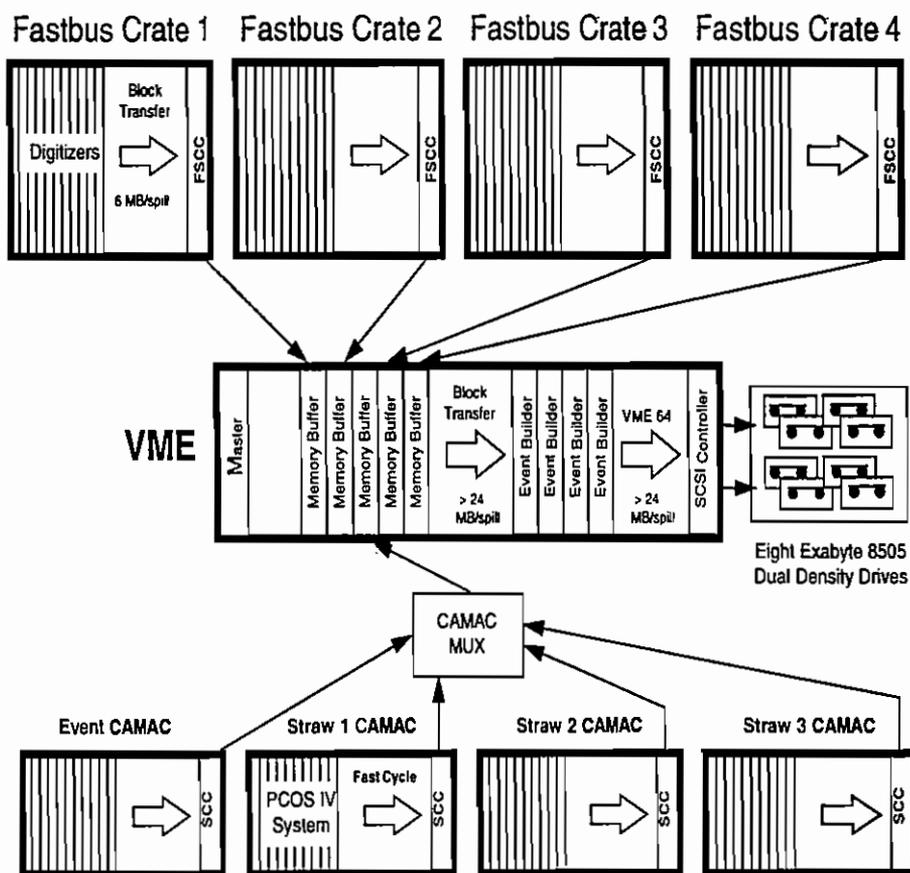


Figura 2.17: Diagrama do sistema de aquisição da E864.

## Capítulo 3

# Calibração dos Detetores

O objetivo da calibração é determinar a relação entre os sinais dos detetores do espectrômetro da E864 e as quantidades físicas relevantes para a reconstrução das trajetórias das partículas e identificação das mesmas. Neste capítulo são apresentados os procedimentos utilizados para transformar sinais de ADC e TDC em pulsos calibrados e informação em tempo. Ao longo deste capítulo, é mencionada várias vezes a reconstrução de trajetórias e a identificação de partículas. Uma descrição detalhada do algoritmo utilizado na reconstrução de trajetórias e consequente identificação de partículas carregadas utilizando os hodoscópios e as estações de tubos com gás ionizante, S2 e S3, é apresentada no Apêndice A.

### 3.1 MIC, MITCH e MULT

Os detetores de rejeição, MITCH e MULT são usados durante a aquisição para obtenção do *trigger* da experiência.

O sinal de ADC do detetor de Cherenkov de caracterização do feixe MITCH é usado (na análise dos dados) para a seleção de eventos que correspondem a uma interação no alvo e para rejeição de eventos que correspondem a dois íons de Au interagindo no alvo e que não foram rejeitados pelo *trigger*.

O detetor MIC é usado para obtenção do instante inicial (*start time*) da experiência. A experiência usou um *gate* mestre para iniciar todos os TDC's quando

um evento correspondendo a uma interação no alvo fosse selecionado pela lógica do *trigger*. O *gate* mestre é obtido a partir da soma dos dois sinais de TDC do MITCH. Este *gate* está sujeito a pequenas flutuações aleatórias conhecidas como “deslocamentos”. Estes “deslocamentos” poderiam afetar a resolução em tempo dos hodoscópios. Com a finalidade de anular o efeito destas flutuações, o sinal de tempo calibrado do MIC é subtraído do sinal de tempo dos outros detetores.

A calibração dos detetores de caracterização do feixe e do MULT são semelhantes, porém, a ênfase é dada ao MIC (calibração do ADC e do TDC), ao MITCH (calibração do ADC) e ao MULT (calibração do ADC), pois os sinais destes detetores são utilizados nesta análise.

### 3.1.1 Correção de 60 Hz

As distribuições dos sinais de ADC do MIC A e do MIC B são mostradas na Fig. 3.1, sendo que A e B representam as duas PMT's acopladas ao detetor. Os dois espectros são semelhantes e ambos apresentam um pico proeminente que corresponde a um único íon de Au interagindo no alvo. Eventos de pedestal, que correspondem aos valores do digitalizador quando não há sinal de entrada, são subtraídos do valor bruto do ADC.

Os dados digitalizados dos ADC's estão em unidades de 100 fC de carga coletada por contagem. Entretanto, esta conversão não é relevante à calibração dos detetores, pois as distribuições de ADC são usadas no próprio estado bruto ou normalizadas a uma certa resposta. Em particular, as distribuições de ADC experimentais podem ser normalizadas às distribuições de ADC obtidas da simulação de Monte Carlo dos detetores.

A distribuição dos pedestais do MIC são bastante largas devido ao ruído de 60 Hz. A correlação entre os pedestais dos sinais de ADC do MIC A e B e a saída do contador (*scaler*), que é zerado continuamente na mesma fase que o relógio de 60 Hz, são apresentadas na Fig. 3.2. Este contador foi lido para todos os eventos e suas leituras foram gravadas no CAMAC.

O ruído de 60 Hz é corrigido dividindo o intervalo de contagens do *scaler* em 100

bins e calculando o centróide de cada um dos bins a partir de um ajuste gaussiano. O valor do centróide corresponde ao pedestal. O pedestal para um dado valor de ADC é, então, corrigido usando o pedestal que corresponde ao valor do *scaler* de 60 Hz neste evento. O sinal de ADC após a subtração do pedestal é uma medida da magnitude do pulso produzido pela PMT.

A mesma correção de 60 Hz descrita para o MIC é aplicada para o MITCH A e B e para os quatro quadrantes do MULT. Uma monitoração é realizada ao longo da aquisição com a finalidade de observar qualquer variação no valor do pedestal.

### 3.1.2 Espectro de TDC

Os sinais de tempo são digitalizados com uma resolução de 50 ps por contagem de TDC. Os TDC's medem o intervalo de tempo que o sinal leva para entrar no canal de TDC após o sinal do *gate* mestre ser recebido. O *gate* mestre, que inicia todos os TDC's da experiência, é fornecido pela lógica do *trigger*, que usa a soma dos dois sinais de tempo do MITCH.

O instante inicial de cada evento é obtido do sinal de tempo do MIC. As distribuições de TDC não calibradas do MIC A e B são mostradas na Fig. 3.3.

#### Correção de *Slewing*

O tempo de vôo é determinado pelos conversores digitais de tempo (TDC). Os instantes iniciais e finais são obtidos discriminando os sinais do MIC (instante inicial - *start time*), dos hodoscópios e do calorímetro (instante final - *stop time*). Os sinais inicial e final são gerados por discriminadores com excelentes resoluções em tempo (normalmente menores que 25 ps). Entretanto, um efeito de *slewing* no tempo é induzido pelo nível do limite inferior (*threshold*) fixo usado no discriminador. Como ilustrado na Fig. 3.4, sinais de diferentes amplitudes interceptam o limite inferior do discriminador em diferentes instantes e são efetivamente medidos como se chegassem em instantes diferentes.

O efeito de *slewing* é corrigido a partir da determinação da correlação entre o TDC e o ADC, após a subtração do pedestal, do MIC A e B. Porém, o sinal de

TDC do MIC corresponde, na realidade, à diferença entre o instante que o sinal foi gerado no MIC e o sinal do *gate*. O *gate* que inicia a experiência é obtido do MITCH. Existem eventos nos quais o MITCH A, acionado antes que o MITCH B, inicia o *gate* da experiência e eventos nos quais o MITCH B inicia o *gate*, gerando as flutuações aleatórias ou “deslocamentos” do *gate*. A forma da curva de *slewing* para uma dada PMT tem contribuições devido a eventos nos quais o MITCH A inicia o *gate* e a eventos nos quais o *gate* é iniciado pelo MITCH B.

O efeito do *gate* é eliminado subtraindo a média dos sinais de TDC das duas PMT's do MIC do tempo registrado por um outro detetor. Os hodoscópios são usados como o outro detetor. Como o tempo médio registrado pelos hodoscópios corresponde à diferença entre os tempos do hodoscópio e do MITCH, o “deslocamento” do *gate* é efetivamente eliminado.

As duas PMT's do MIC têm os seus ganhos equalizados e os mesmos valores de limite inferior no discriminador, logo, é razoável assumir que as mesmas correções de *slewing* podem ser aplicadas nos MIC A e B. A função usada na correção do *slewing* que melhor descreve a correlação entre o TDC e o ADC, após a subtração do pedestal, tanto para o MIC A, como para o MIC B é

$$Slew = \frac{\alpha}{\sqrt{ADC - PED}} \quad (3.1)$$

onde o parâmetro de *slewing*  $\alpha$  é variado e a largura da distribuição da média dos valores dos TDC's (*mean time*) de uma mesma tira do hodoscópio é determinada. Os valores de  $\alpha$  são 413 para o MIC A e 181 para o MIC B. Estes valores correspondem à menor largura nas distribuições de tempo médio do hodoscópio.

### Instante Inicial (*Start Time*)

Com a finalidade de obter informação relevante dos sinais de TDC do detetor MIC, os dois sinais de TDC devem ser corrigidos do efeito de *slewing* e deslocados (*offset*) para um valor de TDC arbitrário. Os valores de TDC corrigidos para os MIC A e B são

$$TDC_{A\text{corrigido}} = TDC_{A\text{bruto}} - t_{A\text{offset}} - Slew_A \quad (3.2)$$

$$TDC_{B_{\text{corrigido}}} = TDC_{B_{\text{bruto}}} - t_{B_{\text{offset}}} - Slew_B \quad (3.3)$$

onde  $t_{\text{offset}}$  é um deslocamento no tempo definido como *slew time offset* e leva em consideração todas as diferenças nos comprimentos dos cabos e qualquer variação nas PMT's durante a aquisição. Este deslocamento é usado como referência para todos os detetores. Nesta análise foi escolhido deslocar a distribuição de TDC para o valor zero. O instante inicial  $t_{\text{inicial}}$  obtido do MIC para cada evento é dado pela média dos valores corrigidos de TDC (*mean time*) da duas PMT's,

$$t_{\text{inicial}} = \frac{TDC_{A_{\text{corrigido}}} + TDC_{B_{\text{corrigido}}}}{2} \quad (3.4)$$

Uma distribuição característica é apresentada na Fig. 3.5. A resolução em tempo é  $\sim 100$  ps.

## 3.2 Detetor de Cherenkov de Vidro de Chumbo

Em razão da sua boa isolamento, a distribuição de pedestal do PbGl não apresenta correlação com o contador (*scaler*) de 60 Hz, como mostra a Fig. 3.6. Logo, não há evidência do ruído de 60 Hz e nenhuma correção é necessária. Um espectro típico (interações 10% mais centrais) do detetor de Cherenkov de vidro de chumbo, com o pedestal subtraído, é mostrado na Fig. 3.7.

A equalização dos ganhos das 16 PMT's do detetor é realizada medindo a resposta de cada fotomultiplicadora a raios cósmicos. O fluxo de raios cósmicos tem uma distribuição de energia que não varia no tempo. Consequentemente, os raios cósmicos podem ser usados na equalização dos ganhos e na normalização dos sinais dos cristais. Os raios cósmicos atravessam o cristal de SF<sub>5</sub> com aproximadamente 2 GeV e a energia depositada no detetor fornece um sinal com um pico razoavelmente definido.

A calibração dos cristais de vidro de chumbo foi feita antes do início da aquisição e repetida em intervalos regulares durante a aquisição. Com a finalidade de identificar os raios cósmicos e obter o *trigger* para a calibração, detetores de plásticos cintiladores de 1" de espessura foram posicionados na parte inferior e superior de cada metade do detetor. Durante a calibração, a coincidência entre os detetores cintiladores da parte

superior e inferior foi usada como *trigger* para gravar eventos que correspondiam a raios cósmicos atravessando todos os cristais do detetor. Durante a análise dos dados, outros cortes são usados para assegurar que os múons atravessaram os cristais pertencentes à mesma linha vertical no arranjo do PbGl. A resolução em energia obtida para cada cristal é  $\sim 23\%$ . Espectros típicos desta medida são mostrados na Fig. 3.8.

### 3.3 Hodoscópios

Os hodoscópios consistem de três planos com 206 tiras cintiladoras e 412 tubos de fotomultiplicadoras (PMT) por plano. A posição horizontal de uma partícula atravessando o detetor é obtida a partir da segmentação do plano do hodoscópio. A posição vertical é determinada pela diferença entre os valores dos TDC's superior e inferior. A média dos valores corrigidos dos TDC's de uma mesma tira fornece o tempo de voo das partículas atravessando o detetor.

#### 3.3.1 Pedestal do ADC

Os pedestais dos hodoscópios não apresentam correlação com o contador de 60 Hz, logo, nenhuma correção neste sentido é necessária. No caso dos hodoscópios, o sinal de ADC não é lido se não estiver acima de um certo valor (pedestal + 100 canais). A finalidade deste procedimento é minimizar o tamanho dos eventos gravados em fita. Isto significa que os pedestais não foram gravados durante a aquisição dos eventos correspondendo às interações 10% mais centrais. No entanto, um *trigger* especial de pedestal para o qual o FASTBUS é reprogramado para ler todos os canais, inclusive os pedestais, foi desenvolvido.

Os valores de pedestais para os hodoscópios são encontrados exigindo que o *trigger* de pedestal tenha sido disparado e que tanto o TDC da PMT superior, como o TDC da PMT inferior não tenham sido acionados. O centróide e a largura das distribuições dos eventos que satisfazem estas condições são determinados. O valor médio dos pedestais é de 500 contagens de ADC com uma largura de aproximadamente 5 canais.

Apesar dos pedestais dos hodoscópios não variarem mais do que alguns canais num período médio de 24 horas, novos valores de pedestais são determinados a cada 24 horas, em média, e também se algum parâmetro da aquisição é alterado, como por exemplo, o valor do campo magnético ou o *trigger* de multiplicidade.

### 3.3.2 Canais Defeituosos

Com a finalidade de determinar a aceitação (*acceptance*) dos detetores, é necessário identificar os componentes defeituosos de cada subsistema. No caso dos hodoscópios, as tiras cintiladoras são estes componentes. As tiras são consideradas defeituosas se elas produzem um sinal muito frequentemente, ou muito infrequentemente. A produção de sinais infrequentemente é uma manifestação de problemas com a eletrônica de leitura, enquanto que uma alta ocupância ou um sinal produzido com muita frequência geralmente indica a presença de ruído, uma PMT defeituosa ou uma base defeituosa.

Todos os canais que apresentam uma ocupância de TDC ou ADC baixa ou nula são considerados canais defeituosos. Canais que, para um dado tubo, apresentam sinais de ADC e TDC não correlacionados, o que indica que existem cabos conectados erroneamente, também são considerados defeituosos. Estes canais não são considerados na determinação da trajetória das partículas. Durante a aquisição de 1996 foram registrados aproximadamente 25 canais defeituosos.

### 3.3.3 Calibração da Carga - Ganho

A carga das partículas é determinada medindo a energia perdida conforme elas atravessam a tira de plástico cintilador dos três planos de hodoscópios ( $E \sim Z^2$ ). Os ADC's integram as cargas vindas dos sinais analógicos dos hodoscópios por aproximadamente 100 ns, de acordo com a especificação de um *gate*. O sinal de ADC após a subtração do pedestal é proporcional à carga integrada associada com o sinal do detetor. Logo, os ganhos relativos das fotomultiplicadoras devem ser determinados para transformar os sinais medidos pelo detetor em medidas de carga. O ganho é a relação entre a energia depositada e o valor de ADC. Os valores dos ganhos são

Plano	Comprimento de Atenuação $\lambda$ (cm)	
	PMT superior	PMT inferior
H1	35,4	37,7
H2	49,9	54,1
H3	76,9	81,6

Tabela 3.1: Os valores do comprimento de atenuação obtidos experimentalmente.

determinados a partir de trajetórias reconstruídas de partículas carregadas. As distribuições de ADC correspondentes a estas trajetórias, após a subtração do pedestal, são ajustadas para cada PMT. Os valores de ADC são corrigidos pela atenuação da luz que depende da posição vertical em que a partícula atravessa o detetor e para a posição vertical do centro da tira

$$ADC_{\text{corrigido}} = (ADC - PED) \times e^{\frac{(y - y_{\text{center}})}{\lambda}} \quad (3.5)$$

onde  $y_{\text{center}}$  é a posição vertical do centro da tira e  $\lambda$  é o comprimento de atenuação no cintilador. O valor nominal especificado pela Bicron é 160 cm, porém, os valores determinados a partir de partículas identificadas são significativamente menores, como mostrado na Tabela 3.1. Os valores de  $\lambda$  efetivo da Tabela 3.1 são obtidos comparando a razão entre os sinais corrigidos de ADC ( $\propto \exp(-2y/\lambda)$ ) e a diferença entre os sinais corrigidos de TDC ( $\propto -2y/v$ , conforme seção 3.3.6) das PMT's de uma mesma tira. Os valores de  $\lambda$  obtidos experimentalmente [41] foram usados na determinação do ganho.

O ganho  $G$  é obtido a partir de um ajuste gaussiano assimétrico da distribuição dos valores de ADC corrigidos para cada PMT. Uma distribuição típica é apresentada na Fig. 3.9. A carga de uma partícula atravessando o detetor é dada por

$$Z^2 = \sqrt{(G_{\text{sup}} \times ADC_{\text{corrigido}_{\text{sup}}})(G_{\text{inf}} \times ADC_{\text{corrigido}_{\text{inf}}})}. \quad (3.6)$$

### 3.3.4 Calibração do Tempo

Com a finalidade de obter a informação de tempo a partir dos sinais brutos de TDC dos hodoscópios, uma série de correções são realizadas. O sinal de TDC de cada PMT é corrigido separadamente. O sinal corrigido é dado por

$$TDC_{corrigido} = TDC_{bruto} - t_{offset} - Slew - t_{inicial} \quad (3.7)$$

onde  $t_{offset}$  é o *slew time offset*, *Slew* é a correção devido ao efeito do *slewing* e  $t_{inicial}$  é o instante inicial (*start time*) obtido do MIC. Os sinais de TDC corrigidos superior e inferior de uma mesma tira são combinados para a determinação do tempo médio (*mean time*). O tempo médio é deslocado (*offset*) para obtenção do tempo de voo correto, com origem no alvo, por uma constante  $t_{zero}$  (tempo zero - *time zero*), fornecendo o tempo para os hodoscópios

$$\text{tempo} = 50\text{ps} \times \left( \frac{TDC_{corrigido_{sup}} + TDC_{corrigido_{inf}}}{2} + t_{zero} \right). \quad (3.8)$$

#### Correção de *Slewing*

O efeito de *slewing* depende da forma do pulso da fotomultiplicadora e do nível do limite inferior do discriminador. Assume-se que as curvas de *slewing* para todas as PMT's num mesmo plano de hodoscópio são as mesmas, pois todas as tiras são idênticas. A curva do *slewing* para cada plano do hodoscópio é obtida estudando a correlação entre a amplitude dos pulsos do ADC e do sinal de TDC para partículas chegando no mesmo instante. Com o propósito de sobrepor os sinais de todos os canais de um mesmo plano, o *slew time offset* de cada canal deve ser subtraído do respectivo sinal. O *slew time offset* considera os efeitos associados a cada PMT devido a variações no comprimento dos cabos que conectam a PMT ao digitalizador. A determinação do *slew time offset* requer a curva de *slewing*, o que significa que a determinação da curva de *slewing* é feita iterativamente.

A curva do *slewing* é parametrizada por

$$Slew = P1 + \frac{P2}{\sqrt{ADC}} + e^{P3+P4 \times ADC} \quad (3.9)$$

Plano	P1	P2	P3	P4
H1	0,0	611,958	6,12674	$-2,4 \times 10^{-5}$
H2	0,0	825,160	5,41690	$-4,9 \times 10^{-5}$
H3	0,0	1094,232	4,41321	$-1,0 \times 10^{-4}$

Tabela 3.2: Os parâmetros da curva de *slewing* para os três planos de hodoscópios.

e os parâmetros para cada plano de hodoscópio apresentados na Tabela 3.2 são usados nesta análise. Os valores são os mesmos obtidos dos dados de 1994 [42] usando trajetórias identificadas de prótons. Uma parametrização semelhante também foi obtida usando os dados de 1995 e píons rápidos.

### *Slew Time Offset*

As correções de *slew time offset* levam em consideração as diferenças no comprimento dos cabos entre as PMT's e quaisquer variações durante a aquisição que possam ocasionar mudanças no comportamento das PMT's. A diferença de *slew time offset* entre os canais de TDC para o mesmo plano de hodoscópio é mostrada na Fig. 3.10.

Este efeito é corrigido ajustando um pico à distribuição de TDC para cada PMT e deslocando este pico de um valor escolhido por convenção. Este valor é usado como referência para todos os detetores. Nesta análise, foi escolhido deslocar o pico da distribuição de TDC para o valor zero. A subtração do instante inicial ( $t_{inicial}$ ) fornecido pelo MIC e a correção de *slewing* devem ser feitas antes da correção de *slew time offset*.

A distribuição dos valores de TDC de cada tira cintiladora é dominada por um pico maior que corresponde a partículas rápidas e um pico menor e mais largo que corresponde a partículas mais lentas que demoram mais tempo para atingir o detetor. A forma do espectro é determinada pela física das colisões, pela centralidade selecionada, pela resolução do detetor e pelo campo magnético utilizado. Porém, para um dado conjunto destas condições, a forma destas distribuições deve ser constante no tempo, podendo ser utilizada como uma referência nas calibrações. A distribuição

dos valores corrigidos de TDC é ajustada à soma de duas gaussianas

$$P1 \times e^{-\frac{(x - P2)^2}{2(P3)^2}} + P4 \times e^{-\frac{(x - P5)^2}{2(P6)^2}} . \quad (3.10)$$

Ajustes típicos são mostrados na Fig. 3.11 para os valores de TDC das PMT's superior e inferior de uma mesma tira. Os *slew time offsets* são determinados a cada 24 horas, em média, e também se algum parâmetro da aquisição é alterado.

### Tempo Médio

Uma vez que os valores de TDC dos hodoscópios são corrigidos, os valores de TDC das PMT's superior e inferior de cada tira são combinados e o tempo médio é calculado. O tempo médio é então deslocado, a partir dos valores de tempo zero, para o valor correto do tempo de vôo, que tem como origem o alvo. Distribuições características do tempo médio dos hodoscópios são apresentadas na Fig. 3.12.

### Tempo Zero

O tempo de vôo real do alvo aos hodoscópios precisa ser determinado, uma vez que os *slew time offsets* deslocam o pico das distribuições de tempo médio, por convenção, para o valor zero.

Os valores de tempo zero são, inicialmente, estimados. Partículas produzidas nas colisões entre Au + Pb a 11,6 GeV/c são geradas usando o modelo RQMD (*Relativistic Quantum Molecular Dynamics*) [43]. Em seguida, o arquivo de saída do RQMD é usado como entrada no programa GEANT [44] de simulação da experiência, que usa o método de Monte Carlo, com a finalidade de simular os efeitos da velocidade de propagação finita, da deflexão devido ao campo magnético, da resolução finita da instrumentação e da resposta dos detetores. Finalmente, as distribuições de tempo de todas as tiras dos hodoscópios são examinadas. Valores estimados das constantes de tempo zero são determinadas a partir de um ajuste gaussiano destas distribuições [41]. As distribuições de tempo obtidas do Monte Carlo descrevem satisfatoriamente a forma observadas nos dados experimentais.

Estes valores estimados de tempo zero são ajustados usando a reconstrução de trajetórias. Uma vez que uma trajetória é associada a uma partícula, os valores conhecidos da massa  $m$  e do momento  $p$  desta partícula são usados para calcular a velocidade  $\beta$

$$\beta = \frac{p/m}{\sqrt{1 + (p/m)^2}}. \quad (3.11)$$

Dada a distância percorrida  $l$  medida, o valor esperado para o tempo de vôo pode ser calculado

$$\text{tempo de vôo} = \frac{l}{\beta c}. \quad (3.12)$$

O valor esperado para o tempo de vôo e o tempo calculado a partir da informação do TDC são comparados e os valores das constantes de tempo zero são finalmente obtidos. A Fig. 3.13 mostra a diferença entre o tempo previsto pelo sistema de determinação de trajetórias (*tracking system*) e o tempo calculado a partir do valor corrigido do TDC, dado pela equação 3.8. Para um dado valor de campo magnético, os valores de tempo zero são constantes durante a aquisição dos dados.

### 3.3.5 Resolução em Tempo

As resoluções em tempo dos hodoscópios são determinadas comparando a diferença entre o tempo medido numa dada tira com o tempo esperado obtido da projeção dos outros planos de hodoscópios e do MIC a partir do sistema de reconstrução de trajetórias. Se os *slew time offsets* estão corretamente calibrados, as distribuições correspondentes a esta diferença em tempo, conhecidas como tempos residuais, devem apresentar um valor médio nulo. As larguras destas distribuições se devem a contribuições da resolução em tempo da respectiva tira do hodoscópio e da resolução de todos os hodoscópios que são combinadas no ajuste para a obtenção da trajetória. Uma vez que as resoluções em tempo dos três hodoscópios e do MIC não são conhecidas, as resoluções em tempo são obtidas a partir de quatro espectros de tempos residuais. As soluções são determinadas numericamente através de um processo iterativo. As resoluções em tempo obtidas [41] são apresentadas na Tabela 3.3.

Detetor	Resolução em Tempo $\sigma_t$ (ps)
H1	102
H2	114
H3	140
MIC	41,4

Tabela 3.3: As resoluções em tempo dos hodoscópios e do MIC [41].

### 3.3.6 Calibração da Posição Vertical

A informação da posição vertical é obtida da diferença em tempo entre as PMT's superior e inferior

$$TDC_{\text{corrigido}_{sup}} = t_o + \frac{(L - y)}{v} \quad (3.13)$$

$$TDC_{\text{corrigido}_{inf}} = t_o + \frac{y}{v} \quad (3.14)$$

onde  $t_o$  é o instante em que a partícula carregada atinge o cintilador,  $L$  é o comprimento da tira cintiladora,  $y$  é a posição vertical em que a partícula atinge o cintilador e  $v$  é a velocidade efetiva dos fótons no cintilador. O primeiro termo na equação 3.13 corresponde ao instante em que a partícula atinge a tira cintiladora. O segundo termo é o tempo de trânsito que os fótons produzidos levam para atingir os fotocátodos. A diferença em tempo fornece uma medida da posição vertical

$$y = \frac{v}{2}(TDC_{\text{corrigido}_{inf}} - TDC_{\text{corrigido}_{sup}}). \quad (3.15)$$

O índice de refração  $n$  do cintilador da Bicron é 1,58 e a velocidade  $v$  dos fótons é

$$\frac{c}{n} = 1,9 \times 10^8 \text{m/s}. \quad (3.16)$$

No entanto, a distância percorrida pelos fótons dentro do cintilador é efetivamente maior que uma linha reta até o fotocátodo, pois a maioria dos fótons percorre um caminho de total reflexão interna no interior do cintilador. Este aumento na distância percorrida pode ser considerado como uma velocidade efetiva mais lenta. A velocidade efetiva é determinada usando as estações de tubos com gás ionizante, devido à

Detetor	Velocidade Efetiva (m/s)	$\sigma_y$ (cm)
H1	$1,43 \times 10^8$	1,5
H2	$1,51 \times 10^8$	1,7
H3	$1,53 \times 10^8$	2,1

Tabela 3.4: As velocidades efetivas de cada plano dos hodoscópios [41].

melhor resolução na posição obtida a partir destes detetores. As posições verticais das trajetórias de partículas carregadas determinadas utilizando os hodoscópios são plotadas em função das posições verticais obtidas das projeções das duas estações de tubos com gás ionizante, S2 e S3, nos planos dos hodoscópios. Se o valor da velocidade efetiva é correto, esta distribuição deve seguir uma linha em  $45^\circ$ . Logo, a velocidade efetiva é determinada de forma a satisfazer esta condição. As velocidades efetivas para os três planos de hodoscópios [41] estão na Tabela 3.4. Os valores obtidos são diferentes para cada plano devido a diferenças no tamanho das tiras. A resolução na posição  $y$ ,  $\sigma_y$ , é o produto entre a velocidade efetiva e a resolução em tempo do respectivo plano do hodoscópio.

A posição vertical de cada tira é

$$y = 50\text{ps} \times v \times \left( \frac{TDC_{\text{corrigido}_{inf}} - TDC_{\text{corrigido}_{sup}}}{2} \right) - y_{\text{offset}} + y_0 \quad (3.17)$$

onde  $y_0$  é o centro da tira obtido a partir da medida detalhada das posições dos hodoscópios na área experimental e  $y_{\text{offset}}$  é uma constante de deslocamento vertical determinada para cada tira. A medida detalhada das posições dos hodoscópios na área experimental é realizada por funcionários do AGS com precisão de  $\pm 2$  mm. As constantes de  $y_{\text{offset}}$  são determinadas a partir da diferença entre a posição vertical calculada a partir do tempo do hodoscópio dado pela equação 3.17 e a posição vertical projetada na tira do hodoscópio, determinada a partir do sistema de identificação de trajetórias usando apenas S2 e S3. O  $y_{\text{offset}}$  é determinado para cada tira cintiladora ajustando as distribuições correspondentes à esta diferença, que são mostradas na Fig. 3.14. Os valores das constantes de deslocamento vertical são determinadas apenas uma vez para valores diferentes de campo magnético. Todas variações du-

rante a aquisição devido aos *slew time offsets* são corrigidas, como descrito em seções anteriores.

### 3.4 Estações de Tubos com Gás Ionizante

As estações de tubo com gás ionizante são lidas em modo *latch* (sinal/sem-sinal). Consequentemente, apenas as posições destas estações na área experimental medidas com alta precisão são necessárias para uma melhor informação espacial. As medidas destas posições foram realizadas pouco antes do início da aquisição dos dados por funcionários do AGS.

#### 3.4.1 Resolução Espacial

A resolução espacial de cada sinal depende do tamanho do *cluster*. Se o *cluster* é composto de apenas um sinal, a incerteza corresponde à largura do tubo com gás ionizante. No entanto, a posição está entre dois tubos se o *cluster* é constituído de dois sinais. A resolução em  $x$  para um dado número de sinais  $n$  no *cluster* é

$$\sigma_x = \frac{r(1+n)}{\sqrt{12}} = 0,058(1+n)\text{cm} \quad (3.18)$$

para  $n \neq 2$ , e

$$\sigma_x = \frac{r}{\sqrt{12}} = 0,058\text{cm} \quad (3.19)$$

para  $n = 2$ , onde  $r$  é o raio de um único tubo. A resolução vertical depende do ângulo que os planos  $u$  e  $v$  das estações S2 e S3 fazem com a vertical, onde  $\theta \approx 20^\circ$ .

$$\sigma_y = \frac{r(1+n)}{\sqrt{12} \sin \theta} = 0,17(1+n)\text{cm} \quad (3.20)$$

para  $n \neq 2$ , and

$$\sigma_y = \frac{r}{\sqrt{12} \sin \theta} \approx 0,17\text{cm} \quad (3.21)$$

para  $n = 2$ .

## 3.5 Calorímetro

O calorímetro é constituído de 758 torres acopladas a uma fotomultiplicadora cada. Os sinais de ADC e TDC de cada PMT são gravados por digitalizadores. Após a calibração, o calorímetro fornece informação sobre o tempo de voo, a posição espacial e a energia depositada. O procedimento de calibração do calorímetro é muito semelhante ao usado para os hodoscópios.

### 3.5.1 Pedestal do ADC

Quando o *gate* da experiência é acionado e a energia depositada na torre do calorímetro é nula, o valor lido pelo digitalizador corresponde ao pedestal do ADC do calorímetro. A distribuição do pedestal do ADC é obtida para cada torre somente de eventos sem sinal no calorímetro, exigindo que o TDC não tenha sido acionado. Cada distribuição é ajustada e o valor médio do pedestal é obtido. A maioria dos canais do calorímetro não apresenta ruído e possui RMS entre um e dois canais de ADC. Os valores dos pedestais são determinados a cada 24 horas, em média, e também se algum parâmetro da aquisição é alterado. Os pedestais não variaram mais do que alguns canais durante a aquisição. Porém, alguma variação de aproximadamente 10 canais foi observada durante a aquisição. Estas variações ocorreram em grupos de 16 canais que correspondem a um módulo de ADC.

### 3.5.2 Calibração da Energia - Ganho

A energia depositada em cada torre do calorímetro é proporcional ao valor do ADC após a subtração do pedestal. A constante de proporcionalidade conhecida como ganho precisa ser determinada para que canais de ADC sejam convertidos em energia, em GeV. O ganho varia de torre para torre devido a pequenas diferenças de material, construção e resposta da PMT. Estas diferenças são corrigidas usando um sistema de calibração de  $^{60}\text{Co}$ .

O sistema de calibração de Cobalto 60 é constituído de uma fonte de raios gamas de 6 mCi de  $^{60}\text{Co}$  que é usada para medir a resposta em energia de cada torre a cada

três ou quatro dias durante a experiência. A energia depositada pela radiação emitida pela fonte é consideravelmente menor que as energias hadrônicas típicas depositadas por partículas produzidas nas colisões entre Au + Pb. Esta diferença é corrigida usando um amplificador tipo *lock-in* em conjunto com a fonte de  $^{60}\text{Co}$  para integrar a energia depositada por um tempo maior do que o usado durante a aquisição de dados normal. O tempo de integração para o *lock-in* é de aproximadamente 0,1 s a 1,0 s, enquanto que o *gate* do ADC é 100 ns.

Uma calibração de  $^{60}\text{Co}$  é feita antes do início da aquisição e as tensões nas PMT's do calorímetro são escolhidas de forma a equalizar os ganhos relativos. Este procedimento remove variações da ordem de 5% entre as torres. Os valores das tensões das PMT's são mantidos constantes. Novas calibrações de  $^{60}\text{Co}$  são utilizadas nas correções relativas devido às variações no tempo causadas por mudanças nas características das PMT's, das bases ou do sistema de alta tensão. Variações de uma torre para outra são menores que 10% entre duas calibrações.

Outras variações nos ganhos relativos que possam ocorrer entre duas calibrações de  $^{60}\text{Co}$  podem, em princípio, ser corrigidas através do sistema de calibração com laser, onde cada PMT recebe pulsos de luz provenientes de um laser. Este tipo de correção não foi realizado neste trabalho.

Uma vez que os ganhos de todas as torres estão equalizados de acordo com as medidas realizadas com o sistema de calibração de  $^{60}\text{Co}$ , a calibração da energia absoluta é determinada usando trajetórias de partículas, reconstruídas e identificadas, que são obtidas a partir dos sinais nos hodoscópios e nas estações de tubos com gás ionizante. Com a finalidade de maximizar o intervalo de energia examinado e de observar diferentes tipos de partículas, são analisados dados adquiridos nos valores 0,45 T, 0,75 T e 1,5 T de campo magnético.

A energia cinética  $E$  das partículas é obtida a partir do momento das trajetórias reconstruídas e da massa das partículas identificadas. Com o objetivo de assegurar uma boa identificação das partículas e limitar possíveis contaminações no calorímetro, que aumenta erroneamente a energia da partícula incidente detetada neste detetor, alguns cortes são aplicados no processo de reconstrução das trajetórias. Estes cortes

Partículas	Campo Magnético (T)	Ganho (MeV/ADC channel)
prótons	0,45	$6,21 \pm 0,02$
dêuterons	0,45	$6,31 \pm 0,05$
dêuterons	1,5	$6,33 \pm 0,11$
trítios	1,5	$6,43 \pm 0,02$

Tabela 3.5: O ganho da energia no calorímetro para diferentes tipos de partículas e diferentes valores de campos magnéticos [39]. Os erros são estatísticos.

incluem a seleção de partículas com velocidade  $\beta$  menor que 0,975 e a exigência de que as trajetórias tenham como origem uma região de 1 cm no interior do alvo. Além disso, cortes no  $\chi^2$  são aplicados nos ajustes lineares dos planos  $xz$ ,  $yz$  e  $tz$ .

As trajetórias reconstruídas são projetadas na face frontal do calorímetro com a finalidade de identificar o chuveiro (*cluster*) correspondente. Esta identificação é feita exigindo que a distância entre a trajetória projetada e a posição do chuveiro seja menor que 10 cm. Apenas trajetórias que estejam dentro do intervalo de  $\pm 1,5$  cm dos centros das torres do calorímetro são usadas na determinação do fator de ganho da energia absoluta.

A soma das energias das  $5 \times 5$  torres ao redor da torre central do chuveiro, em canais de ADC, é plotada em função da energia em GeV obtida de trajetórias reconstruídas. O ganho da energia do calorímetro é determinado a partir de um ajuste linear condicionado a passar pela origem. A calibração do ganho da energia é determinado independentemente para prótons, dêuterons e trítios reconstruídos em diferentes valores de campo magnético. Os ganhos obtidos para diferentes tipos de partículas são idênticos dentro dos erros estatísticos, como mostra a Tabela 3.5. O erro sistemático na calibração da energia foi estimado em menos que 6%. Uma descrição mais detalhada do procedimento de calibração da energia do calorímetro é encontrada em [39].

### 3.5.3 Resolução em Energia

A resolução em energia do calorímetro é avaliada comparando a soma das energias  $E_{5 \times 5}$  das  $5 \times 5$  torres ao redor da torre central do *cluster* e a energia reconstruída, que é usada como referência. Esta energia reconstruída é obtida a partir do sistema de identificação de trajetórias. Distribuições da diferença de energia relativa  $(E_{5 \times 5} - E)/E$  para prótons, dêuterons e trítios são plotadas para energias a intervalos de 1 GeV. A largura de cada distribuição, que caracteriza a resolução em energia, é determinada através de um ajuste gaussiano. Finalmente, um ajuste destas larguras relativas, incluindo os três tipos de partículas, em função da energia fornece [39]

$$\frac{\sigma(E)}{E} = (3,5 \pm 0,5)\% + \frac{(34,4 \pm 0,8)\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}}. \quad (3.22)$$

Para chuveiros eletromagnéticos, a resolução em energia obtida é [39]

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{20\%}{\sqrt{E}}. \quad (3.23)$$

### 3.5.4 Calibração do Tempo

O tempo de vôo do calorímetro a partir do alvo e em unidades de nanosegundos é fornecido pelos sinais de TDC. O procedimento de calibração do TDC é semelhante ao usado para os TDC's dos hodoscópios

$$TDC_{\text{corrigido}} = TDC_{\text{bruto}} - t_{\text{offset}} - Slew - t_{\text{inicial}} \quad (3.24)$$

onde  $t_{\text{offset}}$  é o *slew time offset*, *Slew* é a correção de *slewing* e  $t_{\text{inicial}}$  é o instante inicial fornecido pelo MIC. O  $t_{\text{inicial}}$  fornecido pelo MIC é subtraído com a finalidade de remover o efeito do *gate*. O tempo de vôo é, então, dado por

$$\text{tempo} = 50\text{ps} \times (TDC_{\text{corrigido}} + t_{\text{zero}}). \quad (3.25)$$

onde  $t_{\text{zero}}$  é uma constante de deslocamento usada para obtenção do valor correto do tempo de vôo a partir do alvo.

P1	P2	P3	P4
-296,4	1542	4,984	$-1,31 \times 10^{-3}$

Tabela 3.6: Os parâmetros de *slewing* para o calorímetro.

### Correção de *Slewing*

Como o efeito de *slewing* depende apenas do limite inferior no discriminador e da forma do pulso, assume-se que todas as torres possuem a mesma curva de *slew*. O *slew time offset* é subtraído do sinal de TDC para que os sinais de tempo de todas as torres possam ser sobrepostos. Em seguida, obtém-se a correlação entre o sinal de ADC após subtração do pedestal e o respectivo sinal de TDC. Esta distribuição é dividida em pequenos valores de *bins* de ADC e os centróides correspondentes à projeção de cada um destes *bins* no eixo de TDC são determinados. Os valores encontrados para estes picos são ajustados à mesma curva de *slewing* de quatro parâmetros usada para os hodoscópios

$$Slew = P1 + \frac{P2}{\sqrt{ADC}} + e^{P3+P4 \times ADC}. \quad (3.26)$$

Os parâmetros obtidos do ajuste estão listados na Tabela 3.6. Os parâmetros de *slewing* são obtidos iterativamente através dos *slew time offsets*.

### *Slew Time Offset*

Como no caso das tiras cintiladoras dos hodoscópios, o *slew time offset* é corrigido ajustando o pico da distribuição de TDC para cada PMT e deslocando-o para um valor que por definição é zero. A correção de *slew time offset* considera mudanças na temperatura que podem afetar a velocidade de transmissão do sinal, pequenas variações na tensão das PMT's que podem afetar a transmissão nas PMT's e outras variações que possam ocorrer durante a aquisição. Conseqüentemente, a subtração do instante inicial e a correção de *slewing* devem ser feitas antes da correção de *slew time offset*. Uma distribuição típica de *slew time offset* é apresentada na Fig. 3.15.

## Tempo Zero

Os *slew time offsets* do calorímetro são ajustados de forma que o centróide da distribuição de TDC seja nulo. Os deslocamentos de tempo zero  $t_{zero}$  correspondem ao tempo de propagação físico requerido pelas partículas que saem do alvo e atingem a face frontal do calorímetro.

Os valores iniciais do tempo zero são determinados a partir do programa de Monte Carlo GEANT de simulação, usando eventos de RQMD e determinando o tempo de voo das partículas simuladas que saem do alvo e atingem a face frontal do calorímetro. Estes números são corrigidos comparando o sinal de TDC do calorímetro e o tempo obtido a partir da projeção na face frontal do detetor da trajetória reconstruída pelo sistema de identificação de partículas carregadas.

### 3.5.5 Resolução em Tempo

A resolução em tempo do calorímetro é determinada comparando o tempo na face frontal do calorímetro e o tempo obtido da projeção da trajetória reconstruída usando os hodoscópios. A distribuição da diferença entre o tempo dado pela projeção da trajetória e o tempo do calorímetro para prótons identificados é apresentada na Fig. 3.16. Como a resolução em tempo do sistema de identificação de trajetórias é muito melhor que a resolução em tempo do calorímetro, a largura do pico é completamente dominada pela resolução em tempo do calorímetro. A resolução em tempo obtida para o calorímetro é da ordem de 400 ps. Para chuveiros eletromagnéticos, a resolução em tempo encontrada é da ordem de 200 ps [39] .

A maioria dos chuveiros ocorrem próximos à face frontal do calorímetro, fazendo com que o sinal de luz dentro da fibra cintiladora percorra praticamente toda a extensão da torre. A velocidade da luz na fibra é aproximadamente  $0,6 c$ , enquanto que a maioria das partículas incidentes possuem uma velocidade maior que  $0,9 c$ . Logo, se o chuveiro ocorrer mais internamente na torre, a luz terá que atravessar uma distância menor e o sinal de tempo do calorímetro será menor. Este efeito é responsável pela forma assimétrica das distribuições da Fig. 3.16.

### 3.5.6 Calibração da Posição

A posição do chuveiro é determinada a partir da energia dividida entre torres vizinhas [39]. Os melhores resultados são obtidos com uma média ponderada da energia definida como

$$x = x_o + a_x \times \frac{\sum_{j=i-1}^{i+1} 10(j-i)E_j}{\sum_{j=i-1}^{i+1} E_j} \quad (3.27)$$

onde  $x_o$  é a posição do centro da torre  $i$  com maior energia,  $E_j$  é a energia medida da torre  $j$ , e  $a_x$  é um coeficiente a ser determinado. Uma expressão semelhante é usada na determinação da posição vertical do centróide do *cluster*.

A constante  $a_x$  é determinada a partir de um ajuste linear da posição  $x$  em função da posição da trajetória projetada na face frontal do calorímetro. O coeficiente angular desta correlação é assumido unitário. A precisão da projeção da trajetória na face frontal do calorímetro é da ordem de 1 cm. A resolução na posição obtida com a média ponderada em energia é aproximadamente 2.5 cm.

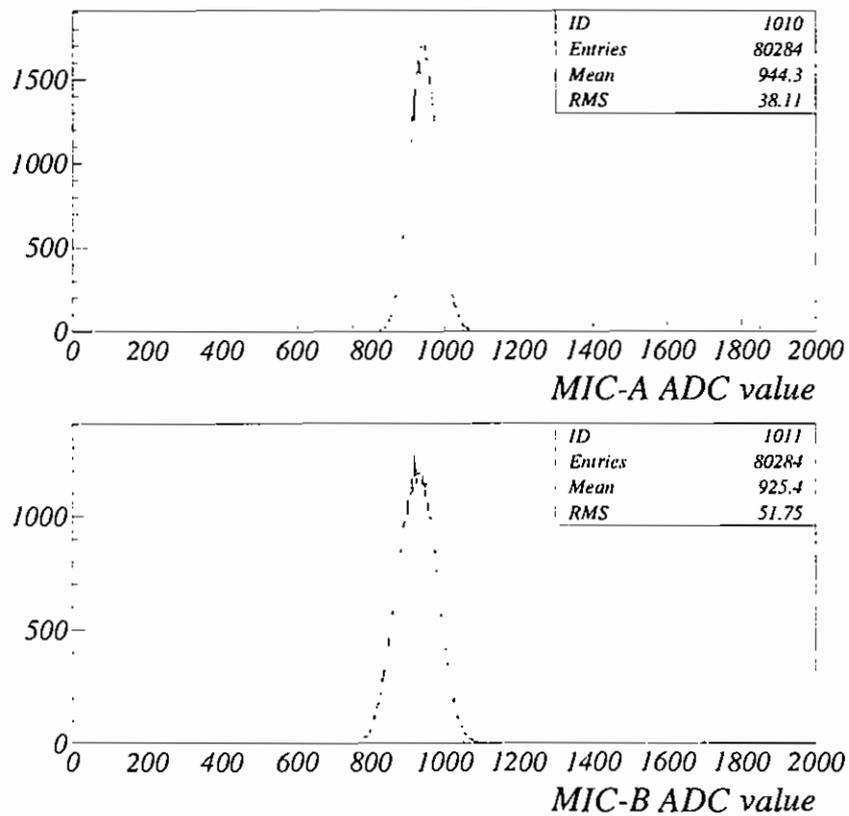


Figura 3.1: Espectros brutos dos valores de ADC do MIC A (*MIC-A ADC value*) e do MIC B (*MIC-B ADC value*).

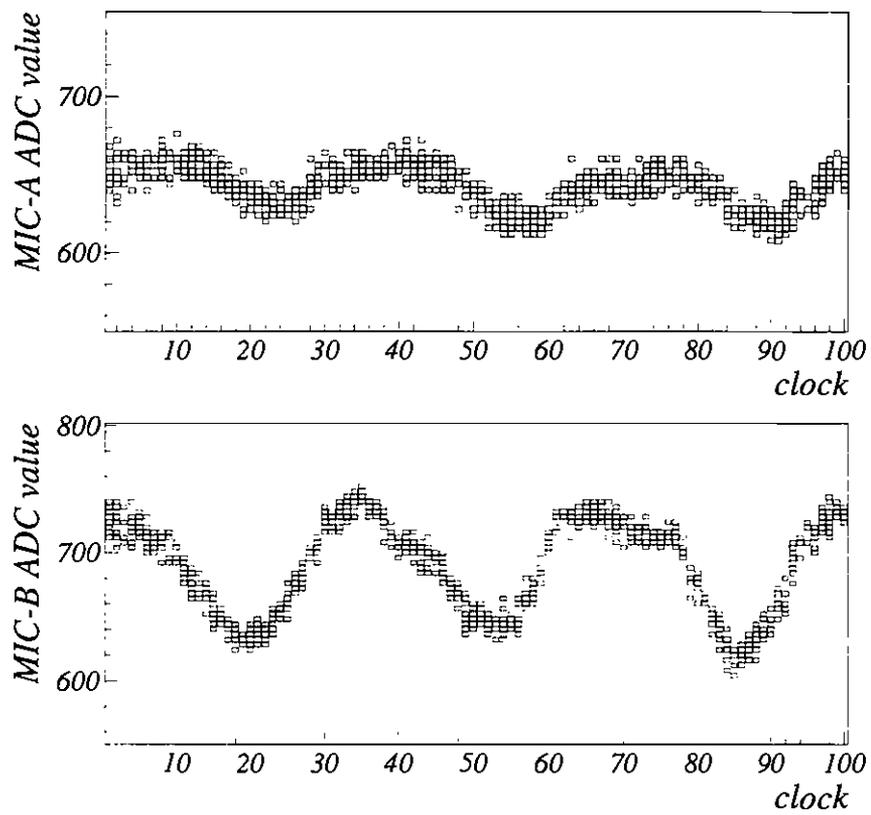


Figura 3.2: Sinais de pedestais do MIC A e B em função do *scaler* de 60 Hz (*clock*). Cada *bin* no eixo *x* corresponde a 1/100 de um ciclo de 60 Hz (1/6000 segundos por bin). Deve-se notar que enquanto este ruído é substancial em contagens de ADC, ele corresponde a um sinal pico a pico de aproximadamente 1,5 mV.

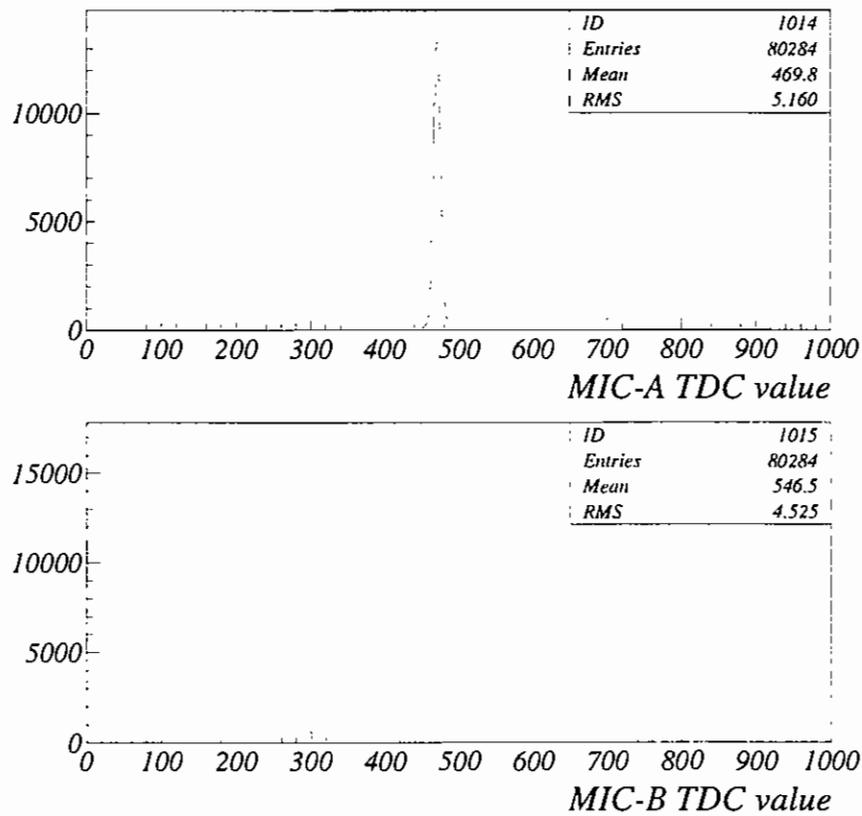


Figura 3.3: Espectros brutos de TDC do MIC A (*MIC-A TDC value*) e do MIC B (*MIC-B TDC value*).

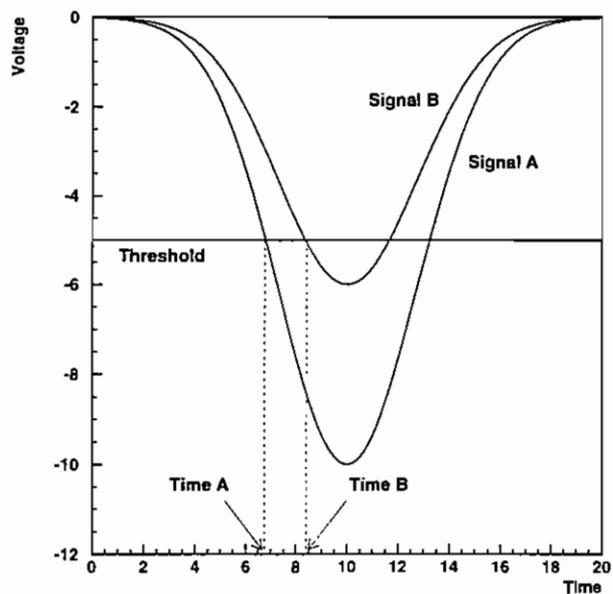


Figura 3.4: Explicação esquemática do efeito *slewing*. Dois pulsos (Sinal A e Sinal B) de diferentes amplitudes são mostrados em função do tempo (*time*). O discriminador de *leading edge* usa um nível fixo de limite inferior (*threshold*) a -5,0 V. Apesar dos dois sinais apresentarem o mesmo tempo médio, o Sinal B aparece atrasado por ter uma amplitude menor.

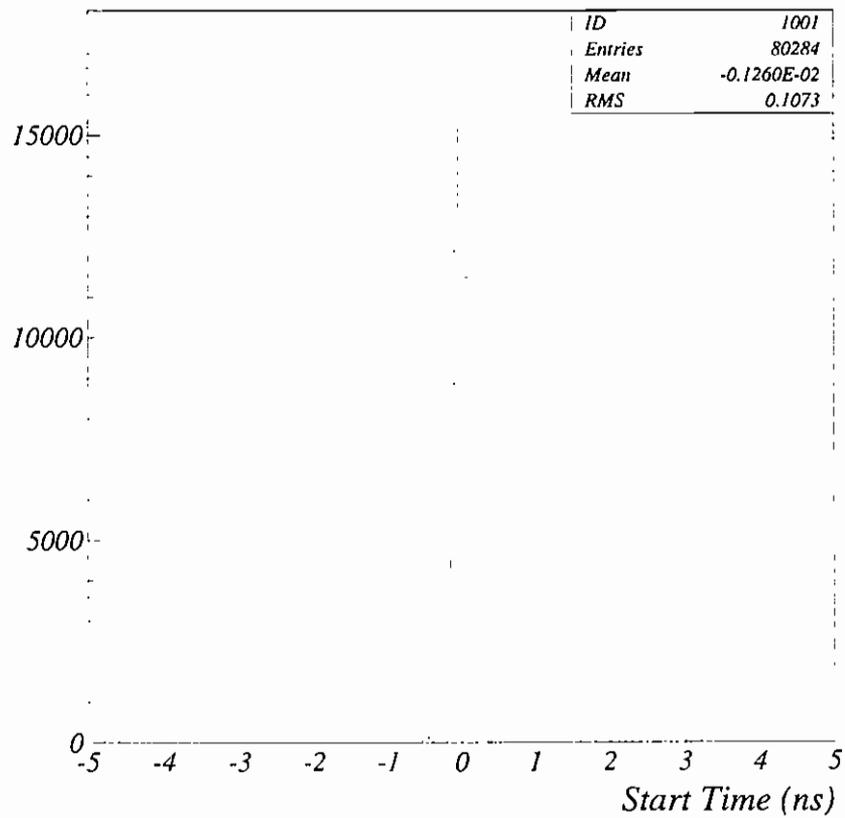


Figura 3.5: Distribuição característica do instante inicial (*Start Time (ns)*) da equação 3.4 obtida do MIC. A resolução em tempo é aproximadamente 100 ps.

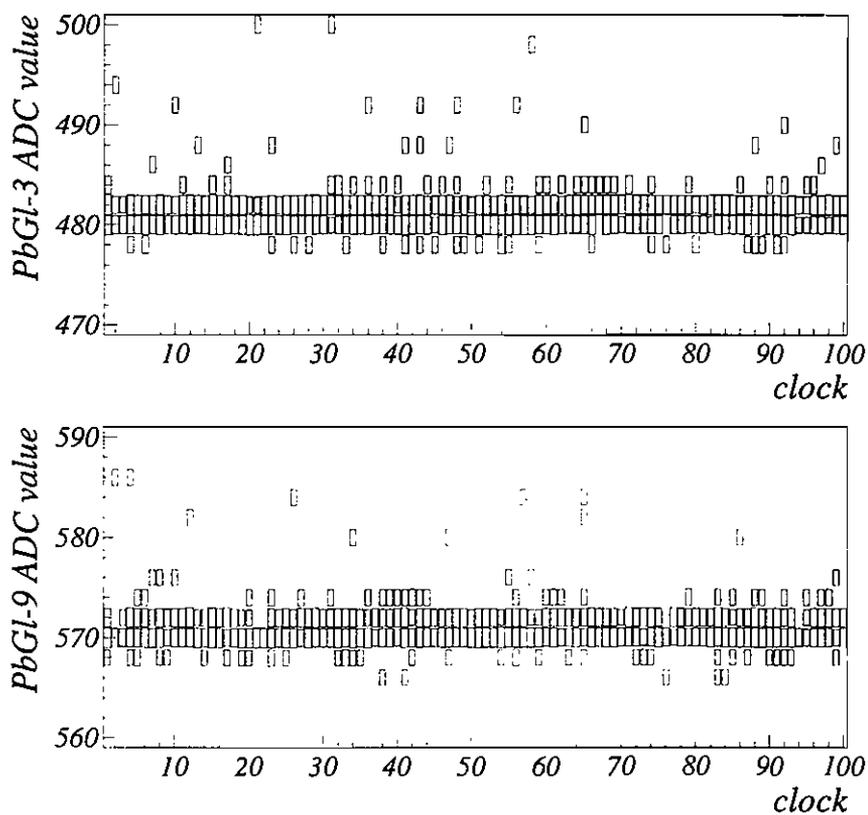


Figura 3.6: Sinais de pedestais para dois cristais diferentes do detetor de Cherenkov de vidro de chumbo (*PbGl-3 ADC value* e *PbGl-9 ADC value*) em função do *scaler* de 60 Hz (*clock*). Cada *bin* no eixo *x* corresponde a 1/100 de um ciclo de 60 Hz (1/6000 segundos por bin).

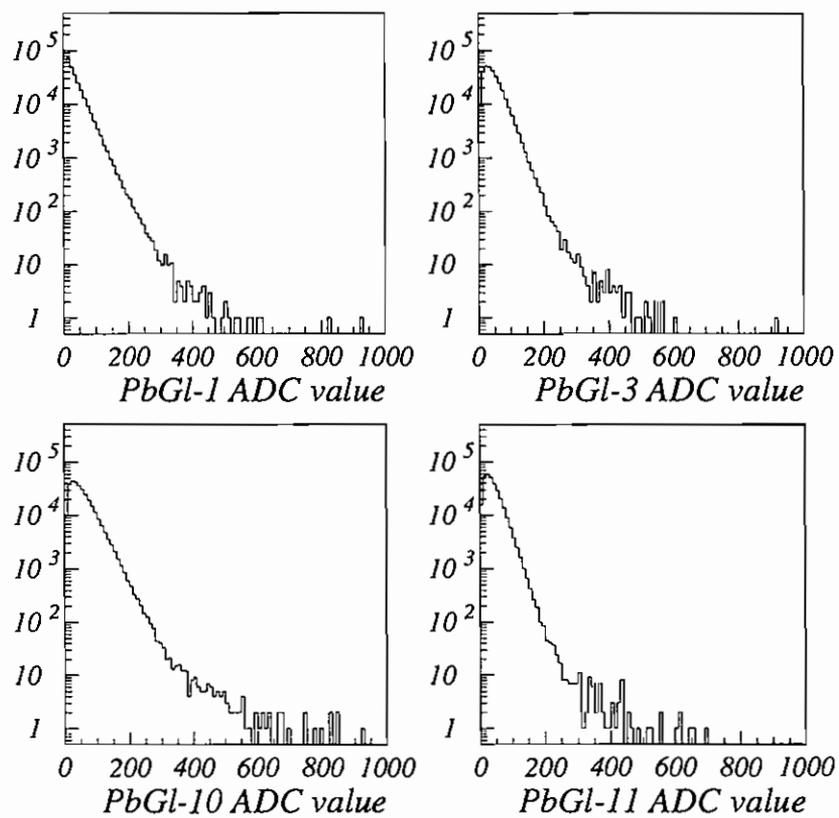


Figura 3.7: Sinais típicos de ADC (*PbGl ADC value*) de quatro cristais diferentes do PbGl após subtração do pedestal. As medidas correspondes aos eventos 10% mais centrais.

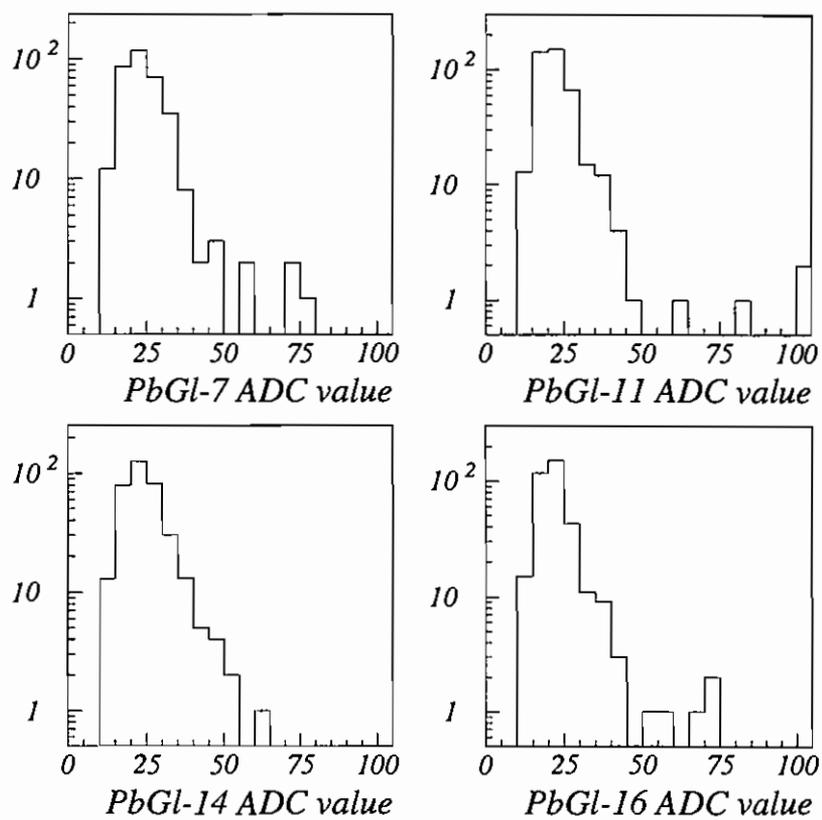


Figura 3.8: Sinais típicos de ADC (*PbGl ADC value*) de quatro cristais diferentes da medida de raios cósmicos do PbGl após subtração do pedestal.

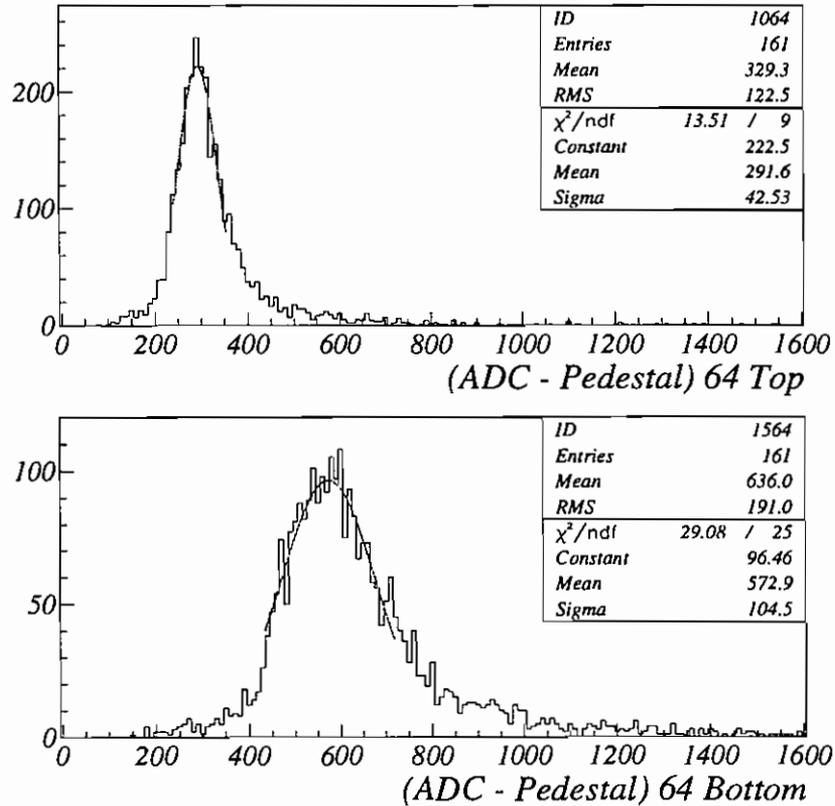


Figura 3.9: Distribuições típicas dos valores de ADC com o pedestal subtraído e corrigidas pela atenuação de luz relativa que depende da posição vertical do sinal deixado pela partícula. As distribuições mostradas correspondem aos sinais obtidos das PMT's superior (*Top*) e inferior (*Bottom*) de uma mesma tira. A linha tracejada corresponde ao ajuste gaussiano para determinação do fator do ganho.

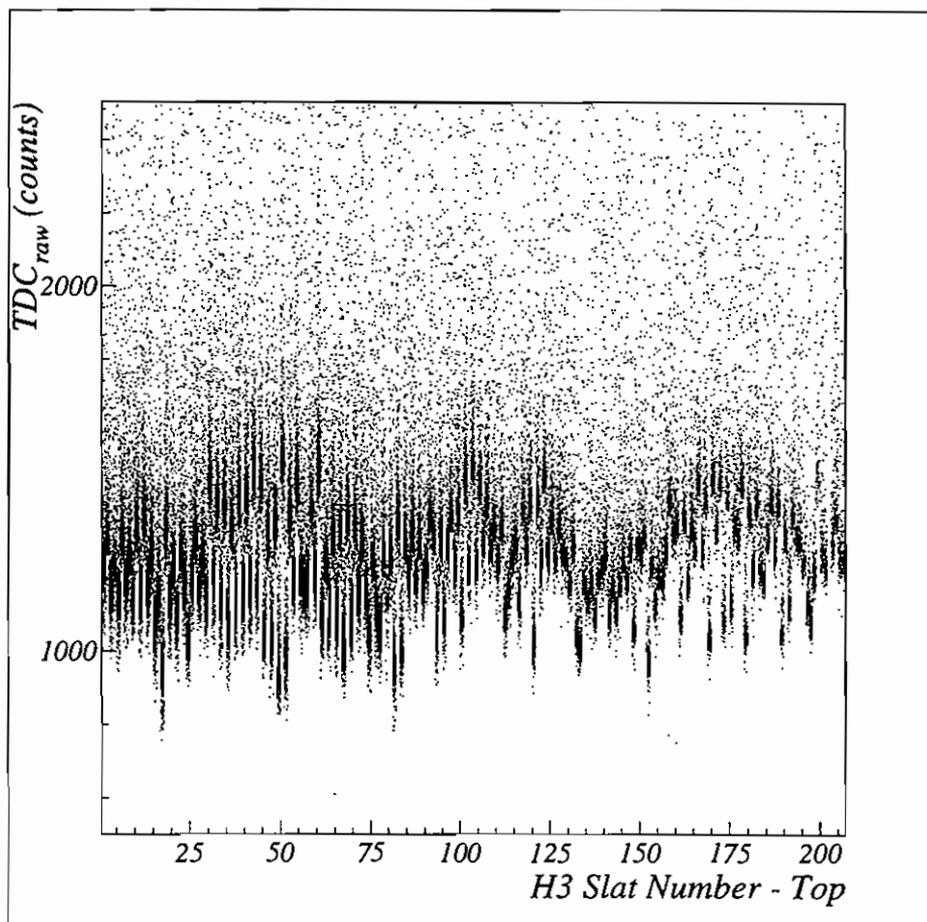


Figura 3.10: Valores brutos de TDC das PMT's superiores ( $TDC_{raw}(counts)$ ) do plano H3 em função do número da tira cintiladora ( $H3 Slat Number - Top$ ). A grande variação entre as tiras deve-se às diferenças no comprimento dos cabos.

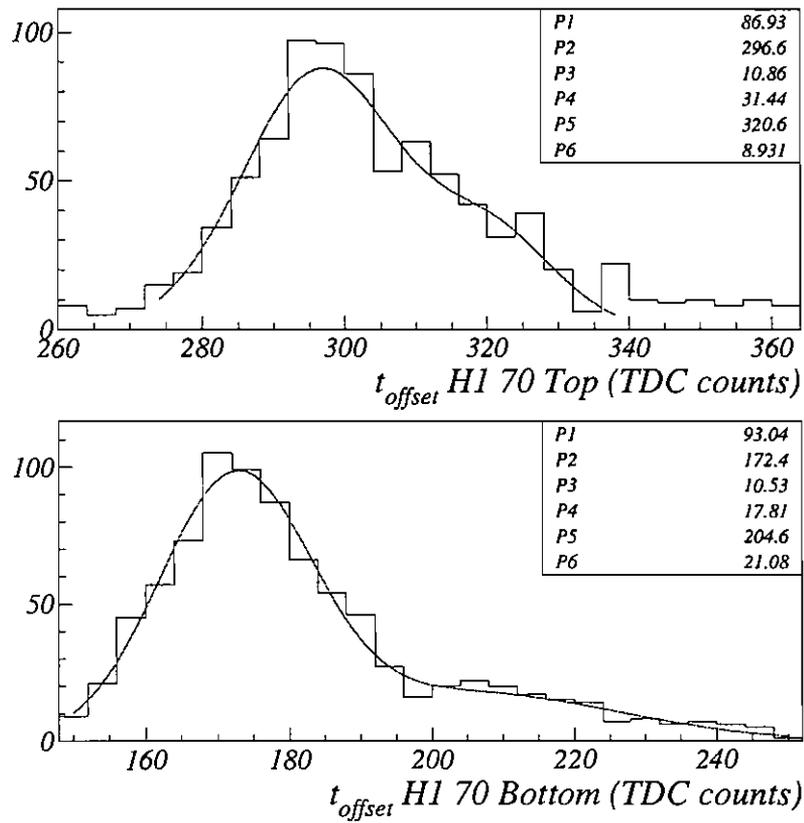


Figura 3.11: Distribuição do *slew time offset* em contagens (*counts*) de TDC das PMT's superior (*Top*) e inferior (*Bottom*) da tira número 70 do plano H1. A linha sólida corresponde ao ajuste de duas gaussianas. O parâmetro P2 corresponde ao centróide da primeira gaussiana.

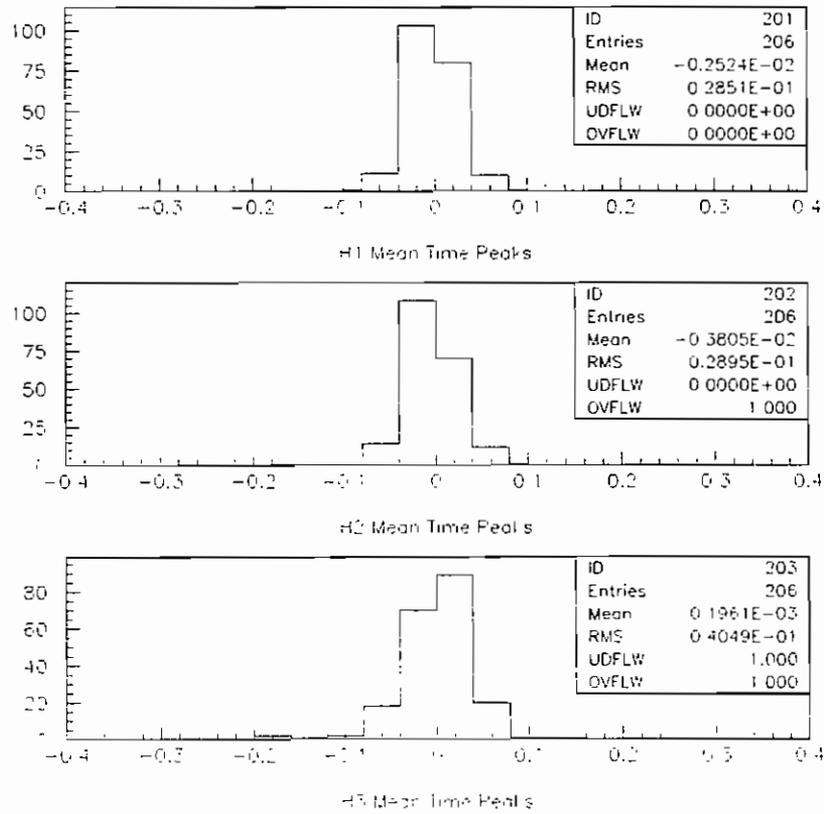


Figura 3.12: Distribuições do tempo médio (*Mean Time Peaks*) para os três planos do hodoscópio em unidades de nanosegundos.

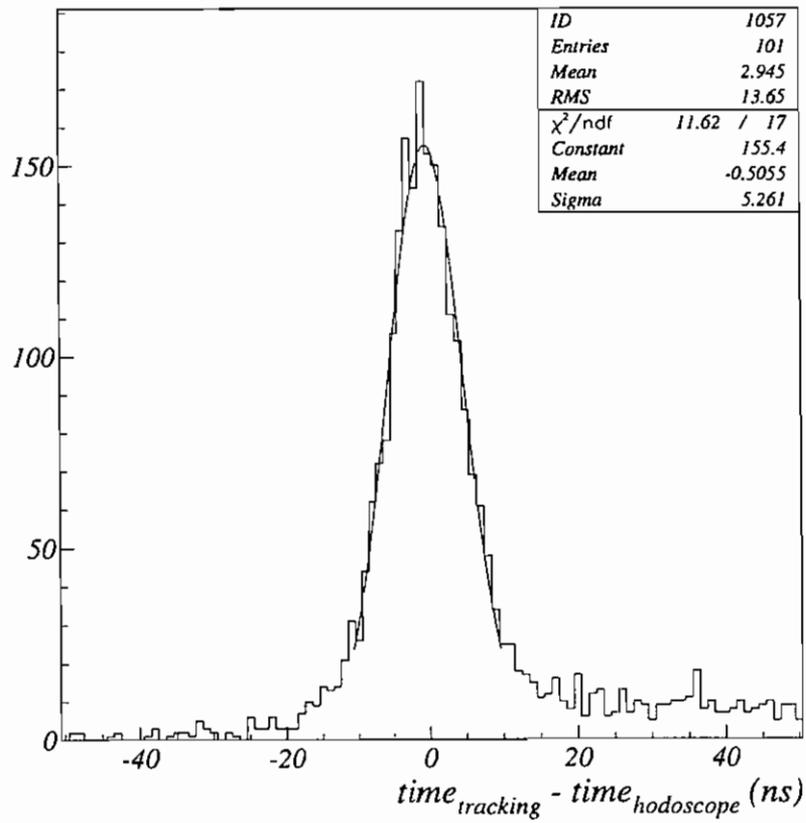


Figura 3.13: Distribuição da diferença dos tempos residuais entre o tempo dado pelo sistema de identificação de trajetórias ( $time_{tracking}$ ) e o tempo calculado através do valor corrigido do TDC ( $time_{hodoscope}$ ) dado pela equação 3.8.

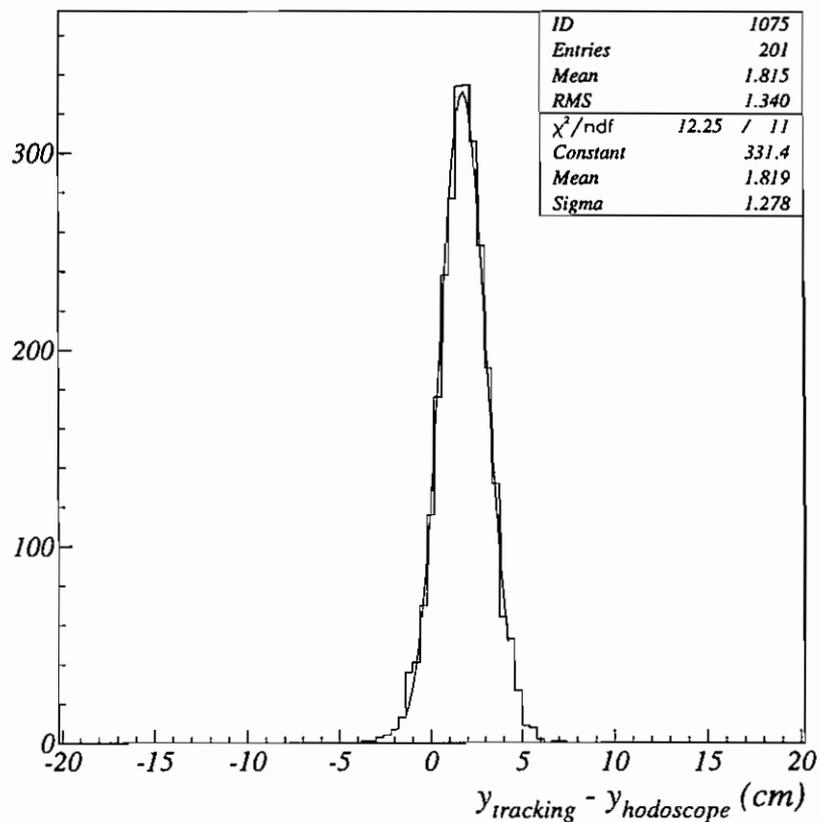


Figura 3.14: Distribuição da diferença das distâncias residuais  $y$  entre a posição da trajetória reconstruída usando S2 e S3 projetada na tira do hodoscópio ( $y_{tracking}$ ) e a posição determinada pelo tempo no hodoscópio ( $y_{hodoscope}$ ).

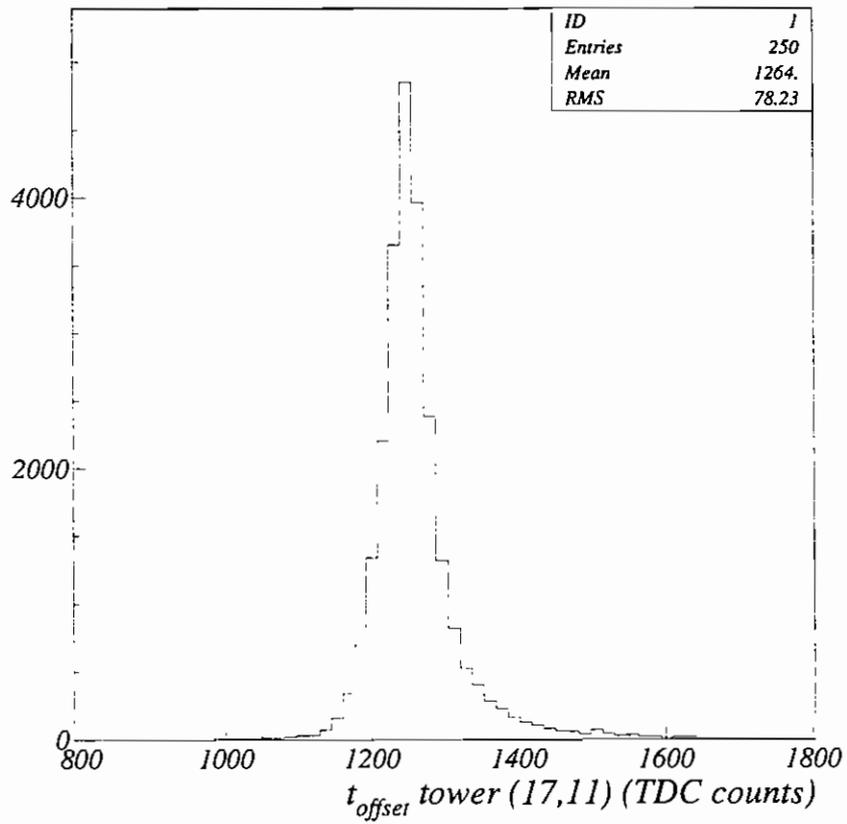


Figura 3.15: Distribuição dos *slew time offsets* ( $t_{offset}$ ) da torre (*tower*) (17,11) do calorímetro.

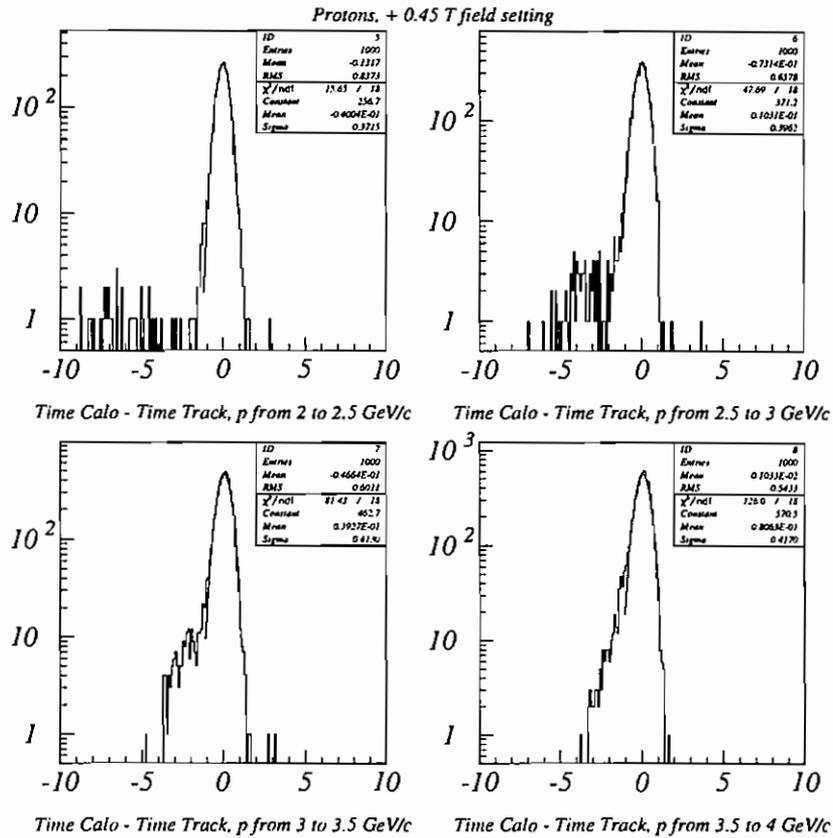


Figura 3.16: Distribuições da diferença entre o tempo do calorímetro e o tempo obtido da projeção da trajetória reconstruída na face frontal do calorímetro (*Time Calo - Time Track*). As distribuições correspondem a partículas identificadas como prótons (*p*) para diferentes intervalos de energia.

## Capítulo 4

# Determinação da Multiplicidade dos Píons

Conforme descrito no Capítulo 1, o número de gamas proveniente do decaimento de  $\pi^0$ 's e o número de píons carregados produzidos evento por evento devem ser determinados para que evidências de eventos onde DCC's possivelmente se formaram possam ser investigados. A determinação desta multiplicidade é realizada a partir de dois métodos distintos. No primeiro método, o número de píons é obtido a partir do detetor de Cherenkov de vidro de chumbo PbGl e do detetor de multiplicidade de partículas carregadas MULT. No segundo método, utiliza-se o espectrômetro completo da experiência E864. O procedimento utilizado na determinação do número de  $\pi^\pm$ 's e  $\gamma$ 's produzidos em cada evento a partir dos detetores PbGl e MULT é apresentado na primeira parte deste capítulo. Na segunda parte, o método de determinação do número de píons carregados e gamas utilizando o espectrômetro completo da experiência é discutido.

### 4.1 Método de Contagem utilizando o PbGl e o MULT

Nesta seção, o procedimento para obtenção do número de gamas provenientes do decaimento de  $\pi^0$ 's utilizando o detetor de Cherenkov de vidro de chumbo PbGl, assim

como o procedimento de determinação do número de píons carregados produzidos em cada evento a partir do detetor de multiplicidade MULT, são apresentados.

#### 4.1.1 Píons Neutros - Contando os Gamas

Com a finalidade de procurar por evidências de eventos onde um DCC possivelmente se formou, o número de píons neutros e carregados produzidos nas colisões deve ser determinado evento por evento. Entretanto, uma determinação direta do número de  $\pi^0$ 's não é possível, pois  $\pi^0$ 's decaem rapidamente ( $\tau = (8,4 \pm 0,6) \times 10^{-17}$  s) em dois gamas com uma *branching ratio* de  $(98,798 \pm 0,0032)\%$ . Logo, ao invés de contar os  $\pi^0$ 's, são contados os  $\gamma$ 's produzidos deste decaimento. É importante notar que os  $\gamma$ 's são praticamente produzidos apenas do decaimento de  $\pi^0$ 's, uma vez que o decaimento de outras partículas como  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$  são desprezáveis. A contagem de píons neutros é, então, reduzida à contagem de gamas. A multiplicidade de  $\gamma$ 's pode ser usada, ao invés da multiplicidade de  $\pi^0$ 's, para formar observáveis sensíveis à produção de DCC's. Estes observáveis são discutidos no Apêndice B.

O número de gamas do decaimento de  $\pi^0$ 's produzidos em cada evento é obtido do detetor de Cherenkov de vidro de chumbo PbGl. Conforme descrito no Capítulo 2, este detetor consiste de 16 cristais de vidro de chumbo SF5. O sinal total deste detetor consiste da soma dos sinais dos 16 cristais. Para que esta soma possa ser realizada, os ganhos das PMT's devem ser equalizados. Conforme discutido no Capítulo 3, a equalização dos ganhos é realizada utilizando raios cósmicos. As calibrações de raios cósmicos foram realizadas antes do início da aquisição de dados e repetida em intervalos regulares durante a aquisição. Porém, foram observadas variações inesperadas dos ganhos entre as calibrações de raios cósmicos durante a aquisição de dados. Consequentemente, as calibrações de raios cósmicos, sozinhas, não providenciaram a equalização esperada dos ganhos. As variações dos ganhos foram causadas, provavelmente, pela idade avançada das PMT's utilizadas. Outras correções são realizadas com o propósito de equalizar os ganhos da 16 PMT's.

As variações dos ganhos são corrigidas utilizando uma simulação do detetor a partir do programa GEANT [44]. Esta simulação do detetor é utilizada para descrever

as amplitudes relativas dos sinais dos 16 cristais. Embora esta correção dos ganhos seja dependente de um modelo, ela assegura que as relações entre os ganhos das PMT's sejam fixos e constantes no tempo. Detalhes sobre a simulação do detetor PbGl são discutidos no final desta seção. O modelo RQMD [43] é utilizado para descrever o espectro de partículas produzidas nas colisões. O sinal de cada PMT é equalizado ao sinal correspondente obtido da simulação. Os sinais das 16 PMT's são, então, somados. O sinal total do detetor PbGl é mostrado na Fig. 4.1.

O sinal do PbGl é proporcional à energia depositada por gamas emitidos em ângulos traseiros. Dado o grande ângulo sólido do detetor, o número de fótons detetados pode ser determinado a partir da razão entre a energia total medida e a energia total média depositada por um único fóton. Para que este método seja válido, assume-se que o número total de gamas é grande, de forma que flutuações na energia média depositada por um único fóton, numa primeira aproximação, sejam desprezáveis. O número de gamas produzidos em cada evento é obtido se a resposta do detetor a um único gama é conhecido. A resposta do PbGl a um único  $\gamma$  é determinada usando a simulação do detetor a partir do programa GEANT, na qual  $\pi^0$ 's são filtrados dos eventos do RQMD e apenas os  $\gamma$ 's provenientes do decaimento dos píons neutros são propagados através do programa GEANT. A resposta do detetor a um gama e o espectro de energia dos gamas correspondentes que depositam energia no PbGl são mostrados na Fig. 4.2. O número de gamas produzidos em cada evento é, então, determinado pela razão entre o sinal total do detetor medido experimentalmente e o sinal total médio simulado do detetor para um único gama.

O detetor PbGl é sensível a eventos que correspondem a uma interação no alvo e a eventos associados a uma interação que ocorreu em algum outro lugar do aparato experimental. Eventos associados a uma interação que não ocorreu no alvo não são totalmente rejeitados pelo *trigger* devido às ineficiências dos detetores. Com o propósito de quantificar estes eventos, a resposta do detetor quando o alvo de Pb é tirado da linha do feixe (alvo vazio) é medida durante a aquisição dos dados. O espectro obtido é, então, subtraído do espectro obtido numa aquisição normal, com o alvo na linha do feixe. Esta subtração é realizada normalizando ambos os espectros

ao número de partículas do feixe que é obtido a partir da informação do *scaler*. A Fig. 4.1 mostra o sinal total do PbGl, o sinal total do PbGl para eventos associados ao alvo vazio e o sinal total do detetor em que os eventos correspondentes ao alvo vazio são subtraídos. Comparando estes espectros, verifica-se que a longa cauda no espectro de energia total do detetor está relacionada com eventos de alvo vazio. A contribuição devida a eventos de alvo vazio não é subtraída de um evento normal na determinação do número de gamas, uma vez que este número é obtido evento por evento.

Uma vez que o PbGl mede somente partículas emitidas em ângulos traseiros, apenas uma pequena fração de píons carregados e bárions atingem o detetor com energia acima do limite inferior para produção de fótons de Cherenkov. Logo, o sinal deste detetor é, em princípio, devido à energia eletromagnética depositada por  $\gamma$ 's. A fração de píons carregados e bárions que atingem o detetor acima do limite inferior de Cherenkov é avaliada a partir da simulação do detetor. A partícula a ser estudada é filtrada dos eventos do RQMD e propagada através do programa GEANT. A resposta do PbGl para diferente tipos de partículas é comparada na Fig. 4.3. Apenas 35% do sinal total do PbGl é proporcional ao número de  $\gamma$ 's provenientes do decaimento dos  $\pi^0$ 's. Isto significa que 65% do sinal do detetor corresponde ao fundo, o que é, sem dúvida, um resultado inesperado. Estas simulações detalhadas foram realizadas após a aquisição de dados. Algum nível de fundo foi antecipado, porém, uma contribuição tão grande não era esperada. A análise destes dados foi proseguida em vista da possibilidade de conseguir uma sensibilidade finita à produção de DCC's mesmo na presença de altos níveis de fundo.

As simulações mostram que, de fato, apenas uma pequena fração de píons carregados e bárions atingem o PbGl com velocidades acima do limite inferior para a produção de fótons de Cherenkov e depositam energia no detetor. Entretanto, estas partículas interagem no alvo de 5% Pb e nos ímãs produzindo partículas acima do limite inferior de Cherenkov que atingem o detetor. Esta é a causa do fundo do detetor e, conseqüentemente, a sensibilidade para sinais de eventos onde um DCC foi possivelmente formado é diminuída.

## Simulação do PbG1 - Propagação dos Fótons de Cherenkov

A propagação dos fótons de Cherenkov emitidos no detetor PbG1 (Fig. 2.7) é realizada utilizando a rotina GSKOV do programa GEANT. Esta rotina [44] foi desenvolvida especificamente para a propagação de fótons de Cherenkov no interior do material do qual o detetor é constituído. A rotina GSKOV é utilizada na determinação da produção de fótons de Cherenkov de partículas atravessando um dado volume do detetor. Além disso, esta rotina é responsável pela propagação destes fótons dentro do volume e pelas suas múltiplas reflexões nas superfícies do detetor até que estes fótons sejam absorvidos pelo próprio material do detetor ou detetados por uma PMT. A propagação dos  $\gamma$ 's exige uma descrição detalhada das propriedades de absorção dos volumes relevantes do detetor, assim como uma devida caracterização dos parâmetros de reflexão das várias interfaces dos volumes. As propriedades ópticas de cada meio de propagação são definidas na rotina GSKOV. Estas definições correspondem a valores de comprimento de absorção no caso de um meio dielétrico ou a valores de probabilidades de absorção no caso de um metal. Existem três volumes a se considerar no caso do PbG1, o volume de propagação de chumbo de vidro SF5, a folha de alumínio que embrulha os cristais e a região de ar entre o cristal e a folha de alumínio. O volume de propagação de vidro de chumbo SF5 é definido usando as especificações [69] da Tabela 4.1. O comprimento de absorção do fóton de Cherenkov emitido no vidro de chumbo SF5 [67] e a probabilidade de absorção do fóton na folha de alumínio [68] em função do momento do fóton são mostrados na Tabela 4.2. O comprimento de absorção do fóton no volume entre o cristal e a folha de alumínio, constituído de ar, é escolhido de forma que, basicamente, o fóton nunca é absorvido neste meio.

A propagação dos fótons de Cherenkov dentro do cristal de SF5 para cada evento é feita até que o fóton atinja a região que corresponde à PMT. Estes fótons são então considerados absorvidos pela PMT e a propagação é interrompida. O sinal do detetor é proporcional ao número total de fótons de Cherenkov que atingem a região representando a PMT.

A qualidade do polimento da superfície entre o cristal de SF5 e a folha de alumínio é definida usando a função GUPLSH. Tanto a qualidade do polimento da superfície

como a eficiência quântica são variadas com a finalidade de melhor representar os dados obtidos da calibração de raios cósmicos. Neste contexto, a eficiência quântica representa todos os efeitos que possam causar a perda de fótons. A melhor descrição dos dados da calibração de raios cósmicos é obtida com uma qualidade mínima de polimento da superfície e com uma eficiência quântica de 1%. O valor nominal da eficiência quântica da PMT é aproximadamente 15%. O baixo valor obtido para que a simulação descreva o melhor possível os dados experimentais é atribuído à idade avançada dos cristais de SF5 e das PMT. A comparação entre os dados e a simulação para a resposta do PbGl a raios cósmicos é mostrada na Fig. 4.4.

O modelo RQMD (*The Relativistic Quantum Molecular Dynamics*) [43] é usado para descrever o espectro de partículas produzidas nas colisões entre Au + Pb a 11,6 GeV/c por nucleon. Neste modelo, a produção e a propagação de partículas podem ser realizadas em dois métodos distintos. No primeiro, um campo médio é calculado em intervalos de tempo regulares com a finalidade de refletir a atração/repulsão entre os hádrons enquanto estes são propagados. Este método é conhecido como método de campo médio. No segundo método, as partículas são propagadas livremente ao longo de linhas retas até que ocorram interações. Este método é conhecido como método de cascata. O valor da energia total média depositada no PbGl prevista pelo método de cascata é aproximadamente 10% maior que a energia total média prevista pelo método de campo médio, como mostra a Fig. 4.5. Esta diferença para o detetor MULT é menor e aproximadamente 5%, como apresentado na Fig. 4.6. Devido às pequenas diferenças entre os dois métodos, ao fato da precisão do método de campo médio ainda não estar completamente estabelecida [43] e ao fato de eventos gerados com o RQMD operando no método de campo médio ser computacionalmente muito mais intenso, todos os cálculos usando o RQMD apresentados neste trabalho são realizados utilizando o método de cascata.

Nesta análise, apenas eventos da colisão entre Au + Pb gerados pelo RQMD com um parâmetro de impacto menor ou igual a 5,2 fm são considerados. Estes eventos correspondem a 10% da seção de choque geométrica do sistema Au + Pb, logo, devem ser equivalentes aos dados adquiridos experimentalmente.

Composto	$K_i$ (% peso)	$A$ (peso molecular)	$Z$	$\frac{KZ}{A}$
$SiO_2$	0,385	60,06	30	0,192
$PbO$	0,55	223,21	90	0,222
$Na_2O$	0,02	61,99	30	0,0097
$K_2O$	0,04	94,19	46	0,0197

Densidade 4,08 g/cm<sup>3</sup>  
 Índice de Refração  $n = 1,67$   
 Comprimento de Radiação  $X_0 = 2,36$  cm

Tabela 4.1: Especificações do volume de vidro de chumbo SF5 [69].

Energia (eV)	Comprimento de Absorção (cm)	Probabilidade de Absorção
1,77	355,9	0,098
2,48	248,7	0,077
2,81	123,7	0,076
2,95	98,74	0,076
3,18	29,98	0,076
3,26	15,38	0,076
3,35	8,69	0,076
3,44	4,45	0,074
3,54	1,91	0,075
3,64	0,64	0,075

Tabela 4.2: O comprimento de absorção do volume de vidro de chumbo SF5 [67] e a probabilidade de absorção do volume de alumínio que representa o embrulho de cada cristal [68] em função do momento do fóton de Cherenkov emitido.

### 4.1.2 Contando os Píons Carregados

O número de partículas carregadas produzidas em cada evento é avaliado pelo detetor de multiplicidade MULT. Conforme descrito no Capítulo 2, este detetor é segmentado em quatro detetores cintiladores individuais. Cada segmento é conectado a uma PMT com valores de alta tensão tais que os ganhos das quatro PMT's estejam equalizados. Logo, o sinal total do detetor é obtido apenas da soma dos sinais dos quatro segmentos. A Fig. 4.7 mostra o sinal total do MULT, o sinal total do MULT para eventos associados ao alvo vazio e o sinal total do detetor onde os eventos correspondentes ao alvo vazio são subtraídos. A contribuição devido a eventos associados ao alvo vazio não é subtraída de um evento normal na determinação do número de píons carregados, uma vez que este número é obtido evento por evento.

Como no caso do PbGl, o MULT fornece um sinal que é proporcional ao número de píons carregados. Logo, a resposta do detetor a um único pión deve ser conhecida. A resposta do MULT a um único pión carregado é calculada a partir da simulação do detetor utilizando o programa GEANT. Píons carregados são filtrados do evento do RQMD e propagados no detetor. A resposta do detetor MULT a um pión carregado é mostrada na Fig. 4.8. O número de píons carregados produzidos em cada evento é, então, calculado a partir da razão entre a energia total medida pelo detetor no evento e a energia total média simulada depositada no MULT por um único pión carregado. A principal finalidade do MULT na experiência é providenciar os vários níveis de *trigger* para as medidas de centralidade, logo, a calibração em energia não é necessária. Consequentemente, o sinal total do MULT é equalizado ao sinal obtido da simulação. Na simulação da E864 usando o GEANT, as partículas geradas pelo RQMD são propagadas e o sinal do detetor corresponde à energia perdida pelas partículas quando estas atravessam o cintilador. A energia perdida no cintilador é fornecida pelo programa GEANT [44]. O sinal de cada PMT é equalizado ao sinal correspondente previsto pela simulação. Os sinais das quatro PMT's são, então, somados.

O detetor MULT é protegido por seções de *Heavymer* entre o plástico cintilador e o alvo. Logo, uma medida direta das partículas neutras produzidas na interação

não pode ser obtida. A fração do sinal do MULT devido a píons carregados, bárions e gamas é avaliada usando o GEANT e propagando apenas as partículas do RQMD a serem estudadas. A comparação da resposta do detetor a diferentes partículas é mostrada na Fig. 4.9. O sinal total do MULT é principalmente devido a partículas carregadas, uma vez que o detetor é protegido por seções de *Heavymet* entre os plásticos cintiladores e o alvo, impedindo que grande parte da energia eletromagnética seja depositada no detetor. 37% do sinal total do MULT corresponde a píons carregados e a contribuição do fundo neste número é tão grande quanto a contribuição do fundo no número de gamas discutida na seção anterior. No caso dos  $\pi^\pm$ 's, esta grande contribuição do fundo no sinal total do MULT devido, principalmente, a outras partículas carregadas era esperada devido à função original do detetor na E864 - fornecer a centralidade da interação através da medida da multiplicidade das partículas carregadas. A idéia inicial da procura por DCC's utilizando o PbGl e o MULT estava baseada numa contribuição do fundo no número de  $\gamma$ 's não tão grande, de forma que pequenas flutuações no número de  $\gamma$ 's seriam observadas. Conforme mencionado na seção anterior, a análise destes dados é prosseguida, pois uma sensibilidade finita à produção de DCC's ainda pode ser adquirida mesmo na presença de grandes contribuições de fundo.

## 4.2 Método de Contagem utilizando o Espectrômetro da E864

O segundo método de contagem utilizado na procura por DCC's baseia-se no espectrômetro completo da experiência. A reconstrução e a contagem dos píons carregados são obtidas a partir do sistema de reconstrução de partículas carregadas (Apêndice A). Os gamas produzidos do decaimento de  $\pi^0$  são identificados e contados a partir do calorímetro hadrônico da experiência. As técnicas utilizadas na contagem de  $\gamma$  e  $\pi^\pm$  são apresentadas nas Seções 4.2.1 e 4.2.2, respectivamente.

### 4.2.1 Píons Neutros - Contando os Gammas

O número de gamas proveniente do decaimento de  $\pi^0$ 's produzidos em cada evento é determinado a partir do calorímetro hadrônico. Como o calorímetro é sensível tanto a partículas carregadas como neutras, alguns cortes, com a finalidade de rejeitar partículas carregadas e identificar fótons, são necessários. A eficiência destes cortes são apresentadas na Seção 4.2.3.

#### Corte para Rejeição de Partículas Carregadas

As partículas carregadas são inicialmente reconstruídas a partir do sistema de reconstrução discutido no Apêndice A, onde uma trajetória é considerada real apenas se corresponder a sinais nos três planos de hodoscópios e nas duas estações de tubos com gás ionizante. Estas trajetórias reconstruídas são projetadas na face frontal do calorímetro. As torres correspondentes a tais projeções e as torres vizinhas num conjunto total de  $3 \times 3$  torres não são consideradas na identificação dos fótons. As trajetórias de partículas carregadas também são obtidas a partir de uma versão modificada do sistema de reconstrução descrito no Apêndice A. Nesta versão modificada [50], o objetivo é maximizar a rejeição de chuviros no calorímetro correspondentes a partículas carregadas. Logo, todas as combinações entre sinais de dois hodoscópios (H1-H2, H1-H3 ou H2-H3) também são consideradas como candidatas a trajetórias. Estas trajetórias são projetadas nos planos de tubos com gás ionizante e, se for encontrado um *cluster* em S2 ou S3 dentro de  $3\sigma$  do ponto projetado, a trajetória é considerada real e utilizada na rejeição de partículas carregadas. Este procedimento aumenta a eficiência do sistema de identificação de trajetórias de encontrar partículas carregadas. Porém, chuviros correspondentes a fótons reais podem ser rejeitados devido a uma trajetória erroneamente reconstruída.

#### Corte em Energia

A energia dos fótons é dissipada rapidamente no calorímetro devido ao longo alcance das interações eletromagnéticas. Como consequência, chuviros eletromagnéticos são

mais estreitos que chuveiros hadrônicos. Logo, um corte em energia utilizando a forma do chuveiro pode ser usado na identificação de fótons.

Com o corte em energia, apenas partículas que depositam 80% da sua energia total na torre central de um conjunto de  $3 \times 3$  torres são aceitas. Se a partícula atinge o calorímetro em um dos limites entre duas torres, 85% da energia total deve estar depositada entre as duas torres centrais de um conjunto de  $4 \times 3$  ou  $3 \times 4$  torres. A última possibilidade corresponde a partículas que atingem uma das quatro pontas de uma dada torre. Neste caso, 90% da energia total deve estar depositada nas quatro torres centrais de um conjunto de  $4 \times 4$  torres. Os valores do corte em energia são escolhidos de forma a rejeitar a maioria das partículas carregadas e nêutrons, e, ainda assim, aceitar a maioria dos fótons. O número de nêutrons que são contados como fótons é discutido na Seção 4.2.4.

### Corte de Contaminação

Uma partícula pode atingir o calorímetro sem acionar o TDC porque a energia depositada está abaixo do limite inferior ( $\sim 0,4$  GeV) usado na eletrônica. No mesmo evento, uma outra partícula, um pouco mais atrasada que a anterior, pode atingir a mesma torre do calorímetro e não acionar o TDC. Estas duas partículas atingem a mesma torre do calorímetro em tempos diferentes, porém, dentro dos 100 ns que corresponde ao *gate* do ADC. Apesar destas duas partículas apresentarem tempos distintos e do TDC não ter sido acionado, o sinal total integrado pelo ADC para as duas partículas pode ser maior que o limite inferior de  $\sim 0,4$  GeV. Logo, como a energia depositada na torre está acima do limite inferior, os sinais do TDC e do ADC são gravados. Esta contaminação, originada de uma interação atrasada, é rejeitada exigindo que todas as torres com pelo menos 0,4 GeV de energia depositada tenham sinais de TDC gravados com valores maiores que zero.

### Corte em $\beta$

Fótons com alta energia atravessam o espectrômetro da E864 com uma velocidade que é bem conhecida, a velocidade da luz  $c = 3 \times 10^8$  m/s, enquanto que outras

partículas possuem velocidade que são tipicamente menores que  $c$ . Como consequência, é possível distinguir os  $\gamma$ 's que atingem o calorímetro de outras partículas utilizando o tempo de voo ou a velocidade medida das mesmas. Um corte utilizando o valor da velocidade  $\beta$  é usado nesta análise. O valor deste corte é determinado a partir da distribuição em  $\beta$  apresentada na Fig. 4.10, que corresponde à velocidade das partículas que atingem o calorímetro e que passam pelos cortes em energia, de contaminação e de rejeição de partículas carregadas. O centróide desta distribuição corresponde a partículas que viajam com uma velocidade igual à velocidade da luz, como pode ser comprovado pelo espectro bidimensional de  $\beta \times E_{3 \times 3}$  mostrado na Fig. 4.11, onde  $E_{3 \times 3}$  é a soma das energias do conjunto de  $3 \times 3$  torres do chuveiro. Nesta figura, a banda constante em  $\beta = 1$  representa as partículas com velocidade igual à velocidade da luz, e a banda correspondente a valores menores de  $\beta$  está associada principalmente a nêutrons. As poucas contagens para valores de  $\beta$  maiores que 1 são provavelmente devidas à eletrônica. Um ajuste gaussiano da distribuição fornece  $\beta = 1,003$  e  $\sigma = 0,004$ . Um corte em  $\beta$  é, então, aplicado exigindo que as partículas possuam uma velocidade  $\beta$  dentro do intervalo  $1,003 \pm 3\sigma$ .

A resolução em tempo do calorímetro pode ser calculada a partir da definição de  $\beta$

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{d}{ct}, \quad (4.1)$$

onde  $v$  é a velocidade da partícula,  $c$  é a velocidade da luz e  $t$  é o tempo que a partícula leva para percorrer a distância  $d$  do alvo até a face frontal do calorímetro. A resolução em  $\beta$  é, então, dada por

$$\frac{\delta\beta^2}{\beta} = \frac{\delta d^2}{d} + \frac{\delta c^2}{c} + \frac{\delta t^2}{t}. \quad (4.2)$$

Uma vez que as incertezas em  $d$  e  $c$  são desprezáveis comparadas com a resolução em tempo, segue que

$$\frac{\delta t}{t} = \frac{\delta\beta}{\beta}. \quad (4.3)$$

Sabendo que um fóton leva, aproximadamente, 92 ns para atingir o calorímetro após deixar o alvo e usando  $\beta = 1,003$  e  $\delta\beta = 0,004$  obtidos da Fig. 4.10, a resolução em

tempo corresponde a  $\sim 380$  ps. Este valor é maior que a resolução da ordem de 200 ps esperada para chuveiros eletromagnéticos. Esta diferença deve-se, possivelmente, ao fato dos valores de tempo zero do calorímetro não estarem bem ajustados.

Os  $\pi^0$ 's produzidos na interação decaem em dois fótons dentro do alvo, pois a sua meia vida é  $(8,4 \pm 0,6) \times 10^{-17}$  s. O corte em  $\beta$  seleciona, implicitamente, partículas com um tempo de vôo equivalente ao tempo de vôo dos fótons que saem do alvo e atingem o calorímetro. Nenhuma outra condição exigindo que o fóton tenha se originado no alvo é aplicada.

As partículas que satisfazem todos os cortes descritos acima são contadas como fótons. Partículas que satisfazem estes cortes e que não correspondem a gamas, representam o fundo desta medida. O fundo é discutido com maiores detalhes na Seção 4.2.3, onde os cálculos de eficiência são apresentados.

## 4.2.2 Contando os Píons Carregados

As trajetórias das partículas carregadas que atravessam o espectrômetro são reconstruídas a partir dos três planos de hodoscópios e das duas estações de tubos com gás ionizante, conforme descrito no Apêndice A. O procedimento de reconstrução de trajetórias fornece valores estimados de carga e de massa que são usados para identificar as partículas. Alguns cortes são, então, aplicados nos dados com a finalidade de selecionar boas trajetórias que se originaram no alvo e de identificar píons carregados.

### Cortes em Momento e em $\beta$

Um corte no momento em função de  $\beta$  é usado para identificar os píons carregados. Este método de identificação de píons carregados é mais eficiente que, por exemplo, um corte em massa. Uma distribuição em massa com uma resolução razoável deve ter um corte em  $\beta$  de 0,985, conforme apresentado no Apêndice A. A maioria dos píons apresentam valores de  $\beta$  maiores e um corte deste tipo seria bastante ineficiente, uma vez que apenas uma pequena fração dos píons seriam explicitamente reconstruídos e contados.

O corte no momento em função de  $\beta$  utilizado na identificação de píons carregados é definido como

$$\beta \geq [1,0206 - 0,0056 \times p]^{-1} \quad (4.4)$$

para  $p \leq 2,6$  GeV/c e

$$\beta \geq [1,0095455 - 0,00136364 \times p]^{-1} \quad (4.5)$$

para  $p > 2,6$  GeV/c. O mesmo corte é aplicado tanto para  $\pi^-$  como  $\pi^+$ . A Fig. 4.12 mostra o espectro bidimensional de  $1/\beta \times p$  para todas as partículas reconstruídas com  $Z = -1$ . O mesmo espectro para  $Z = +1$  é mostrado na Fig. 4.13. O corte no momento em função de  $\beta$  é representado em ambos os espectros por uma linha sólida.

Os espectros bidimensionais nas Figs. 4.12 e 4.13 mostram que diferentes tipos de partículas pertencem a diferentes bandas, fornecendo, assim, um método eficiente na separação entre píons carregados e outras partículas.

### Corte em Massa

Com a finalidade de evitar que partículas carregadas leves, como elétrons, sejam contadas como píons, um corte em massa também é aplicado aos dados. A Fig. 4.14 mostra o espectro bidimensional de  $p \times M^2$  para todas as partículas reconstruídas com  $Z = -1$ . Nesta figura, os elétrons correspondem à região próxima à origem do espectro. A rejeição destes elétrons é feita requerendo que as partículas possuam  $M^2$  maior que  $0,004$  (GeV/c<sup>2</sup>)<sup>2</sup>. Apenas partículas satisfazendo esta condição são contadas como píons.

### Corte em $\chi^2$

As trajetórias das partículas carregadas são ajustadas separadamente em três planos diferentes ( $x \times z$ ,  $y \times z$  e  $t \times z$ ) e o valor de  $\chi^2$  é calculado para cada ajuste. As distribuições de  $\chi^2$  obtidas destes ajustes são usadas para discriminar entre trajetórias reais e falsas. Os valores de  $\chi^2$  são calculados a partir dos seguintes ajustes:

1.  $x$  versus caminho percorrido ( $\chi^2(x)$ );



2.  $y$  versus caminho percorrido excluindo a posição do alvo ( $\chi^2(y)$ );
3. *tempo* versus o caminho percorrido ( $\chi^2(t)$ );
4.  $y$  versus caminho percorrido incluindo a posição do alvo ( $\chi^2(ypl)$ ).

Os valores dos cortes aplicados nestas distribuições são  $\chi^2(x) < 9,3$ ,  $\chi^2(ypl) < 20,0$  e  $\chi^2(t) < 8,0$ . Este valores são escolhidos de forma a serem 99% eficientes de acordo com a distribuição teórica de  $\chi^2$ . Um corte na distribuição de  $\chi^2(y)$  não é incluído por ser redundante.

As partículas que satisfazem todos os cortes descritos acima são contadas como píons carregados. Outras partículas carregadas que não correspondem a píons e que satisfazem estes cortes representam o fundo no número de píons. O fundo é discutido com maiores detalhes na próxima seção, onde os cálculos de eficiência são apresentados.

### 4.2.3 Cálculos de Eficiências

A eficiência de cada corte é determinada com a finalidade de avaliar o efeito de cada corte na qualidade dos dados.

#### Eficiência do Corte em $\chi^2(x)$

Um ajuste linear regressivo é feito no caminho percorrido pela partícula versus a posição  $x$ . Neste ajuste existem cinco pontos distintos que correspondem a H1, H2, H3, S2X e S3X. Consequentemente, este ajuste possui três graus de liberdade. Uma distribuição de  $\chi^2$  obtida a partir de prótons identificados é mostrada na Fig. 4.15. A linha sólida corresponde à distribuição de  $\chi^2$  teórica. De acordo com a distribuição teórica, o corte em  $\chi^2(x) < 9,3$  é 99% eficiente para prótons reconstruídos e originados no alvo.

A eficiência experimental deste corte é determinada a partir de um ajuste gaussiano da distribuição de massa para prótons obtida com e sem o corte na distribuição de  $\chi^2$ . A razão entre o número de prótons obtido com e sem o corte é, então, calculada. Este método fornece uma eficiência do corte em  $\chi^2(x)$  de 99%. As distribuições

de massa são obtidas para  $\beta < 0,985$ , o que faz com que a razão entre prótons reais e falsos seja próxima de zero.

### **Eficiência do Corte em $\chi^2(t)$**

Um ajuste linear regressivo é feito no tempo medido versus o caminho percorrido pela partícula. Neste ajuste existem quatro pontos distintos que correspondem às medidas nos detectores MIC, H1, H2 e H3. Logo, este ajuste apresenta dois graus de liberdade. As distribuições experimental e teórica são mostradas na Fig. 4.15. O corte em  $\chi^2(t) < 8,0$  corresponde a uma eficiência de 98%, de acordo com a distribuição teórica. A eficiência deste corte obtida dos dados é 92%.

### **Eficiência do Corte em $\chi^2(ypl)$**

Um ajuste semelhante é realizado na posição vertical  $y$  versus o plano do caminho percorrido pela partícula usando os detectores após os ímãs e a posição do alvo. O número de graus de liberdade é quatro e a distribuição de  $\chi^2(ypl)$  correspondente é mostrada na Fig. 4.15. O corte em  $\chi^2(ypl) < 20,0$  é previsto ser 99% eficiente. A eficiência deste corte obtida dos dados é 89%.

Um ajuste também é feito na posição vertical  $y$  versus o caminho percorrido usando apenas os detectores após os ímãs. Neste ajuste existem cinco pontos distintos que correspondem às medidas em H1, H2, H3, S2U, S2V, S3U e S3V. Logo, este ajuste possui três graus de liberdade. A distribuição correspondente é mostrada na Fig. 4.15. Como um corte é feito na distribuição de  $\chi^2$  que inclui o ponto no alvo, nenhum corte específico é feito nesta distribuição.

Assumindo que os três valores de  $\chi^2$  não estão correlacionados, o que é razoável uma vez que as medidas obtidas dos diferentes planos de detectores são independentes, a eficiência total dos cortes nas distribuições de  $\chi^2$  é

$$\varepsilon_{\chi^2} = \varepsilon_{\chi^2(x)} \times \varepsilon_{\chi^2(t)} \times \varepsilon_{\chi^2(ypl)} = 0,99 \times 0,92 \times 0,89 = 0,81. \quad (4.6)$$

## Eficiência do Detetor - Hodoscópios

A eficiência do detetor é dada pela probabilidade do detetor gravar um sinal quando uma partícula o atravessa.

As eficiências dos planos de hodoscópios são determinadas usando uma versão modificada do sistema de reconstrução descrito no Apêndice A. Esta versão modificada identifica trajetórias excluindo o plano de hodoscópios a ser estudado. A trajetória é, então, projetada no plano excluído e a eficiência de encontrar um sinal dentro de um intervalo de três tiras cintiladoras é encontrada. A eficiência do plano examinado é dada pela razão entre o número de vezes que um sinal é encontrado e o número total de trajetórias reconstruídas. Um sinal é encontrado exigindo que tanto o TDC como o ADC tenham sido acionados. As eficiências dos hodoscópios H1, H2 e H3 em função do número da tira são mostradas na Fig. 4.16 e na Tabela 4.3. As eficiências são, em média, 0,965, 0,971 e 0,964 para H1, H2 e H3, respectivamente. A eficiência total dos planos de hodoscópios é, então,

$$\varepsilon_{\text{hodoscope}} = \varepsilon_{H1} \times \varepsilon_{H2} \times \varepsilon_{H3} = 0,965 \times 0,971 \times 0,964 = 0,903. \quad (4.7)$$

## Eficiência do Detetor - Tubos com Gás Ionizante

A primeira informação fornecida pelo sistema de reconstrução corresponde a candidatos a trajetórias reconstruídas obtidos somente a partir dos hodoscópios. Em seguida, os sinais das estações de tubos com gás ionizante consistentes com a primeira informação são adicionados às trajetórias. Para que uma trajetória seja definida, esta deve apresentar sinais correspondentes aos seis planos S2V, S2X, S2U, S3V, S3X e S3U. Porém, quando as eficiências das estações de tubos com gás ionizante são calculadas, apenas quatro planos são exigidos para que uma trajetória seja definida. A eficiência é, então, a razão entre o número de vezes que o plano examinado é usado para definir uma trajetória e o número total de trajetórias. As eficiências dos planos das estações de tubos com gás ionizante estão listadas na Tabela 4.3.

A eficiência total das estações de tubos com gás ionizante é, então

$$\varepsilon_{\text{tubo}} = \varepsilon_{S2V} \times \varepsilon_{S2X} \times \varepsilon_{S2U} \times \varepsilon_{S3V} \times \varepsilon_{S3X} \times \varepsilon_{S3U} = \varepsilon_{S2} \times \varepsilon_{S3} = 0,881 \quad (4.8)$$

Plano do Detetor	Eficiência
H1	96,5%
H2	97,1%
H3	96,4%
S2V	97,9%
S2X	98,7%
S2U	98,3%
S3V	96,6%
S3X	99,0%
S3U	97,0%

Tabela 4.3: Eficiências de detecção dos planos de hodoscópios e das estações de tubos com gás ionizante.

e a eficiência total dos detetores é

$$\varepsilon_{detetor} = \varepsilon_{hodo} \times \varepsilon_{tubo} = 0,903 \times 0,881 = 0,796, \quad (4.9)$$

assumindo que as medidas dos planos de hodoscópios e das estações de tubos com gás ionizante não estejam correlacionadas.

### Eficiência de Sobreposição

Devido à grande ocupância dos detetores, a maioria dos eventos apresentam mais de uma trajetória reconstruída. Logo, existe a possibilidade de duas trajetórias atingirem os detetores na mesma posição. No caso dos planos de hodoscópios, esta sobreposição pode alterar as informações em tempo e posição, causando a não identificação da trajetória. Efetivamente, a sobreposição de sinais provoca um decréscimo da eficiência na reconstrução de trajetórias que deve ser considerado explicitamente nesta análise. Este decréscimo é definido como eficiência de sobreposição.

Com a finalidade de determinar esta eficiência de sobreposição, uma distribuição das partículas de interesse é gerada e as partículas propagadas utilizando a simulação completa da experiência a partir do programa GEANT [51]. Esta simulação inclui o alvo, a câmara em vácuo e todos os detetores localizados após o ímãs. Todos os

processos físicos relevantes como espalhamento múltiplo, decaimento de partículas, interações hadrônicas, produção de pares, perda de energia  $dE/dx$ , efeito fotoelétrico, bremsstrahlung, espalhamento Compton, raios delta, aniquilação de pósitrons, espalhamento Rayleigh e efeito de Cherenkov são ligados no GEANT durante a propagação das partículas. A simulação feita pelo GEANT grava a informação dos sinais de todos os detetores. Estes sinais são, então, transformados em dados falsos introduzindo a resolução conhecida dos respectivos detetores. Os dados falsos são, em seguida, submetidos à mesma análise que os dados reais, incluindo todos os cortes discutidos na Seção 4.2.2. Finalmente, os sinais destas trajetórias de Monte Carlo são sobrepostos a um evento real medido, sendo que uma única trajetória é sobreposta em cada evento experimental. Devido à sobreposição de sinais, algumas trajetórias não são reconstruídas. A eficiência de sobreposição é calculada como a razão entre o número de eventos que uma trajetória de Monte Carlo é encontrada e o número total de eventos.

A eficiência de sobreposição é 63% para  $\pi^-$  e 45% para  $\pi^+$ . Esta eficiência é mais baixa para  $\pi^+$  devido ao fato de  $\pi^+$ 's serem emitidos na região de maior ocupância do espectrômetro.

A possibilidade de três partículas atingirem a mesma posição do detetor também deve ser considerada. A eficiência de sobreposição para três partículas deve ser o quadrado do valor determinado para duas partículas. A partir da sobreposição de duas trajetórias de Monte Carlo em cada evento medido, obtém-se que isto é verdade para  $\pi^-$ . Porém, a eficiência de sobreposição para três  $\pi^+$ 's é maior que o esperado. Esta diferença é devida à região de alta ocupância na qual estas partículas são emitidas.

A eficiência de sobreposição também é calculada para os fótons, uma vez que existe a possibilidade de duas partículas atingirem a mesma torre do calorímetro. Se uma sobreposição de sinais ocorrer, as informações em tempo e energia podem ser erroneamente fornecidas pelo detetor. Uma falsa informação em energia pode ser fornecida se houver sobreposição de chuveiros, assim como uma falsa informação em tempo pode ser produzida se a partícula não depositar energia suficiente para acionar o TDC. Como consequência, fótons podem ser perdidos quando os cortes em energia e em tempo são aplicados.

A eficiência dos cortes aplicados na identificação do número de  $\gamma$ 's é determinada usando técnicas semelhantes às utilizadas na determinação de trajetórias de píons carregados. Uma distribuição de fótons é gerada e os fótons são propagados pelo programa GEANT que possui uma completa descrição do aparato experimental. Os sinais do calorímetro são, então, transformados em dados falsos segundo a parametrização em [52] e descrita na Seção 2.6. A partir deste processo, formas de chuveiros eletromagnéticos são obtidas. Estes dados falsos são, então, submetidos à mesma análise que os dados experimentais, incluindo os mesmos cortes discutidos neste capítulo para a identificação de fótons. Finalmente, os sinais do calorímetro destas trajetórias de Monte Carlo são sobrepostas a eventos experimentais, sendo que apenas uma trajetória de Monte Carlo é sobreposta em cada evento. Devido à sobreposição de sinais, alguns dos fótons falsos não são identificados. A eficiência de sobreposição para fótons é 29%.

A possibilidade de três fótons atingirem a mesma torre do calorímetro também existe. Neste caso, a eficiência de sobreposição é explicitamente verificada como sendo o quadrado da eficiência de dois fótons sobrepostos.

### **Eficiência de Rejeição de Partículas Carregadas**

O algoritmo de rejeição de partículas carregadas aumenta a eficiência do sistema de reconstrução em identificar partículas carregadas em comparação ao algoritmo descrito no Apêndice A. Porém, chuveiros que correspondem a fótons reais podem ser erroneamente associados a partículas carregadas e rejeitados devido a uma trajetória erroneamente reconstruída. Consequentemente, um decréscimo de eficiência é introduzido na reconstrução e identificação dos fótons. A eficiência associada com esta rejeição inapropriada é definida como eficiência de rejeição de partículas carregadas. Esta eficiência é determinada sobrepondo fótons de dados falsos a eventos reais. Se o fóton falso não satisfaz o corte de rejeição de partículas carregadas descrito na Seção 4.2.1, significa que o chuveiro eletromagnético também corresponde a um chuveiro hadrônico identificado pelo sistema de reconstrução e rejeição de partículas carregadas. A eficiência de rejeição de partículas carregadas é, então, a razão entre o

número de fótons falsos que satisfazem o corte de rejeição de carga e o número total de eventos. Esta eficiência é 51% para o corte de rejeição de partículas carregadas descrito na Seção 4.2.1.

### Eficiência Total de Detecção

A eficiência total de detecção corresponde à eficiência de medir um fóton, um  $\pi^-$  ou um  $\pi^+$ . A eficiência de sobreposição para píons carregados é calculada utilizando todos os cortes descritos na Seção 4.2.2, além de exigir que todos os três planos de hodoscópios tenham sinais válidos de ADC e TDC. Logo, a eficiência de medir um  $\pi^-$  é

$$\varepsilon_{\pi^-} = \varepsilon_{sobrep_{\pi^-}} \times \varepsilon_{detetor} = 0,50 \quad (4.10)$$

e

$$\varepsilon_{\pi^+} = \varepsilon_{sobrep_{\pi^+}} \times \varepsilon_{detetor} = 0,36 \quad (4.11)$$

é a eficiência de medir um  $\pi^+$ . A eficiência de sobreposição para fótons é calculada exigindo que os fótons satisfaçam todos os cortes discutidos na Seção 4.2.1, corte em energia, corte em  $\beta$ , corte de rejeição de partículas carregadas e corte de contaminação. Logo, a eficiência de contar um fóton é igual à eficiência de sobreposição

$$\varepsilon_{\gamma} = \varepsilon_{sobrep_{\gamma}} = 0,29, \quad (4.12)$$

assumindo que a eficiência do calorímetro para medir fótons é, aproximadamente, 100%.

## 4.2.4 Análise do Fundo

### Fundo no Número de Píons Carregados

O fundo no número de píons carregados apresenta três contribuições. A primeira contribuição deve-se a partículas carregadas que não correspondem a píons e que são contadas como tais. A segunda contribuição deve-se a píons que não foram produzidos no alvo. A última contribuição deve-se a trajetórias erroneamente reconstruídas (*ghost tracks*) e que são identificadas como píons. O fundo no número de píons carregados é

avaliado propagando todas as partículas produzidas pelo RQMD através da simulação completa da experiência usando o programa GEANT. Os sinais das trajetórias são transformadas em dados falsos e, em seguida, submetidos à mesma análise que os dados experimentais incluindo todos os cortes utilizados na identificação dos píons. O fundo no número de píons carregados é 24%, sendo que este número engloba as três contribuições descritas anteriormente. Uma vez que a simulação reproduz bem os dados experimentais, como apresentado no Capítulo 5, o fundo de 24% obtido da simulação deve corresponder ao número real de partículas contadas erroneamente como  $\pi^\pm$ .

Assumindo que o RQMD descreve razoavelmente a multiplicidade das partículas produzidas nas colisões entre Au + Pb a 11,6 GeV/c e que o programa GEANT possui uma descrição apropriada de todas as possíveis fontes de fundo na área experimental, a fração do número de píons carregados identificados que corresponde a píons reais e produzidos no alvo é 76%.

### **Fundo no Número de Fótons**

O fundo no número de fótons corresponde a partículas carregadas e a fótons que não foram produzidos do decaimento de  $\pi^0$  no alvo. A magnitude deste fundo é avaliada assumindo que o programa GEANT possui uma descrição apropriada e completa de todas as possíveis fontes de fundo na área experimental. Aproximadamente 40% dos gamas são produzidos no alvo. Logo, a percentagem de gamas contados que corresponde a outras partículas e fótons que não foram produzidos no alvo é 60%.

Gamas podem ser produzidos no alvo através de processos físicos que não correspondam ao decaimento de um  $\pi^0$ , como produção de pares, bremsstrahlung, raios delta, aniquilação e espalhamento Compton. Além disso, os  $\gamma$ 's produzidos do decaimento de  $\pi^0$ 's podem decair em pares  $e^-e^+$  no alvo e neste caso, tanto o  $e^-$ , como o  $e^+$  podem ser detetados pelo calorímetro. Uma vez que os elétrons produzem chuviros com a mesma forma que os gamas, eles podem ser identificados como tais e o número de fótons ainda é contado apropriadamente. Como apresentado no Capítulo 5, a simulação da E864 usando o programa GEANT não descreve quantitativamente

o número de gamas. Esta diferença deve-se, provavelmente, ao fato do programa GEANT não possuir uma descrição apropriada de todas as fontes de fundo da experiência. Como consequência, um estudo quantitativo das contribuições do fundo no número de gamas não é realizado.

Partículas carregadas que não são reconstruídas pelo algoritmo de rejeição de carga podem ser contadas como fótons. A magnitude desta contaminação é avaliada sobrepondo chuveiros hadrônicos do calorímetro de trajetórias de Monte Carlo a eventos experimentais. Um único sinal é sobreposto para cada evento e a razão entre o número de partículas carregadas do Monte Carlo identificadas como fótons e o número total de eventos é calculada. Apenas 0,2% das partículas carregadas não reconstruídas são identificadas como fótons.

Nêutrons também podem ser identificados erroneamente como fótons. Esta contaminação é avaliada assumindo que prótons e nêutrons apresentam chuveiros com a mesma forma. Logo, o número de nêutrons e prótons não reconstruídos que são erroneamente identificados é o mesmo. Apenas 0,2% dos nêutrons são contados como fótons.

Conforme mencionado na Seção 4.2.1, os valores do corte em energia são escolhidos de forma a rejeitar a maior parte das partículas carregadas e nêutrons e, mesmo assim, identificar a maior parte dos fótons. Assumindo que prótons e nêutrons possuem chuveiros com a mesma forma, prótons falsos são usados neste estudo. O número de prótons identificados como fótons é avaliado sobrepondo chuveiros eletromagnéticos do calorímetro de trajetórias de Monte Carlo a dados experimentais, sendo que um único sinal é sobreposto em cada evento. A razão entre o número de prótons falsos identificados como fótons e o número total de eventos é calculada. 0,1% dos prótons satisfazem os cortes descritos na Seção 4.2.1. e são contados como fótons. Se o corte em energia é aumentado de  $\sim 5\%$ , o número de prótons contado como gamas aumenta para 1,4%. Logo, o fundo devido aos nêutrons aumenta 1,3% se um corte em energia menos restrito é aplicado. O corte em energia aplicado nesta análise fornece um número razoável de fótons identificados, aproximadamente da mesma magnitude que o número de píons carregados.

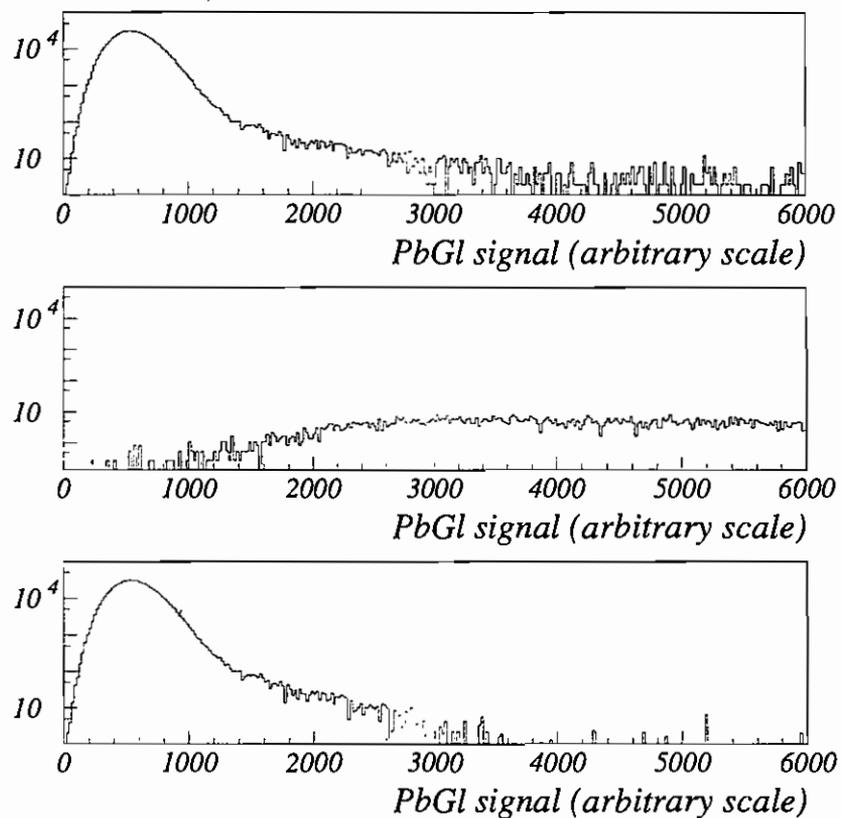


Figura 4.1: Espectro do sinal total do detetor PbGl em unidades arbitrárias (*PbGl signal in arbitrary scale*) obtido dos dados experimentais (espectro superior), espectro do sinal total do PbGl correspondendo apenas a eventos associados ao alvo vazio e espectro do sinal total do PbGl onde os eventos correspondentes ao alvo vazio são subtraídos (espectro inferior). Os ganhos das 16 PMT's são equalizados a partir da simulação da resposta do detetor usando o programa GEANT e o modelo RQMD.

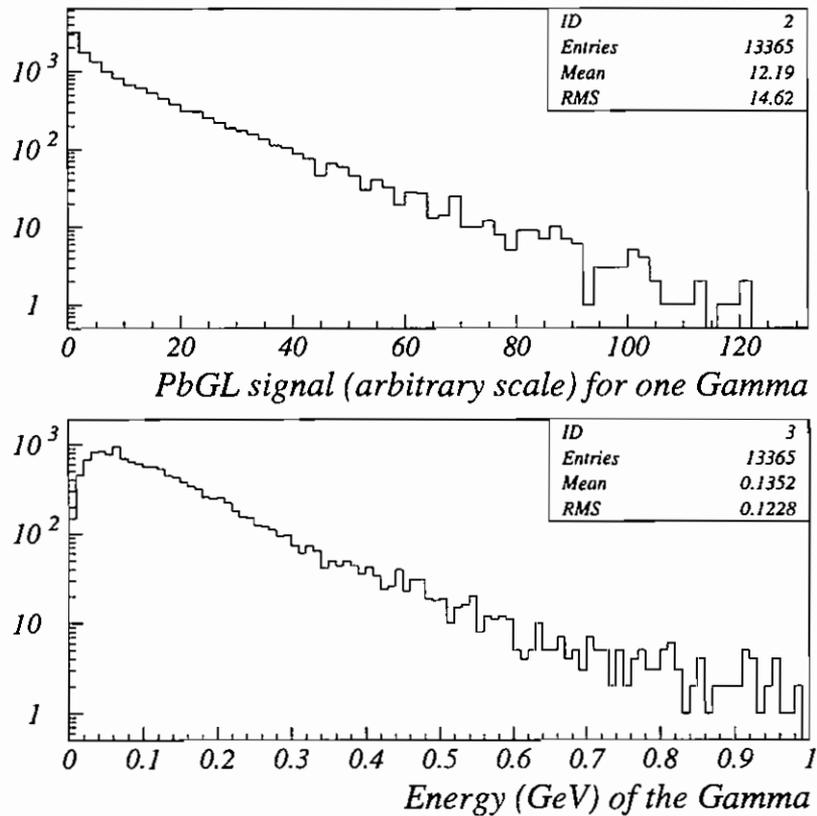


Figura 4.2: O espectro superior corresponde à resposta do detector PbGl em a.u. a um único gama, obtida da simulação usando o GEANT e o RQMD (*PbGl signal in arbitrary scale for one gamma*). O espectro inferior corresponde à energia dos gamas correspondentes que atingem o detector e produzem fótons de Cherenkov (*energy in GeV of the gammas*).

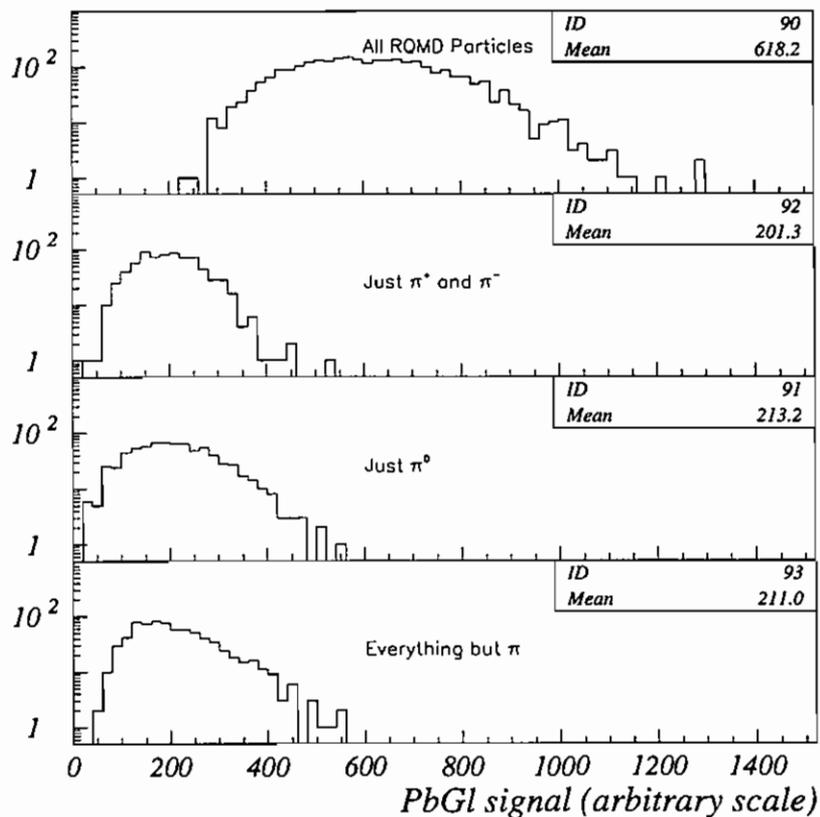


Figura 4.3: Resposta do detector PbGl em a.u. (*PbGl signal in arbitrary scale*) obtida da simulação usando o GEANT e o RQMD para diferentes tipos de partículas. De cima para baixo, os espectros correspondem à resposta do detector a todas as partículas do RQMD (*all RQMD particles*), apenas  $\pi^+$  e  $\pi^-$  (*just  $\pi^+$  and  $\pi^-$* ), apenas  $\pi^0$  (*just  $\pi^0$* ) e todas as partículas exceto  $\pi$ 's (*everything but  $\pi$ 's*).

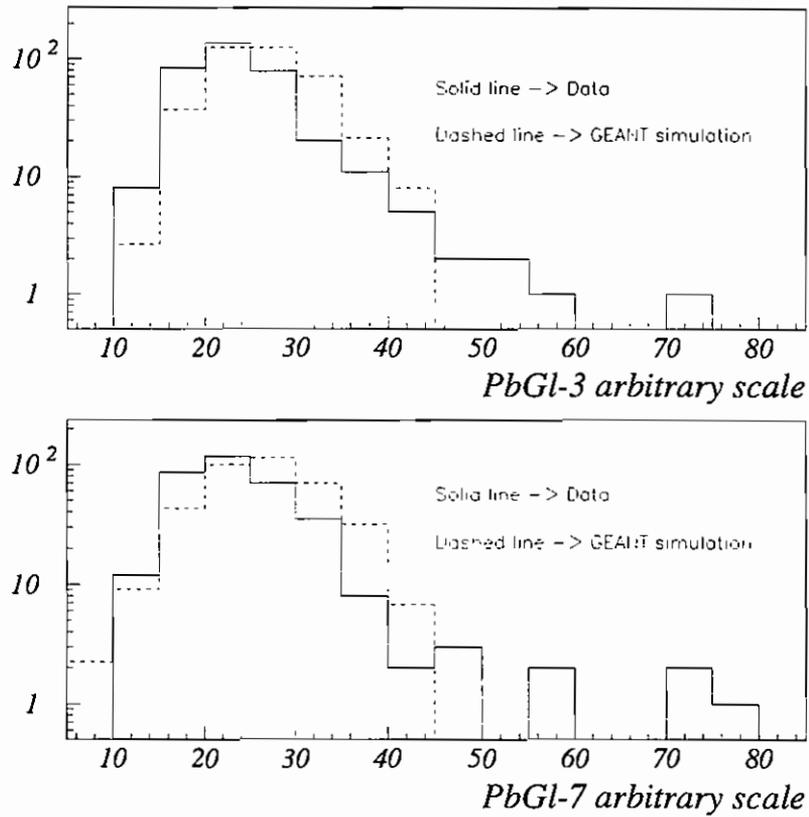


Figura 4.4: Espectros de energia em a.u. obtidos da calibração de raios cósmicos para dois cristais diferentes do detetor PbGl (*PbGl signal in arbitrary scale*) e representados pela linha sólida (*solid line*). As linhas tracejadas (*dashed line*) correspondem aos espectros obtidos da simulação de Monte Carlo usando o GEANT. Este é o melhor ajuste obtido entre os dados experimentais e a simulação da resposta do detetor a raios cósmicos.

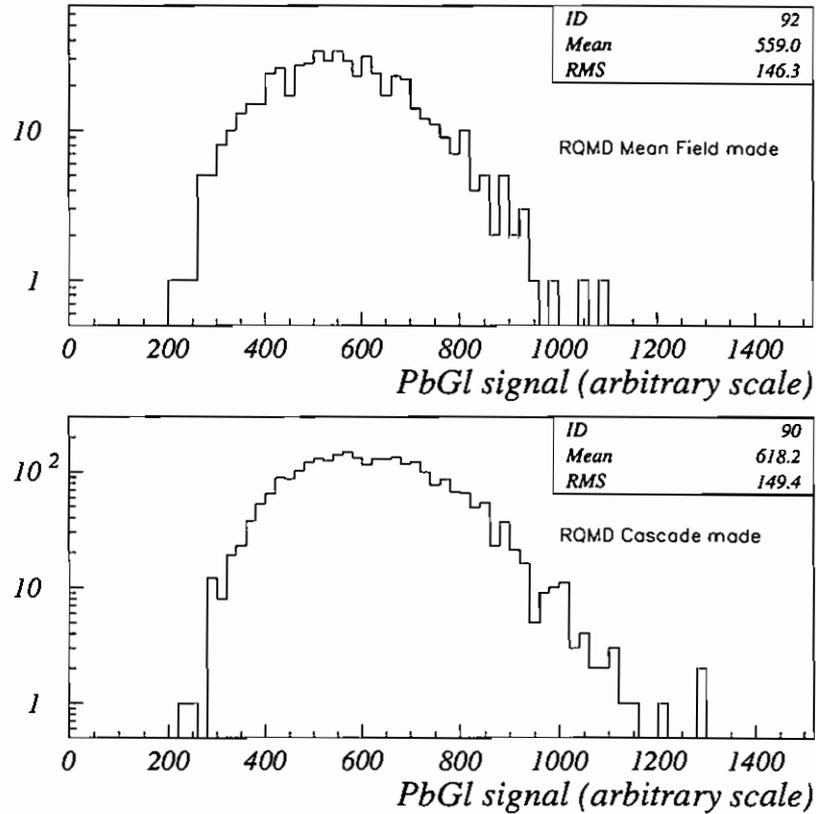


Figura 4.5: Espectro de energia total do PbGl em a.u. (*PbGl signal in arbitrary scale*) previsto pela simulação do detetor usando o GEANT e o RQMD tanto para o método de cascata (*cascade mode*) (espectro superior) como para o método de campo médio (*mean field mode*) (espectro inferior). A diferença entre a energia média dos dois espectros é aproximadamente 10%.

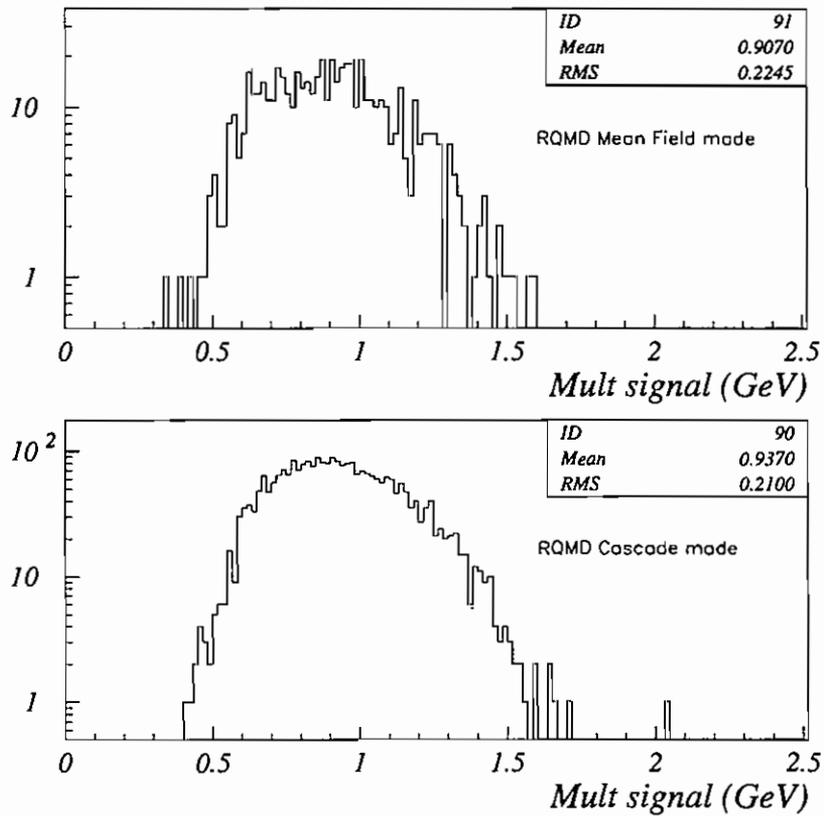


Figura 4.6: Espectro de energia total do MULT em GeV (*MULT signal*) previsto pela simulação do detetor usando o GEANT e o RQMD tanto para o método de cascata (*cascade mode*) (espectro superior) como para o método de campo médio (*mean field mode*) (espectro inferior). A diferença entre a energia média dos dois espectros é aproximadamente 5%.

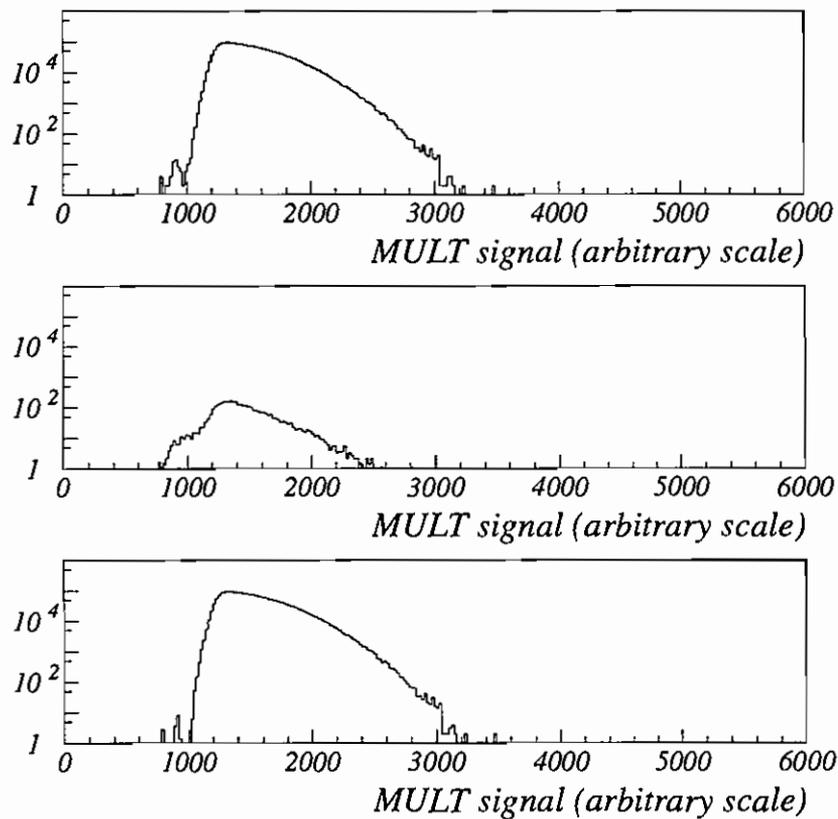


Figura 4.7: Espectro do sinal total do detetor MULT em a.u. (*MULT signal in arbitrary scale*) obtido dos dados experimentais (espectro superior), espectro do sinal total do MULT correspondendo apenas a eventos associados ao alvo vazio e espectro do sinal total do MULT onde os eventos correspondentes ao alvo vazio são subtraídos (espectro inferior).

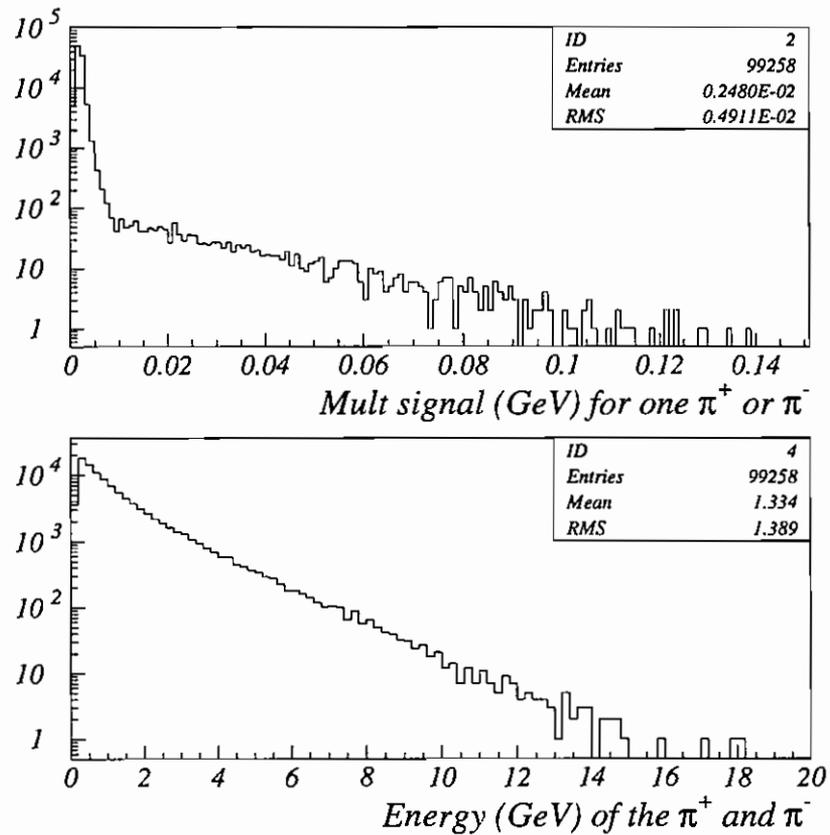


Figura 4.8: O espectro superior corresponde à resposta do detector MULT a um único pión carregado, obtida da simulação usando o GEANT e o RQMD (*MULT signal in GeV for one pion*). O espectro inferior corresponde à energia dos píons correspondentes que atingem o detector (*Energy in GeV of the pions*).

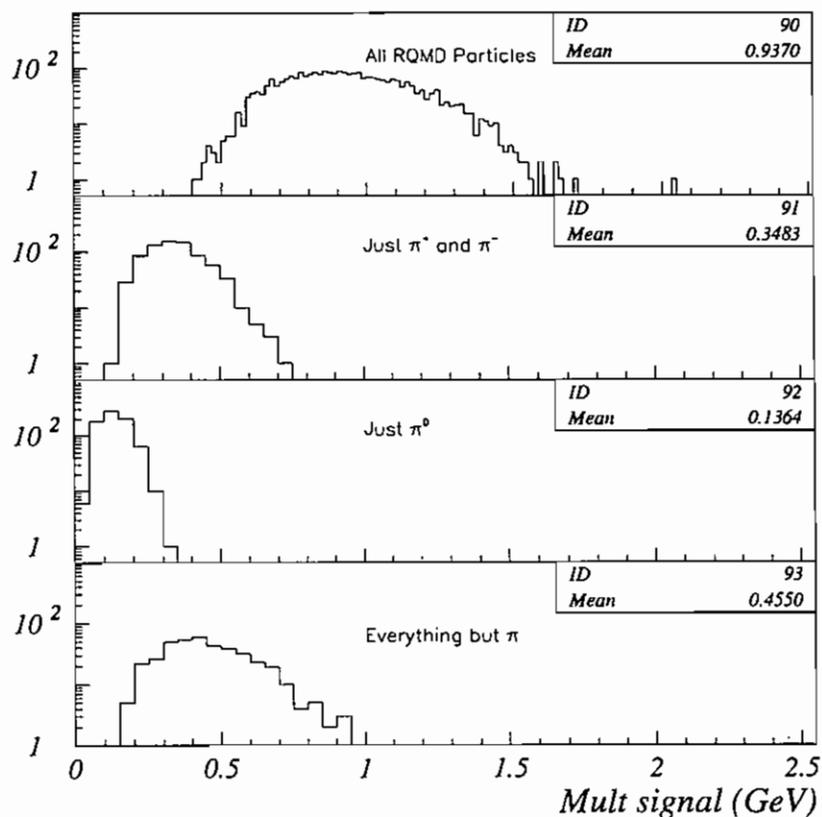


Figura 4.9: Resposta do detector MULT em a.u. (*MULT signal in GeV*) obtida da simulação usando o GEANT e o RQMD para diferentes tipos de partículas. De cima para baixo, os espectros correspondem à resposta do detector a todas as partículas do RQMD (*all RQMD particles*), apenas  $\pi^+$  e  $\pi^-$  (*just  $\pi^+$  and  $\pi^-$* ), apenas  $\pi^0$  (*just  $\pi^0$* ) e todas as partículas exceto  $\pi$ 's (*everything but  $\pi$ 's*).

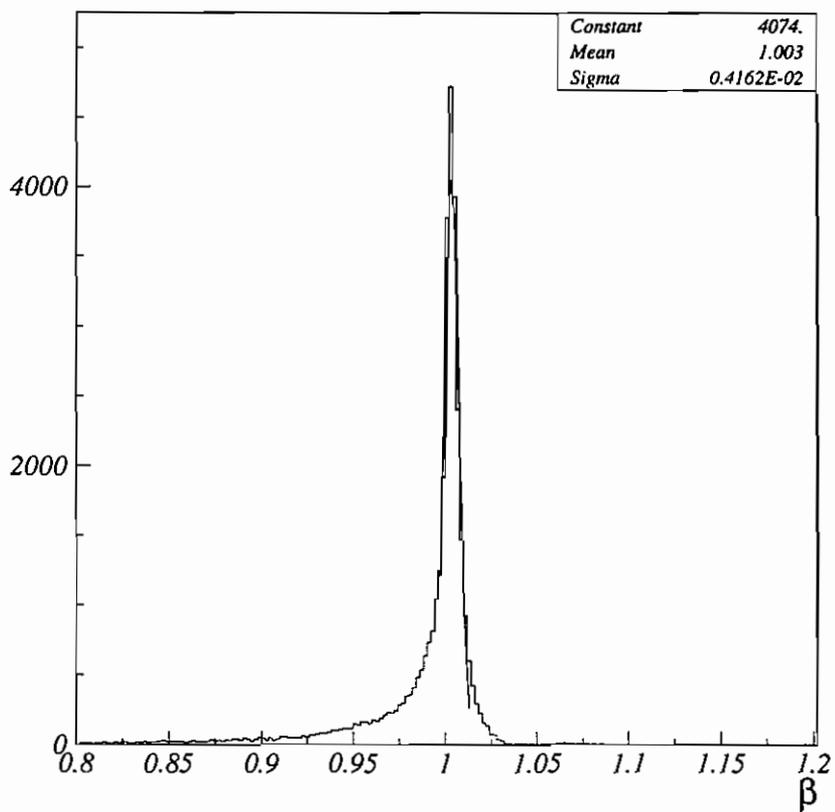


Figura 4.10: Distribuição dos valores de  $\beta$  para as partículas que atingem o calorímetro e satisfazem os cortes em energia, de rejeição de carga e de contaminação.

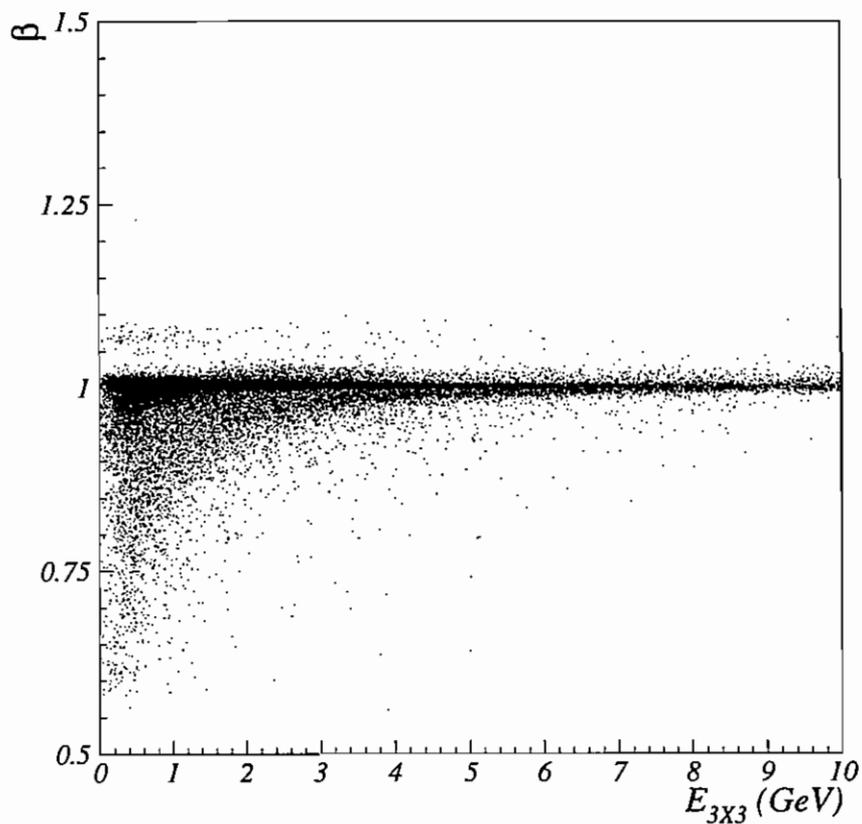


Figura 4.11: Espectro bidimensional de  $\beta \times E_{3 \times 3}$  para as partículas que atingem o calorímetro e satisfazem os cortes em energia, de rejeição de carga e de contaminação. A banda constante em  $\beta = 1$  corresponde a partículas com velocidade da luz e a banda com valores menores de  $\beta$  corresponde, principalmente, a nêutrons. As poucas contagens para valores de  $\beta$  maiores que 1 são provenientes, provavelmente, da eletrônica.

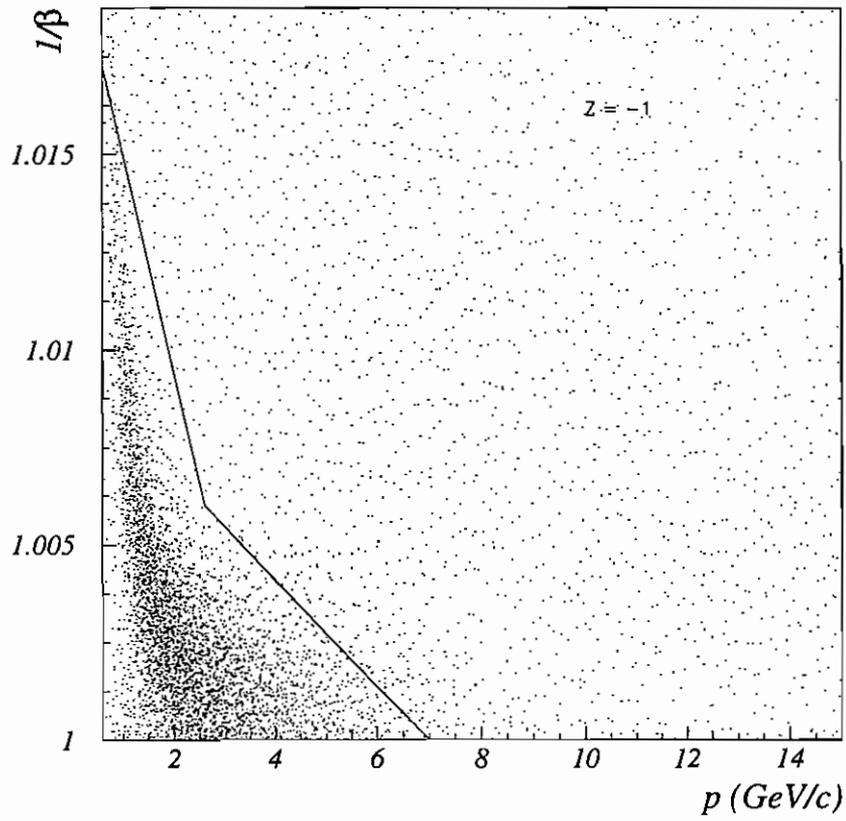


Figura 4.12: Espectro bidimensional de  $1/\beta \times p$  para todas as partículas reconstruídas com  $Z = -1$ . O corte no momento em função de  $\beta$  é representado pela linha sólida.

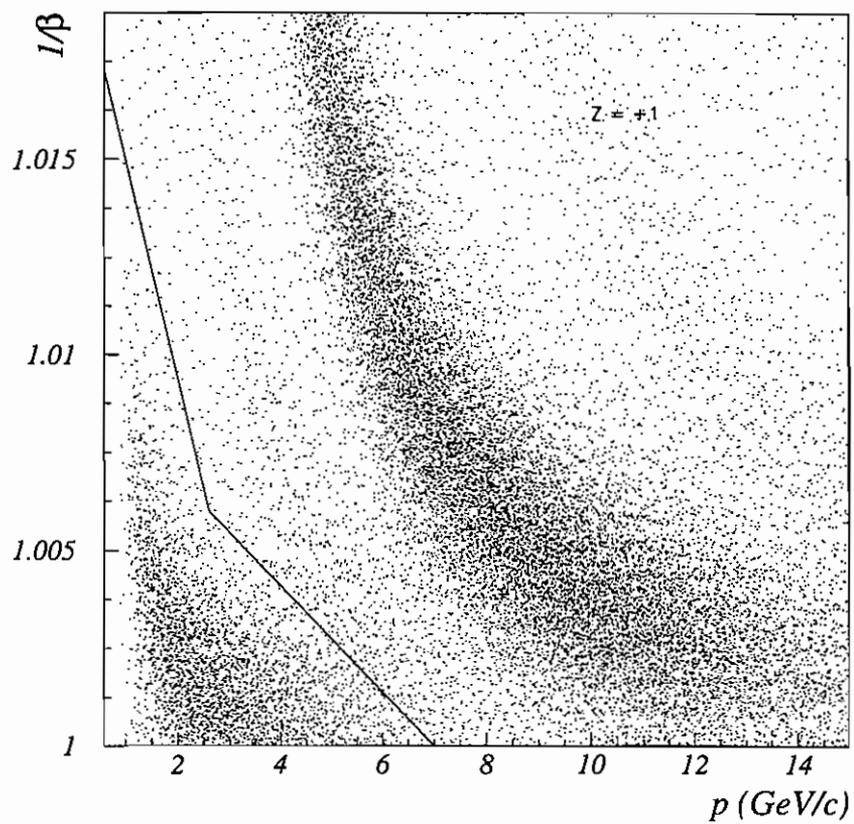


Figura 4.13: Espectro bidimensional de  $1/\beta \times p$  para todas as partículas reconstruídas com  $Z = +1$ . O corte no momento em função de  $\beta$  é representado pela linha sólida.

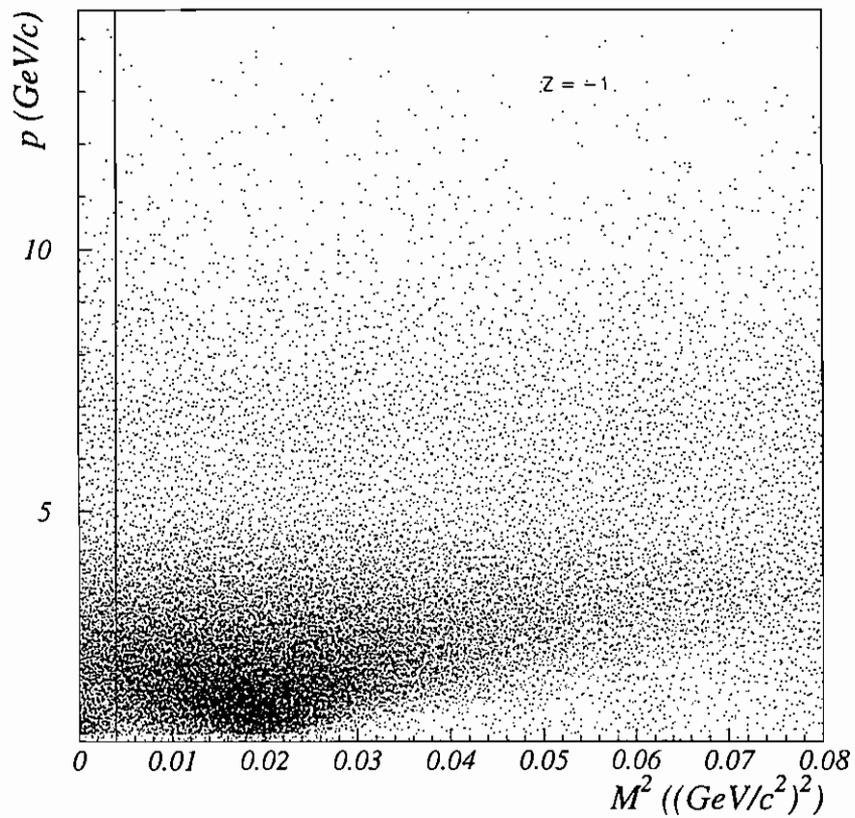


Figura 4.14: Espectro bidimensional de  $p \times M^2$ . A região próxima do valor de massa zero corresponde a elétrons. Um corte é aplicado em  $0,004 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$ .

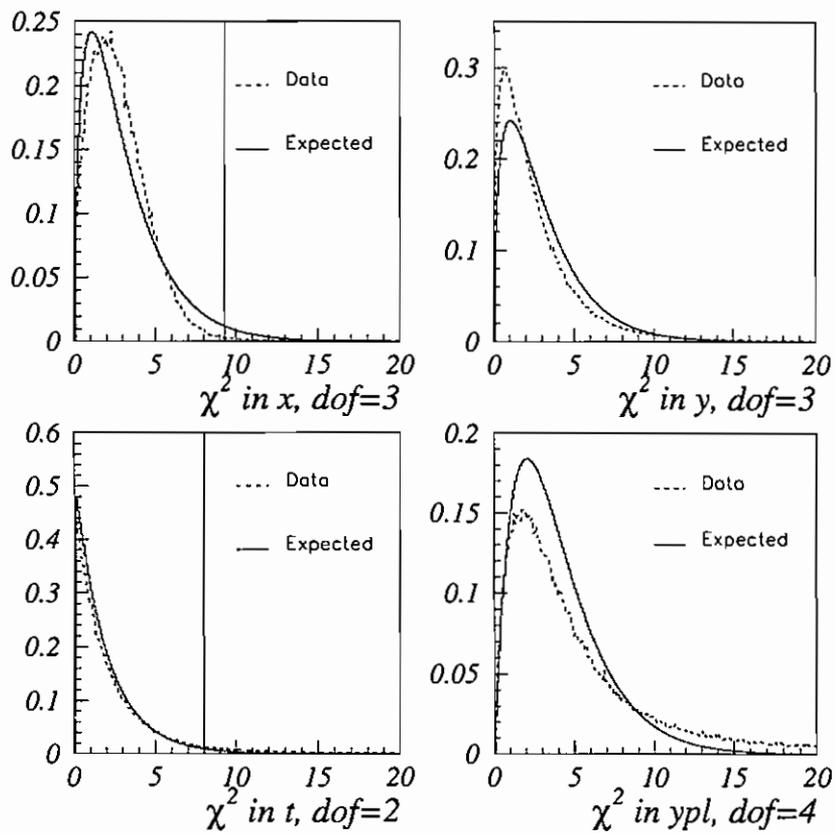


Figura 4.15: Distribuições de  $\chi^2$  dos ajustes nos planos  $x \times z$ ,  $y \times z$ ,  $t \times z$  e  $ypl \times z$  para prótons identificados. As linhas tracejadas correspondem às distribuições de  $\chi^2$  obtidas dos dados experimentais (*data*) e as linhas sólidas correspondem às distribuições de  $\chi^2$  teóricas (*expected*).

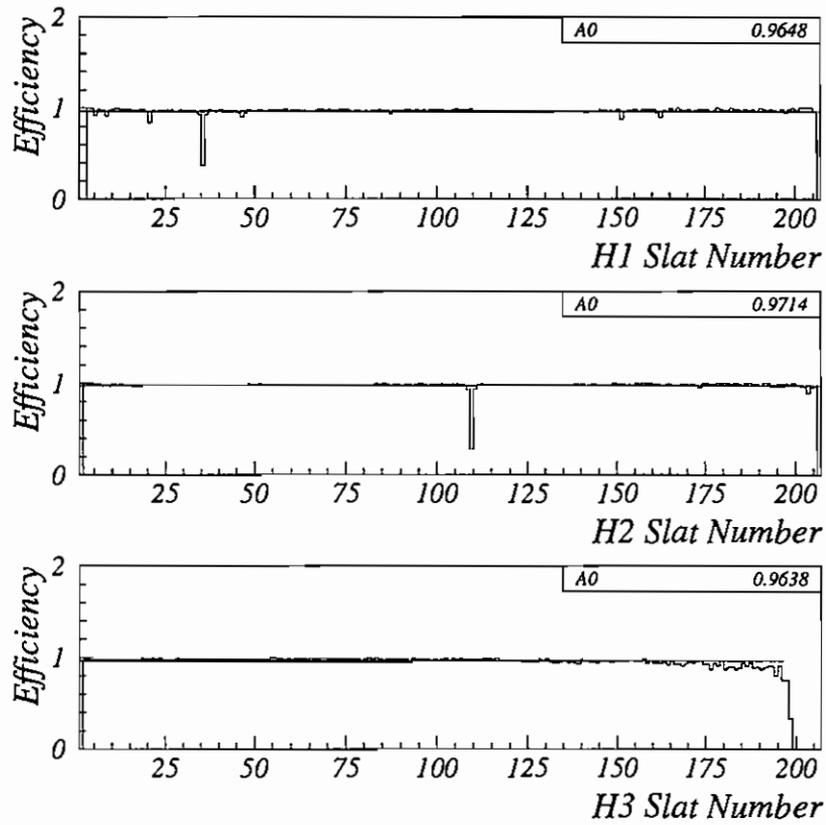


Figura 4.16: Eficiências (*efficiency*) dos hodoscópios em função do número da tira (*slat number*). A tira 1 está próxima à linha neutra e a tira 206 é a mais distante no plano em que as partículas são desviadas pelo campo magnético.

# Capítulo 5

## Resultados

As multiplicidades dos píons e dos gamas obtidas a partir do procedimento descrito no Capítulo 4 são apresentadas neste capítulo. O formalismo de variáveis robustas introduzido pela colaboração MiniMax [37] e apresentado no Apêndice B é usado na procura por produções de DCC's nas colisões 10% mais centrais entre Au + Pb. A procura por DCC's é realizada utilizando dois métodos distintos. No primeiro método, os detetores PbGl e MULT são usados, sendo que o espectrômetro completo da experiência é utilizado no segundo método. O formalismo de variáveis robustas é aplicado em ambos os métodos. As três razões de mais baixa ordem

$$r_{1,1} = \frac{F_{1,1}}{F_{2,0}} = \frac{\langle n_{ch} n_{\gamma} \rangle \langle n_{ch} \rangle}{\langle n_{ch}(n_{ch} - 1) \rangle \langle n_{\gamma} \rangle} \quad (5.1)$$

$$r_{2,1} = \frac{F_{2,1}}{F_{3,0}} = \frac{\langle n_{ch}(n_{ch} - 1) n_{\gamma} \rangle \langle n_{ch} \rangle}{\langle n_{ch}(n_{ch} - 1)(n_{ch} - 2) \rangle \langle n_{\gamma} \rangle} \quad (5.2)$$

$$r_{3,1} = \frac{F_{3,1}}{F_{4,0}} = \frac{\langle n_{ch}(n_{ch} - 1)(n_{ch} - 2) n_{\gamma} \rangle \langle n_{ch} \rangle}{\langle n_{ch}(n_{ch} - 1)(n_{ch} - 2)(n_{ch} - 3) \rangle \langle n_{\gamma} \rangle} \quad (5.3)$$

e os respectivos erros estatísticos discutidos no Apêndice C são calculados. Os resultados obtidos são apresentados neste capítulo.

## 5.1 Procura por DCC's a partir do Método de Contagem de Píons utilizando o PbGl e o MULT

O número de píons carregados  $N_{\pi^\pm}$  em função do número de gamas  $N_\gamma$  é mostrado na Fig. 5.1. Esta figura mostra uma pequena correlação entre  $N_{\pi^\pm}$  e  $N_\gamma$ . Uma vez que o detetor MULT fornece os níveis de *trigger* da experiência, o espectro bidimensional na Fig. 5.1 também mostra o comportamento de  $N_{\pi^\pm}$  e  $N_\gamma$  como função da centralidade da interação. Como esperado, o número de gamas e de píons cresce com a centralidade. O valor médio da distribuição de píons carregados é 430 com RMS igual a 70, sendo que o valor médio da distribuição do número de gamas é 49 e o RMS correspondente é 17. Os valores de  $N_{\pi^\pm}$  e  $N_\gamma$  são obtidos da razão entre o sinal total do detetor e uma constante que corresponde ao sinal total médio da resposta do detetor a uma partícula. Como consequência, as distribuições de  $N_{\pi^\pm}$  e  $N_\gamma$  apresentam a mesma forma que os espectros de energia total do MULT e do PbGl, respectivamente. O espectro bidimensional da Fig. 5.1 é dividido em vários *bins* nas duas dimensões e estes *bins* são projetados nos eixos correspondentes. Devido ao fundo discutido no Capítulo 4, ajustes gaussianos ou de Poisson não descrevem os dados. Valores grandes de  $N_\gamma$  estão associados a eventos de alvo vazio, como mostrado na Fig. 4.1. Estes valores grandes de  $N_\gamma$ , associados a eventos de alvo vazio, e  $N_{\pi^\pm}$  não estão correlacionados.

A análise introduzida pela colaboração MiniMax [37] é realizada mesmo na presença de um grande fundo, pois uma sensibilidade finita à formação de DCC's ainda pode ser atingida. O fundo é considerado aleatório e não correlacionado com o número de  $\gamma$ 's ou o número de  $\pi^\pm$ .

As três razões  $r_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e  $3$  são calculadas para os dados experimentais. As razões obtidas são mostradas na Tabela 5.1. Estas razões também são calculadas para diferentes cortes no sinal do detetor MULT, ou seja, as razões são obtidas em função da centralidade dos eventos dentro das interações 10% mais centrais. Os valores das razões em função da centralidade estão apresentadas na Tabela 5.2. As razões apresentam valores maiores com o aumento da centralidade da interação.

As razões também são calculadas para diferentes cortes no sinal do detetor PbGl

	Dados: 5.825.132 eventos
$r_{1,1}$	$0,98642 \pm 0,00003$
$r_{2,1}$	$0,97110 \pm 0,00006$
$r_{3,1}$	$0,95426 \pm 0,00009$

Tabela 5.1: As três razões  $r_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e  $3$  calculadas para os dados a partir dos detetores PbGl e MULT. Os erros apresentados são apenas estatísticos.

MULT	Eventos	$r_{1,1}$	$r_{2,1}$	$r_{3,1}$
sem corte	5.825.132	$0,98642 \pm 0,00003$	$0,97110 \pm 0,00006$	$0,95426 \pm 0,00009$
$\geq 0,9$	4.810.923	$0,98803 \pm 0,00003$	$0,97459 \pm 0,00006$	$0,95956 \pm 0,00009$
$\geq 1,1$	2.043.022	$0,99334 \pm 0,00003$	$0,98573 \pm 0,00006$	$0,97715 \pm 0,00010$
$\geq 1,3$	599.845	$0,99676 \pm 0,00004$	$0,99305 \pm 0,00008$	$0,98882 \pm 0,00013$
$\geq 1,5$	117.636	$0,99880 \pm 0,00007$	$0,99738 \pm 0,00010$	$0,9957 \pm 0,0002$

Tabela 5.2: As razões  $r_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e  $3$  calculadas para os dados a partir do PbGl e do MULT como função da centralidade, dentro das interações 10% mais centrais. As razões são calculadas para diferentes cortes no sinal em GeV do detetor MULT. Os erros apresentados são estatísticos.

e os valores obtidos são mostrados na Tabela 5.3. Uma vez que quanto mais central a colisão, maior a energia depositada no detetor, o sinal total do PbGl também fornece informação sobre a centralidade da interação. Os valores das razões apresentados na Tabela 5.3 decrescem para cortes maiores no sinal do PbGl.

Os erros apresentados nas Tabelas 5.1, 5.2 e 5.3 são apenas estatísticos. Os erros estatísticos das razões [70] são obtidos da discussão no Apêndice C. Devido ao termo de correlação que apresenta um sinal negativo na equação C.10, os erros estatísticos são bem pequenos.

Conforme discutido no Capítulo 4, a contribuição devida a eventos associados ao alvo vazio não é considerada na determinação do número de gamas e píons carregados, uma vez que estes números são obtidos evento por evento. No caso específico do detetor PbGl, a longa cauda no espectro de energia total do detetor está associada a eventos de alvo vazio. As razões são calculadas desconsiderando tais eventos, no

PbGl	Eventos	$r_{1,1}$	$r_{2,1}$	$r_{3,1}$
sem corte	4,810,923	$0,98803 \pm 0,00003$	$0,97459 \pm 0,00006$	$0,95956 \pm 0,00009$
$\geq 300$	4.639.928	$0,98664 \pm 0,00003$	$0,97177 \pm 0,00006$	$0,95552 \pm 0,00009$
$\geq 500$	2.891.027	$0,98226 \pm 0,00003$	$0,96318 \pm 0,00007$	$0,94302 \pm 0,00010$
$\geq 700$	793.885	$0,97951 \pm 0,00006$	$0,95797 \pm 0,00013$	$0,9357 \pm 0,0002$
$\geq 900$	141.408	$0,97649 \pm 0,00019$	$0,9522 \pm 0,0004$	$0,9275 \pm 0,0006$
$\geq 1100$	42.146	$0,9776 \pm 0,0004$	$0,9541 \pm 0,0007$	$0,9300 \pm 0,0012$

Tabela 5.3: As razões  $r_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e  $3$  calculadas para os dados a partir dos detetores PbGl e MULT para diferentes cortes no sinal total do PbGl em unidades arbitrárias. Apenas os eventos correspondentes a um sinal total no MULT maior ou igual a  $0,9$  GeV são considerados neste cálculo. Os erros são estatísticos.

entanto, nenhuma diferença considerável é observada. No caso do detetor MULT, eventos associados ao alvo vazio produzem sinais no detetor com a mesma magnitude que eventos de interesse. Conseqüentemente, o espectro de energia total do MULT não apresenta uma separação distinta entre eventos de interesse e eventos associados ao alvo vazio. Logo, um corte parecido ao descrito para o PbGl não pode ser aplicado ao MULT. Com a finalidade de evitar qualquer correlação adicional entre os detetores MULT e PbGl, as razões nesta análise são calculadas sem que o efeito devido a eventos associados ao alvo vazio seja subtraído dos dados obtidos de uma aquisição típica.

A procura por DCC's é realizada apenas nos eventos 10% mais centrais selecionados experimentalmente a partir de um limite inferior (*threshold*) no sinal do detetor MULT, conforme discutido no Capítulo 2. Logo, apenas eventos do RQMD com parâmetro de impacto  $b \leq 5,2$  fm são gerados. Porém, apesar das interações 10% mais centrais serem equivalentes a  $b \leq 5,2$  fm, um corte eletrônico e um corte "físico" são aplicados aos dados e à simulação, respectivamente. Logo, a identificação das colisões centrais introduzem uma incompatibilidade no lado inferior do espectro de energia total do MULT entre os dados e a simulação, como mostra a Fig. 5.2. Um corte no sinal do detetor MULT é, então, aplicado tanto nos dados como na simulação com a finalidade de corrigir este efeito. O valor do corte é escolhido de forma a corrigir esta incompatibilidade e, ainda assim, manter uma alta estatística no número

de eventos. O valor do corte escolhido no sinal do MULT corresponde a 0,9 GeV. As comparações entre as razões obtidas dos dados e da simulação são apresentadas na Seção 5.5.

Um corte no sinal do detetor MULT introduz um erro sistemático nos valores das razões, como mostra a Tabela 5.2. Outra fonte de erro sistemático corresponde ao valor médio de energia depositado por um  $\gamma$  e um  $\pi^\pm$  no PbGL e no MULT, respectivamente. A energia média depositada por uma partícula é utilizada na obtenção do número de  $\gamma$ 's e  $\pi^\pm$ 's, como discutido no Capítulo 4. O comportamento dos valores das razões para diferentes valores de energia média depositada por uma partícula é estudada e o erro sistemático é avaliado. O erro sistemático para variações da ordem de 20% nos valores da energia média é desprezível comparado com o erro sistemático devido ao corte em centralidade. Os erros sistemáticos das razões  $r_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e 3 são 1%, 2% e 4%, respectivamente. Estes erros sistemáticos correspondem às razões obtidas com um corte em centralidade de 0,9 GeV no sinal do MULT mostradas na Tabela 5.3.

As razões obtidas para o corte em centralidade de 0,9 GeV são mostradas na Tabela 5.3. Os valores das razões são menores que 1,0 mesmo considerando os erros estatísticos e sistemáticos. Conforme discutido no Apêndice B, a produção de DCC's está associada a razões menores que 1, logo, os resultados obtidos podem significar que evidências da formação de DCC's são observadas. A razão

$$\frac{\langle n_{ch} n_\gamma \rangle}{\langle n_{ch} \rangle \langle n_\gamma \rangle} \quad (5.4)$$

é sensível à correlação entre  $\gamma$ 's e  $\pi^\pm$ 's. Esta razão é 0,993, mostrando que existem pequenas correlações entre gamas e píons carregados. Estas pequenas correlações podem ser ocasionadas por  $\pi^\pm$ 's que estão dentro da aceitação do MULT e que antes de atingir o detetor sofrem interações que resultam na produção de partículas que atingem o PbGL com energia suficiente para a produção de fótons de Cherenkov. Da mesma forma,  $\gamma$ 's dentro da aceitação do PbGL sofrem interações que resultam em partículas que depositam energia no MULT. A razão

$$\frac{\langle n_{ch} \rangle \langle n_{ch} \rangle}{\langle n_{ch} (n_{ch} - 1) \rangle} \quad (5.5)$$

é sensível a flutuações na amostra de partículas carregadas. Esta razão é 0,981 para as razões correspondentes ao corte de centralidade de 0,9 GeV mostradas na Tabela 5.3. Logo, as razões apresentam valores menores que um principalmente devido a flutuações na amostra de  $\pi^\pm$ 's.

## 5.2 Procura por DCC's a partir do Método de Contagem de Píons utilizando o Espectrômetro Completo

O número de gamas  $N_\gamma$  em função do número de píons carregados  $N_{\pi^\pm}$  é mostrado na Fig. 5.3. Os espectros bidimensionais de  $N_\gamma$  em função de  $N_{\pi^-}$  e de  $N_{\pi^+}$  é apresentado na Fig. 5.4. As Figs. 5.3 e 5.4 mostram uma pequena correlação entre píons carregados e gamas. Os espectros bidimensionais de  $N_\gamma \times N_{\pi^\pm}$ ,  $N_\gamma \times N_{\pi^-}$  e  $N_\gamma \times N_{\pi^+}$  para diferentes cortes no sinal total do detetor MULT, ou seja, em função da centralidade dentro das interações 10% mais centrais, são apresentadas nas Figs. 5.5, 5.6 e 5.7, respectivamente. O espectro de energia total do MULT é dividido em quatro regiões, sendo que a primeira região corresponde ao espectro total do detetor, ou seja, às interações 10% mais centrais. A segunda região representa as 75% interações mais centrais dentro das 10% mais centrais. A terceira e a quarta regiões correspondem às interações 5,0% e 2,5% mais centrais, respectivamente. A média e o RMS das distribuições dos gamas e dos píons carregados em função da centralidade estão na Tabela 5.4. Como esperado, o número de píons e gamas aumentam com a centralidade da interação.

O espectro bidimensional na Fig. 5.3 é dividido em vários *bins* nas duas dimensões e estes *bins* são projetados no eixo correspondente. Uma distribuição de Poisson é ajustada à projeção de cada bin. Os ajustes são apresentados nas Figs. 5.8 a 5.10. O número de  $\pi^\pm$ 's e  $\gamma$ 's identificados seguem uma distribuição de Poisson. O número médio de  $\pi^\pm$ 's e  $\gamma$ 's obtido do ajuste de cada distribuição é mostrado nestas figuras com o parâmetro P1. Considerando que estas distribuições apresentam RMS da ordem de 1.5, o número médio de  $\pi^\pm$ 's e  $\gamma$ 's é constante. O mesmo procedimento é aplicado

	Centralidade							
	10%		7,5%		5%		2,5%	
	Média	RMS	Média	RMS	Média	RMS	Média	RMS
$N_\gamma$	3,46	1,82	3,53	1,83	3,58	1,85	3,63	1,85
$N_{\pi^\pm}$	2,10	1,30	2,13	1,32	2,17	1,33	2,21	1,34
$N_{\pi^-}$	1,68	1,10	1,70	1,11	1,72	1,12	1,74	1,13
$N_{\pi^+}$	0,923	0,659	0,936	0,668	0,953	0,681	0,966	0,691

Tabela 5.4: A média e o RMS das distribuições dos gamas e dos píons carregados em função da centralidade da interação. Estes valores são obtidos dos dados experimentais a partir do espectrômetro completo da E864.

aos espectros bidimensionais de  $N_\gamma \times N_{\pi^-}$  e  $N_\gamma \times N_{\pi^+}$  na Fig. 5.4. As distribuições obtidas desta figura também seguem uma distribuição de Poisson. O fato de todas as distribuições nas Figs. 5.8 a 5.10 seguirem uma distribuição de Poisson valida a utilização do formalismo de variáveis robustas discutido no Apêndice B. Além disso, indica que nenhuma contaminação evidente é observada nos dados, uma vez que uma contaminação poderia causar a presença de uma cauda nas distribuições.

Como no caso da procura por DCC's a partir dos detetores MULT e PbGl, um corte no sinal total do MULT é utilizado com a finalidade de corrigir a incompatibilidade da parte inferior do espectro do MULT obtido dos dados experimentais e da simulação. Esta incompatibilidade é gerada pelo método experimental de seleção dos eventos 10% mais centrais, que usa um limite inferior no sinal do MULT. O mesmo corte no MULT de 0,9 GeV usado na análise a partir do PbGl e do MULT é, então, aplicado aos dados. As variáveis robustas introduzidas pela colaboração MiniMax [37] são calculadas a partir do número de píons carregados e gamas obtidos do procedimento descrito no Capítulo 4.

As três razões  $r_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e  $3$  são calculadas para os dados experimentais. Como o número de  $\pi^-$ 's e o número de  $\pi^+$ 's produzidos em cada evento são bem conhecidos, as razões são calculadas para três casos distintos. No primeiro, os píons carregados correspondem à soma dos  $\pi^-$ 's e dos  $\pi^+$ 's. No segundo caso, os píons carregados representam apenas o número de  $\pi^-$ 's. Finalmente, no último caso, apenas os  $\pi^+$ 's

são considerados como píons carregados. As razões obtidas são mostradas na Tabela 5.5. Os valores destas razões são menores que 1,0 para todos os três casos, o que pode induzir à conclusão de que evidências da formação de DCC's são observadas. A razão

$$\frac{\langle n_{ch} n_{\gamma} \rangle}{\langle n_{ch} \rangle \langle n_{\gamma} \rangle} \quad (5.6)$$

fornece informação sobre a correlação entre  $\gamma$ 's e  $\pi^{\pm}$ 's, enquanto que a razão

$$\frac{\langle n_{ch} \rangle \langle n_{ch} \rangle}{\langle n_{ch} (n_{ch} - 1) \rangle} \quad (5.7)$$

fornece informação sobre as flutuações na amostra de partículas carregadas. Os valores destas duas frações são mostrados na Tabela 5.5. Estas frações apresentam valores menores que 1, o que indica que existem correlações entre gamas e partículas carregadas e flutuações na amostra de  $\pi$ 's. Em particular, as flutuações são maiores na amostra de  $\pi^+$ .

Os valores das razões obtidas para  $\pi^-$ 's são maiores que as razões obtidas apenas para  $\pi^+$ 's. Este resultado é inesperado, uma vez que variáveis robustas não devem apresentar tal comportamento. Esta diferença pode ser entendida em termos da ocupância dos hodoscópios. Os  $\pi^-$ 's e os  $\pi^+$ 's são desviados pelo campo magnético para diferentes regiões do hodoscópio, que apresentam diferentes ocupâncias. Os  $\pi^+$ 's atingem a região de maior ocupância, pois estas partículas são desviadas para a mesma região que os prótons que interagiram no alvo. A ocupância medida dos planos de hodoscópios são mostradas na Fig. 5.11. Nesta figura, a tira de número 1 está próxima à linha neutra; os prótons e os  $\pi^+$ 's são desviados para esta região de alta ocupância. A tira de número 206 corresponde à tira mais distante no plano em que as partículas são desviadas e à região para onde os  $\pi^-$ 's são desviados. Como os  $\pi^+$ 's são desviados para uma região de maior ocupância, a eficiência de medir  $\pi^+$ 's é menor, como apresentado no Capítulo 4.

Um estudo do comportamento das razões para diferentes eficiências de detecção de  $\pi^{\pm}$ 's e  $\gamma$ 's é realizado assumindo que a eficiência é independente da ocupância. As razões são calculadas decrescendo aleatoriamente, de uma dada percentagem, o número de píons carregados e gamas em cada evento. As razões são calculadas para

Dados: 1.944.401			
	Todos $\pi$	Apenas $\pi^-$	Apenas $\pi^+$
$r_{1,1}$	$0,9765 \pm 0,0007$	$0,9920 \pm 0,0009$	$0,948 \pm 0,002$
$r_{2,1}$	$0,9641 \pm 0,0016$	$0,992 \pm 0,002$	$0,910 \pm 0,007$
$r_{3,1}$	$0,961 \pm 0,003$	$0,997 \pm 0,006$	$0,88 \pm 0,02$
$\frac{\langle n_{ch} n_\gamma \rangle}{\langle n_{ch} \rangle \langle n_\gamma \rangle}$	0,986	0,983	0,993
$\frac{\langle n_{ch} \rangle \langle n_{ch} \rangle}{\langle n_{ch} (n_{ch} - 1) \rangle}$	0,963	0,975	0,941

Tabela 5.5: As três razões  $r_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e  $3$  calculada para os dados a partir do espectrômetro completo da E864. As razões são calculadas para três casos distintos. No primeiro, os píons carregados correspondem à soma dos  $\pi^-$ 's e dos  $\pi^+$ 's. No segundo caso, os píons carregados representam apenas o número de  $\pi^-$ 's. Finalmente, no último caso, apenas os  $\pi^+$ 's são considerados como píons carregados. Um corte de  $0,9$  GeV no MULT é aplicado nos dados. Os erros são estatísticos.

diferentes percentagens de decréscimo do número de  $\pi^\pm$ 's e  $\gamma$ 's. Nenhuma variação significativa dos valores das razões é observada. Logo, as razões são independentes da eficiência de deteção, se a eficiência é independente da ocupância.

O modelo matemático desenvolvido pela colaboração MiniMax [37] para as razões robustas assume explicitamente que a eficiência de deteção de  $\pi^\pm$ 's é independente da ocupância da partícula. Na prática, isto não é realizado com um sistema de deteção como os hodoscópios, onde a identificação das partículas baseia-se num conjunto de granularidade finito de tiras cintiladoras. Em particular, a eficiência de reconstrução apresenta uma dependência linear com o número de partículas atingindo o detetor. Portanto, a hipótese de eficiência constante é violada e as razões apresentam uma pequena dependência com a ocupância. A implicação deste resultado é que a resposta do aparato deve ser cuidadosamente simulada com a finalidade de reproduzir os níveis próprios de ocupância do detetor e a eficiência de reconstrução de trajetórias.

Conforme discutido no Capítulo 4, alguns cortes são aplicados aos dados com a finalidade de identificar o número de gamas. Estes cortes correspondem aos cortes em energia, em  $\beta$ , de rejeição de partículas carregadas e de contaminação. O comportamento das razões para diferentes cortes no número de  $\gamma$ 's pode ser estudado. Os

Dados: 256.619			
Todos $\pi$	Corte em energia 6% <	Corte em energia 6% >	Corte em $\beta$ $1\sigma$
$\tau_{1,1}$	$0,9775 \pm 0,0019$	$0,974 \pm 0,002$	$0,983 \pm 0,002$
$\tau_{2,1}$	$0,965 \pm 0,004$	$0,956 \pm 0,005$	$0,975 \pm 0,005$
$\tau_{3,1}$	$0,962 \pm 0,009$	$0,948 \pm 0,010$	$0,974 \pm 0,011$

Tabela 5.6: As três razões  $\tau_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e  $3$  calculadas para os dados a partir do espectrômetro completo da E864. Os píons carregados correspondem à soma dos  $\pi^-$ 's e dos  $\pi^+$ 's. Os valores das razões obtidos para um corte em  $\beta$  que aceita apenas as partículas com  $\beta$  no intervalo de  $1.002 \pm 1\sigma$  (ao invés de  $1.002 \pm 3\sigma$ ) são mostrados. Também são apresentadas as razões obtidas a partir de um corte em energia 6% maior e um corte 6% menor. Um corte de 0,9 GeV no MULT é aplicado nos dados. Os erros são estatísticos.

valores das razões para um corte em  $\beta$  que aceita apenas partículas com um valor de  $\beta$  dentro do intervalo  $1,002 \pm 1\sigma$  (ao invés de  $1,002 \pm 3\sigma$ ) são apresentados na Tabela 5.6. Neste estudo, o número de partículas carregadas corresponde à soma de  $\pi^-$ 's e  $\pi^+$ 's. Esta tabela também apresenta as razões obtidas para um corte em energia 6% maior e um corte em energia 6% menor. Os valores das razões para diferentes cortes no número de  $\gamma$ 's são usados para estimar o erro sistemático.

Alguns cortes também são aplicados aos dados com a finalidade de identificar o número de píons carregados. Estes cortes correspondem aos cortes em momento em função de  $\beta$ , em massa e nas distribuições de  $\chi^2$ . O comportamento das razões para diferentes cortes no número de  $\pi^\pm$ 's é estudado. Os valores das razões obtidos para píons carregados identificados apenas pelo corte de momento em função de  $\beta$  são mostrados na Tabela 5.7. Os píons carregados correspondem à soma dos  $\pi^-$ 's e dos  $\pi^+$ 's. Esta tabela também apresenta as razões para píons carregados identificados pelos cortes em massa e nas distribuições de  $\chi^2$  descritos no Capítulo 4, sendo que o corte em momento em função de  $\beta$  é 0.5% menor em um caso e 1.0% maior no outro caso.

A Tabela 5.8 apresenta as razões calculadas para o caso em que o corte em massa não é aplicado e para o caso em que o corte em  $\chi^2$  não é considerado. Os píons

Dados: 256.619			
Todos $\pi$	Corte $p$ e $\beta$ 0.5% <	Corte $p$ e $\beta$ 1% >	Apenas corte $p$ e $\beta$
$r_{1,1}$	$1,000 \pm 0,004$	$0,9940 \pm 0,0011$	$0,9916 \pm 0,0015$
$r_{2,1}$	$1,001 \pm 0,009$	$0,990 \pm 0,002$	$0,991 \pm 0,003$
$r_{3,1}$	$1,004 \pm 0,002$	$0,990 \pm 0,004$	$0,997 \pm 0,007$

Tabela 5.7: As três razões  $r_{i,1}, i = 1, 2$  e  $3$  calculadas para os dados a partir do espectrômetro completo da E864. Os píons carregados correspondem à soma dos  $\pi^-$ 's e dos  $\pi^+$ 's. Os valores das razões para píons carregados identificados apenas pelo corte em momento em função de  $\beta$  são mostrados. Também são apresentadas as razões para píons carregados identificados pelos cortes em massa e nas distribuições de  $\chi^2$  descritos no Capítulo 4, sendo que o corte em momento em função de  $\beta$  é 0.5% menor em um caso e 1.0% maior no outro caso. Um corte de 0,9 GeV no MULT é aplicado nos dados. Os erros são estatísticos.

carregados correspondem à soma dos  $\pi^-$ 's e dos  $\pi^+$ 's. Esta tabela também mostra as razões obtidas para um corte em massa 25% maior e para um corte nas distribuições de  $\chi^2$  10% menor.

Os erros das razões mostrados nas Tabelas 5.5 a 5.8 são estatísticos. Os erros estatísticos [70] são obtidos da discussão no Apêndice C. Devido ao termo de correlação que apresenta um sinal negativo na equação C.10, os erros estatísticos são bem pequenos.

As variações das razões para diferentes cortes na identificação do número de gamas estão dentro dos erros estatísticos. No caso das partículas carregadas, as variações das razões para um corte em massa 25% maior e para um corte nas distribuições de  $\chi^2$  10% menor também estão dentro dos erros estatísticos.

As variações das razões também são estudadas para cortes em centralidade. As razões são calculadas para diferentes cortes no sinal do MULT. Os valores obtidos não variam com a centralidade da interação, dentro dos erros estatísticos.

O erro sistemático das razões é estimado a partir das variações das razões para diferentes cortes na identificação do número de píons e gamas, além da variação das razões para diferentes cortes no sinal do MULT. Os erros sistemáticos estimados das

Dados: 256.619				
Todos $\pi$	Sem corte $\chi^2$	Corte $\chi^2$ 10% <	Sem corte massa	Corte massa 25% >
$r_{1,1}$	$0,9834 \pm 0,0016$	$0,975 \pm 0,002$	$0,9857 \pm 0,0018$	$0,975 \pm 0,002$
$r_{2,1}$	$0,976 \pm 0,004$	$0,960 \pm 0,005$	$0,979 \pm 0,004$	$0,960 \pm 0,005$
$r_{3,1}$	$0,977 \pm 0,007$	$0,953 \pm 0,010$	$0,982 \pm 0,009$	$0,958 \pm 0,010$

Tabela 5.8: As três razões  $r_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e  $3$  calculadas para os dados a partir do espectrômetro completo da E864. Os píons carregados correspondem à soma dos  $\pi^-$ 's e dos  $\pi^+$ 's. Os valores das razões no caso em que o corte em massa não é aplicado e no caso em que o corte em  $\chi^2$  não é considerado são apresentados. Também são mostradas as razões obtidas para um corte em massa 25% maior e para um corte nas distribuições de  $\chi^2$  10% menor. Um corte de 0,9 GeV no MULT é aplicado nos dados. Os erros são estatísticos.

razões  $r_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e  $3$  são 1%, 2% e 4%, respectivamente.

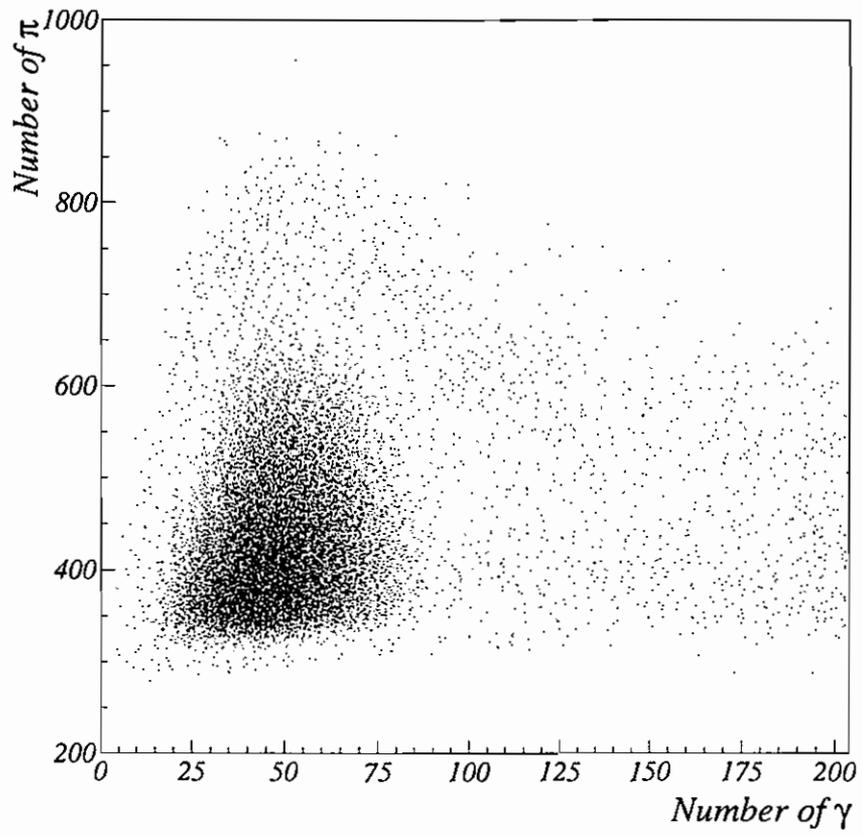


Figura 5.1: Espectro bidimensional medido do número (*number*) de  $\pi^\pm$ 's e  $\gamma$ 's usando o PbGl e o MULT.

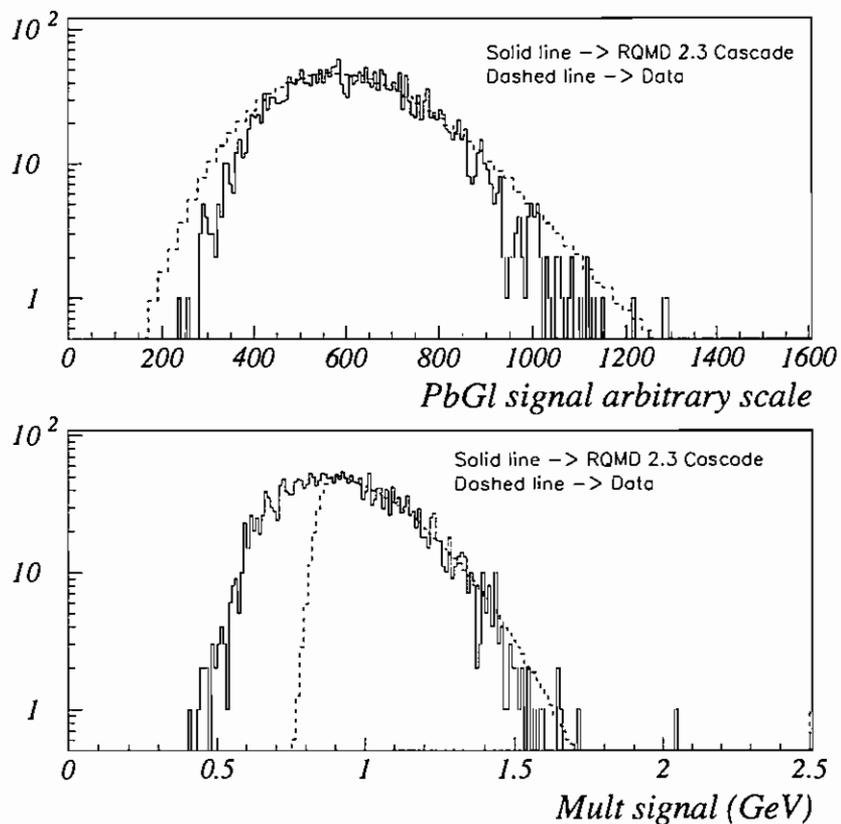


Figura 5.2: De cima para baixo, espectros de energia total do PbGl em u.a. (*PbGl total signal in a.u.*) e do MULT em GeV (*MULT signal in GeV*). Os espectros obtidos dos dados experimentais são mostrados com linhas tracejadas. Os espectros obtidos da simulação são representados por linhas sólidas. O espectro de energia total do MULT mostra a incompatibilidade para baixos valores de energia entre os dados e a simulação, conforme descrito no texto.

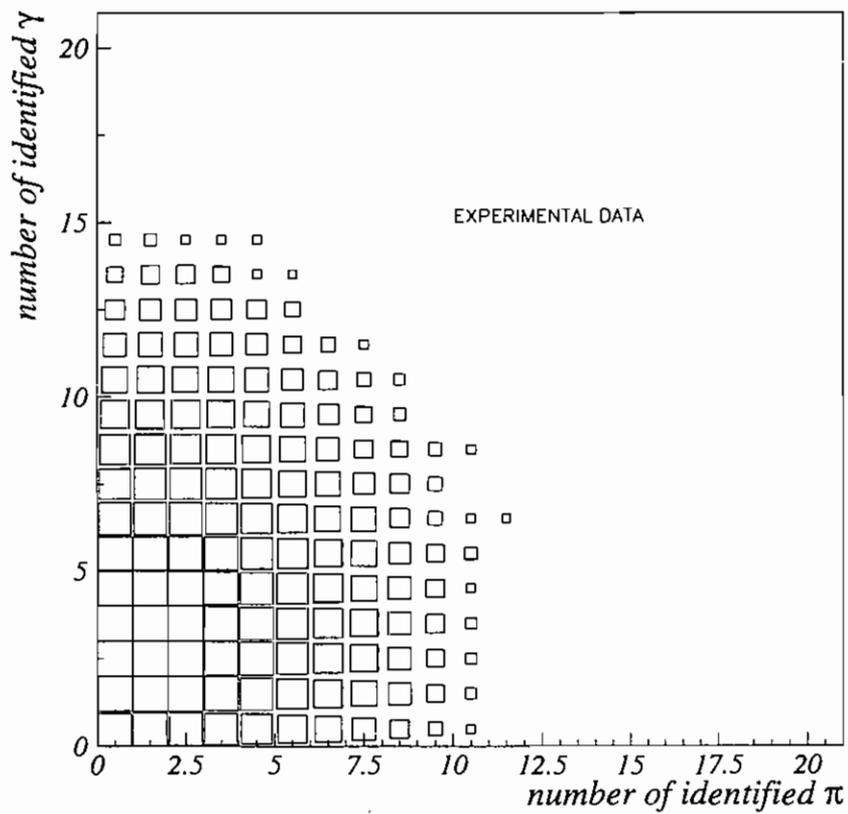


Figura 5.3: Espectro bidimensional do número (*number*) de  $\pi^\pm$ 's e  $\gamma$ 's medidos a partir do espectrômetro completo da E864.

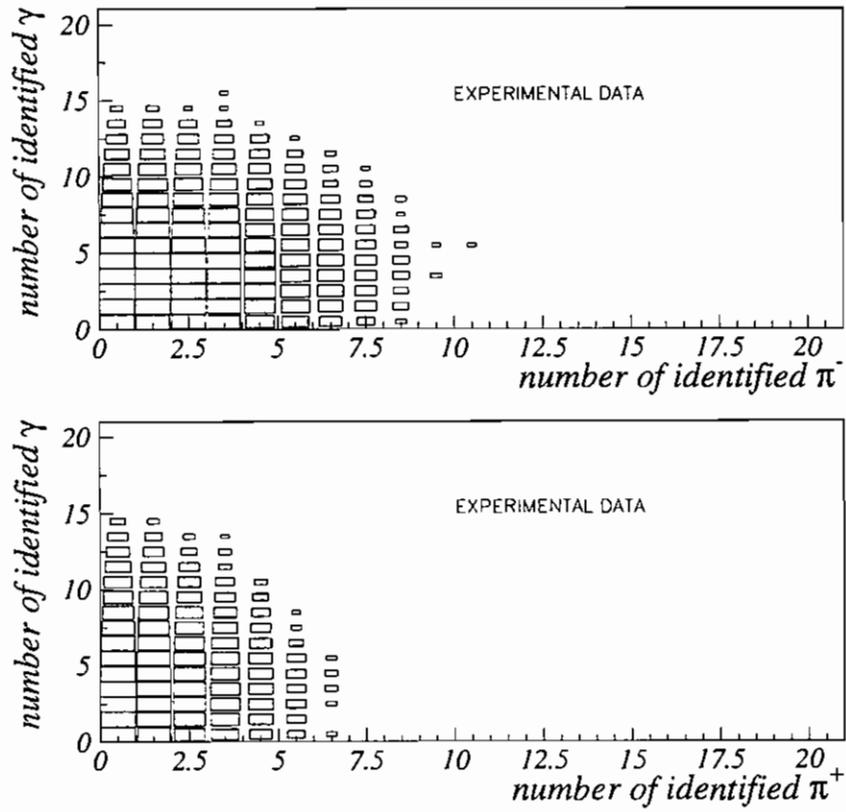


Figura 5.4: De cima para baixo, espectros bidimensionais de  $N_\gamma \times N_{\pi^-}$  e  $N_\gamma \times N_{\pi^+}$  medidos a partir do espectrômetro completo da E864.

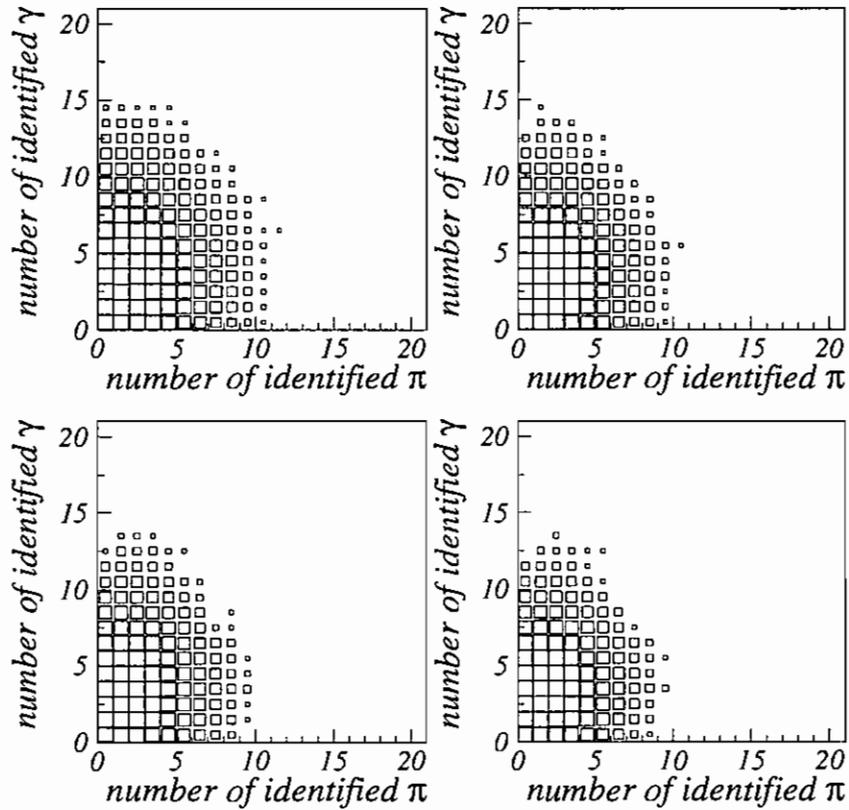


Figura 5.5: Espectros bidimensionais de  $N_\gamma \times N_\pi$  em função da centralidade dentro das interações 10% mais centrais medidos a partir do espectrômetro completo da E864. De cima para baixo e da esquerda para a direita, os espectros correspondem às interações 10% mais centrais (nenhum corte no MULT), às interações 7,5% mais centrais, às interações 5% mais centrais e às interações 2,5% mais centrais.

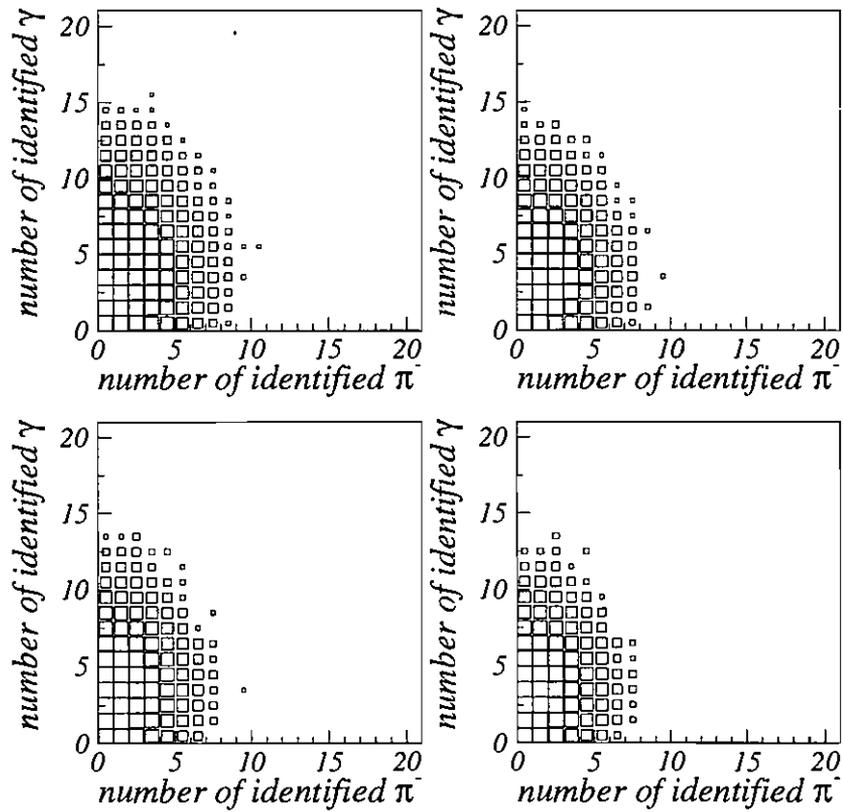


Figura 5.6: Espectros bidimensionais de  $N_\gamma \times N_{\pi^-}$  em função da centralidade dentro das interações 10% mais centrais medidos a partir do espectrômetro completo da E864. De cima para baixo e da esquerda para a direita, os espectros correspondem às interações 10% mais centrais (nenhum corte no MULT), às interações 7,5% mais centrais, às interações 5% mais centrais e às interações 2,5% mais centrais.

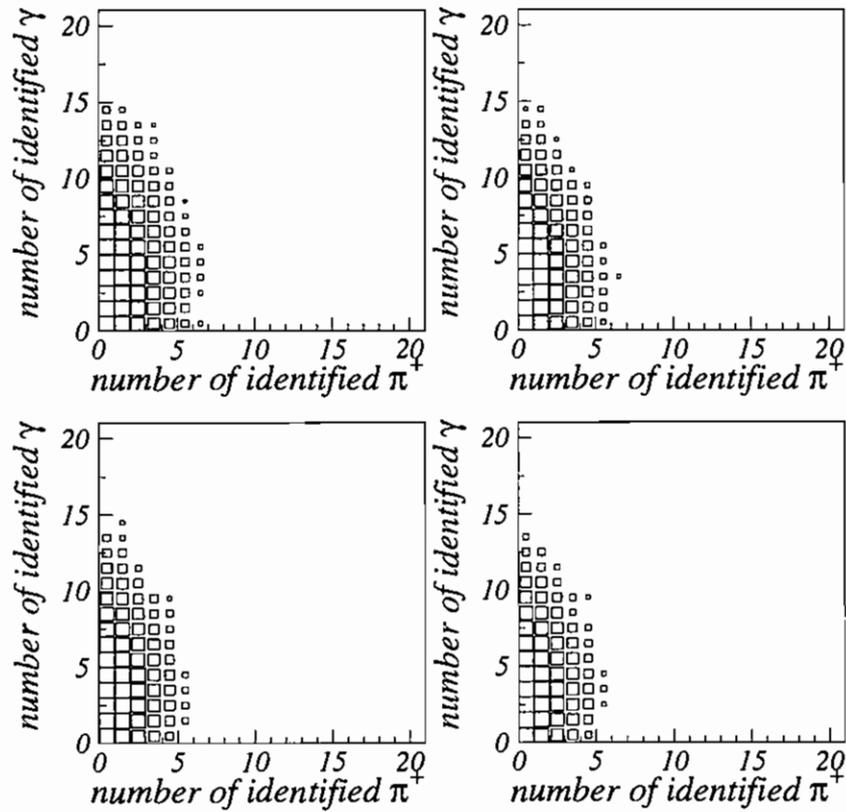


Figura 5.7: Espectros bidimensionais de  $N_\gamma \times N_{\pi^+}$  em função da centralidade dentro das interações 10% mais centrais medidos a partir do espectrômetro completo da E864. De cima para baixo e da esquerda para a direita, os espectros correspondem às interações 10% mais centrais (nenhum corte no MULT), às interações 7,5% mais centrais, às interações 5% mais centrais e às interações 2,5% mais centrais.

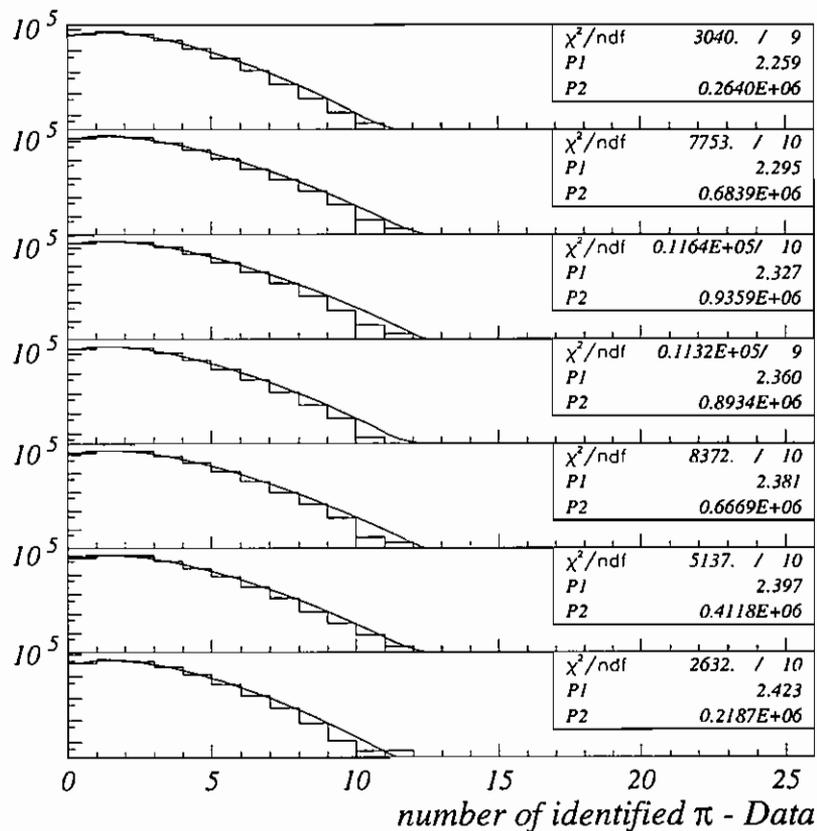


Figura 5.8: Número de  $\pi$ 's (*number of identified  $\pi$* ) medidos para diferentes bins da distribuição do número de  $\gamma$ 's medidos. De cima para baixo,  $0 < N_\gamma < 1$ ,  $1 < N_\gamma < 2$ ,  $2 < N_\gamma < 3$ ,  $3 < N_\gamma < 4$ ,  $4 < N_\gamma < 5$ ,  $5 < N_\gamma < 6$  e  $6 < N_\gamma < 7$ . A linha sólida corresponde ao ajuste dos dados por uma distribuição de Poisson com parâmetros P1 e P2.

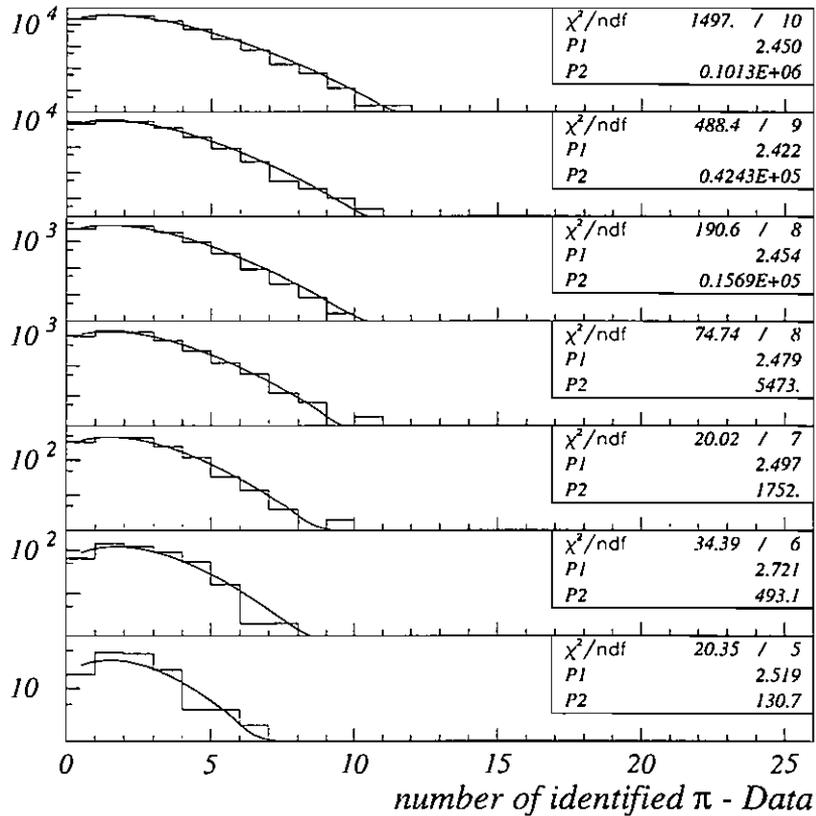


Figura 5.9: Número de  $\pi$ 's (*number of identified  $\pi$* ) medidos para diferentes bins da distribuição do número de  $\gamma$ 's medidos. De cima para baixo,  $7 < N_\gamma < 8$ ,  $8 < N_\gamma < 9$ ,  $9 < N_\gamma < 10$ ,  $10 < N_\gamma < 11$ ,  $11 < N_\gamma < 12$ ,  $12 < N_\gamma < 13$  e  $13 < N_\gamma < 14$ . A linha sólida corresponde ao ajuste dos dados por uma distribuição de Poisson com parâmetros P1 e P2.

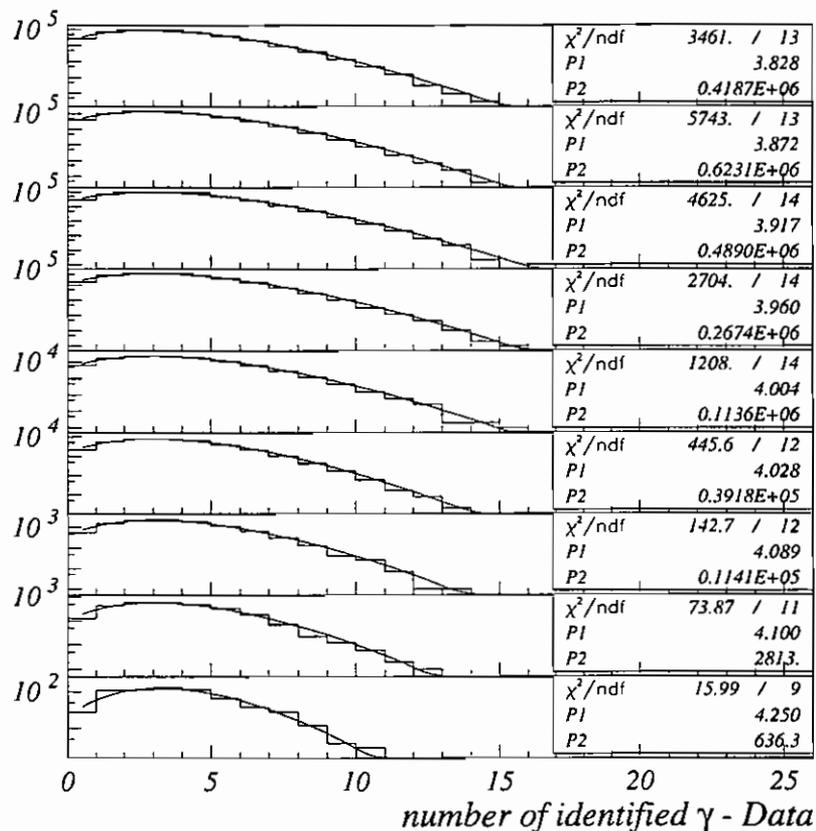


Figura 5.10: Número de  $\gamma$ 's (*number of identified  $\gamma$* ) medidos para diferentes *bins* da distribuição do número de  $\pi$ 's medidos. De cima para baixo,  $0 < N_\pi < 1$ ,  $1 < N_\pi < 2$ ,  $2 < N_\pi < 3$ ,  $3 < N_\pi < 4$ ,  $4 < N_\pi < 5$ ,  $5 < N_\pi < 6$ ,  $6 < N_\pi < 7$ ,  $7 < N_\pi < 8$  e  $8 < N_\pi < 9$ . A linha sólida corresponde ao ajuste dos dados por uma distribuição de Poisson com parâmetros P1 e P2.

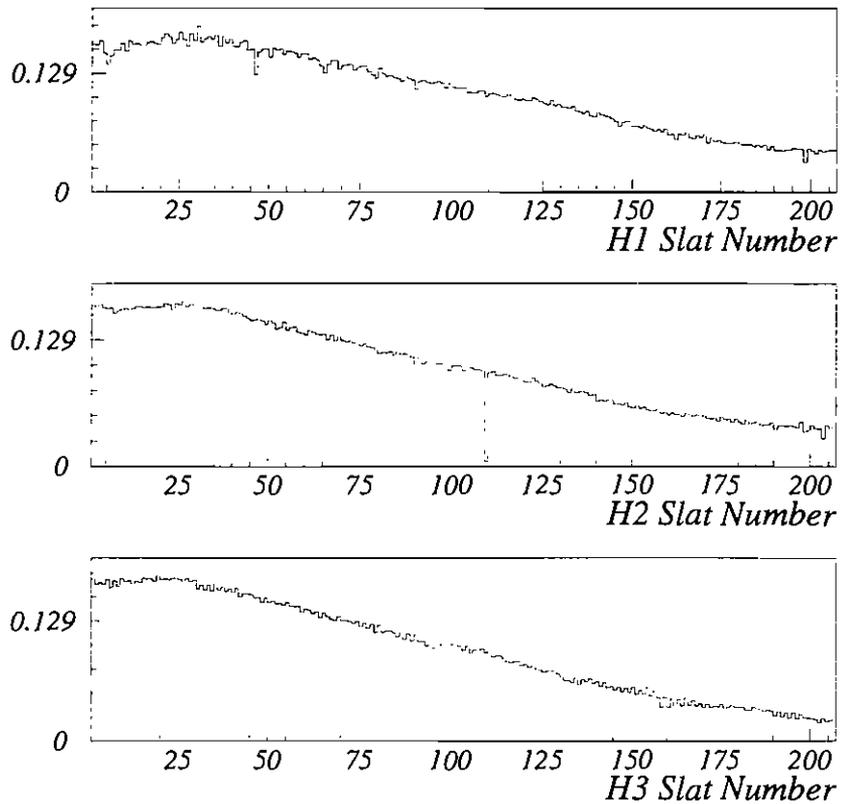


Figura 5.11: A ocupância medida dos três planos de hododcópios H1, H2 e H3 em função do número da tira (*slat number*). A tira de número 1 está próxima à linha neutra. Os prótons e os  $\pi^+$ 's são desviados para esta região de alta ocupância. A tira de número 206 corresponde à tira mais distante no plano em que as partículas são desviadas e à região para onde os  $\pi^-$ 's são desviados.

## Capítulo 6

# Comparações com as Simulações de Monte Carlo

Neste capítulo, os dados experimentais e as simulações de Monte Carlo são comparados. Além disso, a sensibilidade da procura por DCC's é determinada, sendo que, para tanto, utiliza-se um gerador de DCC's e eventos misturados RQMD + DCC. Nas duas primeiras seções deste capítulo são discutidos o modelo de DCC e o procedimento utilizado para misturar eventos do RQMD e de DCC, respectivamente. Em seguida, nas duas últimas seções, são apresentadas as comparações entre os dados experimentais e a simulação nos casos da procura por DCC's a partir do método de contagem de píons utilizando os detetores PbG1 e MULT e do método de contagem de píons utilizando o espectrômetro completo da experiência, respectivamente.

### 6.1 Gerador de DCC's

Os eventos de DCC são gerados utilizando o modelo de S. Gavin [65]. Neste modelo, os píons apresentam uma forma gaussiana na direção radial  $r$  e a densidade espacial  $n(r)$  é escrita como

$$n(r) = N \left( \frac{3}{2\pi R^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{3r^2}{2R^2}} \quad (6.1)$$

onde  $N$  é o número de píons produzidos pelo DCC, e  $R$  é o raio do domínio do DCC definido como

$$R^2 = \langle r^2 \rangle = 3\langle x^2 \rangle = 3\sigma^2. \quad (6.2)$$

Em  $r = 0$  a distribuição da densidade espacial é definida como

$$n(0) = \frac{dV}{m_\pi} \quad (6.3)$$

onde  $dV$  é a densidade de energia do DCC e  $m_\pi$  é a massa do pión. Logo, o número total de píons produzidos pelo domínio do DCC é dado por

$$N = \left(\frac{2\pi}{3}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{dV}{m_\pi} R^3 \quad (6.4)$$

onde o número de píons neutros e carregados são calculados segundo a distribuição de produção de partículas de DCC (eq. 1.16)

$$P(f)df = \frac{1}{2\sqrt{f}}df. \quad (6.5)$$

Os píons são gerados segundo uma distribuição gaussiana com largura

$$\sigma = \frac{R}{\hbar c\sqrt{6}}. \quad (6.6)$$

A largura  $\sigma$  da gaussiana é estimada a partir do princípio de incerteza de Heisenberg  $\Delta x \Delta p \leq \hbar c$ . O DCC possui uma distribuição em rapidez também gaussiana. A gaussiana é centrada na metade do valor da rapidez do feixe e possui uma largura escolhida como 1 unidade de rapidez.

Nominalmente, S. Gavin [66] usa uma densidade de energia de 90 MeV/fm<sup>3</sup>. No entanto, existem muitas incertezas no valor real da densidade de energia de um DCC. O raio do domínio é previsto entre 2 e 4 fm. O gerador de DCC utilizando o modelo de S. Gavin é, então, usado variando a densidade de energia e o raio do domínio. Distribuições de  $dN/dy$  e  $dN/dp_t$  para diferentes valores de densidades de energia  $dV$  e raios  $R$  são mostrados nas Figs. 6.1 a 6.3. Devido ao fundo, espera-se que a experiência seja sensível apenas a grandes domínios de DCC's. Portanto, o raio do

Densidade de Energia (MeV/fm <sup>3</sup> )	Número de Píons
90	63
120	126
200	254
253	318

Tabela 6.1: O número de píons produzidos para diferentes densidades de energia do domínio do DCC.

domínio do DCC usado para gerar todos os eventos de DCC deste trabalho corresponde a  $R = 4$  fm. A densidade de energia é, então, variada com a finalidade de obter DCC's de diferentes tamanhos. O número de píons produzidos para diferentes densidades de energia para um raio de  $R = 4$  fm é mostrado na Tabela 6.1.

## 6.2 Eventos RQMD e DCC Misturados

De acordo com a fração de eventos do RQMD nos quais um evento de DCC deve ser incluído, escolhe-se aleatoriamente se o evento de DCC é aderido neste particular evento do RQMD. Para eventos do RQMD nos quais um evento de DCC deve ser incluído, o procedimento é o seguinte:

1. A energia total dos píons produzidos pelo DCC para um evento é calculada somando a energia de cada pión;
2. Com a finalidade de conservar a energia, o valor de energia obtido acima deve ser subtraído do evento do RQMD. Esta subtração é feita tirando píons (carregados e neutros) igualmente até que a soma da energia de cada pión tirado do evento do RQMD seja aproximadamente igual ao valor obtido no item anterior;
3. O evento de DCC é, então, incluído ao evento do RQMD simplesmente aderindo a informação de cada pión do evento de DCC ao arquivo de evento do RQMD;
4. Este procedimento é repetido para cada evento do RQMD no qual um DCC é incluído.

O procedimento descrito acima para misturar eventos de DCC a eventos do RQMD conserva energia, carga e isospin. Distribuições de  $dN/dy$  e  $dN/dp_t$  para os píons de eventos do RQMD e para os píons de eventos misturados RQMD + DCC são mostrados nas Figs. 6.4 e 6.5, respectivamente. As distribuições de  $dN/dy$  por unidade de rapidez nas Figs. 6.4 e 6.5 apresentam o mesmo comportamento. O número de píons é maior nas distribuições correspondentes à mistura RQMD + DCC, pois não é exigido que o número de píons seja conservado quando os eventos são misturados.

No procedimento usado para misturar eventos, o momento também não é conservado, o que significa que o espaço não é isotrópico para um evento RQMD + DCC. Entretanto, para um grande número de eventos, este efeito pode ser desprezado numa primeira aproximação. Uma vez que os píons produzidos pelo gerador de DCC's corresponde a píons com baixos valores de  $p_t$  (*soft pions*), as distribuições de  $dN/dp_t$  nas Figs. 6.4 e 6.5 apresentam comportamento distintos. Para os eventos misturados existem mais píons com baixos valores de  $p_t$  (que estão associados aos evento de DCC) do que para os eventos correspondentes apenas ao RQMD. É importante notar que na Fig. 6.5 o domínio do DCC corresponde a uma densidade de energia de 200 MeV/fm<sup>3</sup> e a um raio de 4 fm, o que significa que um número total de 254 píons são produzidos em cada evento de DCC. Em média, um evento do RQMD possui 470 (RMS= 54) píons. Logo, as distribuições de  $dN/dp_t$  na Fig. 6.5 são praticamente dominadas por píons produzidos por DCC's.

### 6.3 Procura por DCC's a partir do Método de Contagem de Píons utilizando o PbG1 e o MULT

Eventos correspondentes às colisões 10% mais centrais entre Au + Pb a 11,6 GeV/c são gerados pelo RQMD [43] versão 3.2. Um gerador de DCC's é usado para simular eventos onde apenas DCC's são formados.

As razões  $r_{i,1}, i = 1, 2$  e 3 são calculadas, inicialmente, contando os píons do arquivo de eventos do RQMD e do gerador de DCC's. As razões são mostradas na

Tabela 6.2. A densidade de energia do DCC é  $120 \text{ MeV}/\text{fm}^3$  (126 píons produzidos). As razões também são calculadas usando um corte geométrico simples. Os  $\gamma$ 's e os  $\pi^\pm$ 's emitidos na aceitação do PbGl e do MULT, respectivamente, são mantidos e contados evento por evento. O número médio de  $\gamma$ 's e  $\pi^\pm$ 's que satisfazem estes cortes geométricos são 73 e 114, em comparação com 306  $\gamma$ 's e 296  $\pi^\pm$ 's para uma aceitação de  $4\pi$ . As razões calculadas após os cortes geométricos também são mostradas na Tabela 6.2. Como esperado, as razões calculadas para um conjunto de eventos do RQMD são 1,0 considerando os erros estatísticos. Este resultado indica que os píons gerados pelo RQMD realmente seguem uma distribuição binomial. As razões obtidas após os cortes geométricos são menores que 1,0. A fração

$$\frac{\langle n_{ch}n_\gamma \rangle}{\langle n_{ch} \rangle \langle n_\gamma \rangle} \quad (6.7)$$

é 0.988 para as razões obtidas após os cortes geométricos. Portanto, existe uma pequena correlação entre gamas e píons carregados. A fração

$$\frac{\langle n_{ch} \rangle \langle n_{ch} \rangle}{\langle n_{ch}(n_{ch} - 1) \rangle} \quad (6.8)$$

é 0.979, mostrando que as razões obtidas após os cortes geométricos são menores que 1,0 devido, principalmente, a flutuações no número de partículas carregadas. As razões calculadas somente para eventos de DCC seguem a relação

$$r_{i,1} = \frac{1}{i+1} \quad (6.9)$$

discutida no Apêndice B, considerando os erros estatísticos.

O arquivo de saída do RQMD é usado como arquivo de entrada na simulação da resposta dos detetores a partir do programa GEANT. O procedimento de identificação do número de  $\pi^\pm$ 's e  $\gamma$ 's produzidos em cada evento é descrita no Capítulo 4. O mesmo procedimento é aplicado tanto nos dados como na simulação.

As razões simuladas  $r_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e  $3$  são mostradas na Tabela 6.3. Nesta tabela as razões são calculadas sem qualquer corte explícito no sinal do MULT. A procura por DCC's é realizada nos eventos 10% mais centrais que são selecionados experimentalmente a partir de um limite inferior usado no sinal do MULT, conforme discutido no

	RQMD/ $4\pi$	DCC/ $4\pi$	RQMD/Aceitação
Eventos Gerados	2.689	1.814	2.689
$r_{1,1}$	$0,9999 \pm 0,0003$	$0,500 \pm 0,009$	$0,9917 \pm 0,0012$
$r_{2,1}$	$0,9997 \pm 0,0005$	$0,339 \pm 0,009$	$0,984 \pm 0,002$
$r_{3,1}$	$0,9996 \pm 0,0008$	$0,260 \pm 0,008$	$0,977 \pm 0,003$

Tabela 6.2: As três razões  $r_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e  $3$  obtidas da contagem dos píons dos eventos do RQMD e do gerador de DCC. As razões também são calculadas a partir do número de  $\pi^\pm$ 's e  $\gamma$ 's dentro da aceitação do MULT e do PbGl, respectivamente. A densidade de energia do DCC é  $120 \text{ MeV/fm}^3$  (126 píons produzidos).

Capítulo 2. Logo, apenas eventos do RQMD com parâmetro de impacto  $b \leq 5,2 \text{ fm}$  são gerados. Porém, apesar das interações 10% mais centrais serem equivalentes a  $b \leq 5,2 \text{ fm}$ , um corte eletrônico e um corte “físico” são aplicados aos dados e à simulação, respectivamente. Um corte no sinal do detetor MULT é, então, aplicado tanto nos dados como na simulação com a finalidade de corrigir este efeito, como discutido na Seção 5.1. O valor do corte escolhido no sinal do MULT corresponde a  $0,9 \text{ GeV}$ .

As razões simuladas calculadas com um corte no MULT de  $0,9 \text{ GeV}$  são mostradas na Tabela 6.4. Os erros são estatísticos. A comparação entre as razões simuladas das Tabelas 6.3 e 6.4 mostra que um erro sistemático é introduzido pelo corte de  $0,9 \text{ GeV}$  no sinal do MULT. O erro sistemático das razões  $r_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e  $3$  são 1%, 2% e 3%, respectivamente. A principal contribuição nos erros sistemáticos deve-se ao corte no sinal do MULT. As flutuações na amostra dos píons carregados e a correlação entre píons carregados e gamas decrescem com o corte de  $0,9 \text{ GeV}$  no sinal do MULT dos dados simulados.

A Tabela 6.4 também apresenta as razões obtidas dos dados experimentais para facilitar a comparação. Tanto as razões simuladas, como as razões medidas, apresentam um corte de  $0,9 \text{ GeV}$  no sinal do MULT. As razões obtidas dos dados e da simulação dos detetores são menores que 1,0 e concordam apenas se os erros sistemáticos são considerados. Conforme discutido no capítulo anterior, as razões são menores que 1,0 devido, principalmente, a flutuações no número de  $\pi^\pm$ 's. Além disso, existe uma pequena correlação entre  $\pi^\pm$ 's e  $\gamma$ 's.

	RQMD/GEANT: 2.689 events
$r_{1,1}$	$0,9792 \pm 0,0011$
$r_{2,1}$	$0,960 \pm 0,002$
$r_{3,1}$	$0,941 \pm 0,004$

Tabela 6.3: As três razões  $r_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e  $3$  calculadas para a simulação a partir dos detetores PbGl e MULT. Os erros são estatísticos. Nenhum corte explícito é aplicado no sinal total do MULT.

	Dados: 4.810.923 eventos	RQMD/GEANT: 1.445
$r_{1,1}$	$0,98803 \pm 0,00003$	$0,9928 \pm 0,0009$
$r_{2,1}$	$0,97459 \pm 0,00006$	$0,984 \pm 0,002$
$r_{3,1}$	$0,95956 \pm 0,00009$	$0,975 \pm 0,004$

Tabela 6.4: As três razões  $r_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e  $3$  calculadas para a simulação e para os dados a partir dos detetores PbGl e MULT. Os erros são estatísticos. Um corte de  $0,9$  GeV no MULT é aplicado tanto nos dados como na simulação.

O corte no sinal do MULT de  $0,9$  GeV aumenta as razões medidas de  $0,2\%$ ,  $0,3\%$  e  $0,5\%$  para  $r_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e  $3$ , respectivamente. No caso das razões simuladas, o corte em centralidade aumenta as razões de  $1\%$ ,  $2\%$  e  $3\%$  para  $r_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e  $3$ , respectivamente. A diferença é aproximadamente um fator 10. Particularmente, as razões simuladas são menores que as razões medidas quando nenhum corte é aplicado no MULT. No entanto, após o corte de  $0,9$  GeV no MULT, as razões simuladas se tornam maiores que as razões medidas. Mesmo existindo a incompatibilidade devido a um corte eletrônico e a um corte “físico” no MULT, como mencionado anteriormente, uma diferença como esta não era esperada. Além disso, as razões medidas e simuladas não concordam dentro dos erros estatísticos. Logo, os dados não são completamente descritos pelo modelo (RQMD/GEANT). Esta diferença entre o modelo e os dados é considerada como um erro sistemático.

A razão  $r_{1,1}$  calculada para um conjunto de eventos compostos de eventos misturados, isto é, uma fração finita (e possivelmente pequena) dos eventos apresentando um evento de DCC incorporado, é esperada entre os valores  $0,5$  e  $1,0$ . Se os DCC's

são produzidos em todos os eventos, as razões devem adquirir valores próximos de 0,5. Porém, se os DCC's são muito pequenos, materializando-se num número muito pequeno de píons, ou se os DCC's não são produzidos muito frequentemente, então, as razões medidas são esperadas com valores próximos de 1,0. O mesmo se aplica às outras razões.

Dado que a produção de píons no RQMD segue uma distribuição binomial e que as razões calculadas para os dados e para a simulação RQMD/GEANT são menores que 1,0, conclui-se que nenhuma evidência clara da produção de DCC's pode ser distinguida numa amostra de 4.810.923 eventos. A sensibilidade da procura por DCC's deve, então, ser avaliada.

A sensibilidade é determinada encontrando a fração mínima de eventos que deve incluir um DCC (para um dado tamanho de DCC) para que um sinal mensurável seja produzido. Este sinal mensurável corresponde a razões com valores menores que 1,0. Porém, as razões obtidas nesta análise são menores do que 1,0; logo, as razões simuladas na Tabela 6.4 são consideradas como o limite superior na determinação da sensibilidade. Isto é válido, pois sabe-se que a formação de DCC's não é a causa dos valores das razões obtidos serem menores que 1,0. A sensibilidade da procura por DCC's é, então, dada pela fração mínima de eventos que deve incluir um DCC que fornece razões cujos valores são menores que os valores das razões simuladas da Tabela 6.4, considerando a incerteza estatística dos cálculos.

A sensibilidade para a produção de DCC's utilizando o MULT e o PbG1 é estudada a partir de eventos misturados RQMD + DCC. As razões são calculadas para diferentes frações de eventos do RQMD nos quais um DCC é incluído. As razões  $\tau_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e  $3$  são, inicialmente, determinadas a partir de uma simples contagem dos píons e dos gamas que estão na aceitação do MULT e do PbG1, respectivamente, obtidos do arquivo de eventos misturados RQMD + DCC. As razões calculadas para dois tamanhos de DCC's em função da fração de eventos que contém um DCC são apresentadas na Fig. 6.6. As razões são calculadas para densidades de energia do DCC de  $120 \text{ MeV}/\text{fm}^3$  (triângulos) e  $200 \text{ MeV}/\text{fm}^3$  (círculos). Estas densidades de energia do DCC correspondem à produção de 126 e 254 píons, respectivamente. A Fig. 6.6

mostra que para os dois tamanhos de DCC, conforme a fração de eventos contendo um DCC aumenta de 0 a 100%, as três razões progressivamente divergem dos valores das razões para eventos apenas do RQMD. Como esperado, esta divergência é maior para tamanhos maiores de DCC's. Em particular, as razões divergem do seu valor próximo à origem. Em princípio, deve ser possível observar divergências finitas para frações de eventos que contém um DCC da ordem de um percento ou menos. Porém, o fundo e vários outros efeitos devem ser considerados. O gráfico na Fig. 6.6 é obtido a partir de uma contagem exata dos  $\pi^\pm$ 's e  $\gamma$ 's emitidos dentro da aceitação do PbGl e do MULT. Este procedimento corresponde a uma situação idealizada que não é realizada na prática. Na prática, são medidos pulsos que correspondem à energia total depositada pelas partículas, e os  $\pi^\pm$ 's e  $\gamma$ 's são obtidos destes sinais, como discutido no Capítulo 4. Consequentemente, uma simulação realística da resposta dos detetores é realizada com a finalidade de considerar as flutuações nas energias depositadas e a presença do fundo. Uma simulação completa da resposta do detetor é realizada a partir do programa GEANT que inclui uma descrição detalhada da geometria do sistema. Todos os processos físicos são ligados durante a propagação das partículas.

O arquivo de eventos misturados RQMD + DCC é usado como arquivo de entrada na simulação da resposta dos detetores usando o GEANT. A determinação do número de  $\pi^\pm$ 's e  $\gamma$ 's produzidos na aceitação do MULT e do PbGl procede de acordo com o método apresentado no Capítulo 4. Eventos simulados são explicitamente incluídos no cálculo se satisfazem o corte em centralidade que corresponde a 0,9 GeV no sinal do MULT. As razões calculadas são apresentadas na Fig. 6.7. A sensibilidade é dada pela fração mínima de eventos que deve incluir um DCC que fornece razões cujos valores são menores que os valores das razões simuladas da Tabela 6.4, considerando a incerteza estatística dos cálculos.

A simulação realística dos detetores, que inclui a contribuição do fundo e dos sinais de todas as partículas, indica que a divergência das razões de um sinal nulo não é tão grande quanto antecipado pela simulação simples mostrada na Fig. 6.6. Em particular, a divergência é significativa apenas para grandes frações de eventos contendo um DCC. Mais especificamente, o DCC simulado de menor tamanho, correspondendo

a uma densidade de energia de  $200 \text{ MeV}/\text{fm}^3$  (254 píons produzidos), apresenta divergências consideráveis apenas para frações maiores que 70%, dentro de 90% de nível de confiança. A sensibilidade é melhor para DCC's com uma densidade de energia de  $253 \text{ MeV}/\text{fm}^3$  (318 píons produzidos), onde divergências são mensuráveis para frações maiores que 30%, dentro de 90% de nível de confiança.

As barras de erro mostradas na Fig. 6.7 refletem apenas as incertezas estatísticas. Os eventos do RQMD (3.000 eventos) e da mistura RQMD+DCC (3.000 eventos) são propagados pelo GEANT separadamente. As amostras de eventos do RQMD com uma certa fração de eventos misturados RQMD+DCC são obtidas posteriormente. Ainda assim, devido à complexidade da simulação, o processamento de um evento demora aproximadamente trinta minutos. Os cálculos foram realizados nas máquinas Silicon Graphic na Wayne State University e foram completados em 130 dias.

## 6.4 Procura por DCC's a partir do Método de Contagem de Píons utilizando o Espectrômetro Completo

O procedimento descrito na seção anterior para a procura por DCC's a partir dos detetores PbGl e MULT também é aplicada na procura por DCC's a partir do espectrômetro completo da experiência. Eventos correspondentes às colisões 10% mais centrais entre Au + Pb a  $11,6 \text{ GeV}/c$  são gerados pelo RQMD [43] versão 3.2. Um gerador de DCC's é usado para simular eventos onde apenas DCC's são formados. As razões  $r_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e  $3$  são calculadas simplesmente contando os píons do arquivo de eventos do RQMD e do gerador de DCC's. As razões são mostradas na Tabela 6.5. A densidade de energia do DCC é  $120 \text{ MeV}/\text{fm}^3$  (126 píons produzidos). As razões também são calculadas usando um corte geométrico simples. Os  $\gamma$ 's e os  $\pi^\pm$ 's emitidos na aceitação do calorímetro e dos hodoscópios, respectivamente, são mantidos e contados evento por evento. Os resultados também são mostrados na Tabela 6.5. Como esperado, as razões calculadas para os eventos do RQMD são 1,0 considerando os erros estatísticos. As razões calculadas somente para eventos de DCC seguem a

	RQMD	DCC	RQMD/Aceitação
Eventos Gerados	8.811	1.814	8.811
$r_{1,1}$	$0,99986 \pm 0,00014$	$0,500 \pm 0,009$	$1,000 \pm 0,003$
$r_{2,1}$	$0,9997 \pm 0,0003$	$0,339 \pm 0,009$	$1,01 \pm 0,14$
$r_{3,1}$	$0,9995 \pm 0,0004$	$0,260 \pm 0,008$	$1,0 \pm 0,2$

Tabela 6.5: As três razões  $r_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e  $3$  obtidas da contagem dos píons dos eventos do RQMD e do gerador de DCC. As razões também são calculadas a partir do número de  $\pi^\pm$ 's e  $\gamma$ 's dentro da aceitação do calorímetro e dos hodoscópios, respectivamente. A densidade de energia do DCC é  $120 \text{ MeV}/\text{fm}^3$  (126 píons produzidos).

relação

$$r_{i,1} = \frac{1}{i+1} \quad (6.10)$$

discutida no Apêndice B, considerando os erros estatísticos.

O arquivo de saída do RQMD é usado como arquivo de entrada para a simulação completa da resposta dos detetores usando o GEANT. Dados falsos são, então, obtidos como explicado no Capítulo 4. O procedimento de identificação do número de  $\pi^\pm$ 's e  $\gamma$ 's produzidos em cada evento também é descrito no Capítulo 4. O mesmo procedimento é aplicado tanto nos dados medidos como nos dados falsos.

As razões calculadas para os dados falsos, obtidos apenas dos eventos do RQMD, são apresentados na Tabela 6.6. Como o número de  $\pi^-$ 's e o número de  $\pi^+$ 's produzidos em cada evento são bem conhecidos, as razões são calculadas para três casos distintos. No primeiro, os píons carregados correspondem à soma dos  $\pi^-$ 's e dos  $\pi^+$ 's. No segundo caso, os píons carregados representam apenas o número de  $\pi^-$ 's. Finalmente, no último caso, apenas os  $\pi^+$ 's são considerados como píons carregados. Para fins de comparações, as razões calculadas para os dados experimentais são mostradas na Tabela 5.5. O corte em centralidade de  $0,9 \text{ GeV}$  no MULT é aplicado tanto nos dados medidos como nos dados falsos. Os erros mostrados na Tabela 6.6 são estatísticos. O erro sistemático estimado das razões obtidas dos dados falsos é 2%.

Comparando as razões das Tabelas 5.5 e 6.6, observa-se que as três razões  $r_{i,1}$ ,  $i =$

	RQMD: 25.434		
	Todos $\pi$	Apenas $\pi^-$	Apenas $\pi^+$
$r_{1,1}$	$0,908 \pm 0,007$	$0,931 \pm 0,008$	$0,86 \pm 0,02$
$r_{2,1}$	$0,865 \pm 0,014$	$0,904 \pm 0,019$	$0,79 \pm 0,05$
$r_{3,1}$	$0,86 \pm 0,03$	$0,92 \pm 0,04$	$0,74 \pm 0,12$
$\frac{\langle n_{ch} n_{\gamma} \rangle}{\langle n_{ch} \rangle \langle n_{\gamma} \rangle}$	1,01	1,01	1,02
$\frac{\langle n_{ch} \rangle \langle n_{ch} \rangle}{\langle n_{ch} (n_{ch} - 1) \rangle}$	0,920	0,940	0,882

Tabela 6.6: As três razões  $r_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e  $3$  calculada para os dados falsos a partir do espectrômetro completo da E864. Os dados falsos são obtidos apenas de eventos do RQMD. As razões são calculadas para três casos distintos. No primeiro, os píons carregados correspondem à soma dos  $\pi^-$ 's e dos  $\pi^+$ 's. No segundo caso, os píons carregados representam apenas o número de  $\pi^-$ 's. Finalmente, no último caso, apenas os  $\pi^+$ 's são considerados como píons carregados. Um corte de  $0,9$  GeV no MULT é aplicado nos dados. Os erros são estatísticos. Estas razões devem ser comparadas com as razões obtidas dos dados experimentais na Tabela 5.5.

1, 2 e 3 são menores que 1,0 tanto para os dados experimentais como para os dados falsos. Além disso, as razões simuladas são menores que as razões medidas. Nas Tabelas 5.5 e 6.6, a fração

$$\frac{\langle n_{ch} n_{\gamma} \rangle}{\langle n_{ch} \rangle \langle n_{\gamma} \rangle} \quad (6.11)$$

é calculada para os dados medidos e para os dados falsos. No caso dos dados experimentais, esta fração é menor que 1,0, indicando que existem correlações entre  $\gamma$ 's e  $\pi^{\pm}$ 's. No caso dos dados falsos, esta razão é da ordem de 1,0, o que mostra que  $\gamma$ 's e  $\pi^{\pm}$ 's não estão correlacionados. Portanto, existem correlações entre  $\gamma$ 's e  $\pi^{\pm}$ 's nos dados experimentais que não são representadas pelos dados falsos. A fração dada por

$$\frac{\langle n_{ch} \rangle \langle n_{ch} \rangle}{\langle n_{ch} (n_{ch} - 1) \rangle} \quad (6.12)$$

também é calculada. Esta razão é menor que 1,0 tanto para os dados como para a simulação. Logo, as flutuações na amostra de  $\pi^{\pm}$ 's são responsáveis pelas razões simuladas serem menores que 1,0. No caso dos dados experimentais, as razões são menores que 1,0 devido a correlações entre gamas e píons e, principalmente, devido a

flutuações na amostra dos píons carregados. O fato das razões simuladas e medidas serem diferentes implica que os dados não são completamente descritos pelo modelo (RQMD/GEANT). A diferença entre o modelo e os dados é considerada um erro sistemático.

Os valores das razões simuladas obtidas para  $\pi^-$ 's também são maiores que as obtidas apenas para  $\pi^+$ 's. Como discutido no capítulo anterior, esta diferença acontece devido à dependência da eficiência de detecção com a ocupância da partícula. Como consequência, a hipótese de eficiência constante no modelo matemático desenvolvido pela colaboração MiniMax [37] para as razões robustas é violada. Nesta análise, portanto, as razões não são robustas e apresentam uma pequena dependência com a ocupância.

A produção de píons no RQMD segue uma distribuição binomial. As razões calculadas a partir dos dados falsos são menores que 1,0 e também menores que as razões obtidas dos dados experimentais. Se DCC's fossem produzidos dentro da sensibilidade da experiência, as razões medidas deveriam ser menores que as razões simuladas. Portanto, conclui-se que nenhuma evidência clara da produção de DCC's pode ser distinguida em uma amostra de 1.944.401 eventos.

A comparação entre os espectros simulados e medidos dos número de  $\pi$ 's e  $\gamma$ 's identificados é apresentada na Fig. 6.8. A média da distribuição de  $\pi$ 's é 2,1 (RMS = 1,3) tanto para os dados experimentais como para os dados falsos, mostrando que a simulação representa bem a amostra de  $\pi$ 's obtida experimentalmente. A média da distribuição de  $\gamma$ 's é 3.5 (RMS = 1.8) para os dados e 1.6 (RMS = 1.1) para os dados falsos. Neste caso, os dados experimentais e a simulação diferem por um fator 2. O número de  $\gamma$ 's simulados é provavelmente menor porque a simulação completa da experiência não apresenta uma descrição de todas as fontes e fundo no número de  $\gamma$ 's discutido no Capítulo 4. Pode ser que este fundo seja responsável pela correlação entre  $\pi$ 's e  $\gamma$ 's nos dados, uma vez que esta correlação não é observada nos dados falsos. A comparação entre os espectros medidos e simulados do número de  $\pi^-$ 's e  $\pi^+$ 's identificados é mostrada na Fig. 6.9. A média das distribuições de  $\pi^-$ 's e  $\pi^+$ 's são 1.7 (RMS = 1.1) e 0.92 (RMS = 0.66), respectivamente, tanto para os dados

experimentais como para os dados falsos. Logo, a multiplicidade dos píons carregados é muito bem descrita pela simulação.

O espectro bidimensional do número de gammas  $N_\gamma$  simulados em função do número de píons carregados  $N_\pi$  simulados é dividido em vários *bins* nas duas dimensões e cada bin é projetado no eixo correspondente. Uma distribuição de Poisson é ajustada à projeção de cada bin. Os ajustes são apresentados nas Figs. 6.10 a 6.11. O número de  $\pi^\pm$ 's e  $\gamma$ 's simulados seguem uma distribuição de Poisson. O número médio de  $\pi^\pm$ 's e  $\gamma$ 's obtido do ajuste de cada distribuição é mostrado nestas figuras com o parâmetro P1. Considerando que estas distribuições apresentam RMS da ordem de 1.5, o número médio de  $\pi^\pm$ 's e  $\gamma$ 's é constante. O fato de todas as distribuições nas Figs. 6.10 a 6.11 seguirem uma distribuição de Poisson valida a utilização do formalismo de variáveis robustas discutido no Apêndice B. Além disso, indica que nenhuma contaminação evidente é observada nos dados falsos, uma vez que uma contaminação poderia causar a presença de uma cauda nas distribuições.

O número de  $\pi^-$ 's e  $\pi^+$ 's identificados por tira dos hodoscópios e por evento (ocupância das tiras) em função do número da tira para cada plano de hodoscópios é mostrado nas Figs. 6.12 a 6.15. As Figs. 6.12 e 6.14 correspondem à ocupância das tiras medidas experimentalmente. As Figs. 6.13 e 6.15 correspondem à ocupância das tiras obtida da simulação. A comparação entre as ocupâncias medidas e simuladas para  $\pi^-$ 's e  $\pi^+$ 's mostra que a simulação representa muito bem a forma e a magnitude da ocupância experimental das tiras do hodoscópio.

Como apresentado nas Tabelas 5.5 e 6.6, as razões simuladas e medidas são diferentes e esta diferença é interpretada como um erro sistemático do modelo. Uma vez que os píons são produzidos pelo RQMD segundo a produção genérica, os valores menores que 1,0 das razões não são devidos à formação de DCC's. A sensibilidade da procura por DCC's deve, então, ser determinada.

A sensibilidade é determinada encontrando a fração mínima de eventos que deve incluir um DCC (para um dado tamanho de DCC) para que um sinal mensurável seja produzido. Este sinal mensurável corresponde a razões com valores menores que os valores das razões simuladas da Tabela 6.6, considerando a incerteza estatística dos

cálculos.

A sensibilidade para a produção de DCC's utilizando o espectrômetro completo da E864 é estudada a partir de eventos misturados RQMD + DCC. As razões são calculadas para diferentes frações de eventos do RQMD nos quais um DCC é incluído. As razões  $r_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e  $3$  são, inicialmente, determinadas a partir de uma simples contagem dos píons e dos gamas que estão na aceitação dos hodoscópios e do calorímetro, respectivamente, obtidos do arquivo de eventos misturados RQMD + DCC. As razões calculadas para dois tamanhos de DCC's em função da fração de eventos que contém um DCC são apresentadas na Fig. 6.16. As razões são calculadas para densidades de energia do DCC de  $90 \text{ MeV}/\text{fm}^3$  (triângulos) e  $120 \text{ MeV}/\text{fm}^3$  (círculos). Estas densidades de energia do DCC correspondem à produção de 63 e 126 píons, respectivamente. A Fig. 6.16 mostra que para os dois tamanhos de DCC, conforme a fração de eventos contendo um DCC aumenta de 0 a 100%, as três razões progressivamente divergem dos valores das razões para eventos apenas do RQMD. Como esperado, esta divergência é maior para tamanhos maiores de DCC's. Em particular, as razões divergem do seu valor próximo à origem para o DCC com densidade de energia de  $120 \text{ MeV}/\text{fm}^3$ . Em princípio, deve ser possível observar divergências finitas para frações de eventos que contém um DCC da ordem de um percento ou menos. Porém, o fundo e vários outros efeitos devem ser considerados. Uma simulação completa da resposta do detetor é realizada a partir do programa GEANT que inclui uma descrição detalhada da geometria do sistema. Todos os processos físicos são ligados durante a propagação das partículas.

O arquivo de eventos misturados RQMD + DCC é usado como entrada na simulação da resposta dos detetores a partir do GEANT. A identificação do número de  $\pi^\pm$ 's e  $\gamma$ 's produzidos na aceitação (*acceptance*) do espectrômetro segue o procedimento apresentado no Capítulo 4. Os eventos simulados são explicitamente incluídos no cálculo se satisfazem o corte em centralidade que corresponde a  $0,9 \text{ GeV}$  no sinal do MULT. Este corte também é aplicado na análise dos dados experimentais. As razões são calculadas para dois casos. No primeiro caso, o número de píons carregados corresponde à soma dos  $\pi^-$ 's e dos  $\pi^+$ 's. No segundo caso, o número de píons carregados

corresponde apenas a  $\pi^-$ 's. As razões calculadas para os dois casos são mostradas nas Figs. 6.17 e 6.18, respectivamente. A sensibilidade é dada pela fração mínima de eventos que deve incluir um DCC que fornece razões cujos valores são menores que os valores das razões simuladas da Tabela 6.6, considerando a incerteza estatística dos cálculos.

A simulação realística dos detetores que inclui a contribuição do fundo e de todas as partículas indica que a divergência das razões de um sinal nulo é próxima à divergência antecipada pela simulação simples mostrada na Fig. 6.16. No caso que o número de píons carregados corresponde à soma dos  $\pi^-$ 's e dos  $\pi^+$ 's, as divergências são mensuráveis para frações maiores que 25%, 10% e 5% para  $r_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e 3, respectivamente, dentro dos 90% de nível de confiança. O tamanho do DCC simulado corresponde a uma densidade de energia de 120 MeV/fm<sup>3</sup> (126 píons produzidos). No caso que o número de píons carregados corresponde apenas a  $\pi^-$ 's, as divergências são mensuráveis para frações maiores que 10%, 5% e 4% para  $r_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e 3, respectivamente, dentro dos 90% de nível de confiança. A sensibilidade é muito melhor quando os  $\pi^+$ 's não são considerados nos cálculos. As flutuações na amostra de píons carregados é principalmente devido a  $\pi^+$ 's, pois a fração

$$\frac{\langle n_{ch} \rangle \langle n_{ch} \rangle}{\langle n_{ch}(n_{ch} - 1) \rangle} \quad (6.13)$$

é menor para  $\pi^+$ 's do que para a soma de  $\pi^-$ 's e  $\pi^+$ 's ou apenas para  $\pi^-$ 's. Logo, as flutuações na amostra de píons carregados pioram a sensibilidade da procura por DCC's.

A Fig. 6.17 mostra que a procura por DCC's a partir o espectrômetro completo da E864 é mais sensível que a procura por DCC's a partir dos detetores MULT e PbGl. As Figs. 6.17 e 6.18 mostram que a razão de maior ordem,  $r_{3,1}$ , é mais sensível à produção de DCC's que  $r_{2,1}$ , como esperado das discussões no Apêndice B. Da mesma forma,  $r_{2,1}$  é mais sensível à produção de DCC's que  $r_{1,1}$ .

As barras de erro nas Figs. 6.17 e 6.18 refletem apenas as incertezas estatísticas. Os eventos do RQMD (26.000 eventos) e da mistura RQMD+DCC (30.000 events) foram propagados separadamente pelo GEANT. As amostras de eventos do RQMD

com uma certa fração de eventos misturados RQMD+DCC são obtidas posteriormente. O processamento de um evento demora aproximadamente dois minutos. Os cálculos foram realizados em máquinas Pentium II e foram completados em aproximadamente 90 dias.

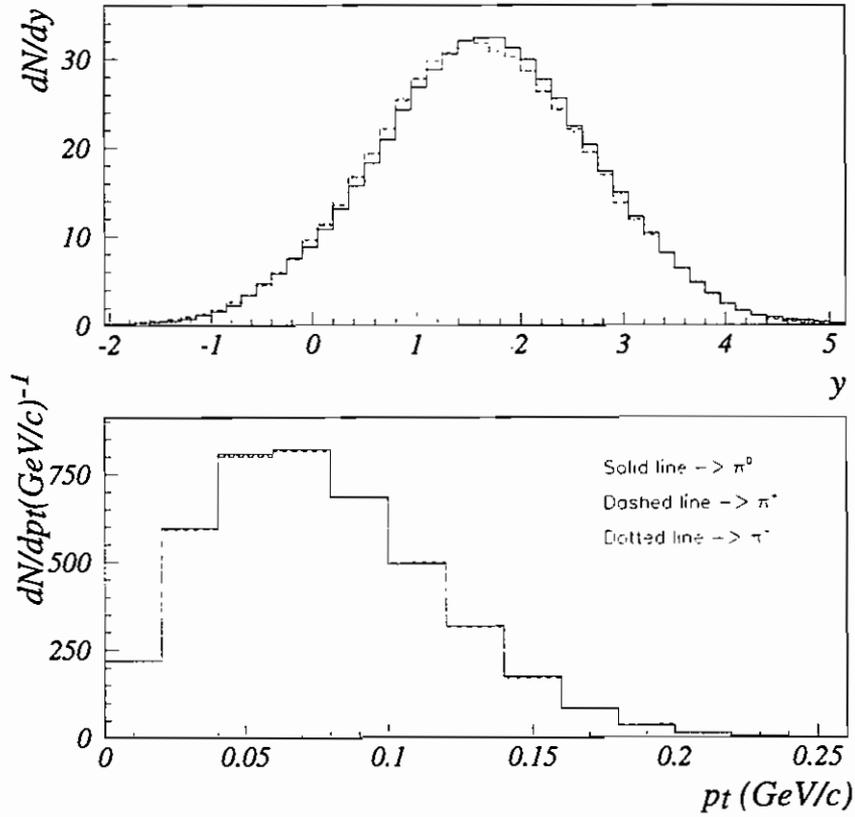


Figura 6.1: O espectro superior corresponde às distribuições de  $dN/dy$  normalizadas por unidade de rapidez para  $\pi^0$  (linha sólida),  $\pi^+$  (linha tracejada) e  $\pi^-$  (linha pontilhada) obtidas de eventos de DCC. O espectro inferior corresponde a distribuições de  $dN/dp_t$  normalizadas por unidade de  $\text{GeV}/c$  para  $\pi^0$  (linha sólida),  $\pi^+$  (linha tracejada) e  $\pi^-$  (linha pontilhada) obtidas de eventos de DCC. O raio do domínio do DCC é  $R = 4$  fm e a densidade de energia é  $dV = 200$   $\text{MeV}/\text{fm}^3$ , correspondendo a 254 píons produzidos pelo DCC.

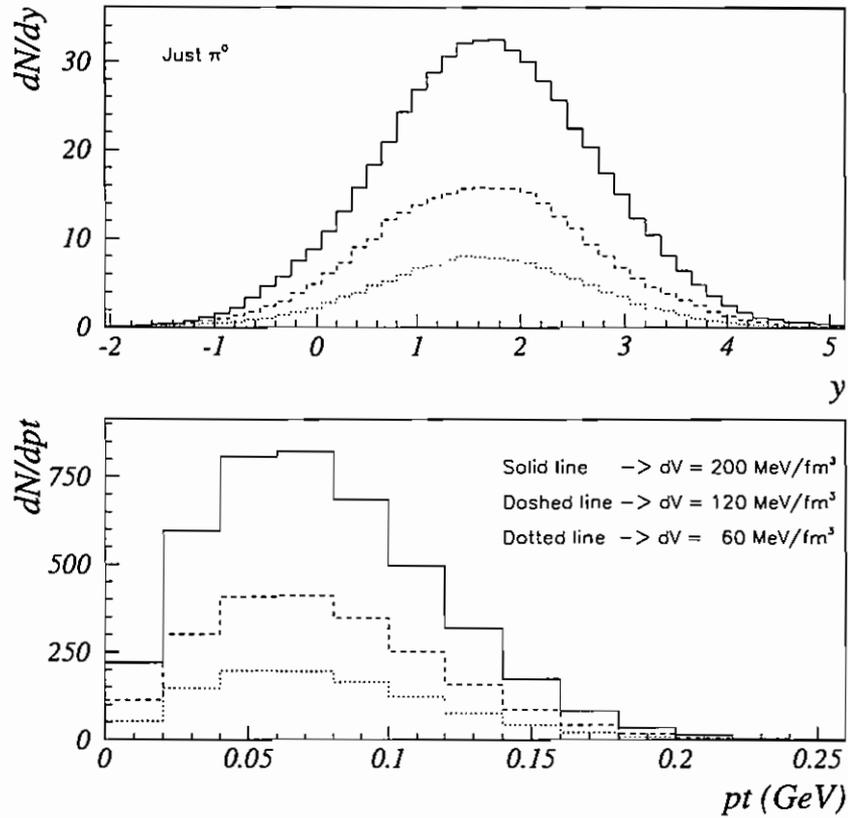


Figura 6.2: Distribuições de  $dN/dy$  (superior) por unidade de rapidez e  $dN/dp_t$  (inferior) para  $\pi^0$  para diferentes densidades de energia do DCC. O raio do domínio do DCC é  $R = 4 \text{ fm}$ . A densidade de energia  $dV = 200 \text{ MeV}/\text{fm}^3$  (linha sólida) gera um total de 254 píons. A densidade de energia  $dV = 120 \text{ MeV}/\text{fm}^3$  (linha tracejada) produz 126 píons e  $dV = 90 \text{ MeV}/\text{fm}^3$  (linha pontilhada) gera 63 píons.

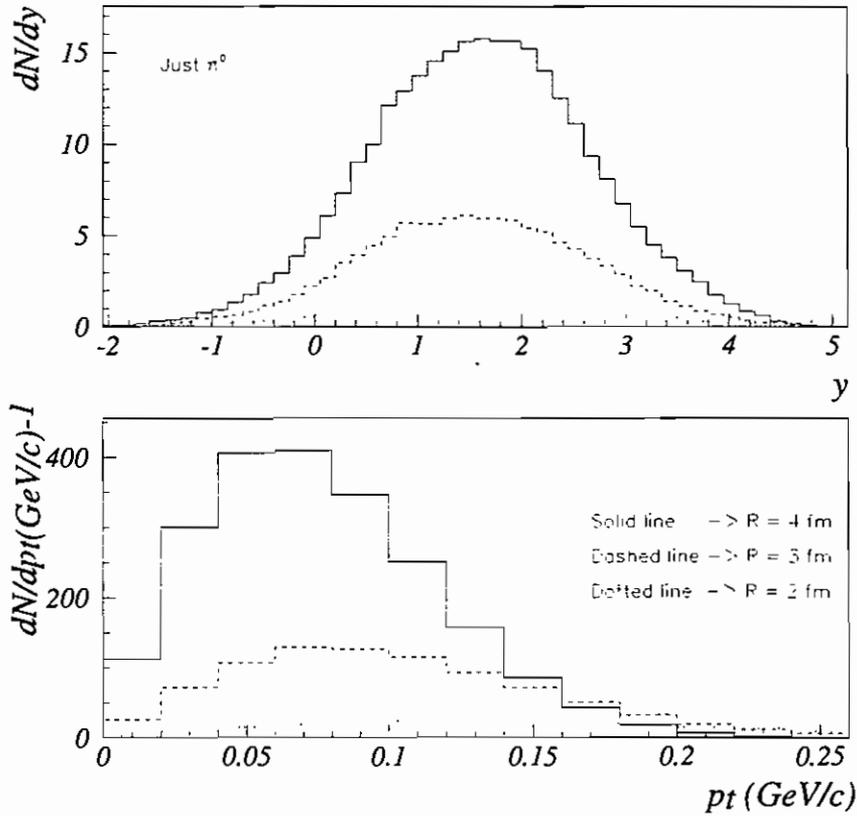


Figura 6.3: Distribuições de  $dN/dy$  (superior) por unidade de rapidez e  $dN/dp_t$  (inferior) para  $\pi^0$  para diferentes raios do domínio do DCC. A densidade de energia é  $dV = 120 \text{ MeV/fm}^3$ . O raio do domínio do DCC  $R = 4$  fm (linha sólida) gera um total de 126 píons. O raio  $R = 3$  fm (linha tracejada) produz 52 píons e  $R = 2$  fm (linha pontilhada) gera 14 píons.

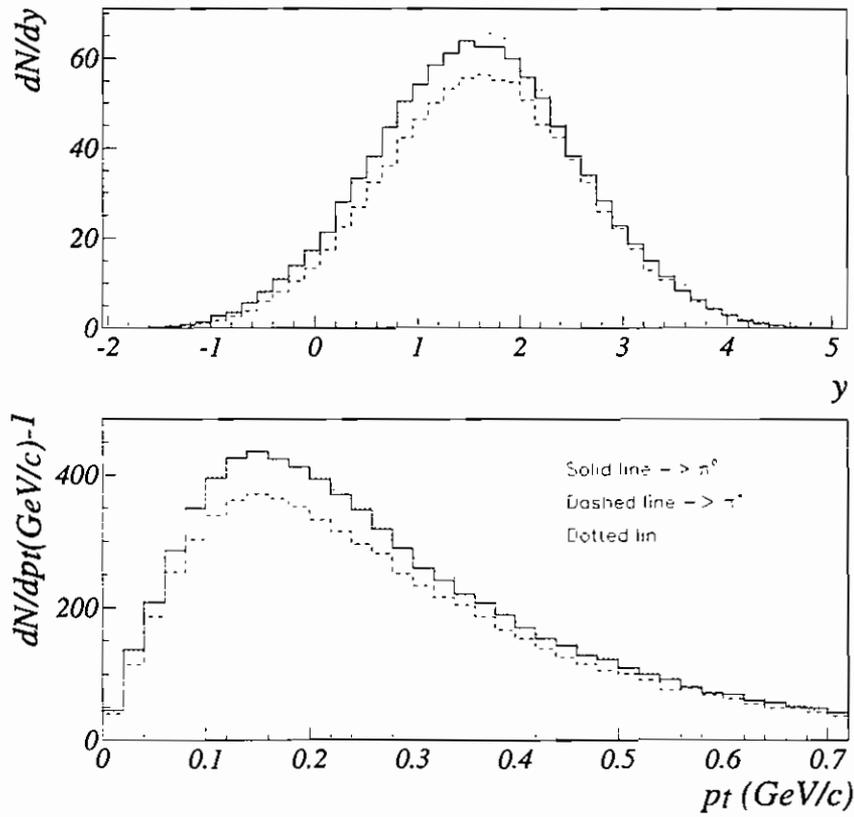


Figura 6.4: Distribuições de  $dN/dy$  (superior) por unidade de rapidez e  $dN/dp_t$  (inferior) por unidade de GeV/c obtidos dos eventos do RQMD para  $\pi^0$  (linha sólida),  $\pi^+$  (linha tracejada) e  $\pi^-$  (linha pontilhada).

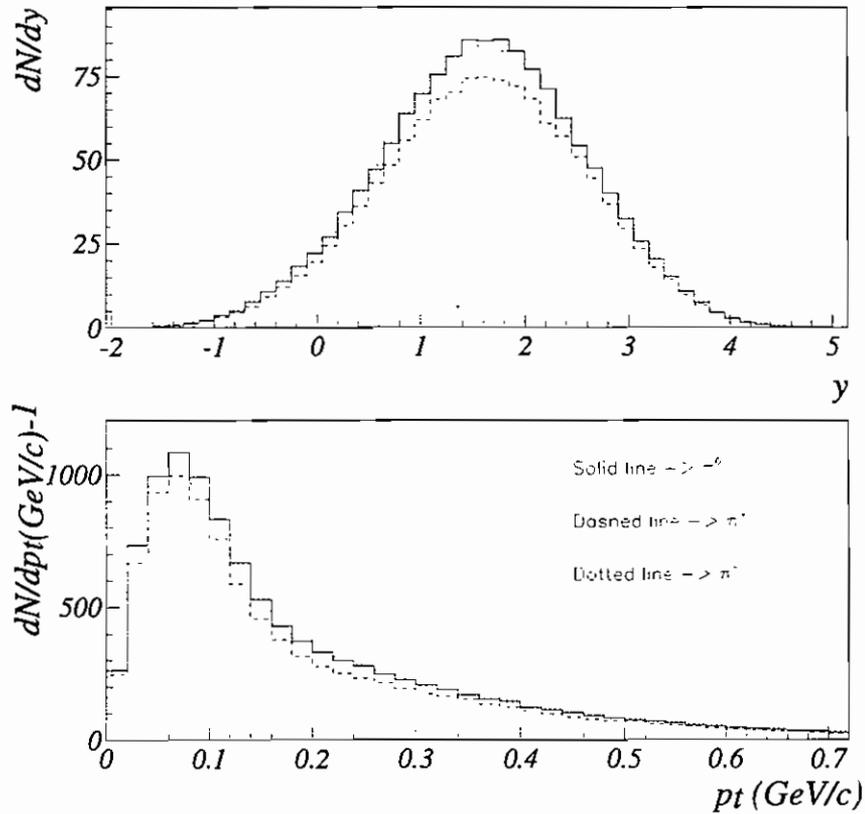


Figura 6.5: Distribuições de  $dN/dy$  (superior) por unidade de rapidez e  $dN/dp_t$  (inferior) por unidade de GeV/c obtidos dos eventos misturados RQMD + DCC para  $\pi^0$  (linha sólida),  $\pi^+$  (linha tracejada) e  $\pi^-$  (linha pontilhada). Para cada evento do RQMD foi incluído um evento de DCC com densidade de energia  $dV = 200 \text{ MeV}/\text{fm}^3$  e raio  $R = 4 \text{ fm}$ .

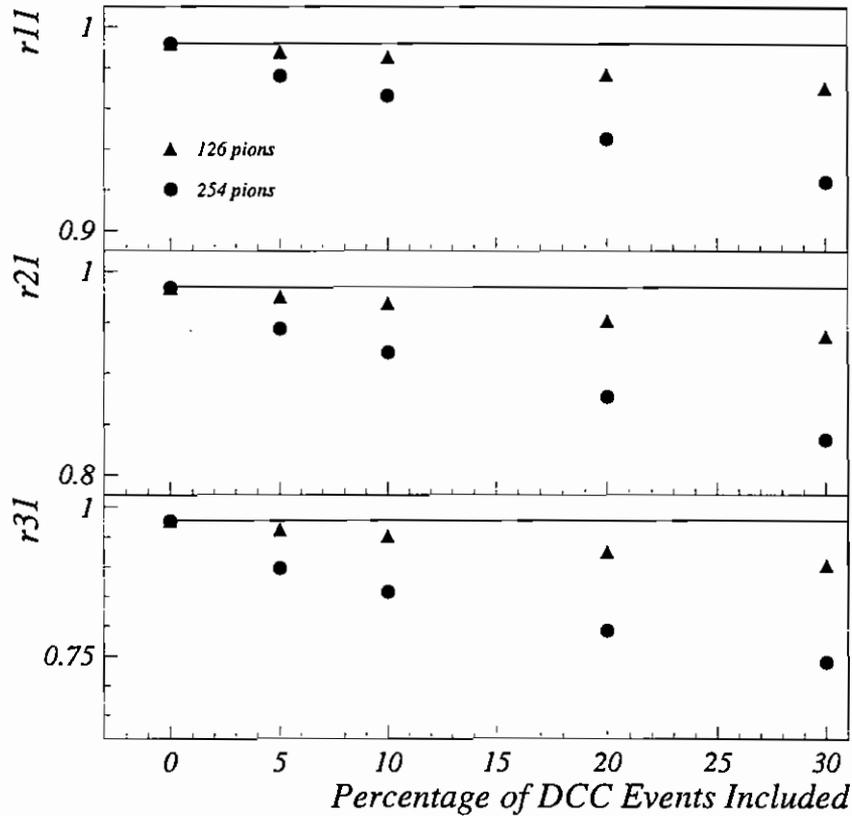


Figura 6.6: As razões  $r_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e  $3$  em função da fração de eventos do RQMD que contém um DCC. As razões são determinadas a partir de uma simples contagem dos píons e dos gamas que estão na aceitação do Mult e do PbG1, respectivamente, obtidos do arquivo de eventos misturados RQMD + DCC. As razões são calculadas para densidades de energia do DCC de  $120 \text{ MeV}/\text{fm}^3$  (triângulos) e  $200 \text{ MeV}/\text{fm}^3$  (círculos). Estas densidades de energia do DCC correspondem à produção de 126 e 254 píons, respectivamente. Os erros são estatísticos.

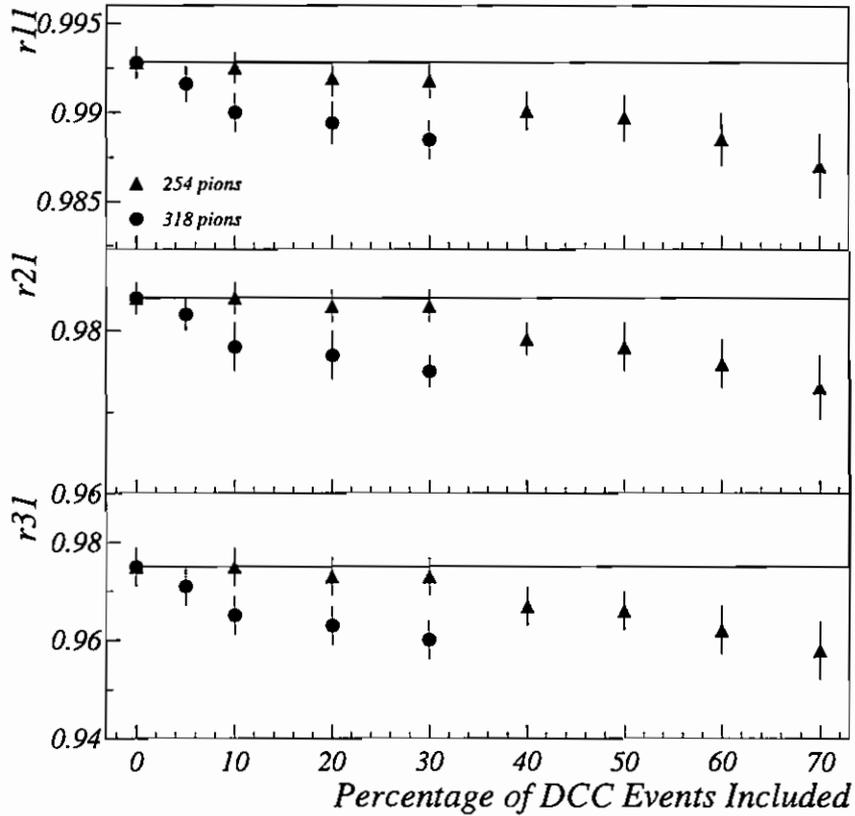


Figura 6.7: As razões  $r_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e  $3$  determinadas da simulação completa dos detectores MULT e PbGl para diferentes frações de eventos do RQMD que contém um DCC. As razões são calculadas para densidades de energia do DCC de  $200 \text{ MeV}/\text{fm}^3$  (triângulos) e  $253 \text{ MeV}/\text{fm}^3$  (círculos), correspondendo a 254 e 318 píons produzidos, respectivamente. A linha sólida corresponde às razões calculadas apenas para eventos de RQMD. Os erros são estatísticos.

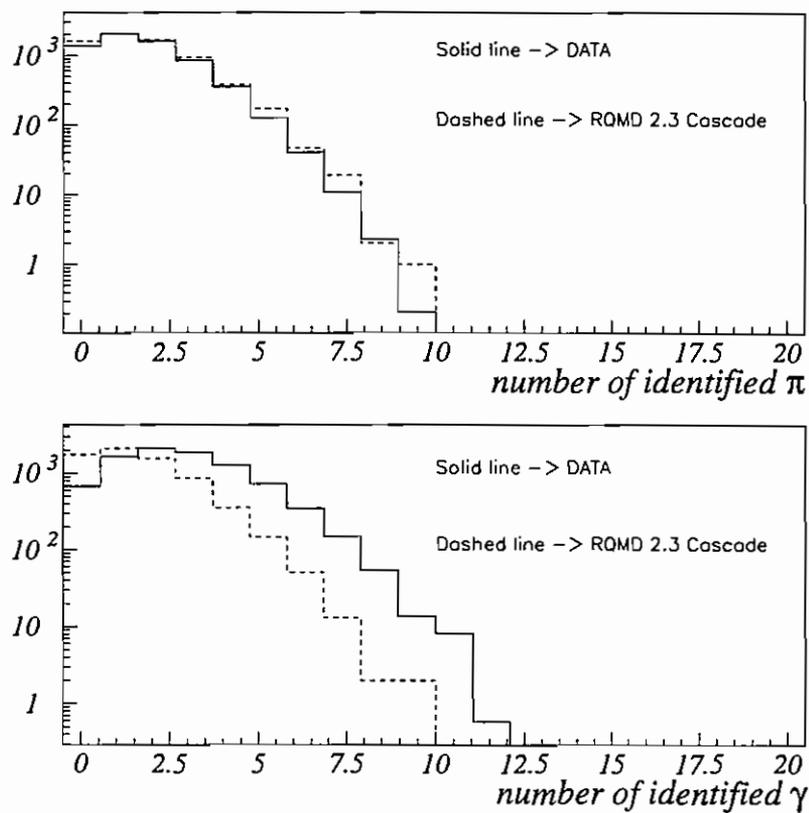


Figura 6.8: Comparação entre os espectros do número de  $\pi$ 's (superior) e  $\gamma$ 's (inferior) obtidos dos dados experimentais (linha sólida - *solid line*) e da simulação (linha tracejada - *dashed line*).

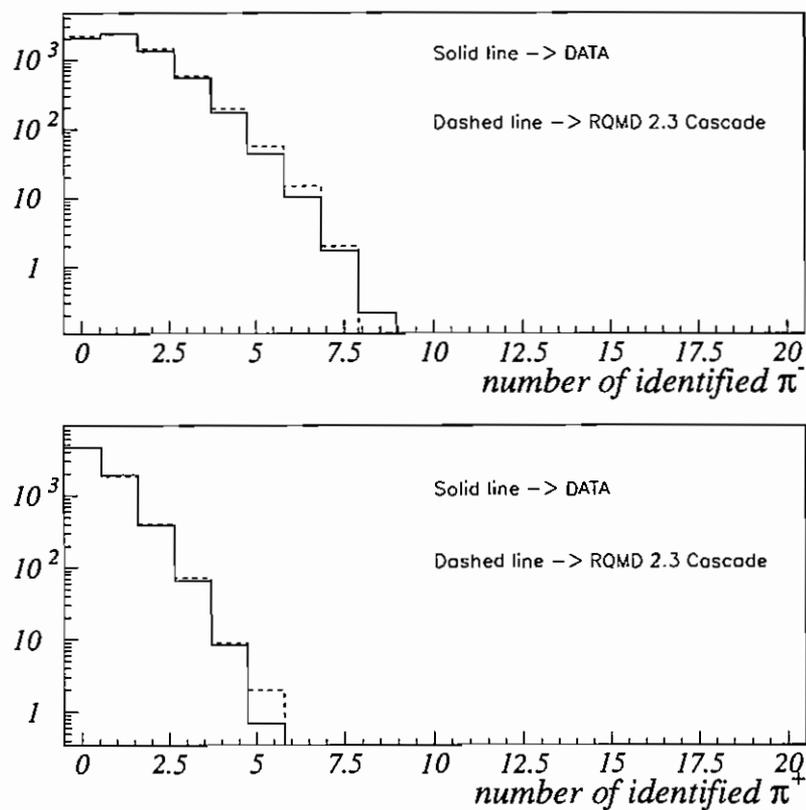


Figura 6.9: Comparação entre os espectros do número de  $\pi^-$ 's (superior) e  $\pi^+$ 's (inferior) obtidos dos dados experimentais (linha sólida - *solid line*) e da simulação (linha tracejada - *dashed line*).

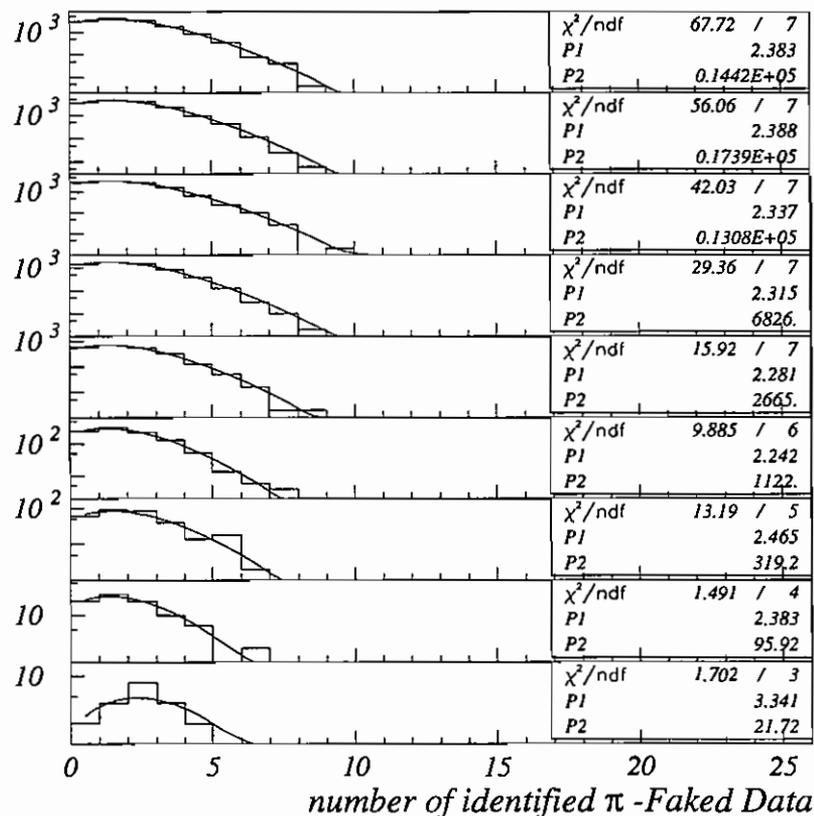


Figura 6.10: Número de  $\pi$ 's (*number of identified  $\pi$* ) simulados para diferentes bins da distribuição do número de  $\pi$ 's medidos. De cima para baixo,  $0 < N_\gamma < 1$ ,  $1 < N_\gamma < 2$ ,  $2 < N_\gamma < 3$ ,  $3 < N_\gamma < 4$ ,  $4 < N_\gamma < 5$ ,  $5 < N_\gamma < 6$ ,  $6 < N_\gamma < 7$ ,  $7 < N_\gamma < 8$  e  $8 < N_\gamma < 9$ . A linha sólida corresponde ao ajuste dos dados por uma distribuição de Poisson com parâmetros P1 e P2.

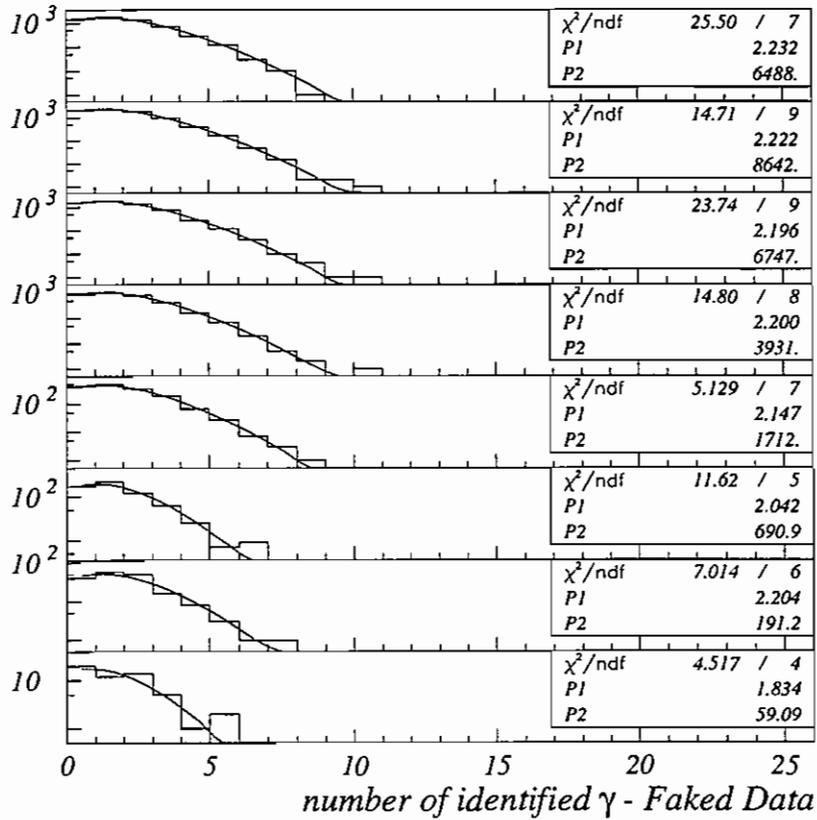


Figura 6.11: Número de  $\gamma$ 's (*number of identified  $\gamma$* ) simulados para diferentes *bins* da distribuição do número de  $\pi$ 's medidos. De cima para baixo,  $0 < N_\pi < 1$ ,  $1 < N_\pi < 2$ ,  $2 < N_\pi < 3$ ,  $3 < N_\pi < 4$ ,  $4 < N_\pi < 5$ ,  $5 < N_\pi < 6$ ,  $6 < N_\pi < 7$  e  $7 < N_\pi < 8$ . A linha sólida corresponde ao ajuste dos dados por uma distribuição de Poisson com parâmetros P1 e P2.

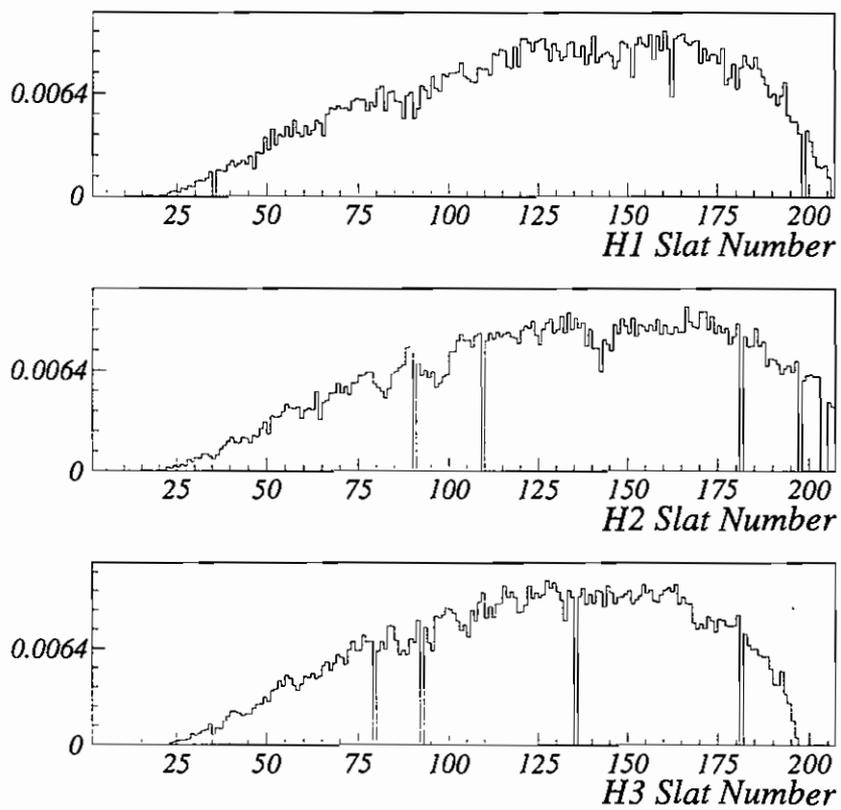


Figura 6.12: O número de  $\pi^-$ 's identificados por tira dos hodoscópios e por evento (ocupância das tiras) em função do número da tira (*slat number*) dos planos H1 (superior), H2 (meio) e H3 (inferior). Estas distribuições são obtidas dos dados experimentais.

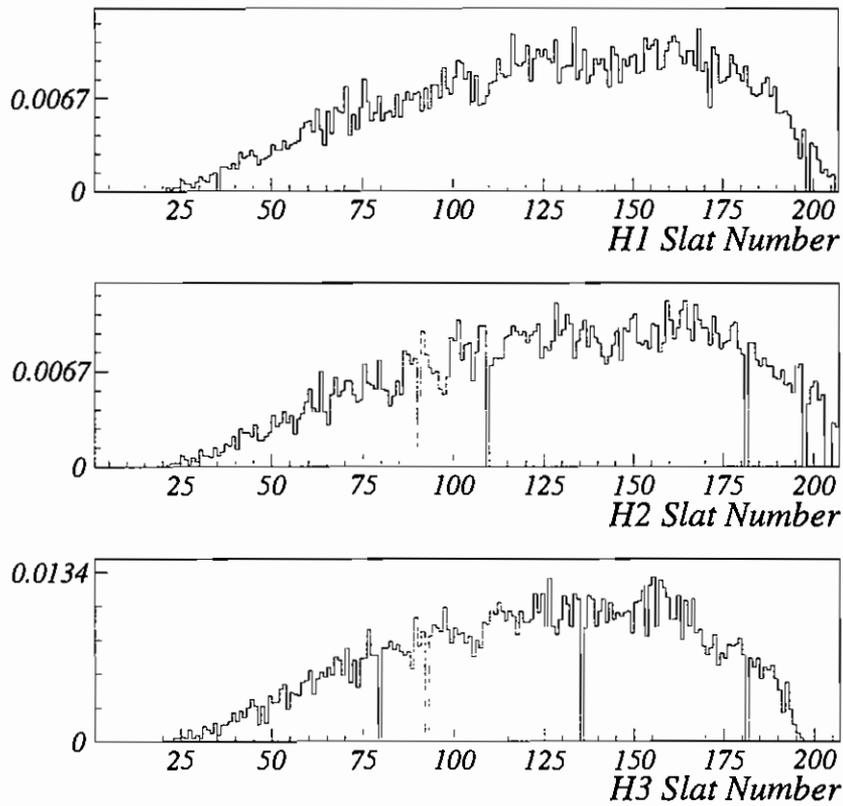


Figura 6.13: O número de  $\pi^-$ 's identificados por tira dos hodoscópios e por evento (ocupância das tiras) em função do número da tira (*slat number*) dos planos H1 (superior), H2 (meio) e H3 (inferior). Estas distribuições são obtidas dos dados falsos.

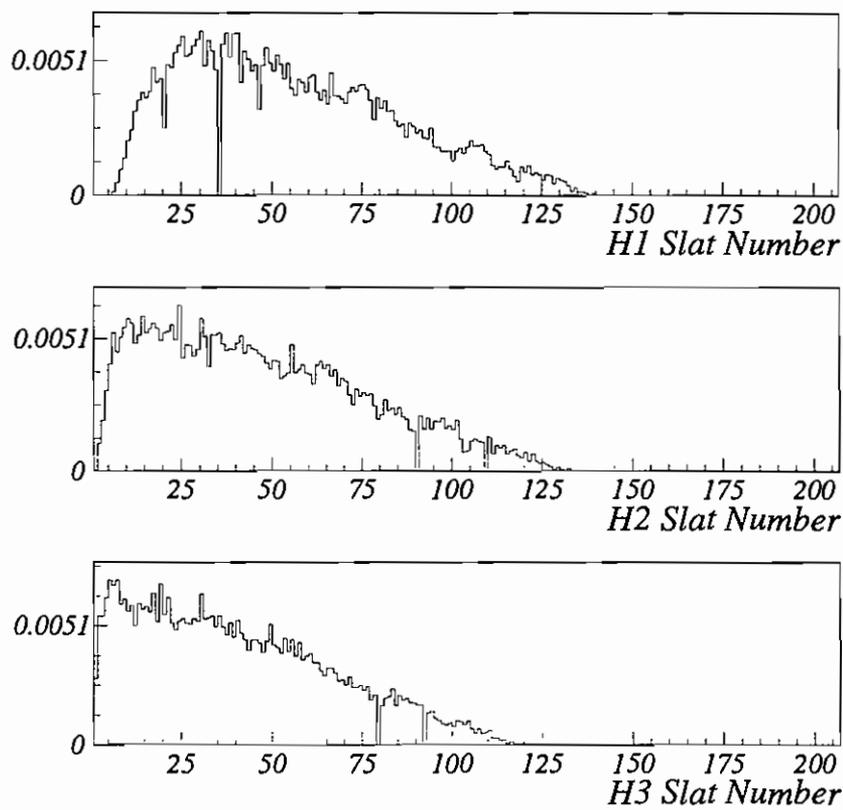


Figura 6.14: O número de  $\pi^+$ 's identificados por tira dos hodoscópios e por evento (ocupância das tiras) em função do número da tira (*slat number*) dos planos H1 (superior), H2 (meio) e H3 (inferior). Estas distribuições são obtidas dos dados experimentais.

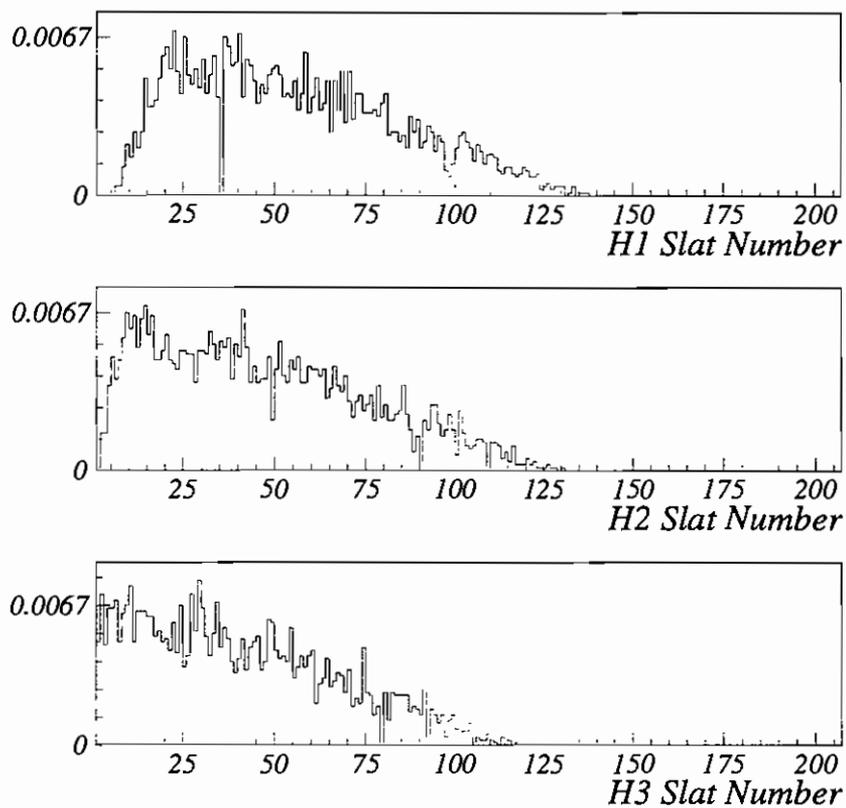


Figura 6.15: O número de  $\pi^+$ 's identificados por tira dos hodoscópios e por evento (ocupância das tiras) em função do número da tira (*slat number*) dos planos H1 (superior), H2 (meio) e H3 (inferior). Estas distribuições são obtidas dos dados falsos.

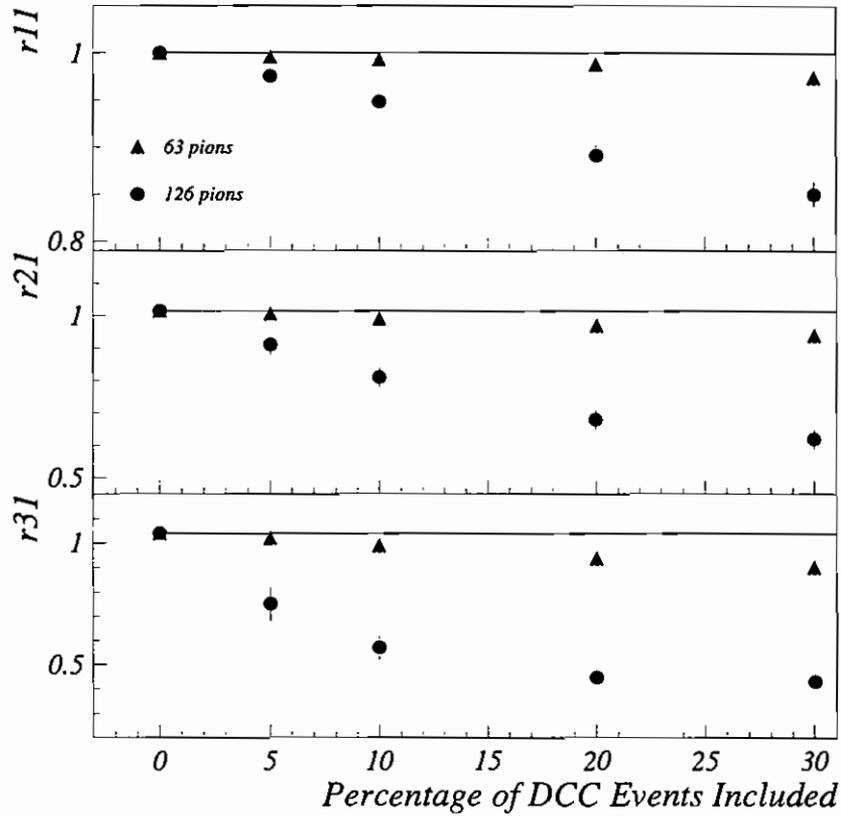


Figura 6.16: As razões  $r_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e  $3$  em função da fração de eventos do RQMD que contém um DCC. As razões são determinadas a partir de uma simples contagem dos píons e dos gamas que estão na aceitação dos hodoscópios e do calorímetro, respectivamente, obtidos do arquivo de eventos misturados RQMD + DCC. As razões são calculadas para densidades de energia do DCC de  $90 \text{ MeV}/\text{fm}^3$  (triângulos) e  $120 \text{ MeV}/\text{fm}^3$  (círculos). Estas densidades de energia do DCC correspondem à produção de 63 e 126 píons, respectivamente. Os erros são estatísticos.

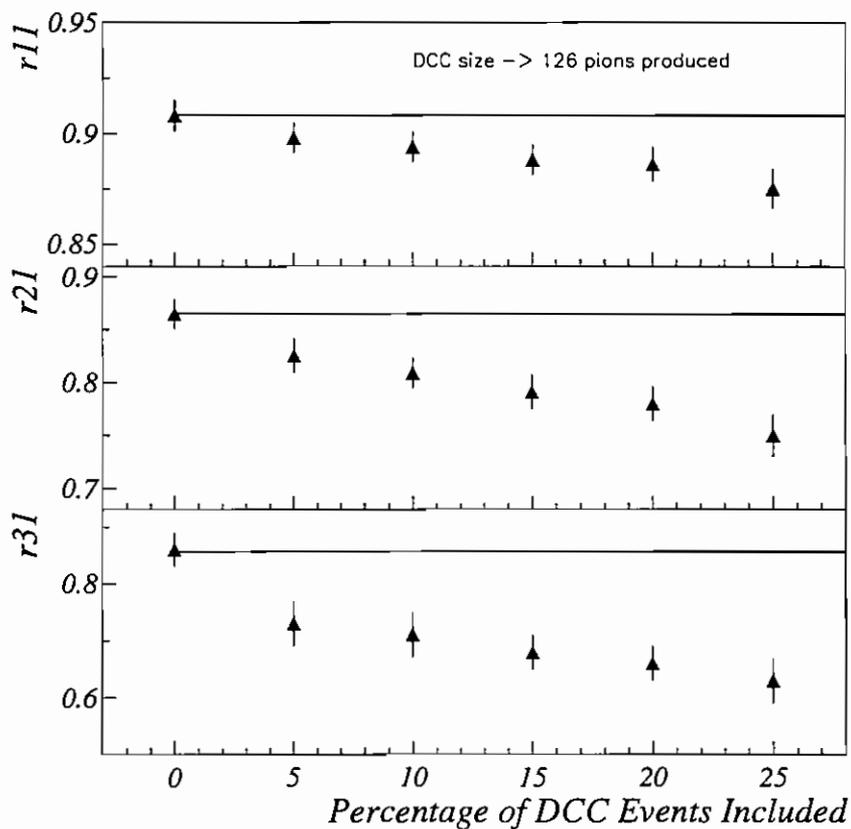


Figura 6.17: As razões  $r_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e  $3$  determinadas a partir da simulação completa do espectrômetro da E864 para diferentes frações de eventos do RQMD nos quais um DCC é incluído. O número de píons carregados corresponde à soma de  $\pi^-$ 's e  $\pi^+$ 's. As razões são obtidas para uma densidade de energia do DCC de  $120 \text{ Mev}/\text{fm}^3$  (126 píons produzidos). A linha sólida corresponde às razões calculadas apenas para eventos de RQMD. Os erros são estatísticos.

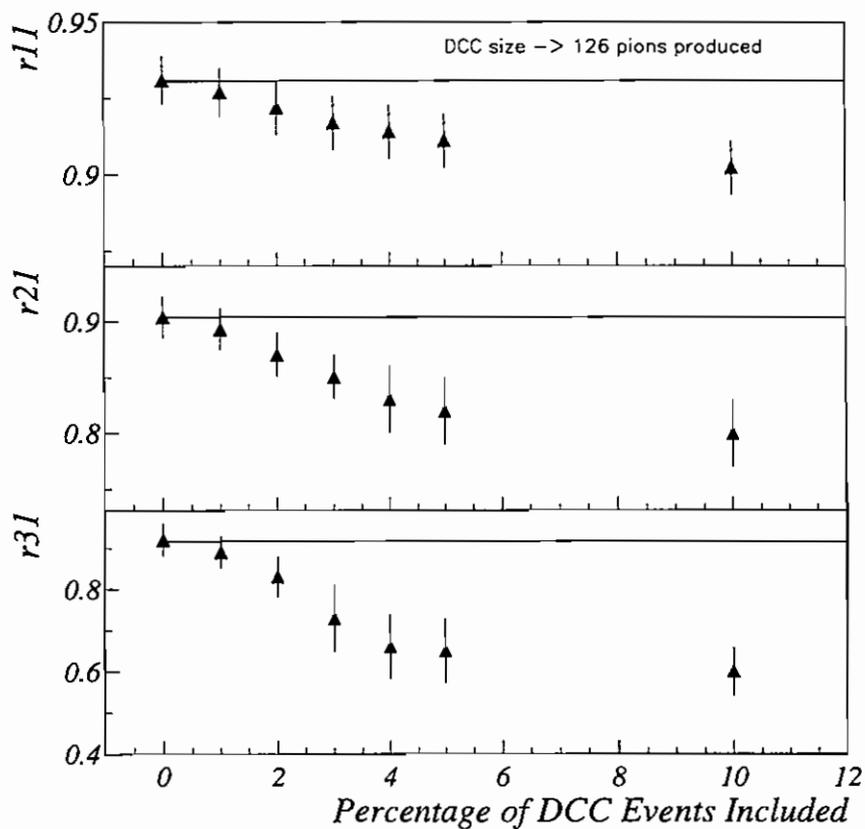


Figura 6.18: As razões  $r_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e  $3$  determinadas a partir da simulação completa do espectrômetro da E864 para diferentes frações de eventos do RQMD nos quais um DCC é incluído. O número de píons carregados corresponde apenas a  $\pi^-$ 's. As razões são obtidas para uma densidade de energia do DCC de  $120 \text{ Mev}/\text{fm}^3$  (126 píons produzidos). A linha sólida corresponde às razões calculadas apenas para eventos de RQMD. Os erros são estatísticos.

# Capítulo 7

## Discussões

Neste capítulo, os resultados obtidos da análise da procura por DCC's a partir do espectrômetro completo da experiência e dos detetores PbGl e MULT são discutidos.

### 7.1 Análise a partir dos Detetores PbGl e MULT

As razões obtidas para o corte em centralidade de 0,9 GeV são mostradas na Tabela 5.3. Os valores das razões são menores que 1,0 mesmo considerando os erros estatísticos e sistemáticos. Logo, os resultados obtidos podem significar que evidências da formação de DCC's são observadas. A razão

$$\frac{\langle n_{ch} n_{\gamma} \rangle}{\langle n_{ch} \rangle \langle n_{\gamma} \rangle} \quad (7.1)$$

fornece informação sobre a correlação entre  $\gamma$ 's e  $\pi^{\pm}$ 's. Esta razão é 0,993, mostrando que existem pequenas correlações entre gamas e píons carregados. Estas pequenas correlações podem ser ocasionadas por  $\pi^{\pm}$ 's que estão dentro da aceitação do MULT e que antes de atingir o detetor sofrem interações que resultam na produção de partículas que atingem o PbGl com energia suficiente para produzir fótons de Cherenkov. Da mesma forma,  $\gamma$ 's dentro da aceitação do PbGl sofrem interações que resultam em partículas depositando energia no MULT. A razão dada por

$$\frac{\langle n_{ch} \rangle \langle n_{ch} \rangle}{\langle n_{ch} (n_{ch} - 1) \rangle} \quad (7.2)$$

fornece informação sobre flutuações na amostra de partículas carregadas. Esta razão é 0,981, logo, as razões apresentam valores menores que um principalmente devido a flutuações na amostra de  $\pi^\pm$ 's.

Eventos correspondentes às colisões 10% mais centrais entre Au + Pb a 11,6 GeV/c são gerados pelo RQMD [43] versão 3.2. O gerador de DCC's descrito no Capítulo 5 é usado para simular eventos onde apenas DCC's são formados.

As razões  $r_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e  $3$  são calculadas simplesmente contando os píons do arquivo de eventos do RQMD e do gerador de DCC's. A densidade de energia do DCC é 120 MeV/fm<sup>3</sup> (126 píons produzidos). As razões também são calculadas contando apenas os  $\gamma$ 's e os  $\pi^\pm$ 's emitidos na aceitação do PbGl e do MULT, respectivamente. As razões obtidas são mostradas na Tabela 6.2. Como esperado, as razões calculadas para um conjunto de eventos do RQMD são 1,0 considerando os erros estatísticos. Este resultado indica que os píons gerados pelo RQMD realmente seguem uma distribuição binomial. As razões obtidas após os cortes em aceitação são menores que 1,0. As razões obtidas após os cortes geométricos são menores que 1,0 devido a uma pequena correlação entre gamas e píons carregados e, principalmente, a flutuações no número de partículas carregadas.

O arquivo de saída do RQMD é usado como arquivo de entrada na simulação da resposta dos detetores a partir do programa GEANT. O procedimento de identificação do número de  $\pi^\pm$ 's e  $\gamma$ 's produzidos em cada evento é descrita no Capítulo 4. O mesmo procedimento é aplicado tanto nos dados como na simulação.

A comparação entre as razões simuladas e medidas é feita na Tabela 6.4. Tanto as razões simuladas, como as razões medidas, apresentam um corte de 0,9 GeV no sinal do MULT. As razões obtidas dos dados e da simulação dos detetores são menores que 1,0 e concordam apenas se os erros sistemáticos são considerados. As razões são menores que 1,0 devido, principalmente, a flutuações no número de  $\pi^\pm$ 's. Além disso, existe uma pequena correlação entre  $\pi^\pm$ 's e  $\gamma$ 's.

A diferença do efeito devido ao corte no sinal do MULT de 0,9 GeV nas razões simuladas e medidas é, aproximadamente, um fator 10. Particularmente, as razões simuladas são menores que as razões medidas quando nenhum corte é aplicado no

MULT. No entanto, após o corte de 0,9 GeV no MULT, as razões simuladas se tornam maiores que as razões medidas. Mesmo existindo a incompatibilidade devido a um corte eletrônico e a um corte "físico" no MULT, uma diferença como esta não era esperada. Além disso, as razões medidas e simuladas não concordam dentro dos erros estatísticos. Logo, os dados não são completamente descritos pelo modelo (RQMD/GEANT). Esta diferença entre o modelo e os dados experimentais é considerada como um erro sistemático.

Uma vez que os píons são produzidos pelo RQMD segundo a produção genérica e as razões calculadas para os dados e para a simulação RQMD/GEANT são menores que 1,0, conclui-se que nenhuma evidência clara da produção de DCC's pode ser distinguida numa amostra de 4.810.923 eventos. A sensibilidade da procura por DCC's deve, então, ser avaliada.

A sensibilidade para a produção de DCC's utilizando o MULT e o PbG1 é estudada a partir de eventos misturados RQMD + DCC. As razões são calculadas para diferentes frações de eventos do RQMD nos quais um DCC é incluído. As razões  $r_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e 3 são, inicialmente, determinadas a partir de uma simples contagem dos píons e dos gamas que estão na aceitação do Mult e do PbG1, respectivamente, obtidos do arquivo de eventos misturados RQMD + DCC. As razões calculadas para dois tamanhos de DCC's (120 MeV/fm<sup>3</sup> e 200 MeV/fm<sup>3</sup>) em função da fração de eventos que contém um DCC são apresentadas na Fig. 6.6. Esta figura mostra que para os dois tamanhos de DCC, conforme a fração de eventos contendo um DCC aumenta de 0 a 100%, as três razões progressivamente divergem dos valores das razões para eventos apenas do RQMD. Como esperado, esta divergência é maior para tamanhos maiores de DCC's. Em particular, as razões divergem do seu valor próximo à origem. Em princípio, deve ser possível observar divergências finitas para frações de eventos que contém um DCC da ordem de um percento ou menos. Porém, o fundo e vários outros efeitos devem ser considerados. Portanto, uma simulação completa da resposta do detetor é realizada a partir do programa GEANT que inclui uma descrição detalhada da geometria do sistema. Todos os processos físicos são ligados durante a propagação das partículas.

O arquivo de eventos misturados RQMD + DCC é usado como arquivo de entrada

na simulação da resposta dos detetores usando o GEANT. A determinação do número de  $\pi^\pm$ 's e  $\gamma$ 's produzidos na aceitação do MULT e do PbGl procede de acordo com o método apresentado no Capítulo 4. Eventos simulados são explicitamente incluídos no cálculo se satisfazem o corte em centralidade que corresponde a 0,9 GeV no MULT. As razões simuladas são apresentadas na Fig. 6.7. A sensibilidade é dada pela fração mínima de eventos que deve incluir um DCC que fornece razões cujos valores são menores que os valores das razões simuladas da Tabela 6.4, considerando a incerteza estatística dos cálculos.

A simulação realística dos detetores, que inclui a contribuição do fundo e dos sinais de todas as partículas, indica que a divergência das razões de um sinal nulo não é tão grande quanto antecipado pela simulação simples mostrada na Fig. 6.6. Esta é uma evidência de que o fundo realmente provoca a diminuição da sensibilidade. A divergência é significativa apenas para grandes frações de eventos contendo um DCC. Para um DCC correspondendo a uma densidade de energia de  $200 \text{ MeV}/\text{fm}^3$  (254 píons produzidos), divergências consideráveis são mensuráveis apenas para frações maiores que 70%, dentro de 90% de nível de confiança. A sensibilidade é melhor para DCC's com uma densidade de energia de  $253 \text{ MeV}/\text{fm}^3$  (318 píons produzidos), onde divergências são mensuráveis para frações maiores que 30%, dentro de 90% de nível de confiança.

Uma vez que o PbGl mede apenas partículas emitidas em ângulos traseiros, apenas uma pequena fração de píons carregados e bárions atingem o detetor com energia acima do limite inferior para produção de fótons de Cherenkov. Logo, o sinal deste detetor é, em princípio, devido à energia eletromagnética depositada por  $\gamma$ 's. A fração de píons carregados e bárions que atingem o detetor acima do limite inferior de Cherenkov é avaliada a partir da simulação do detetor. Apenas 35% do sinal total do PbGl é proporcional ao número de  $\gamma$ 's provenientes do decaimento dos  $\pi^0$ 's. Isto significa que 65% do sinal do detetor corresponde ao fundo, o que é, sem dúvida, um resultado inesperado.

As simulações mostram que, de fato, apenas uma pequena fração de píons carregados e bárions atingem o PbGl com velocidades acima do limite inferior para a

produção de fótons de Cherenkov e depositam energia no detetor. Entretanto, estas partículas interagem no alvo de 5% Pb e nos ímãs produzindo partículas acima do limite inferior de Cherenkov que atingem o detetor. Esta é a causa do fundo do detetor e, conseqüentemente, a sensibilidade para sinais de eventos onde um DCC foi possivelmente formado é diminuída.

## 7.2 Análise a partir do Espectrômetro da E864

O número de  $\pi$ 's e  $\gamma$ 's medidos seguem uma distribuição de Poisson, como mostram as Figs. 5.8 a 5.10. Este comportamento valida a utilização do formalismo de variáveis robustas discutido no Apêndice B. Além disso, indica que nenhuma contaminação evidente é observada nos dados, uma vez que uma contaminação poderia causar a presença de uma cauda nas distribuições.

Como o número de  $\pi^-$ 's e o número de  $\pi^+$ 's produzidos em cada evento são bem conhecidos, as razões são calculadas para os dados experimentais para três casos diferentes. No primeiro, os píons carregados correspondem à soma dos  $\pi^-$ 's e dos  $\pi^+$ 's. No segundo caso, os píons carregados representam apenas o número de  $\pi^-$ 's. Finalmente, no último caso, apenas os  $\pi^+$ 's são considerados como píons carregados. As razões obtidas mostradas na Tabela 5.5 possuem valores menores que 1,0 para todos os três casos, o que pode induzir à conclusão de que evidências da formação de DCC's são observadas. A Tabela 5.5 também mostra que existem correlações entre gamas e partículas carregadas e flutuações na amostra de  $\pi$ 's. Em particular, as flutuações são maiores na amostra de  $\pi^+$ .

Os valores das razões obtidas para  $\pi^-$ 's são maiores que as razões obtidas apenas para  $\pi^+$ 's. Este resultado é inesperado, uma vez que variáveis robustas não devem apresentar tal comportamento. Esta diferença deve-se à ocupância dos hodoscópios, uma vez que os  $\pi^-$ 's e os  $\pi^+$ 's são desviados pelo campo magnético para diferentes regiões, que apresentam diferentes ocupâncias. Os  $\pi^+$ 's atingem a região de maior ocupância, pois estas partículas são desviadas para a mesma região que os prótons que interagiram no alvo.

Um estudo do comportamento das razões para diferentes eficiências de detecção de  $\pi^\pm$ 's e  $\gamma$ 's é realizado assumindo que a eficiência é independente da ocupância. As razões são calculadas decrescendo aleatoriamente, de uma dada percentagem, o número de píons carregados e gamas em cada evento. As razões são calculadas para diferentes percentagens de decréscimo do número de  $\pi^\pm$ 's e  $\gamma$ 's. Nenhuma variação significativa dos valores das razões é observada. Logo, as razões são independentes da eficiência de detecção, se a eficiência é independente da ocupância.

O modelo matemático desenvolvido pela colaboração MiniMax [37] para as razões robustas assume explicitamente que a eficiência de detecção de  $\pi^\pm$ 's é independente da ocupância da partícula. Porém, isto não é realizado com um sistema de detecção como os hodoscópios, onde a identificação das partículas baseia-se num conjunto de granularidade finito de tiras cintiladoras. Portanto, a hipótese de eficiência constante é violada, as razões apresentam uma pequena dependência com a ocupância.

Eventos correspondentes às colisões 10% mais centrais entre Au + Pb a 11,6 GeV/c são gerados pelo RQMD [43] versão 3.2. Um gerador de DCC's é usado para simular eventos onde apenas DCC's são formados. As razões são calculadas simplesmente contando os  $\gamma$ 's e os  $\pi^\pm$ 's emitidos na aceitação do calorímetro e dos hodoscópios, respectivamente. Os resultados são mostrados na Tabela 6.5. Como esperado, as razões calculadas são 1,0 considerando os erros estatísticos.

O arquivo de saída do RQMD é usado como arquivo de entrada para a simulação completa da resposta dos detetores usando o GEANT. Dados falsos são, então, obtidos como explicado no Capítulo 4. O procedimento de identificação do número de  $\pi^\pm$ 's e  $\gamma$ 's produzidos em cada evento também é descrito no Capítulo 4. O mesmo procedimento é aplicado tanto nos dados medidos como nos dados falsos.

As razões calculadas para os dados falsos, obtidos apenas dos eventos do RQMD, são apresentados na Tabela 6.6. O corte em centralidade de 0,9 GeV no MULT é aplicado tanto nos dados medidos como nos dados falsos. Comparando as razões das Tabelas 5.5 e 6.6, observa-se que as três razões  $r_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e 3 são menores que 1,0 tanto para os dados experimentais como para os dados falsos. Além disso, as razões

simuladas são menores que as razões medidas. Nas Tabelas 5.5 e 6.6, a fração

$$\frac{\langle n_{ch} n_{\gamma} \rangle}{\langle n_{ch} \rangle \langle n_{\gamma} \rangle} \quad (7.3)$$

é calculada para os dados medidos e para os dados falsos. No caso dos dados experimentais, esta fração é menor que 1,0, indicando que existem correlações entre  $\gamma$ 's e  $\pi^{\pm}$ 's. No caso dos dados falsos, esta razão é da ordem de 1,0, o que mostra que  $\gamma$ 's e  $\pi^{\pm}$ 's não estão correlacionados. Portanto, existem correlações entre  $\gamma$ 's e  $\pi^{\pm}$ 's nos dados experimentais que não são representadas pelos dados falsos. A fração dada por

$$\frac{\langle n_{ch} \rangle \langle n_{ch} \rangle}{\langle n_{ch} (n_{ch} - 1) \rangle} \quad (7.4)$$

também é calculada. Esta razão é menor que 1,0 tanto para os dados como para a simulação. Logo, as flutuações na amostra de  $\pi^{\pm}$ 's são responsáveis pelas razões simuladas serem menores que 1,0. No caso dos dados experimentais, as razões são menores que 1,0 devido a correlações entre gamas e píons e, principalmente, devido a flutuações na amostra dos píons carregados. O fato das razões simuladas e medidas serem diferentes implica que os dados não são completamente descritos pelo modelo (RQMD/GEANT). A diferença entre o modelo e os dados é considerada um erro sistemático.

Como no caso das razões obtidas dos dados experimentais, os valores das razões simuladas obtidas para  $\pi^{-}$ 's também são maiores que as obtidas apenas para  $\pi^{+}$ 's. Esta diferença acontece devido à dependência da eficiência de detecção com a ocupância da partícula, como mencionado anteriormente.

Os píons são produzidos pelo RQMD segundo uma distribuição binomial. As razões calculadas a partir dos dados falsos são menores que 1,0 e também menores que as razões obtidas dos dados experimentais. Se DCC's fossem produzidos dentro da sensibilidade da experiência, as razões medidas deveriam ser menores que as razões simuladas. Portanto, conclui-se que nenhuma evidência clara da produção de DCC's pode ser distinguida em uma amostra de 1.944.401 eventos.

A simulação descreve muito bem a multiplicidade dos píons carregados, como mostra a Fig. 6.8. No caso da multiplicidade dos gamas, existe um fator dois de

diferença entre os dados e a simulação. O número de  $\gamma$ 's simulados é provavelmente menor porque a simulação completa da experiência não apresenta uma descrição de todas as fontes e fundo no número de  $\gamma$ 's discutido no Capítulo 4. Pode ser que este fundo seja responsável pela correlação entre  $\pi$ 's e  $\gamma$ 's nos dados, uma vez que esta correlação não é observada nos dados falsos.

O número de  $\pi^\pm$ 's e  $\gamma$ 's simulados seguem uma distribuição de Poisson, o que valida a utilização do formalismo de variáveis robustas discutido no Apêndice B. Além disso, indica que nenhuma contaminação evidente é observada nos dados falsos, uma vez que uma contaminação poderia causar a presença de uma cauda nas distribuições.

A comparação entre as ocupâncias medidas e simuladas para  $\pi^-$ 's e  $\pi^+$ 's apresentadas nas Figs. 6.12 a 6.15 mostra que a simulação representa muito bem a forma e a magnitude da ocupância experimental das tiras do hodoscópio.

Como apresentado nas Tabelas 5.5 e 6.6, as razões simuladas e medidas são diferentes e esta diferença é interpretada como um erro sistemático do modelo. Uma vez que os píons são produzidos pelo RQMD segundo a produção genérica, os valores menores que 1,0 das razões não são devidos à formação de DCC's. A sensibilidade da procura por DCC's deve, então, ser determinada.

A sensibilidade para a produção de DCC's utilizando o espectrômetro completo da E864 é estudada a partir de eventos misturados RQMD + DCC. As razões são calculadas para diferentes frações de eventos do RQMD nos quais um DCC é incluído. As razões  $r_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e  $3$  são, inicialmente, determinadas a partir de uma simples contagem dos píons e dos gamas que estão na aceitação dos hodoscópios e do calorímetro, respectivamente, obtidos do arquivo de eventos misturados RQMD + DCC. As razões calculadas para dois tamanhos de DCC's ( $90 \text{ MeV}/\text{fm}^3$  e  $120 \text{ MeV}/\text{fm}^3$ ) em função da fração de eventos que contém um DCC são apresentadas na Fig. 6.16. A Fig. 6.16 mostra que para os dois tamanhos de DCC, conforme a fração de eventos contendo um DCC aumenta de 0 a 100%, as três razões progressivamente divergem dos valores das razões para eventos apenas do RQMD próximo à origem para o DCC com densidade de energia de  $120 \text{ MeV}/\text{fm}^3$ . Em princípio, deve ser possível observar divergências finitas para frações de eventos que contém um DCC da

ordem de um percento ou menos. Porém, o fundo e vários outros efeitos devem ser considerados. Uma simulação completa da resposta do detetor é realizada a partir do programa GEANT que inclui uma descrição detalhada da geometria do sistema. Todos os processos físicos são ligados durante a propagação das partículas.

O arquivo de eventos misturados RQMD + DCC é usado como entrada na simulação da resposta dos detetores a partir do GEANT. A identificação do número de  $\pi^\pm$ 's e  $\gamma$ 's produzidos na aceitação (*acceptance*) do espectrômetro segue o procedimento apresentado no Capítulo 4. Os eventos simulados são explicitamente incluídos no cálculo se satisfazem o corte em centralidade que corresponde a 0,9 GeV no sinal do MULT. Este corte também é aplicado na análise dos dados experimentais. As razões são calculadas para dois casos. No primeiro caso, o número de píons carregados corresponde à soma dos  $\pi^-$ 's e dos  $\pi^+$ 's. No segundo caso, o número de píons carregados corresponde apenas a  $\pi^-$ 's. As razões calculadas para os dois casos são mostradas nas Figs. 6.17 e 6.18, respectivamente. A sensibilidade é dada pela fração mínima de eventos que deve incluir um DCC que fornece razões cujos valores são menores que os valores das razões simuladas da Tabela 6.6, considerando a incerteza estatística dos cálculos.

A simulação realística dos detetores que inclui a contribuição do fundo e de todas as partículas indica que a divergência das razões de um sinal nulo é próxima à divergência antecipada pela simulação simples mostrada na Fig. 6.16. No caso que o número de píons carregados corresponde à soma dos  $\pi^-$ 's e dos  $\pi^+$ 's, as divergências são mensuráveis para frações maiores que 25%, 10% e 5% para  $\tau_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e 3, respectivamente, dentro dos 90% de nível de confiança. O tamanho do DCC simulado corresponde a uma densidade de energia de 120 MeV/fm<sup>3</sup> (126 píons produzidos). No caso que o número de píons carregados corresponde apenas a  $\pi^-$ 's, as divergências são mensuráveis para frações maiores que 10%, 5% e 4% para  $\tau_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e 3, respectivamente, dentro dos 90% de nível de confiança. A sensibilidade é muito melhor quando os  $\pi^+$ 's não são considerados nos cálculos. As flutuações na amostra de píons

carregados é principalmete devido a  $\pi^+$ 's, pois a fração

$$\frac{\langle n_{ch} \rangle \langle n_{ch} \rangle}{\langle n_{ch} \langle n_{ch} - 1 \rangle \rangle} \quad (7.5)$$

é menor para  $\pi^+$ 's do que para a soma de  $\pi^-$ 's e  $\pi^+$ 's ou apenas para  $\pi^-$ 's. Logo, as flutuações na amostra de píons carregados pioram a sensibilidade da procura por DCC's.

A Fig. 6.17 mostra que a procura por DCC's a partir o espectrômetro completo da E864 é mais sensível que a procura por DCC's a partir dos detetores MULT e PbGl. As Figs. 6.17 e 6.18 mostram que a razão de maior ordem,  $r_{3,1}$ , é mais sensível à produção de DCC's que  $r_{2,1}$ , como esperado das discussões no Apêndice B. Da mesma forma,  $r_{2,1}$  é mais sensível à produção de DCC's que  $r_{1,1}$ .

De acordo com a simulação completa do espectrômetro da E864, 40% dos fótons identificados correspondem a fótons provenientes do alvo. Além disso, a fração dos píons carregados identificados que correspondem a píons reais provenientes do alvo é 76%. Como a simulação descreve muito bem os píons carregados dentro do espectrômetro, o fundo no número de píons carregados previsto pela simulação deve corresponder ao número real de partículas contadas erroneamente como  $\pi^\pm$ .

# Capítulo 8

## Conclusões

A procura pela produção de condensados quirais desorientados (DCC) nas colisões centrais relativísticas entre Au + Pb a 11,6 GeV/c por nucleon na experiência E864 do acelerador AGS (*Alternating Gradient Synchrotron*) foi apresentada neste trabalho. A procura pela produção de DCC's baseia-se na identificação de grandes flutuações na produção de píons neutros e carregados. As medidas de multiplicidades dos píons neutros e carregados são realizadas a partir da contagem do número de gamas e píons carregados. A procura por grandes flutuações na produção dos píons baseia-se em razões de certos momentos fatoriais das multiplicidades dos píons carregados e dos gamas. Estas razões, inicialmente introduzidas pela colaboração MiniMax [37], apresentam um conjunto de propriedades interessantes que, em princípio, permitem uma identificação robusta e sem ambiguidade de grandes flutuações na multiplicidade dos píons neutros e carregados. Mais especificamente, estas razões devem apresentar valor igual a 1,0 na presença de uma produção de píons genérica (binomial) e apresentar um valor significativamente menor na presença da formação de DCC's de tamanhos consideráveis. Neste trabalho, a procura por DCC's foi realizada utilizando as razões  $r_{1,1}$ ,  $r_{2,1}$  e  $r_{3,1}$ .

Estes observáveis introduzidos pela colaboração MiniMax [37] são robustos se todas as partículas exceto píons podem ser ignoradas, se não há erro de identificação entre fótons e partículas carregadas e se o processo de produção pode ser descrito em duas etapas, com uma distribuição que descreve a multiplicidade dos píons produzidos

na colisão, seguida de uma partição específica da população carregada/neutra que é descrita por uma função de distribuição binomial ou de DCC. Além disso, existe a hipótese de que as eficiências de detecção para identificação de  $\pi^\pm$  ou  $\gamma$  não dependem da natureza do evento.

Neste trabalho, a procura por DCC's foi realizada em dois procedimentos distintos. No primeiro, o número de gamas produzidos em cada interação a partir do decaimento de  $\pi^0$ 's foi obtido de um detetor de Cherenkov de vidro de chumbo (*lead glass*) colocado próximo ao alvo e cobrindo ângulos traseiros. O número de píons carregados foi obtido pelo detetor de multiplicidade da experiência. No segundo procedimento, o espectrômetro completo da experiência E864 foi utilizado. O número de píons carregados foi fornecido por três planos de hodoscópios cintiladores e duas estações de tubos com gás ionizante. O número de gamas foi obtido do calorímetro de fibras cintiladoras e chumbo localizado no final do espectrômetro.

Um detetor de Cherenkov de vidro de chumbo foi incorporado ao aparato experimental da E864 para a aquisição de dados realizada em 1995 com a finalidade de realizar a primeira parte deste trabalho. A principal função deste detetor foi fornecer medidas da multiplicidade dos fótons produzidos em cada interação e originados do decaimento de  $\pi^0$ 's. Logo, o detetor de Cherenkov de vidro de chumbo foi posicionado próximo ao alvo cobrindo ângulos traseiros de espalhamento. Como apenas uma pequena fração de bárions e mésons em ângulos traseiros que atingem o detetor possuem velocidade acima do limite necessário para a produção de fótons de Cherenkov, esperava-se que o sinal deste detetor fosse sensível, principalmente, à energia eletromagnética. Porém, uma simulação detalhada do detetor fornece que apenas 35% do sinal total do PbGl era proporcional ao número de  $\gamma$ 's provenientes do decaimento dos  $\pi^0$ 's. Isto significa que 65% do sinal do detetor corresponde ao fundo, o que foi, sem dúvida, um resultado inesperado. A análise destes dados foi prosseguida em vista da possibilidade de conseguir uma sensibilidade finita à produção de DCC's mesmo na presença de altos níveis de fundo.

O número de píons carregados produzidos em cada interação foi obtido a partir do detetor de multiplicidade do experimento. Este contador, localizado logo após o alvo,

foi protegido dos raios delta produzidos no alvo por seções de *Heavymet* que cobrem a parte ativa do detetor. Consequentemente, uma medida direta das partículas neutras não pôde ser obtida, pois a maioria dos fótons param nas seções de *Heavymet*.

Inicialmente, foi apresentada a procura por DCC's utilizando o detetor de Cherenkov e o contador de multiplicidade. A multiplicidade dos píons carregados e dos gamas foi estimada a partir da energia total medida, evento por evento, pelos detetores MULT e PbGI, respectivamente. Esta análise foi realizada utilizando eventos correspondentes às colisões 10% mais centrais entre Au + Pb a 11,6 AGeV, obtidos da aquisição realizada em 1995. A tomada de dados foi realizada com um campo magnético de 0,75 T e com um alvo de Pb correspondendo a 5% de comprimento de interação Au + Pb. As razões  $r_{i,1}$ ,  $i = 1, 2$  e 3 foram calculadas e valores menores que 1,0 foram obtidos. Porém, as razões obtidas da simulação de Monte Carlo da resposta dos detetores a partir do RQMD e do GEANT apresentam valores que, dentro dos erros estatísticos e sistemáticos, concordam com as razões obtidas dos dados experimentais. Portanto, conclui-se que nenhuma evidência clara da produção de DCC's é distinguida numa amostra de 4.810.923 eventos.

A sensibilidade da procura por DCC's nas colisões centrais entre Au + Pb foi determinada a partir de um cálculo de Monte Carlo. Um modelo de DCC simples, inicialmente desenvolvido por S. Gavin [65], foi usado para gerar eventos de DCC. Como não se espera que a produção de DCC's corresponda à produção total dos píons produzidos nas colisões centrais entre Au + Pb, os eventos simulados de DCC foram misturados a eventos do RQMD. A sensibilidade da procura por DCC's foi estudada através da variação do valor da densidade de energia dos DCC's, ou seja, do número de píons produzidos pelo DCC, e da fração de eventos de RQMD nos quais um evento de DCC foi incluído. Para um DCC correspondendo a uma densidade de energia de 200 MeV/fm<sup>3</sup> (254 píons produzidos), divergências de um sinal nulo são mensuráveis apenas para frações maiores que 70%, dentro de 90% de nível de confiança. A sensibilidade é melhor para DCC's com uma densidade de energia de 253 MeV/fm<sup>3</sup> (318 píons produzidos), onde divergências são mensuráveis para frações maiores que 30%, dentro de 90% de nível de confiança.

No segundo procedimento, a procura por DCC's foi realizada utilizando o espectrômetro completo da E864 que fornece informações sobre partículas em direções frontais. Neste caso, o número de píons carregados produzidos em cada evento foi determinado pelo sistema de identificação de trajetórias (*tracking system*) composto por três planos de hodoscópios cintiladores e duas estações de tubos com gás ionizante. Os três planos de hodoscópios cintiladores forneceram a trajetória das partículas carregadas e informação sobre o tempo de voo, enquanto que informação adicional sobre a trajetória foi fornecida pelas duas estações de tubos com gás ionizante. O número de gamas do decaimento de  $\pi^0$ 's foi medido, em cada evento, através do calorímetro feito de fibras cintiladoras e chumbo localizado no final do espectrômetro.

A busca por DCC's usando o espectrômetro da E864 foi realizada nos eventos correspondentes às interações 10% mais centrais entre Au + Pb a 11,6 AGeV, obtidos da aquisição realizada em 1996. A tomada de dados foi realizada num campo magnético de -0,20 T e com um alvo de Pb correspondendo a 5% de comprimento de interação Au + Pb. As razões  $r_{i,1}, i = 1, 2$  e 3 foram calculadas a partir da multiplicidade dos píons carregados e dos gamas determinada evento por evento e valores menores que 1,0 foram obtidos. Estas razões também foram calculadas para dados falsos obtidos da simulação completa do espectrômetro da experiência a partir do RQMD e do GEANT. As razões calculadas a partir dos dados falsos são menores que 1,0 e também menores que as razões obtidas dos dados experimentais. Como a produção de píons no RQMD segue uma distribuição binomial, conclui-se que nenhuma evidência clara da produção de DCC's pode ser distinguida em uma amostra de 1.944.401 eventos.

No caso particular desta análise, a eficiência de detecção dos  $\pi^\pm$ 's depende da ocupância das partículas. Portanto, a hipótese de eficiência constante aplicada no formalismo de variáveis robustas é violada. Como consequência, as razões robustas introduzidas pela colaboração MiniMax [37] são, neste caso, aproximadamente robustas e apresentam uma pequena dependência com a ocupância.

A sensibilidade da procura por DCC's utilizando o espectrômetro completo da E864 é determinada a partir do modelo simples de DCC. No caso que o número de píons carregados corresponde à soma dos  $\pi^-$ 's e dos  $\pi^+$ 's, as divergências são

mensuráveis para frações maiores que 25%, 10% e 5% para  $r_{i,1}, i = 1, 2$  e 3, respectivamente, dentro dos 90% de nível de confiança. O tamanho do DCC simulado corresponde a uma densidade de energia de  $120 \text{ MeV/fm}^3$  (126 píons produzidos). No caso que o número de píons carregados corresponde apenas a  $\pi^-$ 's, as divergências são mensuráveis para frações maiores que 10%, 5% e 4% para  $r_{i,1}, i = 1, 2$  e 3, respectivamente, dentro dos 90% de nível de confiança.

As sensibilidades experimentais listadas acima estão limitadas à identificação da produção de DCC's que correspondem a valores de densidade de energia altos e questionáveis. A ocupância finita e grande dos detetores, assim como o fundo no número de fótons, de fato limitam a sensibilidade a grandes domínios de DCC's. Porém, os resultados obtidos ainda são interessantes em vista dos cálculos realizados por J. Kapusta et al., que indicam que nas energias do AGS uma bolha de plasma de quarks e glúons (QGP) não deve ser produzida com muita frequência (aproximadamente uma a cada 100 a 1000 colisões centrais), mas pode apresentar um domínio amplo. Logo, os resultados nulos apresentados neste trabalho começam a direcionar o limite inferior dos cálculos realizados por J. Kapusta et al.. É claro que, uma experiência com níveis de fundo menores e mais voltada à procura por DCC's é necessária para que sensibilidades melhores sejam obtidas para frações mais raras da produção de DCC's. Em particular, colimadores e proteções devem ser projetados com a finalidade de reduzir a produção de raios gamas secundários. Além disso, uma melhor sensibilidade seria conseguida se a granularidade dos detetores fosse aumentada.

O conceito de condensados quirais desorientados foi, inicialmente, introduzido por J. Bjorken [13], [14] nos anos 80 na tentativa de descrever os eventos de raios cósmicos tipo Centauro/anti-Centauro. Nesta época, algumas experiências de laboratório [32]-[34] procuraram por eventos Centauro/anti-Centauro, porém, todas obtiveram resultados nulos. Recentemente, com o conceito da transição de fase da QCD e consequente restauração da simetria quiral, o interesse por DCC's tem se renovado. Algumas procuras mais recentes por DCC's [37]-[36] também não obtiveram sucesso em encontrar evidências de sinais onde um DCC possivelmente se formou. A esta lista, agora, acrescenta-se a procura por DCC's realizada pela experiência E864 e

apresentada neste trabalho.

São vários os motivos que podem ter causado a não observação de DCC's por estas experiências. DCC's não foram observados porque não são formados nestas energias. DCC's não foram observados por serem produzidos em domínios pequenos e se materializarem em um número muito pequeno de píons. Finalmente, DCC's não foram observados por não serem produzidos com muita frequência. Nos dois últimos casos, as experiências não possuíam sensibilidade suficiente para que evidências da formação desses eventos fossem observadas.

É importante notar que sistemas colidindo em diferentes energias podem levar à formação de regimes drasticamente diferentes que nem sempre são favoráveis à formação de DCC's. Em particular, não está claro quais são os efeitos da densidade bariônica produzida nas colisões centrais nas energias do AGS. O espalhamento entre os píons produzidos pelo DCC e os bárions podem eliminar as flutuações esperadas no número de píons carregados e neutros. Logo, é possível que as condições necessárias para a formação e observação de DCC's sejam raramente satisfeitas nas energias do AGS. Tais condições podem ser satisfeitas em energias mais altas, como, por exemplo, nas energias do RHIC.

A procura futura por DCC's está, então, no novo *collider* RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*) localizado no Laboratório Nacional de Brookhaven. O principal objetivo deste *collider* é procurar pelo novo estado da matéria, o plasma de quarks e glúons (QGP), através da colisão de dois íons pesados em alta energia. Espera-se que os dois íons formem um gás de partículas que evolui a um estado de plasma através de uma transição de fase de segunda ordem. Em instantes intermediários, após a restauração da simetria quiral e antes da hadronização, um condensado quiral desorientado pode ser formado. Evidências da formação de DCC's podem significar a formação do QGP. Os dois detetores principais deste *collider*, STAR e PHENIX, possuem planos para a procura por DCC's. Nestes detetores, o espectro de píons com baixos valores de  $p_t$  serão medidos e uma análise evento por evento será realizada com a finalidade de encontrar evidências de eventos nos quais um DCC foi formado.

# Apêndice A

## Charged Particle Tracking

In this chapter, the track reconstruction algorithm [42], [51] used in this work to find and determine the parameters of the track produced by particles traversing the apparatus is presented.

### A.1 Charged Particle Tracking System

The association between hits in the detectors and a charged particle path is performed by first matching hits in the hodoscopes. This match is such that it satisfies the condition that the track was produced at the target. The confirmation of each path is then obtained by attaching the hits of each straw tube plane to the track. The rigidity is determined from the downstream slope of the tracks by using a lookup table. The velocity of the particle is determined by fitting the pathlength as a function of the time at the hodoscopes. Once all elements of a track are found, the track is then refitted using the rigidity, the velocity, and the full multiple scattering correlation matrix. The discrimination between real and non-real tracks is accomplished on the basis of cuts on  $\chi^2$  distributions.

#### A.1.1 Hodoscope Hit Groups

The pulse high and time signals measured in all slats are used to determine the position the particle crossed the hodoscopes and the particle energy deposition in the

slat. In order to a particle crossing or hits be considered in the tracking reconstruction, the following requirements must be satisfied:

1. Both top and bottom TDCs of a given slat fired;
2. Both top and bottom ADC signals are above pedestal;
3. The hodoscope slat is not in the bad channel list;
4. The vertical position constructed from the difference of the times measured by the top and bottom phototubes is not off the slat by more than  $2.5\sigma$  in the vertical direction.

The last condition is used to discard slats with a double hit.

The matching among the hodoscope hits is performed in a way that only combinations of hits consistent with a track originated in the target are considered. This method reduces the amount of time spent in evaluating hit combinations that are not consistent with the target constraint. The tracking algorithm starts with the hits in H3 and proceeds to search for matching hits in H2 considering just a region or group which could lead to a track coming from the target. Similarly, each H2 and H3 hits pair are matched to hits in H1 in a region that could lead to a track coming from the target. The hodoscope hits are arranged into groups of twenty neighboring slats in a given plane. The hodoscope hits groups are shown in Table A.1.

After matching the hits in H3, H2, and H1, the tracking system provides tracks between H1-H2 hits and H2-H3 hits. Since only a narrow angular range corresponds to real tracks, the angles between these two tracks are compared and cuts are placed at

$$\theta_x = \left| \frac{x_{H2} - x_{H1}}{z_{H2} - z_{H1}} - \frac{x_{H2} - x_{H3}}{z_{H2} - z_{H3}} \right| < 0.007 \quad (\text{A.1})$$

$$\theta_y = \left| \frac{y_{H2} - y_{H1}}{z_{H2} - z_{H1}} - \frac{y_{H2} - y_{H3}}{z_{H2} - z_{H3}} \right| < 0.07 \quad (\text{A.2})$$

in order to have a final selection of the tracks. These cuts are estimated using Monte Carlo tracks including the experimental resolution and multiple scattering. In  $x$ , the width of the distribution is dominated by multiple scattering, while in  $y$ , multiple

H3 Group	H2 Group Search	H2 Group	H1 Group Search
1	1-2	1	1-2
2	1-3	2	1-3
3	2-4	3	2-4
4	3-5	4	3-5
5	4-6	5	4-6
6	5-7	6	5-7
7	6-8	7	6-8
8	7-9	8	7-9
9	8-10	9	8-10
10	9-11	10	9-11
11	10-11	11	10-11

Tabela A.1: The hodoscope hit groups. The hodoscope slats are divided into groups of ten slats. The group number from H3 determines the groups to be searched for a matching hit in H2. Similarly, the H2 group number determines what groups are searched in H1.

scattering and the vertical position resolution of the hodoscopes have comparable contributions.

Given the interest in particles produced at the target, it is additionally required that

$$t_{H1} < t_{H2} < t_{H3}, \quad (\text{A.3})$$

which means the particles must reach H2 later than H1, and H3 later than H2. This cut further rejects combinations of hodoscope hits that are inconsistent with a track originating at the target.

Once a track candidate has been defined by the three hodoscope planes, space points are assigned to each hodoscope slat hit. This is performed based upon its surveyed position for  $x$  and  $z$  and the difference in time between the top and the bottom calibrated TDC signals.

### A.1.2 Straw Tube Hits

The straw tube hits are associated together with neighboring hits into clusters. The straw tube clustering software associates numerically consecutive hits into a single cluster. The typical cluster size for most planes corresponds to two tubes. A cluster of hits in a straw plane identifies the passage of a charged particle through this plane.

Straight lines are fit to the hodoscopes points ( $x \times z$  and  $y \times z$ ) and then projected into the S2X and S3X straw planes. Using the error in the projection and the centroid of the straw cluster, the closest straw tube cluster within  $3\sigma$  is attached to the track. If there is no straw clusters satisfying this condition, the track candidate is discarded.

Once the straw chamber points have been assigned to the track, the track is refit in  $x$  to include the S3X and S2X hits yielding the final downstream horizontal slope and intercept. The track is then projected into the S2U and S2V planes in order to search for associated clusters in these planes. The combination of the U and V planes provide the vertical hit position  $y$ . Once again clusters are searched within  $3\sigma$  of the projection error in the  $y$ -projection of the track. The closest cluster to the intersection is attached to the track. If there are no straw clusters satisfying this condition, the track candidate is rejected.

After attaching the S2U and S2V clusters, the track is refit in  $y$  to include the improved vertical hit position information from the straws. The same procedure is repeated for the S3U and S3V planes, providing additional information in the vertical hit position  $y$ . An equivalent vertical position of the hit can be calculated for each hit in a U or V plane from the  $x$ -intersection of the track with the detector plane and the cluster that has been attached to the track.

### A.1.3 Rigidity Reconstruction

The momentum determination requires a precise knowledge of the magnetic field profiles within the magnetic field. The shape of the fields in M1 and M2 are determined by direct measurements of the magnetic fields and an analytic description of the magnets [45]. In the case of M2, various measurements of the magnetic field along the

central axis and the  $\int Bdl$  at a single excitation current are used to determine the relevant field parameters [47]. In the case of M1, the total  $\int Bdl$  was used to fix the parameters at each E864 field settings.

During the run, the downstream Cherenkov beam counter MAC, was used to determine the downstream position of the beam as function of the magnetic field intensity. This procedure is performed without a target in place. These downstream positions are then used to adjust the magnitude of the M2 field determined by the above procedure to match the deflection of the E864 beam measured in the experiment. This procedure determines the magnetic fields to within a few percent.

The reconstruction of the tracks rigidity in the spectrometer is performed using a lookup table based algorithm following work done for the PHENIX detector [48]. The method is fast and the granularity of the lookup table can be chosen in order not to affect the spectrometer resolution.

The algorithm assumes that tracks originate at the target. Inputs are the downstream slopes and intercepts in  $xz$  and  $yz$  planes. The lookup table returns the rigidity of a track and the emission angles at the target. The table was determined using a GEANT simulation of the spectrometer to track particles through the magnets using the analytic field maps [42]. The downstream track is then correlated with its rigidity. The lookup table also returns the pathlength of the track from the target at  $z = 100$  cm in the  $x - y$  plane.

#### A.1.4 Time-of-Flight and Velocity

The velocity  $\beta$  of the particle is obtained from a least-square straight line fit to the times of flight at the three hodoscope planes as a function of the path lengths to the planes. It also includes a point at the target (zero path length, zero time). The time-of-flight is obtained from 3.12. The hodoscopes times are fit with errors consistent with the time resolutions of each plane. The time resolution at the target is 100 ps.

### A.1.5 $\chi^2$ Calculation

#### Multiple Scattering Covariance Matrix

Multiple scattering in the detectors and in the air between the detectors result in correlations between the errors of each of the measurements. In this case, fits using a least square method are inappropriate, since this method does not take these correlations into account [49]. The least square method has been used in the fits discussed in the previous sections. This was necessary because the influence of multiple scattering cannot be evaluated until the rigidity and the velocity of the track are known. The tracks are then refit in order to account for these correlations.

The width of the hodoscope slats were chosen to roughly correspond to the error due to multiple scattering at the detector planes. Therefore, failure in treating the multiple scattering error properly distorts the  $\chi^2$  in  $x$ . The straw tube measurements have errors that are dominated by the multiple scattering error instead of the measurement errors. This means that if only the measurement errors are used, the straw tubes points are improperly weighted. So, the  $\chi^2$  values that properly reflect the quality of the track are obtained by fitting the track considering the detectors measurement errors and the multiple scattering errors as well.

The details of the individual covariance matrix elements calculation relevant for the E864 tracking code are presented in [42].

A covariance matrix is calculated for each track given its rigidity and velocity. Each track candidate is refitted using the covariance matrix providing the proper  $\chi^2$  values for the  $x$  and  $y$  fits. New downstream slopes in  $x$  and  $y$  are also obtained. The rigidity of the tracking is then determined using the new slope values. For each track candidate the tracking code returns a consistent set of rigidity, velocity  $\beta$ ,  $\chi^2$  values, and slopes.

### A.1.6 Ghost Rejection

After obtaining all track candidates in a event, each track is checked to determine if it shares a hodoscope hit with another track. If it does, the track with the lowest  $\chi^2$  is

kept while the other is discarded. The  $\chi_{dof}^2$  values are calculated using the expression

$$\chi_{dof}^2 = \frac{1}{n} \sum \frac{(x - \bar{x})^2}{\sigma^2} \quad (\text{A.4})$$

where  $n$  is the number of degrees of freedom. The tracking algorithm system allows tracks to share straw tube clusters.

## A.2 Mass Distribution

The mass of the tracked particles is obtained from

$$m = Z \frac{\tau}{\beta\gamma} \quad (\text{A.5})$$

where  $\tau$  is the rigidity and  $Z$  is the charge.

Figures A.1 and A.2 show the mass distributions for particles with charge +1 and -1, respectively. The  $\beta$  cut applied on these mass distributions corresponds to  $\beta \leq 1.0$  in order to maximize the  $\pi^\pm$  sample. An improved mass resolution is obtained for  $\beta \leq 0.985$  as presented in Fig. A.3.  $\beta$  values higher than 0.985 correspond to bands of different particle species overlapping, thus worsening the mass resolution. In this work, a momentum dependent  $\beta$  cut is applied in the reconstructed particles in order to maximize the number of charged pions reconstructed and still improves the mass resolution. This cut corresponds to equations 4.4 and 4.5 and is discussed in Chapter 4 when the procedure used to identify the charged pions is presented. The mass distributions for  $\pi^-$  and  $\pi^+$  with the momentum dependent  $\beta$  cut corresponding to equations 4.4 and 4.5 are shown in Fig. A.4.

From the rigidity and the mass of the particle, both the rapidity

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (\text{A.6})$$

and the transverse momentum

$$p_t = \sqrt{(p_x^2 + p_y^2)} \quad (\text{A.7})$$

are calculated. The  $y \times p_t$  scattered plot showing the E864 acceptance for all particles with  $Z = \pm 1$  is shown in Fig. A.5. The distributions correspond to tracks with  $\beta \leq 1.0$  from the 10% most central collisions in the -0.2 T data sample from the 1996 run.

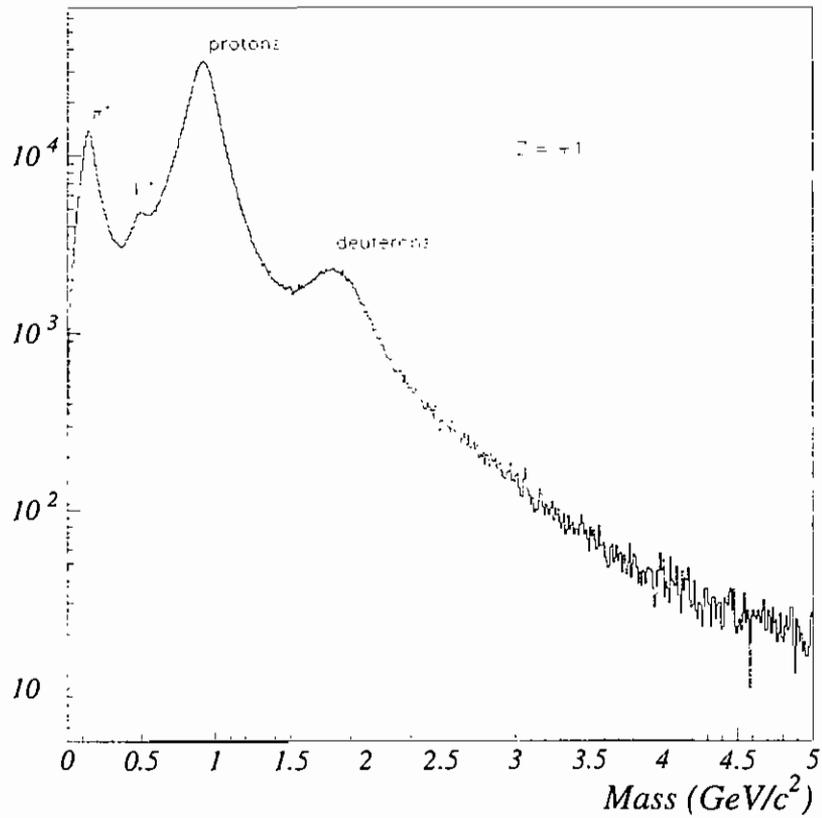


Figura A.1: Reconstructed mass distribution for particles with charge  $Z = +1$  and  $\beta \leq 1.0$  obtained with -0.2 T field setting.

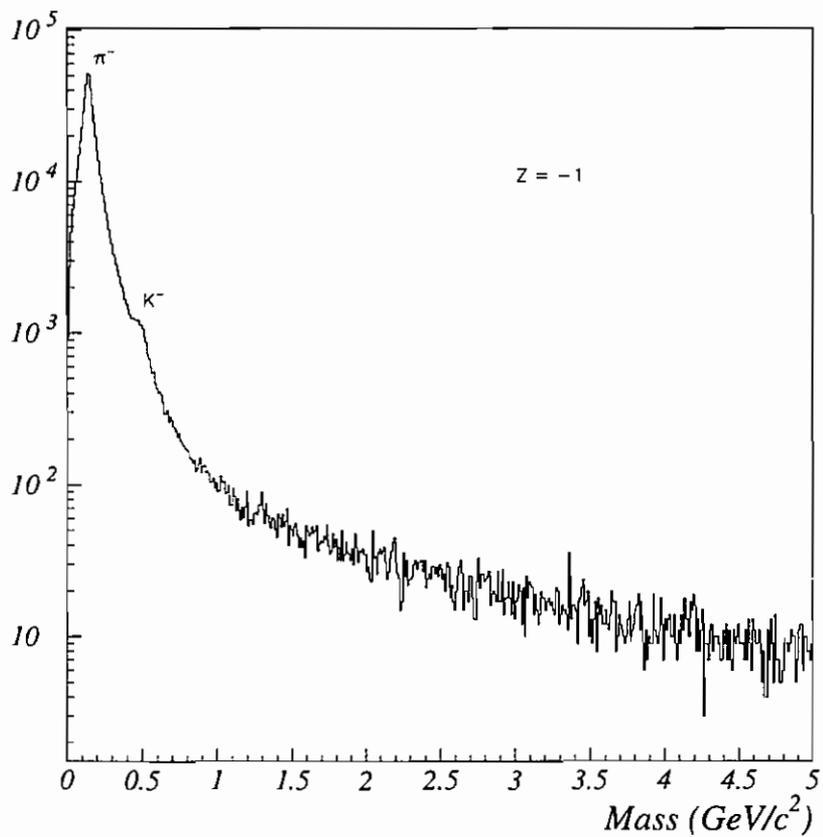


Figura A.2: Reconstructed mass distribution for particles with charge  $Z = -1$  and  $\beta \leq 1.0$  obtained with  $-0.2 \text{ T}$  field setting.

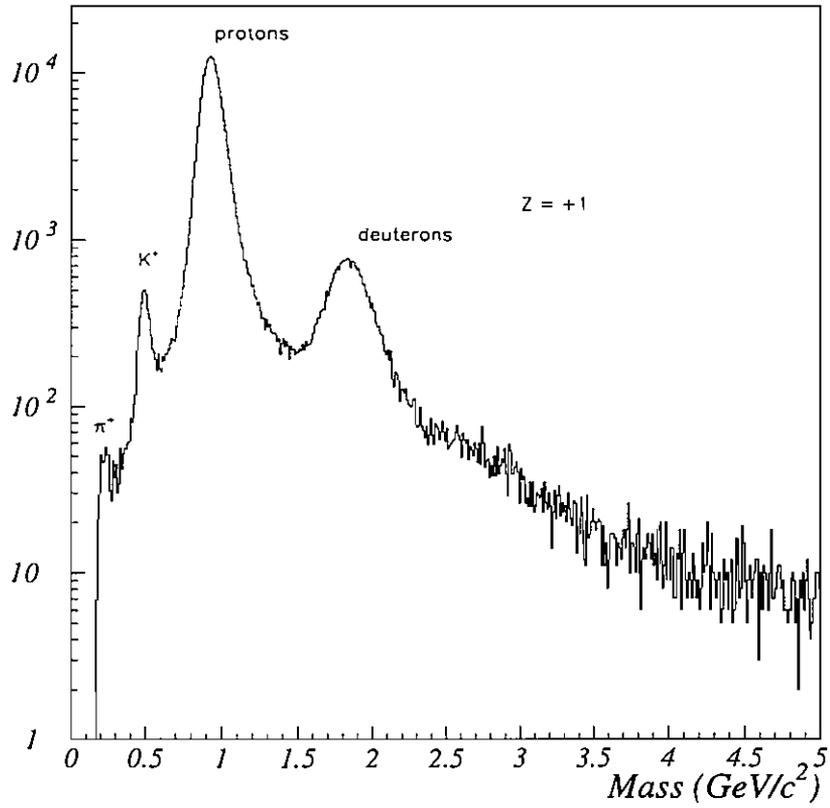


Figura A.3: Reconstructed mass distribution for particles with charge  $Z = +1$  and  $\beta \leq 0.985$  obtained with  $-0.2$  T field setting.

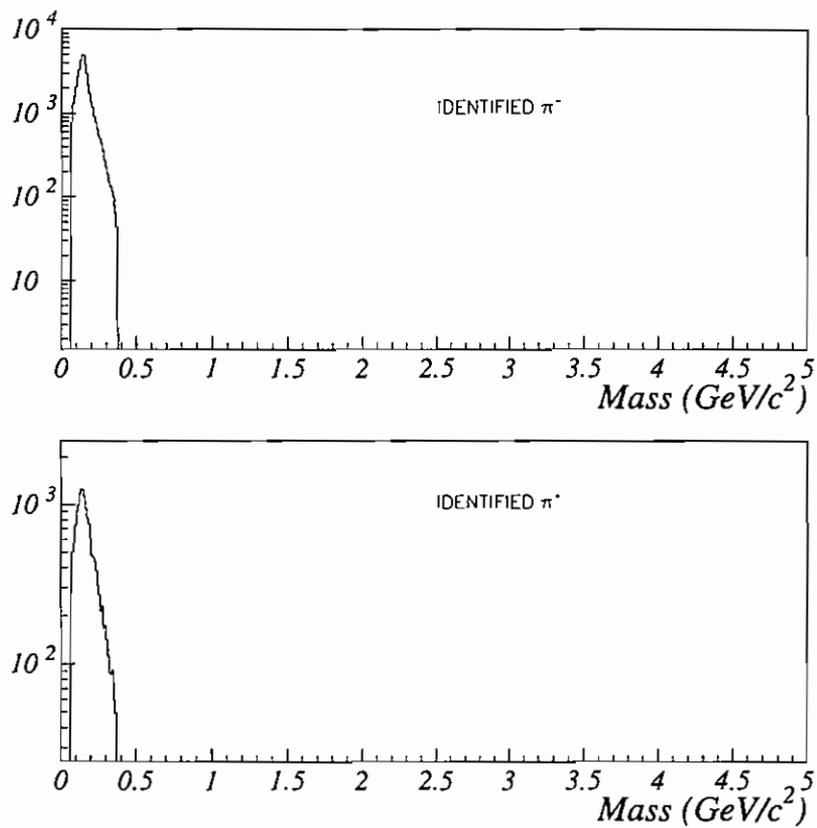


Figura A.4: Reconstructed mass distribution for  $\pi^-$  and  $\pi^+$  obtained with -0.2 T field setting. A momentum dependent  $\beta$  cut is applied. This cut corresponds to equations 4.4 and 4.5 and is discussed in details in Chapter 4.

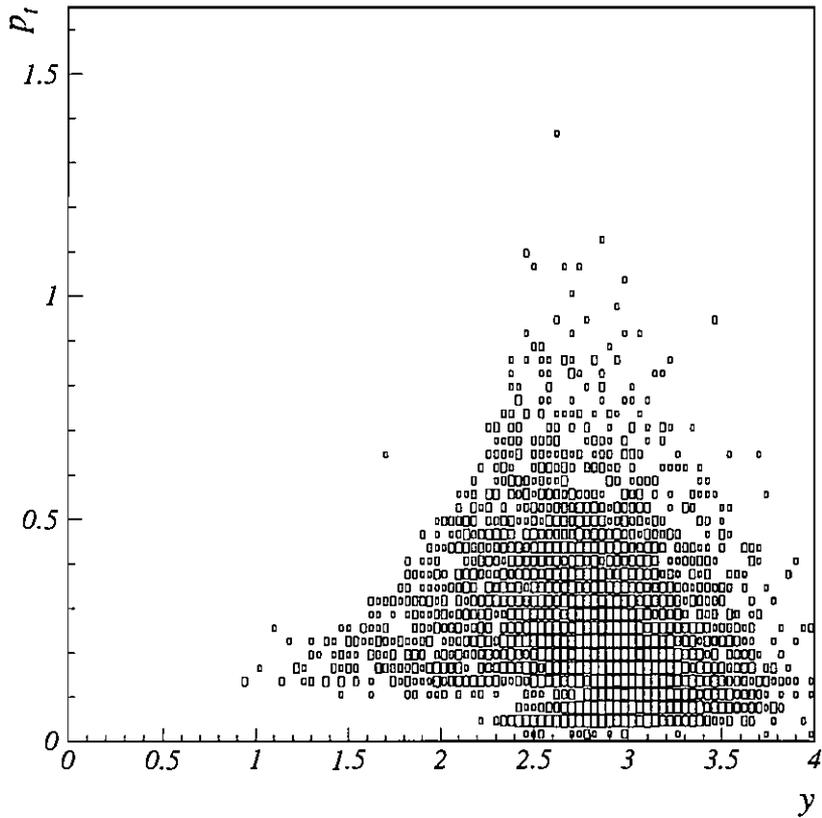


Figura A.5: The  $y \times p_t$  distribution showing the E864 acceptance for all particles with  $Z = \pm 1$ .

## Apêndice B

# Generating Function Formalism and Robust Observables

As discussed in Chapter 1, the primary signature of the formation of DCC's is the presence of large, event-by-event fluctuations in the fraction  $f$  of produced neutral pions. As a consequence, the number of charged and neutral pions produced in each event is required. However, a number of complications arise in determining the charged and neutral multiplicities in this analysis, including the following:

1. Neutral pions cannot be reconstructed directly in this analysis;
2. Detection efficiencies for  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ , and  $\gamma$  are complex functions of energy;
3. There is a fraction of identified charged pions that corresponds to particles other than pions, and the same is valid for the  $\gamma$ 's. This fraction stands for the background in the charged and neutral multiplicities.

Even though the experiment has a finite acceptance for both  $\pi^\pm$ 's and  $\gamma$ 's, if only a small fraction of  $\pi^\pm$ 's and  $\gamma$ 's produced in the DCC domain enters the acceptance, the same fraction  $f$  as for the entire domain is expected on average to be observed.

The WA98 collaboration [36] searched for DCC's studying the fluctuations in the fraction  $f$  by examining the correlation between the number of charged pions  $N_{\pi^\pm}$  and the number of gammas  $N_\gamma$ . However, this approach is rather inappropriate in

the particular case of this work. In the case of the DCC search using the E864 forward spectrometer, the multiplicities measured are small, partially due to the low efficiencies in measuring  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ , and  $\gamma$ , and partially due to the small acceptance of the experiment to these particle species. Therefore, fluctuations are difficult to ascribe in a  $N_{\pi^\pm} \times N_\gamma$  plot. Besides, there is also the background in the multiplicities measured that decreases the sensitivity to fluctuations. The charged pion and gamma multiplicities, as well as, the background discussion and the efficiencies in measuring  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ , and  $\gamma$  are presented in Chapter 4. In the DCC search using the PbG1 and MULT detectors, the background in the number of  $\pi^\pm$ 's and  $\gamma$ 's are large, as discussed in Chapter 4. Therefore, it might be difficult or impossible to extract any information from a  $N_{\pi^\pm} \times N_\gamma$  plot. Nevertheless,  $N_{\pi^\pm} \times N_\gamma$  plots are presented in Chapter 5.

Of particular importance is that in the WA98 analysis approach, DCC induced fluctuations appear as the width of the band or correlation between the number of charged pions  $N_{\pi^\pm}$  and the number of gammas  $N_\gamma$ . Therefore, the widths expected from generic events and from events where a DCC was formed must be considered. This is rather complicated and model dependent, since a complete simulation of the experiment that accounts for all sources of backgrounds is needed to provide information of the widths expected from generic and DCC events.

An alternative approach to the  $N_{\pi^\pm} \times N_\gamma$  plot method is based on the formalism introduced by the MiniMax collaboration [37]. In this formalism, it is introduced a set of observables which sample the charged-neutral distribution and are independent of many of the detector-related complications and (uncorrelated) efficiencies, model independent, and take very different values for pure DCC and for generic particle production. These observables and their properties are obtained using generating functions and their factorial moments to describe probability distributions for the production of some species of particle. The generating function formalism has been widely used to study charged-hadron multiplicity distributions [53]-[63]. The MiniMax collaboration [37] generalized the generating function formalism to bivariate distributions of charged and neutral pions.

The DCC search using the E864 spectrometer and the PbGl and MULT detectors is chosen to be performed following the formalism introduced by the MiniMax collaboration [37]. This formalism is discussed in this chapter.

## B.1 Generating functions for charged-pion / neutral-pion distributions

The entire set of (normalized) probabilities  $\{P(N)\}$  for production of  $N$  particles in a given region of phase space can be defined as the generating function

$$G(z) = \sum_{N=0}^{\infty} z^N P(N), \quad (\text{B.1})$$

whose derivatives evaluated at  $z = 1$  yield the factorial moments

$$f_i \equiv \left( \frac{d^i G(z)}{dz^i} \right)_{z=1} = \langle N(N-1) \cdots (N-i+1) \rangle, \quad (\text{B.2})$$

where  $\langle \mathcal{O} \rangle = \sum_N \mathcal{O} P(N)$  and contains all the information of the  $\{P(N)\}$

$$P(N) = \frac{1}{N!} \left( \frac{d^N G}{dz^N} \right)_{z=0}. \quad (\text{B.3})$$

If  $p(n_{ch}, n_0)$  is the probability distribution for producing  $n_{ch}$  charged and  $n_0$  neutral pions in a multiparticle event within a given phase-space region, this bivariate distribution can be represented by the generating function

$$G(z_{ch}, z_0) = \sum_{n_{ch}=0}^{\infty} \sum_{n_0=0}^{\infty} p(n_{ch}, n_0) z_{ch}^{n_{ch}} z_0^{n_0}. \quad (\text{B.4})$$

The factorial moments for charged ( $ch$ ) and neutral ( $0$ ) pions are

$$f_{i,j}(ch, 0) \equiv \left( \frac{\partial^{i+j} G(z_{ch}, z_0)}{\partial z_{ch}^i \partial z_0^j} \right)_{z_{ch}=z_0=1}. \quad (\text{B.5})$$

If  $P(N)$  is the probability for producing a total of  $N$  pions with any distribution of charge among them,  $p(n_{ch}, n_0)$  can be written as the product of a parent distribution and  $\hat{p}(n_{ch}, n_0; N)$

$$p(n_{ch}, n_0) = P(N) \hat{p}(n_{ch}, n_0; N), \quad (\text{B.6})$$

where  $N = n_{ch} + n_0$  and

$$\sum_{N=0}^{\infty} P(N) = 1, \quad (\text{B.7})$$

$$\sum_{n_{ch}=0}^{\infty} \sum_{n_0=0}^{\infty} \delta_{N, n_{ch}+n_0} \hat{p}(n_{ch}, n_0; N) = 1. \quad (\text{B.8})$$

The generic model for the charged-neutral distribution  $\hat{p}_{bin}(n_{ch}, n_0; N)$  has no correlations and follows a binomial (*bin*) distribution of  $n_{ch}$  and  $n_0$

$$\hat{p}_{bin}(n_{ch}, n_0; N) = \frac{N!}{n_0!(N - n_0)!} \hat{f}^{n_0} (1 - \hat{f})^{n_{ch}}. \quad (\text{B.9})$$

The corresponding generating function obtained from Eqs. (B.9), (B.6) and (B.4) is

$$G_{bin}(z_{ch}, z_0; \hat{f}) = \sum_N P(N) [\hat{f} z_0 + (1 - \hat{f}) z_{ch}]^N, \quad (\text{B.10})$$

which only depends on the linear combination

$$\zeta \equiv \hat{f} z_0 + (1 - \hat{f}) z_{ch}. \quad (\text{B.11})$$

Conversely, if a generating function  $G(z_{ch}, z_0)$  is a function only of  $\zeta$ , the charged and neutral pions are binomially distributed.

If  $P(N)$  is a Poisson distribution,

$$P(N) = \frac{\mu^N}{N!} e^{-\mu} \quad (\text{B.12})$$

with

$$\mu = \langle N \rangle \quad (\text{B.13})$$

then

$$G_{bin}(z_{ch}, z_0; \hat{f}) = e^{-\mu + \mu \zeta}, \quad (\text{B.14})$$

so that

$$\ln G_{bin}(z_{ch}, z_0; \hat{f}) \quad (\text{B.15})$$

is linear in  $\zeta$ .

Much of the simplicity of the generic case is also realized for what can be called the binomial transform

$$\hat{p}(n_{ch}, n_0; N) = \frac{N!}{n_0!(N - n_0)!} \int_0^1 df p(f) f^{n_0} (1 - f)^{n_{ch}}, \quad (\text{B.16})$$

of the arbitrary normalized distribution  $p(f)$ . This leads to a wide class of possible pion factorial-moment generating functions, namely

$$G(z_{ch}, z_0) = \int_0^1 df p(f) G_{bin}(z_{ch}, z_0; f), \quad (\text{B.17})$$

where  $G_{bin}(z_{ch}, z_0; f)$  is given by (B.10) with  $\hat{f}$  replaced by an arbitrary  $f$ ,  $0 \leq f \leq 1$ .

## B.2 Generating functions for charged-pion / photon distributions

In order to obtain the charged-pion/photon generating function, incorporating both  $\pi^\pm$  and  $\gamma$  detection efficiencies from  $G(z_{ch}, z_0)$ , the probability  $\epsilon_{ch}$  for observing a given primary charged pion in the detector and a probability  $(1 - \epsilon_{ch})$  for not observing it are taken into account. Similarly, the probabilities  $\epsilon_m$ ,  $m = 0, 1, 2$ , for observing  $m$  photons from a  $\pi^0$  decay, with  $\epsilon_0 + \epsilon_1 + \epsilon_2 = 1$  are also considered. These efficiencies are supposed uncorrelated. The generating function for the distribution of observed particles, including efficiencies, is obtained from  $G(z_{ch}, z_0)$  by replacing  $z_{ch}$  by the generating function

$$g_{ch}(z_{ch}) = (1 - \epsilon_{ch}) + \epsilon_{ch} z_{ch}, \quad (\text{B.18})$$

and  $z_0$  by the generating function

$$g_0(z_\gamma) = \epsilon_0 + \epsilon_1 z_\gamma + \epsilon_2 z_\gamma^2. \quad (\text{B.19})$$

For the class of production models characterized by (B.17), the following factorial-moment generating function for the distribution of observed charged pions and photons is obtained from the previous considerations

$$G_{obs}(z_{ch}, z_\gamma) = \int_0^1 df p(f) G_{bin}(g_{ch}(z_{ch}), g_0(z_\gamma); f). \quad (\text{B.20})$$

The charged-pion/photon factorial moments are

$$f_{i,j} \equiv \left( \frac{\partial^{i,j} G(z_{ch}, z_\gamma)}{\partial z_{ch}^i \partial z_\gamma^j} \right)_{z_{ch}=z_\gamma=1}, \quad (\text{B.21})$$

which introduces the indexing  $(i, j)$  with respect to charged particles and photons that will be used in the remainder of this Section. The two lowest orders of factorial moments are

$$\begin{aligned} f_{1,0} &= \langle n_{ch} \rangle &= \langle 1 - f \rangle \epsilon_{ch} \langle N \rangle, \\ f_{0,1} &= \langle n_\gamma \rangle &= \langle f \rangle \langle \epsilon_1 + 2\epsilon_2 \rangle \langle N \rangle, \\ f_{2,0} &= \langle n_{ch}(n_{ch} - 1) \rangle &= \langle (1 - f)^2 \rangle \epsilon_{ch}^2 \langle N(N - 1) \rangle, \\ f_{1,1} &= \langle n_{ch} n_\gamma \rangle &= \langle f(1 - f) \rangle \epsilon_{ch} \langle \epsilon_1 + 2\epsilon_2 \rangle \langle N(N - 1) \rangle, \\ f_{0,2} &= \langle n_\gamma(n_\gamma - 1) \rangle &= \langle f^2 \rangle \langle \epsilon_1 + 2\epsilon_2 \rangle^2 \langle N(N - 1) \rangle + \langle f \rangle 2\epsilon_2 \langle N \rangle. \end{aligned} \quad (\text{B.22})$$

The overall statistical averages for the charged, photon, and charged-photon factorial moments are expressed in terms of the independent moments taken with respect to the  $P(N)$  and  $p(f)$  distributions. The second-order factorial moments represent the lowest-order correlative effects among charged pions and photons.

### B.3 Robust observables

In order to cancel out as many effects as possible, apart from the  $p(f)$  averages which give information about the charged-neutral distribution, a measure from the moments (B.22) in the form of a ratio is defined such as

$$r_{1,1} = \frac{f_{1,1} f_{1,0}}{f_{2,0} f_{0,1}} = \frac{\langle n_{ch} n_\gamma \rangle \langle n_{ch} \rangle}{\langle n_{ch} \langle n_{ch} - 1 \rangle \rangle \langle n_\gamma \rangle}. \quad (\text{B.23})$$

Using the moments from (B.22) this ratio can be rewritten as

$$r_{1,1} = \frac{\langle f(1 - f) \rangle \langle (1 - f) \rangle}{\langle (1 - f)^2 \rangle \langle f \rangle} \quad (\text{B.24})$$

where all reference to the background distribution  $P(N)$  and the efficiencies  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$  and  $\epsilon_{ch}$  have cancelled out.

For generic pion production,  $p(f) = \delta(f - \hat{f})$  and

$$r_{1,1}(\text{generic}) = 1. \quad (\text{B.25})$$

independently of  $\hat{f}$ . For a DCC distribution,  $p(f) = 1/(2\sqrt{f})$ , the ratio is

$$r_{1,1}(\text{DCC}) = \frac{1}{2}. \quad (\text{B.26})$$

The pure DCC and generic distributions are clearly distinguishable and the values obtained above represent the limiting extremes of a mixture of generic and DCC distributions. Generally, broad (DCC) and narrow (generic) statistical distributions can be distinguished in a mixture of the two by means of higher-order moments that are sensitive to the tail of the charged-particle/photon distribution.

The normalized factorial moments

$$F_i \equiv \frac{\langle N(N-1)\dots(N-i+1) \rangle}{\langle N \rangle^i}. \quad (\text{B.27})$$

are unity if the parent distribution  $P(N)$  is Poisson. Therefore, deviations from purely random fluctuations are measured by the departure of the  $F_i$ 's from unity. A bivariate generalization of the  $F_i$ 's is given by

$$F_{i,j} = \frac{\langle n_{ch} \langle n_{ch} - 1 \rangle \dots (n_{ch} - i + 1) n_\gamma \langle n_\gamma - 1 \rangle \dots (n_\gamma - j + 1) \rangle}{\langle n_{ch} \rangle^i \langle n_\gamma \rangle^j}. \quad (\text{B.28})$$

In particular,

$$F_{i,0} = \frac{F_i \langle (1-f)^i \rangle}{\langle (1-f) \rangle^i} \quad (\text{B.29})$$

and

$$F_{i,1} = \frac{F_{i+1} \langle f(1-f)^i \rangle}{\langle f \rangle \langle (1-f) \rangle^i}, \quad (\text{B.30})$$

where  $F_i$  refers to the  $i$ th normalized factorial moment (B.27) of the  $P(N)$  distribution for the total multiplicity.

A generalization of  $r_{1,1}$  to a family of robust observables is

$$r_{i,1} = \frac{F_{i,1}}{F_{i+1,0}} = \frac{\langle (1-f) \rangle \langle f(1-f)^i \rangle}{\langle f \rangle \langle (1-f)^{i+1} \rangle}, \quad (\text{B.31})$$

where again the dependence on the parent distribution and efficiencies has dropped out. The statistical errors in the robust variables [70] is presented in Appendix C. For all  $i \geq 1$ , generic particle production yields

$$r_{i,1}(\text{generic}) = 1, \quad (\text{B.32})$$

while DCC yields

$$r_{i,1}(\text{DCC}) = \frac{1}{i+1}. \quad (\text{B.33})$$

Thus,  $r_{i,1}$  becomes more sensitive to the difference between DCC and generic production mechanisms with increasing order of the moments. This reflects the broadness of the DCC neutral-fraction distribution relative to the binomial distribution of the generic case.

Each robust observable is a ratio, collectively referred to as  $R$ , of certain bivariate normalized factorial moments, that has the following properties [37]:

1. The  $R$  do not depend upon the form of the parent pion multiplicity distribution;
2. The  $R$  are independent of the detection efficiencies for finding charged tracks, provided these efficiencies are not correlated with each other or with other variables such as total multiplicity or background level;
3. The  $r_{i,1}$  are also independent of the  $\gamma$  efficiencies in the same sense as above;
4. The ratios  $R$  possess definite and very different values for pure generic and pure DCC pion production.

The properties listed above are obtained with the hypotheses that particles other than pions can be ignored, that there is no misidentification of charged particles with photons, and that the production process can be modeled as a two-step process, with a parent-pion multiplicity distribution posited, followed by a particular charged/neutral partitioning of that population by a binomial or DCC distribution function. In addition, there is the important hypothesis that detection efficiencies for finding a  $\pi^\pm$  or  $\gamma$  do not depend upon the nature of the rest of the event. The

validity of these hypotheses is supported by simulations presented in [37], where it is concluded that this idealized model thus appears to be a good basis for a first-order analysis of the properties of the ratios  $R$ .

# Apêndice C

## Uncertainty Calculations

The normalized factorial moments are defined as

$$F_{jl} = \frac{\langle n_c(n_c - 1) \dots (n_c - j + 1)n_g(n_g - 1) \dots (n_g - l + 1) \rangle}{\langle n_c \rangle^j \langle n_g \rangle^l} \quad (\text{C.1})$$

where  $\langle \mathcal{O} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n_c, n_g} \mathcal{O} \mathcal{N}(n_c, n_g)$ ,  $N = \sum_{n_c, n_g} \mathcal{N}(n_c, n_g)$ , and  $\mathcal{N}(n_c, n_g)$  is the number of events with  $n_c$  and  $n_g$  charged tracks and gammas, respectively. In terms of  $\mathcal{N}(n_c, n_g)$ ,  $F_{j,l}$  is written as

$$F_{j,l} = \frac{\left[ \sum_{n_c, n_g} n_c(n_c - 1) \dots (n_c - j + 1)n_g(n_g - 1) \dots (n_g - l + 1) \mathcal{N}(n_c, n_g) \right]}{\left[ \sum_{n_c, n_g} n_c \mathcal{N}(n_c, n_g) \right]^j \left[ \sum_{n_c, n_g} n_g \mathcal{N}(n_c, n_g) \right]^l} \times \left[ \sum_{n_c, n_g} \mathcal{N}(n_c, n_g) \right]^{j+l-1} \quad (\text{C.2})$$

Assuming that  $\sigma_{\mathcal{N}(n_c, n_g)}^2 = \mathcal{N}(n_c, n_g)$ , the uncertainty in  $F_{jl}$  is then given by

$$\begin{aligned} \sigma_{F_{j,l}}^2 &= \sum_{n_c, n_g} \left( \frac{\partial F_{j,l}}{\partial \mathcal{N}(n_c, n_g)} \right)^2 \sigma_{\mathcal{N}(n_c, n_g)}^2 \\ &= \sum_{n_c, n_g} \left[ \frac{n_c(n_c - 1) \dots (n_c - j + 1)n_g(n_g - 1) \dots (n_g - l + 1)}{N \langle n_c \rangle^j \langle n_g \rangle^l} + \frac{(j + l - 1)}{N} F_{j,l} \right] \end{aligned}$$

$$\left. -j \frac{n_c}{N \langle n_c \rangle} F_{j,l} - l \frac{n_g}{N \langle n_g \rangle} F_{j,l} \right]^2 \mathcal{N}(n_c, n_g). \quad (\text{C.3})$$

and finally

$$\begin{aligned} \sigma_{F_{jl}}^2 = \frac{1}{N} & \left[ \frac{\langle [n_c \dots (n_c - j + 1) n_g \dots (n_g - l + 1)]^2 \rangle}{\langle n_c \rangle^{2j} \langle n_g \rangle^{2l}} - (j + l - 1)^2 F_{jl}^2 \right. \\ & + j^2 \frac{\langle n_c^2 \rangle}{\langle n_c \rangle^2} F_{jl}^2 + l^2 \frac{\langle n_g^2 \rangle}{\langle n_g \rangle^2} F_{jl}^2 + 2jl \frac{\langle n_c n_g \rangle}{\langle n_c \rangle \langle n_g \rangle} F_{jl}^2 \\ & - 2j \frac{\langle n_c [n_c \dots (n_c - j + 1) n_g \dots (n_g - l + 1)] \rangle}{\langle n_c \rangle^{j+1} \langle n_g \rangle^l} F_{jl} \\ & \left. - 2l \frac{\langle n_g [n_c \dots (n_c - j + 1) n_g \dots (n_g - l + 1)] \rangle}{\langle n_c \rangle^j \langle n_g \rangle^{l+1}} F_{jl} \right]. \quad (\text{C.4}) \end{aligned}$$

In order to find the correlated uncertainty for any two  $F$ 's, the following quantity is defined:

$$x = F_{jl} + F_{im} \quad (\text{C.5})$$

which has uncertainty given by

$$\sigma_x^2 = \sigma_{F_{jl}}^2 + \sigma_{F_{im}}^2 + 2\sigma_{F_{jl}F_{im}} \quad (\text{C.6})$$

If the  $F$ 's are written in terms of the  $\mathcal{N}(n_c, n_g)$ ,

$$\begin{aligned} \sigma_x^2 = \sum_{n'_c, n'_g} & \left[ \frac{n'_c \dots (n'_c - j + 1) n'_g \dots (n'_g - l + 1)}{N \langle n_c \rangle^j \langle n_g \rangle^l} + (j + l - 1) \frac{F_{jl}}{N} \right. \\ & \left. - j \frac{n'_c F_{jl}}{N \langle n_c \rangle} - l \frac{n'_g F_{jl}}{N \langle n_g \rangle} \right. \\ & \left. + \frac{n'_c \dots (n'_c - i + 1) n'_g \dots (n'_g - m + 1)}{N \langle n_c \rangle^i \langle n_g \rangle^m} + (i + m - 1) \frac{F_{im}}{N} \right. \end{aligned}$$

$$\left. -i \frac{n'_c F_{im}}{N \langle n_c \rangle} - m \frac{n'_g F_{im}}{N \langle n_g \rangle} \right]^2 \mathcal{N}(n'_c, n'_g), \quad (\text{C.7})$$

the correlation terms are

$$\begin{aligned} \sigma_{F_{jl} F_{im}} = \frac{1}{N} & \left[ \frac{\langle [n_c \dots (n_c - j + 1) n_g \dots (n_g - l + 1)] \rangle}{\langle n_c \rangle^{j+i}} \right. \\ & \frac{[n_c \dots (n_c - i + 1) n_g \dots (n_g - m + 1)] \rangle}{\langle n_g \rangle^{l+m}} \\ & -i \frac{\langle n_c [n_c \dots (n_c - j + 1) n_g \dots (n_g - l + 1)] \rangle}{\langle n_c \rangle^{j+1} \langle n_g \rangle^l} F_{im} \\ & -m \frac{\langle n_g [n_c \dots (n_c - j + 1) n_g \dots (n_g - l + 1)] \rangle}{\langle n_c \rangle^j \langle n_g \rangle^{l+1}} F_{im} \\ & -j \frac{\langle n_c [n_c \dots (n_c - i + 1) n_g \dots (n_g - m + 1)] \rangle}{\langle n_c \rangle^{i+1} \langle n_g \rangle^m} F_{jl} \\ & -l \frac{\langle n_g [n_c \dots (n_c - i + 1) n_g \dots (n_g - m + 1)] \rangle}{\langle n_c \rangle^i \langle n_g \rangle^{m+1}} F_{jl} \\ & +ij \frac{\langle n_c^2 \rangle}{\langle n_c \rangle^2} F_{jl} F_{im} + lm \frac{\langle n_g^2 \rangle}{\langle n_g \rangle^2} F_{jl} F_{im} \\ & \left. + (jm + il) \frac{\langle n_c n_g \rangle}{\langle n_c \rangle \langle n_g \rangle} F_{jl} F_{im} - (j + l - 1)(i + m - 1) F_{jl} F_{im} \right] \quad (\text{C.8}) \end{aligned}$$

Finally, the generalized  $r$  defined by

$$r_{jl} = \frac{F_{jl}}{F_{j+l0}} \quad (\text{C.9})$$

has uncertainty given by

$$\sigma_{r_{jl}}^2 = \left( \frac{1}{F_{j+l0}} \right)^2 \sigma_{F_{jl}}^2 + \left( -\frac{r_{jl}}{F_{j+l0}} \right)^2 \sigma_{F_{j+l0}}^2 + 2 \left( -\frac{r_{jl}}{F_{j+l0}^2} \right) \sigma_{F_{jl} F_{j+l0}} \quad (\text{C.10})$$

# Bibliografia

- [1] J. Pochodzalla *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 1040.
- [2] A.M. Polyakov, Phys. Lett. **B72** (1977) 224.
- [3] K. Rajagopal and F. Wilczek, Nucl. Phys. **B399** (1993) 395.
- [4] R.D. Pisarki and F. Wilczek, Phys. Rev. **D29** (1984) 338.
- [5] F.R. Brown *et al.*, Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 2491.
- [6] F. Karsch, Nucl. Phys. **B34** (1994) 63.
- [7] C. DeTar, UU-Hep 94/4, hep-lat/9412010.
- [8] S. Gavin, A. Gocksch, and R.D. Pisarki, Phys. Rev. Lett. **72** (1994).
- [9] K. Rajagopal and F. Wilczek, Nucl. Phys. **B404** (1993) 577.
- [10] K. Rajagopal, Quark-Gluon Plasma 2, R. Hwa (1995) 454.
- [11] A.A. Anselm, Phys. Lett. **B217** (1989) 169.
- [12] A.A. Anselm and M.G. Ryskin, Phys. Lett. **B266** (1991) 482.
- [13] J.D. Bjorken, Int. J. Mod. Phys. **A7** (1992) 4189.
- [14] J.D. Bjorken, Acta. Phys. Pol. **B23** (1992) 637.
- [15] J.P. Blaizot and A. Krzywicki, Phys. Rev. **D46** (1992) 246.

- [16] K.L. Kowalski and C.C. Taylor, CWRUTH-92-6, hep-ph/9211282 (1992).
- [17] J.D. Bjorken, K.L. Kowalski, and C.C. Taylor, SLAC-PUB-6109; Proceedings of Les Rencontres de la Vallée D' Aoste, M. Greco (1993) 507.
- [18] C.M.G. Lattes, Y. Fujimoto, and S. Hasegawa, Phys. Rep. **65** (1980) 151.
- [19] J.R. Ren *et al.*, Phys. Rev. **D38** (1988) 1417.
- [20] Chacaltaya Collaboration, Proceedings of the 22nd International Cosmic Ray Conference (Dublin, Ireland) 89.
- [21] L.T. Baradzei *et al.*, Nucl. Phys. **B370** (1992) 365.
- [22] J. J. Lord and J. Iwai, paper 515, Intl. Conference on High Energy Physics, TX, August 1992; J. Iwai, UWSEA 92-06; Y Takahashi (JACEE Collaboration), Proceedings of VIIth Int. Symp. on Very High Energy Cosmic Ray Interactions June 1992, Ann Arbor, ed. L. Jones.
- [23] G. Arnison *et al.*, Phys. Lett. **B122** (1983) 189.
- [24] G.J. Alner *et al.*, Phys. Lett. **B180** (1986) 415.
- [25] G.J. Alner *et al.*, Phys. Rep. **154** (1987) 247.
- [26] R.D. Amado *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 970.
- [27] M. Martinis *et al.*, Phys. Rev. **D51** (1995) 2482; Phys. Rev. **C52** (1995) 1073.
- [28] B. Müller, Rep. Prog. Phys. **58** (1995) 611.
- [29] J.F. Donoghue, E. Golowich, and B.R. Holstein, Dynamics of the Standard Model, Cambridge University Press (1992).
- [30] G. Boyd, BI-TP 95/12, hep-lat/9503011.
- [31] E.M. Lifshitz and L.P. Pitaevskii, Statistical Physics, Pergamon Press (1980).

- [32] K. Alpgard *et al.*, Phys. Lett. **B115** (1982) 71.
- [33] G. Arnison *et al.*, Phys. Lett. **B122** (1983) 189.
- [34] G.J. Alner *et al.*, Phys. Lett. **B180** (1986) 415.
- [35] J. Bjorken, SLAC-PUB-7311, hep-ph/9610379.
- [36] M. Aggarwal *et al.*, Phys. Lett. **B420** (1998) 169.
- [37] T.C. Brooks *et al.*, Phys. Rev. **D55** (1997) 5667.
- [38] T.A. Armstrong *et al.*, submitted to Nucl. Instrum. Methods.
- [39] K. Barish *et al.*, Nucl. Instrum. Methods (1998).
- [40] J. Lajoie, *The BNL E864 Data Acquisition System - A High Speed, Parallel DA System For Particle Physics Experiments*, Proceedings of the 1995 IEEE Conference on Real-Time Applications in Nuclear, Particle and Plasma Physics.
- [41] N. George, Ph.D. Thesis, Yale University, 1998.
- [42] J.G. Lajoie, Ph.D. Thesis, Yale University, 1996.
- [43] H. Sorge, H. Stöcker and W. Greiner, Ann. Phys. (N.Y.) **192** (1989) 266.
- [44] R. Brun *et al.*, GEANT User's Guide, Program Library W5013, CERN (1993).
- [45] G. Danby *et al.*, *Three Dimensional Properties of Magnetic Beam Transport Elements*, Proceedings of the Particle Accelerator Physics Conference, March 1967.
- [46] O. Chamberlain. Ann. Rev. Nucl. Science **10** (1960) 161.
- [47] J. Sandweiss, E864 Internal Note.
- [48] F. Vidabaek *et al.*, Nucl. Phys. **A590** (1995) 249c.

- [49] R. Gluckstern, Nucl. Instrum. Methods **24** (1963) 381 and NIM **56** (1967) 145.
- [50] M. G. Munhoz, Ph.D. Thesis, Universidade de São Paulo, 1998.
- [51] K. Pope, Ph.D. Thesis, Yale University, 1997.
- [52] D. Acosta *et. al.*, Nucl. Instrum. Methods in Phys. Research **A316** (1992) 184.
- [53] P. Carruthers and C.C. Shih, Int. J. Mod. Phys. **A2** (1987) 1447.
- [54] C. Geich-Gimbel, Int. J. Mod. Phys. **A4** (1989) 1527.
- [55] I.M. Dremin, Mod. Phys. Lett. **A8** (1993) 2747.
- [56] I.M. Dremin, JETP Lett. **59** (1994) 585.
- [57] I.M. Dremin and R.C. Hwa, Phys. Rev. **D49** (1994) 5805.
- [58] E.A. DeWolf, I.M. Dremin and W. Kittel, Phys. Rep. **270** (1996) 1.
- [59] R.E. Ansorge *et al.*, Z. Phys. **C43** (1989) 75.
- [60] G.H. Thomas and B.R. Webber, Phys. Rev. **D9** (1974) 3113.
- [61] L. Diósi, Nucl. Instrum. Methods **138** (1976) 241.
- [62] L. Diósi, Nucl. Instrum. Methods **140** (1977) 533.
- [63] L. Diósi and B. Lukács, Phys. Lett. **270** (1988) 707.
- [64] I.S. Gradshteyn and I.M. Ryzhik, Table of Integrals, Series, and Products, Academic Press (1980).
- [65] S. Gavin, private communication.
- [66] S. Gavin, Nucl. Phys. **A590** (1995) 163.
- [67] J.A. Appel *et. al.*, Nucl. Instrum. Methods **127** (1975) 485.

- [68] D.R. Lide, CRC Handbook of Chemistry and Physics, CRC Press (1994).
- [69] E. Longo and I. Sestili, Nucl. Instrum. Methods **128** (1975) 283.
- [70] M. E. Convery, Ph.D. Thesis, Case Western Reserve University, 1997.