

Universidade de São Paulo

Instituto de Física

**Proposta de um Novo Calorímetro  
Eletromagnético para o Experimento  
ALICE - LHC**

Camila de Conti

Orientador: Prof. Dr. Marcelo Gameiro  
Munhoz

---

Dissertação de mestrado apresentada  
ao Instituto de Física para a ob-  
tenção do título de Mestre em Ciências

---

**Banca Examinadora:**

Prof. Dr. Marcelo Gameiro Munhoz (Orientador -  
IFUSP)

Prof. Dr. Eduardo de Moraes Gregores (UFABC)

Prof. Dr. Airton Deppman (IFUSP)

São Paulo

2014

# Agradecimentos

Agradeço ao meu orientador Marcelo Gameiro Munhoz por toda a ajuda, por todas as conversas, conselhos e puxões de orelha, por todo o apoio, incentivo e por todo o otimismo com que ele age até mesmo nos momentos mais difíceis. Obrigada por acreditar.

Agradeço ao Mauro Rogério Cosentino por toda a ajuda que ele me deu durante a análise, pelas simulações que ele fez para que eu pudesse utilizar, pelas discussões, pelo interesse, por todo o apoio que ele dá às pessoas e por toda a inspiração que ele é.

Agradeço ao Mané Robilotta pelas conversas ao longo desses anos, que me ajudaram a lidar com as minhas inseguranças sobre o mundo acadêmico.

Agradeço à Mazé Bechara por ter sido sempre uma influência tão positiva na minha vida. Obrigada por ter me apontado esse caminho e por todas as palavras, tão cheias de energia.

Agradeço ao Fernando de Sousa Mello pela amizade tão sólida e pela companhia durante todos esses dias de altos e baixos e por me ensinar que não se toma decisões de cabeça quente. Em particular, agradeço a ele pelo feitio de algumas das belas imagens ilustrativas presentes nesse trabalho.

Agradeço a todos os integrantes do grupo HEPIC, por que cada um deles, sem exceção, me ajudou de alguma maneira, seja com a presença inspiradora, com o exemplo a ser seguido, com a coragem demonstrada no dia-a-dia, e com pequenos gestos, que foram muito significativos para mim. Agradeço particularmente ao Danilo Anacleto, ao Gabriel de Barros e ao Marcel Figueiredo por toda a ajuda que eles me deram no começo.

Agradeço ao Marco Van Leween e a todos os integrantes do grupo do FoCal por toda a atenção e consideração, por todas as discussões, sugestões, pelas longas explicações trocadas por e-mail, que foram muito importantes para mim e essenciais para o desenvolvimento do presente trabalho.

Agradeço a minha família por se preocupar comigo.

Agradeço ao IFUSP, pela oportunidade, e à CAPES, que me financiou durante todo esse tempo.

Dedico essa dissertação aos meus sobrinhos Pedro e João, e ao brilho nos olhos que eles têm.

*“Say what you need to say  
Make it clear, make it great  
'Cause it's not too late  
And there's no mistake  
when you shine...”*

# Resumo

No presente trabalho é explorada a performance do FoCal, um calorímetro eletromagnético frontal, com alta resolução espacial, proposto como um *upgrade* para o experimento ALICE, no LHC. O principal objetivo deste detector é fazer a medida de fótons diretos na região de pseudo-rapidez  $2.5 < \eta < 4.5$ . Essa região frontal é dominada por fótons provenientes do decaimento de hadrons, principalmente do  $\pi^0$ , e portanto uma eficiente medida de fótons diretos está diretamente associada à eficiência em se identificar fótons provenientes do decaimento do  $\pi^0$ . Para distinguir fótons diretos de fótons de decaimento do  $\pi^0$ , são explorados três diferentes métodos de análise, a saber, massa invariante, análise da forma do chuveiro e isolamento, sendo cada um deles adequado a uma diferente faixa de energia do  $\pi^0$ . O método da massa invariante permitiu identificar fótons de  $\pi^0$  com uma eficiência de 95% num ambiente de partículas únicas, para  $\pi^0$  com energia entre 0 e 300 GeV. Num ambiente pp, esse método mostra uma eficiência de 85%. A análise da forma do chuveiro foi capaz de identificar, com um dado corte no parâmetro de forma *Width1*, fótons diretos com uma eficiência acima de 90% e de rejeitar fótons de  $\pi^0$  com uma eficiência que varia de 65% a 95%, no intervalo de energia de 300 GeV a 500 GeV, num ambiente de partículas únicas. Essas eficiências podem ser melhoradas se for aplicado um corte dependente da energia e a rejeição de  $\pi^0$  pode também ser melhorada se os eventos mais assimétricos puderem ser melhor reconstruídos pelo detector no futuro. O método de isolamento é aplicado ao ambiente pp e PbPb, e é explorado o melhor valor de raio de isolamento  $R_{iso}$  a ser usado em cada ambiente. Por este método podem ser atingidas altas eficiências em detectar fótons diretos, mas o método se mostra limitado pelo grande fundo de fótons de decaimento, e a pureza dos cortes testados não atinge valores maiores que cerca de 10%. É mostrado que o uso de um trigger em 40 GeV pode melhorar a pureza dos cortes de  $10^{-2}\%$  para cerca de 10%. Foi feita a otimização de alguns parâmetros de análise, permitindo melhor desempenho desses métodos de análise explorados.

# Abstract

In the present work is explored the performance of the FoCal, a forward electromagnetic calorimeter, with high granularity, proposed as an upgrade for the ALICE experiment, in LHC. The main goal of the detector is to be able to identify direct photons in the pseudo-rapidity region  $2.5 < \eta < 4.5$ . This forward region is dominated by decay photons, mainly photons from  $\pi^0$  decay, so an efficient measurement of direct photons is directly associated to the efficiency in identify photons from  $\pi^0$  decay. To separate direct photons from  $\pi^0$  decay photons, it is explored three different analysis methods, the invariant mass, shower shape and isolation, each one usefull in a different energy range of the  $\pi^0$ . The invariant mass method allowed to identify photons from  $\pi^0$  with an efficiency around 95% in a single particle environment, for  $\pi^0$  with energy between 0 and 300 GeV. In a pp environment, this method showed an efficiency of 85%. The shower shape method was able to identify, by a given cut in the shower shape parameter *Width1*, direct photons with an efficiency of 90% and to reject 65% to 95% of the photons from  $\pi^0$  in the energy range of 300 GeV to 500 GeV, in a single particle environment. This efficiencies can be improved if there is applied a cut that depends on the energy and the  $\pi^0$  rejection can also be improved if the more assimetric decays can be better reconstructed by the detector in the future. The isolation method is applied to a pp and PbPb environments, and it is explored the best value of isolation radius  $R_{iso}$  to be used in each environment. By this method, it can be reached high efficiencies in detecting direct photons, but the method is limited by the high background of decay photons, and the purity of the cuts is not better than about 10%. It is showed that a trigger in 40 GeV can improve the purity from  $10^{-2}\%$  to about 10%. It was made an optimization of some of the used analysis parameters, leading to an improvement of the explored analysis methods.



# Sumário

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Motivação Física do FoCal</b>	<b>7</b>
2.1	PDFs e saturação de glúons . . . . .	8
2.2	Medida de fótons diretos . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Conceitos básicos sobre Calorimetria e o Design do FoCal</b>	<b>17</b>
3.1	Uma revisão sobre Calorimetria . . . . .	17
3.2	Design do FoCal . . . . .	25
3.2.1	Implementação do FoCal no Aliroot . . . . .	31
<b>4</b>	<b>Construção dos clusters</b>	<b>33</b>
4.1	Algoritmo para a construção dos clusters em cada segmento . . . . .	34
4.2	Algoritmo para a construção dos clusters totais . . . . .	38
<b>5</b>	<b>Simulações utilizadas</b>	<b>41</b>
5.0.1	Simulações com partículas únicas: fótons isolados e pions neutros isolados . . . . .	41
5.0.2	Simulações pp . . . . .	43
5.0.3	Simulações PbPb . . . . .	45
<b>6</b>	<b>Resolução em posição e em energia</b>	<b>51</b>
6.1	Resolução em posição . . . . .	51
6.1.1	Fótons isolados . . . . .	52
6.1.2	Pions neutros isolados . . . . .	53
6.1.3	Colisões pp . . . . .	57
6.2	Resolução em energia . . . . .	62
6.2.1	Fótons isolados . . . . .	63

6.2.2	Pions neutros isolados . . . . .	64
6.2.3	Colisões pp . . . . .	65
<b>7</b>	<b>Performance do FoCal na identificação de fótons diretos</b>	<b>73</b>
7.1	Massa Invariante . . . . .	76
7.1.1	Colisões pp . . . . .	80
7.1.2	Colisões PbPb . . . . .	82
7.2	Forma do Chuveiro . . . . .	89
7.3	Cortes de Isolamento . . . . .	113
<b>8</b>	<b>Conclusões</b>	<b>141</b>
<b>A</b>	<b>O LHC e o experimento ALICE</b>	<b>149</b>
<b>B</b>	<b>Pseudo-rapidez <math>\eta</math></b>	<b>155</b>
	<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>155</b>





# Capítulo 1

## Introdução

Atualmente estuda-se a proposta de construção de um novo calorímetro eletromagnético frontal para ser instalado no experimento ALICE (A Large Ion Collider Experiment), no LHC (Large Hadron Collider). No apêndice A encontra-se uma apresentação detalhada sobre LHC e sobre experimento ALICE e alguns dos observáveis que este mede. Este calorímetro, o FoCal (*Forward Calorimeter*), terá como principal objetivo fazer a medida de fótons diretos, provenientes do espalhamento Compton entre um quark e um glúon de dois nucleons ou núcleos que colidem.

O FoCal é capaz de medir esses fótons diretos numa região cinemática em que eles são produzidos por partons com valores muito baixos de  $x$  de Bjorken. Com isso, esse detector será bastante relevante para determinação mais precisa das PDFs (*Partons Distribution Functions*) de glúons de nucleons e núcleos na região de baixos  $x$  de Bjorken, que atualmente está associada a grandes incertezas. Além disso, o FoCal também permitirá a investigação do fenômeno de saturação de glúons, que é previsto que ocorra em regiões de baixos  $x$  de Bjorken ainda não acessadas experimentalmente. Esse fenômeno de saturação sugere a existência de um novo estado da matéria, o chamado Condensado de Vidro Colorido (*Color Glass Condensate*) (mais detalhes no capítulo 2).

O presente trabalho explora a proposta do FoCal em que ele será instalado no experimento ALICE na posição atualmente ocupada pelo PMD (*Photon Multiplicity Detector*), a 3.6 metros do ponto onde ocorre a colisão. Nesta configuração, o FoCal faz a cobertura em pseudo-rapidez de  $2.5 < \eta < 4.5$ , e pode acessar valores de  $x$  de Bjorken até  $\sim 5 \times 10^{-6}$ . Numa proposta um pouco mais complexa, e que exigiria maiores adaptações no experimento ALICE, o FoCal seria instalado a 8 metros do ponto onde ocorre a colisão, sendo seguido de um calorímetro hadrônico. Nessa configuração, o FoCal cobriria a região de pseudo-rapidez de  $3.3 < \eta < 5$ , e acessaria valores de  $x$

de Bjorken de até  $\sim 10^{-6}$ . As simulações para essa segunda configuração estão pouco desenvolvidas no momento, mas espera-se que a performance seja parecida com a da atual configuração [1].

A medida de fótons diretos é dificultada pela existência de uma quantidade muito grande de fótons provenientes de outras fontes. O decaimento do méson  $\pi^0$  em dois fótons gera o principal fundo de fótons que se sobrepõe aos diretos, já que o  $\pi^0$  é o méson menos massivo, e portanto o mais abundantemente produzido em colisões. Também há uma quantidade significativa de fótons produzidos pelo decaimento do méson  $\eta$ . Portanto, uma medida eficiente de fótons diretos é determinada pela capacidade de se identificar experimentalmente a origem dessa abundante quantidade de fótons provenientes de outros processos, a fim de excluir os mesmos da amostra total de fótons.

Os dois fótons em que o  $\pi^0$  decai são emitidos, na região frontal, com um ângulo de abertura entre si muito pequeno, devido ao *boost* relativístico. Isso faz com que seja muito provável que ambos os fótons estejam dentro da cobertura angular do FoCal. Esse fato torna possível a identificação desses fótons como sendo provenientes do pion neutro através do cálculo da massa invariante do par. Quanto maior a energia do pion neutro, os dois fótons em que ele decai atingirão o detector mais próximos entre si. Portanto, a faixa de energia em que o FoCal poderá identificar fótons de pions neutros pela massa invariante será tanto maior quanto maior for sua resolução espacial e sua capacidade de construir o sinal dos dois fótons separadamente. Por isso, o FoCal será um calorímetro com granularidade sem precedentes, sendo que sua menor estrutura granular tem área de  $1 \text{ mm}^2$ , que é duas ordens de grandeza menor que a área das estruturas granulares do EMCAL e do PHOS, apresentados no apêndice A.

O presente trabalho consiste no estudo, através de simulações, da performance do FoCal em identificar os fótons provenientes de pions neutros. As simulações utilizadas pretendem reproduzir o que seria a resposta real do detector. Por isso, a estrutura do FoCal foi detalhadamente simulada através do GEANT3 [2]. Foram produzidas com os geradores de evento PYTHIA [3] e HIJING [4], diversas simulações (desde partículas únicas até colisões PbPb), e foram construídos de maneira verossímil os sinais que o detector real produziria devido a interação com essas partículas. Um algoritmo para a construção do sinal gerado por cada partícula no detector também foi montado. Dada toda essa estrutura para a análise, foram aplicados a esses sinais gerados pelas partículas três métodos de pelos quais se pode fazer a identificação de fótons provenientes de pions neutros: massa invariante, forma do chuveiro e isolamento.

Inicialmente, será discutida em detalhes, no capítulo 2, a motivação física para a construção do FoCal, sendo introduzidos os conceitos de PDF, saturação de glúons e a relação entre a medida de fótons diretos com o FoCal e o acesso a uma faixa de valores de  $x$  de Bjorken nunca antes alcançada. No capítulo 3 serão introduzidos alguns conceitos básicos de calorimetria, que são importantes para o projeto do FoCal. Nesse mesmo capítulo será apresentado o design da proposta atual do FoCal, utilizado em todas as simulações do presente trabalho. No capítulo 4 será descrito e discutido o algoritmo de construção dos clusters. No capítulo 5 serão apresentadas brevemente as simulações utilizadas nesse trabalho e no capítulo 6 serão mostrados os valores esperados de resolução em posição e em energia do FoCal nos diversos ambientes de análise (ou seja, nas diversas simulações). No capítulo 7 são discutidos em detalhe os três métodos de análise utilizados para a identificação de fótons de pions neutros e são mostrados os resultados da performance do FoCal para cada um desses métodos. No capítulo 8 é feita uma revisão dos principais resultados de forma mais concentrada e são dadas as conclusões deste trabalho.



# Capítulo 2

## Motivação Física do FoCal

O FoCal é um calorímetro inovador na medida em que permite o acesso a partons com valores de  $x$  de Bjorken muito pequenos, ainda não acessados experimentalmente. Além disso, sua estrutura granular atribui a ele uma capacidade inovadora de identificação dos fótons provenientes de pions neutros na região frontal, permitindo uma eficiente eliminação do fundo de fótons de que se sobrepõe aos fótons diretos que se deseja medir.

A medida de fótons diretos com o FoCal permitirá a determinação mais precisa da PDF dos glúons na região de baixos  $x$  de Bjorken e também permitirá a investigação do previsto fenômeno de saturação de glúons, descrito por modelos conhecidos como *Color Glass Condensate (CGC)*.

Uma compreensão mais detalhada da motivação física do FoCal pode ser feita a partir do entendimento de quatro itens:

- O que são as PDFs e porque é importante que elas sejam conhecidas?
- O que é o fenômeno de saturação de glúons e porque é importante que ele seja explorado?
- Qual a medida física que é necessária ser feita para o estudo dos dois tópicos acima e porque?
- Como o FoCal, proposto para o experimento ALICE, é importante para a realização de medidas físicas que complementam as já realizadas, permitindo o avanço do estudo destes tópicos?

Esses itens serão respondidos nas duas seções que se seguem.

## 2.1 PDFs e saturação de glúons

PDFs ([5], [6]) são funções que mostram qual a densidade de probabilidade de se encontrar um certo parton no interior de um nucleon. Essa densidade de probabilidade é dada em função do  $x$  de Bjorken desse parton, que é a fração de momento que esse parton carrega de seu nucleon. Cada um dos partons que compõe o nucleon possui uma PDF própria. Uma PDF é geralmente denotada por  $f(x, Q^2)$  para os quarks e  $g(x, Q^2)$  para os glúons, onde  $Q^2$  é o fator de escala, que é o quadrado do momento trocado no espalhamento entre o parton e a partícula de prova usada para a medida das PDFs.

Uma das estratégias experimentais para o estudo das PDFs consiste em fazer experimentos de espalhamento inelástico profundo (*Deep Inelastic Scattering*, ou DIS), que são espalhamentos a alvo fixo entre léptons e hadrons, geralmente elétron-próton [7]. O elétron, suficientemente energético, é usado como partícula de prova, com a função de perceber as estruturas internas do próton e de revelar as mesmas através de seu ângulo de espalhamento. Porém, o elétron, ao interagir com um próton, é espalhado pelos seus quarks apenas, já que somente estes possuem carga elétrica. Os glúons, sendo eletricamente neutros, não interferem no espalhamento do elétron, de forma que a PDF dos glúons é obtida, nesses experimentos, de maneira indireta, a partir de regras de soma de momento. Portanto, a PDF dos glúons é conhecida de maneira mais imprecisa que as dos quarks [8].

Entretanto, uma outra técnica passou a ser usada para serem obtidas informações sobre a PDF dos glúons em especial, e essa técnica consiste na medida dos fótons diretos [6] produzidos em colisões pp, pA ou AA, conforme se queira estudar PDFs de nucleons ou PDFs nucleares (denotadas por nPDFs), enfatizando aqui que há um efeito nuclear nas PDFs de um nucleon que está dentro de um núcleo, e elas se tornam diferentes das PDFs de um nucleon isolado. Mais detalhes sobre os fótons diretos serão dados na seção seguinte, 2.2.

Ainda assim, há grandes incertezas associadas às PDFs de glúons que possuem baixos  $x$  de Bjorken, devido a pouca quantidade de dados experimentais que permitem explorar essa região.

Existem várias parametrizações de PDFs, algumas das quais são citadas em [8] e em [9]. Essas parametrizações se baseiam no teorema de fatorização da QCD e nas equações de evolução de DGLAP ou BFKL [10], que descrevem a evolução da PDF em função do fator de escala  $Q^2$  [7]. Cada uma dessas parametrizações é atualizada conforme novos dados experimentais são produzidos e comparados com as previsões teóricas [7] [6].

A figura 2.1 mostra as PDFs de todos os partons existentes dentro de um próton isolado, e corresponde à parametrização MRST2001. Os quarks de valência, *up* e *down*, possuem um pico de probabilidade de carregar grandes frações do momento do próton. Os quarks que não são de valência (que compoem o mar de quarks e anti-quarks dentro do nucleon) possuem probabilidade baixa de carregar altas frações do momento do próton e probabilidade alta de carregar frações bem pequenas desse momento. Em outras palavras, a abundância desses quarks aumenta conforme o  $x$  Bjorken dos mesmos diminui. A PDF dos glúons mostra um crescimento acentuado, bem maior que o dos quarks, da abundância de glúons conforme seu  $x$  de Bjorken diminui. Para  $x$  de Bjorken menores que  $x \approx 0.02$ , o próton é praticamente dominado por glúons.

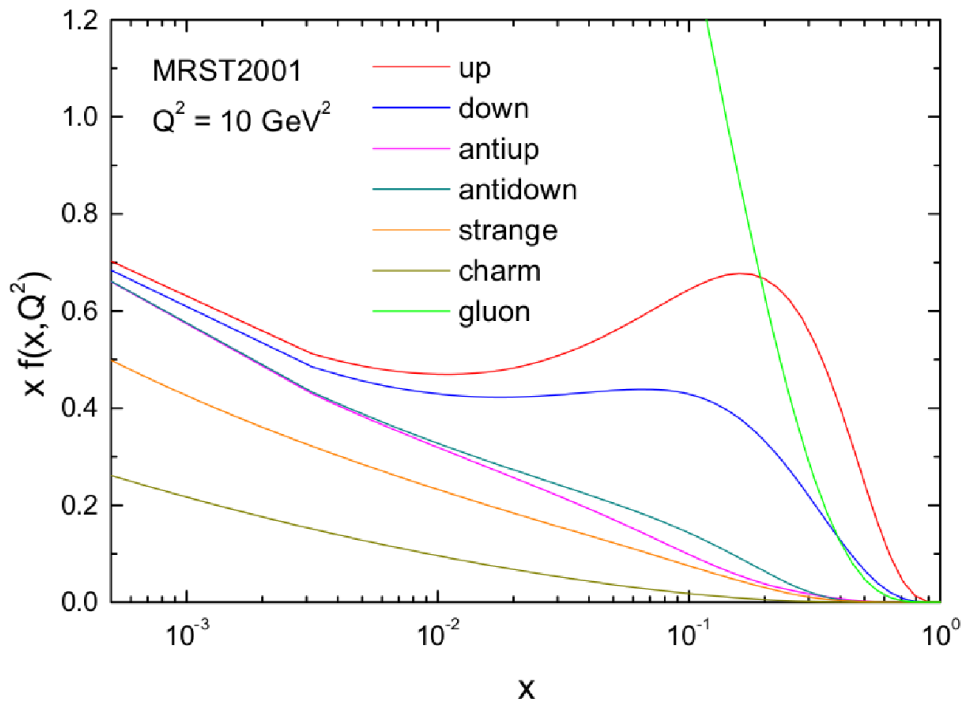


Figura 2.1: Função distribuição de partons (PDFs) de todos os partons dentro de um próton, parametrização MRST2001. Gráfico retirado de [5].

As equações de evolução de DGLAP ou BFKL prevêm uma sempre crescente quantidade de glúons para baixos  $x$  de Bjorken. No entanto, há modelos de saturação que afirmam que a quantidade de glúons não cresce indefinidamente. Esses modelos prevêm que, a partir de um determinado valor de  $x$  de Bjorken muito pequeno, ocorra a chamada saturação de glúons: o aumento do número de glúons passa a ser compensado pela fusão de glúons, de forma que a abundância dos mesmos se estabiliza [11]. Esse fenômeno de



saturação é descrito pela teoria chamada *Color Glass Condensate* ou Condensado de Vidro Colorido [12] [11].

Portanto, medidas que permitem acessar glúons com baixo  $x$  de Bjorken são essenciais tanto para aumentar a precisão da PDF dos glúons nessa região quanto para que haja o aprimoramento dos modelos que descrevem a PDF desses glúons com baixo  $x$  de Bjorken.

O conhecimento preciso das PDFs e do comportamento das mesmas em baixos  $x$  de Bjorken, além de ser importante por si só, tem papel fundamental nos estudos realizados através de colisões entre íons pesados. A distribuição das nPDFs dos núcleos colidores correspondem às condições iniciais dessas colisões, e têm influência direta no espectro de partículas produzido. Essas condições iniciais são chamadas de matéria nuclear fria.

As propriedades do QGP, produzido em tais colisões, são inferidas a partir da diferença entre o espectro de partículas finais de uma colisão pp (em que não é formado o QGP) e o espectro de partículas finais de uma colisão AA (em que é formado o QGP). Por exemplo, o aumento da produção de partículas com estranheza é um indício de que o QGP foi formado, conforme discutido no apêndice A. Quantitativamente, essa diferença entre uma colisão pp e uma colisão nuclear é dada pelo chamado fator de modificação nuclear,  $R_{AB}$ , descrito por (2.1).

$$R_{AB} = \frac{\frac{1}{p_T} \frac{dN_{AB}^h(b)}{dp_T}}{\langle N_{coll}(b) \rangle \frac{1}{p_T} \frac{dN_{pp}^h}{dp_T}} \quad (2.1)$$

Dados dois núcleos, um com massa atômica A e outro com massa atômica B, que colidem com um parâmetro de impacto  $b$ , na equação 2.1 a quantidade  $dN_{AB}^h(b)$  é o número de hadrons produzidos nessa colisão nuclear,  $N_{coll}(b)$  é o número de colisões binárias que ocorrem com esse parâmetro de impacto (número de colisões pp que ocorreram nessa colisão nuclear) e  $dN_{pp}^h$  é a quantidade de hadrons produzidos em uma única colisão pp.

Portanto, o conhecimento preciso da matéria nuclear fria permite prever a influência dessas condições iniciais no espectro de partículas produzido na colisão, de forma que a caracterização do QGP, que é o propósito do experimento ALICE como um todo, pode ser feita com mais confiabilidade.

## 2.2 Medida de fótons diretos

Numa colisão nuclear ou entre nucleons, são produzidos fótons por diferentes processos físicos. Esses fótons são classificados em dois principais grupos, de acordo com a

maneira como eles são produzidos: há os fótons secundários, também chamados de fótons de decaimento, que são provenientes do decaimento radioativo de partículas também produzidas na colisão, como os mésons  $\pi^0$  e  $\eta$ , e há os fótons primários, que são fótons que provêm da interação entre dois partons que colidem ou que provêm diretamente de um parton final (produzido pela interação entre os dois primeiros).

Na figura 2.2 há os diagramas de Feynman que esquematizam os quatro principais processos de produção de fótons primários.

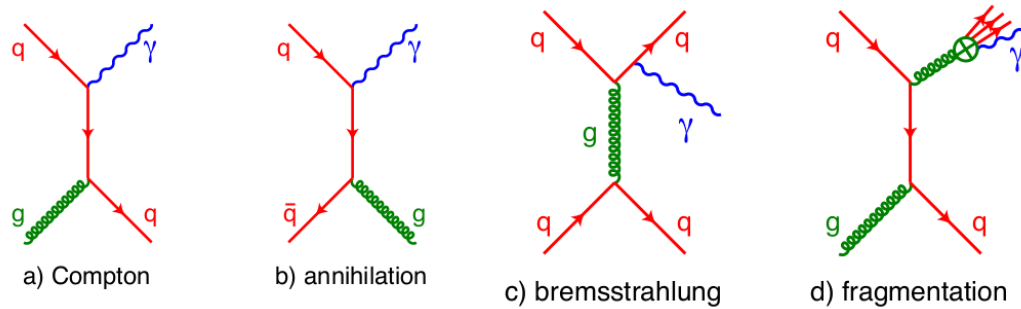


Figura 2.2: Diagramas de Feynman representando os principais modos de produção de fótons primários. Figura retirada de [1].

Os dois processos principais pelos quais os fótons primários são produzidos, que são os chamados processos de primeira ordem da QCD, são o espalhamento Compton entre um quark e um glúon (figura 2.2 (a)) e a aniquilação quark anti-quark (figura 2.2 (b)). Os fótons produzidos nesses dois processos são chamados de fótons diretos. Eles recebem esse nome porque são produto direto da interação entre dois partons, ou seja, eles são criados no mesmo vertex de interação entre os partons.

Em segunda ordem, há a produção de fótons primários a partir de um parton final que sofre bremsstrahlung (figura 2.2 (c)) ou a partir de um parton final que produz fótons em seu processo de fragmentação em um jato (figura 2.2 (d)).

Dentre todos os fótons produzidos numa colisão, o estudo da PDF dos glúons e, em particular, do fenômeno de saturação de glúons, requer a medida de fótons diretos, especificamente aqueles provenientes do espalhamento Compton [6], ilustrado em 2.2 (a). A seção de choque de fótons diretos provenientes do espalhamento Compton está relacionada à quantidade de glúons dentro do nucleon, já que esses fótons são produzidos a partir do espalhamento entre quarks e glúons.

Como explicado na seção anterior, há o interesse atual de se acessar glúons com baixo  $x$  de Bjorken. O acesso a partons com baixo  $x$  de Bjorken é potencializado a partir da medida de partículas na região frontal: dado o espalhamento entre dois partons, o menor

x de Bjorken acessado,  $x_{min}$ , quando desse espalhamento surge uma partícula de momento transversal  $p_T$  a uma pseudo-rapidez  $\eta$ , é dado por (2.2):

$$x_{min} = \frac{x_T e^{-\eta}}{2 - x_T e^{\eta}} \quad (2.2)$$

Onde  $x_T = \frac{2p_T}{\sqrt{s}}$  [13]. Dessa forma, quanto mais frontal for a região em que os fótons diretos forem medidos, menores são os valores de x de Bjorken dos glúons acessados, dado um  $x_T$ .

A figura 2.3 mostra os valores de x de Bjorken dos glúons já acessados pela medida de fótons diretos com energia transversal  $E_T$ . São citados diversos experimentos, tanto de alvo fixo, no Fermilab, quando de colisores, em ISR, RHIC, Sp $\bar{p}$ S e Tevatron. Também são mostradas as regiões cinemáticas que podem ser cobertas pelo LHC em rapidez central e rapidez frontal, pelo LHCb (apresentado no apêndice A). Essa figura deixa evidente o quanto o LHC expande a região cinemática acessível. Isso ocorre tanto porque ele permite colisões pp com energia de centro de massa de  $\sqrt{s} = 14TeV$ , que é sete vezes maior do que a alcançada pelo Tevatron, quanto porque ele permite medidas em regiões frontais, ainda que somente com o LHCb, por enquanto. Com o LHCb ( $y = 2-5$ ) podem ser acessados até x de Bjorken de  $\approx 10^{-5}$ , enquanto o LHC, só fazendo medidas em rapidez central ( $y = 0$ ) não alcança x de Bjorken menores que  $\approx 10^{-3}$ . Comparando as duas curvas referentes ao LHC nessa figura 2.3, é possível ver que fótons com uma mesma energia transversal  $E_T$  dão acesso a x de Bjorken muito diferentes se medidos em regiões frontais ou centrais: um fóton com energia transversal  $E_T$  numa região frontal é mais energético que um fóton com a mesma energia transversal  $E_T$  numa região central. O fóton mais energético vem de uma interação partônica mais energética, onde menores x de Bjorken puderam ser acessados.

A proposta do FoCal estudada nesse trabalho cobre a região de pseudo-rapidez de  $2.5 < \eta < 4.5$ , e poderá acessar x de Bjorken tão pequenos quanto  $\sim 5 \times 10^{-6}$ , que, como mostrado na figura 2.3, é uma região em que ainda não é acessada pelos fótons diretos medidos no LHC.

Dada a importância de medir fótons diretos na região frontal, é necessário avaliar a abundância de outros fótons nessa mesma região e as estratégias com que esses outros fótons podem ser identificados e excluídos. Na referência [8] encontra-se simulações de Monte Carlo, através do gerador de eventos JETPHOX [14], da seção de choque de produção de fótons primários (efeito Compton, aniquilação quark-antiquark e frag-

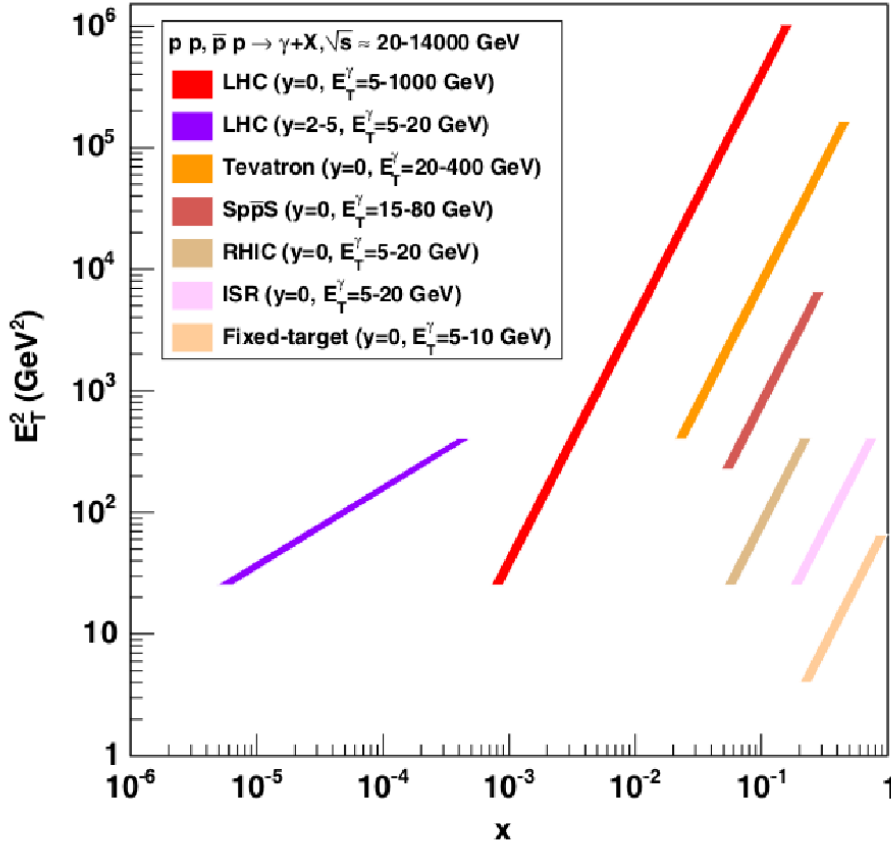


Figura 2.3: Regiões cinemáticas acessadas por experimentos de alvo fixo, no Fermilab, e por experimentos de colisão (ISR, RHIC, Sp $\bar{p}$ S, Tevatron). Também são mostradas as regiões cinemáticas que podem ser acessadas atualmente pelo LHC em rapidez central ( $y = 0$ ) e rapidez frontal ( $y = 2-5$ ), pelo LHCb. Figura retirada de [8].

mentação de jatos) em regiões frontais ( $y = 4$ ) do LHC. É mostrado, como pode ser visto na figura 2.4, que a quantidade de fótons diretos produzidos por aniquiliação quark-antiquark é insignificante na região frontal. Isso ocorre porque a quantidade de quarks que possuem baixo  $x$  de Bjorken é muito pequena quando comparada a quantidade de glúons com baixos  $x$  de Bjorken. Portanto, os fótons diretos produzidos por partons com baixo  $x$  de Bjorken, que são os que ocupam a região frontal, correspondem essencialmente aos fótons provenientes do efeito Compton. Já os fótons produzidos a partir da fragmentação de partons em jatos de partículas são muito abundantes na região frontal. Uma forma de identificação desses fótons de fragmentação é através da análise de isolamento. Um fóton direto é produzido de forma isolada, diferentemente de um fóton de fragmentação, que possui inúmeras partículas, do jato em que ele se formou, em torno

de si. A análise de isolamento consiste em determinar se um fóton é direto ou não com base na energia que é depositada numa região em torno da qual ele atinge o detector. A figura 2.4 mostra que uma análise desse tipo é capaz de eliminar quase completamente os fótons de fragmentação existentes nessa região frontal. Os fótons produzidos por bremsstrahlung são pouco energéticos, e são eliminados por cortes em energia. Dessa forma, os fótons do efeito Compton podem ser identificados dentre os outros fótons primários que ocupam a região frontal.

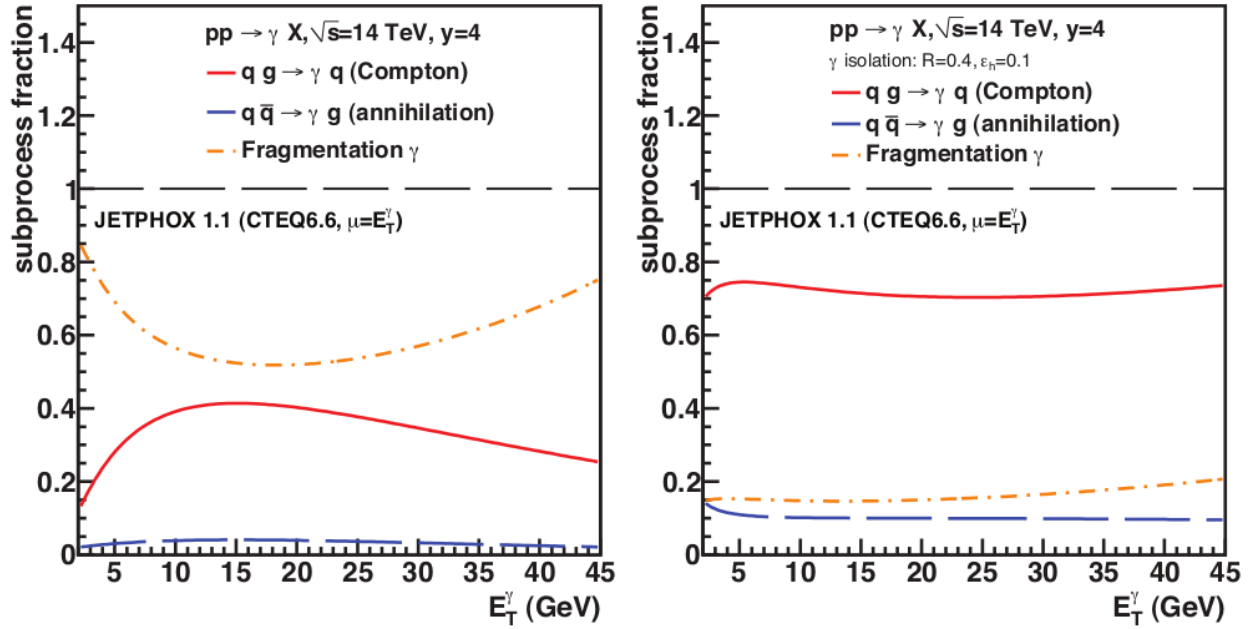


Figura 2.4: Contribuições relativas de fótons diretos produzidos numa colisão pp, simulada com o gerador de eventos JETPHOX [14], a uma energia de  $\sqrt{14}$  TeV e rapidez frontal  $y = 4$ . À esquerda há a quantidade relativa de fótons antes do corte de isolamento, e à direita a quantidade relativa de fótons depois do corte [8].

Os fótons secundários, provenientes principalmente de decaimento dos mésons  $\pi^0$  e  $\eta$ , são também muito abundantes na região frontal. O  $\pi^0$  decai em dois fótons ( $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ ) com  $(98,823 \pm 0,034)\%$  de probabilidade, enquanto o  $\eta$  decai em dois fótons ( $\eta \rightarrow \gamma + \gamma$ ) com  $(71,90 \pm 0,34)\%$  de probabilidade.

Os fótons provenientes de  $\pi^0$  consistem no principal fundo se superpondo aos fótons do efeito Compton, de forma que é comum, em análises como essa, caracterizar a dificuldade em se medir os fótons diretos pela razão  $\gamma/\pi^0$  entre o número de fótons diretos e o número de fótons de  $\pi^0$  produzidos em um evento.

Na região frontal, a identificação do  $\pi^0$  por massa invariante e por análise de forma

do chuveiro só é possível se o detector usado para medir os fótons tiver alta resolução espacial, já que, os fótons de um mesmo  $\pi^0$  são emitidos de maneira que o ângulo entre eles é muito pequeno na região frontal, e é tanto menor quanto maior a energia do  $\pi^0$ .

Por conta disso, o detector proposto para o experimento ALICE possui uma granularidade sem precedentes, sendo que sua menor célula tem área de  $1\text{mm}^2$ , e será um avanço na capacidade de reconstrução dos  $\pi^0$ s na região frontal. Isso faz com que o FoCal seja potencialmente uma eficiente ferramenta para medir fótons diretos, e essa eficiência será explorada de maneira quantitativa na análise deste trabalho.

Na tabela 2.2 é feita a comparação da granularidade entre os calorímetros eletromagnéticos frontais existentes nos diversos experimentos do LHC e as duas diferentes propostas do FoCal. É possível notar que, dentre os calorímetros frontais, o FoCal tem maior potencialidade em fazer identificação dos pions neutros, por possuir menor granularidade.

Tabela 2.1: Cobertura em pseudo-rapidez e granularidade (em graus) dos calorímetros eletromagnéticos frontais existentes nos diferentes experimentos do LHC, comparados com as duas existentes propostas do FoCal (tabela retirada de [1])

	ATLAS Inner Wheel	CMS End Cap	LHCb ECAL	ALICE FoCal at 3.5m	ALICE FoCal at 8m
$\eta$ range	2.5 - 3.2	1.5 - 3.0	1.9 - 4.9	2.5 - 4.5	3.3 - 5.1
Granularity (deg)	5.7	0.5	$\geq 0.18$	$\approx 0.016$	$\approx 0.007$



# Capítulo 3

## Conceitos básicos sobre Calorimetria e o Design do FoCal

Este capítulo tem o objetivo de explicar de forma breve alguns conceitos usados neste trabalho, como o que é um calorímetro, o que é um chuveiro eletromagnético e como ele se desenvolve na matéria e como é feita a parametrização do desenvolvimento de um chuveiro eletromagnético em diferentes materiais. Neste último tópico será dado ênfase a como essa parametrização é importante para a determinação dos parâmetros de um calorímetro. Em seguida, será apresentado o atual design do FoCal, usado nas simulações do presente trabalho.

### 3.1 Uma revisão sobre Calorimetria

Calorimetria, como mostra a própria etimologia da palavra (calor+metria), consiste na medida de uma troca de energia que ocorre em determinado processo físico, quando essa energia se manifesta em forma de calor, alterando a temperatura dos corpos envolvidos. James Prescott Joule (1818 - 1889) foi o primeiro a interpretar o calor como uma forma de energia, apesar de estudos sobre a troca de calor entre os corpos já terem sido realizados antes dele. O termo “calorímetro” é também usado atualmente, em física de partículas, para se referir a detectores que têm por objetivo medir a energia de certas partículas.

Os calorímetros portanto são construídos de forma a conseguir absorver completamente a energia da partícula de interesse, fazendo com que a mesma fique alojada dentro do material de que ele é feito. Dessa forma, o calorímetro é capaz de produzir um sinal que é diretamente proporcional a energia dessa partícula absorvida. Existem calorímetros eletromagnéticos, como o FoCal, que são construídos para medir a energia de elétrons



e fótons, e os calorímetros hadrônicos, que são construídos para medir a energia de hadrons. Essa separação entre calorímetros hadrônicos e eletromagnéticos se deve ao fato de que hadrons e partículas eletromagnéticas perdem energia na matéria por mecanismos diferentes, o que faz com que seja necessário o uso de tipos de materiais diferentes na construção desses dois tipos de calorímetros.

Todos os detectores de partículas, desde uma câmara de bolhas caseira até os detectores do ALICE, têm como princípio de funcionamento os processos de interação das partículas com a matéria: as únicas informações experimentais que se tem sobre as partículas conhecidas são os sinais que elas produzem ao interagir com determinado material. Em um calorímetro eletromagnético, a interação de um elétron ou de um fóton com o material que o compõe desencadeia um processo de produção de partículas secundárias, e dessa forma é produzido um chuveiro eletromagnético.

Na figura 3.1 há dois diagramas que esquematizam os mecanismos de interação de elétrons, pósitrons e fótons, pertencentes a uma faixa de energia de 0 a 1 GeV, com o chumbo, um material frequentemente usado na construção de calorímetros. O entendimento dessa figura introduz o conteúdo físico básico para entender o que é um chuveiro eletromagnético e como ele se desenvolve na matéria.

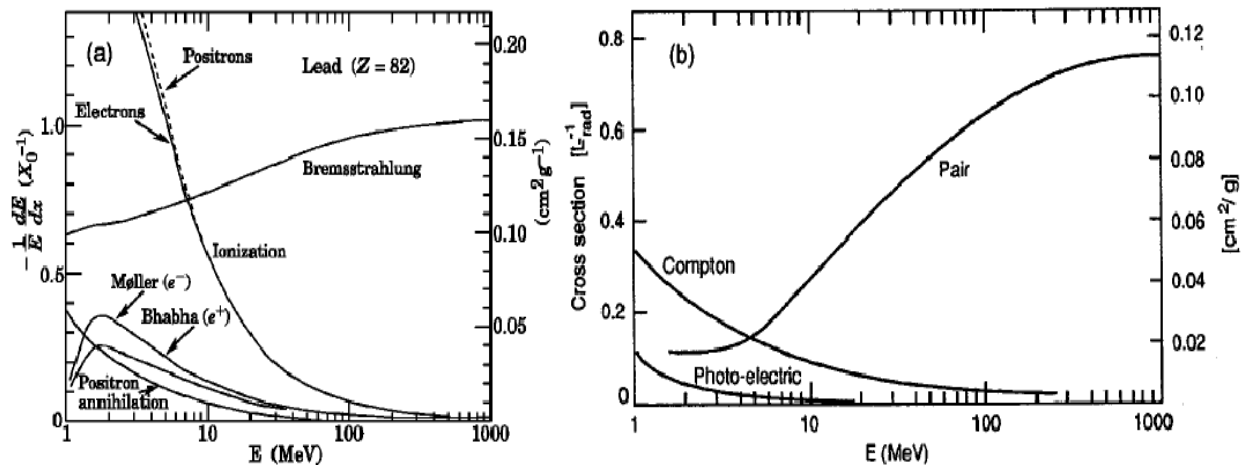


Figura 3.1: (a) Fração de energia perdida no chumbo, por unidade de comprimento, por elétrons e pósitrons em função da energia dos mesmos. (b) Seção de choque de interação dos fótons, no chumbo, em função da energia dos mesmos [15].

A figura 3.1 (a) mostra os diferentes processos de perda de energia dos elétrons (representados pelas linhas contínuas) e dos pósitrons (representados pelas linhas tracejadas)

no chumbo. No eixo  $y$  está representada a fração da energia perdida por unidade de comprimento,  $-\frac{1}{E} \frac{dE}{dx}$ , dada em unidades de  $\frac{1}{\chi_0}$ , sendo  $\chi_0$  o comprimento de radiação, que será explicado mais adiante. É possível notar que a predominância relativa dos processos de perda de energia dependem da energia dos próprios elétrons e pósitrons. Os processos mostrados são ionização, Bremsstrahlung, espalhamento Møller e espalhamento Bhabha. A ionização ocorre quando um elétron ou pósitron interage eletromagneticamente com um elétron ligado a um átomo do material de forma a desprender esse elétron de seu átomo. A perda de energia por Bremsstrahlung ocorre quando o elétron ou o pósitron sofre desaceleração, devido à interação eletromagnética com o meio, e por isso emite fótons. E a perda de energia pelos espalhamentos Bhabha ou Møller se dá pela interação elástica entre pósitrons ou elétrons, respectivamente, com os elétrons pertencentes aos átomos do material: esses elétrons e pósitrons trocam energia cinética com os elétrons do material, perdendo-a, mas sem que haja dissipação dessa energia total cinética em outras formas de energia.

A figura 3.1 (b), mostra a seção de choque de interação dos fótons em função da energia dos mesmos. A seção de choque de uma interação é uma medida da probabilidade de aquela interação ocorrer. Há três diferentes processos de interação: o efeito fotoelétrico, o efeito Compton e a produção de pares. O efeito fotoelétrico se dá quando um elétron do material absorve um fóton que tem energia maior ou igual a sua energia de ligação, resultando no despreendimento deste elétron do material (e o excesso de energia do fóton em relação a energia de ligação do elétron é convertido em energia cinética do elétron). O efeito Compton se dá quando um elétron absorve um fóton com energia maior que sua energia de ligação ao material, e dessa absorção resulta um elétron livre do material e um fóton, menos energético que o absorvido. E a produção de pares é o fenômeno em que a energia de um fóton, ao interagir com o material, é completamente convertida num par elétron pósitron.

O surgimento e desenvolvimento de um chuveiro eletromagnético reside no fato de que elétrons e pósitrons com energia acima de 100 MeV perdem energia essencialmente por Bremsstrahlung, ou seja, produzindo fótons, enquanto os fótons com energia acima de 100 MeV perdem energia essencialmente pela produção de pares elétron-pósitron. Enquanto dura esse processo de fótons gerando elétrons e pósitrons e elétrons e pósitrons gerando fótons, o chuveiro continua se desenvolvendo no material. A cada instante o chuveiro produz um número maior de partículas secundárias e, conseqüentemente, essas partículas secundárias são a cada instante menos energéticas (ver esquema na figura 3.2).

A partir de determinado momento, a energia desses elétrons, pósitons e fótons se torna pequena suficiente para que o bremsstrahlung e a produção de pares deixem de ser os principais processos de perda de energia. Quando isso ocorre, o número de partículas produzido pelo chuveiro passa a decrescer (já que os outros processos de perda de energia não realimentam o chuveiro). Essa situação imediatamente antes da qual o número de partículas produzidas começa a decrescer é chamada de máximo do chuveiro eletromagnético. O máximo, portanto, está associado a profundidade no calorímetro em que o chuveiro produz o maior número de partículas secundárias. O chuveiro termina de se desenvolver quando as partículas possuem energia tão pequena que acabam sendo absorvidas pelo material.

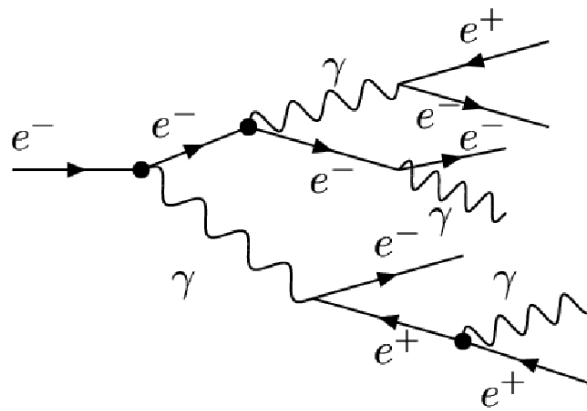


Figura 3.2: Esquema da produção de um chuveiro eletromagnético iniciado pela interação de um elétron com um material: o elétron perde energia no material por Bremsstrahlung, produzindo um fóton. O elétron, agora menos energético, segue seu caminho, ainda produzindo outros fótons por Bremsstrahlung. Cada um desses fótons produzirão um par elétron-pósitron, e cada um desses elétrons e pósitrons sofrerão Bremsstrahlung também e assim sucessivamente.

Algumas grandezas, chamadas de parâmetros de design, foram criadas para parametrizar características importantes do desenvolvimento dos chuveiros eletromagnéticos em diferentes materiais. Esses parâmetros de design são: comprimento de radiação,  $\chi_0$ , raio de Molière,  $R_M$ , e energia crítica,  $E_c$  [15].

O comprimento de radiação  $\chi_0$  é definido como sendo o comprimento médio que um elétron deve percorrer dentro de um material para que sua energia final  $E$  seja igual a uma fração  $E = E_0/e$  de sua energia inicial  $E_0$ . Essa mesma distância  $\chi_0$  também corresponde a 7/9 do livre caminho médio para a produção de pares por um fóton [15] [16]. Nessas definições, são considerados elétrons e fótons com energia alta (tais que perdem energia principalmente por Bremsstrahlung e produção de pares, respectivamente). A partir dessas definições, pode ser escrita a maneira como um elétron de energia inicial  $E_0$  perde

energia ao atravessar um material, conforme mostrado em (3.1), e como um feixe de fótons, com intensidade inicial  $I_0$  perde intensidade ao atravessar um material, como mostrado em (3.2).

$$\langle E(x) \rangle = E_0 e^{-x/\chi_0} \quad (3.1)$$

$$\langle I(x) \rangle = I_0 e^{(-7/9)(x/\chi_0)} \quad (3.2)$$

A expressão (3.3) mostra a dependência de  $\chi_0$  com a massa atômica  $A$  e com o número atômico  $Z$  do material. A grandeza  $\chi_0$  está relacionada a quanto o chuveiro se estende longitudinalmente: quanto maior o  $\chi_0$  maiores distâncias os elétrons (fótons) percorrerão para perder uma mesma fração de sua energia (intensidade) inicial.

$$\chi_0(g/cm^2) \simeq \frac{716gcm^{-2}A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} \quad (3.3)$$

A energia crítica,  $E_c$ , pode ser definida (há mais de uma definição comumente utilizada, e a apresentada aqui é uma das principais) como sendo a energia do elétron na qual o processo principal pelo qual ele perde energia no material deixa de ser o Bremsstrahlung, e ele passa a perder energia por Bremsstrahlung e por ionização na mesma proporção [15], [16], [17]. A energia crítica está relacionada à situação em que o chuveiro eletromagnético atinge seu máximo: quando os elétrons do chuveiro atingem a  $E_c$ , o número de partículas que o chuveiro produzirá desse momento em diante passa a decrescer, já que os outros processos de perda de energia, que não realimentam o chuveiro, como a ionização, se tornam significantes. Na figura 3.1, é possível identificar a energia crítica dos elétrons no chumbo como sendo cerca de 7 MeV. A energia crítica é parametrizada de forma simplificada segundo as equações (3.4) e (3.5). A parametrização (3.4) é feita para sólidos e líquidos e a (3.5) é feita para gases, a fim de se levar em conta os efeitos da densidade do material na seção de choque de ionização. A comparação dessas parametrizações com alguns dados experimentais pode ser vista na figura 3.3.

$$E_c \approx \frac{610MeV}{Z + 1.24} \quad (3.4)$$

$$E_c \approx \frac{710MeV}{Z + 0.92} \quad (3.5)$$

Como é possível ver em 3.4, 3.5 e 3.3, a energia crítica é tanto menor quanto maior o número atômico  $Z$  do material, indicando que, quanto maior o  $Z$ , menor é a energia que

o elétron deve atingir para que o processo de perda de energia por Bremsstrahlung deixe de ser o mais importante. Também é possível notar que, dado um número atômico  $Z$ , a energia crítica é menor para materiais mais densos. Logo, quanto maiores o número atômico  $Z$  e a densidade de um material, o Bremsstrahlung continua sendo o processo de perda de energia predominante por uma faixa maior de energia do elétron, só deixando de ser importante quando a energia do elétron é relativamente mais baixa. A vantagem de usar um material com energia crítica mais baixa é que o chuveiro eletromagnético adquire uma definição melhor ao final de seu desenvolvimento (quando as partículas já são pouco energéticas) do que se for usado um material com energia crítica mais alta.

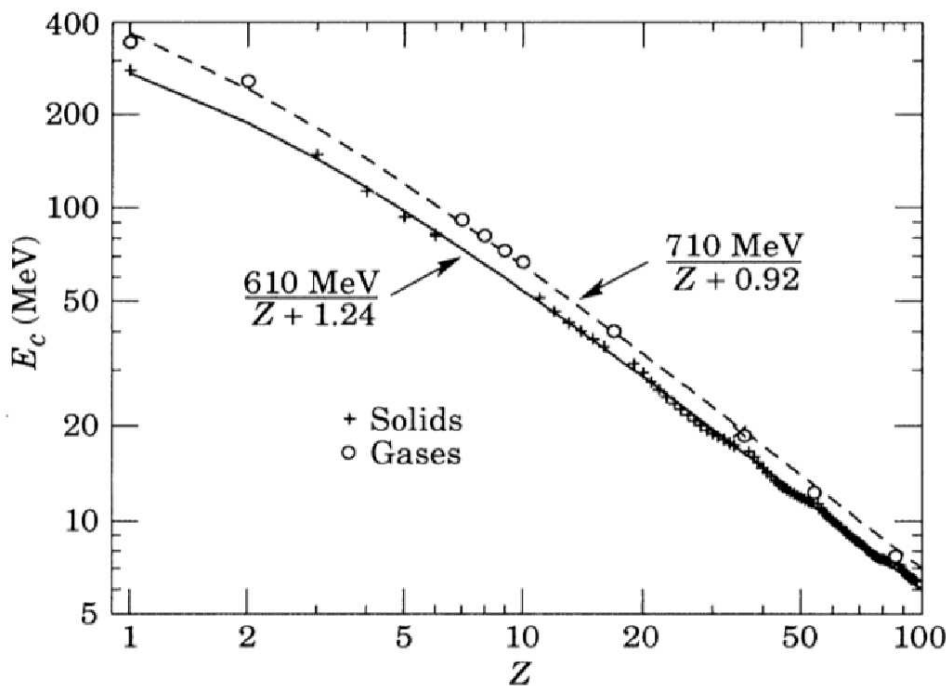


Figura 3.3: Parametrização da energia crítica para sólidos e líquidos (linha contínua) e para gases (linha tracejada), em função do número atômico  $Z$  do material. Retirado de [18], página 135.

A parametrização do perfil transversal do chuveiro é dada pelo raio de Molière,  $R_M$ , segundo a equação (3.6). O raio de Molière é diretamente proporcional ao  $\chi_0$  e inversamente proporcional à  $E_c$ , o que indica que ele será tanto maior quanto mais o chuveiro se estender longitudinalmente. A extensão transversal de um chuveiro varia ao longo de seu desenvolvimento longitudinal, pois depende de quanto os elétrons se espalham lateralmente, e isso ocorre com mais intensidade quanto menor a energia dos elétrons [17]. O  $R_M$ , no entanto, é a medida do raio transversal do chuveiro integrado longitudinalmente. Em média, cerca de 90% da energia de um chuveiro eletromagnético está contida dentro

de um cilindro com raio igual a  $1R_M$ .

$$R_M(g/cm^2) \simeq 21MeV \frac{\chi_0}{E_c} \quad (3.6)$$

Os parâmetros  $\chi_0$  e  $R_M$  caracterizam as dimensões físicas de um chuveiro eletromagnético e dependem somente do material em que o chuveiro se desenvolve. A unidade de medida mostrada nas equações (3.3) e (3.6) é  $g/cm^2$ , que, na verdade, representa um comprimento, em centímetros, normalizado pela densidade do material em questão, a fim de facilitar a comparação desses valores entre materiais diferentes. As dimensões que um chuveiro eletromagnético adquire num material dizem muito sobre como deve ser o design de um calorímetro construído com esse material. Na figura 3.4 (a), retirada de [15], são mostradas simulações em que partículas eletromagnéticas com diferentes energias iniciais,  $E_0 = 1, 10, 100$  e  $1000$  GeV, incidem num bloco de tungstato de chumbo,  $PbWO_4$ , que é um material comumente usado na construção de calorímetros.

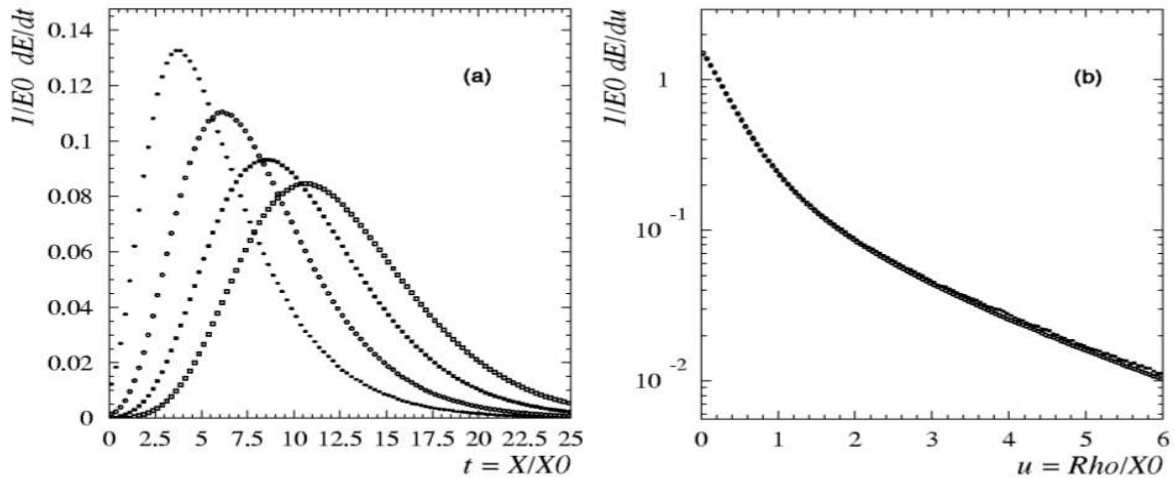


Figura 3.4: Simulação de chuveiros eletromagnéticos em  $PbWO_4$ . (a) Perfil longitudinal de um chuveiro eletromagnético, mostrando a energia depositada em diferentes comprimentos  $t$ . Os chuveiros são criados por elétrons com energias de 1, 10, 100 e 1000 GeV (mostrados da esquerda para a direita). (b) Perfil transversal de dois chuveiros eletromagnéticos: um gerado por um elétron com energia de 1 GeV (círculos preenchidos) e outro por um elétron de 1 TeV (círculos abertos). É mostrada a fração da energia depositada ao longo do raio  $u$  do chuveiro.

É mostrado o perfil longitudinal de energia dos chuveiros gerados, ou seja, a fração da energia inicial que é depositada, num intervalo de comprimento  $dt$ , em diferentes profundidades  $t$ , onde  $t = x/\chi_0$  é a profundidade do material normalizada pelo comprimento de radiação  $\chi_0$ . Essas simulações mostram que, apesar de uma grande variação

de três ordens de magnitude na energia das partículas incidentes, os chuveiros formados por elas possuem máximos não muito distantes: a profundidade onde ocorre o máximo dos chuveiros, designada por  $t_{max}$ , se altera em menos de uma dezena de comprimentos de radiação. A fórmula (3.7) mostra a dependência aproximadamente logarítmica entre a profundidade onde ocorre o máximo do chuveiro e a energia inicial  $E_0$  da partícula que o gera.

$$t_{max} \simeq \ln(E_0/E_c) + t_0 \quad (3.7)$$

Devido a essa dependência, os calorímetros podem medir partículas numa ampla faixa de energia e ainda serem instrumentos bastante compactos. Portanto, no planejamento da construção de um calorímetro, sempre é levado em conta o material que se deseja usar e a energia das partículas que se deseja medir para a determinação de sua espessura, já que as partículas precisam ser totalmente absorvidas.

É conhecido que cerca de 95% da energia de um chuveiro eletromagnético está contida dentro de um comprimento  $t_{95\%}$  dado por 3.8.

$$t_{95\%} \simeq t_{max} + 0.08Z + 9.6 \quad (3.8)$$

A figura 3.4 (b) mostra o perfil transversal de energia de dois chuveiros eletromagnéticos distintos: um formado por um elétron de 1 GeV, indicado por círculos vazados, e outro gerado por um elétron de 1 TeV, indicado por círculos cheios. É definida uma unidade  $u = \rho/\chi_0$ , que é o raio  $\rho$  do perfil transversal de um chuveiro em unidades de  $\chi_0$ , e é mostrada qual a fração de energia depositada em pequenos intervalos  $du$ . Pode-se perceber que o perfil transversal de energia é aproximadamente independente da energia da partícula incidente, de forma que o raio de Molière é praticamente constante num material. O raio de Molière é levado em conta no planejamento do design de um calorímetro no momento de se decidir a granularidade máxima do mesmo (caso esteja-se construindo um calorímetro segmentado transversalmente): sempre é escolhido que a segmentação transversal de um calorímetro tenha tamanho menor ou igual a  $\approx 1R_M$ , já que uma segmentação maior que essa permitiria que dois chuveiros se desenvolvessem dentro de uma mesma estrutura granular, prejudicando a capacidade de isolamento e identificação dos chuveiros.

Na tabela 3.1 há valores do raio de Molière,  $R_M$ , do comprimento de radiação,  $\chi_0$ , e da energia crítica,  $E_c$ , do tungstênio e de diversos materiais comumente usados na construção de calorímetros eletromagnéticos.

Tabela 3.1: Parâmetros de design de diferentes materiais.

Material	$R_M$ (cm)	$\chi_0$ (cm)	$E_c$ (MeV)
Tungstênio	0.92	0.35	7.97
Chumbo	1.53	0.56	7.2
BGO	2.3	1.12	10.1
Ferro	1.8	1.76	21
Argônio (líquido)	9.5	14	31
Vidro de Chumbo (SF5)	4.3	2.4	11.8
PbWO <sub>4</sub> (Tungstato de chumbo)	2.19	0.92	13

## 3.2 Design do FoCal

A necessidade de que a medida de fótons diretos seja feita na região frontal permite que se possa fazer a identificação dos fótons provenientes dos pions neutros (principal fundo de fótons que se superpõe aos diretos) pelo método da massa invariante (além de outros métodos, como se verá mais adiante): os dois fótons em que os pions neutros frontais decaem possuem um ângulo muito pequeno entre si, devido ao efeito do boost relativístico, fazendo com que seja muito provável que ambos os fótons estejam simultaneamente dentro da cobertura angular do detector, permitindo o uso desse método de identificação.

O ângulo entre os dois fótons provenientes do decaimento do pion neutro é tanto menor quanto maior a energia do mesmo, de forma que quanto maior for a capacidade do detector de reconstruir separadamente dois chuveiros eletromagnéticos muito próximos, mais ampla é a faixa de energia dos pions neutros que poderão ser identificados pela massa invariante.

Uma boa resolução espacial e chuveiros eletromagnéticos bem colimados também são necessários para um detector feito para receber uma grande quantidade de partículas: a região frontal é mais populada que a região central, em qualquer tipo de colisão, e além disso a identificação dos fótons diretos é particularmente importante em colisões PbPb, onde a multiplicidade de partículas é grande.

Esses fatores motivam a construção de um detector com alta resolução espacial e que produza chuveiros bem colimados, a fim de minimizar ao máximo possível a probabilidade de superposição entre chuveiros eletromagnéticos, que é maior nos ambientes de alta multiplicidade, permitindo também que o método da massa invariante funcione na mais ampla faixa de energia possível.

A atual proposta de design do FoCal, utilizada no presente trabalho, consiste num



calorímetro eletromagnético com seção transversal aproximadamente circular (ver figura 3.5), com raio externo de  $\approx 60$  cm. Ele também possui um pequeno orifício interno de  $\approx 8$  cm de raio, por onde passará a canalização do feixe.

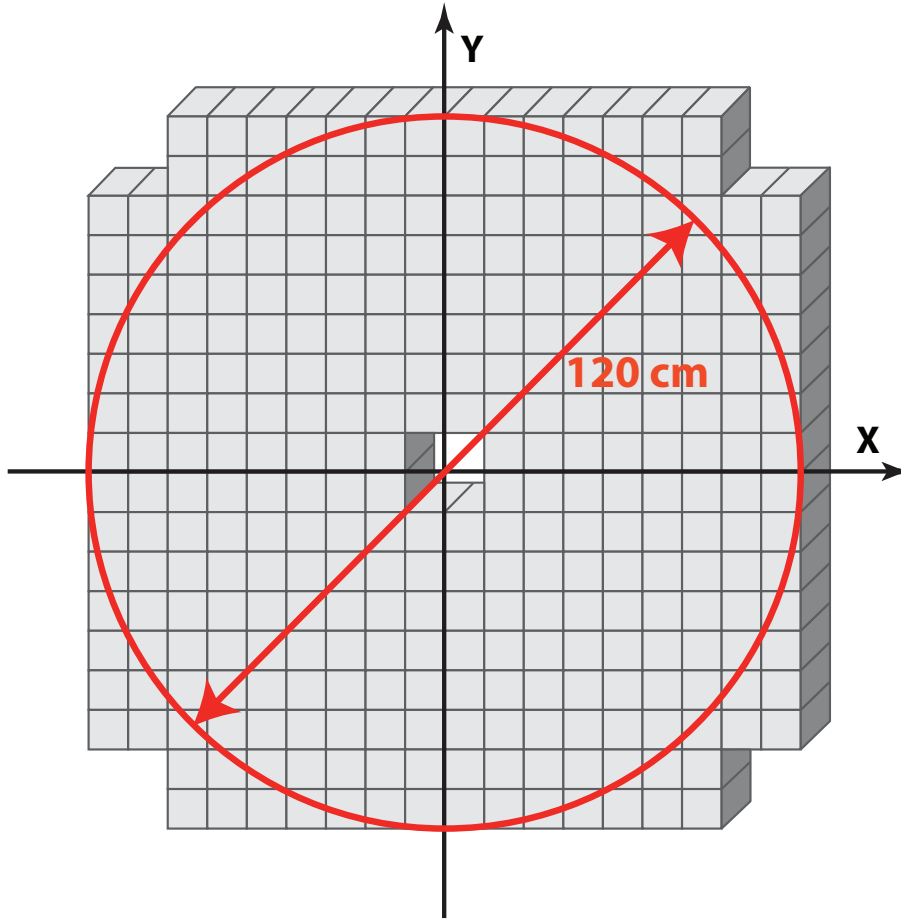


Figura 3.5: Representação esquemática da visão frontal do FoCal. É possível ver suas estruturas granulares e a abertura existente no seu centro, por onde passará a canalização do feixe de partículas.

Dentro do experimento ALICE, é provável que o FoCal ocupe a posição atualmente ocupada pelo PMD (Photon Multiplicity Detector, mostrado em A.2), de forma que sua distância ao ponto onde ocorre a colisão seja 3.6 metros, contada a partir de seu centro, como mostra a figura 3.6. No entanto, também é estudada a possibilidade de instalar o FoCal a uma distância de 8 metros do ponto onde ocorre a colisão, apesar de essa configuração exigir outras adaptações na estrutura do experimento ALICE, por ainda não haver nenhum outro detector localizado a uma distância como essa.

Os raios interno e externo do FoCal, combinados com sua distância  $z$  ao ponto onde ocorre a colisão, definem a cobertura do mesmo em pseudo-rapidez: seu diâmetro interno limita a máxima pseudo-rapidez possível de ser medida, e seu diâmetro externo limita a mínima. Na figura 3.7, o gráfico da esquerda mostra como a distância  $z$  se relaciona

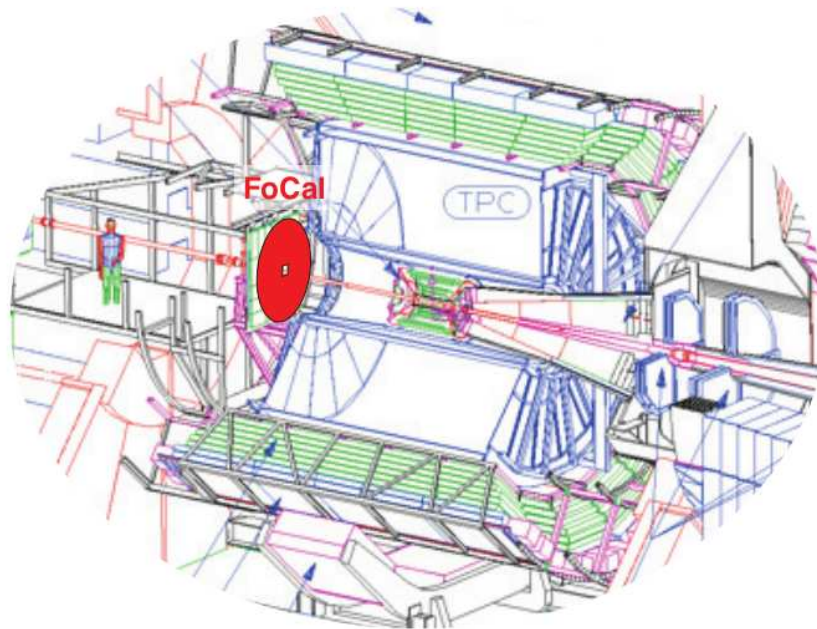


Figura 3.6: Visão esquemática da localização espacial do FoCal, no experimento ALICE, na configuração em que ele está a 3.6 metros de distância do ponto onde ocorre a colisão.

com a máxima pseudo-rapidez,  $\eta_{max}$  medida, para dois valores do raio interno (10 cm e 7 cm). O gráfico da direita mostra, para as duas possíveis localizações em  $z$  do Focal ( $\approx 3.5$  metros e 8 metros) como seu raio externo limita a mínima pseudo-rapidez medida,  $\eta_{min}$ . Para a configuração estudada neste trabalho ( $z = 3.6$  m e raio interno igual a 8 cm) o FoCal possui uma cobertura em pseudo-rapidez de aproximadamente  $2.5 < \eta < 4.5$ . A proposta do FoCal a 8 m do ponto de colisão tem a vantagem de estender a pseudo-rapidez máxima para um valor maior ou igual a 5, como mostra essa mesma figura, permitindo o acesso a  $x$  de Bjorken ainda menores, como mencionado na introdução.

O FoCal é um calorímetro segmentado longitudinalmente, portanto composto por uma sequência de camadas. Cada uma das camadas é composta por uma seção de tungstênio, que é um material absorvedor, seguida por uma seção de leitores de silício. O material absorvedor é responsável unicamente por fazer com que as partículas percam energia, de forma que, ao final, toda a energia das partículas eletromagnéticas seja completamente absorvida pelo detector. Os leitores de silício são os responsáveis pela detecção das partículas, e produzirão sinais elétricos, de acordo com o funcionamento dos semi-condutores, quando atravessados pelas mesmas.

O tungstênio foi escolhido como material absorvedor por possuir um dos menores valores de raio de Molière,  $R_M$ , e de comprimento de radiação  $\lambda_0$ , conforme foi mostrado na tabela 3.1, sendo eles:

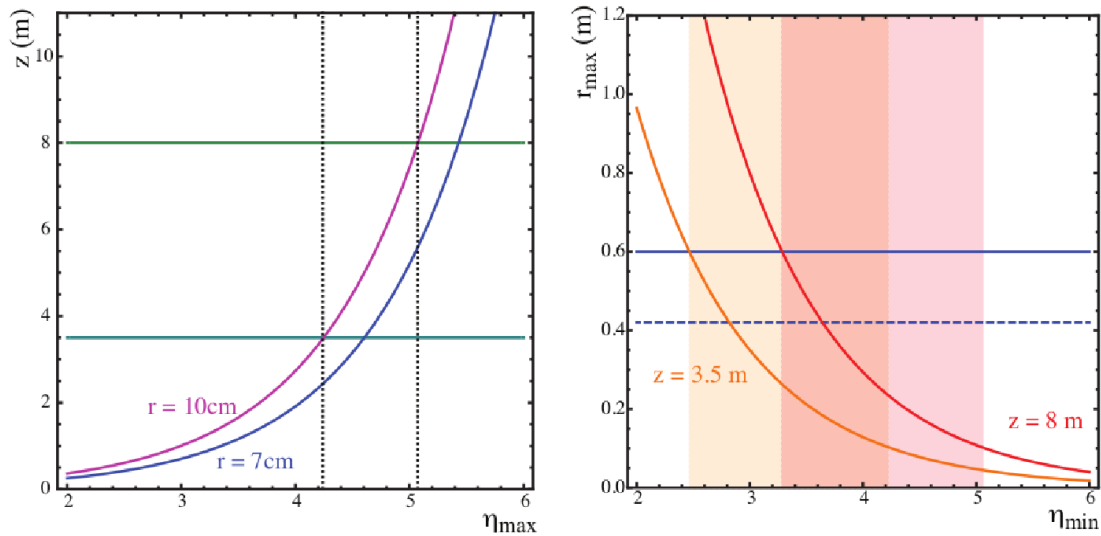


Figura 3.7: No gráfico da esquerda é mostrada a relação entre a posição  $z$  do Focal e o  $\eta_{max}$  que ele poderá medir, para dois valores de seu raio interno (10 cm e 7 cm). No gráfico da direita é mostrada a relação entre o raio externo do FoCal e o  $\eta_{min}$  possível de se medir, para as duas posições em  $z$  possíveis ( $\approx 3.5\text{ m}$  e  $8\text{ m}$ ).

$$R_M = 9\text{mm} \quad (3.9)$$

$$\chi_0 = 3.5\text{mm}$$

Cada uma das camadas tem espessura de  $0.38\text{cm}$ , sendo que a porção de tungstênio tem espessura de  $1\chi_0$ , ou seja,  $0.35\text{cm}$ , e a porção feita de silício tem espessura de  $0.03\text{cm}$ .

A produção de chuveiros eletromagnéticos bastante colimados, como os que se desenvolvem no tungstênio, precisa ser combinada com a segmentação transversal adequada. Dessa forma, a leitura do sinal do detector é feita com estruturas de silício que precisam ter tamanho da ordem de  $1R_M$  ou menor. Planeja-se que a leitura do sinal com o silício seja feita com dois tipos de estruturas granulares distintas, as PADS e as mini-pads, sendo estas últimas compostas por MAPS (Monolithic Active Pixel Sensors). As PADS de silício são unidades relativamente grandes de leitura eletrônica, e têm área de  $1\text{cm}^2$  (e portando lado igual a  $1R_M$ ). Elas fazem uma leitura analógica do sinal, retornando um valor proporcional a energia depositada. As mini-pads têm área de aproximadamente  $1\text{mm}^2$ , e são compostas por um conjunto de pixels, os MAPS, que produzem um sinal

digital, ou seja, cada pixel retorna 1 quando é ativado e 0 quando não é. Logo, uma mini-pad retorna um sinal digital que é igual ao número de pixels internos ativados.

Devido a esses dois tipos de tecnologia de silício, são nomeadas dois tipos de camadas:

1. LGLs (Low Granularity Layers): camadas com leitura feita por pads de  $1\text{cm}^2$ ;
2. HGLs (High Granularity Layers): camadas com leitura feita por mini-pads de  $1\text{mm}^2$ , sendo cada mini-pad composta por pixels (MAPS);

O uso de HGLs se mostrou importante, em contraposição com a construção do FoCal apenas com LGLs, para estender a faixa de energia em que é possível identificar separadamente os dois fótons provenientes de pions neutros, ampliando a validade da identificação do pions neutros pela massa invariante. A construção de um detector só com HGLs em toda sua extensão não foi proposta por ser inviável economicamente, de forma que a solução encontrada foi a construção de um detector híbrido.

A estrutura atual do FoCal é composta por 20 camadas: duas HGLs e 18 LGLs. Essas camadas são organizadas em cinco segmentos, conforme ilustrado na figura 3.8. O primeiro segmento (segmento 0) é composto por quatro LGLs. Cada conjunto de quatro PADS consecutivas, cada uma de uma camada, forma uma torre desse segmento. Os sinais gerados por esse segmento são os sinais lidos em cada torre. O segmento 1 é constituído de uma única HGL, situada numa profundidade de  $5 \chi_0$ . O segmento 2 é, como o segmento 0, composto por quatro LGLs agrupadas, e o segmento 3 é uma única HGL, a uma profundidade de  $10 \chi_0$ . O restante do detector é constituído de dois segmentos, com 5 LGLs cada. Nos segmentos 1 e 3, compostos por uma HGL cada, é feita a leitura do sinal de cada mini-pad individualmente.

Dada a espessura das camadas do FoCal, nota-se que nesta configuração ele possui cerca de 8 cm de espessura total, ou seja, é extremamente compacto.

As camadas de HGLs são as que determinam a resolução espacial do detector, ou seja, o quão bem ele consegue reconstruir a posição da partícula incidente. Como será visto no capítulo 4, o sinal reconstruído de uma partícula tem a sua posição determinada pelo sinal deixado por ela nos segmentos 1 e 3. A localização desses segmentos ( $5 \chi_0$  e  $10 \chi_0$ ) foi escolhida de forma que eles estejam na (ou nas proximidades da) região onde é mais provável que a maioria dos chuveiros eletromagnéticos atinjam seu máximo (a posição do máximo dos chuveiros depende da energia dos mesmos, de forma que não há uma posição única onde isso acontece). Dessa forma, será depositado em pelo menos uma dessas camadas um sinal bem definido e energético, permitindo o cálculo da

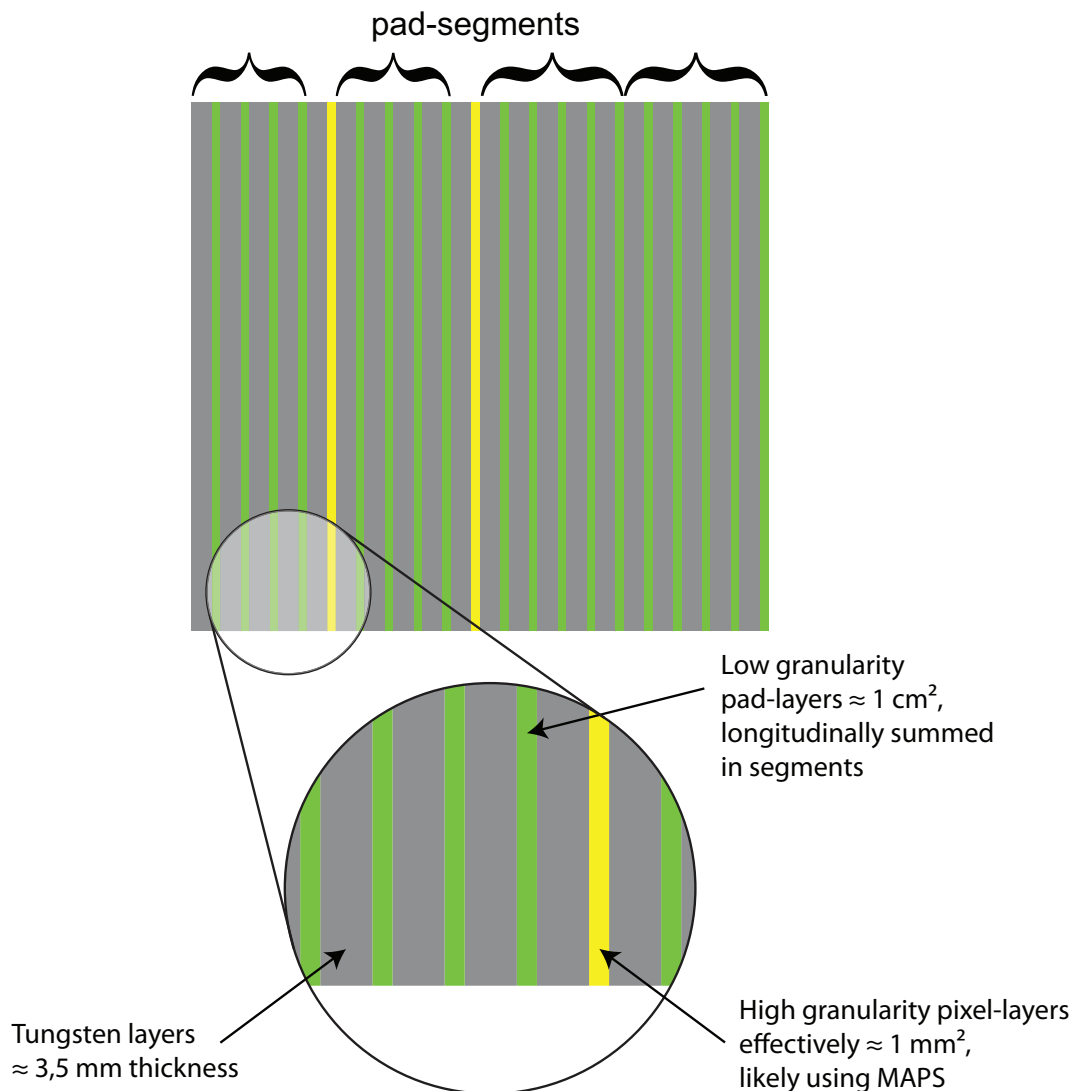


Figura 3.8: Representação esquemática da visão longitudinal do FoCal. É mostrada a distribuição de camadas de acordo com a proposta de geometria atual, e é indicada a combinação das mesmas em diversos segmentos. No zoom é indicado que a parte em cinza de cada camada corresponde ao tungstênio, a parte em verde corresponde aos leitores de silício analógicos (PADs) e a parte em amarelo corresponde aos leitores de silício digitais (mini-pads).

posição com mais precisão (colocar uma HGL na região onde a maioria dos chuveiros eletromagnéticos iniciam ou terminam seu desenvolvimento não seria viável, já que nessas situações o chuveiro é composto por poucas partículas e não é bem definido).

Como será discutido adiante, não só o método da massa invariante será usado para fazer a identificação de fótons provenientes de pions neutros. Há também o método de isolamento, que consiste na medida da energia das partículas do jato em que o pion neutro se formou, e que fica depositada nas proximidades desses fótons, indicando suas origens. Como essas partículas do jato são basicamente hadrons, também é considerada

a possibilidade de se construir um calorímetro hadrônico atrás do FoCal, para melhor medida desses jatos. Porém esse calorímetro hadrônico só poderia ser incluído na versão do FoCal a 8 metros do ponto de interação, pois na versão estudada aqui não haveria espaço físico para ele.

Na tabela 3.2 estão resumidas as características básicas da geometria do FoCal. Na última coluna (Pixel Threshold) é indicada a energia mínima que uma PAD ou mini-pad deve receber para ser considerada como ativada.

Tabela 3.2: Parâmetros básicos da geometria atual do FoCal.

Seg (Type)	Start Layer	End layer	Pad size (cm)	Is pixel	Pixel Treshold (KeV)
0 (LGL)	1	4	1.0	0	400
1 (HGL)	5	5	0.1	1	4
2 (LGL)	6	9	1.0	0	400
3 (HGL)	10	10	0.1	1	4
4 (LGL)	11	15	1.0	0	500
5 (LGL)	16	20	1.0	0	500

### 3.2.1 Implementação do FoCal no Aliroot

Num experimento real, a informação que será coletada do detector é o conjunto dos sinais produzidos por cada torre (sequência longitudinal de PADs) dos segmentos de LGLs e por cada mini-pad dos segmentos de HGLs. A simulação do detector tem o intuito de produzir os sinais das torres e das mini-pads de maneira verossímil, ou seja, de reproduzir o que seria a resposta real do detector. Na simulação, o sinal produzido por cada PAD e cada mini-pad é construído a partir do sinal de estruturas ainda menores, que são os chamados mesh-pixels, que possuem  $100 \times 100 \mu\text{m}^2$  de área (0.01 cm de lado). Um mesh-pixel ativado pela passagem de uma partícula, ou seja, um mesh-pixel que recebeu uma certa quantidade de energia, é chamado de um hit. Cada hit é especificado pela posição x e y do mesh-pixel e pela energia depositada dentro da área do mesmo. O processo de conversão desses hits em sinais verossímeis é chamado de digitalização. Digitalizando os hits são obtidos os dígitos, que são os próprios sinais das torres e das mini-pads.

A construção do sinal de uma PAD consiste na soma dos sinais de mash-pixels de  $100 \times 100 \mu\text{m}^2$  dentro de uma área de  $1\text{cm}^2$ , e o sinal de uma torre consiste na soma do sinal das PADs longitudinalmente consecutivas num segmento.

A construção do sinal de uma mini-pad é a soma do sinal dos mesh-pixels de  $100 \times 100 \mu\text{m}^2$  dentro de uma área de  $1\text{mm}^2$ . Porém, antes é feita a conversão do sinal de cada mesh-pixel em um sinal binário (0 se o mesh-pixel não recebeu nenhuma energia e 1 se ele recebeu alguma energia), já que o sinal real das mini-pads será resultado da combinação do sinal binário de vários pixels, os MAPS. Os MAPs reais atualmente possuem área de  $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ . No entanto, a implementação dos MAPs foi feita com os mesmos mesh-pixels de  $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ , devido a limitações de memória ([1], seção 3.2).

O uso de mesh-pixels na construção da simulação do detector tornou a estrutura do mesmo maleável, de maneira que foi possível explorar diversas possibilidades de tamanho de granularidade bem como diversas sequências de LGLs e HGLs, e a influência desses fatores na qualidade de reconstrução do  $\pi^0$ , antes de ser decidida a configuração final do FoCal.

# Capítulo 4

## Construção dos clusters

Como explicado na seção [3.2.1](#), para gerar na simulação um sinal realista é necessário fazer a digitalização dos hits, ou seja, fazer a construção do sinal das torres e das mini-pads.

Depois de obtidos os sinais digitalizados, o próximo passo é identificar dentre todas as torres e mini-pads ativadas, quais foram ativadas pelo chuveiro eletromagnético de uma mesma partícula. A aglutinação de dígitos ativados pela passagem de uma mesma partícula é chamada de cluster. Essa aglutinação de dígitos é feita por um algoritmo de construção de clusters, e esse processo é chamado de clusterização.

No processo de clusterização existem dois tipos de clusters construídos. Primeiramente, são construídos clusters em cada segmento separadamente, e esses clusters visam reconstruir o sinal deixado por uma dada partícula em cada segmento. Esses clusters, nos segmentos de LGLs correspondem a um conjunto de torres, e nos segmentos de HGLs correspondem a um conjunto de mini-pads. Depois de serem construídos os clusters em cada segmento, há a construção dos clusters totais. Um cluster total é resultado da combinação dos clusters nos diversos segmentos que foram formados por uma mesma partícula. Dessa forma, um cluster total representa o sinal que uma determinada partícula gerou ao longo de todo o detector. Os detalhes da construção dos clusters em cada segmento e dos clusters totais são dados nas seções [4.1](#) e [4.2](#) abaixo, respectivamente.



## 4.1 Algoritmo para a construção dos clusters em cada segmento

Um processo de clusterização ideal resultaria em um cluster por segmento (e em um cluster total) para cada partícula incidente no calorímetro (e esses clusters representariam fielmente as características do chuveiro eletromagnético gerado por ela em cada segmento, como energia depositada, forma etc). Na prática, no entanto, nenhum algoritmo de clusterização funciona perfeitamente. Esses algoritmos acabam não respondendo bem a diversos fatores, que vão desde características dos próprios chuveiros eletromagnéticos até a multiplicidade desses chuveiros no detector. Por exemplo, muitas vezes o algoritmo pode identificar uma flutuação de energia existente nas bordas de um chuveiro eletromagnético como sendo um outro chuveiro, e então constrói um cluster num lugar onde não deveria. Ou então, uma determinada partícula deposita uma energia tão baixa no calorímetro que seu sinal passa despercebido pelo algoritmo e nenhum cluster é construído. A construção de clusters num ambiente produzido por uma colisão PbPb, no qual a multiplicidade de partículas no detector é muito maior que em uma colisão pp, também é algo que desafia o algoritmo, visto que a proximidade entre os diversos chuveiros num ambiente como esse é maior. Foi portanto elaborado um algoritmo de clusterização que possui alguns parâmetros que podem ser ajustados de forma que ele tenha um bom desempenho tanto num ambiente de baixa multiplicidade quanto num ambiente de alta multiplicidade. Esse algoritmo também possui parâmetros que podem ser manipulados de forma a minimizar outros problemas, como por exemplo a construção de clusters por pequenas flutuações de energia do chuveiro eletromagnético.

A construção dos clusters em cada segmento separadamente é feita usando-se o mesmo algoritmo de clusterização tanto nos segmentos de HGLs quanto nos segmentos de LGLs. Os parâmetros do algoritmo (SeedThreshold, MinRing, MaxRing, RejectionRatio, dentre outros) também podem ser modificados para otimizar a qualidade da construção dos clusters de acordo com o tipo de segmento (HGL ou LGL). Na tabela 4.1 são mostrados os parâmetros da configuração padrão do algoritmo, usada na maior parte da análise, e a interpretação de cada um deles ficará mais clara ao longo da descrição do algoritmo, a seguir.

Cada cluster é construído a partir de uma semente. Inicialmente, todos os dígitos são candidatos a sementes de clusters. Eles são então organizados por ordem de energia e são avaliados, um a um, a fim de se verificar quais deles satisfazem os requerimentos

(listados nos itens abaixo) necessários para ser uma semente.

É feito um loop sobre todos esses candidatos a semente, começando pelo de maior energia. A primeira avaliação é:

- Rejeita-se esse dígito como semente se ele tem energia menor que `SeedThreshold`.

O parâmetro `SeedThreshold` tem por objetivo diminuir a construção de clusters por pequenas flutuações de energia no calorímetro.

São definidos dois anéis em torno do candidato a semente. O anel menor, de raio `MinRing`, é definido de tal forma que nenhum outro dígito dentro dele poderá ser considerado também uma semente. O anel maior, de raio `MaxRing`, define o raio máximo do cluster, dentro do qual estão todos os dígitos que o compõe. A região entre o anel menor e o anel maior define um espaço em que os dígitos podem se tornar uma semente, mesmo estando dentro da região ocupada pelo primeiro cluster. A definição desses dois anéis permite que o algoritmo possa construir dois clusters com um grande nível de superposição, já que as duas sementes podem estar muito próximas entre si, a uma distância menor que os limites externos de um cluster (`MaxRing`). Por outro lado, é estabelecida uma distância mínima entre as sementes igual a  $2 \times \text{MinRing}$ . Dentro de um raio `MinRing` está o núcleo de células mais energéticas de um cluster, e portanto a semente de um outro cluster dentro desse anel dificilmente seria identificada como tal.

Para o candidato em questão, é calculada a quantidade `SeedEnergy`, que é a soma da energia de todos os dígitos dentro de `MinRing`.

Depois disso, são avaliados os dígitos próximos a ele, dentro do raio `MaxRing`, e são estabelecidos critérios para dizer se cada um desses dígitos pode ser considerado uma semente ou não.

- Se o dígito avaliado está dentro do raio `MinRing` em torno do candidato à semente, ele é rejeitado como semente.

A energia de um determinado dígito pode ser resultado da deposição de energia por vários chuveiros próximos a ele, e não apenas por um único chuveiro. Todos os atuais candidatos a semente contribuem com uma determinada quantidade de energia em um dado dígito. A estimativa da fração de energia de um dígito que é devida a uma certa semente é feita teoricamente, assumindo-se que o perfil transversal de um chuveiro eletromagnético é dado por uma distribuição de Cauchy-Lorentz com uma cauda exponencial quadrática, mostrada em (4.1).

$$f(x) = \frac{1}{\left(\frac{x}{par1}\right)^2 + e^{\left(\frac{x}{par2}\right)}} \quad (4.1)$$

Onde  $par1$  e  $par2$  são dois parâmetros livres. Para levar em conta o desenvolvimento do chuveiro eletromagnético ao longo do detector e a variação de seu raio, esses dois parâmetros da função de Cauchy-Lorentz variam de acordo com o segmento, conforme mostrado na tabela 4.1. Na figura 4.1 é possível ver a forma que a função de Cauchy-Lorentz assume em cada segmento. Nos segmentos de HGLs (1 e 3) o perfil do chuveiro é mais estreito que nos demais segmentos, devido à maior resolução espacial com que é possível reconstruir esse perfil com as mini-pads. Há uma pequena tendência de os chuveiros ficarem mais largos a medida que se desenvolvem, já que quanto menor a energia das partículas, mais provável é que elas se espalhem transversalmente.

Parametrization of the shower in each segment

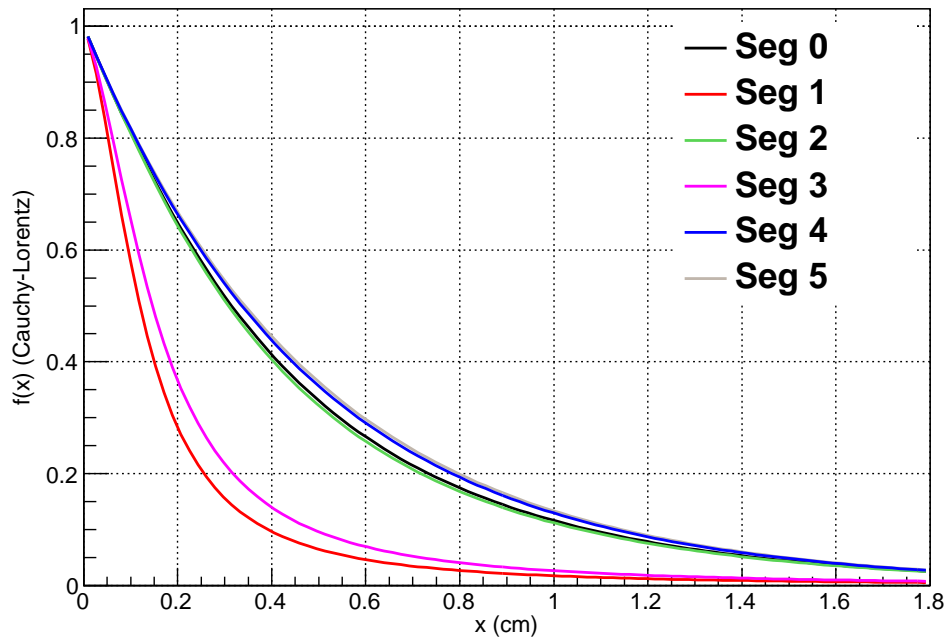


Figura 4.1: Funções utilizadas para parametrizar a forma do chuveiro eletromagnético em cada segmento (distribuições de Cauchy-Lorentz com cauda exponencial quadrática). Em cada segmento são utilizados parâmetros diferentes, com os valores mostrados na tabela 4.1. Essas funções são usadas para determinar a fração de energia que um semente com energia  $seedE$  deposita num dígito a uma distância  $x$ .

Portanto, dada uma semente com energia  $seedE$ ,  $E_S$  é a energia nesse dígito em questão devida a essa semente apenas (que é obtida multiplicando-se a energia da semente,  $seedE$ , pelo valor que a função de Cauchy-Lorentz, no devido segmento, assume

em  $x$ ) e  $E_T$  é a energia nesse dígito devida a todas as sementes próximas (obtida de forma análoga, somando sobre todas as sementes). A razão  $E_S/E_T$  não depende da energia depositada nesse dígito, mas apenas da energia das sementes e da parametrização do chuveiro eletromagnético. Essa razão é usada como estimativa da fração da energia real depositada nesse dígito que é devida à semente de energia  $seedE$ .

- Se a energia depositada no dígito não excede  $E_T$  (energia total nesse dígito calculada teoricamente, devida a todas as sementes próximas) pela quantidade `RejectionRatio`, esse dígito é eliminado da lista de sementes.

Em outras palavras, se a energia nesse dígito está explicada satisfatoriamente com base nas sementes próximas, não há nele um excesso de energia que o indica como uma possível semente.

Feitas essas rejeições, é iniciado o processo de construção dos clusters, a partir das sementes que permaneceram na lista. É feito um loop sobre essas sementes, começando pela de menor `SeedEnergy`.

Para cada semente, é feito um loop sobre todos os dígitos dentro de um anel de raio `MaxRing` e é somada a devida fração de energia desse dígito ao cluster que está sendo formado. Essa energia, denominada  $p_i$  é a fração da energia total no dígito  $i$  que é devida a essa semente (energia total depositada no dígito multiplicada pelo fator  $E_S/E_T$ ). A contribuição da posição desse dígito à posição desse cluster que está sendo formado é ponderada pelo peso  $p_i$ . Logo, a posição central de um cluster,  $\langle x \rangle$  e  $\langle y \rangle$ , é dada por (4.2) e (4.3), onde a soma é feita sobre todos os dígitos que compõem o cluster.

$$\langle x \rangle = \frac{\sum p_i x_i}{\sum p_i} \quad (4.2)$$

$$\langle y \rangle = \frac{\sum p_i y_i}{\sum p_i} \quad (4.3)$$

Portanto, é calculada a posição do cluster, sua energia e seus semi-eixos maior e menor (parâmetros de forma). Por fim, aplica-se um critério relacionado com a energia e o número de células do cluster formado:

- Se a energia do cluster ou seu número de células é menor que os valores mínimos pré-estabelecidos, `ClusterThreshold` e `NCellsThreshold`, respectivamente (ver tabela 4.1), esse cluster é desconsiderado.

Nesse caso esse cluster é desconstruído e é removida de todos os dígitos próximos a quantidade de energia que sua semente depositava. Também remove-se esta semente da lista de sementes. Recomeça-se esse último loop novamente, a fim de contruir os clusters.

Tabela 4.1: Parâmetros usados na configuração padrão do algoritmo de clusterização.

Seg (Type)	Min Radius (ring)	Max Radius (cm)	Seed Th- reshold (KeV)	Cluster Threshold (KeV)	NCells Threshold	Par1	Par2
0 (LGL)	1	5	0	5000	2	0.9	0.5
1 (HGL)	2	4	0	7	3	0.14	0.5
2 (LGL)	1	5	0	10000	3	0.8	0.5
3 (HGL)	2	4	0	10	10	0.18	0.5
4 (LGL)	1	5	0	15000	6	1.7	0.5
5 (LGL)	1	5	0	8500	5	2.85	0.5

## 4.2 Algoritmo para a construção dos clusters totais

Depois de construídos os clusters em cada segmento do detector, é utilizado um algoritmo que combina em um único objeto os clusters dos diversos segmentos que foram produzidos pela passagem de uma mesma partícula no calorímetro. Dessa combinação resultam os chamados clusters totais, e cada um deles representa a energia total que uma partícula deposita no detector e a posição em que ela incidiu no detector.

Primeiramente é feito um loop sobre todos os clusters existentes nos segmentos de LGLs, começando pelo segmento com mais clusters. Para cada cluster num dado segmento, procura-se, nos outros segmentos de LGLs, os clusters transversalmente mais próximos e que ainda não estejam combinados com nenhum cluster do presente segmento: se essa distância transversal for menor que MinRing, então é feita a combinação desses clusters. A energia do cluster resultante da combinação é a soma da energia de ambos e a posição resultante é calculada como uma média da posição de ambos ponderada pela energia de cada um. Marca-se esses clusters como associados, para que eles não sejam combinados novamente com outros clusters desses segmentos; Depois de percorridos todos os segmentos de LGLs, os clusters resultantes dessas combinações são os chamados LGLsClusters.

Para o cálculo da distância transversal entre clusters de segmentos diferentes, é feita a projeção da posição (x,y) de cada cluster no plano z central do FoCal, assumindo-se que toda partícula foi produzida no ponto onde ocorreu a colisão. O plano z central do FoCal está a uma distância de 3.6 metros do ponto de interação.

Esse mesmo processo é feito independentemente para clusters dos segmentos de HGLs, e são criados os chamados HGLsClusters. Os LGLsClusters e os HGLsClusters são chamados de clusters parciais.

Na próxima etapa é feita a combinação de clusters parciais construindo-se os clusters totais.

É feito um loop sobre todos os HGLsClusters. Para cada um deles, encontra-se o LGLsCluster mais próximo e atribui-se a ele um peso, que é a própria energia desse HGLsCluster. Mas se esse LGLsCluster mais próximo, não é próximo o suficiente (distância transversal  $<$  MinRing do LGLCluster), o HGLsCluster em questão é descartado.

É então feito um segundo loop sobre todos os HGLsClusters. Associa-se a esse HGLsCluster o LGLsCluster mais próximo transversalmente e soma-se a energia de ambos. Porém, a energia do LGLsCluster que é somada é somente uma fração de sua energia total: essa fração é a razão entre o peso atribuído a ele por esse HGLsCluster e o peso que ele recebeu de todos os HGLsClusters próximos. Esse peso atribuído aos LGLsClusters serve para dividi-lo no número correspondente de HGLsClusters que são encontrados dentro de seu MinRing: a divisão de LGLsCluster corresponde à divisão de sua energia de acordo com a energia relativa entre os HGLsClusters encontrados dentro de seu MinRing. Cria-se um cluster final usando essa informação de energia e a informação de posição do HGLsCluster (já que este é construído nos segmentos com melhor resolução espacial).

LGLsClusters aos quais não foi associado nenhum HGLsCluster também criam clusters finais. A energia e posição de um cluster final desse tipo são as próprias energia e posição do LGLsCluster em questão.

As figuras 4.2 e 4.3 ilustram o desempenho do algoritmo de clusterização no que se refere ao número de clusters gerados por evento, nos ambientes de fótons isolados e de pions neutros isolados, respectivamente.

Apesar de na maioria dos casos ser encontrado o número esperado de clusters (um único cluster para cada evento de fóton isolado e dois clusters para cada evento de pion neutro), em alguns casos são construídos mais ou menos clusters que o esperado.

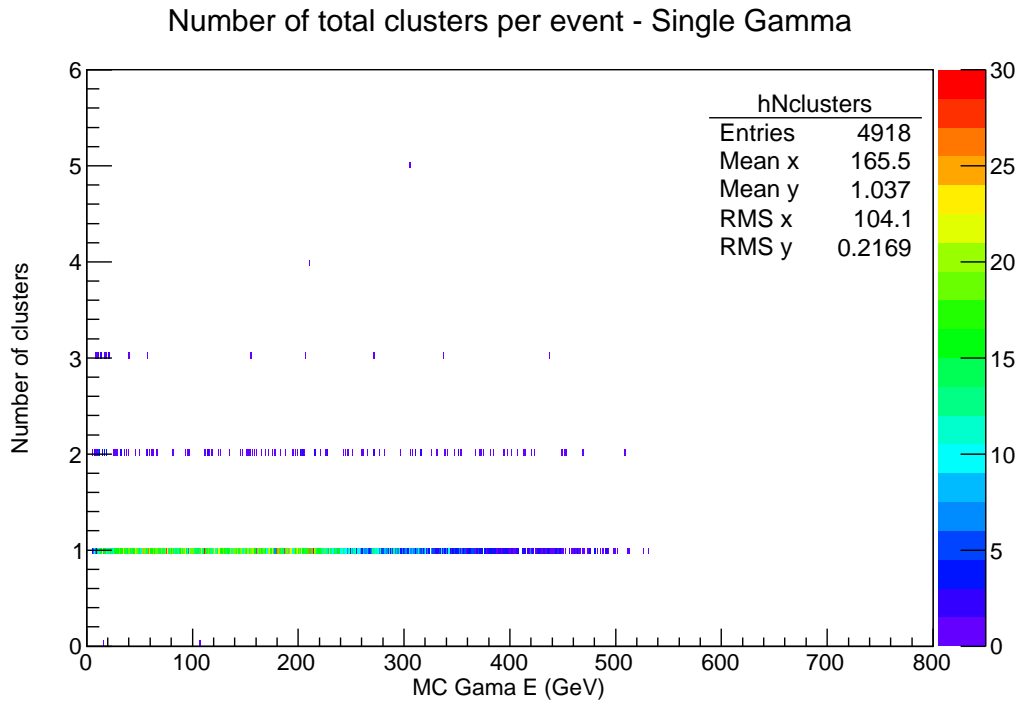


Figura 4.2: Número de clusters encontrados para cada fóton isolado que atinge o FoCal, em função da energia do fóton.

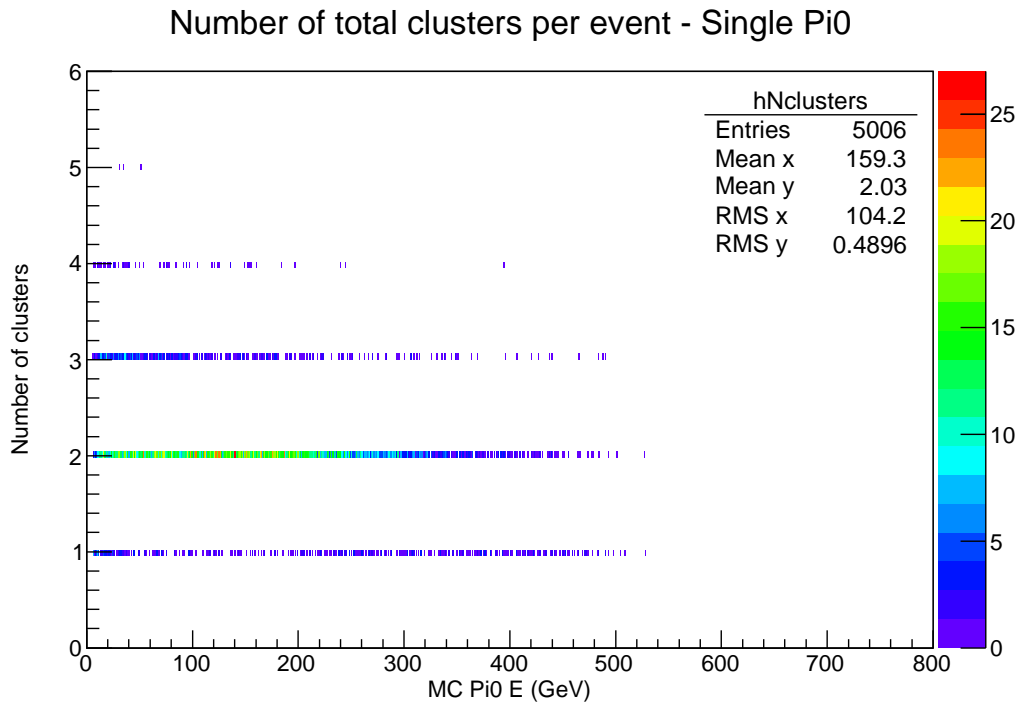


Figura 4.3: Número de clusters encontrados para cada evento de pion neutro isolado, em função da energia do pion neutro.

# Capítulo 5

## Simulações utilizadas

Neste capítulo são apresentadas as diferentes simulações utilizadas neste trabalho. São mostradas as distribuições de energia e de momento transversal das amostras de fótons diretos e de pions neutros e suas filhas, nas diversas simulações. São consideradas apenas as partículas utilizadas na análise, ou seja, as que estão dentro da aceitância  $3 < \eta < 4$ . Foram selecionadas partículas dentro de uma região de  $\eta$  menor que aquela abrangida pelo FoCal, que tem cobertura em pseudo-rapidez  $2.5 < \eta < 4.5$ , a fim de se evitar eventos possivelmente sujeitos a efeitos de borda. Eventos próximos às bordas internas ou externas do FoCal podem ter sua reconstrução prejudicada, e tanto a posição do cluster reconstruído como sua energia pode diferir bastante da posição e energia da partícula que o gerou. Nos casos em que se mostra a distribuição de energia ou momento algular das filhas dos pions neutros, são utilizados pions neutros dentro de  $3 < \eta < 4$  e cujas duas filhas também possuem  $3 < \eta < 4$ .

### 5.0.1 Simulações com partículas únicas: fótons isolados e pions neutros isolados

Foram utilizadas duas simulações de partículas únicas: a simulação de fótons isolados, em que cada evento corresponde a um único fóton sendo lançado ao FoCal, e a simulação de pions neutros isolados, em que cada evento corresponde a um pion neutro sendo lançado ao FoCal. Em cada uma dessas simulações foram gerados 10000 eventos.

Na figura 5.1 são mostradas as distribuições de energia e de momento transversal dos fótons produzidos nas simulações de fótons isolados. A energia dos fótons simulados se estende de 0 a 500 GeV, enquanto o momento transversal dos mesmos se distribui de maneira aproximadamente homogênea entre 0 e 20 GeV/c.



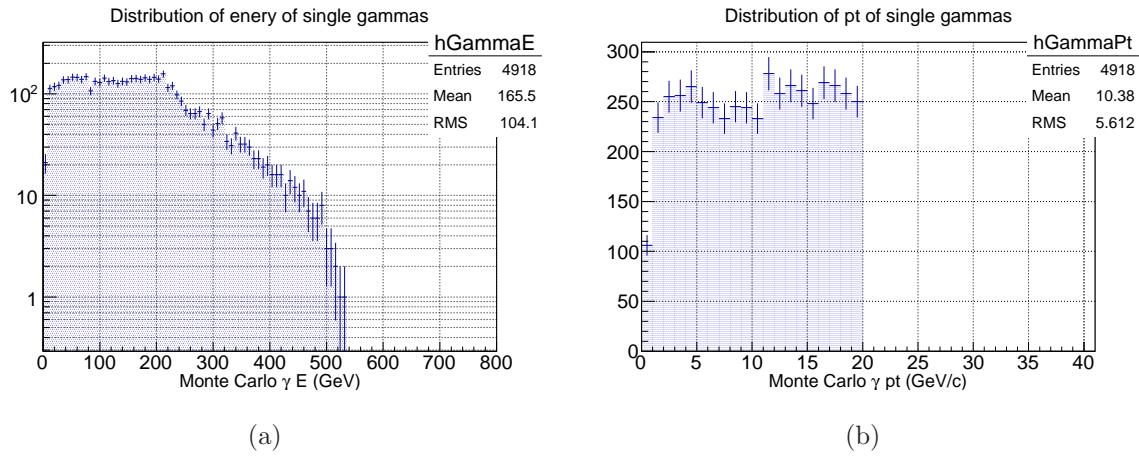


Figura 5.1: Distribuição de energia (5.1(a)) e de momento transversal (5.1(b)) dos fótons produzidos na simulação de fótons isolados.

Na figura 5.2 são mostradas as distribuições de energia e de momento transversal dos pions neutros produzidos nas simulações de pions neutros isolados. A distribuição de momento transversal e energia dos pions neutros são muito semelhantes às dos fótons isolados, mostradas em 5.1.

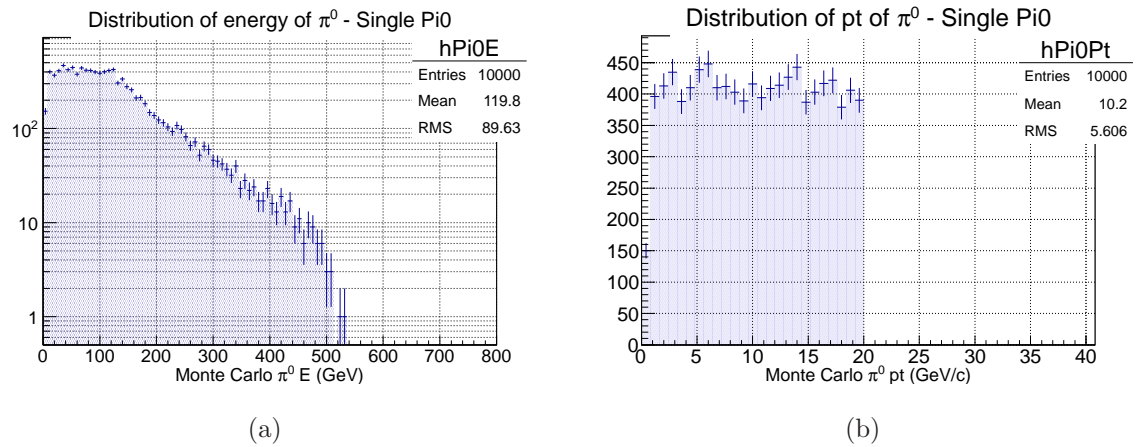


Figura 5.2: Distribuição de energia (5.2(a)) e de momento transversal (5.2(b)) dos pions neutros produzidos na simulação de pions neutros isolados.

Na figura 5.3 são mostradas as distribuições de energia e momento transversal dos fótons provenientes do decaimento dos pions neutros. O momento transversal e a energia das filhas dos pions neutros se distribuem também pelo intervalo de 0 a 20 GeV/c e 0 a 500 GeV, respectivamente, mas a forma dessas distribuições é diferente da forma das respectivas distribuições dos pions neutros, já que a energia e o momento transversal de cada pion neutro são divididos entre os dois fótons em que ele decai.

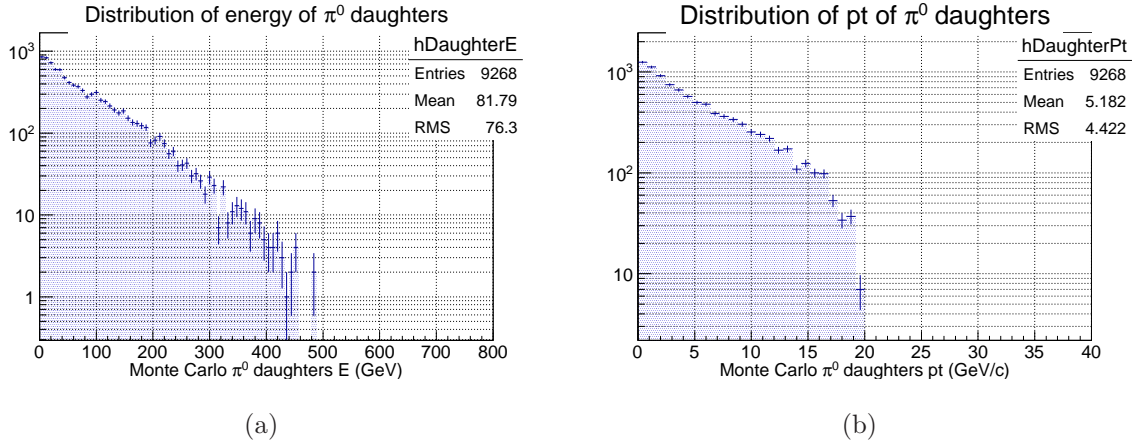


Figura 5.3: Distribuição de energia (5.3(a)) e de momento transversal (5.3(b)) dos fótons provenientes dos  $\pi^0$ s produzidos na simulação de  $\pi^0$ s isolados.

## 5.0.2 Simulações pp

As simulações próton-próton foram geradas com o Pythia [3], e cada evento simulado é uma colisão pp em que cada um dos prótons tem energia de 7 TeV, e, portanto, a energia de centro de massa é de  $\sqrt{s} = 14$  TeV. Foram gerados 100 mil eventos. Na figura 5.4 são mostradas as distribuições de energia (5.4(a)), e de momento transversal (5.4(b)) dos pions neutros produzidos nessas simulações, e na figura 5.5 são mostrados a energia (5.5(a)) e o momento transversal (5.5(b)) dos fótons que vieram do decaimento desses pions neutros. Os pions neutros gerados nessas colisões têm energia até aproximadamente 200 GeV e momento transversal até aproximadamente 10 GeV/c, bem como os fótons de seu decaimento. É possível ver na figura 5.4(b) que foi induzido na simulação pp um aumento da estatística de pions neutros com momento transversal acima de 4 GeV/c, já que há a pretensão de aplicar os métodos de análise a pions neutros numa grande cobertura de momento transversal.

Ao longo da análise de isolamento, se mostrou necessário acrescentar uma quantidade maior de fótons diretos às simulações pp. Por isso, foram produzidos eventos de fótons diretos e eles foram misturados aos eventos pp já existentes. Essa mistura de eventos gerados em diferentes simulações é chamada de *embedding*.

### Simulações pp com *embedding* de fótons diretos

Foram produzidos 5 mil eventos de fótons diretos, com a distribuição de energia mostrada em 5.6(a) e distribuição de momento transversal mostrada em 5.6(b).

Com esses eventos e as simulações pp já existentes foi feito o *embedding*.

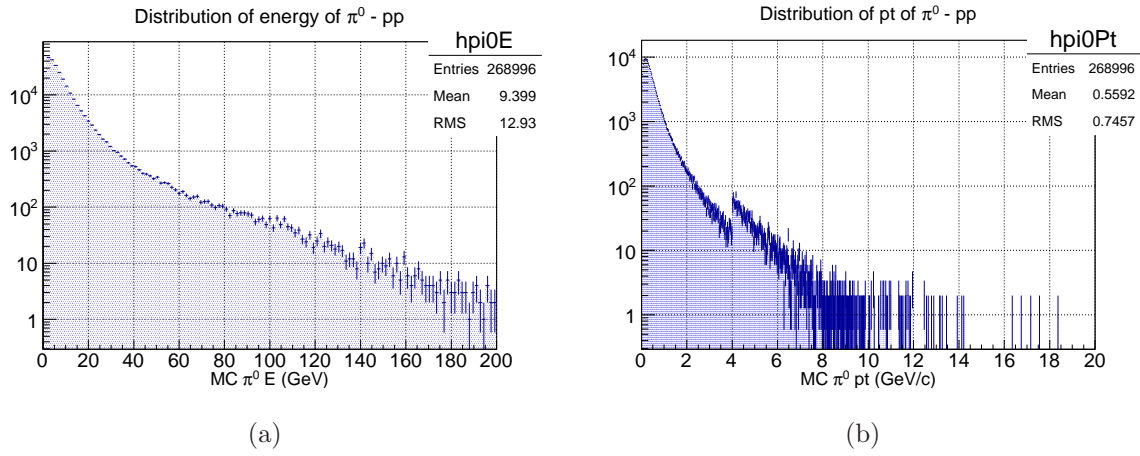


Figura 5.4: Distribuição de energia (5.4(a)) e de momento transversal (5.4(b)) dos pions neutros produzidos na simulação de p-p.

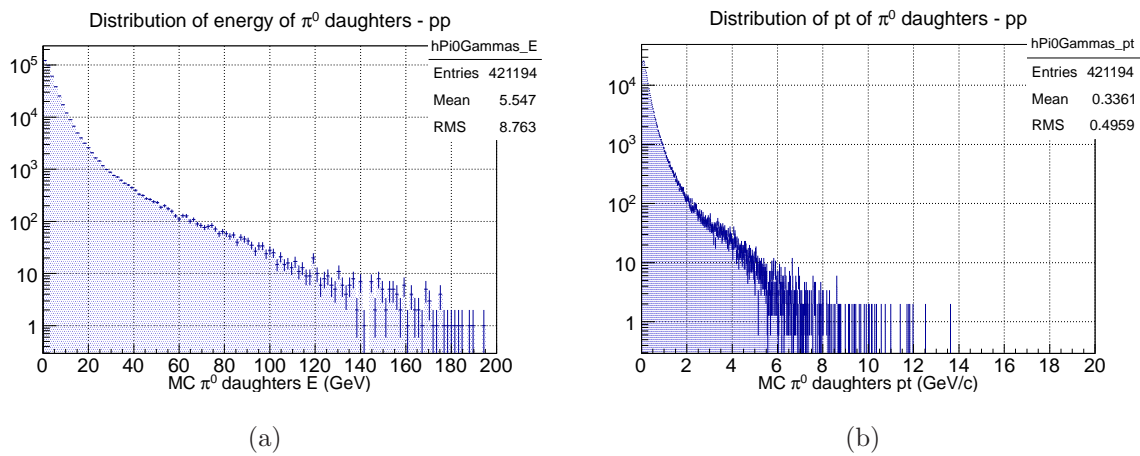


Figura 5.5: Distribuição de energia (5.5(a)) e de momento transversal (5.5(b)) dos fótons provenientes dos pions neutros produzidos na simulação de p-p.

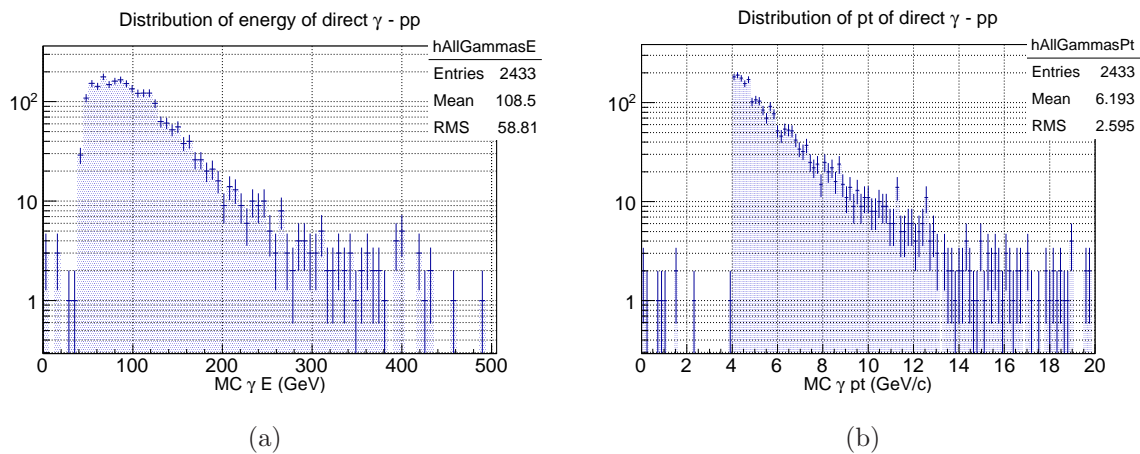


Figura 5.6: Distribuição de energia (5.6(a)) e de momento transversal (5.6(b)) dos fótons diretos que foram acrescentados às simulações p-p por *embedding*.

### 5.0.3 Simulações PbPb

Foram simuladas colisões de PbPb centrais, semi-periféricas e periféricas, com o programa Hijing [4]. Na figura 5.7 são mostradas as distribuições de energia e de momento transversal dos pions neutros produzidos nas colisões periféricas, e na figura 5.8 são mostradas as distribuições de energia e de momento transversal dos fótons em que esses pions neutros decaem.

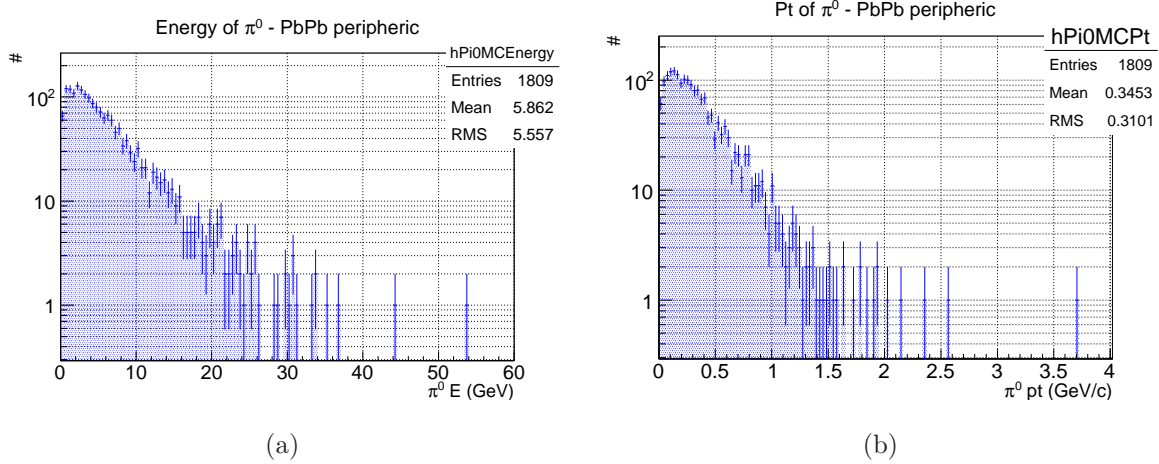


Figura 5.7: Distribuição de energia (5.7(a)) e de momento transversal (5.7(b)) dos pions neutros produzidos na simulação de colisões PbPb periféricas.

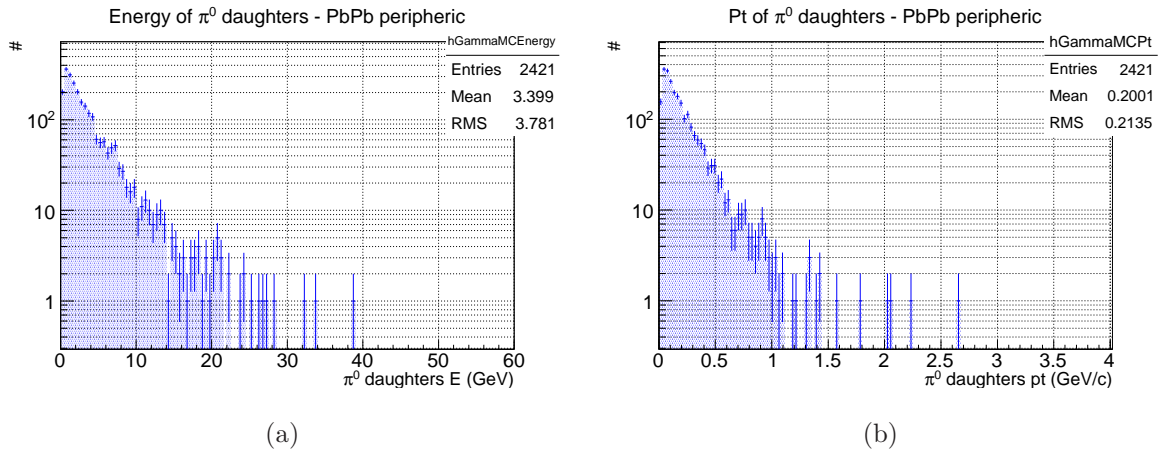


Figura 5.8: Distribuição de energia (5.8(a)) e de momento transversal (5.8(b)) dos fótons provenientes dos pions neutros produzidos na simulação de colisões PbPb periféricas.

Na figura 5.9 são mostradas as distribuições de energia e de momento transversal dos pions neutros produzidos nas colisões semi-periféricas, e na figura 5.10 são mostradas essas mesmas distribuições para os fótons em que esses pions neutros decaem.

Por fim, na figura 5.11 são mostradas as distribuições de energia e de momento transversal dos pions neutros produzidos nas colisões centrais, e na figura 5.12 são mostradas

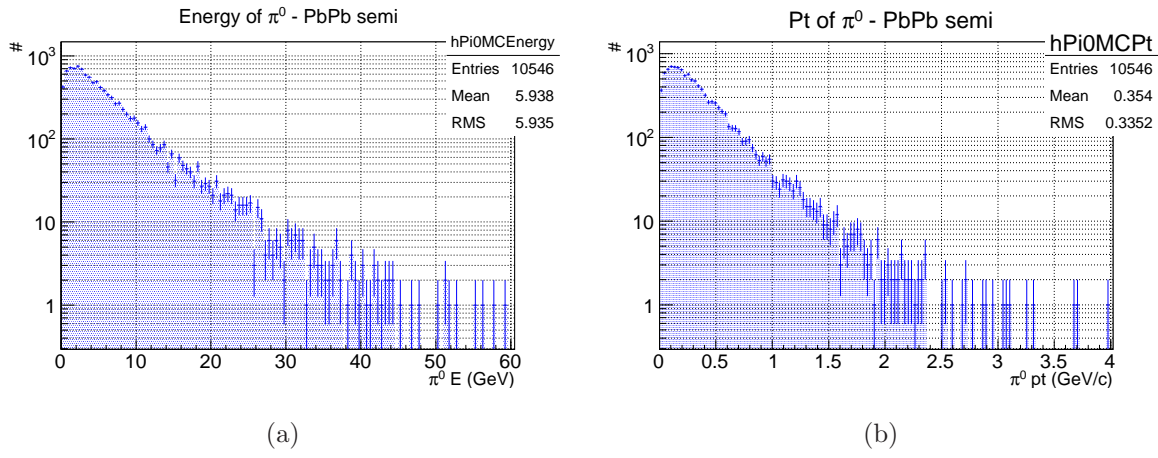


Figura 5.9: Distribuição de energia (5.9(a)) e de momento transversal (5.9(b)) dos pions neutros produzidos na simulação de colisões PbPb semi-periféricas.

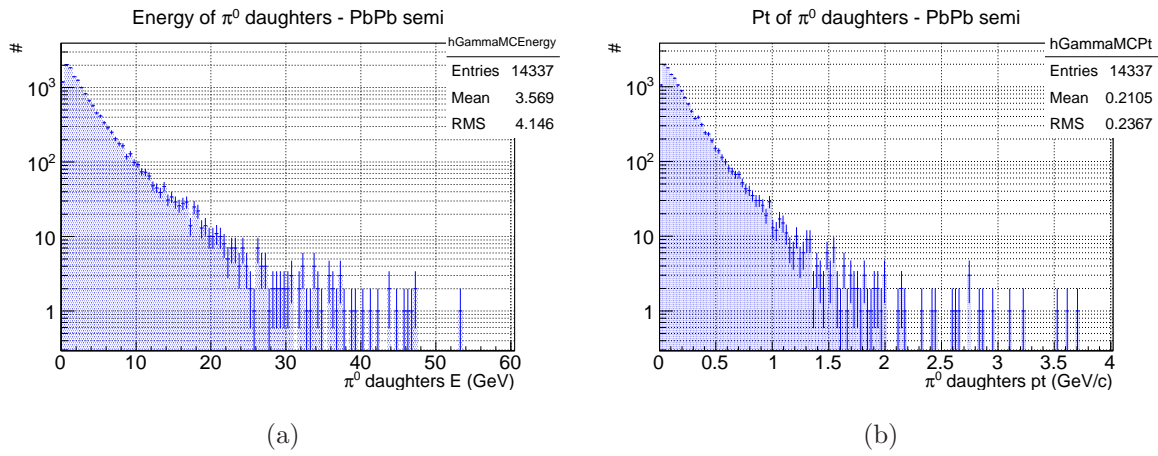


Figura 5.10: Distribuição de energia (5.10(a)) e de momento transversal (5.10(b)) dos fótons provenientes dos pions neutros produzidos na simulação de colisões PbPb semi-periféricas.

essas mesmas distribuições para os fótons em que esses pions neutros decaem.

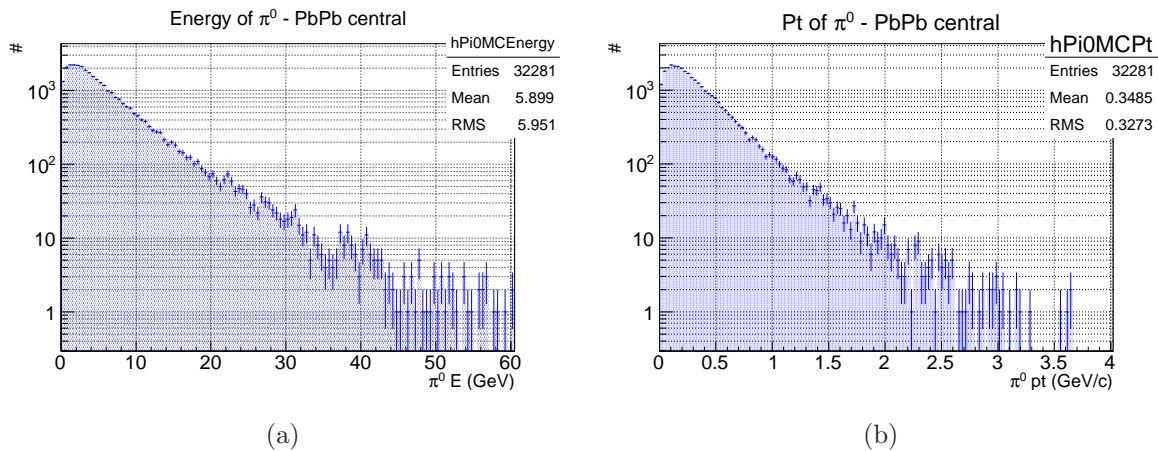


Figura 5.11: Distribuição de energia (5.11(a)) e de momento transversal (5.11(b)) dos pions neutros produzidos na simulação de colisões PbPb centrais.

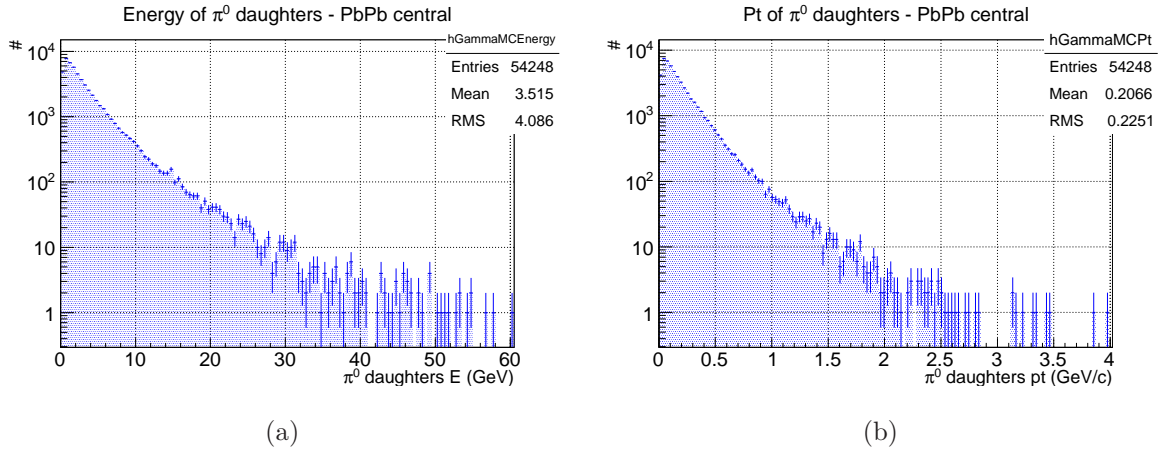


Figura 5.12: Distribuição de energia (5.12(a)) e de momento transversal (5.12(b)) dos fótons provenientes dos pions neutros produzidos na simulação de colisões PbPb centrais.

Comparando as figuras 5.7, 5.9 e 5.11, nota-se que quanto mais central é a colisão PbPb, mais ampla é a faixa de energia dos pions neutros produzidos (indo aproximadamente até 30 GeV nas colisões periféricas a aproximadamente até 60 GeV nas colisões centrais). Apesar disso, esses pions neutros são pouco energéticos se comparados aos produzidos nas colisões p-p (ver figura 5.4) ou na simulação de pions neutros isolados (ver figura 5.2). A fim de introduzir nas simulações de colisão PbPb um número maior de eventos de pions neutros, bem como de fótons diretos, mais energéticos que os então produzidos, foi feita uma série de simulações com o Pythia e foi feito o *embedding* dessas simulações nestas simulações de colisão PbPb, nas três centralidades. As simulações produzidas no Pythia são apresentadas a seguir.

### Simulações de processos fóton-jato e jato-jato produzidas no Pythia e usadas como *embedding* nas simulações PbPb

A fim de explorar a validade dos métodos de análise aplicados no ambiente PbPb, se mostrou necessário incluir nas simulações PbPb pions neutros e fótons diretos mais energéticos que os até então simulados pelo Hijing. O Hijing enfatiza em suas simulações os processos mais prováveis de espalhamento entre partons, que são aqueles em que há pouca troca de momento, resultando em partículas pouco energéticas. Portanto, foram gerados no Pythia uma série de espalhamentos duro entre partons, onde a troca de momento é significativamente maior. O resultado de cada espalhamento duro poderia ser a produção de dois jatos de partículas (processo chamado de jato-jato) ou a produção de um fóton direto e um jato (fóton-jato). Os pions neutros desejados são encontrados dentro desses jatos de partículas produzidos.

O momento transversal dos partons após o espalhamento duro é um indicativo da troca de energia que houve entre esses partons. As simulações do Pythia são organizadas nos chamados *bins de pt hard*, e cada *bin de pt hard* está associado a uma determinada troca de energia entre os partons espalhados e define um intervalo de valores de momento transversal que os partons assumem após o espalhamento.

O intervalo de valores de momento transversal final dos partons que interagem em cada *bin de pt hard* pode ser visto na tabela 5.1. Foram simulados processos fóton-jato nos *bins de pt hard* 2 a 8, e foram simulados processos jato-jato nos *bins de pt hard* 1 a 9.

Tabela 5.1: Relação entre os *bins de pt hard* dos processos de espalhamento duro simulados e o intervalo a que pertence o *pt* final dos partons após o espalhamento em cada bin.

<i>Bin de pt hard</i>	1	2	3	4	5	6	7	8	9
<b>pt mínimo (GeV/c)</b>	0	5	11	21	36	57	84	117	152
<b>pt máximo (GeV/c)</b>	5	11	21	36	57	84	117	152	191

Na figura 5.13(a) é mostrada a distribuição de energia dos fótons provenientes do decaimento dos pions neutros gerados nas simulações jato-jato, usadas como *embedding*. Cada cor corresponde ao espectro obtido a partir de simulações feitas dentro de um *bin de pt hard*, conforme indicado. Quanto maior o *bin de pt hard*, mais frequente são fótons mais energéticos. Os espectros mostrados nessa figura estão normalizados de acordo com a seção de choque de cada *bin de pt hard*. Quanto maior o *bin de pt hard*, menos provável é o evento, e por isso esses eventos aparecem em menor quantidade. Todos os espectros foram normalizados em relação ao *bin de pt hard* 2. Na figura 5.13(b) é mostrado o espectro de energia dos fótons provenientes de pions neutros somado sobre todos os *bins de pt hard*, portanto corresponde a soma dos espectros mostrados em 5.13(a).

Na figura 5.14 é mostrado o espectro de momento transversal dos fótons de decaimento dos pions neutros produzidos nas simulações jato-jato. Em 5.14(a) é mostrado o espectro obtido em cada *bin de pt hard* separadamente, já se considerando as probabilidades relativas entre eles, e em 5.14(b) é mostrado o espectro total, somado sobre todos os *bins de pt hard*.

Na figura 5.15 é possível ver as distribuições de energia dos fótons diretos produzidos nas simulações fóton-jato. Em 5.15(a) é mostrado o espectro de energia dos fótons diretos em cada *bin de pt hard* simulado. Novamente os espectros estão normalizados segundo sua seção de choque relativa ao *bin de pt hard* 2, a fim de serem considerados em proporções corretas. Em 5.15(b) é mostrado o espectro total de energia, somado

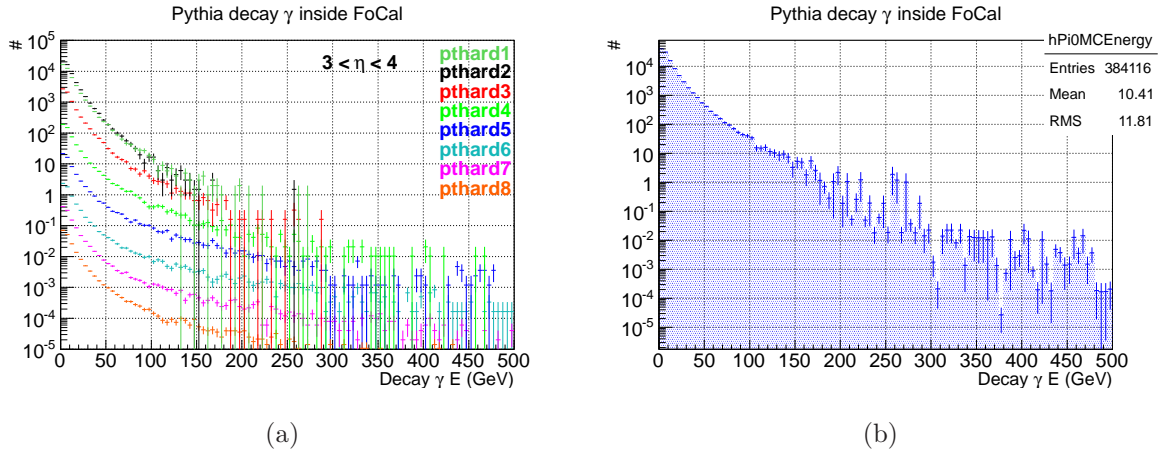


Figura 5.13: Distribuição de energia dos fótons provenientes do decaimento dos pions neutros produzidos nas simulações jato-jato. Em 5.13(a) é mostrada a distribuição de energia dos fótons produzidos em cada *bin de pt hard* separadamente e em 5.13(b) é mostrado o espectro de energia somado sobre todos os *bins de pt hard*. Os espectros são normalizados segundo a probabilidade relativa entre eles, e a normalização de todos é feita em relação ao *bin de pt hard* 2.

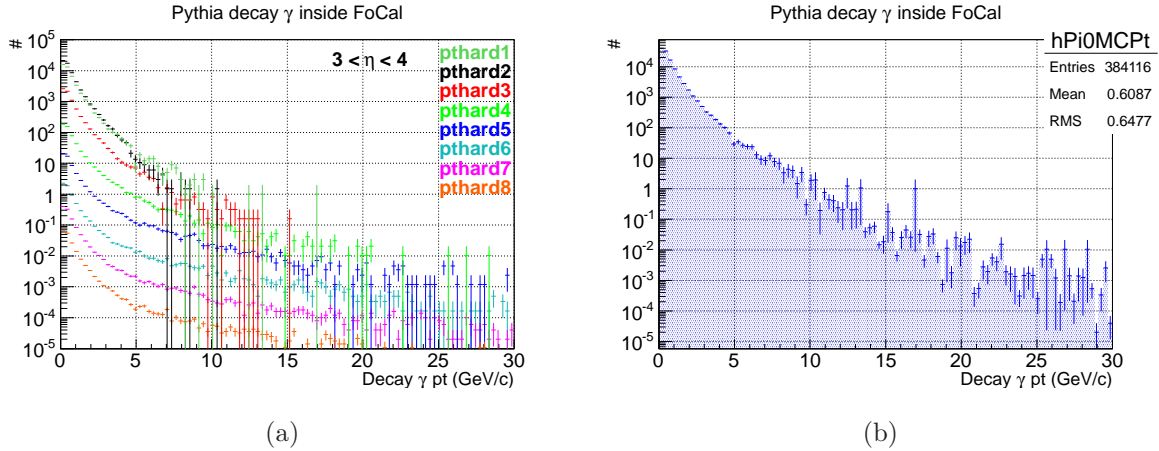


Figura 5.14: Distribuição de momento transversal dos fótons provenientes do decaimento dos pions neutros produzidos nas simulações jato-jato. Em 5.14(a) é mostrada a distribuição de momento transversal dos fótons produzidos em cada *bin de pt hard* separadamente e em 5.14(b) é mostrado o espectro de momento transversal somado sobre todos os *bins de pt hard*.

sobre todos os *bins de pt hard*.

Na figura 5.16 é mostrado o espectro de momento transversal dos fótons diretos produzidos nas simulações fóton-jato. Em 5.16(a) é mostrado o espectro dos fótons diretos produzidos em cada *bin de pt hard* simulado, já normalizados pela seção de choque relativa ao *bin de pt hard* 2, e em 5.16(b) é mostrado o espectro total, somado sobre todos os *bins de pt hard*.



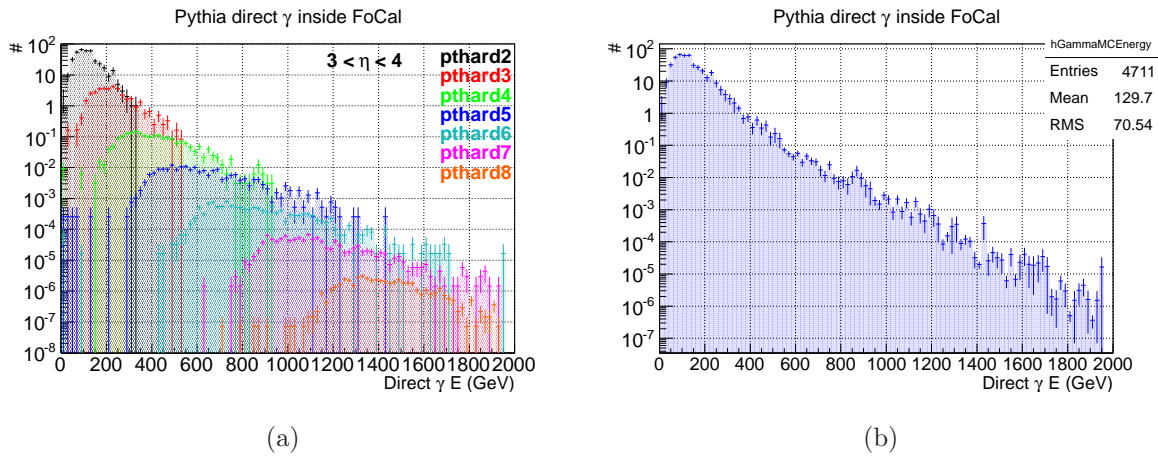


Figura 5.15: Distribuição de energia dos fótons diretos produzidos nas simulações fóton-jato. Em 5.15(a) é mostrado o espectro de energia de cada *bin de  $pt$  hard* separadamente e em 5.15(b) é mostrado o espectro de energia somado sobre todos os *bins de  $pt$  hard*.

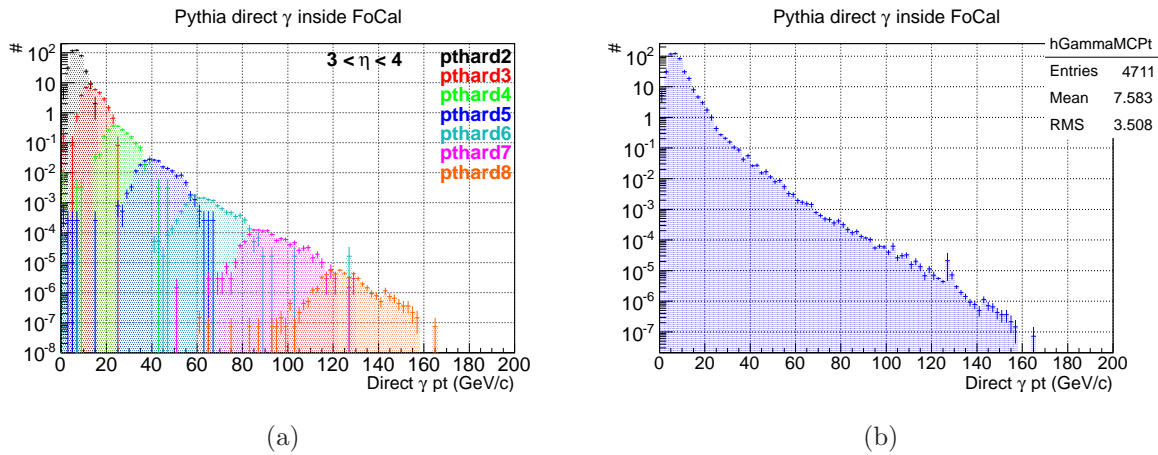


Figura 5.16: Distribuição de momento transversal dos fótons diretos produzidos nas simulações fóton-jato. Em 5.16(a) é mostrado o espectro de energia de cada *bin de  $pt$  hard* separadamente e em 5.16(b) é mostrado o espectro de energia somado sobre todos os *bins de  $pt$  hard*.

# Capítulo 6

## Resolução em posição e em energia

### 6.1 Resolução em posição

A resolução em posição é uma medida da precisão com que é possível determinar a posição em que uma partícula atinge o calorímetro. Essa resolução é obtida a partir da largura da distribuição de  $\Delta x$ , sendo  $\Delta x$  a diferença entre a posição  $x$  em que um fóton atinge o calorímetro e a posição  $x$  do cluster reconstruído associado a esse fóton. Sendo o espaço isotrópico,  $\Delta x$  representa tanto a diferença em  $x$  entre o cluster e a partícula, quanto a diferença em  $y$ .

A posição em que um fóton atinge o calorímetro é calculada a partir do momento total  $\vec{p}$  deste fóton e da posição em que ele foi gerado, que é tomada como sendo o vértex primário,  $\vec{r} = (0, 0, 0)$ , que é o ponto onde ocorre a colisão. Devido ao curto tempo de meia vida do  $\pi^0$  ( $8.4 \times 10^{-17}$  s), os fótons em que ele decai são, em boa aproximação, gerados no vértex primário também. Tanto a posição  $(x,y)$  em que os fótons atingem o FoCal como a posição  $(x,y)$  de todos os clusters é calculada tomando-se a posição  $z$  dos mesmos como a posição  $z$  central do FoCal, que é 3.74 metros, em relação ao vértex primário. A posição do cluster associado a esse fóton é calculada como mostrado em (4.2) e (4.3).

Quanto maior for a largura da distribuição de  $\Delta x$ , mais a posição reconstruída flutua em relação à posição real de incidência do fóton, e portanto menos precisa é a determinação da posição do mesmo.

Em todos os ambientes de análise, a resolução em posição foi calculada usando-se todos os fótons produzidos, e a cada um desses fótons foi associado o cluster mais próximo a ele.

A seguir é calculada a resolução em posição do FoCal nos diferentes ambientes de análise. Isso é feito a fim de se observar como a multiplicidade de partículas existente em cada ambiente afeta o cálculo da resolução em posição.

### 6.1.1 Fótons isolados

Na figura 6.1 há a distribuição de  $\Delta x$  para os eventos da simulação de fótons isolados, em azul. Foram selecionados os eventos em que o fóton possui  $3 < \eta < 4$ , a fim de desconsiderar casos em que o fóton esteja muito próximo das extremidades do detector, e cujo cálculo da posição possa ser influenciado por efeitos de borda. Em vermelho, há o ajuste de uma gaussiana à distribuição.

É possível ver que o máximo e a média dessa distribuição são compatíveis com zero, o que significa que na maioria das vezes a posição do centro do cluster coincide com a posição na qual a partícula incidiu no detector. O desvio padrão dessa distribuição possui o valor  $\sigma_{\Delta x} = 0.0132(1)$  cm, que é tomado como o valor para a resolução em posição. Isso mostra que é possível reconstruir a posição de um fóton com uma precisão cerca de dez vezes menor que a menor granularidade do detector, que é dada pelos pixels de 0.1 cm de lado.

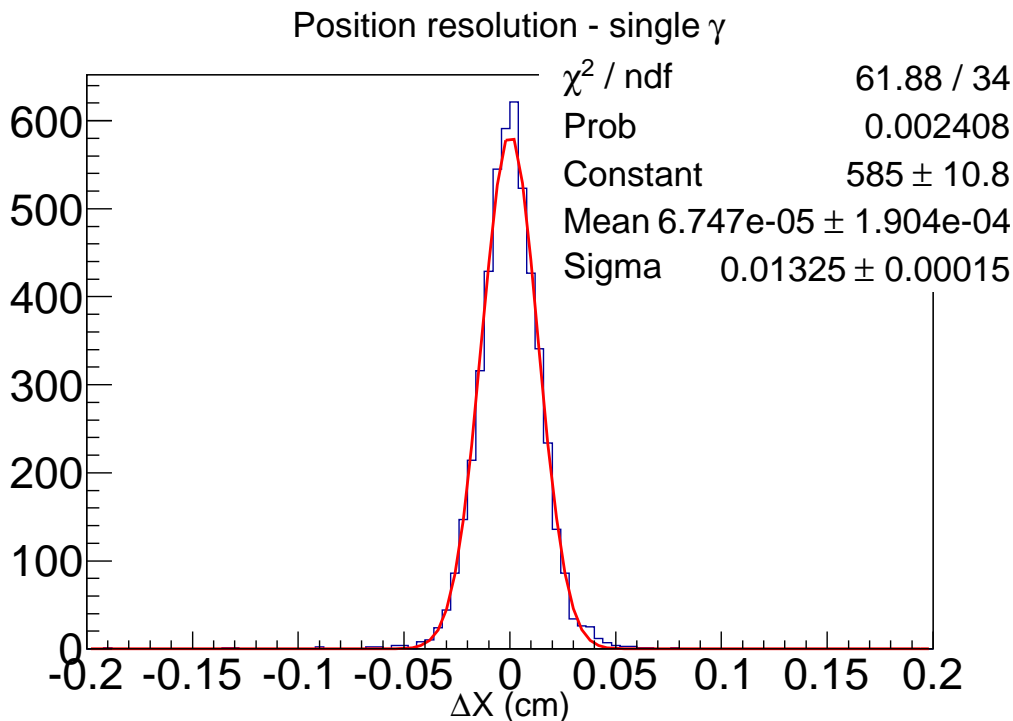


Figura 6.1: Em azul, a distribuição de  $\Delta x$ , diferença entre a posição  $x$  onde o fóton que atinge o detector e a posição  $x$  do cluster associado a esse fóton. Em vermelho, o ajuste de uma gaussiana à distribuição. O valor de  $\sigma_{\Delta x}$  é tomado como sendo a resolução em posição do detector.

Na figura 6.2 é feita a distribuição de  $\Delta x$  em diferentes intervalos de energia dos clusters. É possível observar que a resolução espacial se torna melhor ( $\sigma_{\Delta x}$  se torna menor) quanto maior a energia dos clusters. Logo, quanto mais energia o fóton deposita no detector, mais bem definido é o seu sinal, e o cálculo da posição de incidência da partícula tende a flutuar menos.

Na figura 6.3 são mostrados os valores dos  $\sigma_{\Delta x}$  obtidos no ajuste de cada gaussiana mostrada em 6.2, bem como suas respectivas incertezas, em função do intervalo de energia dos clusters. É possível ver que os valores de resolução em posição vão desde aproximadamente 0.03 cm, para o conjunto de clusters de mais baixa energia (0 a 20 GeV), e caem até atingir cerca de 0,01 cm, para clusters com energia acima de 140 GeV.

### 6.1.2 Pions neutros isolados

Para os eventos da simulação de  $\pi^0$ s isolados, a resolução em posição foi calculada de forma análoga. Foram selecionados eventos de pions neutros com  $3 < \eta < 4$  e cujas duas filhas também possuem  $3 < \eta < 4$ . A cada um desses fótons foi associado o cluster mais próximo. A distribuição do  $\Delta x$  entre cada uma das filhas do  $\pi^0$  e seu respectivo cluster é mostrada na figura 6.4.

O ajuste de uma gaussiana à distribuição de  $\Delta x$  em 6.4 fornece um valor de resolução em posição igual a  $\sigma_{\Delta x} = 0.0187(2)$  cm, cerca de 1,5 vezes maior que o valor da resolução em posição para a simulação de fótons isolados.

Na figura 6.5 a distribuição de  $\Delta x$  é feita para diferentes intervalos de energia dos clusters.

Na figura 6.6 há a distribuição dos valores resolução em posição e suas incertezas (obtidos dos ajustes em 6.5) para diferentes intervalos de energia dos fótons provenientes do  $\pi^0$ .

Para a simulação de  $\pi^0$ s isolados a resolução em posição varia desde aproximadamente 0.028 cm, para o conjunto de clusters de mais baixa energia (0 a 20 GeV), e cai até atingir cerca de 0.012 cm, para clusters com energia acima de 140 GeV.

Comparando as figuras 6.3 e 6.6, nota-se que nos eventos de  $\pi^0$ s isolados a posição dos fótons é, em quase todos os intervalos de energia, determinada de maneira um pouco mais imprecisa que nas simulações de fótons isolados. A incidência de apenas um fóton a mais no detector já traz uma pequena perturbação no cálculo da posição de incidência dos fótons. Isso ocorre provavelmente porque, na maior parte dos casos, os dois fótons do pion neutro atingem o detector em posições muito próximas, de forma que as distribuições de

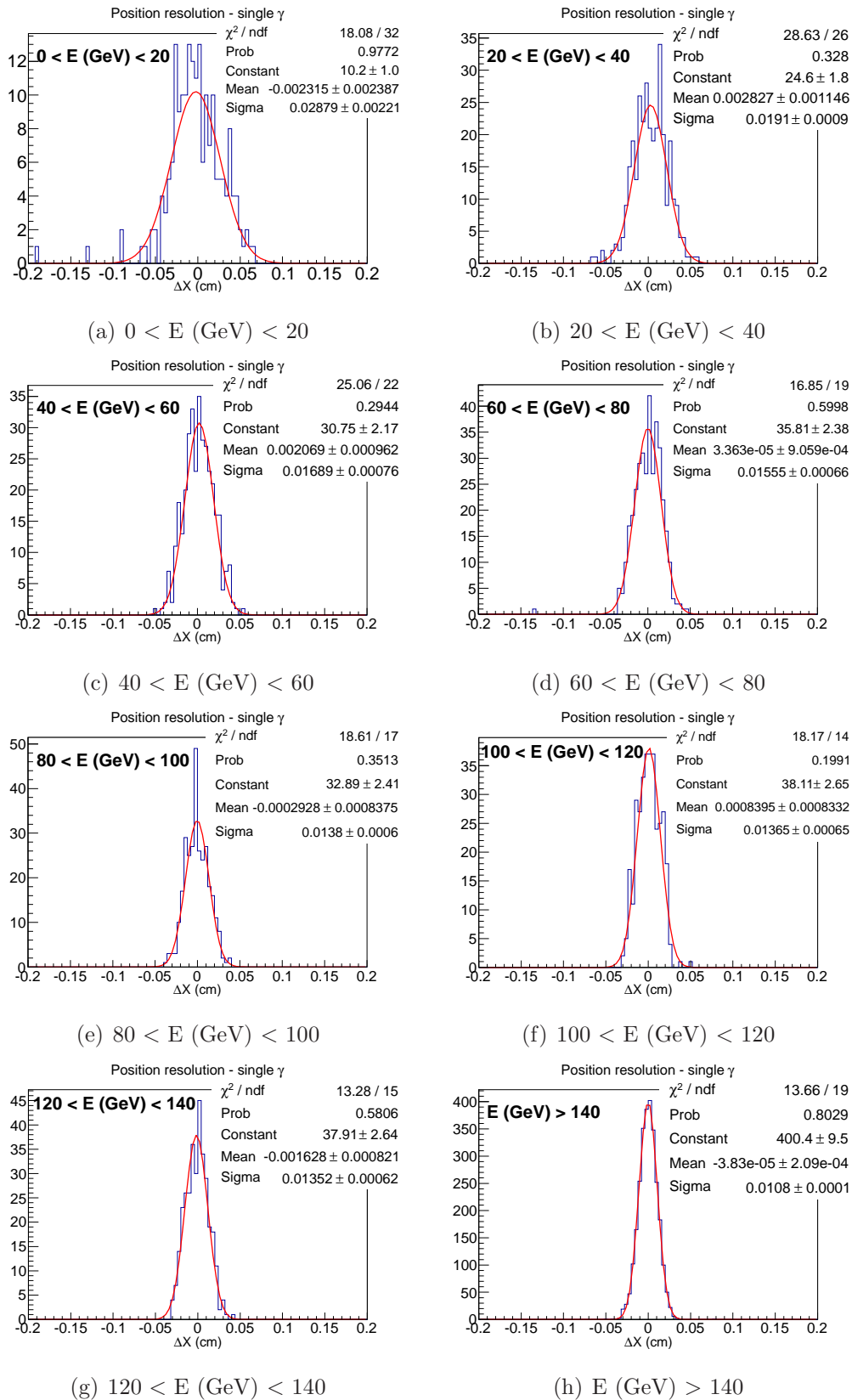


Figura 6.2: Em azul, distribuições de  $\Delta x$  feitas para diferentes intervalos de energia do cluster. A cada uma das distribuições foi ajustada uma gaussiana, em vermelho.

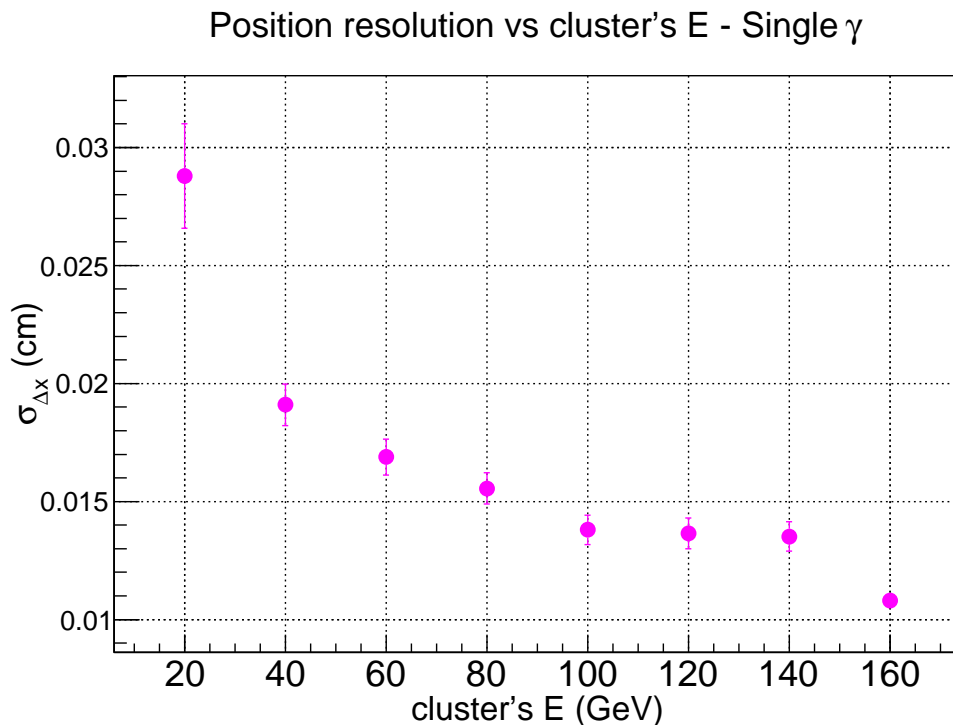


Figura 6.3: Distribuição dos valores de resolução em posição do FoCal, para eventos de fótons isolados, obtidos em diferentes intervalos de energia dos clusters (distribuição dos  $\sigma_{\Delta x}$  obtidos dos ajustes na figura 6.2).

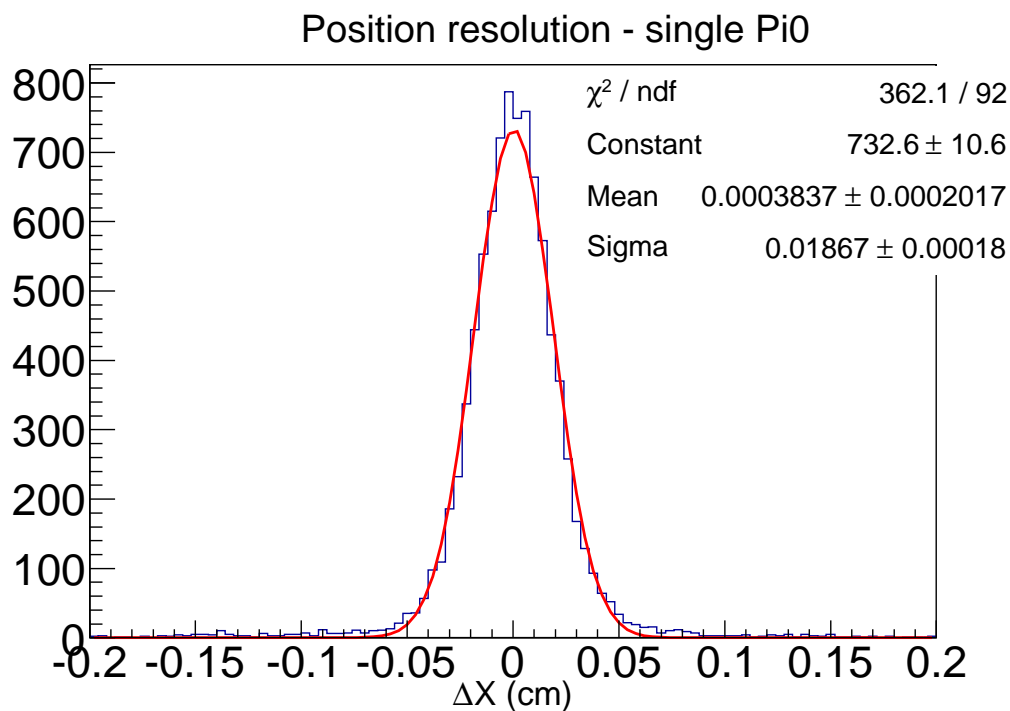


Figura 6.4: Em azul, a distribuição de  $\Delta x$ . Em vermelho, uma gaussiana ajustada à distribuição.

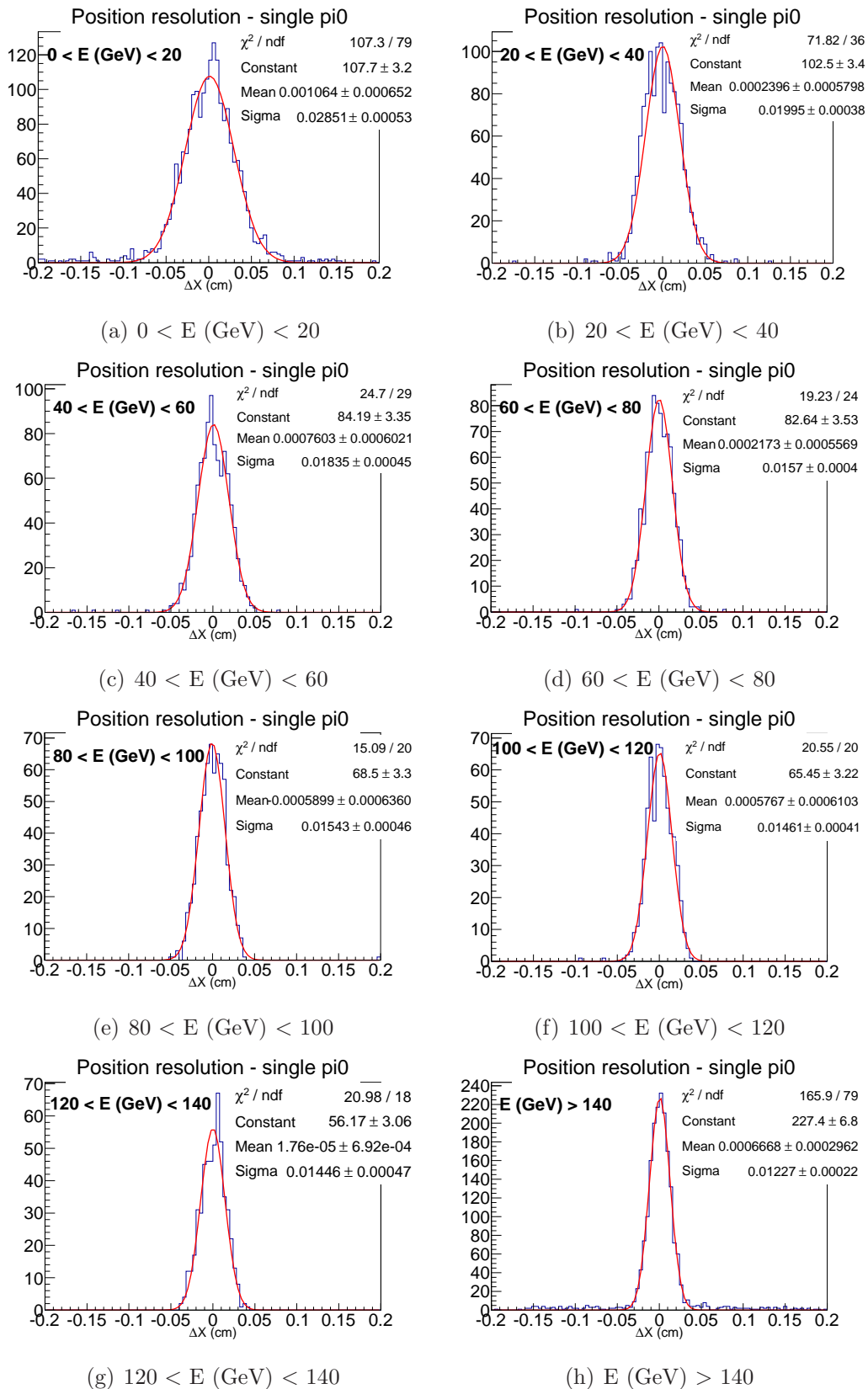


Figura 6.5: Em azul, distribuições de  $\Delta x$  feitas para diferentes intervalos de energia do  $\pi^0$ . A cada uma das distribuições é ajustada uma gaussiana, em vermelho.

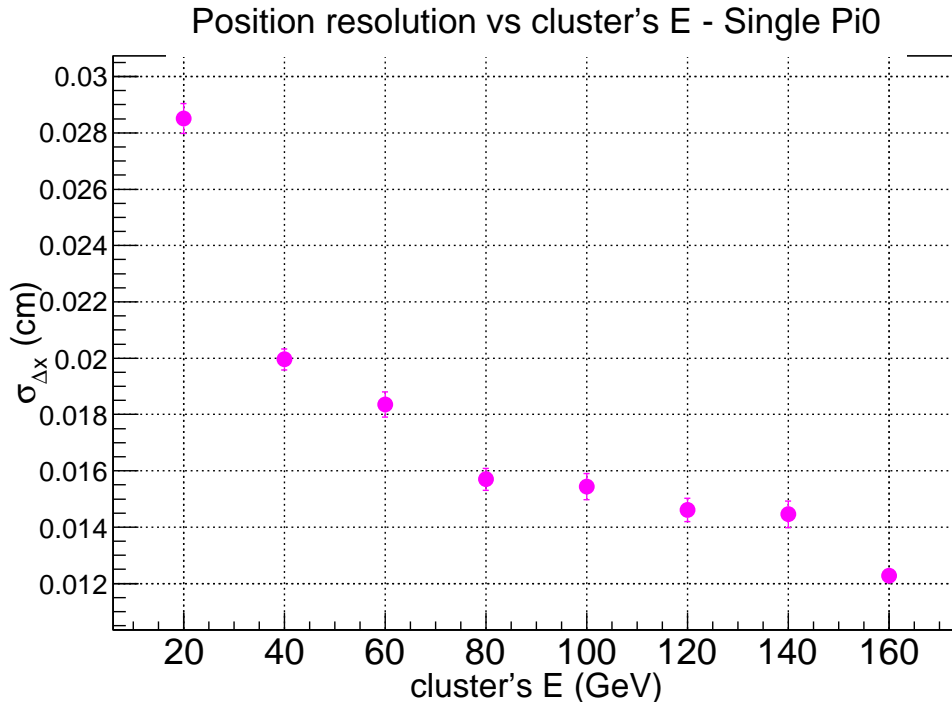


Figura 6.6: Distribuição dos valores de resolução em posição do FoCal, para eventos de pions neutros isolados, obtidos em diferentes intervalos de energia dos clusters (distribuição dos  $\sigma_{\Delta x}$  obtidos dos ajustes na figura 6.2).

energia dos dois chuveiros possuem uma certa superposição. Dessa forma, o algoritmo de reconstrução dos clusters responde trazendo um pouco mais de flutuação ao cálculo das posições. Certamente, se sempre os dois fótons atingissem o detector em posições suficientemente distantes, de forma que os chuveiros não tivessem a mínima superposição, a resolução em posição obtida não seria diferente da encontrada na simulação de fótons isolados.

### 6.1.3 Colisões pp

Em simulações de colisão próton-próton, são produzidos vários fótons em um mesmo evento, além de elétrons e de vários hadrons. Cada uma dessas partículas gera sinal no calorímetro, inclusive os hadrons, apesar de estes não depositarem toda sua energia no FoCal, como fazem as partículas eletromagnéticas. Para o cálculo da resolução em posição num ambiente pp, foram selecionados apenas os fótons, com  $3 < \eta < 4$  e foi calculada a distribuição do  $\Delta x$  entre cada fóton e o cluster associado a ele, ou seja, o mais próximo. Na figura 6.7 é mostrada a distribuição de  $\Delta x$  obtida, e em 6.8 são mostradas as distribuições de  $\Delta x$  em diferentes intervalos de energia dos clusters associados aos



fótons.

Cada uma das distribuições mostradas em 6.7 e 6.8 possui uma forma que, ao contrário do mostrado em 6.2 e 6.5, não é gaussiana. A tentativa de ajustar gaussianas a todo o intervalo de pontos dessas distribuições resultou em valores de  $\chi^2/ndf$  muito maiores que a unidade. A forma não gaussiana dessas distribuições de  $\Delta x$  provavelmente é um indício de que a existência de uma quantidade maior de clusters no calorímetro faz com que muitas vezes o cluster mais próximo de um fóton não seja de fato o cluster produzido por ele, podendo ser resultado de uma flutuação em energia. Essas associações erradas podem ser a origem desse comportamento não gaussiano das distribuições de  $\Delta x$ . Como forma de se estimar a resolução em posição no ambiente pp, foi feito o ajuste de uma gaussiana somente à região com maior estatística de pontos, ou seja, à região do pico de cada distribuição, e foi considerado como valor de resolução em posição o  $\sigma_{\Delta x}$  dessas gaussianas. Esses valores são uma estimativa razoável para a resolução porque a largura a meia altura das distribuições de  $\Delta x$  e das respectivas gaussianas ajustadas possuem praticamente o mesmo valor.

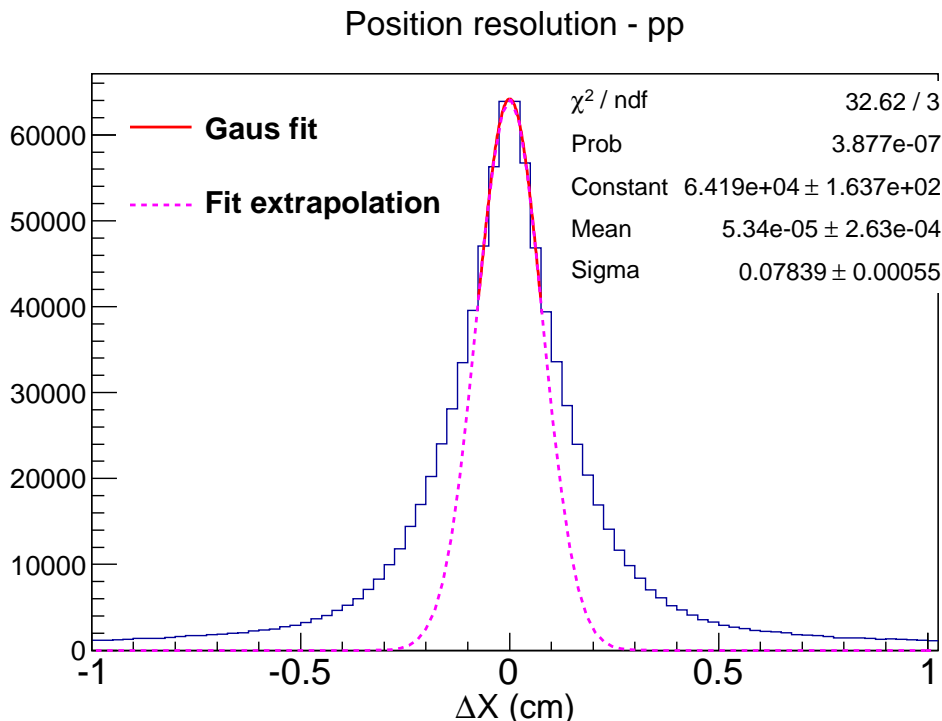


Figura 6.7: Em azul, a distribuição de  $\Delta x$  obtida no ambiente pp. Em vermelho, uma gaussiana ajustada à distribuição, e, em magenta, a prolongação da gaussiana ajustada.

Na figura 6.9 há a distribuição dos valores de resolução em posição em pp e suas incertezas (obtidos dos ajustes em 6.8), para diferentes intervalos de energia dos clusters associados aos fótons. No ambiente pp, a imprecisão da medida da posição se torna bem

maior em comparação com o obtido nas simulações com partículas únicas. Por exemplo, os fótons com energia entre 20 e 30 GeV em pp possuem resolução em posição de cerca de 0.06 cm enquanto os fótons da simulação de fótons diretos com energia entre 20 e 40 GeV, possuem resolução de cerca de 0.02 cm.

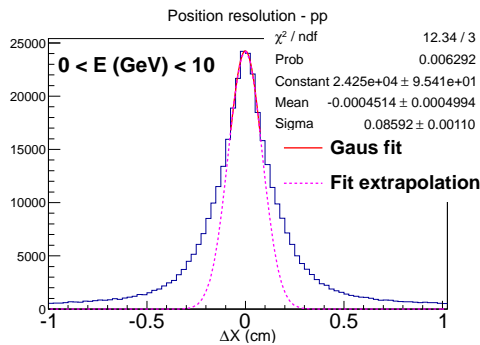
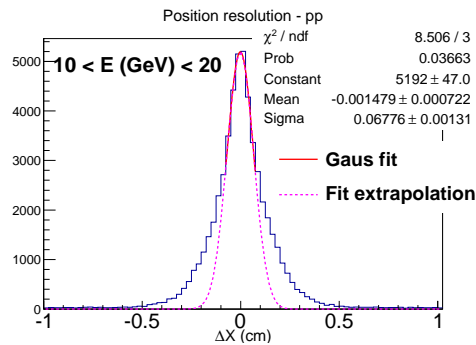
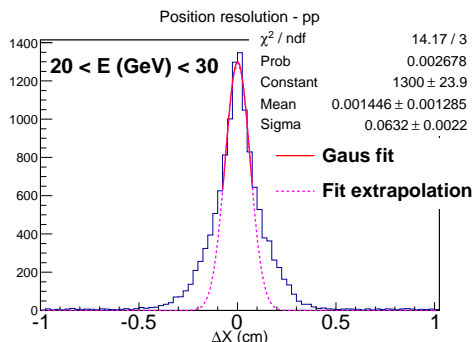
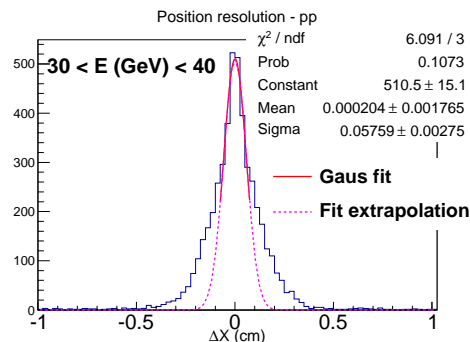
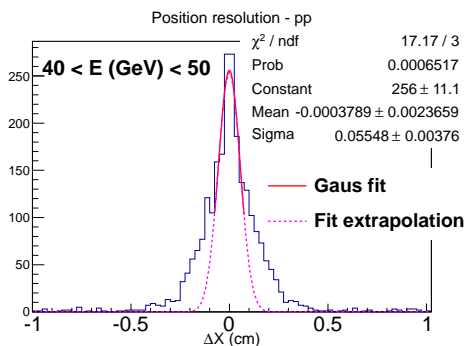
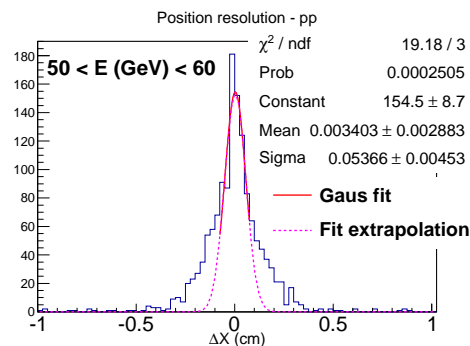
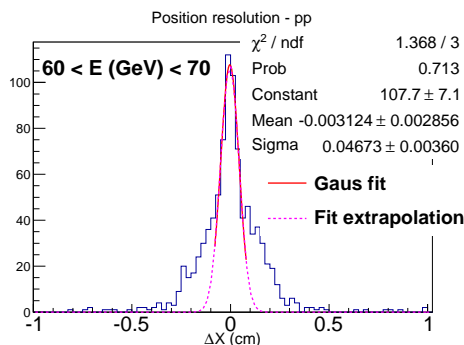
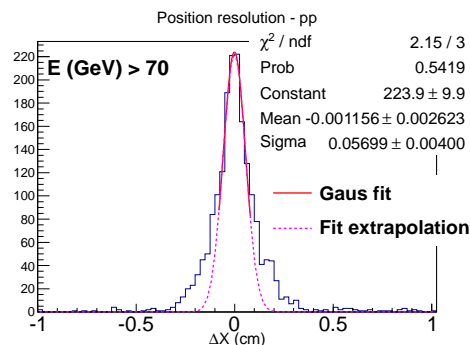
(a)  $0 < E \text{ (GeV)} < 10$ (b)  $10 < E \text{ (GeV)} < 20$ (c)  $20 < E \text{ (GeV)} < 30$ (d)  $30 < E \text{ (GeV)} < 40$ (e)  $40 < E \text{ (GeV)} < 50$ (f)  $50 < E \text{ (GeV)} < 60$ (g)  $60 < E \text{ (GeV)} < 70$ (h)  $E \text{ (GeV)} > 70$ 

Figura 6.8: Em azul, distribuições de  $\Delta x$  feitas para diferentes intervalos dos clusters associados aos fótons. Ao pico de cada uma das distribuições é ajustada uma gaussiana, em vermelho. Em magenta, tracejado, há a prolongação da gaussiana ajustada.

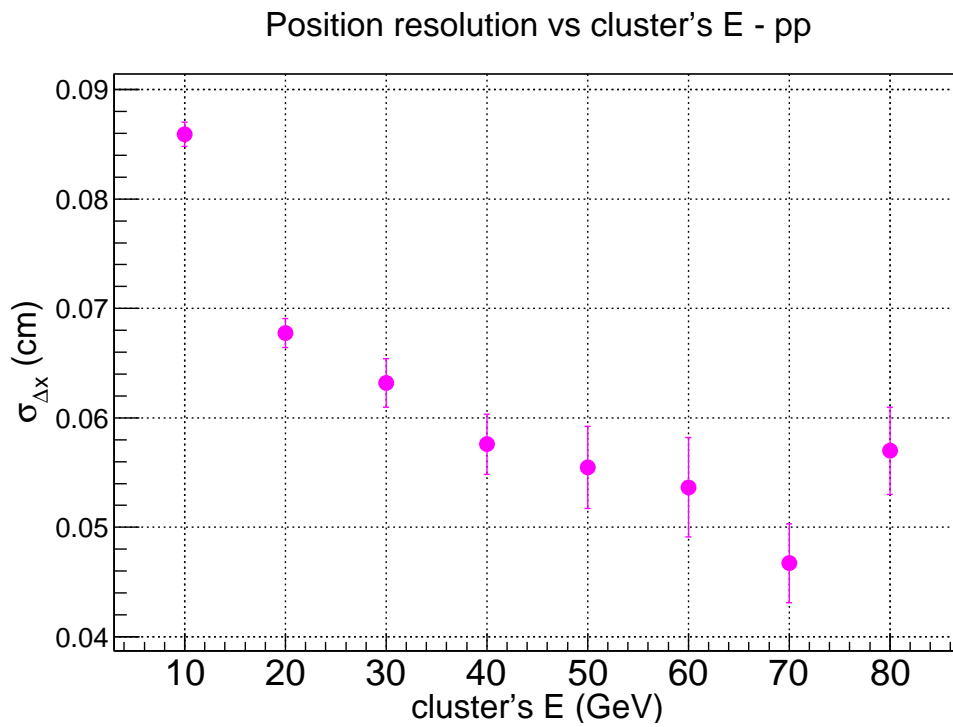


Figura 6.9: Distribuição dos valores de resolução em posição do FoCal, para eventos de pp, obtidos em diferentes intervalos de energia dos clusters associados aos fótons. (distribuição dos  $\sigma_{\Delta x}$  obtidos dos ajustes na figura 6.8).

## 6.2 Resolução em energia

A energia depositada por uma partícula num calorímetro eletromagnético é proporcional ao número de elétrons, do chuveiro eletromagnético gerado, que atinge o material ativo do detector,  $N_{ch}$ .

Partículas que incidem com a mesma energia podem depositar uma quantidade de energia um pouco diferente uma da outra no detector, pois os dois chuveiros eletromagnéticos gerados não serão idênticos, bem como o número de elétrons produzidos em cada um. Portanto há uma flutuação estatística na energia depositada que é intrínseca a maneira estocástica como chuveiro eletromagnético se desenvolve na matéria.

Nos calorímetros segmentados, como o FoCal, a existência de camadas absorvedoras entre as camadas de material ativo é um fator que influencia diretamente o número de elétrons que atravessa a camada ativa: quanto maior a largura  $l$  dessas camadas absorvedoras, maior será a flutuação do número de elétrons que atingirá as camadas ativas, e portanto maior será a flutuação associada à determinação da energia da partícula incidente.

O número de elétrons que atravessa cada camada ativa (e, conseqüentemente, a energia medida pelo calorímetro) é diretamente proporcional à energia inicial  $E_0$  da partícula incidente e inversamente proporcional à largura  $l$  das camadas absorvedoras, dada em unidades de  $\chi_0$ , como mostra a equação (6.1) [15].

$$N_{ch} \propto \frac{E_0}{l} \quad (6.1)$$

A flutuação de  $N_{ch}$  é dada por  $\sqrt{N_{ch}}$ , ou seja, é tanto maior quanto maior for  $N_{ch}$ . Devido a isso, a distribuição de  $\Delta E$ , que é a diferença entre as energias da partícula incidente e do cluster associado, tende a se tornar mais larga quanto maior a energia da partícula incidente. Por essa razão, define-se a resolução em energia de um calorímetro a partir da distribuição de  $\Delta E/E$ , dividindo  $\Delta E$  pela energia da própria partícula. Ao ser feita essa divisão, a flutuação estatística da energia medida, que cresce com  $E$  e é devida ao caráter estocástico do desenvolvimento do chuveiro eletromagnético, é anulada. Com isso, a precisão com que a energia de uma partícula é medida deve ser tanto melhor quanto maior o número de elétrons que ela gerar, ou seja, quanto maior sua energia. A largura da distribuição de  $\Delta E/E$  assume a relação de proporcionalidade dada por (6.2) [15].

$$\sigma_{\Delta E/E} \propto \frac{1}{\sqrt{N_{ch}}} \propto \sqrt{\frac{l}{E_0(\text{GeV})}} \quad (6.2)$$

A equação (6.2) enfatiza também que a medida da energia de uma partícula se torna mais precisa quanto menor o  $l$ , ou seja, quanto mais finas forem as camadas absorvedoras.

Num calorímetro real, outros termos, relacionados a ruídos eletrônicos e a erros de calibração, contibuem para a resolução em energia, além do termo estocástico apresentado em (6.2) [15].

Abaixo são mostradas as distribuições de  $\Delta E/E$  obtidas nos diversos ambientes de análise explorados. Para o cálculo desses valores, foi utilizada a mesma associação entre clusters e partículas incidentes descrita na seção sobre resolução em posição 6.1.

### 6.2.1 Fótons isolados

Na figura 6.10 está a distribuição de  $\Delta E/E$  feita com os eventos da simulação de fótons isolados. O ajuste de uma função gaussiana a essa distribuição, mostrado em vermelho na figura, fornece um valor de resolução em energia dado por  $\sigma_{\Delta E/E} = 0.0229(3)$

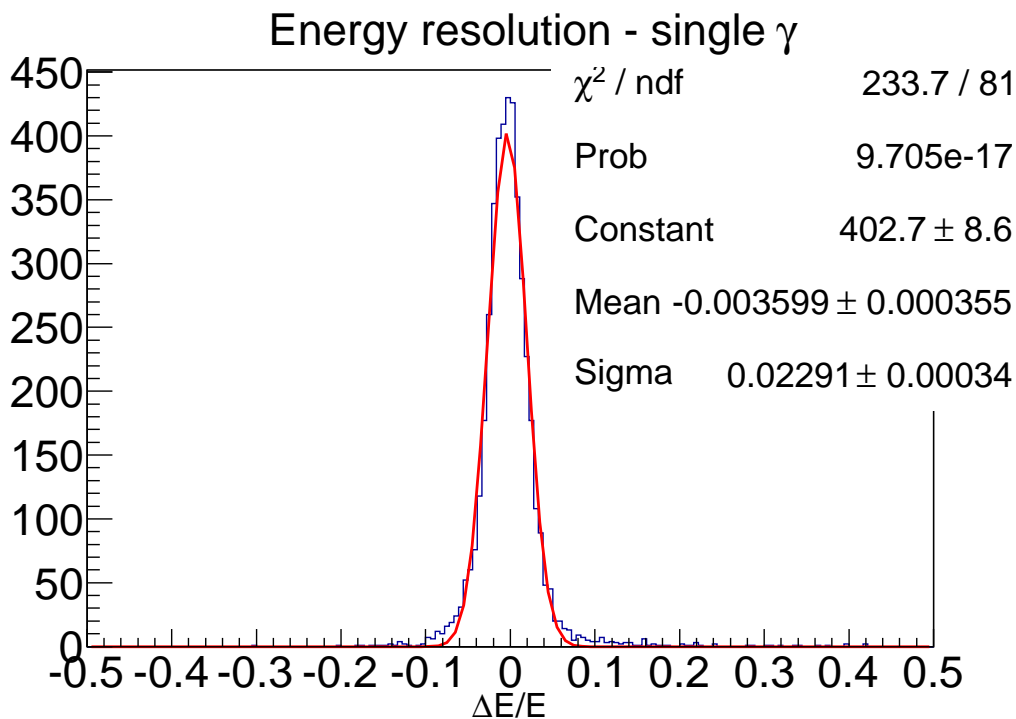


Figura 6.10: Em azul, a distribuição de  $\Delta E/E$  obtida no ambiente de fótons isolados. Em vermelho é mostrado o ajuste de uma gaussiana à distribuição. O valor de  $\sigma_{\Delta E/E}$  é tomado como sendo a resolução em energia do detector.

Na figura 6.11 há a distribuição de  $\Delta E/E$  feita para diferentes intervalos de energia do cluster, e fica evidente que, assim como acontece para a medida da posição, a medida da energia se torna mais precisa conforme a energia depositada pela partícula é maior. Isso pode ser visto mais claramente na figura 6.12, onde estão os valores de  $\sigma_{\Delta E/E}$  e suas respectivas incertezas mostrados em função do intervalo de energia do cluster. É possível ver que o valor da resolução em energia varia aproximadamente de  $\sigma_{\Delta E/E} = 0.1$  GeV, para o intervalo de mais baixa energia (0 a 20 GeV), e diminui até cerca de  $\sigma_{\Delta E/E} = 0.02$  GeV, para o intervalo de mais alta energia dos clusters (acima de 140 GeV).

### 6.2.2 Pions neutros isolados

Na figura 6.13 é mostrada a distribuição de  $\Delta E/E$  obtida usando-se as simulações de pions neutros isolados. A forma da distribuição mostrada já não é tão próxima de uma gaussiana como a obtida usando-se fótons isolados (figura 6.10). Para se obter uma estimativa da resolução em energia, apesar das flutuações apresentadas, foi ajustada uma gaussiana à região central dessa distribuição. A curva contínua em vermelho mostra a gaussiana ajustada ao pico da distribuição, e a curva tracejada em magenta mostra a prolongação, sobre todo o intervalo de pontos, da gaussiana ajustada. Esse ajuste fornece um valor de resolução em energia dado por  $\sigma_{\Delta E/E} = 0.053(2)$ , indicando que a determinação da energia fica cerca de duas vezes pior que no caso de fótons isolados.

Na figura 6.14 são mostradas as distribuições de  $\Delta E/E$ , no ambiente de pions neutros isolados, para diferentes intervalos de energia dos fótons provenientes dos pions neutros.

Nos dois primeiros intervalos de energia, mostrados nas figuras 6.14(a) e 6.14(b), não é possível fazer uma clara distinção entre o ruído e os esperados valores de  $\Delta E/E$  em torno de zero, e por essa razão não foi feito nenhum ajuste nesses intervalos. É possível observar que nesses dois intervalos de energia mais baixa está contida grande porcentagem dos pontos que se desviam da gaussiana na figura 6.13. Nos demais intervalos de energia mostrados na figura 6.14 foi possível estimar a resolução em energia e os valores variam de  $\sigma_{\Delta E/E} = 0.081(9)$  no intervalo de energia  $40 < E$  (GeV)  $< 60$  até  $\sigma_{\Delta E/E} = 0.042(3)$  para fótons com energia acima de 70 GeV.

Na figura 6.15 são mostrados os valores de resolução em energia, em função do intervalo de energia dos clusters, obtidos a partir dos ajustes mostrados na figura 6.14.

### 6.2.3 Colisões pp

No ambiente produzido por uma colisão pp, a resolução em energia é calculada utilizando-se somente os clusters gerados por fótons, assim como foi feito no cálculo da resolução em posição. Na figura 6.16 são mostradas as distribuições de  $\Delta E/E$  para diferentes intervalos de energia desses clusters.

Nesse ambiente com maior multiplicidade de partículas, é possível notar que as distribuições de  $\Delta E/E$ , como no ambiente de pions neutros, continuam não sendo perfeitamente gaussianas. Porém, excluindo-se os clusters no menor intervalo de energia, mostrados na figura 6.16(a), a gaussiana ajustada representa as distribuições de maneira satisfatória para uma primeira estimativa de resolução em energia.

Também pode ser observada uma tendência da distribuição de  $\Delta E/E$  estar centrada em valores menores que zero, indicando que, em muitos casos, a energia do cluster associado ao fóton é maior que a energia do fóton. Esse efeito é mais acentuado para os intervalos de menor energia do cluster. Essa tendência também pode ser observada nos ambientes de fótons isolados e pions neutros isolados, porém de maneira mais sutil.

A princípio, a resolução em energia foi estimada antes de serem exploradas as possíveis causas desse deslocamento da média de  $\Delta E/E$  para valores negativos. Como mostra a figura 6.17, num ambiente pp a resolução em energia varia de aproximadamente  $\sigma_{\Delta E/E} = 0.1$  GeV, para o segundo intervalo de clusters com menor energia (10 a 20 GeV), até aproximadamente  $\sigma_{\Delta E/E} = 0.05$  GeV, para o intervalo de clusters com maior energia (acima de 70 GeV).

Estudos recentes com o FoCal mostram que o deslocamento da média das distribuições de  $\Delta E/E$  é anulado quando se diminui o valor do parâmetro MaxRadius, que define o raio máximo que um cluster pode ter. Isso indica que a energia dos clusters estava sendo superestimada porque células de outros clusters da vizinhança estavam sendo incluídas na construção dos mesmos. Esse mesmo estudo mostra, no entanto, que a largura dessas distribuições de  $\Delta E/E$  se mantém inalterada, e portanto, os valores de  $\sigma_{\Delta E/E}$  permaneceriam os mesmos após a alteração desse parâmetro.



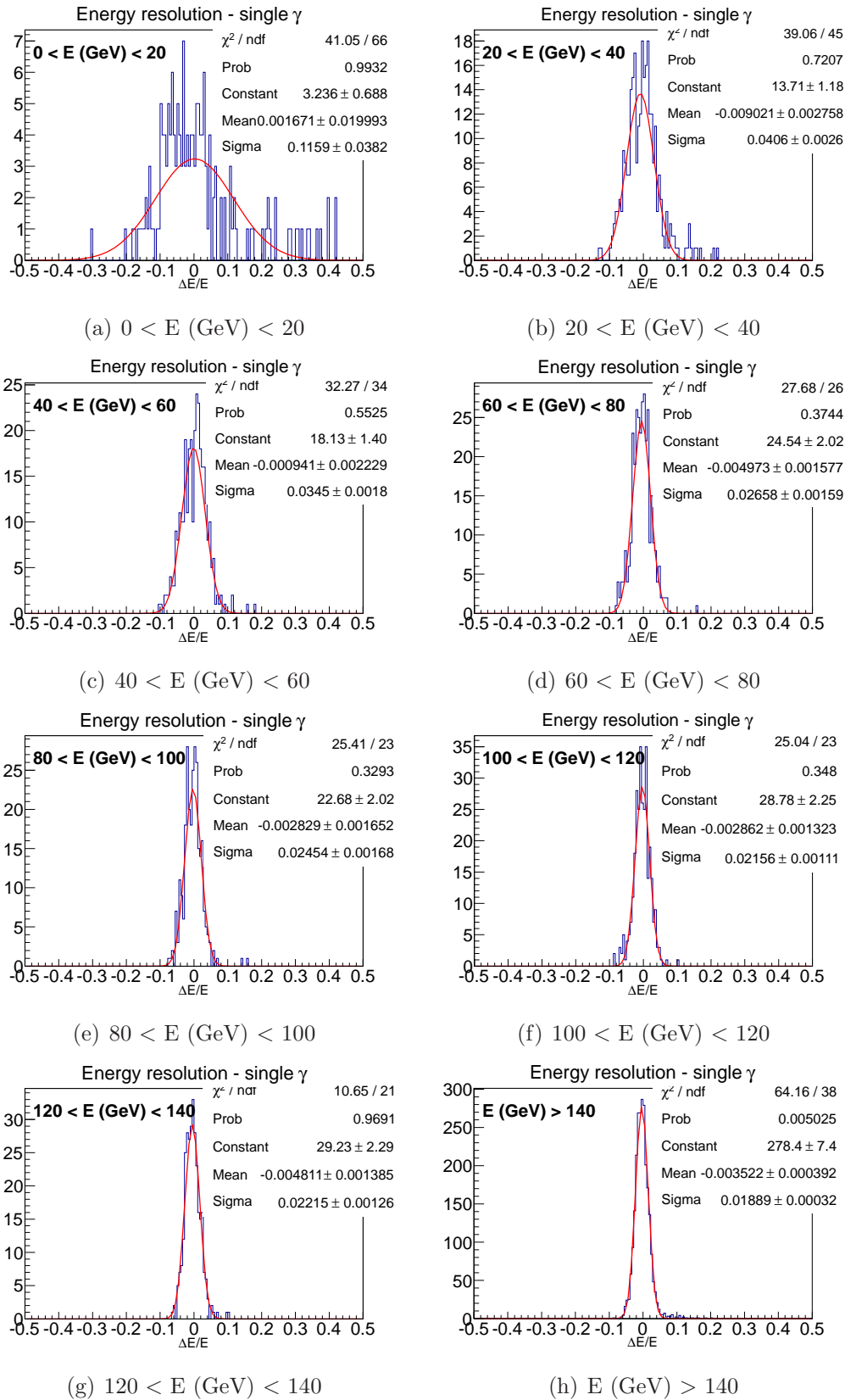


Figura 6.11: Em azul, distribuições de  $\Delta E/E$ , obtidas nas simulações de fótons isolados. A cada uma das distribuições foi ajustada uma gaussiana, em vermelho. Cada gráfico corresponde a clusters pertencentes a um intervalo de energia diferente, conforme indicado.

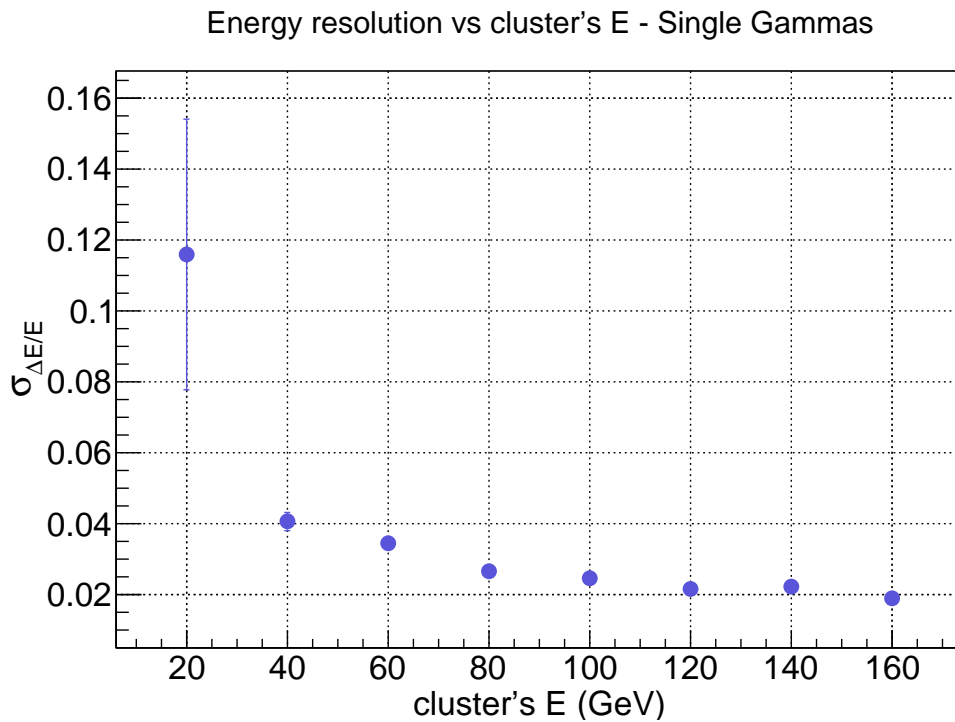


Figura 6.12: Valores de resolução em energia do FoCal obtidos em diferentes intervalos de energia dos clusters, no ambiente de fótons isolados (valores dos  $\sigma_{\Delta E/E}$  obtidos dos ajustes na figura 6.11)

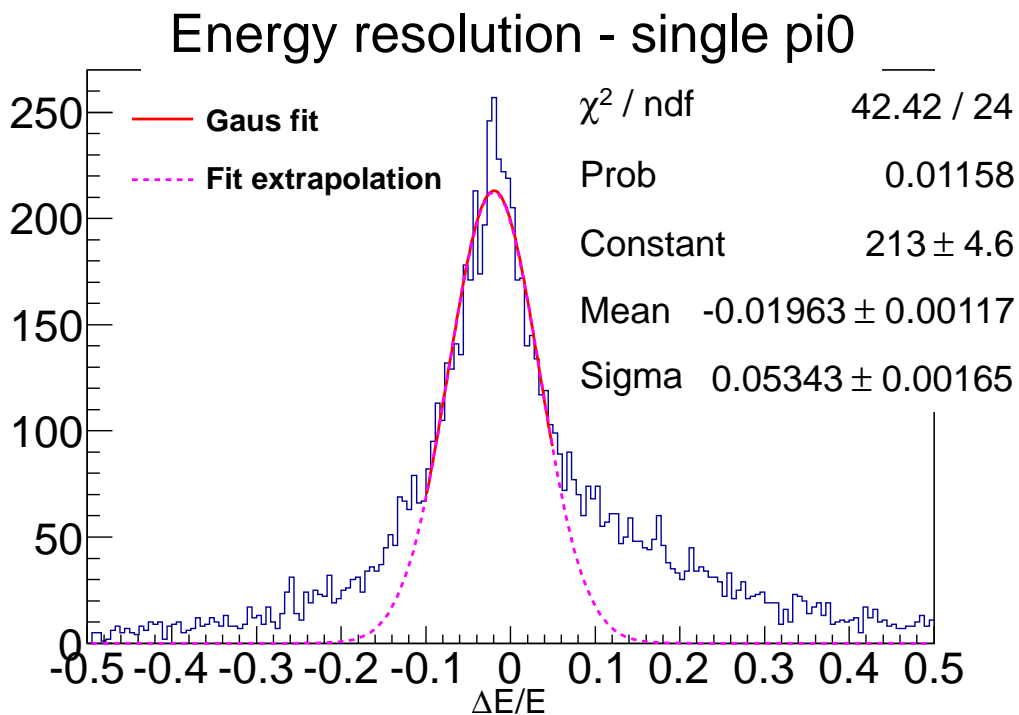


Figura 6.13: Em azul, a distribuição de  $\Delta E/E$  obtida no ambiente de pions neutros isolados. A curva contínua em vermelho mostra o ajuste de uma gaussiana ao pico da distribuição e a curva tracejada em magenta mostra a prolongação, sobre todo o intervalo de pontos, da gaussiana ajustada.

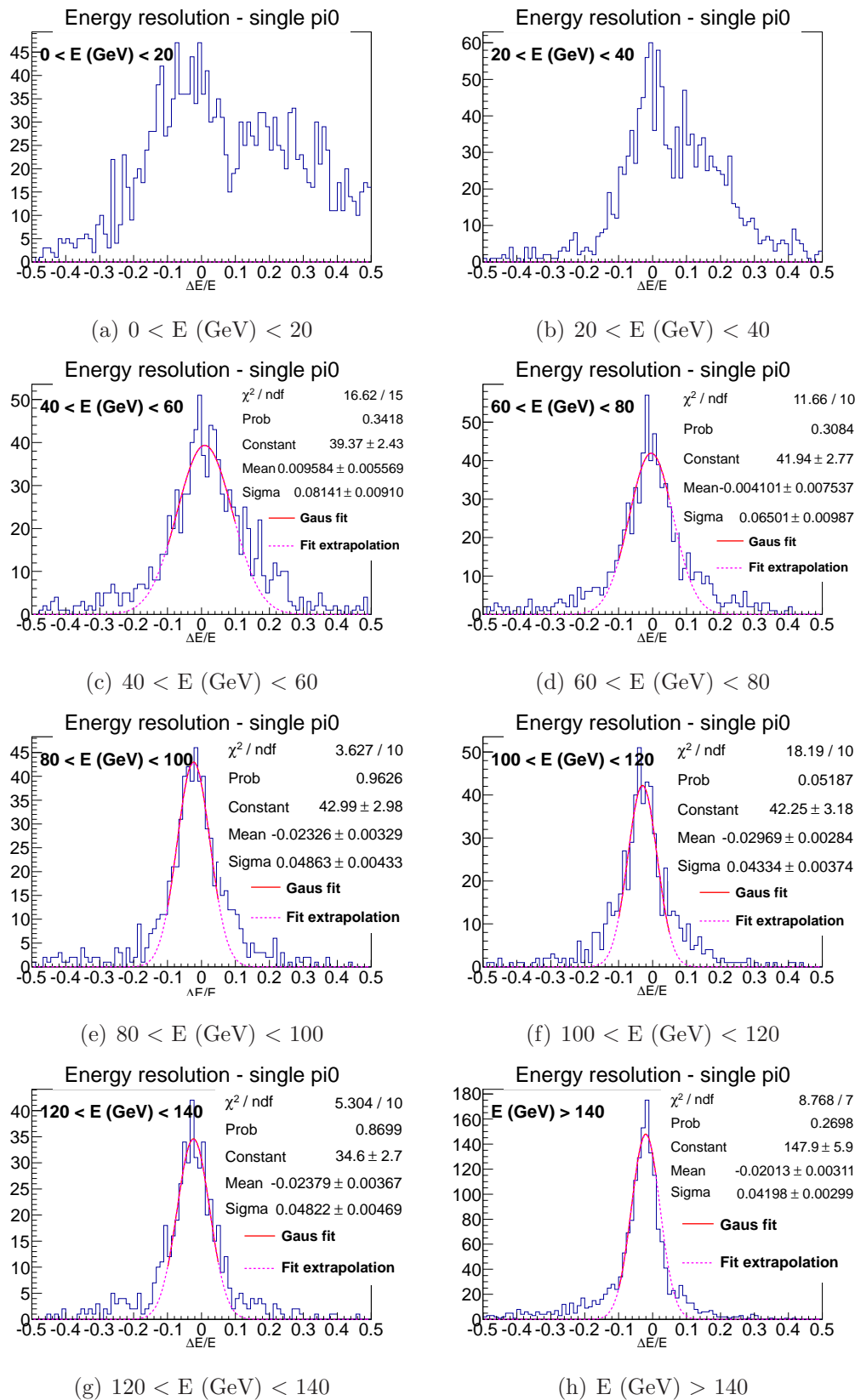


Figura 6.14: Em azul, distribuições de  $\Delta E/E$ , obtidas nas simulações de pions neutros isolados. Ao pico de cada uma das distribuições foi ajustada uma gaussiana, mostrada na curva vermelha contínua. A curva tracejada em magenta mostra a prolongação, sobre todo o intervalo de pontos, da gaussiana ajustada. Cada gráfico corresponde a fótons de pions neutros pertencentes a um intervalo de energia diferente, conforme indicado.

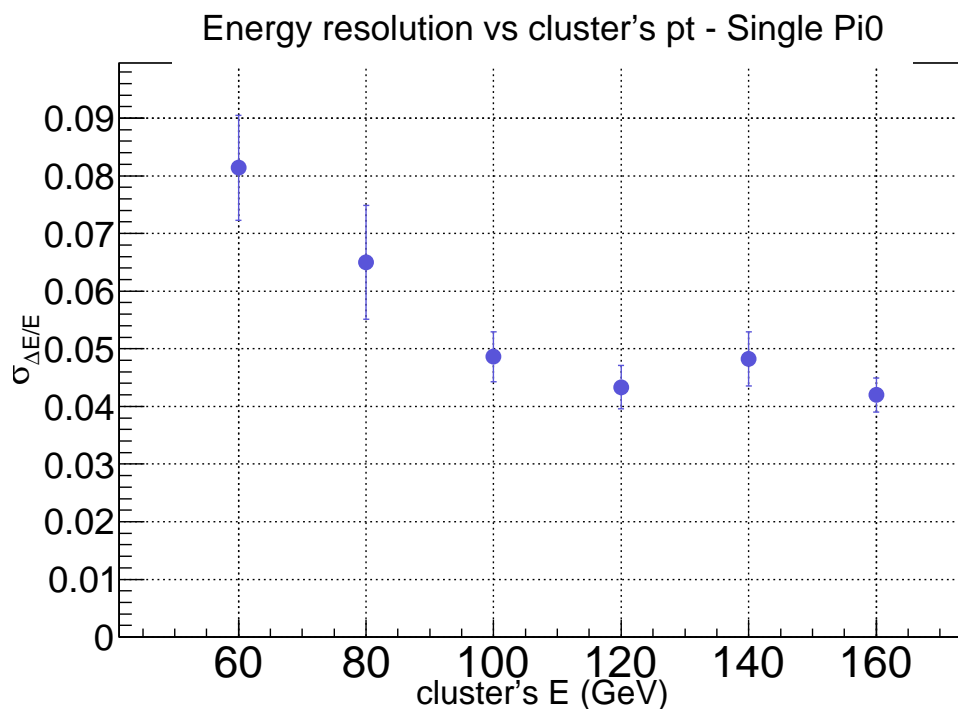


Figura 6.15: Valores de resolução em energia do FoCal obtidos em diferentes intervalos de energia dos clusters, no ambiente de pions neutros isolados (valores dos  $\sigma_{\Delta E/E}$  obtidos dos ajustes na figura 6.14)

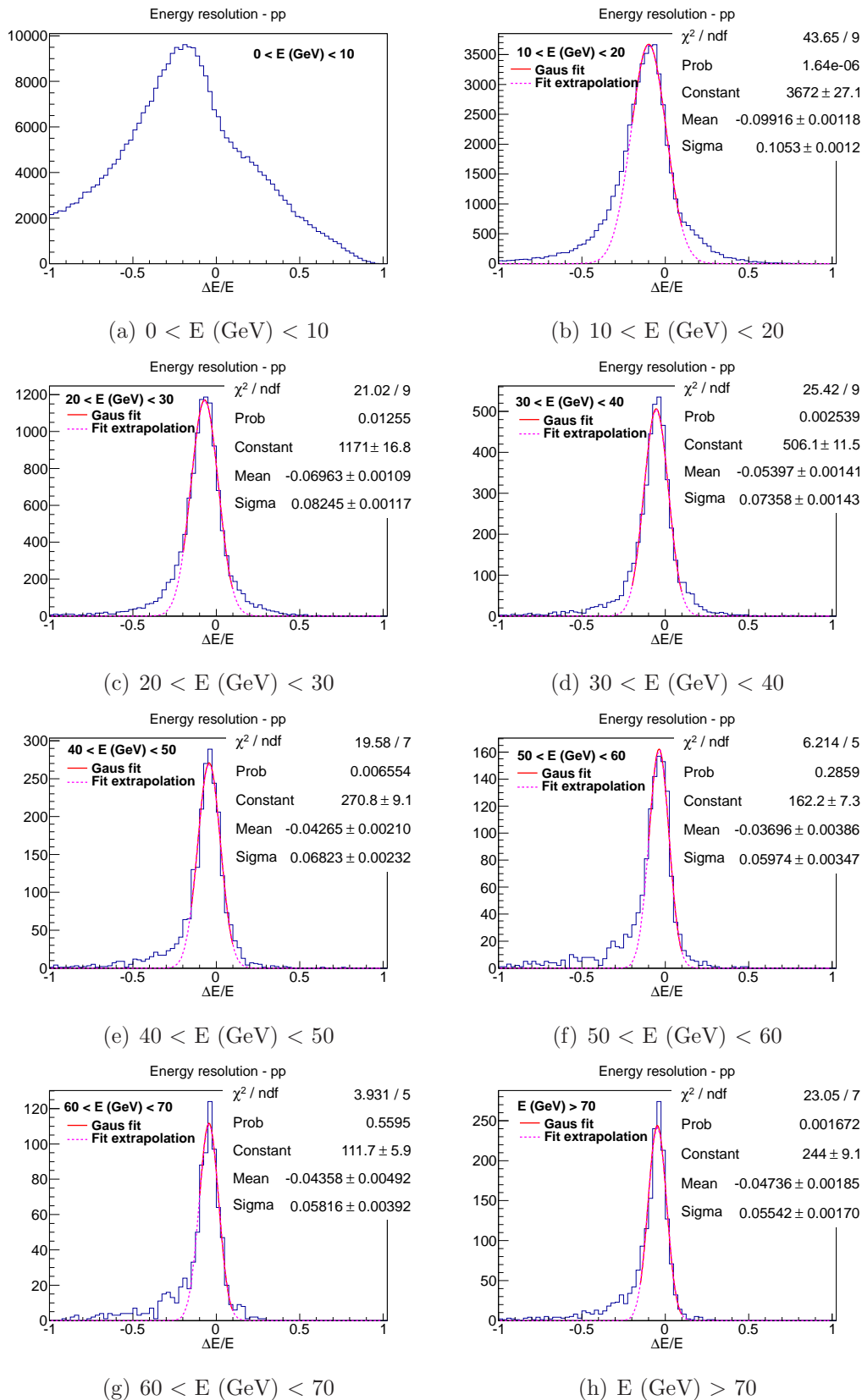


Figura 6.16: Em azul, distribuições de  $\Delta E/E$  feitas para diferentes intervalos de energia do cluster, no ambiente pp. A cada uma das distribuições foi ajustada uma gaussiana, em vermelho. A forma das distribuições não é exatamente gaussiana, por isso a função gaussiana foi ajustada a intervalos limitados das distribuições. Em magenta, tracejado, há a prolongação da gaussiana ajustada, que permite ver que a mesma é uma boa representação da largura das distribuições de  $\Delta E/E$ .

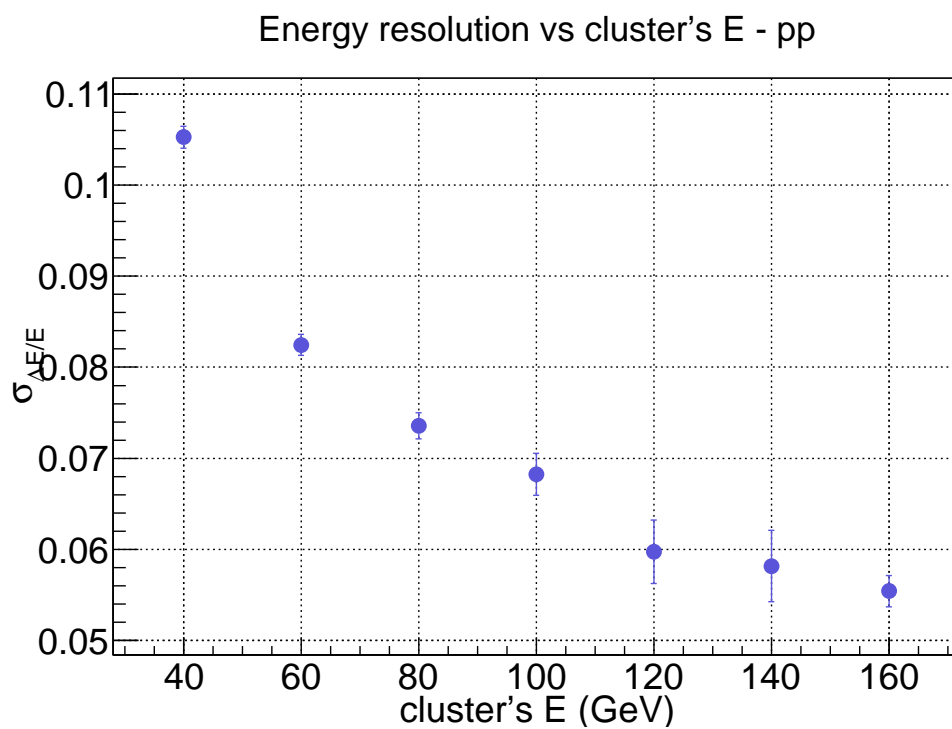


Figura 6.17: Valores de resolução em energia do FoCal, num ambiente pp, obtidos em diferentes intervalos de energia dos clusters (valores dos  $\sigma_{\Delta E/E}$  obtidos dos ajustes na figura 6.16).



# Capítulo 7

## Performance do FoCal na identificação de fótons diretos

Dada a importância de se medir fótons diretos com o FoCal e visto que a qualidade dessa medida depende da eficiência deste detector em identificar os fótons provenientes do decaimento do  $\pi^0$  (que consistem na maior porcentagem do fundo de fótons que se superpõe ao sinal dos fótons diretos), essa análise está voltada à investigação da capacidade do FoCal de distinguir clusters formados por fótons diretos de clusters formados por fótons vindos do decaimento do  $\pi^0$ .

Com esse objetivo, serão explorados três métodos de análise, a saber, massa invariante, forma do chuveiro e isolamento, e cada um desses métodos tem melhor desempenho numa determinada faixa de energia do  $\pi^0$ .

Quanto mais energético o  $\pi^0$ , menor é o ângulo de abertura entre os dois fótons em que ele decai, e portanto mais próximas entre si estão as posições em que ambos os fótons atingem o FoCal. A figura 7.1 mostra a distância entre os dois fótons do decaimento do pion neutro em função da energia deste, sendo a distância calculada a 3.6 metros do ponto onde houve o decaimento, que é a mesma distância entre o ponto onde ocorre a colisão no ALICE e o centro do FoCal.

Nessa figura é possível observar que, dada uma energia do pion neutro, a distância entre os dois fótons não é única. O valor mínimo que ela pode assumir está relacionado a situação em que o decaimento é simétrico, ou seja, ambos os fótons possuem a mesma energia. A assimetria do decaimento é denotada por  $\alpha$ , conforme a equação 7.1, onde  $E_1$  e  $E_2$  se referem a energia de cada um dos fótons do decaimento. Dado um pion neutro com uma determinada energia, os decaimentos mais assimétricos são aqueles em que a



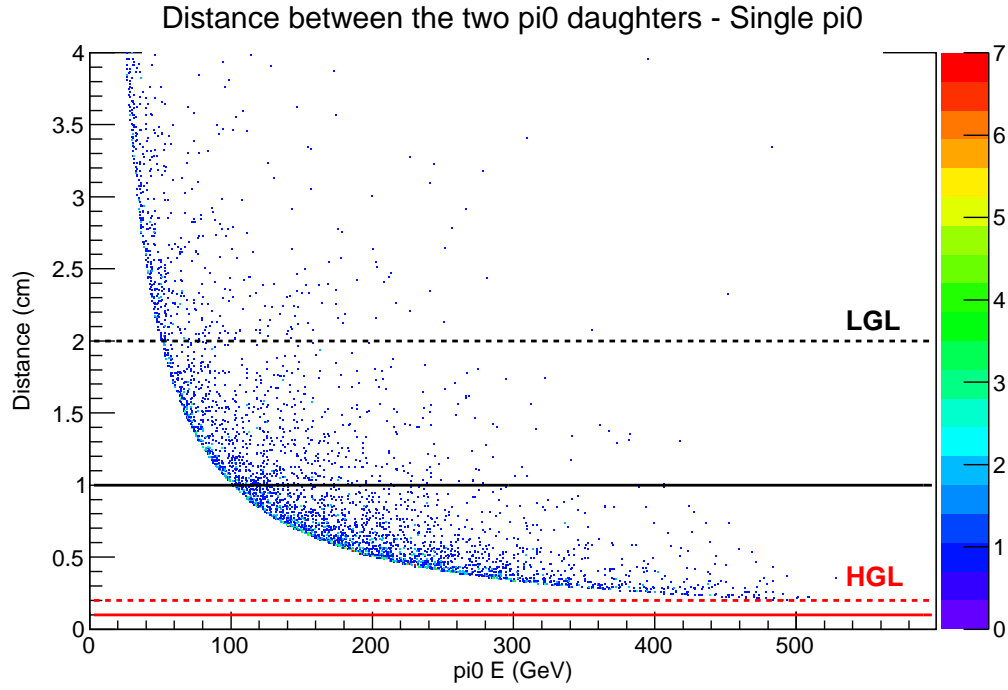


Figura 7.1: Distância, no FoCal, entre as duas filhas de um  $\pi^0$  em função da energia do próprio  $\pi^0$  (Monte Carlo). As linhas contínuas preta e vermelha indicam o tamanho de um dígito nos segmentos de LGLs e HGLs, respectivamente. As linhas tracejadas preta e vermelha indicam uma distância equivalente ao tamanho de dois dígitos, que seria, teoricamente, a distância mínima que dois fótons precisam ter para serem identificados separadamente nos segmentos de LGLs e HGLs, respectivamente. Os resultados da análise que se segue mostram que é necessário que os dois fótons estejam a uma distância maior que a de dois dígitos para serem reconstruídos separadamente, no entanto esses valores de referência mostrados nesta figura mostram qualitativamente como o uso de segmentos de HGLs estende a faixa de energia em que é possível reconstruir os dois fótons de pions neutros separadamente.

distância entre os dois fótons assumem valores maiores que o mínimo.

$$\alpha = \frac{|E_1 - E_2|}{|E_1 + E_2|} \quad (7.1)$$

A relação entre essa distância entre os dois fótons no FoCal e o tamanho da menor granularidade deste detector determina como os fótons do pion neutro são reconstruídos, e, portanto, determina também o melhor método de análise a ser usado para identificar esses pions neutros em cada energia.

Na faixa de energia em que os dois fótons provenientes do decaimento do  $\pi^0$  atingem o detector a uma distância grande o suficiente um do outro para que o algoritmo de reconstrução de clusters reconstrua esses dois fótons como dois clusters distintos, a identificação dos fótons provenientes do  $\pi^0$  pode ser feita através do método da massa

invariante. Esse método consiste em calcular a massa invariante dos vários possíveis pares de fótons que atingiram o detector e identificar como sendo fótons provenientes de  $\pi^0$  aqueles pares cuja massa invariante é a massa do próprio  $\pi^0$ , dentro de uma dada incerteza.

Na figura 7.1, as linhas contínuas preta e vermelha representam o tamanho de um dígito dos segmentos de LGHs e HGLs, respectivamente. As linhas tracejadas preta e vermelha correspondem a uma distância igual ao tamanho de dois dígitos, e teoricamente é a mínima distância em que seria possível distinguir dois fótons nos segmentos de LGLs e HGLs, respectivamente. Dessa maneira, nos segmentos de LGLs seria possível identificar separadamente os dois fótons de pions neutros com energia de até 100 GeV, e nos segmentos de HGLs seria possível identificar os dois fótons separadamente até mesmo para pions neutros com energia de 500 GeV. Como será mostrado durante a análise, esses valores são apenas estimativas, e, na prática, os dois fótons precisam estar a uma distância maior que a de dois dígitos para serem reconstruídos como dois clusters separadamente. Essa figura, no entanto, mostra qualitativamente como o uso dos segmentos de HGLs pode estender a identificação de fótons de pions neutros, pela massa invariante, por uma faixa de energia maior do que aquela em que isso seria possível com os segmentos de LGL apenas. Mais detalhes sobre o método da massa invariante e os resultados de sua aplicação são dados na seção 7.1.

O método da massa invariante passa a falhar quando os fótons provenientes do decaimento do pion neutro atingem o detector a uma distância tal que há uma superposição significativa dos dois chuveiros eletromagnéticos, de forma que, na reconstrução, esses dois chuveiros parcialmente superpostos são reconstruídos como um único cluster. Nessa situação, esse par de fótons reconstruído como um único cluster pode ser identificado através da análise dos parâmetros de forma do cluster. Por ser construído a partir de dois chuveiros parcialmente superpostos, esse cluster será um pouco mais alongado que os clusters formados por fótons isolados. O cálculo dos parâmetros de forma revela as diferenças entre a forma do perfil transversal desses dois tipos de clusters, permitindo distinguí-los. Essa análise da forma do cluster, ou *Shower Shape Analysis (SSA)*, em inglês, é descrita em detalhes na seção 7.2.

Para  $\pi^0$ s ainda mais energéticos, os fótons provenientes de seu decaimento podem formar chuveiros que se superpoem completamente, sendo reconstruídos como um único cluster, que, neste caso, é muito semelhante ou igual a um cluster de um fóton direto. Nessa situação, nem mesmo a análise dos parâmetros de forma permite distinguir esses

clusters dos clusters provenientes de fótons diretos. Uma maneira de se identificar que esse cluster não é proveniente de um fóton direto é através da análise de isolamento. O método de isolamento explora a propriedade de que os fótons diretos possuem menos energia depositada no calorímetro em torno de si que os fótons provenientes do decaimento de hadrons, já que estes provêm de jatos. Dessa forma, usando esse método é possível diferenciar os fótons diretos dos fótons provenientes do decaimento de qualquer hadron (portanto não só do  $\pi^0$ ). Detalhes sobre esse método e a discussão dos resultados de sua aplicação são mostrados na seção 7.3 [19].

Toda a análise que se segue é feita inicialmente com os parâmetros padrão para a construção dos clusters, e, sempre que possível, procurou-se explorar alguns parâmetros a fim de otimizar os métodos utilizados, como será mostrado.

## 7.1 Massa Invariante

Para que um par de fótons seja identificado como proveniente do decaimento do  $\pi^0$  pelo método da massa invariante, é necessário que, dentro de um certo intervalo de incerteza, a massa de repouso do  $\pi^0$  ( $134.9766(6) \text{ MeV}/c^2$  [20]) seja reconstruída ao ser calculada a massa invariante desse par de fótons. Isso pode ser entendido a partir do seguinte cálculo: a energia de uma partícula relativística de momento  $|\vec{p}|$  e massa  $m$  é dada por 7.2:

$$E = \sqrt{m^2 c^4 + |\vec{p}|^2 c^2} \quad (7.2)$$

Usando-se o formalismo em que  $c = 1$ , a massa do  $\pi^0$ ,  $m_{\pi^0}$ , é dada por 7.3:

$$m_{\pi^0} = \sqrt{E^2 - |\vec{p}|^2} \quad (7.3)$$

Considerando a situação em que o  $\pi^0$  decai em dois fótons, a massa do  $\pi^0$ , 7.3, pode ser reescrita como função da energia de cada um desses fótons,  $E_1$  e  $E_2$ , e do momento linear de cada um deles,  $\vec{p}_1$  e  $\vec{p}_2$ , conforme 7.4:

$$m_{\pi^0} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - |\vec{p}_1 + \vec{p}_2|^2} \quad (7.4)$$

O desenvolvimento das operações resulta em 7.5:

$$m_{\pi^0} = \sqrt{(E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2) - (|\vec{p}_1|^2 + |\vec{p}_2|^2 + 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2)} \quad (7.5)$$

Os fótons possuem massa nula e, portanto, possuem  $E = |\vec{p}|$ . O uso dessa informação na equação 7.5 resulta em 7.6:

$$m_{\pi^0} = \sqrt{(E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2) - (E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2\cos\theta)} \quad (7.6)$$

Onde  $\theta$  é o ângulo existente entre a direção do momento linear de cada fóton. Portanto, a massa de repouso do  $\pi^0$  pode ser escrita como função da energia dos dois fótons em que ele decai,  $E_1$  e  $E_2$ , e do ângulo entre a direção do momento linear desses fótons,  $\theta$ , conforme 7.7:

$$m_{\pi^0} = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos\theta)} \quad (7.7)$$

Esse método é chamado de método da massa invariante porque a massa de repouso de uma partícula é um invariante de Lorentz, ou seja, não depende do referencial em que a partícula é vista. Tanto que, conforme pode ser visto na fórmula 7.3, essa massa é dada como o módulo do quadri-vetor energia-momento,  $\sqrt{E^2 - |\vec{p}|^2}$ , que é um invariante de Lorentz.

O método da massa invariante foi primeiramente aplicado às simulações de  $\pi^0$ s isolados. A distribuição de energia desses  $\pi^0$ s simulados, bem como a distribuição de  $p_t$  dos mesmos, podem ser vistas nas figuras 5.2(a) e 5.2(b), respectivamente.

Em cada evento, dois fótons provenientes do decaimento do  $\pi^0$  atingem o detector. Como a reconstrução dos clusters não é perfeita, em alguns eventos são encontrados mais de dois clusters, como foi mostrado na figura 4.3. Por isso, foi associado a cada fóton o cluster mais próximo a ele, e com esse par de clusters foi calculada a massa invariante em cada evento.

A figura 7.2 mostra o resultado desse cálculo. A massa invariante é mostrada em função da energia do  $\pi^0$  simulado (informação de Monte Carlo). A reta em vermelho identifica o valor verdadeiro da massa do  $\pi^0$ , que foi tomado como sendo aproximadamente  $135 \text{ MeV}/c^2$ .

Foram utilizados os eventos em que o  $\pi^0$  possui  $3 < \eta < 4$ , bem como os dois fótons em que ele decai, para assim evitar ocorrência de efeitos de borda e garantir que todos os  $\pi^0$ s analisados decaem em dois fótons que de fato atingem o detector.

Na figura 7.2 é possível observar que os valores de massa invariante calculados flutuam estatisticamente em torno do valor real da massa do  $\pi^0$ . Também é possível ver uma quantidade pequena de pontos que correspondem a valores de massa proporcionais à energia do pión neutro. Estes eventos provavelmente correspondem a situações em que

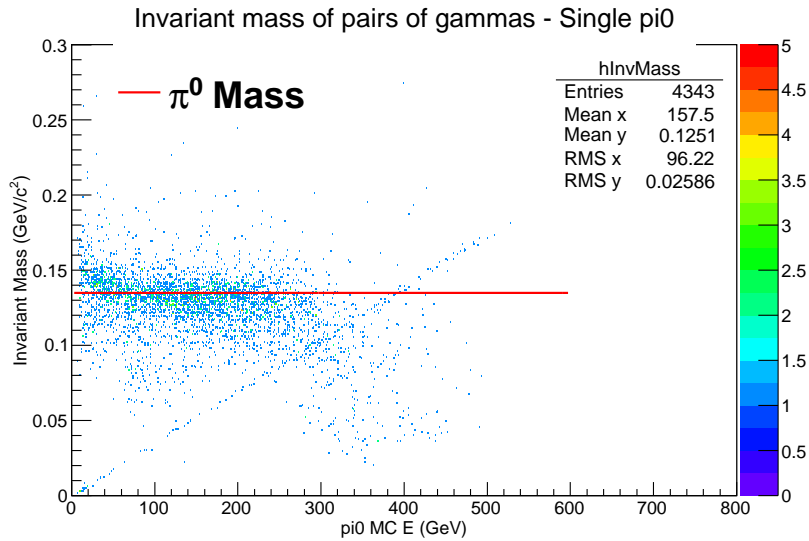


Figura 7.2: Massa invariante obtida a partir dos pares de clusters associados aos fótons em cada evento de  $\pi^0$  isolado. Foram selecionados eventos em que o  $\pi^0$  e os dois fótons em que ele decai possuem  $3 < \eta < 4$ .

os dois fótons provenientes do pión neutro, por estarem muito próximos entre si, são reconstruídos como um único cluster. Dessa forma, a massa invariante é calculada a partir da combinação desse cluster com um cluster espúrio. Com isso, como a energia do primeiro cluster é a própria energia do pión neutro, o valor de massa calculado com esse par de clusters será proporcional à energia do pión neutro, conforme mostrado na fórmula 7.7.

A amplitude da flutuação dos pontos que se distribuem em torno da massa real do pión neutro pode ser vista mais claramente na figura 7.3, em que é mostrada a distribuição unidimensional dos valores de massa invariante. Essa amplitude indica a resolução com que é possível reconstruir a massa do  $\pi^0$  com o FoCal. O ajuste de uma gaussiana em 7.3, mostrado em vermelho, fornece o valor de resolução em massa invariante de  $\sigma_M = 0.0111(3) \text{ GeV}/c^2$ , e um valor médio de massa invariante de  $M_{\pi^0} = 0.1323(3) \text{ GeV}/c^2$ , que, combinados, representam a massa real do  $\pi^0$ . O ajuste da gaussiana é feito num intervalo mais restrito da distribuição, a fim de que o valor do pico da gaussiana não fosse deslocado pela pequena assimetria na distribuição de massa que aparece no lado esquerdo. A curva tracejada em magenta é apenas uma prolongação, sobre todo o intervalo de pontos, da gaussiana ajustada. Essa assimetria pode se dever ao fato de que algumas vezes está sendo associado o cluster errado a um fóton (o cluster que porventura foi criado a partir de uma flutuação de energia do cluster que realmente representa o fóton). Como esse tipo de cluster é pouco energético em relação ao cluster que representa

o fóton, mas possui praticamente a mesma posição que ele, a massa invariante calculada com ele resultaria num valor menor.

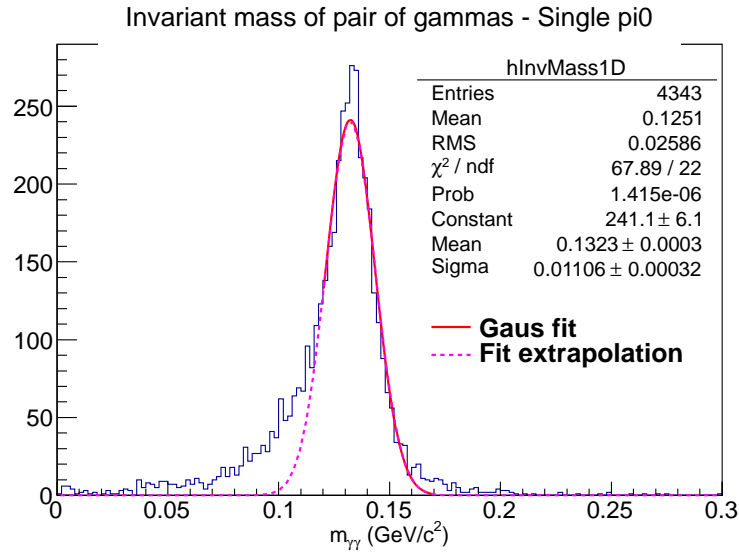


Figura 7.3: Distribuição dos valores de massa invariante obtidos nas simulações de pions neutros isolados. É feito o ajuste de uma gaussiana ao pico de massa invariante que surge em torno da massa real do  $\pi^0$ , mostrado pela curva vermelha. Para fazer o ajuste foi considerado um intervalo mais restrito de pontos, a fim de que a assimetria existente no lado esquerdo da distribuição não deslocasse o valor médio do ajuste. A curva tracejada em magenta é uma prolongação, sobre todo o intervalo de pontos, da gaussiana ajustada.

Na figura 7.4 é possível ver o cálculo da massa invariante feito em diferentes intervalos de energia do  $\pi^0$ . Para os pions dentro do menor intervalo de energia (figura 7.4(a)), é possível ver que o pico de massa invariante possui um  $\sigma_M$  cerca de três vezes maior que os demais, revelando a maior imprecisão na determinação da massa dos pions de energia entre 0 e 20 GeV. O número de entradas nesse gráfico, no entanto, é pequeno em relação a quantidade total de dados, de forma a identificação do  $\pi^0$  não fica significativamente prejudicada por esses eventos tão pouco energéticos. Nos demais intervalos de energia mostrados em 7.4, é possível ver que a resolução em massa oscila entre os valores  $\sigma_{IM} = 0.0076(5) \text{ GeV}/c^2$  a  $\sigma_{IM} = 0.0113(5) \text{ GeV}/c^2$ . Não é possível observar uma tendência de a resolução se tornar melhor ou pior conforme os pions neutros se tornam mais energéticos. Os valores de resolução em massa dependem também do intervalo de pontos em que o ajuste é feito. Foram testados, para cada gráfico, um certo número de ajustes, e foi escolhido aquele com valor de  $\chi^2/ndf$  mais próximo da unidade, porém não foram testadas todas as possibilidades de ajustes possíveis.

Este é o ambiente de análise mais simples, pois, em cada evento, só são reconstruídos

clusters formados pelos fótons do  $\pi^0$  (além de outros pequenos clusters, resultados da não perfeição do algoritmo de clusterização). Portanto, o cálculo da massa invariante nesse ambiente mostra qual é a melhor resolução possível de se obter com o FoCal para a massa do  $\pi^0$  e também qual é a melhor eficiência com que é possível identificar o  $\pi^0$  pela sua massa invariante nesse detector, na presente configuração de design e parâmetros.

Na figura 7.5 é mostrada a eficiência com que se identifica o  $\pi^0$  através do cálculo da sua massa invariante (em magenta), sendo a eficiência definida como a razão entre o número de  $\pi^0$ s identificados pela massa invariante e o número total de  $\pi^0$ s analisados. Um  $\pi^0$  é dito identificado por tal critério se o cálculo da massa invariante feito com o par de clusters associado a seus fótons resultar num valor que está dentro de  $3\sigma_M$  em torno da massa real do  $\pi^0$ . O valor de  $\sigma_M$  é escolhido de 7.4, conforme a energia do  $\pi^0$ , que é tomada como sendo a soma da energia dos dois clusters.

Pode-se ver que os  $\pi^0$ s podem ser reconstruídos com uma eficiência de 85% a 95% para energias de aproximadamente 0 a 300 GeV. Acima de cerca de 300 GeV, a reconstrução da massa do  $\pi^0$  passa a falhar, resultando numa queda abrupta da eficiência. Isso sugere que, acima dessa energia, a distância entre os fótons em que o  $\pi^0$  decai é pequena o bastante para que o FoCal passe a não conseguir mais reconstruí-los como dois clusters distintos, demarcando o limite da validade desse método de identificação do  $\pi^0$ .

### 7.1.1 Colisões pp

Nas simulações pp, cada evento corresponde a uma colisão próton-próton com energia de centro de massa de  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ . Portanto, em cada evento, um número maior de partículas (hadrons, elétrons e fótons) atinge o detector e deixa um sinal, com o qual será reconstruído um cluster.

Para encontrar o valor da resolução com que a massa do  $\pi^0$  pode ser reconstruída num ambiente pp, foi, assim como na análise com pions neutros isolados, associado a cada fóton de um evento o cluster mais próximo a ele. O cálculo da massa invariante foi feito com todas as possíveis combinações de pares desses clusters. Desse cálculo resulta as distribuições em azul mostradas na figura 7.6. É possível ver a proporção entre o fundo combinatório e o pico que surge em torno do valor da massa real do  $\pi^0$ . O fundo combinatório de valores de massa é tanto maior quanto menor o intervalo de energia, o que é um reflexo da maior abundância de fótons menos energéticos gerados em cada evento.

Para que seja determinada a largura do pico que surge em torno da massa real do  $\pi^0$ ,

é necessário primeiramente subtrair esse fundo combinatório das distribuições em azul. Em vermelho, nessa mesma figura, é mostrada a reprodução desse fundo, feita através do cálculo da massa invariante com todos os possíveis pares de clusters provenientes de fótons, porém evitando-se combinar pares de clusters provenientes do mesmo  $\pi^0$ . É possível notar no fundo combinatório reproduzido a formação de um pequeno pico em torno da massa real do  $\pi^0$ . Não existe nenhuma razão física que leve a massa do  $\pi^0$  ser reconstruída com mais probabilidade que as outras e considerando que esse aparente pico não é maior que a amplitude de flutuação do fundo combinatório, ele não foi tratado como um problema nessa análise: ou ele é uma flutuação estatística, ou é reflexo de alguma característica da simulação utilizada que ainda não foi bem compreendida.

A figura 7.7 mostra as distribuições de massa invariante do  $\pi^0$  obtidas no ambiente pp. Ela é resultado da subtração entre as distribuições em azul e em vermelho mostradas em 7.6. Essas distribuições são idênticas às distribuições que seriam obtidas a partir do cálculo da massa feito diretamente com apenas os clusters associados aos fótons de cada  $\pi^0$ .

A figura 7.7 mostra uma tendência de a resolução em massa melhorar conforme a energia do  $\pi^0$  aumenta, diferentemente do que foi encontrado no caso das simulações de pions neutros isolados (figura 7.4, onde a resolução flutua sem nenhuma tendenciosidade ao longo dos intervalos de energia). Isso mostra que a abundância de fótons produzidos num mesmo evento, que é tanto maior quanto menor a energia desses fótons (conforme mostra a amplitude do fundo combinatório nos diferentes intervalos de energia) é um fator que influencia de maneira notável a qualidade da reconstrução dos  $\pi^0$ s pela massa invariante, já que quanto maior a amplitude do fundo combinatório, com menos precisão a massa invariante do pion neutro é reconstruída. Nesse ambiente de colisões pp a resolução em massa invariante varia de  $\sigma_M = 0.055(1) \text{ GeV}/c^2$  a  $\sigma_M = 0.0123(3) \text{ GeV}/c^2$ , sempre mais imprecisa que na simulação de pions neutros isolados, a menos do intervalo de menor energia.

Tanto para as simulações de pions neutros isolados quanto para as simulações pp, as médias das distribuições de massa obtidas (nas figuras 7.4 e 7.7, respectivamente) são compatíveis com a massa real do pion neutro, dentro do intervalo de  $3\sigma_M$ .

Usando os valores de resolução em massa apresentados na figura 7.7, foi calculada a eficiência com que é possível reconstruir o  $\pi^0$ , num ambiente pp, pela sua massa invariante, e o resultado é mostrado na figura 7.8.

A identificação do  $\pi^0$  pela sua massa invariante é feita com uma eficiência que varia



entre cerca de 75% a 85%, dentro desse intervalo de energia dos pions neutros produzidos, que varia de 0 a 300 GeV.

Para melhor comparação entre a eficiência em reconstruir o  $\pi^0$  pela sua massa invariante nas simulações pp e  $\pi^0$ s isolados, foi feita a figura 7.9, em que são mostrados num mesmo gráfico os valores de eficiência obtidos anteriormente. Considerando as incertezas dos pontos, é para  $\pi^0$ s com energia entre 0 e 100 GeV que se observa maior discrepância entre os valores de eficiência obtidos num ambiente de fótons isolados e num ambiente de pp. Essa maior discrepância pode estar associada ao maior fundo combinatório associado aos eventos menos energéticos nas simulações pp.

### 7.1.2 Colisões PbPb

O cálculo da massa invariante também foi implementado no ambiente PbPb, nas colisões periféricas, semi-periféricas e centrais simuladas, com *embedding* de pions neutros. Porém, foi observado que essas distribuições diferem bastante do esperado, e esforços estão sendo empregados atualmente para investigar a causa dessa discrepância e as possíveis soluções. Na figura 7.10, é possível ver os valores obtidos para a massa dos pions neutros no ambiente PbPb periférico (7.10(a)), semi-periférico (7.10(b)) e central (7.10(c)). As três distribuições apresentadas não são gaussianas e além disso, o máximo de cada uma delas está significativamente acima da massa real do pion neutro.

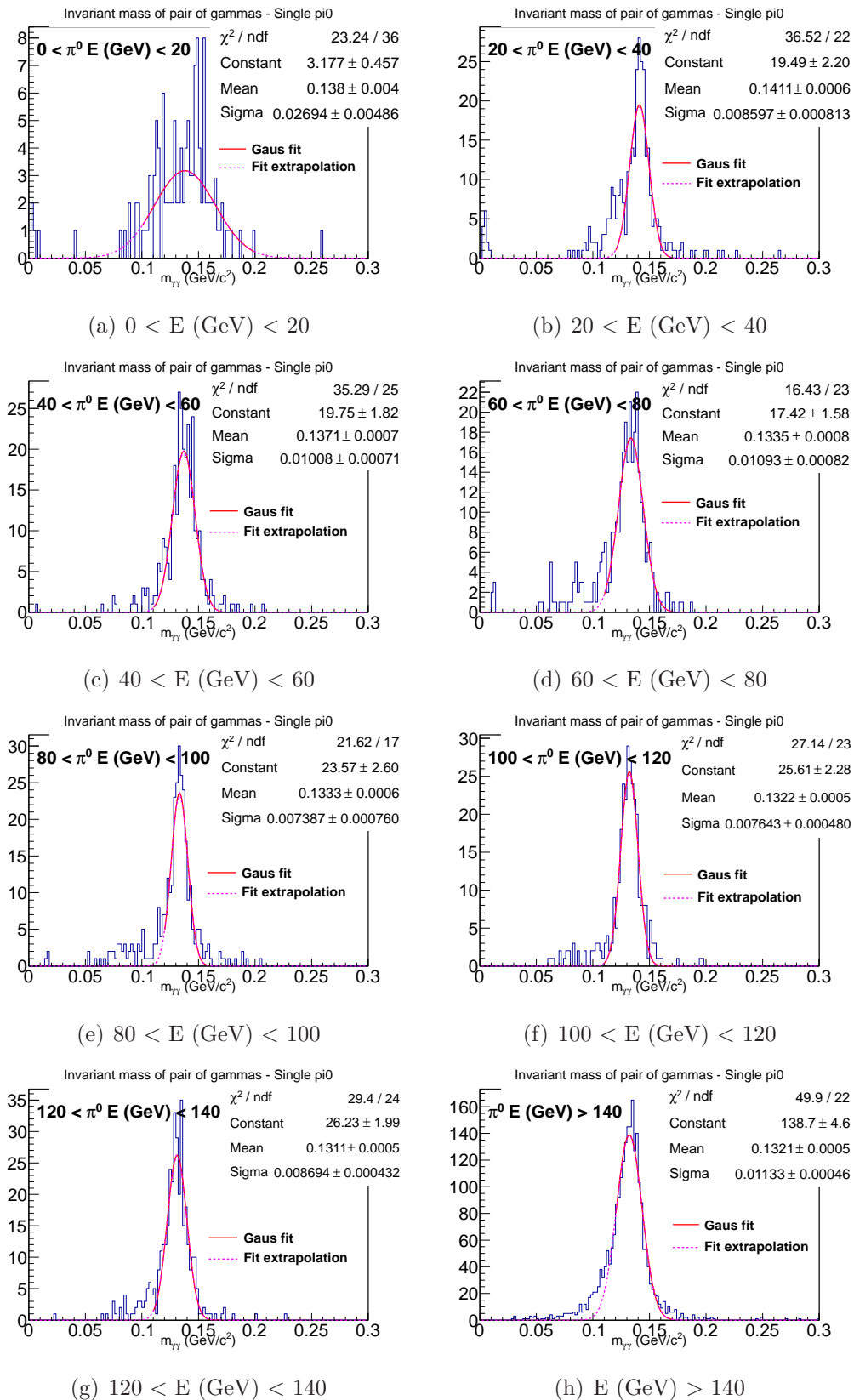


Figura 7.4: Em azul, distribuições da massa invariante calculada com o par de clusters associado às filhas do  $\pi^0$  nos eventos de  $\pi^0$ s isolados. A curva contínua vermelha representa o ajuste de uma gaussiana ao pico de massa invariante e a curva tracejada em magenta é a prolongação da gaussiana ajustada.

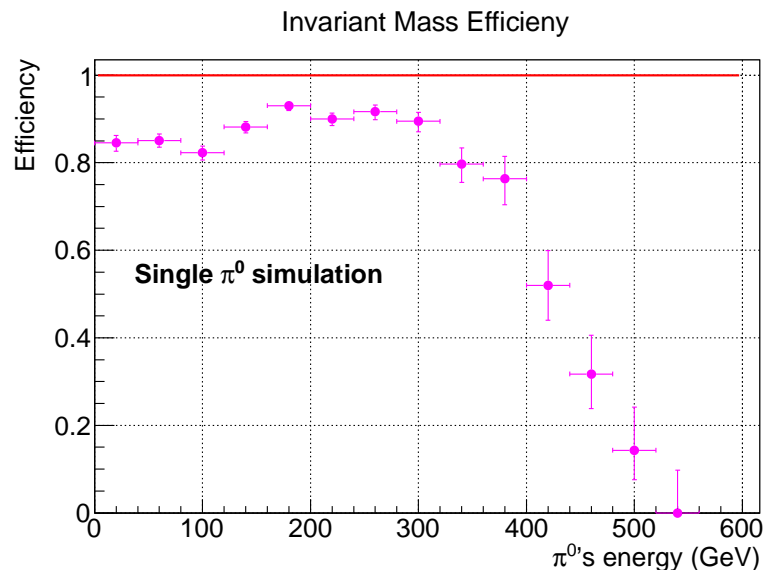


Figura 7.5: Eficiência em reconstruir pions neutros nas simulações de pions neutros isolados, pelo método da reconstrução da massa invariante, em função da energia do pion neutro.

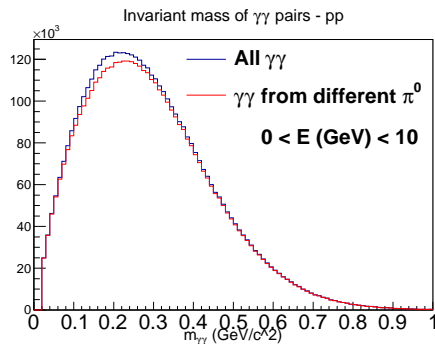
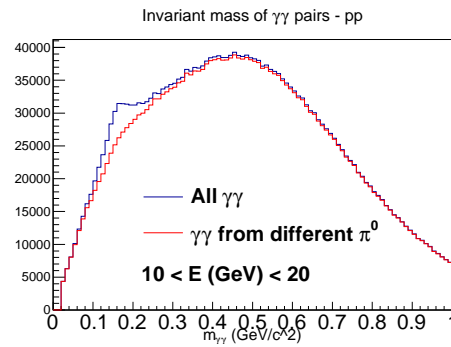
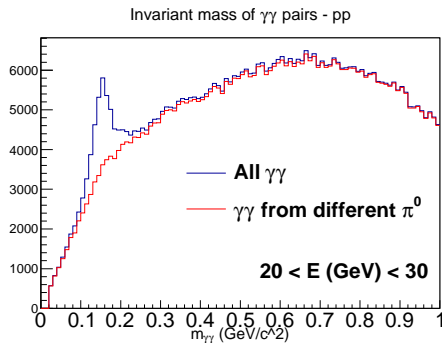
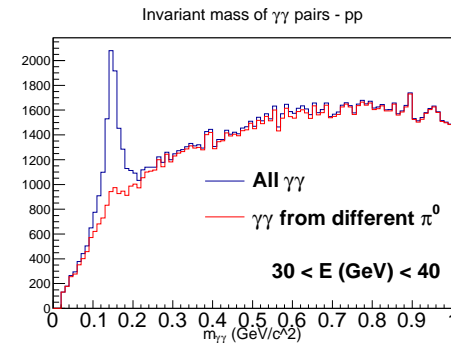
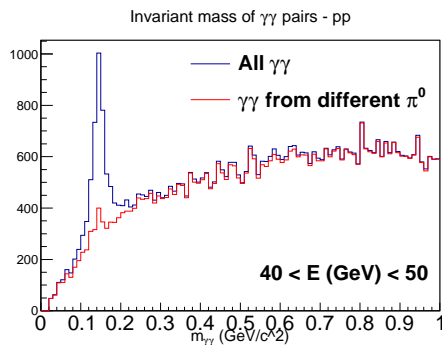
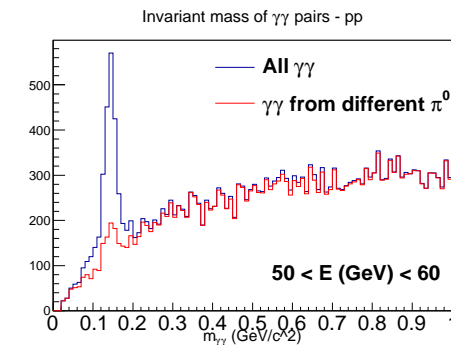
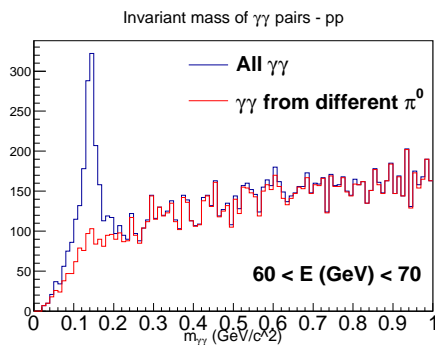
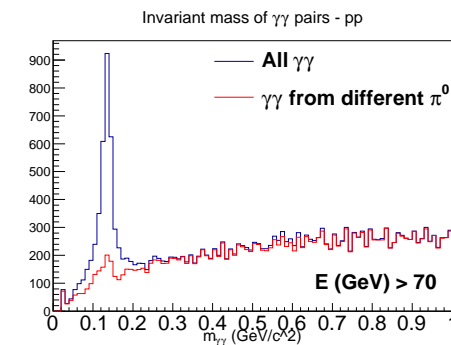
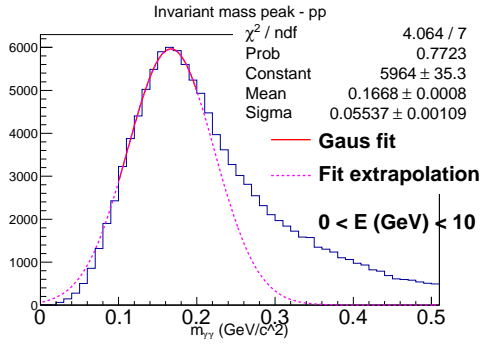
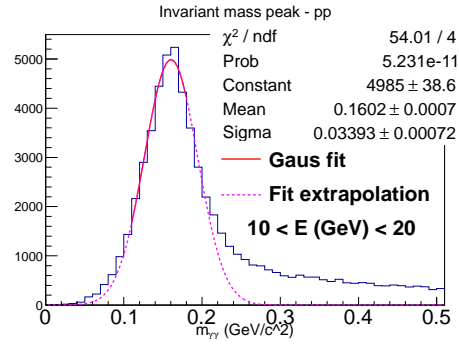
(a)  $0 < E \text{ (GeV)} < 10$ (b)  $10 < E \text{ (GeV)} < 20$ (c)  $20 < E \text{ (GeV)} < 30$ (d)  $30 < E \text{ (GeV)} < 40$ (e)  $40 < E \text{ (GeV)} < 50$ (f)  $50 < E \text{ (GeV)} < 60$ (g)  $60 < E \text{ (GeV)} < 70$ (h)  $E \text{ (GeV)} > 70$ 

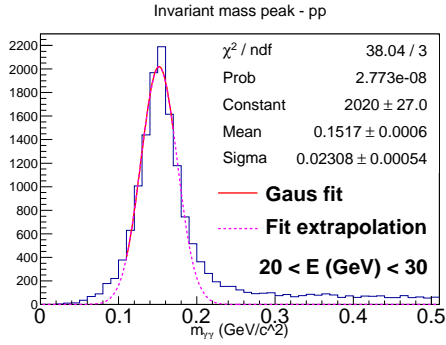
Figura 7.6: Em azul, as distribuições dos valores de massa invariante obtidos com todas as possíveis combinações de clusters provenientes de fótons em cada evento: ela corresponde ao sinal de massa invariante do  $\pi^0$  somado a um fundo de valores combinatórios de massa. Em vermelho é feita a reprodução do fundo aleatório, a fim de poder subtraí-lo das distribuições azuis.



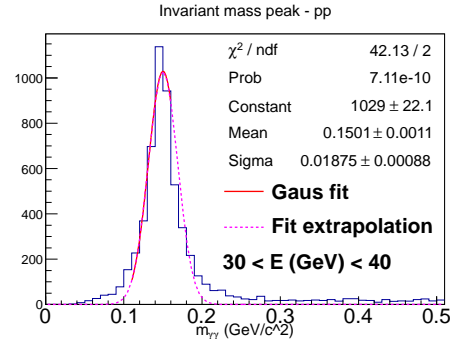
(a) 0 &lt; E (GeV) &lt; 10



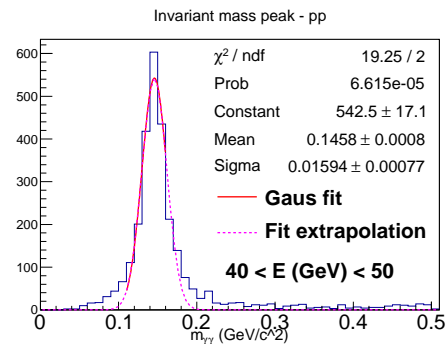
(b) 10 &lt; E (GeV) &lt; 20



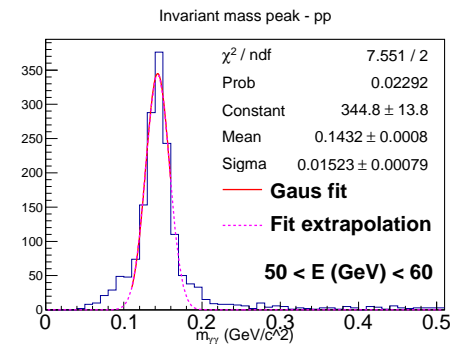
(c) 20 &lt; E (GeV) &lt; 30



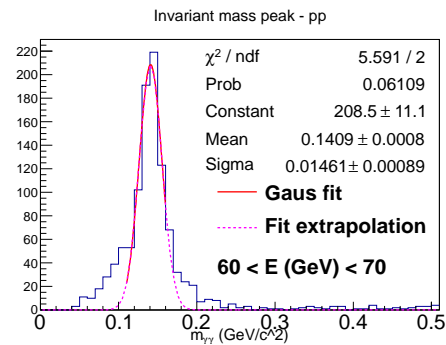
(d) 30 &lt; E (GeV) &lt; 40



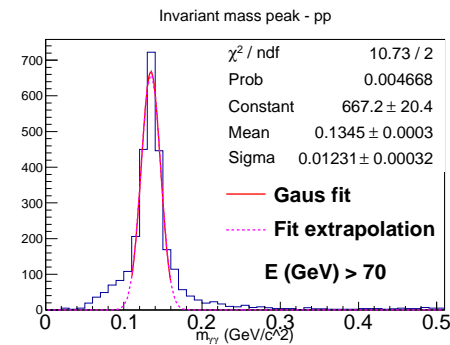
(e) 40 &lt; E (GeV) &lt; 50



(f) 50 &lt; E (GeV) &lt; 60



(g) 60 &lt; E (GeV) &lt; 70



(h) E (GeV) &gt; 70

Figura 7.7: Distribuições de massa invariante do  $\pi^0$  num ambiente pp, para diversos intervalos de energia do  $\pi^0$ . A cada distribuição é ajustada uma gaussiana, em vermelho, a fim de se obter a resolução com que a massa é reconstruída.

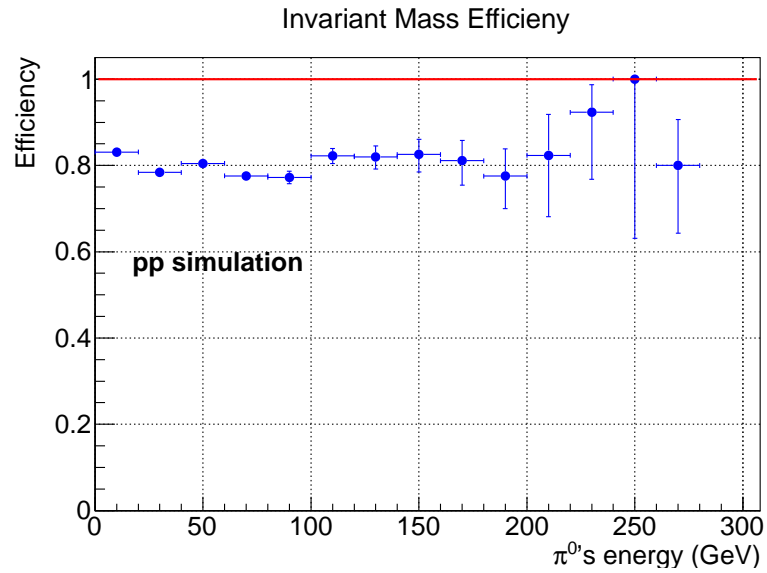


Figura 7.8: Eficiência em identificar fótons provenientes de pions neutros no ambiente pp, pelo método da massa invariante, em função da energia do pion neutro.

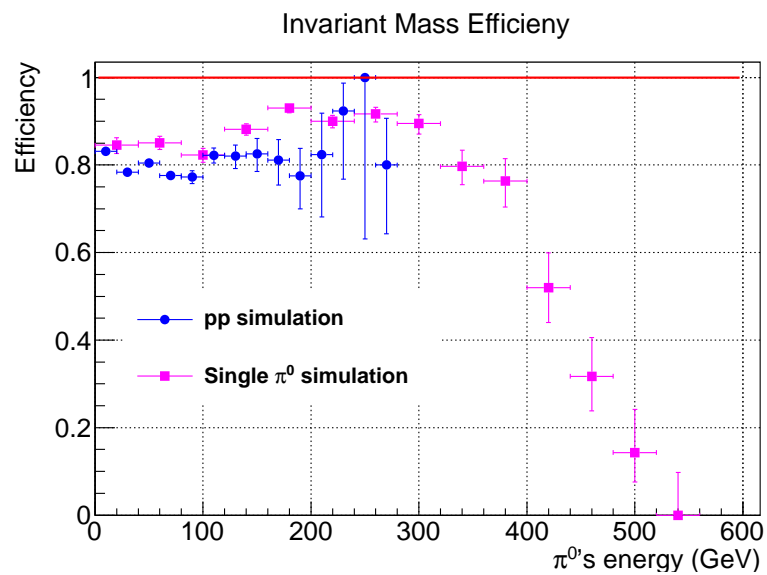
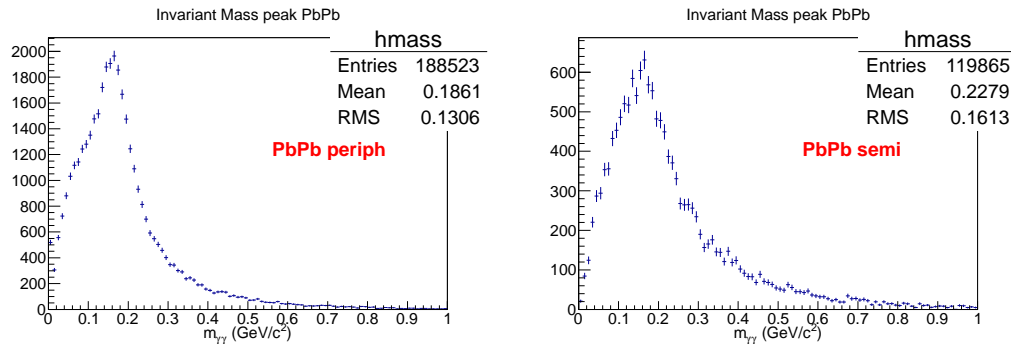
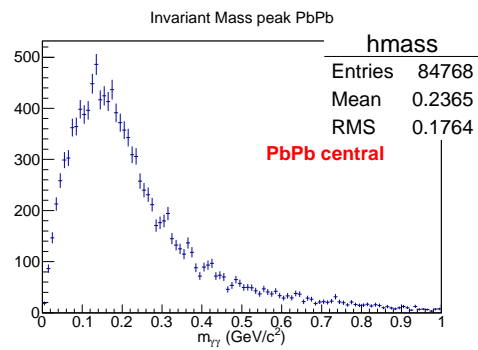


Figura 7.9: Comparação entre a eficiência com que os fótons provenientes de pions neutros são reconstruídos pela massa invariante nas simulações de pions neutros isolados (em magenta) e nas simulações pp (em azul). Essas eficiências são mostradas em função da energia do pion neutro.



(a) Colisão PbPb periférica.

(b) Colisão PbPb semi-periférica.



(c) Colisão PbPb central.

Figura 7.10: Distribuições dos valores de massa invariante obtidos para o  $\pi^0$  num ambiente PbPb periférico, semi-periférico e central.

## 7.2 Forma do Chuveiro

Um dos métodos existentes para se fazer identificação de partículas se baseia em características dos chuveiros que tais partículas geram ao atravessar um meio. Essas características de um chuveiro eletromagnético ou hadrônico são parametrizadas a partir dos chamados parâmetros de imagem. Esses parâmetros de imagem são diversos e descrevem vários aspectos dos chuveiros, como sua posição, seu tamanho, sua orientação e sua forma (perfil transversal e/ou a variação desse perfil transversal ao longo do comprimento do chuveiro) [21] [22].

É comum usar esses parâmetros de imagem em análises relacionadas a experimentos de raios cósmicos, nos quais há o interesse de se fazer a distinção entre a radiação gama e os hadrons que compõem esses raios cósmicos [21].

Em experimentos de física de altas energias, esses parâmetros de imagem também são usados com frequência e com dois objetivos diferentes: eles permitem, assim como em experimentos de raios cósmicos, diferenciar chuveiros eletromagnéticos de chuveiros hadrônicos, e também tornam possível fazer a distinção entre clusters formados por um único fóton e clusters formados a partir dos chuveiros de dois fótons parcialmente superpostos.

Na presente análise, esses parâmetros de imagem serão utilizados dessa segunda forma, com o objetivo de fazer a distinção entre fótons diretos e fótons provenientes do  $\pi^0$ , na faixa de energia em que este decai em dois fótons cujos chuveiros se superpõem parcialmente e são reconstruídos como um único cluster.

Dentre os citados parâmetros de imagem, serão usados nessa análise apenas os chamados parâmetros de forma, que são aqueles que caracterizam o perfil transversal dos chuveiros. Eles são nomeados *Width1* e *Width2*.

O perfil transversal de chuveiros eletromagnéticos num calorímetro possui sempre uma forma aproximadamente elíptica, e esses dois parâmetros de forma têm a função de revelar quantitativamente qual é a forma dessa elipse. O primeiro parâmetro, *Width1* (também encontrado na literatura como  $\lambda_0^2$  ou *length<sup>2</sup>*, ou M02) caracteriza o semi-eixo maior dessa elipse, enquanto o segundo parâmetro, *Width2* (também conhecido como *width<sup>2</sup>* ou M20), caracteriza o semi-eixo menor da elipse, como esquematizado na figura 7.11. Portanto, com esses dois parâmetros, é possível determinar a excentricidade do perfil transversal de determinado cluster encontrado no calorímetro.

Qualitativamente, se um único cluster é formado a partir do sinal de dois chuveiros eletromagnéticos parcialmente superpostos, provenientes de dois fótons muito próximos



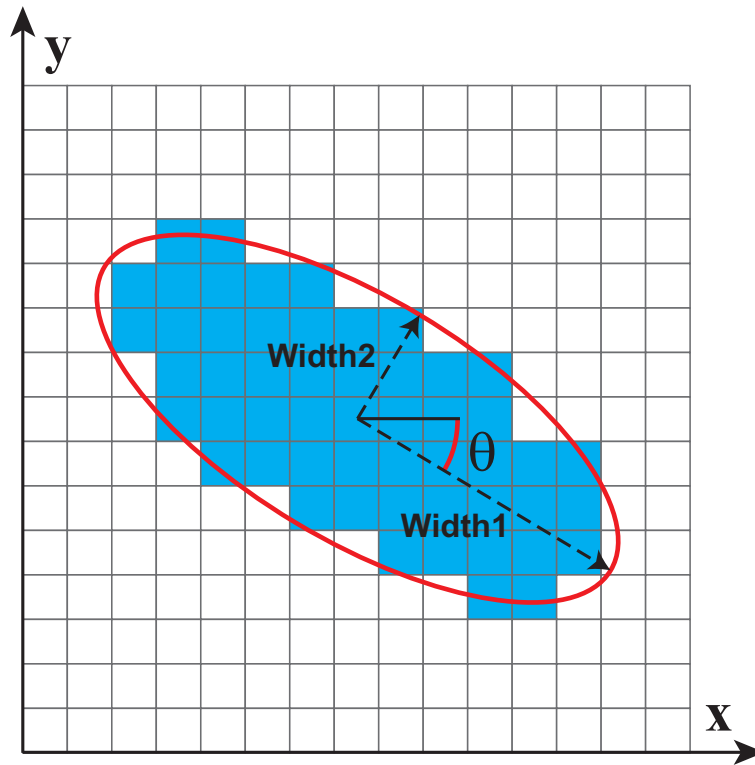


Figura 7.11: Representação esquemática do perfil transversal do sinal produzido num calorímetro pela passagem de uma partícula. O quadriculado representa a segmentação transversal do calorímetro e os quadrados coloridos são aqueles que receberam energia do chuveiro que se desenvolveu no detector. Aproximando-se o perfil de células ativadas por uma elipse, o parâmetro  $Width1$  é uma medida da largura da distribuição do sinal ao longo de seu semi-eixo maior, e o  $Width2$  é uma medida da largura do sinal ao longo de seu semi-eixo menor. O ângulo  $\theta$  indica a orientação da elipse, e está definido entre a direção do eixo  $x$  e a direção do semi-eixo maior da elipse.

entre si, esse cluster tende a ser uma elipse mais excêntrica do que um cluster gerado a partir do chuveiro eletromagnético de um único fóton. O semi-eixo maior,  $Width1$ , do cluster formado a partir de dois chuveiros parcialmente superpostos tende a ser maior que o semi-eixo maior de um cluster formado a partir de um único chuveiro. O semi-eixo menor,  $Width2$ , não varia nesses dois casos, o que pode ser observado de maneira quantitativa no trabalho [22]. Dessa forma, o cálculo de  $Width1$  permite fazer a distinção entre esses dois tipos de clusters, e torna possível identificar os fótons parcialmente superpostos provenientes de  $\pi^0$ s suficientemente energéticos.

O cálculo dos parâmetros de forma  $Width1$  e  $Width2$  de um cluster é feito com base na informação contida em cada um dos dígitos que o compõe. A seguir, esse cálculo é dividido em etapas e cada uma delas é descrita.

Primeiramente, são percorridos todos os dígitos  $i$  desse cluster e são calculadas as variáveis  $\langle x \rangle$  e  $\langle y \rangle$ , que são os chamados momentos de primeira ordem, e também  $\langle x^2 \rangle$ ,

$\langle y^2 \rangle$  e  $\langle xy \rangle$ , que são os chamados momentos de segunda ordem.

Os momentos de primeira ordem,  $\langle x \rangle$  e  $\langle y \rangle$ , dão a posição média do cluster no sistema de coordenadas  $(x,y)$ , que tem sua origem no centro do FoCal, como mostrado na figura 3.5. Porém, essa posição média usada no cálculo da forma do chuvaire não é idêntica à posição média dos clusters calculada em (4.2) e (4.3), pois agora é considerado um novo peso pra cada dígito, e este peso é usado ao longo de todo o cálculo da forma do chuvaire, e somente nesse cálculo. Esse novo peso dado a cada dígito  $i$ , que será chamado  $w_i$ , é uma função da energia armazenada nesse dígito e será detalhado mais adiante. Portanto, os momentos de primeira ordem usados no cálculo da forma dos chuvaires são dados pelas fórmulas (7.8) e (7.9) e se utilizam das coordenadas espaciais de cada dígito  $i$ ,  $x_i$  e  $y_i$ , do peso  $w_i$ .

$$\langle x \rangle = \frac{\sum w_i x_i}{\sum w_i} \quad (7.8)$$

$$\langle y \rangle = \frac{\sum w_i y_i}{\sum w_i} \quad (7.9)$$

Os momentos de segunda ordem,  $\langle x^2 \rangle$  e  $\langle y^2 \rangle$ , descrevem a extensão dos chuvaires ao longo das direções dos eixos  $x$  e  $y$ , respectivamente, enquanto  $\langle xy \rangle$  descreve o quanto o chuvaire se estende ao longo da direção que faz 45 graus com os eixos  $x$  e  $y$ . Note que, como o sistema de coordenadas usado no cálculo dos momentos de primeira e segunda ordem está fixo no detector, os valores das dispersões são dependentes da orientação  $\theta$  de cada chuvaire (mostrada na figura 7.11) e também da posição dos mesmos, já que dependem dos valores absolutos das coordenadas  $x_i$  e  $y_i$ .

O cálculo dos momentos de segunda ordem são dados pelas fórmulas (7.10), (7.11) e (7.12).

$$\langle x^2 \rangle = \frac{\sum w_i x_i^2}{\sum w_i} \quad (7.10)$$

$$\langle y^2 \rangle = \frac{\sum w_i y_i^2}{\sum w_i} \quad (7.11)$$

$$\langle xy \rangle = \frac{\sum w_i x_i y_i}{\sum w_i} \quad (7.12)$$

Depois do cálculo dos momentos de segunda ordem é feito o cálculo das covariâncias  $\sigma_{xx}$ ,  $\sigma_{yy}$  e  $\sigma_{xy}$ . As covariâncias são calculadas em termos dos momentos de primeira ordem ((7.8) e (7.9)) e de segunda ordem ((7.10), (7.11) e (7.12)) como mostrado nas equações (7.13), (7.14) e (7.15). Note que o cálculo das covariâncias é importante porque elas não dependem da posição em que o cluster se localiza no detector (são independentes dos valores absolutos de  $x_i$  e  $y_i$ ). Logo, cada uma dessas covariâncias são medidas da dispersão da imagem do chuveiro ao longo de cada uma das direções  $\hat{x}$  e  $\hat{y}$  e ao longo da direção que faz 45 graus com os eixos  $x$  e  $y$ , e elas ainda dependem da orientação do cluster.

$$\sigma_{xx} = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2 \quad (7.13)$$

$$\sigma_{yy} = \langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2 \quad (7.14)$$

$$\sigma_{xy} = \langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle \quad (7.15)$$

Por fim, os parâmetros de forma  $Width1$  e  $Width2$  são calculados a partir de uma combinação entre os momentos de segunda ordem ((7.10), (7.11) e (7.12)) e as covariâncias ((7.13), (7.14) e (7.15)), como mostrado nas equações (7.16) e (7.17) [21] [23] [24].

$$Width1 = \frac{\sigma_{xx} + \sigma_{yy}}{2} + \sqrt{\left(\frac{\sigma_{yy} - \sigma_{xx}}{2}\right)^2 + \sigma_{xy}^2} \quad (7.16)$$

$$Width2 = \frac{\sigma_{xx} + \sigma_{yy}}{2} - \sqrt{\left(\frac{\sigma_{yy} - \sigma_{xx}}{2}\right)^2 + \sigma_{xy}^2} \quad (7.17)$$

Os parâmetros de forma  $Width1$  e  $Width2$  caracterizam a dispersão do chuveiro ao longo de seus próprios semi-eixos maior e menor, respectivamente, como foi mostrado na figura 7.11, e portanto o valor desses parâmetros não dependem da posição do chuveiro ou de sua orientação.

No cálculo dos parâmetros de forma, cada dígito recebe um peso  $w_i$  que é proporcional à energia depositada no mesmo.

Nos segmentos de HGLs, a distribuição de energia entre os dígitos se dá como mostrado na figura 7.12, enquanto nos segmentos de LGLs, a distribuição de energia entre os

dígitos se dá como mostrado na figura 7.13. Essas figuras mostram a fração de energia que cada dígito carrega do respectivo cluster formado no segmento indicado.

Devido à diferença no tamanho dos dígitos nos segmentos de HGLs e nos segmentos de LGLs, é esperado que nos segmentos de HGLs, a energia do chuvaire se distribua mais suavemente entre os dígitos, enquanto nos segmentos de LGLs a diferença de energia entre dígitos próximos seja mais acentuada, já que cada um deles é grande o bastante para receber grande parte de energia do chuvaire.

Como mostrado nas figuras 7.12 e 7.13, nos segmentos de LGLs, a menos do segmento 5, apesar de os dígitos menos energéticos serem os mais abundantes, há um acúmulo de dígitos que carregam uma fração muito grande da energia do cluster em cada segmento. Nos segmentos de HGLs não há esse comportamento: a fração da energia do cluster naquele segmento que cada dígito carrega não vai muito além de  $\approx 0.5$ , e, além disso, conforme os dígitos carregam mais energia, menos abundantes eles se tornam. O segmento 5 se diferencia um pouco dos demais segmentos de LGLs porque cada cluster que se encontra lá corresponde ao final do desenvolvimento de um chuvaire, e portanto é pouco energético e bem disperso, não possuindo essa característica de que poucos dígitos carregam uma fração grande de sua energia. Essas figuras foram feitas utilizando-se todos os eventos disponíveis na simulação de fótons isolados, portanto a contagem mostrada no eixo y não deve ser interpretada como o número de dígitos de um único cluster.

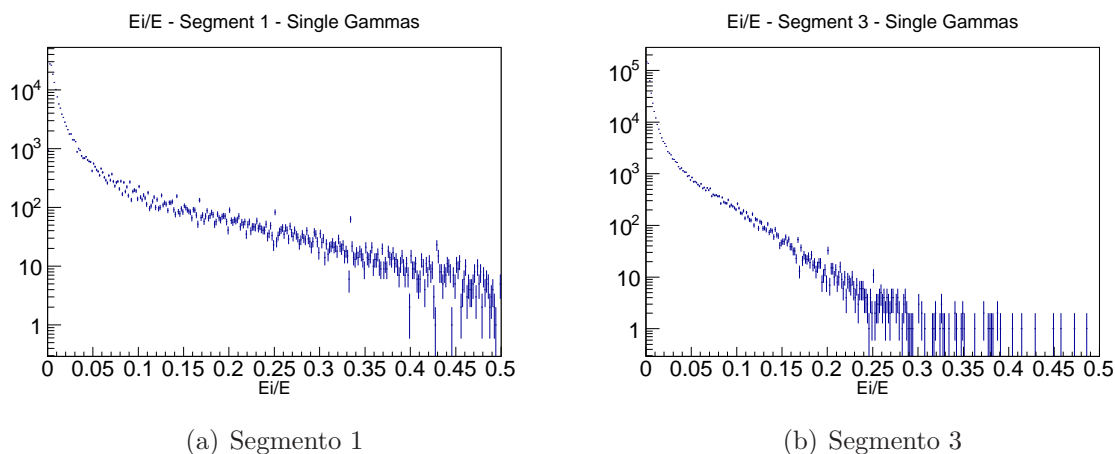


Figura 7.12: Distribuição da fração de energia que cada dígito carrega do cluster ao qual pertence. Isto é feito utilizando-se as informações contidas nos segmentos de HGLs, conforme indicado em cada figura.

A determinação da relação matemática entre peso e energia de um dígito vai depender sobretudo do tipo de segmento a que este pertence, a fim de levar em conta as diferentes formas com que a energia do cluster se distribui entre esses dígitos, conforme discutido

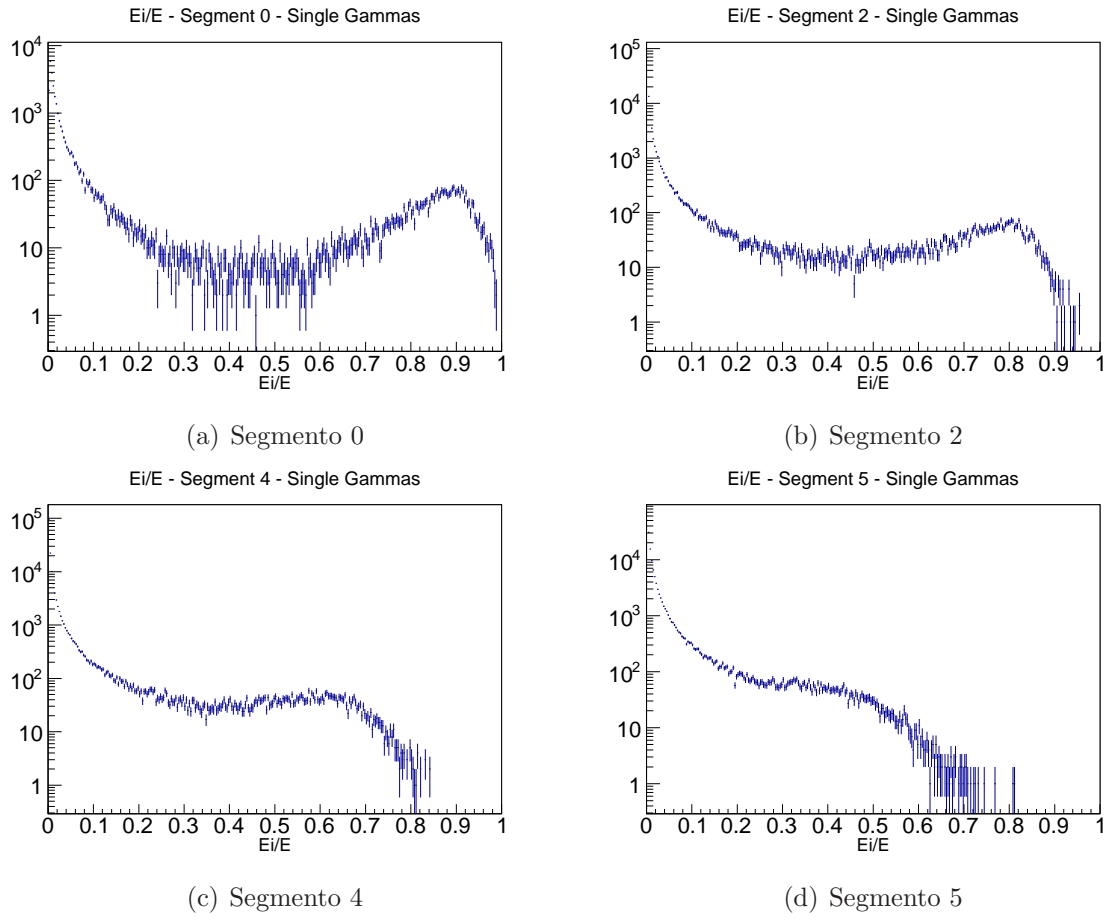


Figura 7.13: Distribuição da fração de energia que cada dígito carrega do cluster ao qual pertence. Isto é feito utilizando-se as informações contidas nos segmentos de LGLs, conforme indicado em cada figura.

acima.

Nos segmentos 1 e 3, compostos por camadas de HGLs, cada dígito recebe um peso igual a uma potência positiva da fração da energia que carrega, conforme mostrado na fórmula (7.18). Nesta fórmula, a constante  $w_{0H}$  representa o valor da potência a ser usada,  $E$  é a energia do cluster encontrado naquele segmento e  $E_i$  é a energia que o dígito  $i$  possui.

$$w_i = \left(\frac{E_i}{E}\right)^{w_{0H}} \quad (7.18)$$

A função (7.18) possui uma concavidade para cima no intervalo  $[0,1]$ , fazendo com que os dígitos mais energéticos, do centro do cluster, sejam especialmente mais enfatizados que os menos energéticos, da periferia do cluster. A figura 7.14(a) mostra essa função para diferentes valores da potência  $w_{0H}$ . Quanto maior a potência, mais importância é

dada a um conjunto de dígitos mais energéticos, em comparação ao uso de uma potência menor.

Na figura 7.14(b), em que o eixo y de 7.14(a) é colocado em escala log, é possível ver mais claramente o efeito que diferentes valores de  $w_{0H}$  têm em eliminar os dígitos menos energéticos do cálculo dos parâmetros de forma, por atribuir-lhes um peso praticamente nulo em comparação com o peso de dígitos mais energéticos.

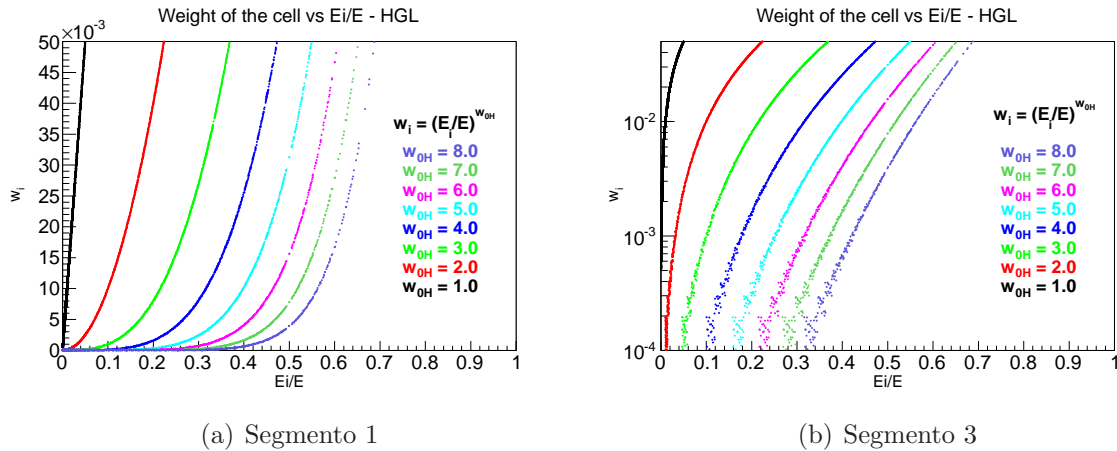


Figura 7.14: Efeito de vários valores da constante  $w_{0H}$  no cálculo do peso  $w_i$  de cada dígito  $i$  dos segmentos de HGLs. Em 7.14(a) é mostrada a forma da função (7.18), côncava para cima, dando especial ênfase aos dígitos mais energéticos. Em 7.14(b) é mostrado o logaritmo do peso  $w_i$  de cada dígito  $i$  dos segmentos de HGLs. Pode-se ver mais claramente como os diferentes valores da constante  $w_{0H}$  selecionam um conjunto de células mais energéticas para o cálculo dos parâmetros de forma, atribuindo às células menos energéticas um peso praticamente nulo em comparação ao peso dessas primeiras.

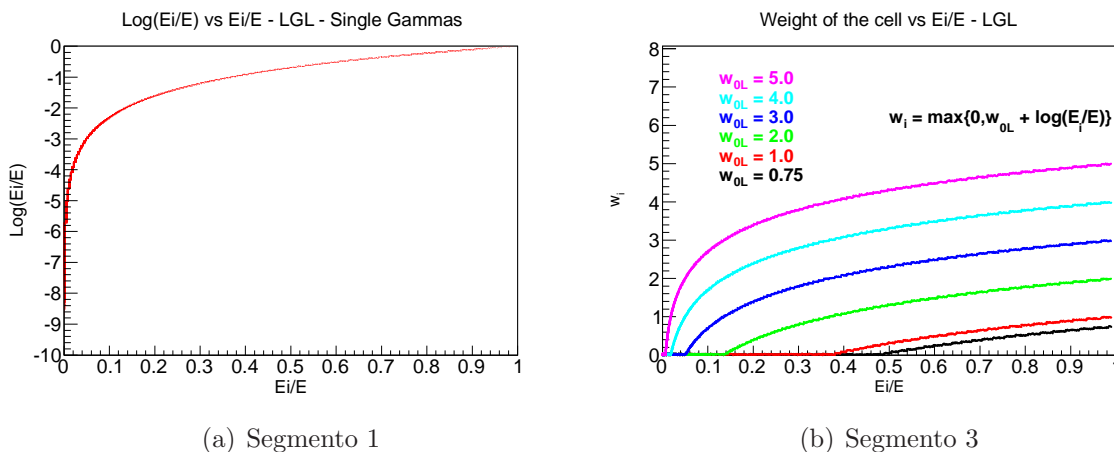
Quando a segmentação transversal do calorímetro é da ordem de um raio de Molière,  $R_M$ , um peso logarítmico, da forma (7.19), é comumente utilizado. Portanto, o cálculo dos parâmetros de forma nos segmentos de LGL é feito utilizando-se esse peso.

$$w_i = \max\left[0, w_{0L} + \ln\left(\frac{E_i}{E}\right)\right] \quad (7.19)$$

O termo  $\ln(\frac{E_i}{E})$  dessa equação retorna sempre valores negativos, já que a fração é sempre menor que a unidade. O papel da constante  $w_{0L}$  é, portanto, se somar a esses valores, tornando esse soma positiva para alguns valores de  $\ln(\frac{E_i}{E})$ . Somente dígitos que retornam um valor positivo nessa soma entrarão no cálculo dos parâmetros de forma, pois, de acordo com (7.19), somente eles recebem um peso não nulo. Dessa forma, a constante  $w_{0L}$  tem a função de selecionar para o cálculo dos parâmetros de forma somente dígitos que carregam uma fração da energia do cluster acima de um determinado valor,

que dependerá da constante  $w_{0L}$ . Ao contrário da função 7.18, a função (7.19) possui concavidade para baixo no intervalo  $[0,1]$ , o que faz com que maior ênfase seja dada a dígitos menos energéticos.

Na figura 7.15(a) é mostrado os valores da função  $\ln(\frac{E_i}{E})$  para todos os possíveis valores de  $\frac{E_i}{E}$ , a fim de se poder visualizar que faixa de valores a constante  $w_{0L}$  pode assumir. Olhando essa figura, pode-se notar, por exemplo, que o uso de  $w_{0L} = 9$  fará com que todos os dígitos recebam peso não nulo, enquanto que, usando-se  $w_{0L} = 2$ , somente dígitos que carregam fração de energia acima de aproximadamente 0.2 receberão peso não nulo, e portanto participação do cálculo dos parâmetros de forma. A figura 7.15(b) mostra o peso, conforme mostrado na fórmula 7.18, calculado a partir de diversos valores da constante  $w_{0L}$ . Quanto menor o valor da constante  $w_{0L}$ , maior é o número de células menos energéticas excluídas do cálculo dos parâmetros de forma.



(a) Segmento 1

(b) Segmento 3

Figura 7.15: Em 7.15(a) é mostrada a função  $\ln(\frac{E_i}{E})$  no intervalo de valores de  $[0,1]$ . A partir dessa figura é possível visualizar a faixa de valores que a constante  $w_0$  poderá assumir. Em 7.15(b) é mostrado o efeito de vários valores da constante  $w_{0L}$  no cálculo do peso  $w_i$  de cada dígito  $i$  dos segmentos de LGLs.

Os segmentos de HGLs possuem uma resolução espacial muito maior que os segmentos de LGLs, por isso eles fornecem uma informação mais detalhada sobre o perfil transversal dos chuveiros. Além disso, o cálculo da massa invariante para identificar pions neutros começa a falhar quando os chuveiros parcialmente superpostos passam a ser reconstruídos como um único cluster também *nos segmentos de HGLs* (a posição dos clusters totais, usados no cálculo da massa, é determinada pelos segmentos de HGLs). Como o objetivo da análise da forma do chuveiro é fazer a identificação dos pions neutros a partir da energia em que o método da massa invariante passa a falhar, no presente trabalho essa análise foi feita utilizando-se os segmentos de HGLs apenas, pois nos segmentos de LGLs

os dois fótons do pion neutro são reconstruídos como um único cluster já para energias mais baixas do  $\pi^0$ , devido a sua pior resolução espacial.

No entanto, o estudo dos parâmetros de forma obtidos nos segmentos de LGLs do FoCal foi feito [22] e foi importante para que se pudesse conhecer a performance do detector num cenário mais comum (segmentação da ordem de  $1 R_M$ ) antes de que fossem usadas as informações contidas nos segmentos de HGLs.

No presente trabalho, foram calculados os valores do parâmetro  $Width1$  dos clusters produzidos nos segmentos de HGLs pela simulação de fótons isolados e pela simulação de pions neutros isolados, a fim de verificar se é possível observar um relativo aumento sistemático no valor de  $Width1$  para alguns eventos de pions neutros isolados, que indicaria clusters formados por dois chuviros parcialmente superpostos.

Foram selecionados os eventos em que a partícula (o fóton ou o pion neutro isolado) possui energia maior que 300 GeV, já que, como mostrado na figura 7.5, é para pions neutros com energia acima de aproximadamente 300 GeV que o cálculo da massa invariante começa a falhar. Na figura 7.16 são mostrados os valores de  $Width1$  de clusters provenientes de fótons isolados (em vermelho), de clusters provenientes de pions neutros reconstruídos pela massa invariante (em verde) e de clusters provenientes de pions neutros não reconstruídos pela massa invariante (em azul). Nesta figura é feito o cálculo de  $Width1$  com as constantes  $w_{0H} = 5, 4, 3.5, 3, 2.5$  e  $2$ , a fim de explorar como o uso de diferentes valores da constante  $w_{0H}$  afeta os valores desse parâmetro.

Os valores de  $Width1$  de clusters provenientes de pions neutros que já foram identificados pela massa invariante são mostrados a fim de comparação: por terem sido reconstruídos pela massa invariante, cada um desses eventos de pion neutro produziu dois clusters, então era esperado que a forma desses clusters fosse semelhante à forma de clusters provenientes de fótons isolados. Essas figuras mostram, porém, que enquanto os valores de  $Width1$  de fótons diretos se distribuem simetricamente em torno de um valor médio, a distribuição de  $Width1$  de clusters provenientes de pions neutros reconstruídos pela massa invariante adquire uma cauda para direita, se estendendo para valores maiores de  $Width1$ , não ocupados pelos fótons isolados. Mais adiante esse efeito é investigado.

Nessa mesma figura, podem ser observados alguns valores de  $Width1$  iguais a zero, para todos as simulações utilizadas. Observando as fórmulas (7.16) e (7.17), pode-se concluir que isso ocorre quando um cluster é construído com apenas um dígito, e portanto não possui dispersão em nenhuma direção. Tais clusters podem ser desprezados nessa



análise, visto que não representam a passagem de uma partícula pelo detector.

Observando os demais valores de  $Width1$ , pode-se notar que o uso de diferentes constantes altera os valores absolutos do parâmetro de forma: quanto maior a constante usada, mais os dígitos mais energéticos adquirem maior importância em relação aos menos energéticos (conforme foi discutido na figura 7.14) e portanto menores se tornam os valores de  $Width1$ , já que as bordas do chuveiro passam a contribuir menos em relação às células de seu centro.

A intenção de se fazer o cálculo de  $Width1$  com diferentes constantes é descobrir se alguma delas traz um maior poder de separação, em relação às demais constantes, entre os clusters de fótons isolados e os clusters provenientes de pions neutros não reconstruídos pela massa invariante. Como é possível observar nas figuras mostradas, os eventos de pions neutros não reconstruídos pela massa invariante possuem valores de  $Width1$  que se distribuem entre dois picos: o primeiro deles possui valores semelhantes aos de fótons isolados, enquanto o segundo deles está centrado em valores de  $Width1$  maiores que os de fótons isolados. Este segundo pico sugere clusters construídos com dois chuveiros parcialmente superpostos, e o primeiro pico será investigado adiante. Para verificar de maneira mais quantitativa qual o poder de separação entre fótons isolados e pions neutros não reconstruídos pela massa invariante em cada uma das distribuições mostradas em 7.16, foram aplicados diferentes cortes em  $Width1$  (os valores dos cortes variam para cada constante  $w_{0H}$ , já que o valor de  $Width1$  também varia com a constante, e podem ser encontrados na tabela 7.2). Para cada um desses cortes, foi calculada a fração de fótons isolados cujos clusters possuem  $Width1$  menor que o corte, que seria a eficiência com que o corte consegue identificar os fótons isolados, e foi calculada a fração de pions neutros não reconstruídos pela massa invariante e que possuem  $Width1$  menor que o corte, que seria a contaminação de pions neutros na amostra de fótons isolados identificados. Esses valores podem ser vistos na figura 7.17.

Como mostrado na figura 7.17, dentre as constantes testadas, aquela com a qual se atinge os maiores valores de eficiência na identificação de fótons diretos combinados com os menores valores de contaminação, é  $w_{0H} = 2.5$ . Dado um valor de eficiência, a contaminação encontrada com as outras constantes é, em geral, maior, principalmente para valores de eficiência acima de 0.8. A barra de incerteza dos pontos é calculada por propagação de erros, considerando-se que o erro de cada um dos termos da razão (que corresponde à eficiência ou à contaminação) é a raiz quadrada desse termo.

Com base no que foi discutido sobre a figura 7.17, foi usado, deste momento da

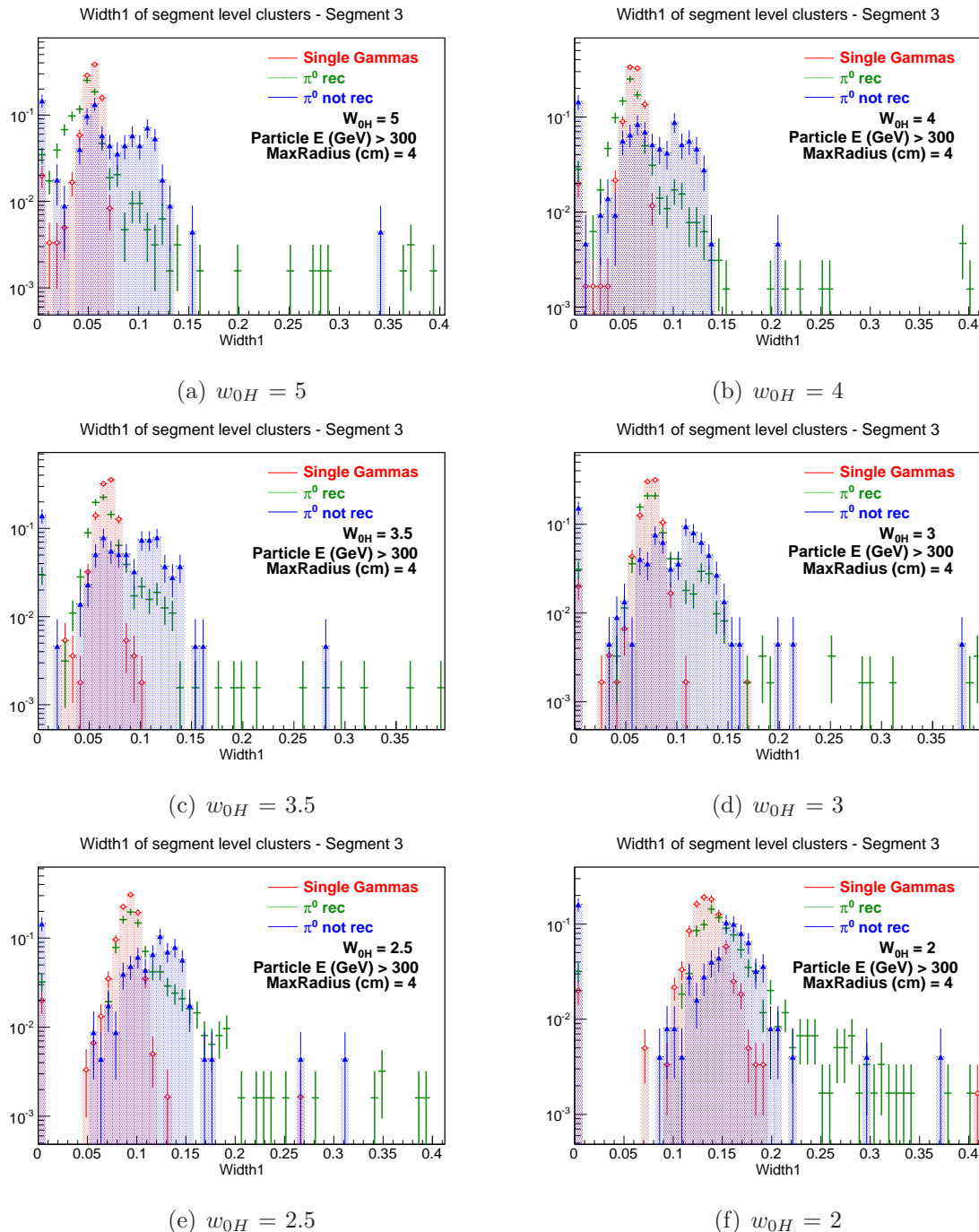


Figura 7.16: Valores do parâmetro de forma  $Width1$  de clusters gerados no segmento 3 do FoCal por eventos de fótons isolados (em vermelho), de pions neutros reconstruídos pela massa invariante (em verde) e por pions neutros não reconstruídos pela massa invariante (em azul). Cada figura corresponde ao uso de uma valor diferente da constante  $w_{0H}$ , conforme indicado. São mostrados apenas os clusters no segmento 3 provenientes de partículas com energia acima de 300 GeV.

análise em diante, a constante  $w_{0H} = 2.5$ . Pelas figuras mostradas em 7.14 e 7.12(b), pode-se dizer que o uso de mais células ou de menos células no cálculo dos parâmetros de forma do que aquele estabelecido pela constante  $w_{0H} = 2.5$  (o que corresponde ao

## Cut Efficiency - SSA - Single particle

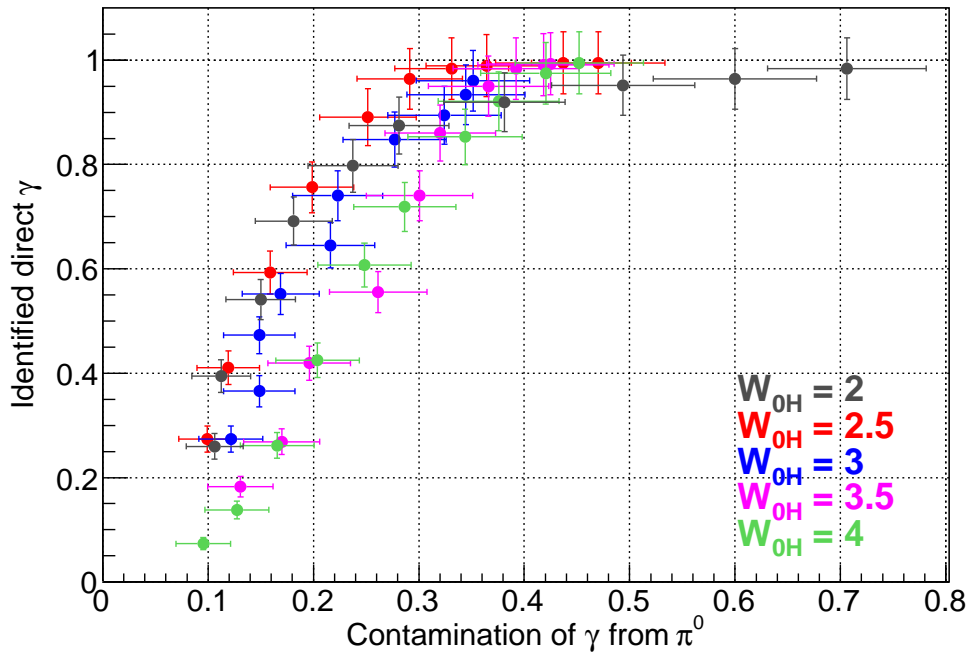


Figura 7.17: No eixo y é mostrada a eficiência de um dado corte na identificação dos fótons diretos, que são representados pelas simulações de fótons isolados em vermelho na figura 7.16. No eixo x é mostrada a contaminação de fótons provenientes de pions neutros não reconstruídos pela massa invariante associada a cada corte. Cada cor representa o uso de uma constante diferente no cálculo dos parâmetros de forma, conforme indicado na legenda. As distribuições usadas para o cálculo desses valores são aquelas mostradas na figura 7.16.

Tabela 7.1: Cortes aplicados ao parâmetro de forma  $Width1$ , para cada diferente constante  $w_{0H}$ , para o cálculo dos valores de eficiência e contaminação mostrados na figura 7.17

$w_{0H}$	Corte inicial	Corte final	Passo
2	0.125	0.170	0.05
2.5	0.086	0.122	0.004
3	0.07	0.088	0.002
3.5	0.06	0.087	0.003
4	0.05	0.077	0.003

uso de constantes menores ou maiores que  $w_{0H} = 2.5$ , respectivamente) ou inclui muitas células de forma a mascarar a forma do chuvaire que se quer observar, ou elimina células importantes para a determinação dessa forma, respectivamente.

Buscou-se entender por qual razão o  $Width1$  dos fótons de pions neutros reconstruídos pela massa invariante também adquire valores maiores que os de fótons isolados em determinados casos. Se esses fótons não são reconstruídos como um só cluster mais alongado, por que eles teriam  $Width1$  maiores? Investigou-se se isso poderia ser um

efeito do valor de  $MaxRadius$  usado para fazer a construção dos clusters: o valor padrão usado é  $MaxRadius = 4$  cm (lembrando que esse parâmetro indica o raio máximo de um cluster, e todas as células dentro desse raio em torno da semente são acrescentadas ao cluster). Com isso, o acréscimo de muitas células de um possível cluster vizinho ao presente cluster poderia estar gerando alguma distorção na forma deste não prevista. A fim de verificar de que forma o valor de  $MaxRadius$  influencia o valor dos  $Width1$  encontrados, foram feitas as distribuições de  $Width1$  utilizando-se  $w_{0H} = 2.5$  e diversos valores de  $MaxRadius$ : 0.25, 0.5, 1, 2 e 4 centímetros.

Inicialmente, foi observado que, ao usar valores de  $MaxRadius$  menores que 4 cm, há um aumento do número de clusters produzidos para cada fóton que atinge o detector. Isso pode ser visto na figura 7.18, onde são mostrados os valores de  $Width1$  de clusters produzidos apenas nas simulações de fótons isolados, para fótons com energia acima de 300 GeV: enquanto usando-se  $MaxRadius = 4$  cm (figura 7.18(a)) os valores de  $Width1$  se distribuem da mesma forma já mostrada anteriormente, conforme diminui-se o valor de  $MaxRadius$  um segundo pico de valores de  $Width1$  maiores que o primeiro passa a existir. Quanto menor o valor de  $MaxRadius$ , mais o segundo pico se aproxima do primeiro. Esse excesso de clusters com  $Width1$  maiores são clusters de energia muito baixa, como pode ser visto na figura 7.19, em que são mostrados esses valores de  $Width1$  em função da energia dos clusters formados. Quanto menor o valor de  $MaxRadius$ , mais dígitos gerados pelo fóton incidente não são incluídos no cluster gerado por ele, e esses dígitos são usados para a construção de outros pequenos clusters, consideravelmente menos energéticos do que o fóton incidente.

Sabendo que a diminuição de  $MaxRadius$  leva a formação de clusters espúrios e pouco energéticos, para observar o efeito de diferentes valores de  $MaxRadius$  no  $Width1$  de clusters provenientes de pions neutros reconstruídos pela massa invariante, foram selecionados apenas clusters com energia acima de 300 GeV, e foram feitas distribuições de  $Width1$  mostradas na figura 7.20. Esses gráficos mostram que a distribuição de  $Width1$  de pions neutros reconstruídos pela massa invariante continuam tendo uma cauda que se estende para valores maiores de  $Width1$  em comparação com os fótons diretos, independentemente do valor de  $MaxRadius$  usado. A seguir será visto que essa cauda está associada a eventos em que os fótons atingem o detector a uma distância muito pequena entre si.

A fim de poder melhor interpretar as distribuições de  $Width1$  de fótons provenientes de pions neutros, tanto reconstruídos pela massa invariante quanto não reconstruídos,

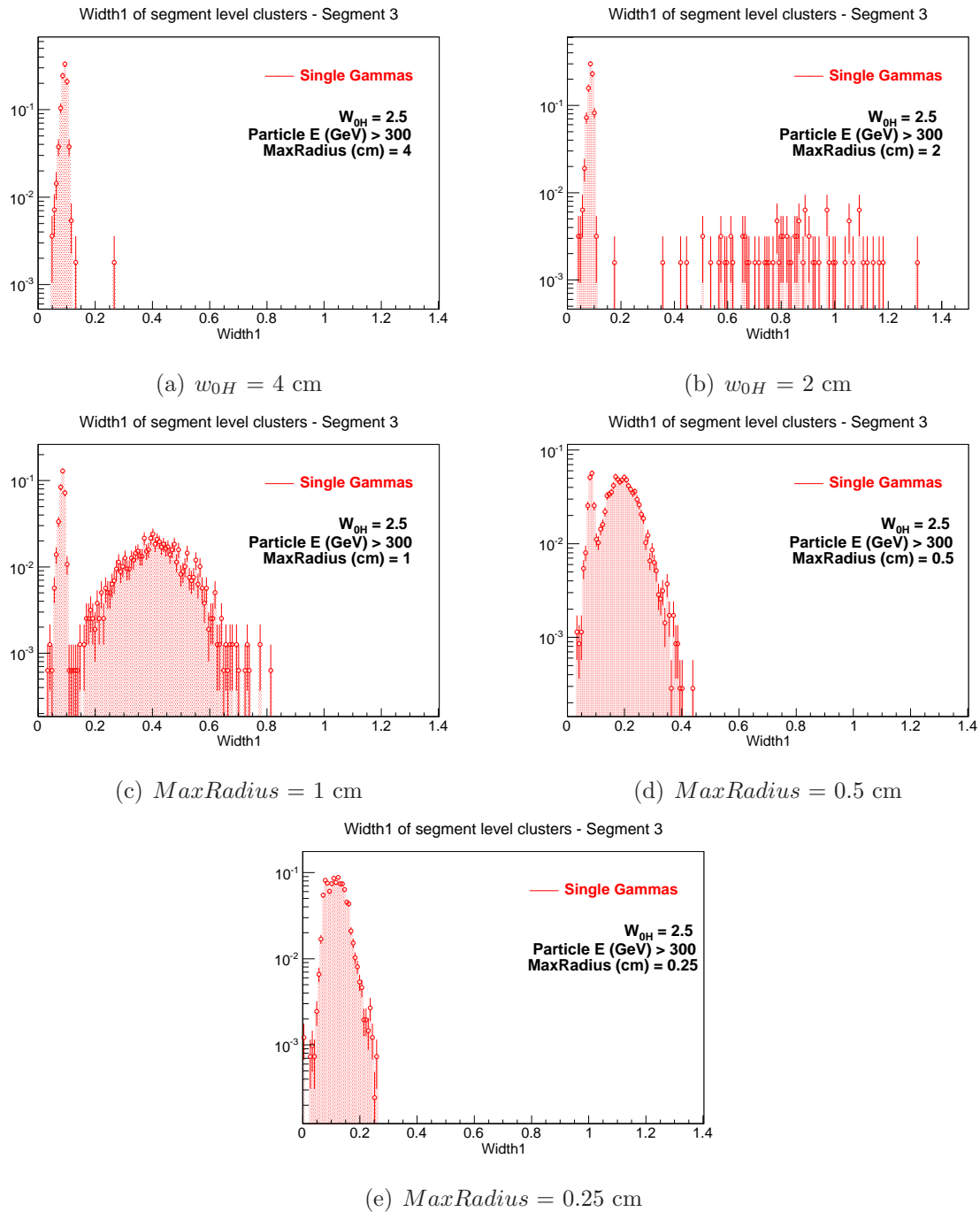


Figura 7.18: Distribuição dos valores de  $Width1$  dos clusters encontrados em eventos de fótons isolados com energia acima de 300 GeV, considerando-se diferentes valores de  $MaxRadius$  na construção dos clusters, como indicado em cada figura. Conforme diminui-se o valor de  $MaxRadius$ , surgem clusters que formam um segundo pico com valores maiores de  $Width1$ , e esse segundo pico se aproxima do primeiro conforme  $MaxRadius$  se torna menor.

foi observado como esses valores de  $Width1$  se comportam em função da distância entre os dois fótons em que o pion neutro decai e também em função da assimetria  $\alpha$  do decaimento, dada por (7.1).

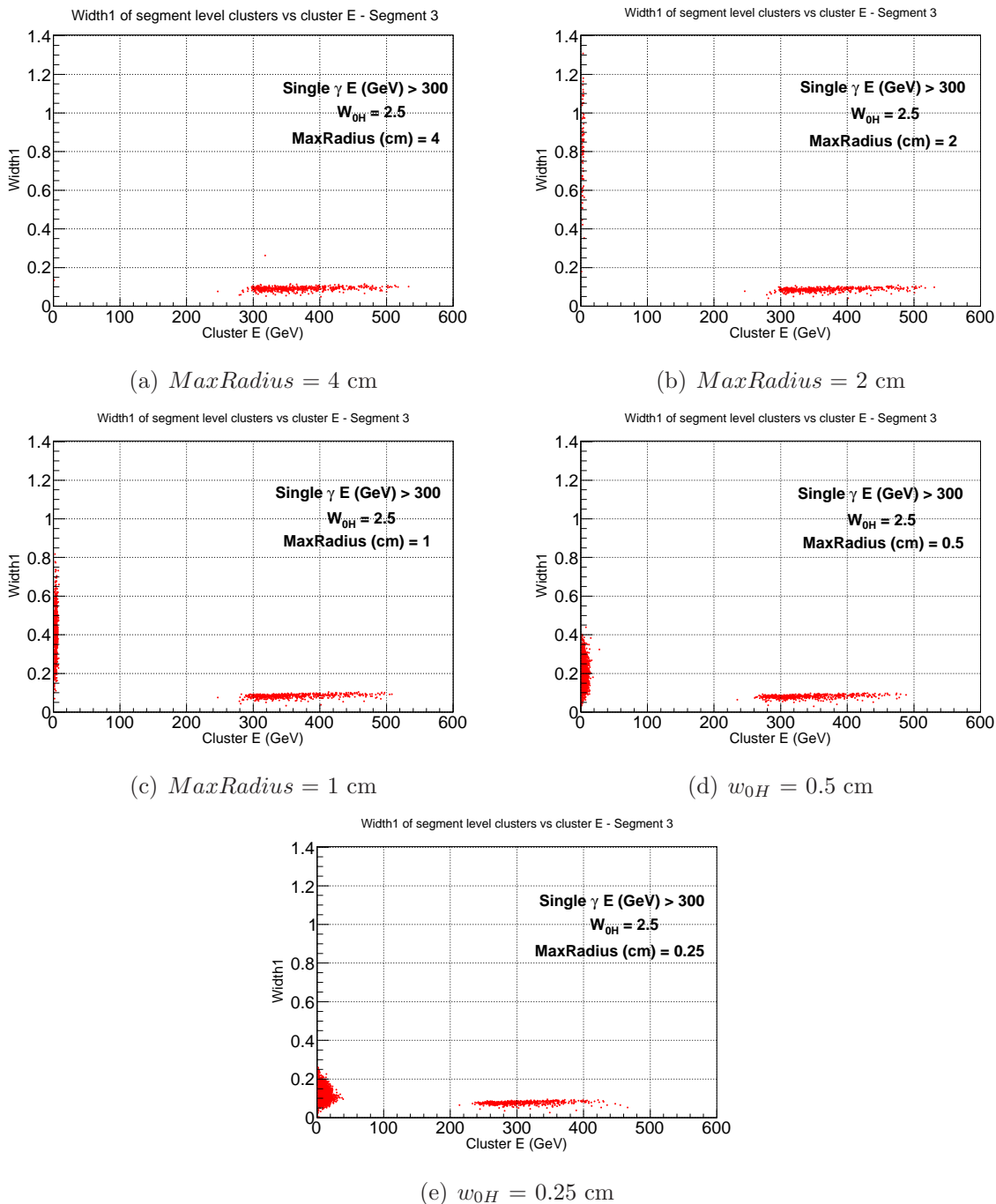


Figura 7.19: Distribuição dos valores de  $Width1$  dos clusters encontrados em eventos de fótons isolados com energia acima de 300 GeV, em função da energia desses clusters. Cada gráfico corresponde ao uso de diferentes valores de  $MaxRadius$ , conforme indicado. Pode ser visto que o clusters que geram o segundo pico de valores maiores de  $Width1$ , mostrados também na figura 7.18, correspondem a clusters com energia muito pequena comparada a energia do fóton incidente.

As figuras 7.21 e 7.22 mostram  $Width1$  em função da assimetria  $\alpha$  do evento, para pions neutros com energia acima de 300 GeV. Foram utilizados os parâmetros  $MaxRadius = 4$  cm e  $w_{0H} = 2.5$ . Os pontos em verde se referem aos eventos de pions neutros re-

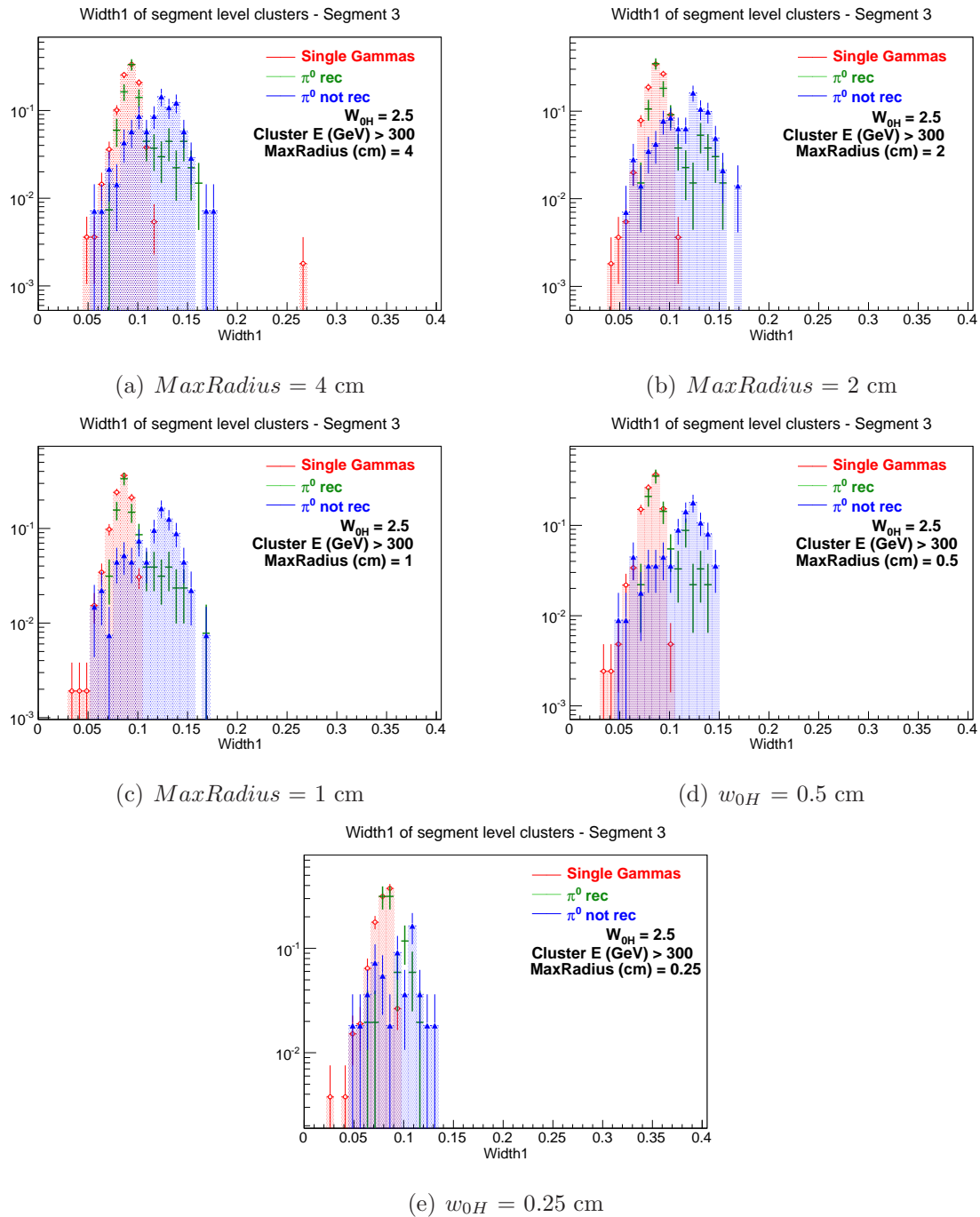


Figura 7.20: Valores do parâmetro de forma  $Width1$  de clusters gerados no segmento 3 do FoCal por eventos de fótons isolados (em vermelho), de pions neutros reconstruídos pela massa invariante (em verde) e por pions neutros não reconstruídos pela massa invariante (em azul). Cada figura corresponde ao uso de uma valor diferente  $MaxRadius$ , conforme indicado. São mostrados apenas os clusters no segmento 3 com energia acima de 300 GeV.

construídos pela massa invariante e os em azul aos eventos não reconstruídos. A reta em vermelho é apenas uma referência, e indica aproximadamente o valor máximo de  $Width1$  que os clusters de fótons diretos assumem, como mostrado na figura 7.16(e). Portanto

valores de  $Width1$  menores do que o indicado pela reta vermelha seria interpretado como provenientes de clusters que foram reconstruídos como se estivessem isolados, sem nenhuma interferência de outros clusters, e valores maiores seriam interpretados como provenientes de clusters mais alongados que estes últimos, sendo a parcial superposição dos chuviros e a reconstrução deles como um único cluster uma das possíveis causas do alongamento. A diferença entre as duas figuras é que enquanto em 7.21 é mostrada a distribuição de todos os pontos obtidos, a figura 7.22 mostra uma média de  $Width1$  para cada bin de assimetria  $\alpha$ .

Na figura 7.21 é mostrado que dentre os eventos de pions neutros não reconstruídos pela massa invariante, aqueles que possuem  $Width1$  semelhante ao de fótons diretos são exclusivamente aqueles que têm assimetria maior que aproximadamente 0.7. Em eventos muito assimétricos, um dos fótons possuem energia muito baixa, portanto pode ocorrer de este fóton não ser detectado. Assim se formam eventos que não são reconstruídos pela massa invariante mas que se assemelham a um fóton direto, já que apenas um dos fótons foi reconstruído. Por outro lado, os eventos não reconstruídos pela massa invariante e que possuem  $Width1$  maior que o típico de fótons diretos estão associados a eventos cuja assimetria do decaimento é  $\alpha < 0.7$ , em que provavelmente ambos os fótons geraram um sinal no detector mas foram reconstruídos como um único cluster. Na figura 7.22, em que uma média de  $Width1$  é feita para cada bin da assimetria  $\alpha$ , é possível ver esse comportamento de forma mais definida, mostrando que ele predomina sobre as flutuações estatísticas. Quanto aos eventos reconstruídos pela massa invariante, é possível ver que a maioria deles possui  $Width1$  semelhante ao de fótons diretos: na figura 7.22, a média de  $Width1$  em função de  $\alpha$  se mostra praticamente sempre abaixo da linha vermelha, indicando que, na figura 7.21, os eventos reconstruídos pela massa invariante e que possuem  $Width1$  maior que o de fótons isolados é uma minoria quando comparados ao total de eventos reconstruídos. Na figura 7.22 fica evidente que há uma tendência do  $Width1$  de eventos reconstruídos pela massa invariante aumentar para os eventos que possuem grande assimetria, maior que cerca de 0.6. Isso pode estar associado ao fato de que, devido a alta assimetria, clusters pouco energéticos estão sendo formados, e estes possuem a tendência de apresentarem maiores valores de  $Width1$ , mesmo quando provêm de um fóton isolado, como será discutido adiante.

As figuras 7.23 e 7.24 mostram os valores de  $Width1$  dos fótons provenientes de pions neutros em função da distância, no plano xy, entre a posição em que esses fótons atingiram o detector, para pions neutros com energia acima de 300 GeV.



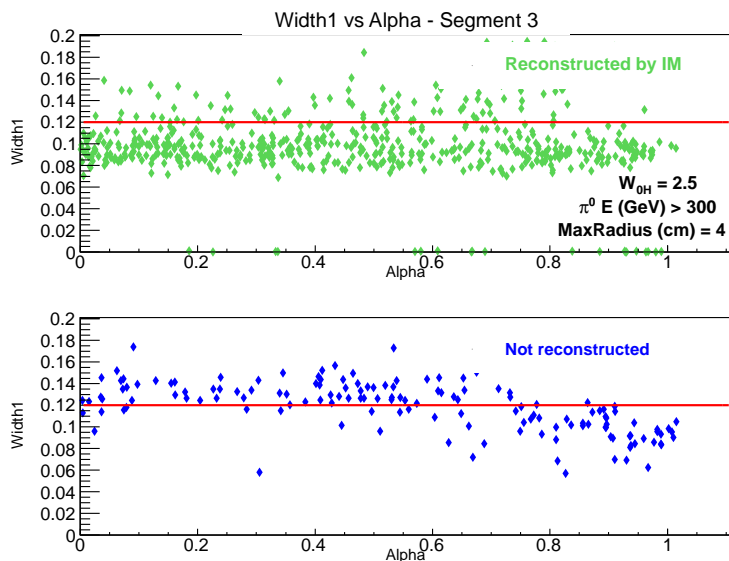


Figura 7.21: Parâmetro de forma  $Width1$  de fótons provenientes de pions neutros reconstruídos pela massa invariante (em verde) e não reconstruídos (em azul) em função da assimetria  $\alpha$  do decaimento do pion neutro. São considerados pions neutros com energia acima de 300 GeV.

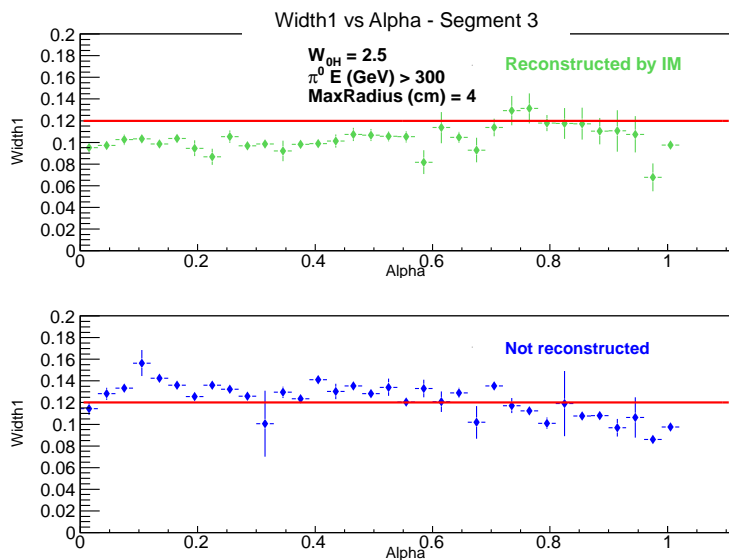


Figura 7.22: Parâmetro de forma  $Width1$  de fótons provenientes de pions neutros reconstruídos pela massa invariante (em verde) e não reconstruídos (em azul) em função da assimetria  $\alpha$  do decaimento do pion neutro. São considerados pions neutros com energia acima de 300 GeV.

Os eventos não reconstruídos pela massa invariante e que possuem  $Width1$  acima dos de fótons diretos são os eventos que possuem as menores distâncias entre os dois fótons, que vão de 0.2 cm a 0.4 cm, aproximadamente, como pode ser visto em ambas as figuras, contribuindo para a sustentação da hipótese de que esses clusters foram formados a partir de dois chuveiros superpostos. Na figura 7.23, no entanto, é possível ver que os

eventos reconstruídos pela massa invariante e cujos fótons estão muito próximos entre si (0.2 cm a 0.5 cm) também possuem uma tendência a ter  $Width1$  maiores que os de fótons isolados, indicando que há um segundo efeito que leva ao aumento de  $Width1$  pela proximidade entre os chuveiros, mesmo que eles sejam reconstruídos separadamente. Na figura 7.24, é possível ver que a média de  $Width1$  de eventos reconstruídos pela massa invariante está praticamente sempre abaixo da linha vermelha, mostrando que os eventos na figura 7.23 que estão acima da linha vermelha são minoria em relação ao total de eventos reconstruídos. No caso dos eventos não reconstruídos pela massa invariante, na figura 7.24 é possível ver que os eventos cujo  $Width1$  está acima dos de fótons diretos são, ao contrário do caso anterior, uma parcela significativa do total de eventos não reconstruídos.

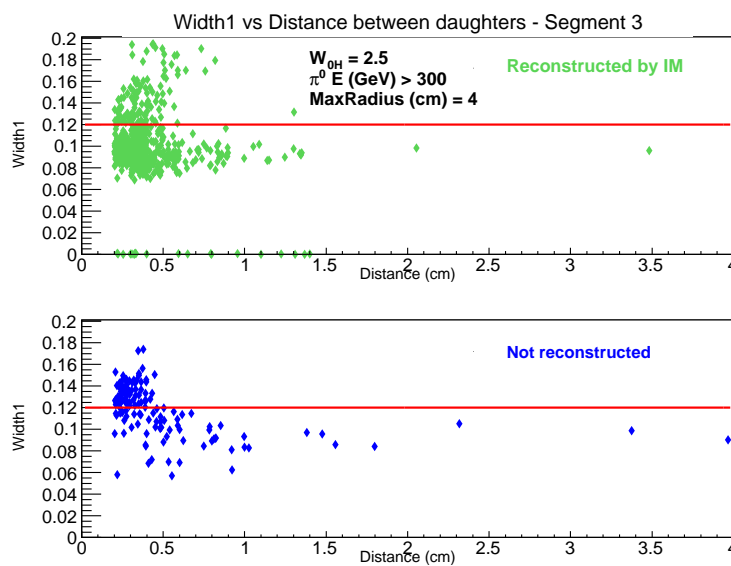


Figura 7.23: Parâmetro de forma  $Width1$  de fótons provenientes de pions neutros reconstruídos pela massa invariante (em verde) e não reconstruídos (em azul) em função da distância entre os dois fótons ao atingirem o FoCal. É considerado o intervalo de eventos em que os clusters possuem energia acima de 600 unidades arbitrárias.

Portanto, o comportamento de  $Width1$  em função da assimetria  $\alpha$  e da distância entre os fótons permite afirmar que os eventos reconstruídos pela massa invariante e que têm, diferentemente do esperado,  $Width1$  maior que o de fótons isolados ocorrem em situações em que os fótons atingem o Focal a uma distância muito pequena entre si (0.2 a 0.5 cm). Como foi observado a respeito dos gráficos mostrados na figura 7.20, dentro de um raio de aproximadamente 0.5 cm em torno da semente estão as células que mais influenciam o cálculo da forma do chuveiro, pois foi usando um  $MaxRadius$  igual ou abaixo desse valor que se observou uma maior mudança nos valores dos parâmetros

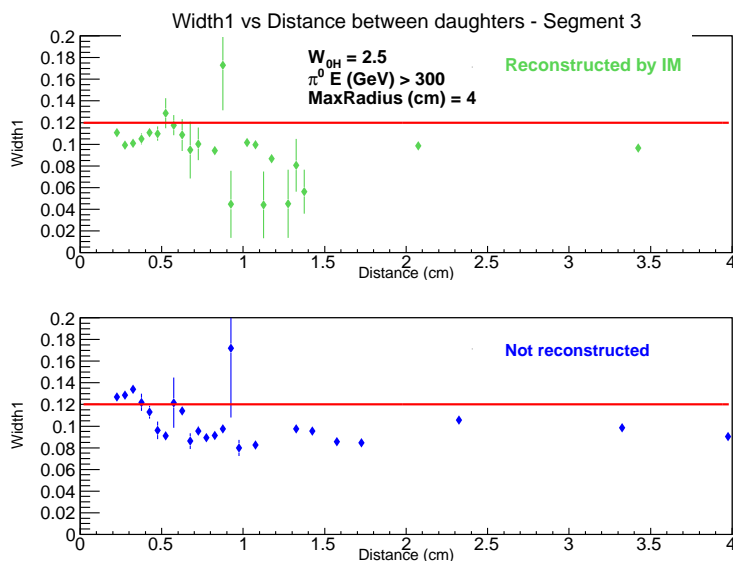


Figura 7.24: Parâmetro de forma  $Width1$  de fótons provenientes de pions neutros reconstruídos pela massa invariante (em verde) e não reconstruídos (em azul) em função da distância entre os dois fótons ao atingirem o FoCal. É considerado o intervalo de eventos em que os clusters possuem energia acima de 600 unidades arbitrárias.

$Width1$  encontrados. Clusters que estão a uma distância da ordem de 0.5 cm precisam dividir entre si parcelas significativas da energia dessas células que são importantes para definir sua forma, e portanto algo desbalanceado no processo da divisão da energia dessas células entre os clusters pode ter um impacto bastante evidente na forma desses clusters, provavelmente como o que está sendo observado aqui.

Também pôde ser entendido que, dentre os eventos de pions neutros não reconstruídos pela massa invariante, aqueles com  $\alpha > 0.7$  e com distância entre os fótons maior que 0.4 cm, consistem em grande parte dos casos que produzem clusters semelhantes aos dos fótons isolados, e que portanto não geram clusters formados por dois chuviscos superpostos, que são os clusters que essa análise se propõe a identificar. Na figura 7.25(a), são mostrados os valores de  $Width1$  de fótons diretos e de fótons provenientes de pions neutros não reconstruídos pela massa invariante, considerado-se os eventos com energia acima de 300 GeV, como foi mostrado também na figura 7.16(e). Comparando essa figura com as figuras 7.25(b) e 7.25(c), em que são feitos, respectivamente, um corte em  $\alpha$  (considerando-se apenas eventos não reconstruídos com  $\alpha < 0.7$ ) e um corte em  $\alpha$  e em distância (considerando-se eventos não construídos com  $\alpha < 0.7$  e  $dist < 0.4$ ) pode-se notar que o pico de  $Width1$  de pions neutros não reconstruídos com valores semelhantes aos de fótons diretos é eliminado quase completamente por esses cortes, só restando os eventos não reconstruídos que provavelmente levaram à construção de um

único cluster a partir de dois chuveiros parcialmente superpostos. Como esses cortes em  $\alpha$  e em distância não podem ser aplicados experimentalmente, essas figuras mostradas são apenas uma especulação que a simulação permite fazer para entender a origem de eventos não reconstruídos pela massa invariante e com  $Width1$  semelhante ao de fótons diretos.

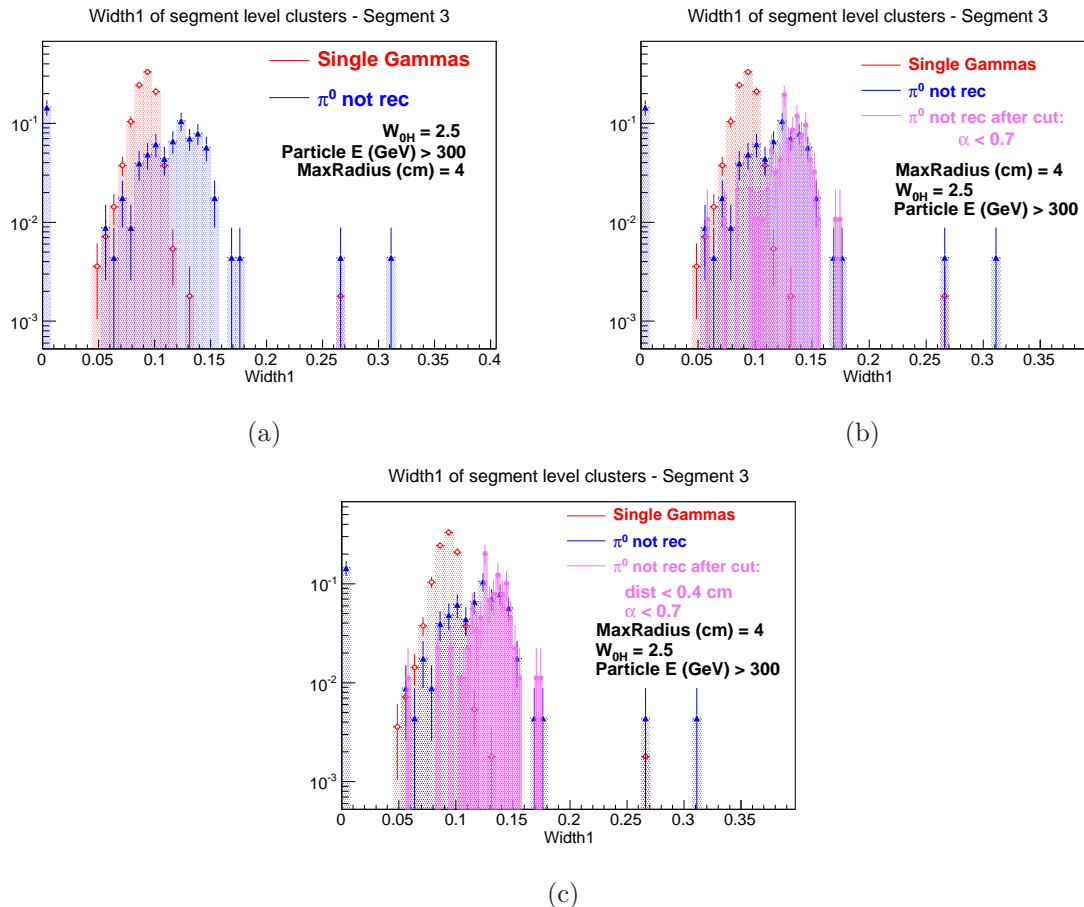


Figura 7.25: Em 7.25(a) são mostradas as distribuições de  $Width1$  de fótons diretos, em vermelho, e de fótons provenientes de pions neutros não reconstruídos pela massa invariante, em azul. Na figura 7.25(b) é acrescentada a distribuição em magenta, que é a distribuição de  $Width1$  dos eventos de pions neutros não reconstruídos pela massa invariante e que possuem  $\alpha < 0.7$ . Na figura 7.25(c), a distribuição em magenta corresponde aos valores de  $Width1$  dos eventos de pions neutros não reconstruídos pela massa invariante e que possuem  $\alpha < 0.7$  e a distância entre suas filhas é menor que 0.4 cm.

Conforme foi mencionado na discussão da figura 7.22, os valores de  $Width1$  possuem uma dependência também com a energia da partícula que o gera, se tornando maiores para partículas menos energéticas. Isso pode ser visto mais explicitamente na figura 7.26(a), em que são mostrados, em função da energia da partícula, o  $Width1$  de clusters provenientes de pions neutros não reconstruídos pela massa invariante e o  $Width1$  de clusters provenientes de fótons isolados. São mostrados os fótons isolados de todas as

energias simuladas e os pions neutros com energia acima de 300 GeV apenas, já que é nessa faixa de energia que se encontram os clusters construídos a partir de dois chuviros parcialmente superpostos. Nessa figura é possível ver que, para fótons diretos com energia abaixo de aproximadamente 150 GeV, o  $Width1$  dos clusters gerados sofre grande aumento, de forma a assumirem os mesmos valores, quando não maiores, que os de eventos de pions neutros em que dois chuviros parcialmente superpostos são reconstruídos como um único cluster. Isso faz com que esse método de distinção entre clusters de fótons diretos e clusters formados por dois fótons de pions neutros parcialmente superpostos seja válido apenas para fótons com energia acima de um limite mínimo. No presente trabalho, somente os fótons diretos com energia também acima de 300 GeV, como mostrado na figura 7.26(b), são usados para os posteriores cálculos de eficiência desse método de análise.

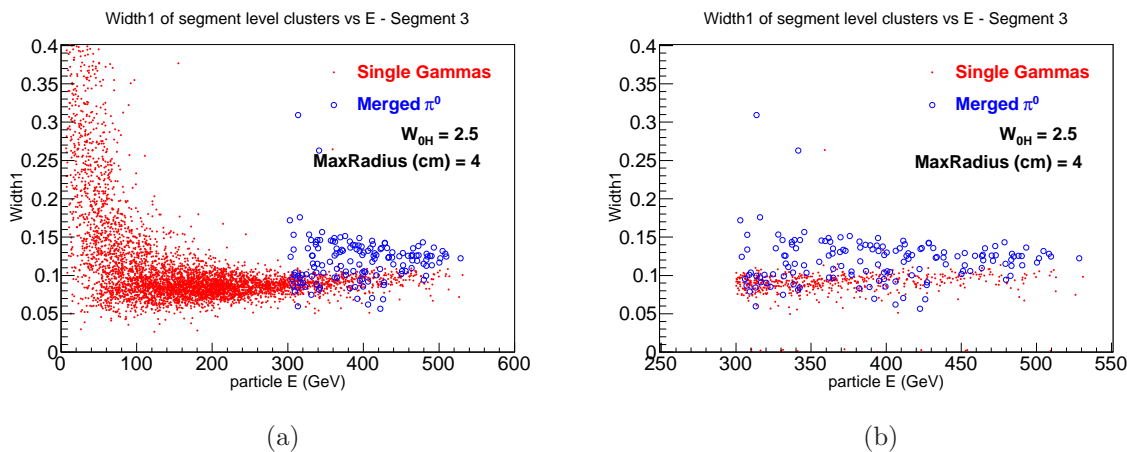


Figura 7.26:  $Width1$  em função da energia da partícula que gerou os clusters: em vermelho, os clusters gerados por fótons diretos com 7.26(a) todas as energias simuladas e 7.26(b) com energia acima de 300 GeV. Em ambas as figuras, o pions neutros não reconstruídos pela massa invariante, em azul, são mostrados para energia acima de 300 GeV, pois é nessa amostra que espera-se encontrar clusters construídos a partir de dois chuviros parcialmente superpostos.

Na figura 7.17, usada para determinar a constante  $w_{0H}$  que permite maior eficiência na identificação de fótons diretos combinada com a menor contaminação de pions neutros não reconstruídos pela massa invariante, mostra esse valor de eficiência e contaminação para vários cortes em  $Width1$ . Na figura 7.27 são mostradas, para a constante escolhida ( $w_{0H} = 2.5$ ) e para três diferentes valores de corte, a eficiência em detectar fótons diretos em função da energia desses fótons (mostrada em azul), e também a eficiência com que cada corte rejeita os pions neutros não reconstruídos pela massa invariante, em função da energia desses pions neutros (mostrada em rosa). Enquanto a contaminação, mostrada

na figura 7.17, corresponde à fração de pions neutros com  $Width1$  menor que o corte, a eficiência com que os pions neutros são rejeitados, mostrada na figura 7.27, é a fração de pions neutros com  $Width1$  acima do corte, ou seja, aqueles que foram corretamente identificados como não sendo fótons diretos. Os cortes mostrados em cada gráfico da figura 7.27 correspondem aos valores  $Width1 = 0.102$ ,  $Width1 = 0.106$  e  $Width1 = 0.11$ , e correspondem aos quinto, sexto e sétimo pontos em vermelho na figura 7.17.

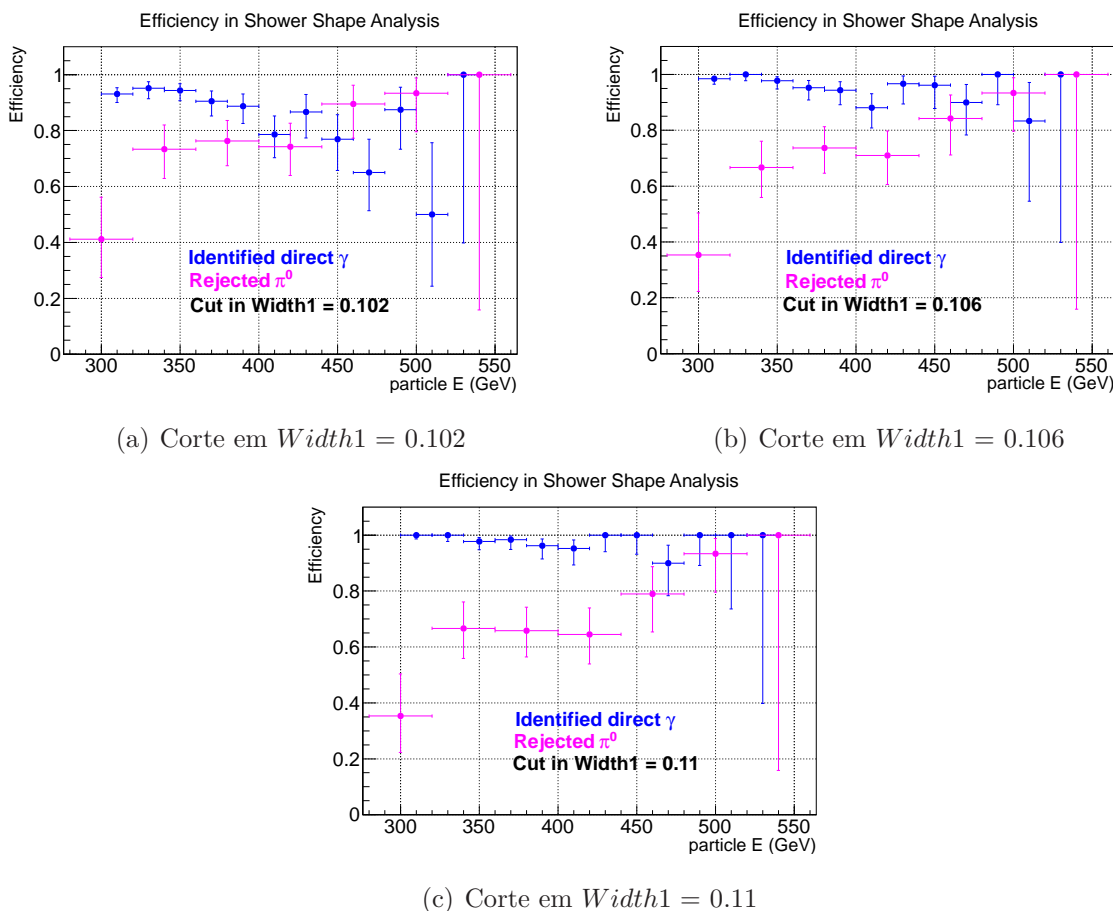


Figura 7.27: São usados três diferentes cortes no parâmetro  $Width1$  e são calculadas, em função da energia da partícula, a eficiência com que esses cortes identificam fótons diretos e a eficiência com que rejeitam fótons provenientes do decaimento de pions neutros não reconstruídos pela massa invariante. Os cortes utilizados são  $Width1 = 0.102$ ,  $Width1 = 0.106$  e  $Width1 = 0.11$ , conforme indicado em cada figura.

Nos gráficos mostrados na figura 7.27, é possível ver que, para os três cortes utilizados, a eficiência com que o pion neutro é rejeitado sempre aumenta com a energia, atingindo valores maiores ou iguais a 80% para energia acima de 450 GeV. Isso é consequência da forma como os pontos de distribuem, conforme pode ser visto nos gráficos mostrados na figura 7.26: para energias maiores, o parâmetro  $Width1$  fica mais concentrado em valores maiores. Como esperado, a eficiência com que o pion neutro é rejeitado é maior

para o menor corte em  $Width1$ . A eficiência com que os fótons diretos são identificados pelo corte em  $Width1 = 0.102$  começa em torno de 95% e cai com a energia, chegando a valores próximos de 50%. Essa queda com a energia está relacionada à inclinação nos valores de  $Width1$  mostrados em vermelho na figura 7.26: os pontos não se distribuem horizontalmente, de forma que um corte dependente da energia poderá aumentar essa eficiência. Para o corte em  $Width1 = 0.106$ , a eficiência em identificar os fótons diretos começa em 100% para energias próximas de 300 GeV, e conforme a energia aumenta, a eficiência cai, mas sempre mantendo valores maiores que aproximadamente 85%. Para o corte  $Width1 = 0.11$ , a eficiência em identificar fótons diretos é praticamente constante, e não adquire valores menores que 90%. A incerteza na eficiência com que os pions neutros são rejeitados é maior que a eficiência de identificação de fótons diretos devido à menor estatística de pontos.

A figura 7.28 mostra as mesmas eficiências em rejeitar pions neutros mostradas na figura 7.27, porém em função da assimetria  $\alpha$  do decaimento do pion neutro. Nesta figura fica evidente que os eventos de pion neutro que são rejeitados com uma eficiência baixa pelo corte em  $Width1$ , independentemente da energia, são eventos com assimetria  $\alpha$  alta, acima de aproximadamente 0.6. Para eventos com  $\alpha < 0.6$ , a rejeição do pion neutro fica em torno de 100%, considerando-se as barras de incerteza. Esses dados corroboram com aqueles mostrados nas figuras 7.22 e 7.25: eventos de pions neutros, não reconstruídos pela massa invariante, com assimetria maior que aproximadamente 0.6 formam clusters que se assemelham a fótons diretos (provavelmente porque apenas um fóton foi reconstruído), e por isso o corte em  $Width1$  não é capaz de distinguí-los de um fóton direto.

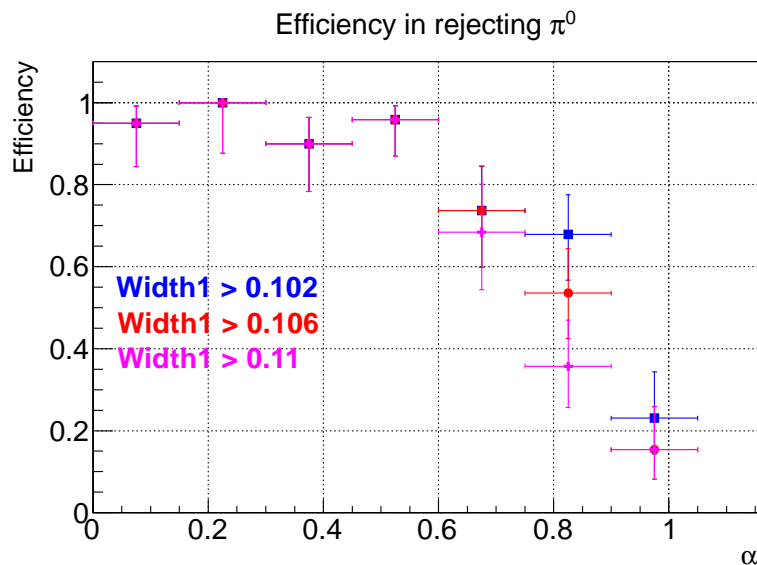


Figura 7.28: Eficiência em rejeitar pions neutros, não reconstruídos pela massa invariante, através dos três cortes em  $Width1$  indicados. A eficiência é mostrada em função da assimetria  $\alpha$  de decaimento, e é possível ver que os eventos com assimetria acima de 0.6 são rejeitados com eficiência mais baixa.

## 7.3 Cortes de Isolamento

Os diferentes processos físicos que dão origem a fótons permitem a existência de um método para distinguir os fótons diretos dos fótons de decaimento ou fragmentação que se baseia no cálculo da quantidade de energia depositada numa região em torno desses fótons. Os fótons de decaimento são formados dentro de jatos de partículas, bem como os fótons primários originados da fragmentação de partons, enquanto os fótons diretos são produzidos de maneira independente de outras partículas e portanto não estão correlacionados a um conjunto de partículas se propagando na mesma direção que eles. Por isso, os fótons de decaimento e de fragmentação terão, em geral, uma quantidade maior de energia em torno de si do que os fótons diretos, e esse excesso de energia é justamente a energia depositada no calorímetro pelas outras partículas do jato ao qual esses fótons pertenciam.

A análise de isolamento consiste em calcular a energia total  $E$  ou a energia transversal,  $E_t$ , existente dentro de um raio  $R_{iso}$  em torno do ponto em que cada fóton atinge o detector. O  $R_{iso}$  é definido no espaço  $\eta\phi$  pela fórmula (7.20), e por isso ele define um cone, que é chamado de cone de isolamento.

$$R_{iso} = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \quad (7.20)$$

Valores de  $R_{iso}$  frequentemente usados na literatura são  $R_{iso} = 0.4$  ou  $R_{iso} = 0.5$  [8],



[25]. O valor de  $R_{iso}$  é escolhido de tal forma a otimizar o poder de separação entre fótons diretos e de decaimento em diferentes ambientes de análise. Por ser calculado no espaço  $\eta\phi$ , um mesmo valor de  $R_{iso}$  corresponde a um raio maior, em centímetros, quanto mais  $\eta$  se aproxima de zero, ou seja, nas regiões mais centrais. De acordo com o que pode ser visto na figura B.1, um mesmo  $\Delta\eta$  corresponde a um  $\Delta\theta$  maior na região central do que na região frontal. O  $R_{iso}$  é definido dessa forma a fim de levar em conta a abundância de partículas resultantes da colisão nas diferentes regiões do espaço: essa abundância é maior na região frontal e menor na região central.

Portanto, na própria definição de  $R_{iso}$  está embutida a ideia de que é necessário usar cones de isolamento menores quando a multiplicidade de partículas é maior. Em uma dada colisão, a abundância de partículas varia com  $\eta$ , mas a abundância de partículas também varia conforme o tipo de colisão (pp, pA ou AA). Dessa forma, pode se fazer necessário, para otimizar a separação entre fótons diretos e de decaimento, usar diferentes valores de  $R_{iso}$  numa análise de pp e numa análise de PbPb, por exemplo.

Neste trabalho é definida a variável  $Et_{iso}$ , que consiste na soma do  $E_t$  de todos os clusters (provenientes de quaisquer partículas) localizados dentro de um raio  $R_{iso}$  em torno do cluster associado ao fóton, excluindo-se o  $E_t$  do cluster associado ao próprio fóton.

Na figura 7.29 há a distribuição de  $Et_{iso}$  para fótons diretos (curva azul) e fótons provenientes do decaimento do  $\pi^0$  (curva vermelha), produzidos em colisões pp. Os fótons para os quais foram calculados  $Et_{iso}$  são tais que seus clusters possuem  $p_t > 4$  GeV/c, e estão dentro da região  $3 < \eta < 4$ . Foi usado o valor  $R_{iso} = 0.4$ .

Na figura 7.30 foram testados outros valores para o raio do cone de isolamento, a fim se observar qual efeito isso trás no poder de separação entre as duas distribuições.

Nas figuras 7.29 e 7.30 é possível notar que há uma grande diferença entre as distribuições de  $Et_{iso}$  de fótons diretos e de fótons de decaimento: enquanto a primeira fica concentrada em valores muito próximos de zero, caracterizando a maneira isolada como os fótons diretos são produzidos, a distribuição de  $Et_{iso}$  de fótons de decaimento é mais ampla, ocupando também valores maiores de  $Et_{iso}$ .

O efeito do uso de diferentes raios de isolamento é que, quanto menor o raio, mais ambas as distribuições tendem a se acumular em valores pequenos de  $Et_{iso}$ , próximos de zero. Apenas uma pequena fração da energia do jato existente em torno dos fótons de decaimento está dentro do cone. Isso dificulta a caracterização dos fótons de decaimento, fazendo-os parecer muito semelhantes aos fótons diretos. Conforme aumenta-se o valor

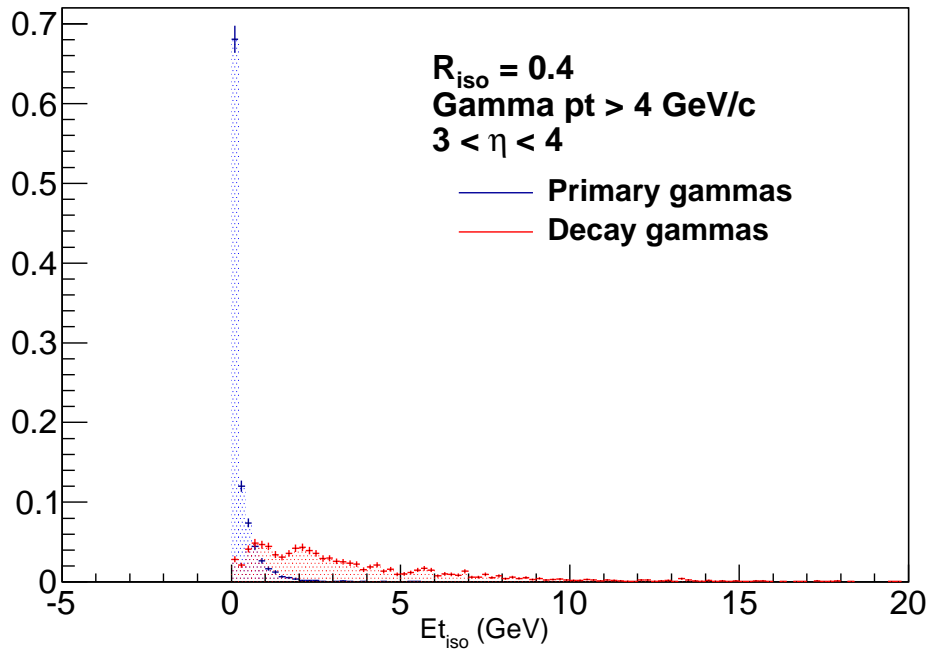
Et<sub>iso</sub> for primary and decay gammas - pp 14 TeV

Figura 7.29: Distribuição de  $Et_{iso}$  de fótons diretos (em azul) e de fótons de decaimento (em vermelho), num ambiente gerado por colisões pp a  $\sqrt{s} = 14$  TeV. Foi usado  $R_{iso} = 0.4$ , e os fótons analisados têm  $p_t > 4$  GeV/c e  $3 < \eta < 4$ .

de  $R_{iso}$ , mais partículas são incluídas dentro dos cones: a distribuição de  $Et_{iso}$  de fótons diretos, ainda tendo seu máximo em zero, adquire uma cauda mais ampla, e a distribuição de  $Et_{iso}$  de fótons de decaimento também passa a ser mais ampla, tanto porque uma maior fração do jato está sendo incluída dentro do cone, como outras partículas, não pertencentes ao jato, também passam, eventualmente, a ser incluídas. Um valor ótimo de  $R_{iso}$  é tal que leva à maior separação possível entre essas duas distribuições, ou seja, à menor superposição possível entre elas.

Num experimento real, a distinção entre os fótons diretos e os fótons de decaimento é feita a partir de um corte em  $Et_{iso}$ . Por exemplo, na figura 7.29, poderia ser usado um corte em  $Et_{iso} = 1$  GeV. Dessa forma, todos os fótons com  $Et_{iso} < 1$  GeV seriam considerados diretos, e todos com  $Et_{iso} > 1$  GeV seriam considerados como fótons de decaimento. No entanto, as simulações permitem ver que nenhum corte é perfeito, e sempre uma fração de fótons de decaimento será considerada como fótons diretos, e/ou uma fração de fótons diretos será considerada como fótons de decaimento por um dado corte.

É importante lembrar que, nessas distribuições de  $Et_{iso}$  mostradas até então, a abundância relativa entre fótons diretos e fótons de decaimento não é aquela que seria

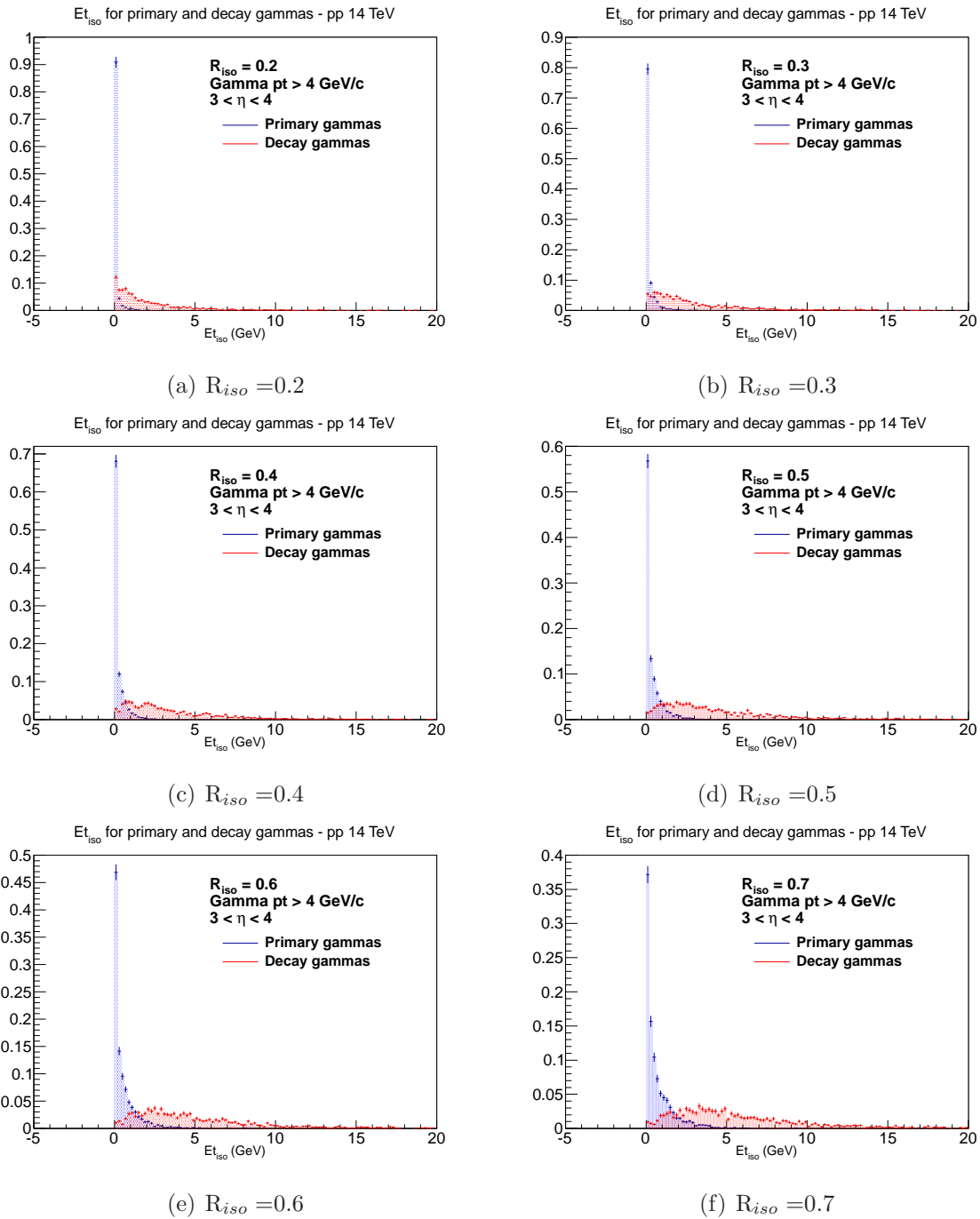


Figura 7.30: Distribuição de  $Et_{iso}$  de fótons diretos (em azul) e de decaimento (em vermelho), num ambiente gerado por colisões pp a 14 TeV. O cálculo é feito com diversos valores de raio de isolamento  $R_{iso}$ , indicado em cada figura.

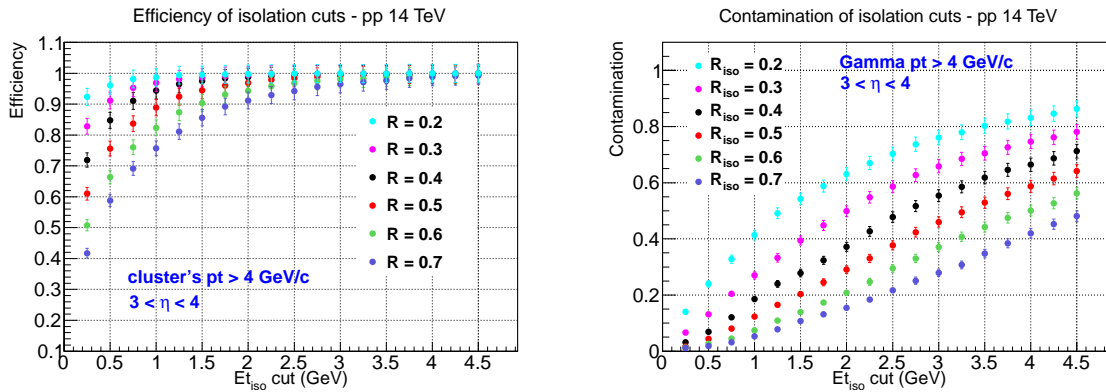
obtida num experimento: para fazer a distribuição de  $Et_{iso}$  de fótons diretos foi utilizada uma simulação pp com embedding desses fótons, por isso eles aparecem de maneira tão abundante quanto os fótons de decaimento (ver seção 5.0.2).

Para uma análise mais quantitativa dos gráficos mostrados em 7.30, foram feitos cortes em diversos valores de  $Et_{iso}$  em cada um desses gráficos, e para cada corte foram

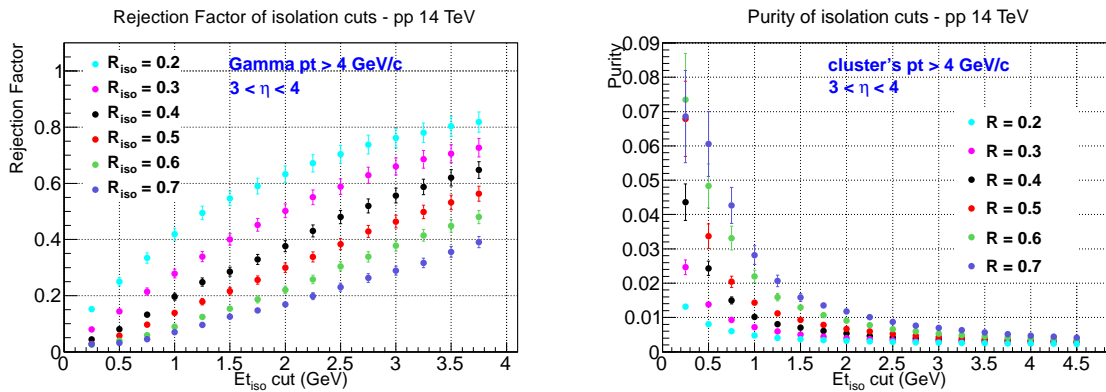
calculadas quatro grandezas, todas elas mostradas nos gráficos da figura 7.31. A primeira delas, na figura 7.31(a), é a eficiência em detectar fótons diretos. A eficiência é a fração de fótons diretos que é identificada como tal pelo corte, ou seja, a fração de fótons diretos que possui  $Et_{iso}$  menor que o corte. A segunda grandeza calculada é a chamada contaminação, mostrada na figura 7.31(b), que é definida como a fração de fótons de decaimento que é identificada como fótons diretos pelo corte, ou seja, a fração de fótons de decaimento que possui  $Et_{iso}$  menor que o corte. Também foi definida a grandeza chamada de fator de rejeição, mostrada na figura 7.31(c). O fator de rejeição de um dado corte é definido como a razão entre a contaminação e a eficiência desse corte. Inicialmente o fator de rejeição foi calculado com a intenção de revelar o corte e o valor de  $R_{iso}$  associados ao melhor poder de separação entre fótons diretos e de decaimento, já que quanto menor o fator de rejeição, melhor é a qualidade do isolamento. Por fim, foi calculada a pureza de cada corte, mostrada na figura 7.31(d). Enquanto as três primeiras grandezas são definidas em termos da fração de fótons diretos ou de decaimento que passa em um corte, a pureza depende da proporção relativa entre fótons diretos e de decaimento: ela é a razão entre a quantidade de fótons diretos que passa num corte e a quantidade total de fótons que passa nesse mesmo corte. Dado um corte, a pureza mostra qual a fração dos fótons identificados como diretos que realmente corresponde a fótons diretos. O cálculo da pureza, portanto, exige que os fótons simulados sejam antes trazidos a proporções realistas, e isso foi feito normalizando-se as distribuições de fótons diretos e de decaimento pela seção de choque de produção de cada um desses tipos de fótons, num ambiente pp. Esses valores de seção de choque foram fornecidos pelas próprias simulações pp utilizadas.

É possível observar na figura 7.31(a) que a eficiência na identificação de fótons diretos é tanto maior quanto maior o corte aplicado. Porém, quanto maior o valor do corte, também maior é a fração dos fótons de decaimento que é considerada como fótons diretos, ou seja, a contaminação, como mostrado na figura 7.31(b). É interessante notar que, apesar da diminuição do raio  $R_{iso}$  fazer com que a eficiência se torne maior para um dado valor de corte, a contaminação também se torna maior. Isso é resultado de, tanto as distribuições de  $Et_{iso}$  de fótons diretos quanto de fótons de decaimento adquirirem um maior número de contagens com valores próximos de zero conforme o  $R_{iso}$  diminui.

Na figura 7.31(c) é mostrado o fator de rejeição obtido para as simulações pp apresentadas. Como as eficiências nesse ambiente são quase sempre muito próximas da unidade (7.31(a)), o fator de rejeição calculado não difere muito da contaminação (7.31(b)). Isso



(a) Eficiência em identificar fótons diretos, colisão pp. (b) Contaminação de fótons de decaimento, colisão pp.



(c) Fator de rejeição associado a cada corte em  $Et_{iso}$ , colisão pp. (d) Pureza na identificação de fótons diretos, colisão pp.

Figura 7.31: Na figura 7.31(a) é mostrada a eficiência em identificar fótons diretos em função do corte em  $Et_{iso}$ . Cada cor indica o uso de um valor de  $R_{iso}$  diferente, conforme indicado na legenda. Na figura 7.31(b) é mostrada, para cada corte em  $Et_{iso}$ , a fração de fótons de decaimento que é identificada como fótons diretos pelo corte, ou seja, a contaminação de cada corte. Na figura 7.31(c) é mostrado o fator de rejeição de cada corte, definido como a razão entre a contaminação e a eficiência. Na figura 7.31(d) é mostrada a pureza associada a cada corte em  $Et_{iso}$ . Esses cálculos foram feitos usando-se as distribuições de  $Et_{iso}$  de fótons diretos e de decaimento geradas num ambiente pp 14 TeV.

sugere que, na análise de pp, dentro dos valores de  $R_{iso}$  explorados ( $R_{iso} = 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6$  e  $0.7$ ) quanto maior o valor de  $R_{iso}$  maior é a qualidade da separação entre fótons diretos e fótons de decaimento.

O cálculo da pureza, mostrado em 7.31(d), vem reforçar essa afirmação, mostrando que a pureza é tanto maior quanto maior o raio  $R_{iso}$  utilizado. Isso é consequência do alargamento mais intenso das distribuições de  $Et_{iso}$  de fótons de decaimento em relação ao alargamento das distribuições de fótons diretos, conforme é usado um valor de  $R_{iso}$  maior. Apesar disso, os valores de pureza obtidos nesse ambiente pp são menores que

10%, indicando que, no melhor dos casos, apenas cerca de 10% dos fótons que são identificados como fótons diretos pelo corte, são de fato fótons diretos.

Depois disso, a análise de isolamento foi aplicada às simulações de colisões PbPb. Foram utilizadas as simulações PbPb apresentadas no capítulo 5: elas foram feitas em três diferentes centralidades (central, semi-periférica e periférica) e a elas foi feito o embedding de eventos fóton-jato e jato-jato produzidos pelo Pythia, o que permitiu analisar fótons diretos e pions neutros bastante energéticos dentro deste ambiente PbPb.

Foram calculados os valores de  $Et_{iso}$  utilizando-se diversos valores de raio de isolamento, a saber,  $R_{iso} = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$  e  $0.5$ , a fim de explorar como o uso de diferentes  $R_{iso}$  influencia o poder de separação entre fótons diretos e fótons de decaimento nestes ambientes de análise, como foi feito no caso pp.

Nas colisões PbPb, a abundância de partículas produzidas é grande, e varia conforme a centralidade da colisão. Isso faz com que no interior de cada cone de isolamento exista uma energia de fundo, que depende da centralidade, que se sobrepõe ao sinal característico em torno dos fótons diretos (que é teoricamente nulo) e em torno dos fótons de decaimento (que é a energia depositada pelas partículas do jato em que os mesmos se originaram).

O primeiro passo dessa análise foi estimar a energia de fundo existente dentro dos cones de isolamento, a fim de poder subtraí-la da energia total dentro dos cones e analisar o sinal característico dos fótons diretos ou de decaimento.

Nas figuras 7.32 e 7.33 são mostrados os valores de energia média e energia transversal média, respectivamente, depositada no FoCal por evento e por unidade de área, calculada em diferentes intervalos de  $\eta$  deste detector. Esse cálculo é feito para eventos de PbPb central, semi-periférico e periférico, conforme indicado nas próprias figuras. Foram percorridos valores de  $\eta = 2$  a  $\eta = 5$ , com um passo de  $\Delta\eta = 0.1$ .

Dado um intervalo de  $\eta$ , por exemplo, de 2.5 a 2.6, foram percorridos todos os eventos e foi somada numa variável a energia de todos os clusters desses eventos que pertencem a esse intervalo de  $\eta$ . Depois de isso ser feito para cada intervalo de  $\eta$ , cada um desses valores foi dividido pelo número de eventos percorridos e pela área definida por esse intervalo de  $\eta$ , de forma a se obter no final, para cada  $\eta$ , a energia média por evento e por unidade de área. Cada intervalo de  $\eta$  corresponde a um anel no detector, centrado na canalização do feixe. A área de cada intervalo de  $\eta$  é calculada no espaço  $\eta\phi$ , de acordo com a fórmula (7.21), onde  $\Delta\eta = 0.1$ , conforme escolhido.

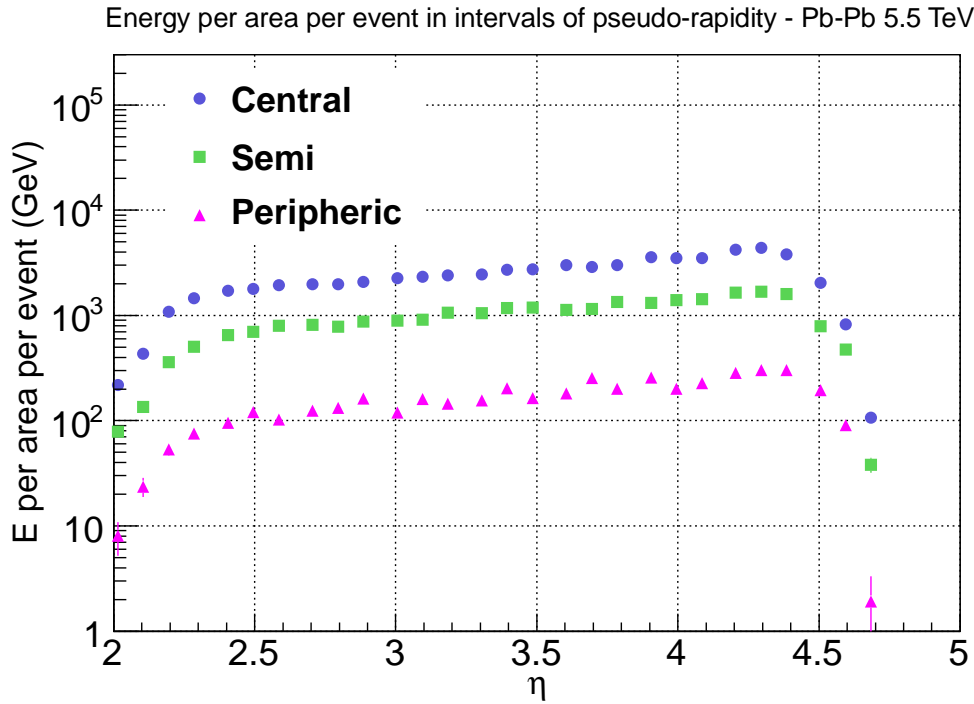


Figura 7.32: Energia depositada em diferentes intervalos de  $\eta$  do detector em uma colisão PbPb central (azul), semi-periférica (verde) e periférica (magenta).

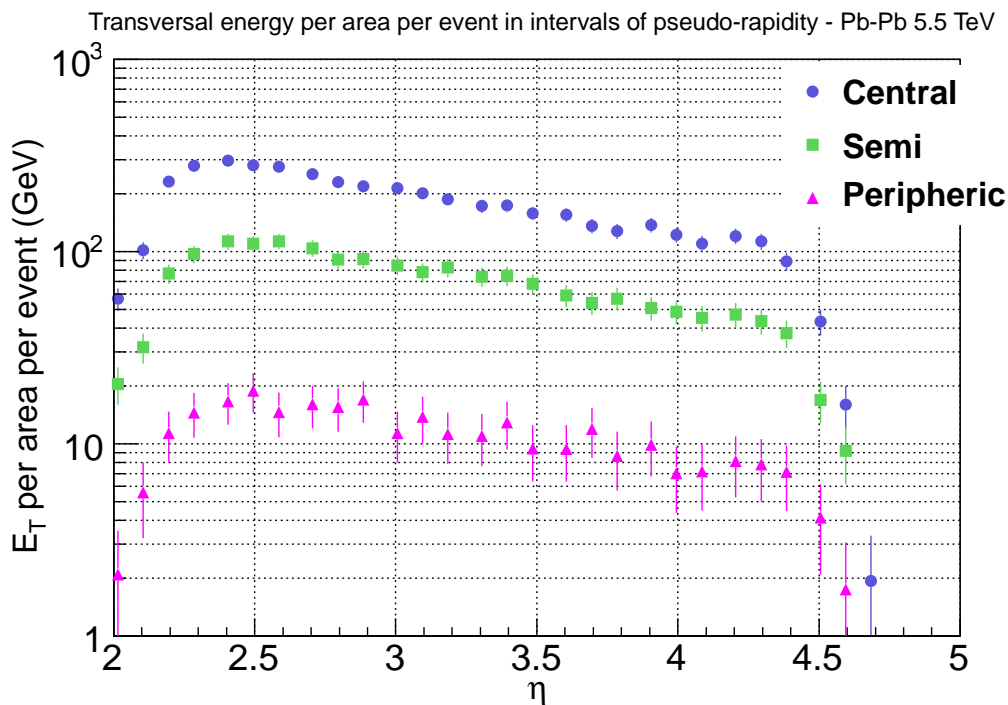


Figura 7.33: Energia transversal depositada em diferentes intervalos de  $\eta$  do detector em uma colisão PbPb central (azul), semi-periférica (verde) e periférica (magenta).

$$A_\eta = 2 \times \pi \times \Delta\eta \quad (7.21)$$

Na figura 7.32, é possível notar que a energia média de fundo em geral aumenta com  $\eta$  (a menos das bordas), refletindo o aumento da multiplicidade de partículas nas regiões mais centrais do detector. Já na figura 7.33, nota-se que a energia transversal média de fundo diminui conforme  $\eta$  aumenta. Isso se dá justamente porque essa é a energia *transversal* das partículas, e as partículas com maiores valores de energia transversal tendem a atingir as regiões mais externas do detector, pois possuem um deslocamento transversal maior que as partículas com pouca energia transversal.

Apesar do FoCal ter sido implementado como cobrindo a região  $2.5 < \eta < 4.5$  aproximadamente, essas duas figuras mostram que ainda há energia além desses limites. Isso ocorre porque o FoCal não é completamente circular, conforme mostrado na figura 3.5, e, dessa forma, ainda que ele cubra completamente a região  $2.5 < \eta < 4.5$ , há pequenas partes ativas do detector fora dessa região.

Para calcular a energia transversal de fundo existente dentro de um cone de isolamento traçado em torno de um fóton, buscou-se o intervalo de  $\eta$  em que o fóton está localizado e multiplicou-se a energia transversal média de fundo existente nesse intervalo de  $\eta$  (conforme 7.33, na respectiva centralidade) pela área definida pelo raio  $R_{iso}$  do cone, dada por (7.22).

$$A_{cone} = \pi \times R_{iso}^2 \quad (7.22)$$

Esse valor obtido de energia transversal de fundo foi subtraído do valor total de  $Et_{iso}$  calculado inicialmente para todos os fótons.

Na figura 7.34 é possível ver, para colisões PbPb periféricas, as distribuições de  $Et_{iso}$  de fótons diretos, em preto, e de fótons de decaimento, em magenta, feita com os diferentes valores de raio de isolamento  $R_{iso}$ , e após a subtração do fundo médio de energia transversal dentro de cada cone.

Nessas distribuições de  $Et_{iso}$  já está feita a normalização que leva em conta a seção de choque relativa entre a produção de processos fóton-jato e jato-jato no Pythia, de forma que a abundância relativa entre fótons diretos e fótons de decaimento é mostrada em proporções realistas. A escala dos gráficos é logarítmica a fim de facilitar a visualização.

As distribuições de  $Et_{iso}$  de fótons diretos possuem um pico em torno de zero e se distribuem de maneira aproximadamente simétrica em torno desse valor, como esperado (considerando a escala logarítmica, os pontos que contribuem para a assimetria da curva



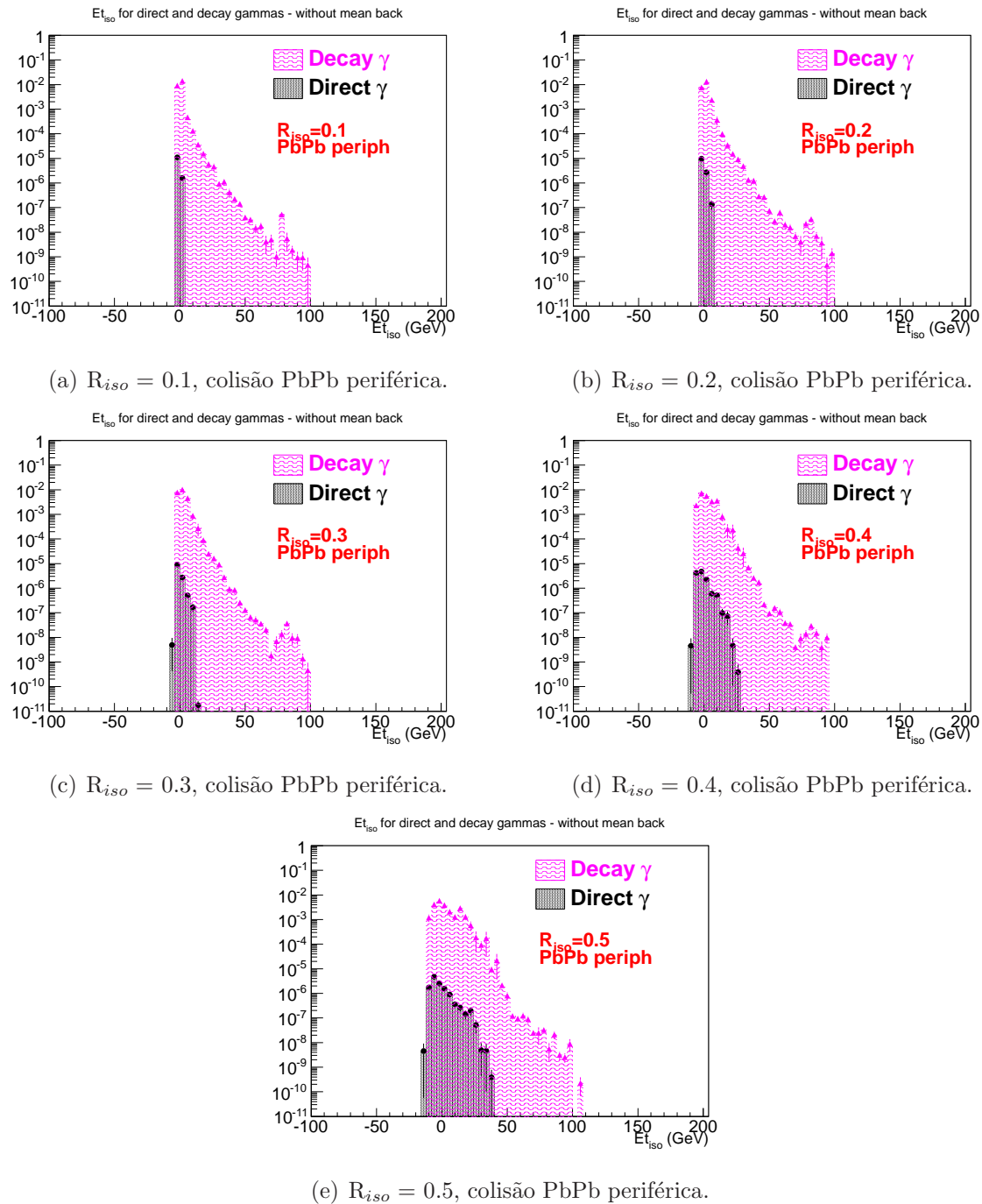


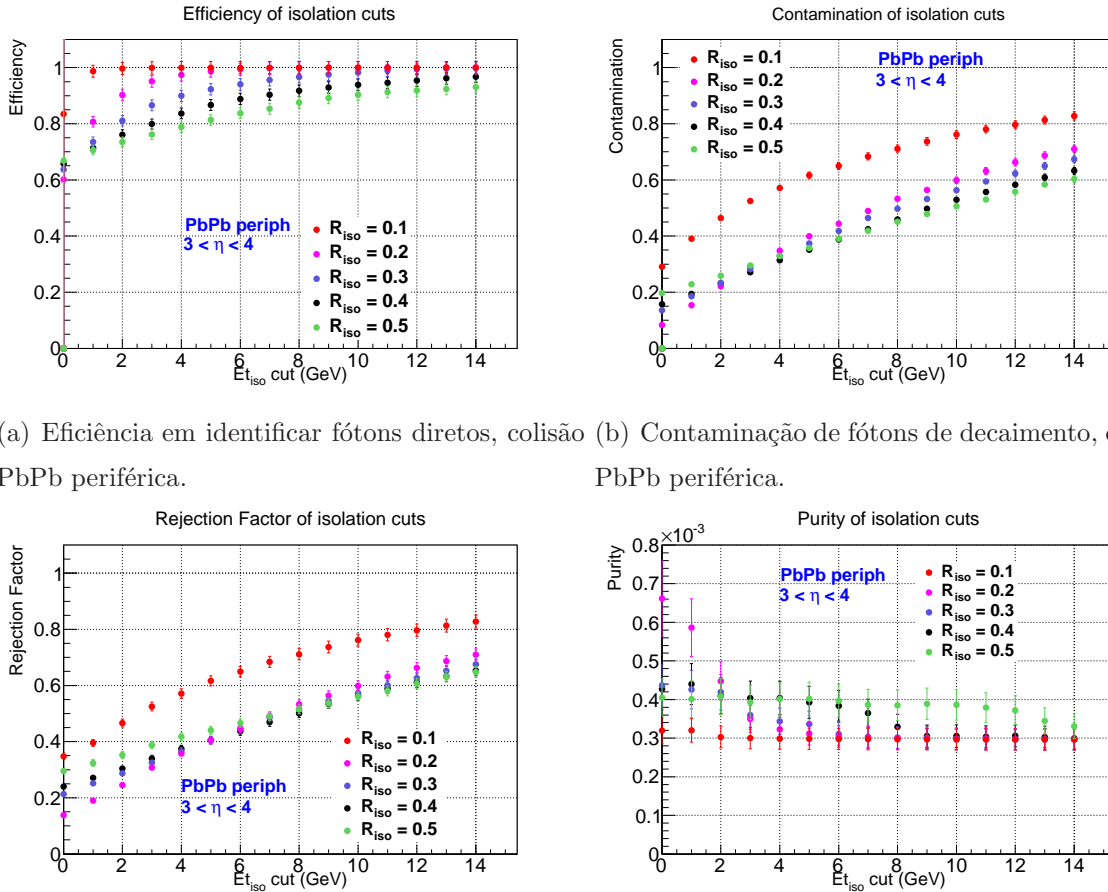
Figura 7.34: Distribuições de  $Et_{iso}$  de fótons diretos, em preto, e de fótons provenientes do decaimento de pions neutros, em magenta, no ambiente de colisões PbPb periféricas, após a subtração do fundo médio de energia encontrado dentro de cada cone de isolamento. Cada figura corresponde a um valor diferente do raio  $R_{iso}$  do cone de isolamento, conforme indicado.

são uma fração muito pequena da quantidade de pontos total). As distribuições de  $Et_{iso}$  de fótons de decaimento, apesar de terem pontos que se estendem para valores significativamente maiores de  $Et_{iso}$  que a distribuição de fótons diretos, também possuem a grande maioria de seus pontos em torno de zero, indicando que um corte em  $Et_{iso}$  não

trará grande poder de separação entre fótons de decaimento e fótons diretos.

Em geral, na região em torno de  $Et_{iso} = 0$ , a abundância de fótons de decaimento é cerca de três ordens de magnitude maior que a de fótons diretos.

O aumento do raio  $R_{iso}$  faz com que as distribuições de  $Et_{iso}$  adquiram uma amplitude maior, mas não é visível pelos gráficos mostrados na figura 7.34 qual dos raios leva a maior separação entre as distribuições de  $Et_{iso}$  de fótons de decaimento de fótons diretos.



(a) Eficiência em identificar fótons diretos, colisão PbPb periférica. (b) Contaminação de fótons de decaimento, colisão PbPb periférica.

(c) Fator de rejeição associado a cada corte em  $Et_{iso}$ , colisão PbPb periférica. (d) Pureza na identificação de fótons diretos, colisão PbPb periférica.

Figura 7.35: Na figura 7.35(a) é mostrada a eficiência em identificar fótons diretos em função do corte em  $Et_{iso}$ . Cada cor indica o uso de um valor de  $R_{iso}$  diferente, conforme indicado na legenda. Na figura 7.35(b) é mostrada, para cada corte em  $Et_{iso}$ , a fração de fótons de decaimento que é identificada como fótons diretos pelo corte, ou seja, a contaminação de cada corte. Na figura 7.35(c) é mostrado o fator de rejeição de cada corte, definido como a razão entre a contaminação e a eficiência. Na figura 7.35(d) é mostrada a pureza associada a cada corte em  $Et_{iso}$ .

Para uma análise quantitativa dessas distribuições, foram aplicados cortes em  $Et_{iso}$ , com valores de 0 a 14 GeV, e foram calculados a eficiência, a contaminação, o fator de rejeição e a pureza de cada corte.

Na figura 7.35(a) é possível ver que, dado um corte, a eficiência em identificar fótons diretos é tanto maior quanto menor o raio  $R_{iso}$  utilizado, pelas mesmas razões discutidas no caso pp. A figura 7.35(b), mostra que o menor raio,  $R_{iso} = 0.1$ , está associado a maior contaminação, para todos os cortes. Nessa mesma figura é possível ver que, para quase todos os cortes, vale a afirmação de que a contaminação é tanto maior quanto menor o raio  $R_{iso}$  utilizado, novamente isto sendo uma consequência das distribuições se tornarem mais largas com o aumento do raio. Para cortes em  $Et_{iso}$  menores que aproximadamente 3 GeV, a menos do caso  $R_{iso} = 0.1$ , esse comportamento se inverte, e é observado uma maior contaminação para os maiores raios do que para os menores. Isso ocorre essencialmente pela maneira como os valores de  $Et_{iso}$  se distribuem: se o corte em  $Et_{iso}$  é muito pequeno, menor que o valor onde ocorre o máximo da distribuição de  $Et_{iso}$  de fótons de decaimento, a contaminação calculada com os menores raios será menor que a calculada com os maiores raios. Conforme o corte aumenta e se torna maior que o máximo da distribuição de  $Et_{iso}$  de fótons de decaimento, a contaminação calculada com os menores raios se torna maior que a calculada com os maiores raios, justamente pela característica das distribuições feitas com os maiores raios possuem uma distribuição mais larga.

Como forma de avaliar a qualidade de um corte pela sua eficiência e sua contaminação simultaneamente, foi calculado o fator de rejeição, mostrado na figura 7.35(c). O fator de rejeição mostra que o raio  $R_{iso} = 0.1$  é o que traz menor qualidade para o isolamento. Para cortes em  $Et_{iso}$  abaixo de 7 GeV, o isolamento é tanto melhor quanto menor o raio, sendo portanto  $R_{iso} = 0.2$  o melhor valor a ser usado. Para cortes em  $Et_{iso}$  acima de 7 GeV, o isolamento tende a ser melhor usando-se raios maiores, e portanto  $R_{iso} = 0.5$  seria o mais ideal a ser usado.

O cálculo da pureza, na figura 7.35(d), mostra que apenas cerca de 0.03% a 0.04% dos fótons que estão sendo identificados como diretos pelo corte são realmente fótons diretos. Corroborando com o que foi revelado pelo fator de rejeição, o caso  $R_{iso} = 0.1$  é o que apresenta a menor pureza, sendo o que traz a pior qualidade de isolamento. Em geral, no entanto, pode-se observar que o comportamento da pureza reflete diretamente o comportamento da contaminação, e não o comportamento do fator de rejeição: somente para cortes em  $Et_{iso}$  abaixo de 3 GeV, por exemplo, a contaminação se torna menor para raios menores e também a pureza se torna maior para raios menores, sendo  $R_{iso} = 0.2$  o raio ótimo. Isso ocorre porque, dado que os fótons de decaimento são muito mais abundantes que os fótons diretos, a variação na pureza é essencialmente determinada

pela variação do número de fótons de decaimento que passam no corte, ou seja, pela contaminação, sendo pouco sensível à variação do número de fótons diretos que passam no corte. É esperado que quanto mais próximas entre si forem a abundância de fótons diretos e fótons de decaimento de determinado corte, mais o comportamento da pureza reflita o comportamento do fator de rejeição.

Na figura 7.36 pode-se observar as distribuições de  $Et_{iso}$  obtidas nas simulações semi-periféricas, também após a subtração do fundo médio e para os diversos valores de  $R_{iso}$ . Na figura 7.37 são apresentadas a eficiência, a contaminação, o fator de rejeição e a pureza de cada corte em  $Et_{iso}$  aplicado a essas distribuições.

Para o caso de colisões PbPb centrais, a figura 7.38 mostra as distribuições de  $Et_{iso}$  obtidas após a subtração do fundo médio e para os diversos valores de  $R_{iso}$ . A figura 7.39 mostra a eficiência, a contaminação, o fator de rejeição e a pureza de cada corte em  $Et_{iso}$  aplicado a essas distribuições.

Comparando as distribuições de  $Et_{iso}$  obtidas nas três diferentes centralidades (figuras 7.34, 7.36 e 7.38), é possível notar, dado um raio  $R_{iso}$ , um aumento na largura da distribuição de  $Et_{iso}$  quanto mais central é a colisão. Isso é consequência de o próprio valor do fundo médio de energia transversal depositada no detector poder variar mais em colisões centrais do que em colisões periféricas, como mostrado na figura 7.33: enquanto no intervalo de pseudo-rapidez  $3 < \eta < 4$  o fundo médio de energia transversal nas colisões periféricas varia aproximadamente de 7 GeV a 10 GeV, nas colisões centrais esse valor varia de aproximadamente 100 GeV a 200 GeV. Como a subtração do fundo médio não é feita de forma completamente exata e sim através de uma média, a amplitude de  $Et_{iso}$  nas colisões centrais é maior que a amplitude nas colisões periféricas mesmo depois da subtração do fundo médio.

Comparando a eficiência de um dado corte obtida nas três diferentes centralidades (figuras 7.35(a), 7.37(a) e 7.39(a)), é possível observar que ela é menor quanto maior a centralidade, refletindo o aumento das larguras das distribuições de  $Et_{iso}$  de fótons diretos. Esse efeito é tanto maior quanto maior o raio  $R_{iso}$  utilizado, sendo praticamente nulo para o caso  $R_{iso} = 0.1$ , que mantém eficiência de 100% para quase todos os cortes nas três centralidades.

A pureza, no caso de colisões PbPb periféricas, possui valores de que vão de aproximadamente 0.03% a 0.06%, enquanto no caso de colisões PbPb semi-periféricas os valores mínimos crescem e a pureza varia de aproximadamente 0.045% a 0.06%. Para o caso de colisões PbPb centrais, a pureza varia de aproximadamente 0.02% a 0.025%. A queda

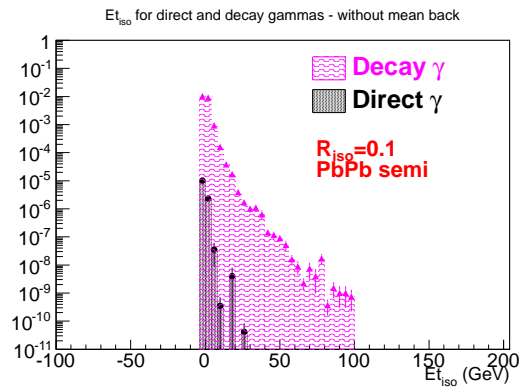
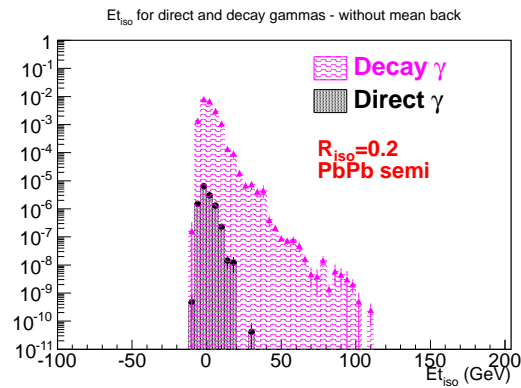
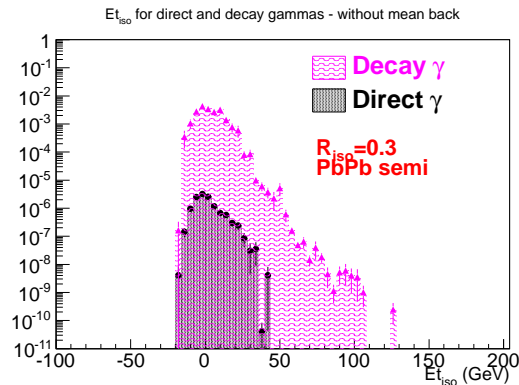
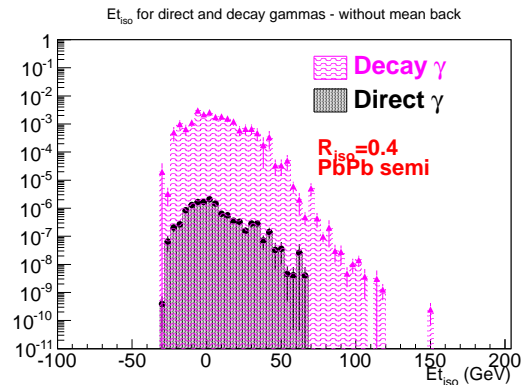
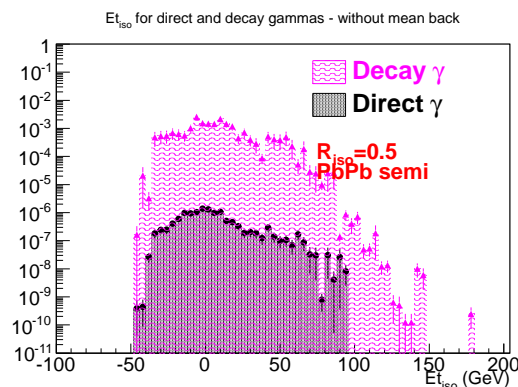
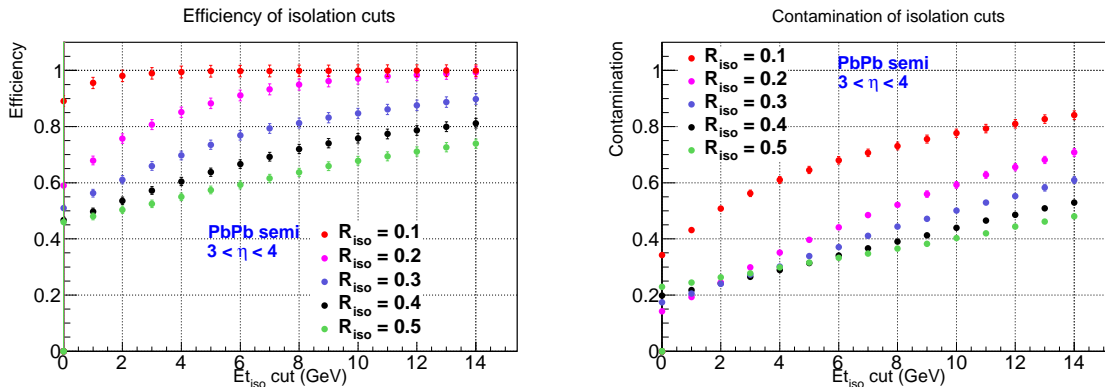
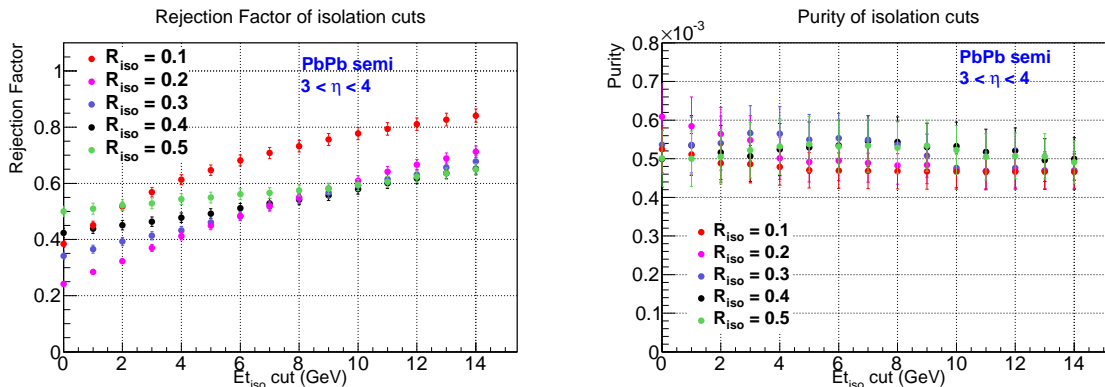
(a)  $R_{iso} = 0.1$ , colisão PbPb semi-periférica.(b)  $R_{iso} = 0.2$ , colisão PbPb semi-periférica.(c)  $R_{iso} = 0.3$ , colisão PbPb semi-periférica.(d)  $R_{iso} = 0.4$ , colisão PbPb semi-periférica.(e)  $R_{iso} = 0.5$ , colisão PbPb semi-periférica.

Figura 7.36: Distribuições de  $Et_{iso}$  de fótons diretos, em preto, e de fótons provenientes do decaimento de pions neutros, em magenta, no ambiente de colisões PbPb semi-periféricas, após a subtração do fundo médio de energia encontrado dentro de cada cone de isolamento. Cada figura corresponde a um valor diferente do raio  $R_{iso}$  do cone de isolamento, conforme indicado.

na pureza para as colisões PbPb centrais pode ser um indicativo de que, nesse caso, cortes em valores maiores de  $Et_{iso}$  talvez fossem mais adequados, já que, como visto na figura 7.39(a), são poucos os casos em que a eficiência chega a atingir valores maiores que 80%. Comparando a contaminação obtida nas três diferentes centralidades, nas figuras



(a) Eficiência em identificar fótons diretos, colisão PbPb semi-periférica. (b) Contaminação de fótons de decaimento, colisão PbPb semi-periférica.



(c) Fator de rejeição associado a cada corte em  $Et_{iso}$ , colisão PbPb semi-periférica. (d) Pureza na identificação de fótons diretos, colisão PbPb semi-periférica.

Figura 7.37: Na figura 7.37(a) é mostrada a eficiência em identificar fótons diretos em função do corte em  $Et_{iso}$ . Cada cor indica o uso de um valor de  $R_{iso}$  diferente, conforme indicado na legenda. Na figura 7.37(b) é mostrada, para cada corte em  $Et_{iso}$ , a fração de fótons de decaimento que é identificada como fótons diretos pelo corte, ou seja, a contaminação de cada corte. Na figura 7.37(c) é mostrado o fator de rejeição de cada corte, definido como a razão entre a contaminação e a eficiência. Na figura 7.37(d) é mostrada a pureza associada a cada corte em  $Et_{iso}$ .

7.35(b), 7.37(b) e 7.39(b), é possível observar uma pequena tendência de a contaminação crescer, com o corte, de maneira mais lenta nas colisões mais centrais. Isso também sugere que a aplicação de cortes maiores nas colisões mais centrais pode ser útil para o aumento da pureza.

Diante dos baixos valores de pureza adquiridos até então, aplicou-se nesta análise algo semelhante a um trigger de um experimento real, a fim de ver o quanto a pureza poderia ser melhorada. Diante dos eventos simulados, foram incluídos na análise apenas aqueles que gerassem pelo menos um cluster no FoCal com energia transversal acima de um dado valor. O primeiro valor de trigger testado foi  $20 \text{ GeV}/c$ . Fazendo essa seleção

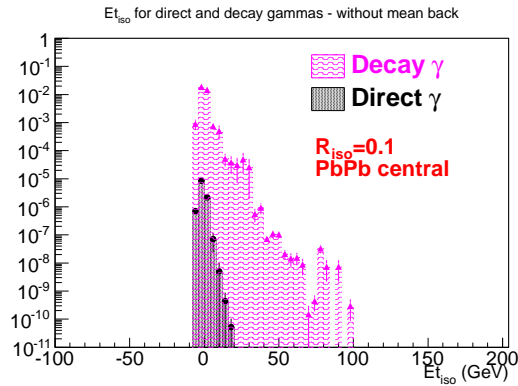
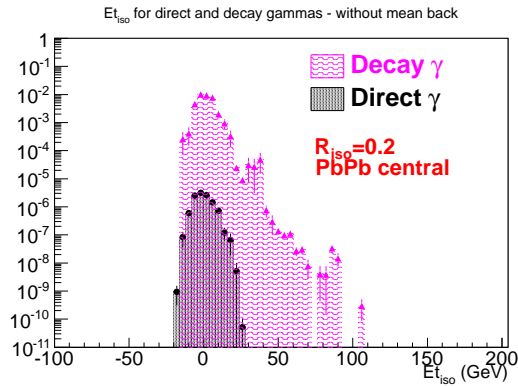
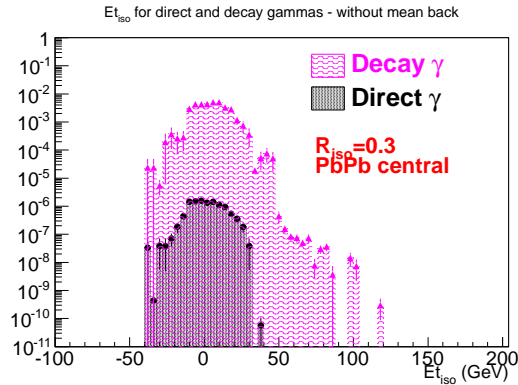
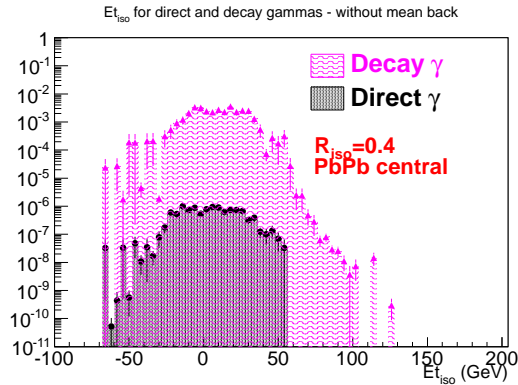
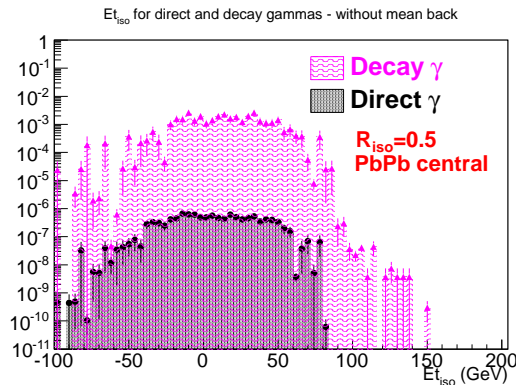
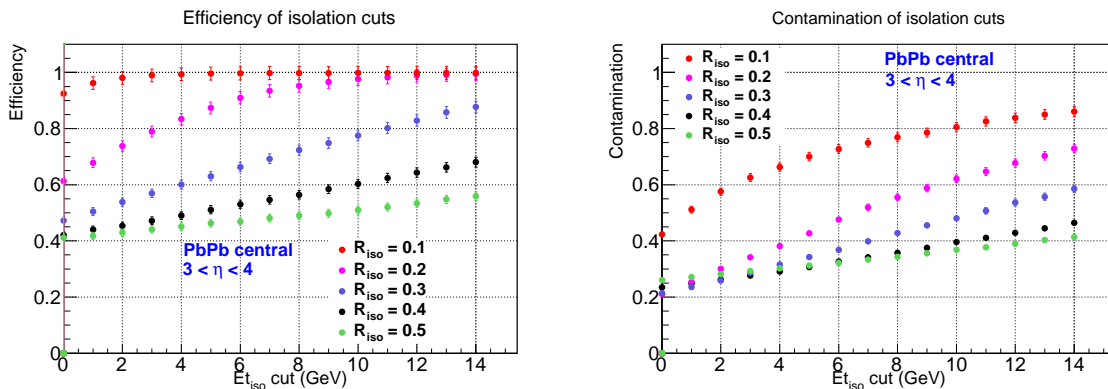
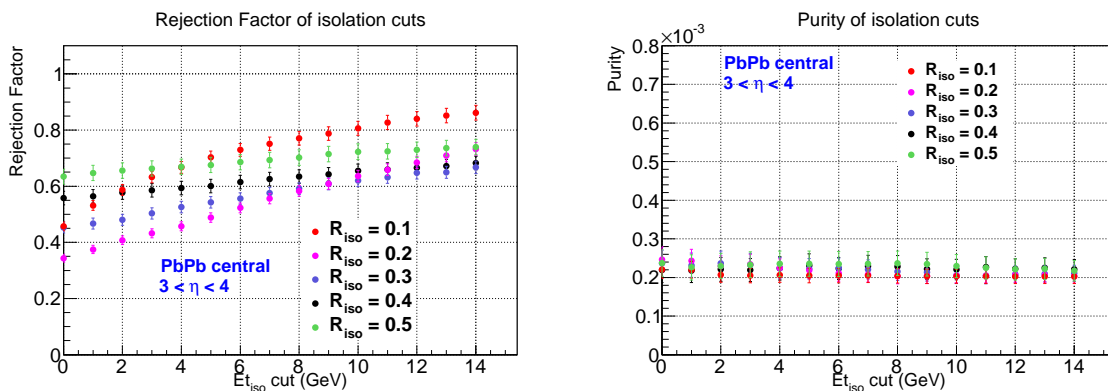
(a)  $R_{iso} = 0.1$ , colisão PbPb central.(b)  $R_{iso} = 0.2$ , colisão PbPb central.(c)  $R_{iso} = 0.3$ , colisão PbPb central.(d)  $R_{iso} = 0.4$ , colisão PbPb central.(e)  $R_{iso} = 0.5$ , colisão PbPb central.

Figura 7.38: Distribuições de  $Et_{iso}$  de fótons diretos, em preto, e de fótons provenientes do decaimento de pions neutros, em magenta, no ambiente de colisões PbPb centrais, após a subtração do fundo médio de energia encontrado dentro de cada cone de isolamento. Cada figura corresponde a um valor diferente do raio  $R_{iso}$  do cone de isolamento, conforme indicado.

de eventos, elimina-se os eventos jato-jato ou fóton-jato com energia relativamente baixa, que só geram clusters com energia transversal abaixo de 20 GeV/c. Com isso, espera-se diminuir o número de eventos que geram fótons de decaimento dentro de jatos pouco energéticos, e que contribuem com valores de  $Et_{iso}$  que se assemelham aos valores de



(a) Eficiência em identificar fótons diretos, colisão PbPb central. (b) Contaminação de fótons de decaimento, colisão PbPb central.



(c) Fator de rejeição associado a cada corte em  $Et_{iso}$ , colisão PbPb central. (d) Pureza na identificação de fótons diretos, colisão PbPb central.

Figura 7.39: Na figura 7.39(a) é mostrada a eficiência em identificar fótons diretos em função do corte em  $Et_{iso}$ . Cada cor indica o uso de um valor de  $R_{iso}$  diferente, conforme indicado na legenda. Na figura 7.39(b) é mostrada, para cada corte em  $Et_{iso}$ , a fração de fótons de decaimento que é identificada como fótons diretos pelo corte, ou seja, a contaminação de cada corte. Na figura 7.39(c) é mostrado o fator de rejeição de cada corte, definido como a razão entre a contaminação e a eficiência. Na figura 7.39(d) é mostrada a pureza associada a cada corte em  $Et_{iso}$ .

$Et_{iso}$  de fótons diretos.

Na figura 7.40 são mostradas as distribuições de  $Et_{iso}$  de fótons diretos e de decaimento, após a subtração do fundo médio, nas colisões PbPb periféricas, depois de ser aplicado o trigger em  $20 \text{ GeV}/c$ . Comparando com o caso sem o trigger, mostrado na figura 7.34, é possível notar uma diminuição significativa de fótons de decaimento que possuem  $Et_{iso}$  semelhante ao dos fótons diretos: enquanto antes do trigger esses fótons eram cerca de três ordens de magnitude mais abundantes que os diretos, depois do trigger eles são cerca de uma a duas ordens de magnitude mais abundantes.

Comparando a eficiência no caso periférico, antes e depois de aplicado o trigger em 20

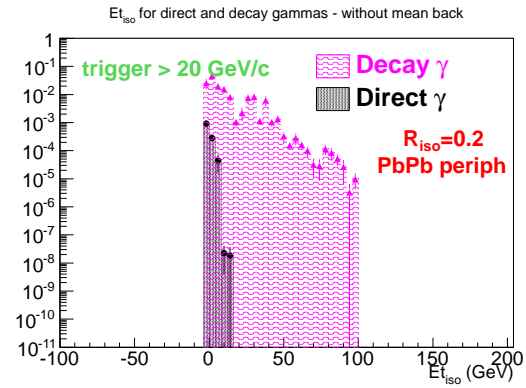
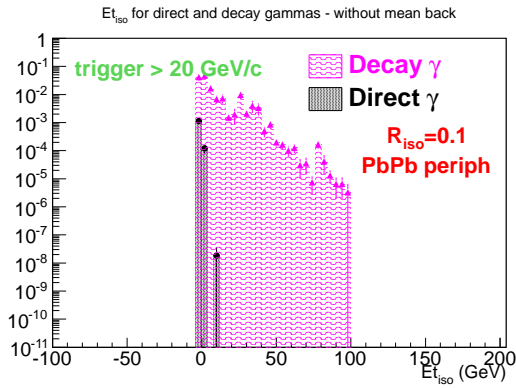


$GeV/c$  (ver figuras 7.35(a) e 7.41(a)) é possível notar que não houve nenhuma mudança. Comparando as figuras 7.35(b) e 7.41(b), no entanto, é possível ver uma diminuição significativa da contaminação de cada corte, de até cerca de 30%. O mesmo ocorre com o fator de rejeição. A pureza de cada corte varia em cerca de duas ordens de magnitude, ficando em torno de 1.5% a 4%.

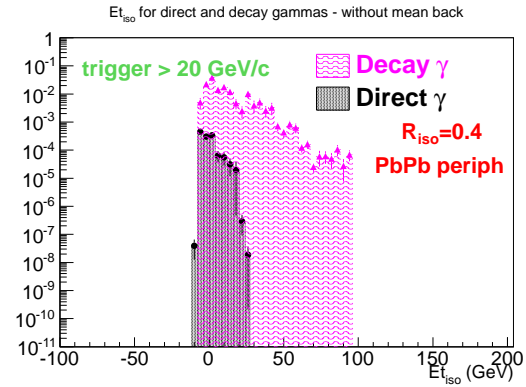
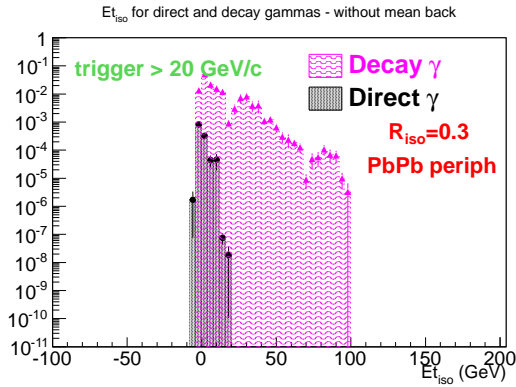
Depois disso, foi explorado o efeito de um trigger ainda mais alto: só foram selecionados para a análise os eventos que gerassem no FoCal pelo menos um cluster com energia acima de 40  $GeV/c$ . O resultado do trigger em 40  $GeV/c$  na eficiência, contaminação, fator de rejeição e pureza para as colisões PbPb periféricas são mostradas na figura 7.42. Em comparação com o caso em que é aplicado o trigger em 20  $GeV/c$ , mostrado na figura 7.41, novamente o trigger não interfere na eficiência em detectar fótons diretos. A contaminação sofre um aumento de cerca de 4% em alguns cortes, bem como o fator de rejeição, porém as barras de incerteza são significativamente maiores, devido a baixa estatística de fótons de decaimento que resta após a aplicação desse trigger. A pureza também fica mais imprecisa, e tende a exibir valores de 3% a 4%, maiores que no trigger em 20  $GeV/c$ . Isso mostra que apesar da porcentagem de fótons de decaimento que passa em cada corte aumentar, a abundância relativa entre fótons diretos e de decaimento diminui no trigger em 40  $GeV/c$  em relação ao trigger em 20  $GeV/c$ , levando ao aumento da pureza.

Na figura 7.43 são mostradas as distribuições de  $Et_{iso}$  após a subtração do fundo médio para o caso semi-periférico, após aplicado o trigger em 20  $GeV/c$ . Na figura 7.46 são mostradas as mesmas distribuições para o caso central. Nessas figuras é possível observar regiões em que há apenas fótons diretos, sem nenhuma contaminação de fótons de decaimento, algo que não é observado antes do trigger.

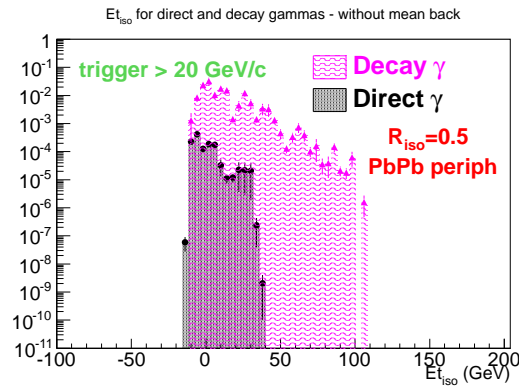
Nas figuras 7.44 e 7.45 estão as grandezas que caracterizam quantitativamente as distribuições de  $Et_{iso}$  no caso semi-periférico após os triggers em 20  $GeV/c$  e 40  $GeV/c$ , respectivamente. Comparando-as com o caso semi-periférico antes do trigger, na figura 7.37, é possível ver que enquanto a eficiência não sofre nenhuma mudança significativa, a contaminação diminui em cerca de até 30%, do caso sem trigger para o caso com trigger em 20  $GeV/c$ , e se mantém praticamente igual a este último quando é aplicado o trigger em 40  $GeV/c$ . O mesmo se pode dizer do fator de rejeição. A pureza, como no caso periférico, aumenta em cerca de duas ordens de magnitude quando comparados o caso antes do trigger, na figura 7.37(d), com o caso com trigger em 20  $GeV/c$ , na figura 7.44(d), passando de cerca de 0.05% a cerca de 5%. Após o trigger em 40  $GeV/c$ , a



(a)  $R_{iso} = 0.1$ , colisão PbPb periférica, trigger em 20 GeV. (b)  $R_{iso} = 0.2$ , colisão PbPb periférica, trigger em 20 GeV.

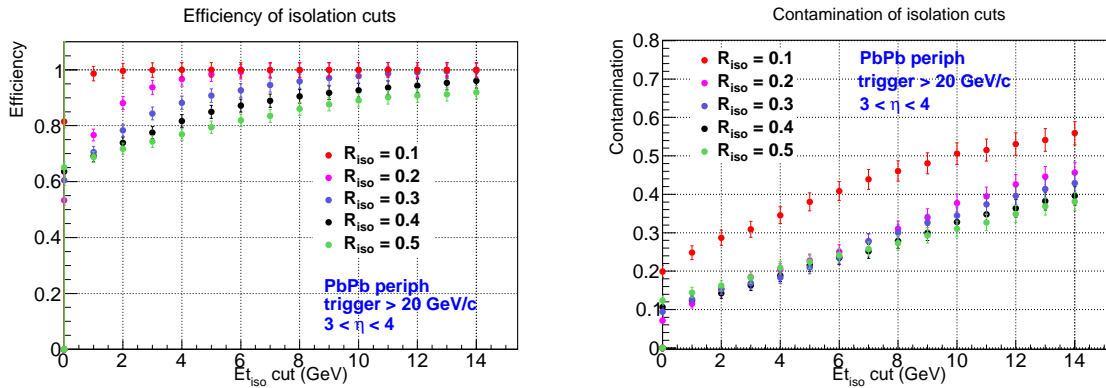


(c)  $R_{iso} = 0.3$ , colisão PbPb periférica, trigger em 20 GeV. (d)  $R_{iso} = 0.4$ , colisão PbPb periférica, trigger em 20 GeV.

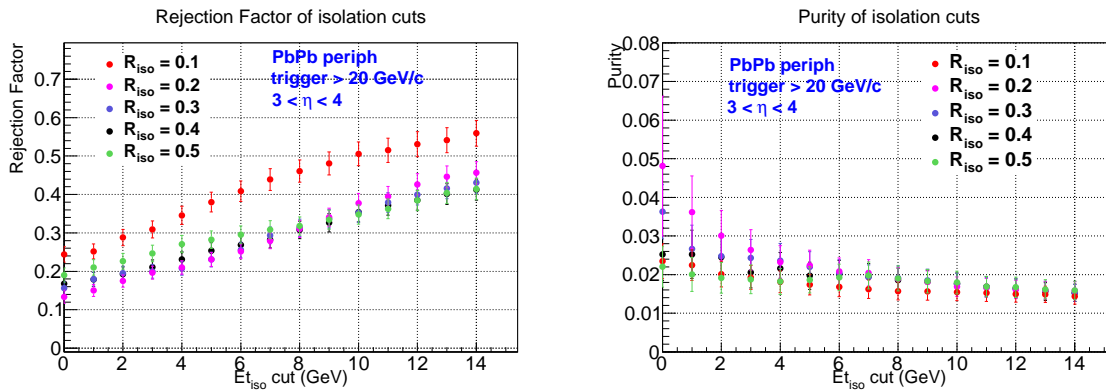


(e)  $R_{iso} = 0.5$ , colisão PbPb periférica, trigger em 20 GeV.

Figura 7.40: Distribuições de  $Et_{iso}$  de fótons diretos, em preto, e de fótons provenientes do decaimento de pions neutros, em magenta, no ambiente de colisões PbPb periféricas, após a subtração do fundo médio de energia encontrado dentro de cada cone de isolamento. Cada figura corresponde a um valor diferente do raio  $R_{iso}$  do cone de isolamento, conforme indicado. Aqui são mostrados eventos selecionados pelo trigger em 20 GeV/c, ou seja, eventos que geraram pelo menos um cluster com energia transversal maior que 20 GeV/c.



(a) Eficiência em identificar fótons diretos, colisão PbPb periférica, trigger em 20 GeV. (b) Contaminação de fótons de decaimento, colisão PbPb periférica, trigger em 20 GeV.



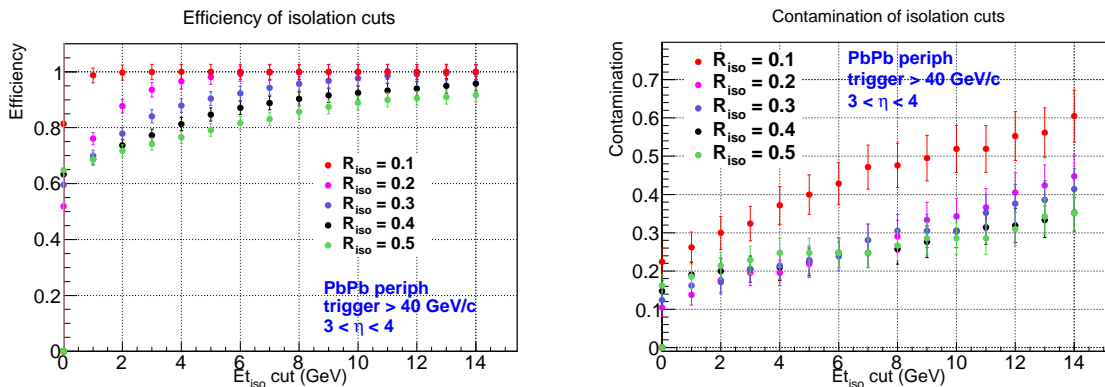
(c) Fator de rejeição associado a cada corte em  $Et_{iso}$ , colisão PbPb periférica, trigger em 20 GeV. (d) Pureza na identificação de fótons diretos, colisão PbPb periférica, trigger em 20 GeV.

Figura 7.41: Na figura 7.41(a) é mostrada a eficiência em identificar fótons diretos em função do corte em  $Et_{iso}$ . Cada cor indica o uso de um valor de  $R_{iso}$  diferente, conforme indicado na legenda. Na figura 7.41(b) é mostrada, para cada corte em  $Et_{iso}$ , a fração de fótons de decaimento que é identificada como fótons diretos pelo corte, ou seja, a contaminação de cada corte. Na figura 7.41(c) é mostrado o fator de rejeição de cada corte, definido como a razão entre a contaminação e a eficiência. Na figura 7.41(d) é mostrada a pureza associada a cada corte em  $Et_{iso}$ . Estão sendo analisados apenas os eventos selecionados pelo trigger em 20 GeV/c, ou seja, eventos que geraram pelo menos um cluster com energia transversal maior que 20 GeV/c.

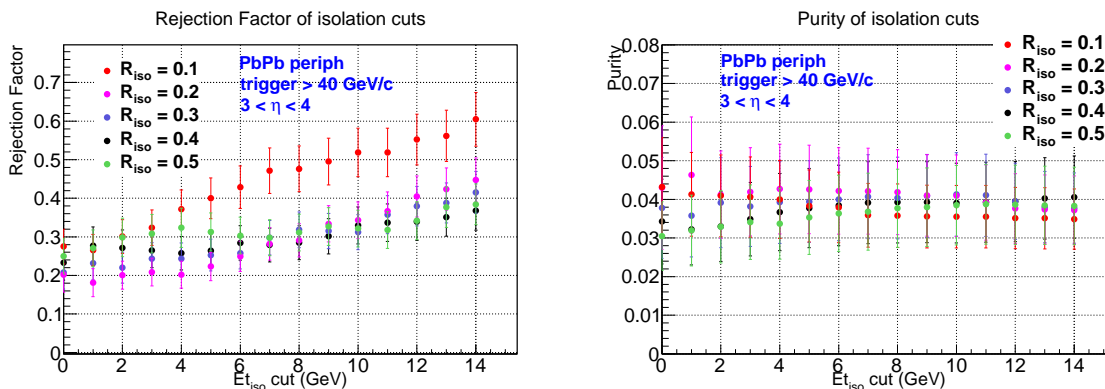
pureza mostra uma tendência de aumentar para valores de até 12%, porém a incerteza dos pontos é grande, devido a baixa estatística de fótons de decaimento após o uso deste trigger.

É observada a tendência de que, para os maiores cortes testados, a qualidade do isolamento é melhor usando-se os maiores valores de  $R_{iso}$ , já que nesses casos se atingem os maiores valores de pureza, quando comparado ao uso de outros valores de  $R_{iso}$  menores.

Caracterizando quantitativamente as distribuições de  $Et_{iso}$  do caso PbPb central após o trigger em 20 GeV/c, mostradas na figura 7.46, estão os gráficos mostrados na



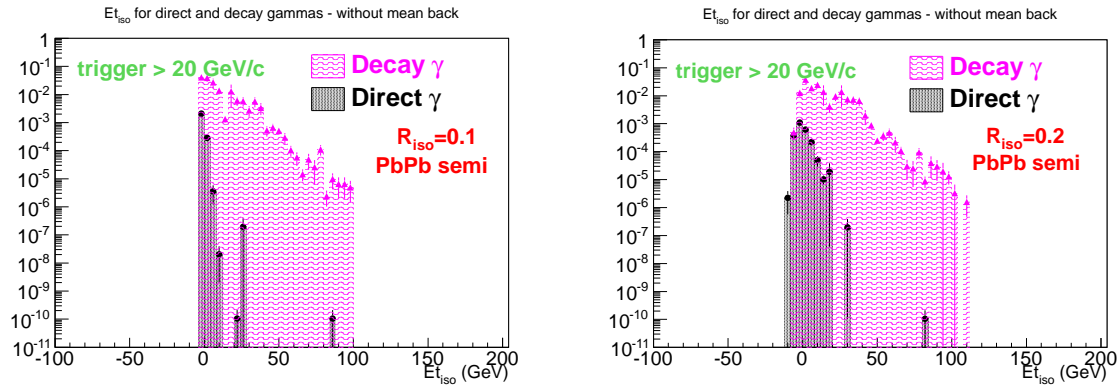
(a) Eficiência em identificar fótons diretos, colisão PbPb periférica, trigger em 40 GeV. (b) Contaminação de fótons de decaimento, colisão PbPb periférica, trigger em 40 GeV.



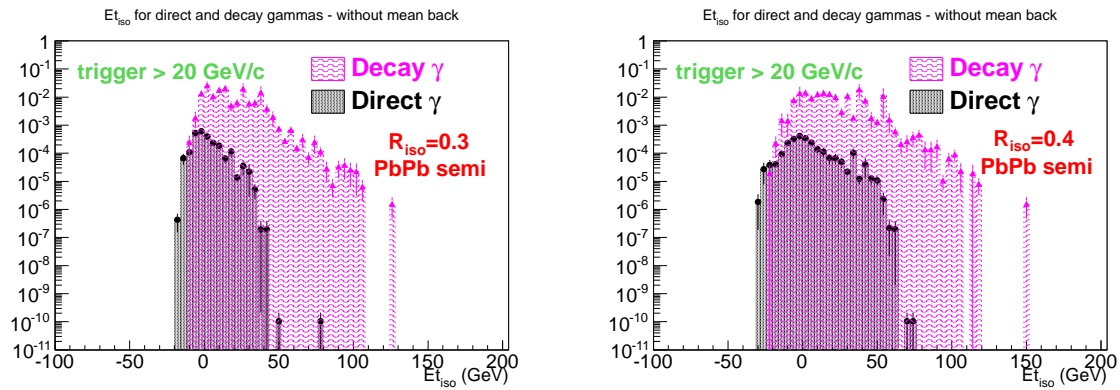
(c) Fator de rejeição associado a cada corte em  $Et_{iso}$ , colisão PbPb periférica, trigger em 40 GeV. (d) Pureza na identificação de fótons diretos, colisão PbPb periférica, trigger em 40 GeV.

Figura 7.42: Na figura 7.42(a) é mostrada a eficiência em identificar fótons diretos em função do corte em  $Et_{iso}$ . Cada cor indica o uso de um valor de  $R_{iso}$  diferente, conforme indicado na legenda. Na figura 7.42(b) é mostrada, para cada corte em  $Et_{iso}$ , a fração de fótons de decaimento que é identificada como fótons diretos pelo corte, ou seja, a contaminação de cada corte. Na figura 7.42(c) é mostrado o fator de rejeição de cada corte, definido como a razão entre a contaminação e a eficiência. Na figura 7.42(d) é mostrada a pureza associada a cada corte em  $Et_{iso}$ . Estão sendo analisados apenas os eventos selecionados pelo trigger em 40 GeV/c, ou seja, eventos que geraram pelo menos um cluster com energia transversal maior que 40 GeV/c.

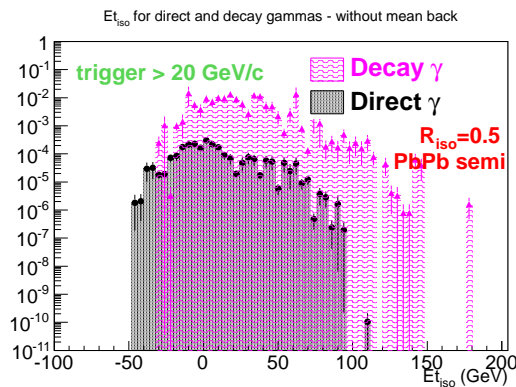
figura 7.47. A qualidade dos cortes de isolamento após o trigger em 40 GeV/c é revelada pelos gráficos da figura 7.48. A aplicação do trigger no caso central ocasiona as mesmas mudanças causadas pelo trigger nas outras centralidades, quando comparamos os gráficos de eficiência, contaminação e fator de rejeição. Enquanto a pureza no caso central sem o trigger (figura 7.39(d)) é da ordem de 0,02%, ela passa a ser cerca de 3% após aplicado o trigger em 20 GeV/c e a ser cerca de até 8% após o trigger em 40 GeV/c, apesar de este último resultado ficar bastante limitado pela baixa estatística.



(a)  $R_{iso} = 0.1$ , colisão PbPb semi-periférica, trigger em 20 GeV. (b)  $R_{iso} = 0.2$ , colisão PbPb semi-periférica, trigger em 20 GeV.

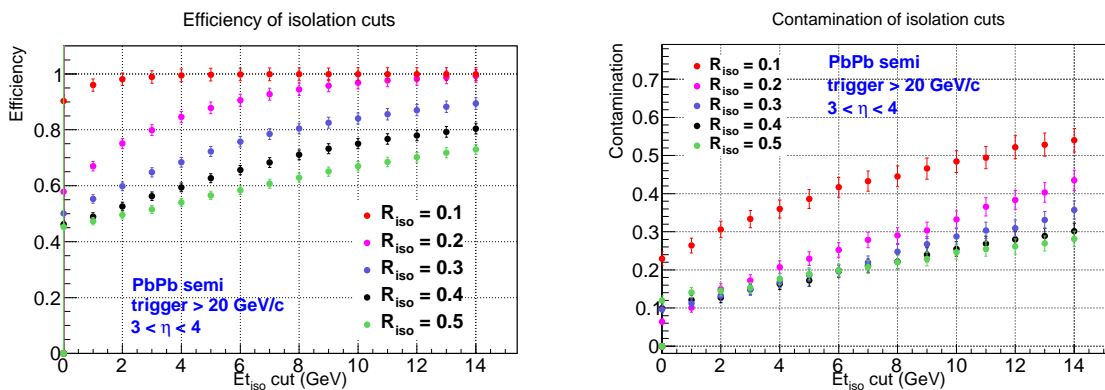


(c)  $R_{iso} = 0.3$ , colisão PbPb semi-periférica, trigger em 20 GeV. (d)  $R_{iso} = 0.4$ , colisão PbPb semi-periférica, trigger em 20 GeV.

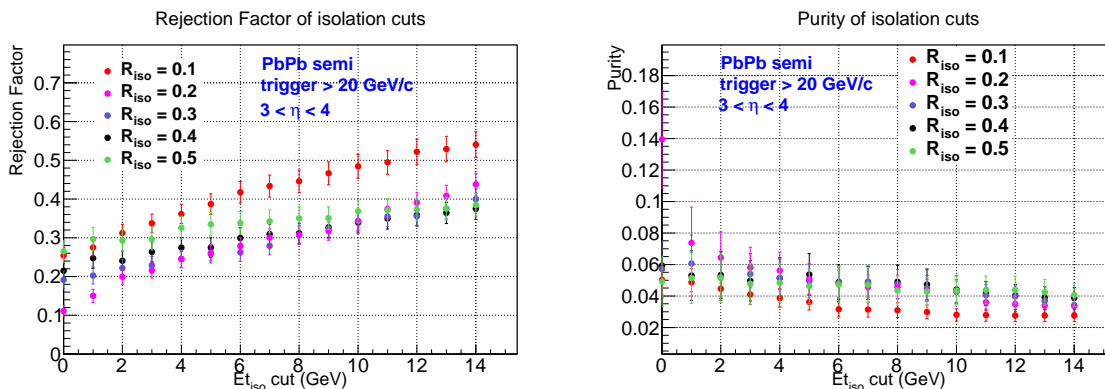


(e)  $R_{iso} = 0.5$ , colisão PbPb semi-periférica, trigger em 20 GeV.

Figura 7.43: Distribuições de  $Et_{iso}$  de fótons diretos, em preto, e de fótons provenientes do decaimento de pions neutros, em magenta, no ambiente de colisões PbPb semi-periféricas, após a subtração do fundo médio de energia encontrado dentro de cada cone de isolamento. Cada figura corresponde a um valor diferente do raio  $R_{iso}$  do cone de isolamento, conforme indicado. Aqui são mostrados eventos selecionados pelo trigger em 20 GeV/c, ou seja, eventos que geraram pelo menos um cluster com energia transversal maior que 20 GeV/c.

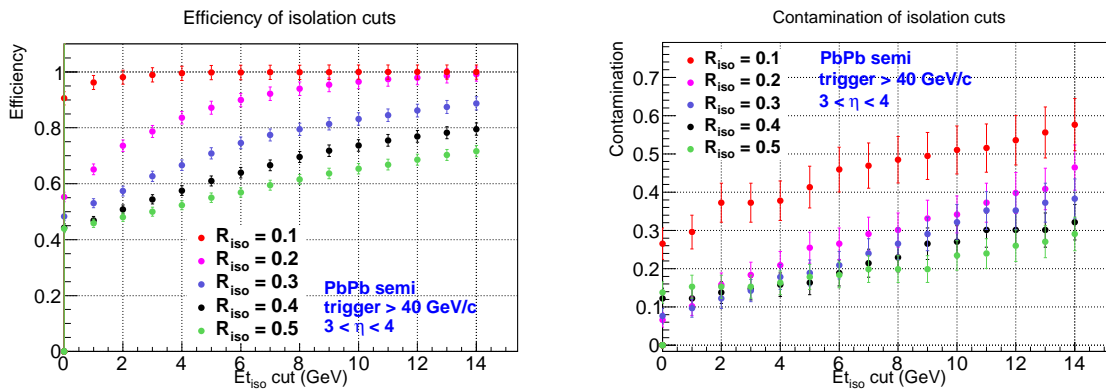


(a) Eficiência em identificar fótons diretos, colisão PbPb semi-periférica, trigger em 20 GeV. (b) Contaminação de fótons de decaimento, colisão PbPb semi-periférica, trigger em 20 GeV.

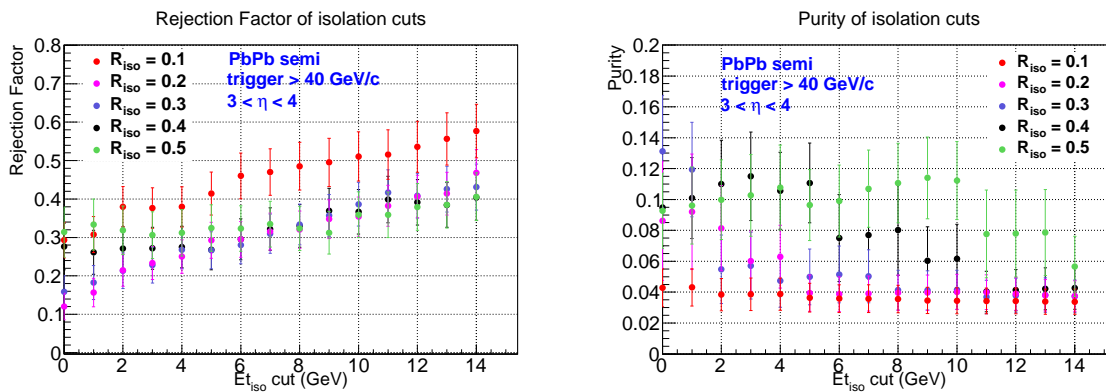


(c) Fator de rejeição associado a cada corte em  $E_{t_{iso}}$ , colisão PbPb semi-periférica, trigger em 20 GeV. (d) Pureza na identificação de fótons diretos, colisão PbPb semi-periférica, trigger em 20 GeV.

Figura 7.44: Na figura 7.44(a) é mostrada a eficiência em identificar fótons diretos em função do corte em  $E_{t_{iso}}$ . Cada cor indica o uso de um valor de  $R_{iso}$  diferente, conforme indicado na legenda. Na figura 7.44(b) é mostrada, para cada corte em  $E_{t_{iso}}$ , a fração de fótons de decaimento que é identificada como fótons diretos pelo corte, ou seja, a contaminação de cada corte. Na figura 7.44(c) é mostrado o fator de rejeição de cada corte, definido como a razão entre a contaminação e a eficiência. Na figura 7.44(d) é mostrada a pureza associada a cada corte em  $E_{t_{iso}}$ . Estão sendo analisados apenas os eventos selecionados pelo trigger em 20 GeV/c, ou seja, eventos que geraram pelo menos um cluster com energia transversal maior que 20 GeV/c.

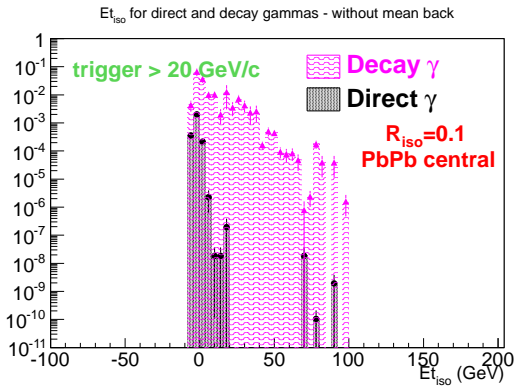


(a) Eficiência em identificar fótons diretos, colisão PbPb semi-periférica, trigger em 40 GeV. (b) Contaminação de fótons de decaimento, colisão PbPb semi-periférica, trigger em 40 GeV.

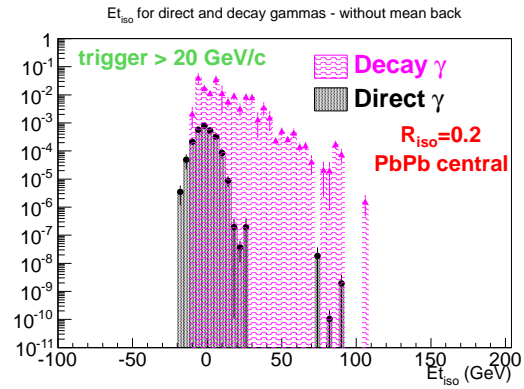


(c) Fator de rejeição associado a cada corte em  $E_{t_{iso}}$ , colisão PbPb semi-periférica, trigger em 40 GeV. (d) Pureza na identificação de fótons diretos, colisão PbPb semi-periférica, trigger em 40 GeV.

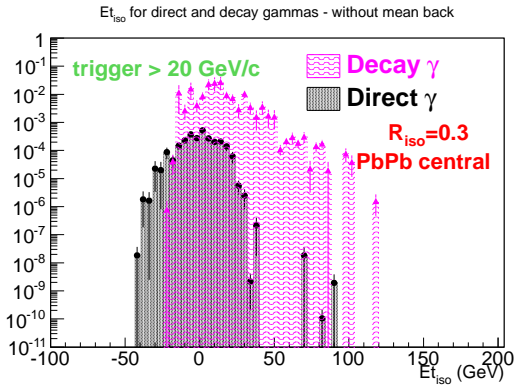
Figura 7.45: Na figura 7.45(a) é mostrada a eficiência em identificar fótons diretos em função do corte em  $E_{t_{iso}}$ . Cada cor indica o uso de um valor de  $R_{iso}$  diferente, conforme indicado na legenda. Na figura 7.45(b) é mostrada, para cada corte em  $E_{t_{iso}}$ , a fração de fótons de decaimento que é identificada como fótons diretos pelo corte, ou seja, a contaminação de cada corte. Na figura 7.45(c) é mostrado o fator de rejeição de cada corte, definido como a razão entre a contaminação e a eficiência. Na figura 7.45(d) é mostrada a pureza associada a cada corte em  $E_{t_{iso}}$ . Estão sendo analisados apenas os eventos selecionados pelo trigger em 40 GeV/c, ou seja, eventos que geraram pelo menos um cluster com energia transversal maior que 40 GeV/c.



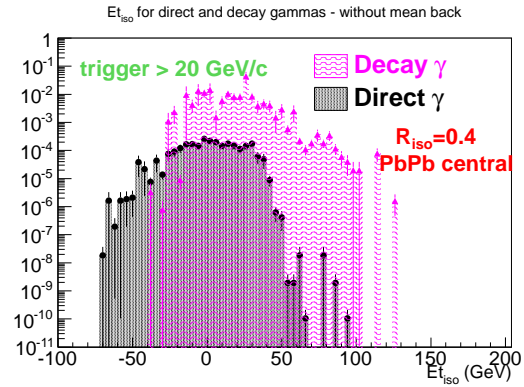
(a)  $R_{iso} = 0.1$ , colisão PbPb central, trigger em 20 GeV.



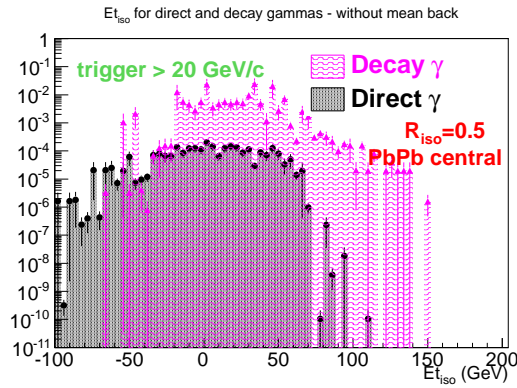
(b)  $R_{iso} = 0.2$ , colisão PbPb central, trigger em 20 GeV.



(c)  $R_{iso} = 0.3$ , colisão PbPb central, trigger em 20 GeV.



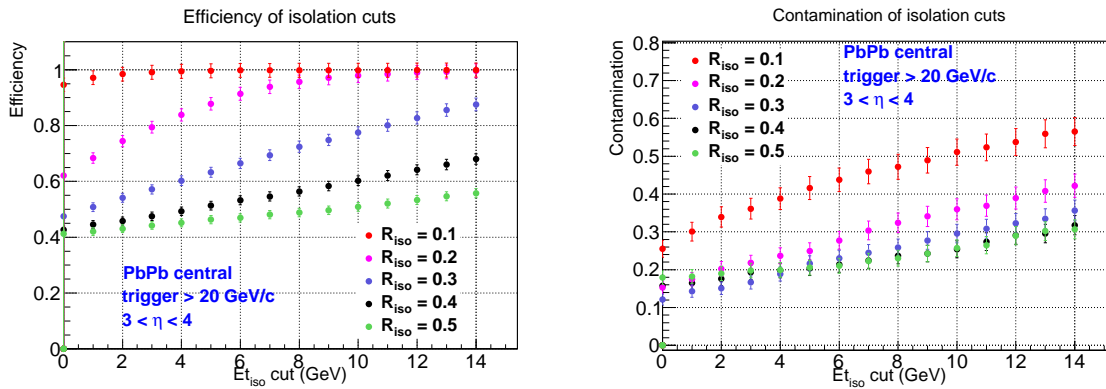
(d)  $R_{iso} = 0.4$ , colisão PbPb central, trigger em 20 GeV.



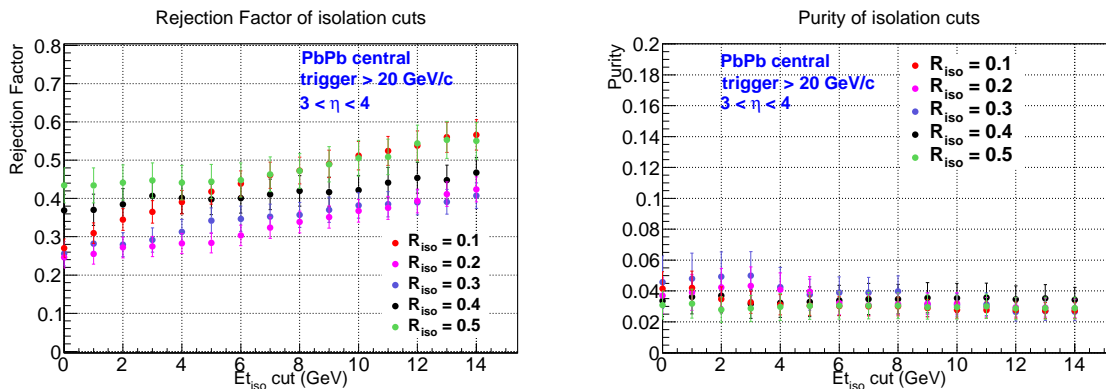
(e)  $R_{iso} = 0.5$ , colisão PbPb central, trigger em 20 GeV.

Figura 7.46: Distribuições de  $Et_{iso}$  de fótons diretos, em preto, e de fótons provenientes do decaimento de pions neutros, em magenta, no ambiente de colisões PbPb centrais, após a subtração do fundo médio de energia encontrado dentro de cada cone de isolamento. Cada figura corresponde a um valor diferente do raio  $R_{iso}$  do cone de isolamento, conforme indicado. Aqui são mostrados eventos selecionados pelo trigger em 20 GeV/c, ou seja, eventos que geraram pelo menos um cluster com energia transversal maior que 20 GeV/c.



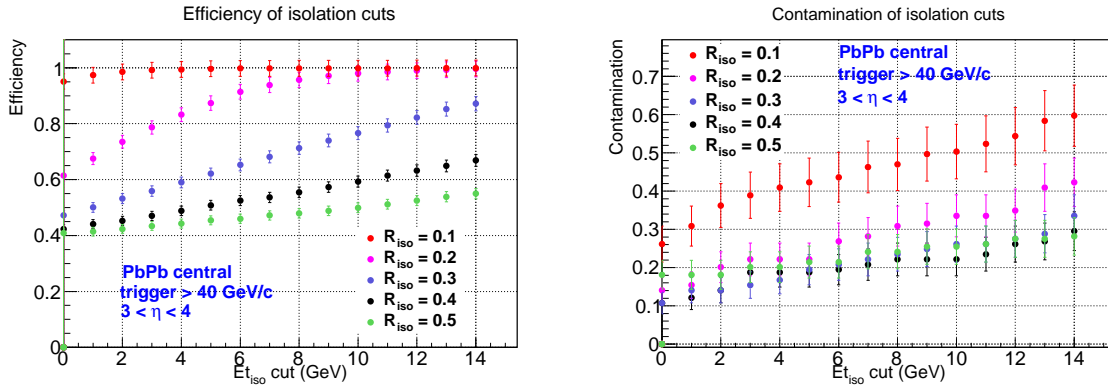


(a) Eficiência em identificar fótons diretos, colisão PbPb central, trigger em 20 GeV. (b) Contaminação de fótons de decaimento, colisão PbPb central, trigger em 20 GeV.

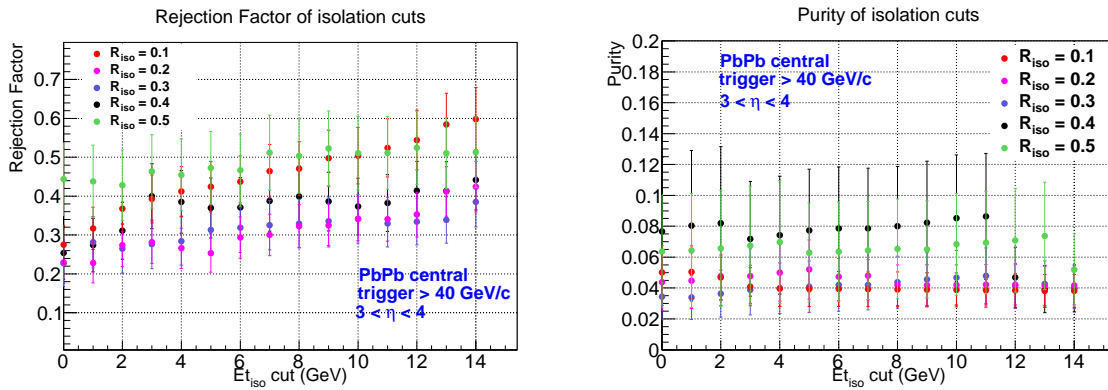


(c) Fator de rejeição associado a cada corte em  $E_{t_{iso}}$ , colisão PbPb central, trigger em 20 GeV. (d) Pureza na identificação de fótons diretos, colisão PbPb central, trigger em 20 GeV.

Figura 7.47: Na figura 7.47(a) é mostrada a eficiência em identificar fótons diretos em função do corte em  $E_{t_{iso}}$ . Cada cor indica o uso de um valor de  $R_{iso}$  diferente, conforme indicado na legenda. Na figura 7.47(b) é mostrada, para cada corte em  $E_{t_{iso}}$ , a fração de fótons de decaimento que é identificada como fótons diretos pelo corte, ou seja, a contaminação de cada corte. Na figura 7.47(c) é mostrado o fator de rejeição de cada corte, definido como a razão entre a contaminação e a eficiência. Na figura 7.47(d) é mostrada a pureza associada a cada corte em  $E_{t_{iso}}$ . Estão sendo analisados apenas os eventos selecionados pelo trigger em 20 GeV/c, ou seja, eventos que geraram pelo menos um cluster com energia transversal maior que 20 GeV/c.



(a) Eficiência em identificar fótons diretos, colisão PbPb central, trigger em 40 GeV. (b) Contaminação de fótons de decaimento, colisão PbPb central, trigger em 40 GeV.



(c) Fator de rejeição associado a cada corte em  $E_{t_{iso}}$ , colisão PbPb central, trigger em 40 GeV. (d) Pureza na identificação de fótons diretos, colisão PbPb central, trigger em 40 GeV.

Figura 7.48: Na figura 7.48(a) é mostrada a eficiência em identificar fótons diretos em função do corte em  $E_{t_{iso}}$ . Cada cor indica o uso de um valor de  $R_{iso}$  diferente, conforme indicado na legenda. Na figura 7.48(b) é mostrada, para cada corte em  $E_{t_{iso}}$ , a fração de fótons de decaimento que é identificada como fótons diretos pelo corte, ou seja, a contaminação de cada corte. Na figura 7.48(c) é mostrado o fator de rejeição de cada corte, definido como a razão entre a contaminação e a eficiência. Na figura 7.48(d) é mostrada a pureza associada a cada corte em  $E_{t_{iso}}$ . Estão sendo analisados apenas os eventos selecionados pelo trigger em 40 GeV/c, ou seja, eventos que geraram pelo menos um cluster com energia transversal maior que 40 GeV/c.



# Capítulo 8

## Conclusões

Neste trabalho, foi estudado o desempenho do FoCal, um novo caloímetro sendo proposto no experimento ALICE, no que se refere à medida de fótons diretos e fótons provenientes do decaimento de pions neutros, em diferentes ambientes de análise. Foram usados três diferentes métodos: o método da massa invariante, usado para fazer a identificação de fótons provenientes de pions neutros, a análise da forma do chuvaireio, que permite distinguir clusters formados por fótons diretos e fótons de decaimento parcialmente superpostos com base no tamanho do semi-eixo maior desses clusters, e o método do isolamento, que permite distinguir fótons diretos de fótons de decaimento com base na energia depositada dentro de um raio  $R_{iso}$  em torno desses fótons.

Apesar da medida de fótons diretos com o FoCal ser mais importante em colisões do tipo pPb ou PbPb, já que esses ambientes de análise favorecem o estudo da PDF dos glúons, neste trabalho foi dado maior ênfase a ambientes de análise mais simples, pois era necessário ganhar familiaridade com os métodos de análise e também verificar o desempenho do FoCal nesses ambientes mais simples, procurando otimizar a utilização do detector proposto.

Inicialmente foram verificadas as distribuições de  $\Delta X$  e de  $\Delta E/E$ , a fim de obter estimativas para a resolução em posição e em energia do FoCal e de observar como essas distribuições mudam nos diferentes ambientes de análise.

As distribuições de  $\Delta X$  nos ambientes de fótons isolados e pions neutros isolados são bem ajustadas por uma gaussiana, e é observado um aumento de cerca de 40% no valor de  $\sigma_{\Delta x}$  no ambiente de pions neutros isolados em relação ao de fótons isolados, para os dados integrados em energia. Portanto, a reconstrução da posição dos clusters de dois fótons próximos se mostra degradada em relação a reconstrução da posição de um fóton isolado. No ambiente pp, as distribuições de  $\Delta X$  não mais se mostram

gaussianas. Uma estimativa da resolução em posição foi feita ajustando uma gaussiana ao pico dessas distribuições de  $\Delta X$ , de forma que a gaussiana ajustada e a distribuição de  $\Delta X$  tivessem praticamente a mesma largura a meia altura. No ambiente pp foi observado um aumento de cerca de 400% no valor  $\sigma_{\Delta x}$  em relação ao caso de fótons isolados. A forma não gaussiana dessas distribuições de  $\Delta X$  sugere que são necessárias mudanças nos parâmetros utilizados no algoritmo de clusterização nesse ambiente com maior multiplicidade de partículas, já que os clusters não representam exatamente da maneira esperada a posição das partículas. Como primeira aproximação, no entanto, as análises seguintes foram feitas usando-se os parâmetros padrão.

As distribuições de  $\Delta E/E$  obtidas para os fótons isolados possuem a esperada forma gaussiana, porém já no ambiente de pions neutros isolados aparecem flutuações significativas, mas que ficam concentradas nos eventos de mais baixa energia. É observado um aumento de cerca de 130% no valor de  $\sigma_{\Delta E/E}$  no caso de pions neutros isolados em relação ao caso de fótons isolados. No caso pp, as distribuições de  $\Delta E/E$  se assemelham a gaussianas para quase todos os eventos, a menos dos menos energéticos, que correspondem a fótons com energia entre 0 e 10 GeV. Além disso, é observado um significativo desvio da média dessas distribuições para valores negativos no ambiente pp, revelando que a energia dos clusters está sendo superestimada. A construção de clusters com raios menores tem mostrado diminuir ou anular esse efeito, não alterando a largura das distribuições, porém este estudo não pertence a este trabalho. É observada a esperada melhora da resolução em posição e em energia para partículas mais energéticas.

O método da massa invariante foi aplicado às simulações de pions neutros isolados e às simulações de colisões pp. No ambiente de pions neutros isolados, é possível detectar pions neutros com energia de 0 a 300 GeV pela massa invariante com uma eficiência de 90% a 95%. Pions neutros com energia acima de 300 GeV já não podem ser identificados por esse método de maneira eficiente, pois, no FoCal, os dois fótons em que o pion neutro decai passam a ser reconstruídos como um único cluster nessa faixa de energia, dado o presente algoritmo de clusterização e design do detector. No ambiente pp, a queda da eficiência para energias acima de 300 GeV não pode ser observada, pois não foi gerada uma quantidade significativa de pions neutros com essa energia. Neste ambiente, os pions neutros com energia de 0 a 300 GeV podem ser identificados pela massa invariante com uma eficiência de 75% a 85%. Essa pequena queda na eficiência provavelmente está associada ao aumento da multiplicidade de partículas produzidas nos eventos pp, que aumenta a probabilidade de que se faça a associação errada entre um fóton e um cluster,

que também está associada à reconstrução dos clusters de maneira não tão precisa, como mostram as distribuições  $\Delta X$  no ambiente pp.

A resolução da massa calculada para o pion neutro mostrou ser dependente da energia do pion neutro apenas no ambiente pp, sendo ela tanto menor quanto menos energético o pion neutro.

A análise de forma do chuveiro foi aplicada às simulações de partículas únicas de fótons isolados e de pions neutros isolados. Feitas as distribuições do parâmetro  $Width1$ , que representa o semi-eixo maior dos clusters, para os fótons diretos e para os fótons de pions neutros não reconstruídos pela massa invariante, foi verificado que um maior poder de separação entre esses dois tipos de fótons é obtido com a constante  $w_{0H} = 2.5$ . Essa constante está diretamente relacionada ao peso que cada dígito do cluster receberá, o que define a contribuição do mesmo ao cálculo de  $Width1$ . Era esperado que os valores de  $Width1$  de fótons provenientes de pions neutros reconstruídos pela massa invariante fossem semelhantes aos dos fótons diretos. Porém, foi observado que aqueles tendem a possuir valores maiores que estes. Foi investigada a causa deste fato e descobriu-se que essa tendência de os fótons de pions neutros reconstruídos serem maiores que os fótons diretos não está relacionada ao parâmetro  $MaxRadius$ , que define o raio máximo dos clusters no algoritmo de clusterização. As distribuições de  $Width1$  dos fótons provenientes de pions neutros reconstruídos pela massa invariante em função da assimetria  $\alpha$  e da distância entre as filhas desses pions neutros revelou que seus clusters tendem a se tornar maiores que os dos fótons diretos quando as filhas possuem distância menor que 0.5 cm. Mesmo que os fótons tenham sido reconstruídos separadamente, se ambos estão muito próximos entre si, os clusters associados a ambos ficam com tamanhos alterados.

Por outro lado, a distribuições de  $Width1$  em função de  $\alpha$  para fótons provenientes de pions neutros não reconstruídos pela massa invariante permitiu entender que os eventos desse tipo que, diferentemente do esperado, geram clusters que se assemelham a fótons diretos, estão associados aos casos em que  $\alpha > 0.7$ . Em eventos muito assimétricos, o fóton de energia mais baixa pode não gerar no detector sinal suficiente para ser reconstruído, e o evento de pion neutro não reconstruído pela massa invariante se assemelha a um fóton isolado porque apenas um dos fótons do pion foi reconstruído. A distribuição de  $Width1$  em função de distância entre as filhas para fótons provenientes de pions neutros não reconstruídos pela massa invariante mostra que os eventos desse tipo que possuem valores de  $Width1$  maiores que os de fótons diretos são exclusivamente eventos em que

as duas filhas estão muito próximas entre si, corroborando com a hipótese da formação de um único cluster a partir do sinal gerado por dois fótons parcialmente superpostos.

Após entendido o comportamento das distribuições de  $Width1$ , foi calculada a eficiência em detectar fótons diretos, em função da energia desses fótons, através de cortes em  $Width1$ . Também foi calculada, em função da energia, a eficiência em rejeitar os pions neutros não reconstruídos pela massa invariante, através desse corte. É possível identificar fótons diretos com uma eficiência acima de 90% dentro do intervalo de energia de 300 GeV a 500 GeV, com o corte  $Width1 = 0.11$ . Com esse mesmo corte, os fótons de pions neutros são rejeitados com uma eficiência que varia de 65% a 95%, aumentando com a energia. É mostrado que, considerando apenas eventos de pions neutros com assimetria  $\alpha < 0.6$ , os fótons de pions neutros podem ser rejeitados com eficiência acima de 90%, independente da energia. Portanto, um significativo aumento da eficiência em rejeitar pions neutros pode ser obtido se o algoritmo de reconstrução dos clusters puder reconstruir esses eventos mais assimétricos de maneira correta. Como a limitação em reconstruir os eventos mais assimétricos está relacionada à baixa energia do fóton menos energético do decaimento, é preciso adaptar o algoritmo para que o FoCal seja mais sensível a eventos menos energéticos, permitindo que eles gerem um sinal. Um estudo mais detalhado sobre os limites impostos à produção de um sinal no detector é necessário.

Dada a forma das distribuições de  $Width1$  em função da energia, um corte dependente da energia pode aumentar a eficiência em identificar fótons diretos e a eficiência em rejeitar fótons de pions neutros, ficando como sugestão de aprimoramento dessa análise.

A análise de isolamento foi aplicada às colisões pp e PbPb. Foram calculados os valores de energia transversal dentro do cone de isolamento,  $Et_{iso}$ , para fótons diretos e fótons provenientes do decaimento de pions neutros nesses ambientes de análise. Dado um corte em  $Et_{iso}$ , a qualidade desse corte em separar fótons diretos de fótons de decaimento foi avaliada pela análise de quatro grandezas: a eficiência em detectar fótons diretos, a contaminação, o fator de rejeição e a pureza. Nos dois ambientes de análise foi explorado o uso de cones de isolamento com diferentes valores de raio  $R_{iso}$  a fim de verificar como o uso de diferentes raios afeta o poder de separação entre fótons diretos e de decaimento por um determinado corte.

No ambiente pp foi observado que, dentre os valores de  $R_{iso}$  testados, quanto maior o  $R_{iso}$  utilizado, maior o poder de separação de um dado corte em  $Et_{iso}$ . O maior  $R_{iso}$  testado foi  $R_{iso} = 0.7$ . Apesar de, para todos os cortes testados, serem obtidos com esse

raio os menores valores de eficiência, com esse mesmo raio se obtém os menores valores de contaminação, que não passam de 50%, resultando em cortes com maiores valores de pureza do que foi encontrado com o uso de outros raios. Devido a grande diferença entre a abundância relativa de fótons diretos e de decaimento, os maiores valores de pureza encontrados não vão além de cerca de 7%, indicando que, dado um corte, apenas 7% dos fótons que são identificados como fótons diretos são de fato fótons diretos. O fator de rejeição, que combina em si os valores de eficiência e contaminação de cada corte, também adquire os menores valores com o uso de  $R_{iso} = 0.7$ , indicando o maior poder de separação fornecido por esse raio.

Nas colisões PbPb, o grande aumento da multiplicidade de partículas produzidas em relação às colisões pp gera um fundo médio de energia transversal por todo o detector, que se sobrepõe ao sinal esperado dentro dos cones de isolamento de fótons diretos (que deve ser nulo) e de fótons de decaimento (que é o sinal do jato dentro do qual o pion neutro se formou). Foi calculada a energia transversal média de fundo ao longo de toda a cobertura em  $\eta$  do FoCal nas colisões PbPb periféricas, semi-periféricas e centrais. A partir disso, pôde ser estimada a energia transversal média de fundo existente dentro de cada cone de isolamento e este valor foi subtraído do valor total de  $Et_{iso}$  dentro de cada cone. Toda a análise foi feita usando-se o  $Et_{iso}$  após a subtração do fundo médio.

No ambiente PbPb, nas três centralidades, foi observado que o menor valor de  $R_{iso}$  testado, que é  $R_{iso} = 0.1$ , apesar de sempre estar associado aos maiores valores de eficiência em detectar fótons diretos, é sempre o que traz a pior qualidade de isolamento para todos os cortes, por também estar associado aos maiores valores de contaminação. A observação do fator de rejeição sugere que, no ambiente PbPb central, o melhor raio a ser utilizado é  $R_{iso} = 0.2$ . Nos ambientes PbPb periférico e semi-periférico, no entanto, o fator de rejeição sugere que o melhor raio utilizado depende do corte aplicado em  $Et_{iso}$ : para cortes menores, o raio associado ao maior poder de separação é  $R_{iso} = 0.2$ , porém para os maiores valores de corte testados, um maior poder de separação é atingido como uso do maior raio testado,  $R_{iso} = 0.5$ . Isso é consequência da forma das distribuições de  $Et_{iso}$ , conforme discutido no texto. Porém, devido ao fato dos fótons de decaimento serem ordens de magnitude mais abundantes que os fótons diretos, o comportamento da pureza de cada corte segue o comportamento da contaminação, e não o do fator de rejeição, sendo tanto maior quanto menor a contaminação.

Inicialmente a análise PbPb foi feita com todos os eventos disponíveis nas simulações. Como a abundância de fótons de decaimento era cerca de três ordens de magnitude maior



que a de fótons diretos na região de superposição das distribuições de  $Et_{iso}$ , a pureza obtida para os cortes em  $Et_{iso}$  é da ordem de  $10^{-2}\%$ , nas três centralidades. Diante de valores tão baixos de pureza, decidiu-se aplicar na simulação algo semelhante a um trigger aplicado em experimentos reais, a fim de eliminar parte dos eventos associados a jatos pouco energéticos, que podem ser responsáveis por grande parte dos fótons de decaimento com  $Et_{iso}$  semelhante ao dos fótons diretos. Com isso, foi aplicado inicialmente um trigger em 20 GeV. Com o uso desse trigger, a abundância de fótons de decaimento em relação a de fótons diretos passa a ser de uma a duas ordens de magnitude maior, e apesar dos valores de eficiência dos cortes não se alterar, a queda da contaminação dos cortes é significativa. Os valores de pureza obtidos após esse trigger variam em torno de 2% a 6%, nas três diferentes centralidades, e são da mesma ordem de magnitude dos obtidos no ambiente de análise pp. Foi testado ainda um segundo valor de trigger, em 40 GeV, a fim de observar o efeito disso nos valores da pureza. Com esse segundo trigger não são observadas mudanças significativas na contaminação de cada corte, a menos de que suas incertezas se tornam significativamente maiores, devido a baixa estatística de fótons de decaimento que restam após o trigger. A pureza, no entanto, passa a assumir valores de 3% a 12%, porém com incertezas significativamente grandes. Com isso pode-se concluir que valores de pureza mais altos podem ser alcançados após a aplicação de um trigger, porém a precisão do valor das mesmas passa a ficar limitado pela baixa estatística de pontos. Outras simulações com maior estatística de pontos é necessária para a continuidade da exploração do comportamento da pureza.

Neste trabalho, a abundância relativa entre fótons diretos e fótons de decaimento só foi considerada na análise de isolamento, aplicadas ao ambiente pp e PbPb. Nela, é possível ver que apesar dos altos valores de eficiência em identificar fótons diretos pelos cortes em  $Et_{iso}$ , a abundante multiplicidade de fótons de decaimento em relação a fótons diretos faz com que a pureza da medida seja bastante precária. Dentre os fótons identificados como fótons diretos pelo corte, cerca de 90% ou mais são na verdade fótons de decaimento, já que a pureza está abaixo de 10%. Restringir a análise de isolamento às regiões de menores  $\eta$ s do detector e a fótons mais energéticos, bem como o uso de triggers maiores, deve aumentar de maneira importante a pureza dos cortes.

Ainda é preciso avaliar o desempenho dos outros dois métodos de análise no ambiente PbPb para então poder inferir qual a pureza na detecção de fótons diretos nesse ambiente também por esses métodos.

Em suma, a partir de uma proposta para um novo calorímetro eletromagnético para

o experimento ALICE, estudou-se o desempenho esperado para a medida de algumas grandezas por esse detector e obteve-se a otimização de alguns parâmetros para a medida de fótons diretos gerados em colisões pp e PbPb. Esses resultados devem proporcionar melhorias no design do detector assim como nas suas ferramentas de análise.



# Apêndice A

## O LHC e o experimento ALICE

A fim de contextualizar a proposta do FoCal, é feita aqui uma breve apresentação do LHC e do experimento ALICE. São mostrados os objetivos do experimento ALICE, os observáveis que ele busca medir e são apresentados de maneira breve sua estrutura geral e os detectores construídos até então para a medida desses observáveis.

O LHC (*A Large Hadron Collider*, ou o Grande Colisor de Hadrons, em português), é o maior colisor de partículas já construído até o momento. Ele pertence ao CERN (Organização Européia de Pesquisas Nucleares) e está localizado na região da fronteira entre a Suíça e a França, tendo sido ligado para coleta de dados pela primeira vez em 2008.

O LHC possui estrutura circular, com cerca de 27 Km de diâmetro. O fato de ele ser circular permite que feixes de partículas sejam acelerados em sentidos opostos e colidam em diversos pontos ao longo dessa estrutura. O LHC foi projetado para acelerar hadrons (nome dado a mésons e bárions), que são partículas compostas por quarks e glúons. Ele pode acelerar prótons, permitindo que eles atinjam energias de até cerca de 7 TeV ( $7 \times 10^{12}$  eV), o que leva a colisões entre dois prótons com energia de centro de massa de até  $\sqrt{s} \simeq 14$  TeV. O LHC também possui a capacidade de acelerar feixes de íons pesados, como o núcleo do chumbo (Pb), permitindo colisões PbPb com energia de centro de massa de até  $\sqrt{s} \simeq 5.5$  TeV por par de nucleon.

No LHC existem quatro principais experimentos, que são ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*), CMS (*Compact Muon Solenoid*), ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) e LHCb (*Large Hadron Collider Beauty*). Cada um desses experimentos consiste em um conjunto de detectores localizado ao redor de um dos quatro pontos de encontro dos feixes no anel do LHC, que são os pontos onde ocorrem as colisões, conforme mostrado na figura [A.1](#). O ATLAS e o CMS são experimentos de propósito geral e por isso estão

relacionados a diversos tópicos de pesquisa. Dentre eles está a procura pelo bóson de Higgs e por partículas que compõem a matéria escura. Eles trabalham com medidas feitas tanto em colisões pp quanto em colisões PbPb, já que seus detectores foram planejados para também atuarem em ambientes com alta multiplicidade de partículas. O ALICE é um experimento voltado para colisões entre íons pesados, com o objetivo de estudar o QGP, como será descrito com mais detalhes em seguida. Por fim, o LHCb está voltado para o estudo da assimetria entre matéria e anti-matéria existente no universo, e trabalha quase exclusivamente com medidas de colisões próton-próton [26].

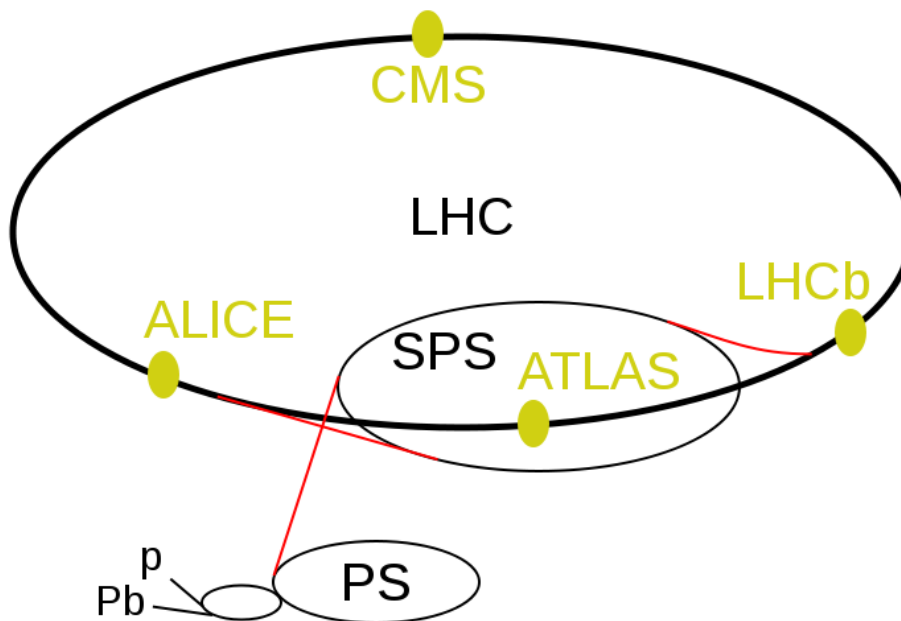


Figura A.1: Esquema mostrando a estrutura anelar do LHC (o anel maior) e os seus quatro principais experimentos: ATLAS, CMS, ALICE e LHCb. Os anéis menores (Proton Synchrotron e Super Proton Synchrotron) são estruturas utilizadas para acelerar os feixes antes de eles entrarem no LHC.

A pesquisa envolvida com o ALICE tem como foco o estudo das propriedades do QGP (plasma de quarks e glúons). O QGP é um estado da matéria em que os quarks e glúons deixam de estar confinados dentro de hadrões, e ele se forma quando a matéria hadrônica é submetida a condições de temperatura e densidade de energia extremamente altas. Essas condições não são encontradas na natureza ao nosso redor, mas podem ser forçadas pela ação humana e produzidas em colisões entre íons pesados energéticas o bastante como as que o LHC pode gerar. Acredita-se que o QGP tenha existido em micro-segundos após o Big-Bang, pois nessa fase do universo a matéria hadrônica estava submetida a essas mesmas condições extremas. Também especula-se que exista QGP no

núcleo das estrelas de neutrons, pela alta densidade de matéria encontrada ali.

O estudo do QGP permitirá maior entendimento e conhecimento das propriedades desse novo estado da matéria hadrônica, permitindo que sejam feitas comparações com as previsões da QCD (Cromodinâmica Quântica) e que seja explorado o próprio fenômeno do confinamento, que ainda não é bem entendido.

Existem alguns observáveis específicos que trazem pistas sobre as propriedades do QGP. Dentre os observáveis que o ALICE busca estudar, pode-se citar a supressão de jatos, hadrons com heavy flavor, a produção de estranheza e o fluxo elíptico.

Os jatos são formados a partir do espalhamento duro entre partons. Esse processo leva os dois partons a se espalharem com momento transversal com um ângulo de 180 graus entre si. Da fragmentação de cada um desses partons surge um jato de partículas, que, juntas, guardam toda a energia do parton. É observado que em ambientes em que há a formação do QGP, a quantidade de hadrons com alto momento transversal em jatos é menor que em ambientes em que o QGP não se forma, já considerando as devidas normalizações. Isso ocorre porque o parton, ao interagir com o QGP, que é um meio denso e fortemente interagente, perde energia, principalmente pela emissão de glúons (analogamente ao Bremsstrahlung), antes de sua fragmentação. Esses glúons posteriormente também se fragmentarão em hadrons, e no final, ao invés de ser formado um jato com alguns hadrons com alto momento transversal, é formado um jato com muitos hadrons de baixo momento transversal. Como os jatos são formados em pares, é possível observar essa supressão comparando o momento transversal dos hadrons de ambos (geralmente um parton perde mais energia que outro, por ter atravessado uma porção maior do QGP antes de se fragmentar, e o momento transversal de suas partículas fica sendo bem mais baixo que o das partículas do outro jato, frequentemente se confundindo com os eventos de fundo). Esse fenômeno é chamado de supressão de jatos e essa supressão está diretamente relacionada a densidade do QGP [27], [28].

Os quarks pesados, *charm* ( $c$ ) e *bottom* ( $b$ ), são produzidos nos primeiros instantes da colisão, de forma que eles ficam em contato com o QGP durante praticamente toda a evolução do mesmo. Isso faz com que os hadrons que contém esses quarks sejam importantes para a caracterização do QGP. Devido ao curto tempo de meia vida desses hadrons, é comum estudá-los através dos produtos de seu decaimento. No ALICE são feitas medidas de elétrons e múons provenientes do decaimento, pelo canal semi-leptônico, de hadrons com heavy-flavor [29].

Também é conhecido que em situações em que há a formação do QGP, a quantidade

de hadrons produzidos que contém estranheza é maior que em situações em que o QGP não é formado. A medida de hadrons estranhos é importante não só para evidenciar a existência do QGP mas também para revelar algumas de suas propriedades [30].

Outra evidência do QGP que é estudada através dos dados gerados pelo ALICE é o fluxo elíptico de partículas. O fluxo elíptico consiste numa distribuição anisotrópica do momento das partículas produzidas na colisão. Acredita-se que ele é consequência da forma elipsoidal da região de superposição dos núcleos colidores, e é indicativo da existência de um meio bastante termalizado, que correlaciona o momento de todas as partículas finais. Em um meio não termalizado, essa anisotropia geométrica não seria propagada em anisotropia de momento. Portanto o estudo do fluxo elíptico permite conhecer o nível de termalização do QGP e suas propriedades quando tratado como um fluido [31], [32].

Para medir os observáveis que permitem a caracterização do QGP, o ALICE é composto por cerca de 20 diferentes detectores, como esquematizado na figura A.2. Esses detectores podem ser divididos em três categorias: detectores de tracking (que fazem a reconstrução da trajetória de partículas carregadas), calorímetros (usados para medida de energia) e detectores de identificação de partículas, ou PID (Particle IDentification), que geralmente fazem a identificação de partículas pela quantidade de energia que elas perdem em sua interação com a matéria.

O ALICE possui os detectores centrais (que estão dentro da cobertura em pseudo-rapidez  $\eta < |0.9|$ , sendo  $\eta$  medido em relação ao plano transversal ao eixo de colisão e centrado no ponto de colisão) e diversos detectores frontais, além de um solenóide que gera um campo magnético de aproximadamente 0.5 T, em vermelho na figura A.2. A tubulação, por onde passam os feixes de partículas, possui 6 cm de diâmetro e está contida na direção do eixo z, conforme mostrado nessa mesma figura A.2. Os feixes colidem num ponto que corresponde a região central do TPC.

Como exemplo de detector de tracking há o ITS (Inner Tracking System), que possui seis camadas de silício, sendo que cada duas delas é construída com uma tecnologia diferente. O ITS faz a reconstrução da trajetória das partículas com uma alta resolução espacial, devido aos pixels existentes em suas duas camadas mais internas. Isso é necessário porque o ITS está localizado muito próximo ao ponto onde ocorre a colisão, e a trajetória das diversas partículas estão muito próximas entre si nessa região. Este detector também é usado como sistema de trigger, indicando se a quantidade de partículas que o atravessou corresponde a uma colisão válida, que se deseja medir, ou não. As

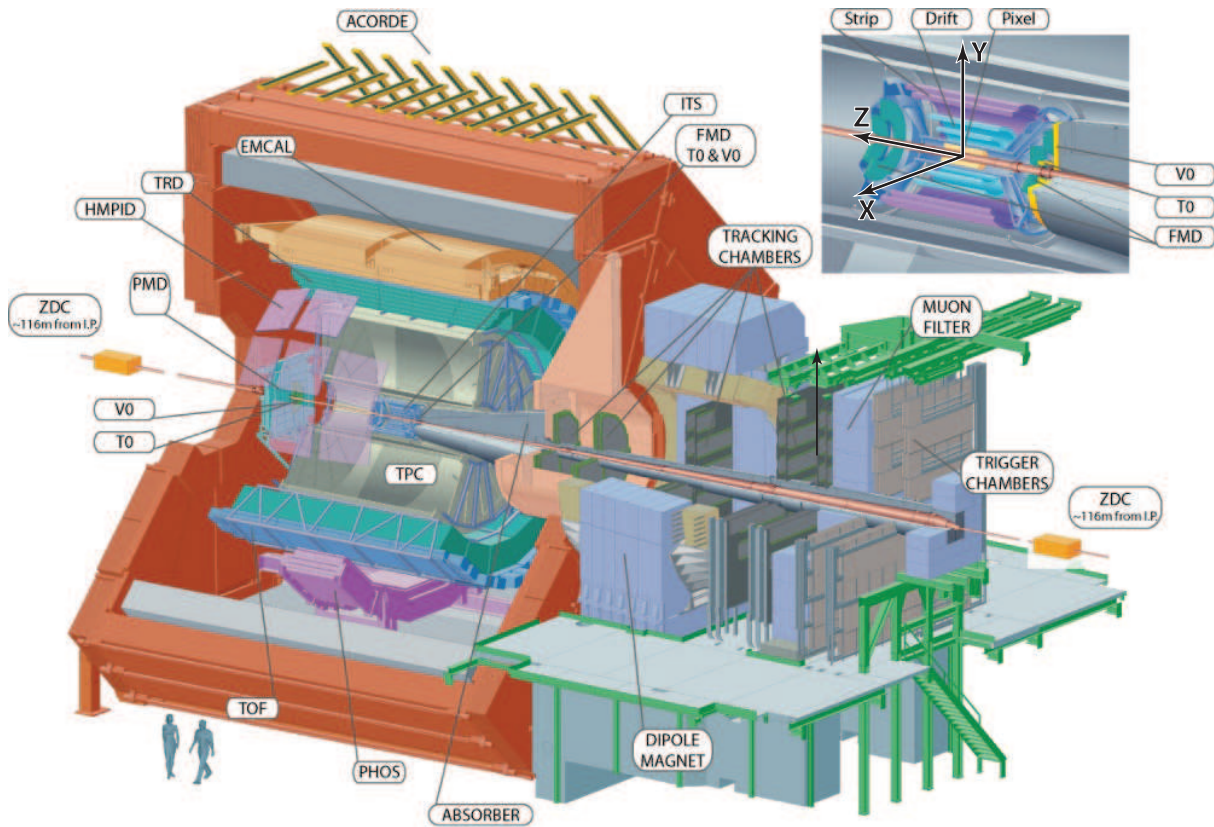


Figura A.2: Esquema do experimento ALICE, com cada um de seus detectores indicados. Cada um deles pode ser conhecido em detalhes na referência [33]. Figura retirada de [34], com modificações. O eixo cartesiano é comum a todos os detectores e possui sua origem localizada no ponto de interação, que está no centro da estrutura cilíndrica do ITS, conforme mostrado.

quatro camadas mais externas do ITS também fazem medidas da perda de energia das partículas por unidade de comprimento ( $dE/dx$ ), e portanto contribuem com a identificação de partículas (PID) por este método.

O TPC (Time Projection Chamber) também é um importante detector do ALICE que faz tanto a reconstrução de trajetória das partículas como a identificação das mesmas por perda de energia. Ele consiste num cilindro de 5 metros de comprimento e 5 metros de diâmetro, preenchido com uma mistura de gases. Esse cilindro é dividido em duas metades por um eletrodo que gera um campo eletrostático. A passagem de partículas carregadas ioniza o gás e os íons formados são transladados, pelo campo elétrico, para uma das extremidades desse cilindro, onde está a eletrônica que fará a captura desses íons e a reconstrução da trajetória. Com os dados do TPC também é possível determinar o  $dE/dx$  das partículas, conforme é descrito em [33], na seção correspondente ao TPC. Além disso, a medida de momento das partículas que o TPC providencia (a partir da



curvatura das trajetórias no campo magnético), combinadas com a medida de velocidade que o TRD pode fornecer, permite a identificação das partículas por determinação da massa das mesmas.

Como exemplo de calorímetros no ALICE há o EMCAL (EletroMagnetic CALorimeter) e o PHOS (PHOton Spectrometer), que são calorímetros eletromagnéticos também situados na região central. O EMCAL ocupa a região de pseudo-rapidez de  $\eta < |0.7|$  e suas torres possuem  $6 \times 6 \text{ cm}^2$  de área, e utilizam o chumbo como material absorvedor, enquanto o PHOS cobre a região de pseudo-rapidez de  $\eta < |0.12|$  e é feito de cristais de tungstato de chumbo ( $PBWO_4$ ), que é um material cintilador, de  $2.2 \times 2.2 \text{ cm}^2$  de área. Ambos permitem a identificação e medida da energia de elétrons e fótons, e essas medidas são importantes para melhorar a qualidade da reconstrução dos jatos, contribuindo para a qualidade de estudo da supressão de jatos (já que o TPC só é sensível a partículas carregadas). Além disso, o PHOS também se dedica a medida de fótons produzidos na colisão com o objetivo tanto de conhecer a temperatura inicial do meio formado quanto para o estudo da PDF dos glúons [28], [35]. Esses dois calorímetros, além de medirem a energia de fótons e elétrons, possuem a já mencionada segmentação transversal, que permite que façam a medida da posição das partículas. Isso é importante quando se tem a necessidade de identificar fótons provenientes do decaimento dos mésons  $\pi^0$  e  $\eta$  pelo cálculo da massa invariante do par de fótons em que eles decaem. O ALICE também possui um calorímetro hadrônico frontal, o ZDC (Zero Degree Calorimeters). Ele se situa na mesma direção do feixe, e tem por objetivo medir a energia de prótons e neutros, a fim de estimar o número de espectadores da colisão entre íons pesados (nucleons que não participam da colisão, e portanto seguem seu caminho ao longo do feixe), que está relacionado a centralidade da colisão. Diferentemente do EMCAL e do PHOS, o ZDC não tem segmentação transversal para fazer a identificação de posição das partículas que mede.

Mais detalhes sobre o que cada um desses detectores medem e como eles funcionam podem ser encontrados em [33].

# Apêndice B

## Pseudo-rapidez $\eta$

A pseudo-rapidez,  $\eta$ , é uma coordenada espacial, escrita em termos do ângulo polar  $\theta$ , como mostrado em (B.1).

$$\eta = -\ln \tan(\theta/2) \quad (\text{B.1})$$

Seus valores variam de  $-\infty$ , quando  $\theta = 180^\circ$ , a  $\infty$ , quando  $\theta = 0^\circ$ . Quando  $\theta = 90^\circ$ ,  $\eta = 0$ . Num experimento de colisão, a direção transversal ao feixe de partículas corresponde a  $\eta = 0$ .

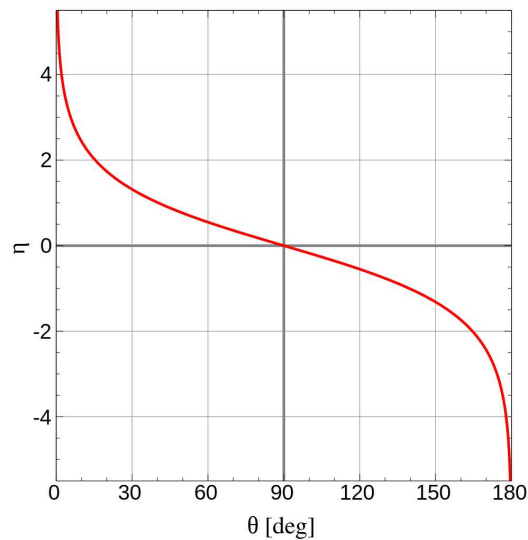


Figura B.1: Pseudo-rapidez  $\eta$  em função do ângulo polar  $\theta$ , conforme dado pela fórmula (B.1).



# Referências Bibliográficas

- [1] The ALICE FoCal Collaboration. A Forward Calorimeter (FoCal) for the ALICE Experiment, Letter of Intent (2013).
- [2] GEANT - Detector Description and Simulation Tool. CERN Program Library Long Writeup W5013, 1993.
- [3] SJOSTRAND, T.; MRENNNA, S.; SKANDS,P. Pythia 6.4 Physics and Manual. JHEP 0605:026,2006, 2006.
- [4] Xin-Nian Wang and Miklos Gyulassy. HIJING: A Monte Carlo Model for Multiple Jet Production in pp, pA and AA Collisions. Phys.Rev.D 44, 3501 (1991).
- [5] STIRLING, J. Figura retirada da apresentação: Theory of Proton-Proton Collisions (Durham University). Disponível em:  
[http://theory.physics.helsinki.fi/~heptop/stirling\\_all.pdf](http://theory.physics.helsinki.fi/~heptop/stirling_all.pdf).
- [6] D. D'ENTERRIA and J. ROJO. Quantitative Constraints on the Gluon Distribution Function in the Proton from Collider Isolated Photon Data. arXiv:1202.1762v2 [hep-ph].
- [7] E. PEREZ, and E. RIZVI. The Quark and Gluon Structure of the Proton. Rep. Prog. Phys. 76 (2013) 046201.
- [8] ICHOU, R. and D'ENTERRIA, D. Sensitivity of Isolated Photon Production at TeV Hadron Colliders to the Gluon Distribution in the Proton. Phys.Rev.D82:014015,2010.
- [9] STAVREVA, T.; SCHIENBEIN, I.; ARLEO, F.; KOVARIK, K.; OLNES, F.; Yu, J. Y. and OWENS, L. F. Probing Gluon and Heavy-Quark Nuclear PDFs With Photon + Heavy Quark Production in pA Collisions. JHEP 1101:152,2011.

- [10] M.B.G. DUCATI. High Density QCD. Brazilian Journal of Physics, vol.31, n.2, June 2001.
- [11] J.L. ALBACETE, C. MARQUET. Gluon Saturation and Initial Conditions for Relativistic Heavy Ion Collisions. arXiv:1401.4866v1 [hep-ph] 20 Jan 2014.
- [12] F. GELIS. Color Glass Condensate and Glasma. arXiv:1211.3327v2 [hep-ph].
- [13] DAVID D'ENTERRIA. Forward Physics at the LHC. arXiv:0708.0551v3 [hep-ex].
- [14] JETPHOX. Disponível em:  
[http://lapth.cnrs.fr/PHOX\\_FAMILY/jetphox.html](http://lapth.cnrs.fr/PHOX_FAMILY/jetphox.html). (Acessado em 05 de fevereiro de 2014).
- [15] FABJAN, C. W. ; GIANOTTI, F. Calorimetry for Particle Physics. Rev.Mod.Phys. 75 (2003) 1243-1286.
- [16] NAKAMURA, K. et al, Particle Data Group. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 37 075021 (2010).
- [17] F. GAUTHERON and A. GIVERNAUD. About the Electromagnetic Shower Lateral Profile in the Lead Tungstate. The Compact Muon Solenoid Experiment - CMS NOTE 1997/037.
- [18] R. M. BARNETT et al. Review of Particle Physics, Particle Data Group. Phys.Rev. D54 (1996) 1-720.
- [19] H.M. GRAY, T.C. AWES, G. ODYNICEC and M. VAN LEEUWEN. Direct Photon Detection in the ALICE EMCAL. Disponível em:  
<http://www2.lbl.gov/nsd/resources/annualreportcontributionsall/gray.pdf>.
- [20] K. NAKAMURA et al. (Particle Data Group). Light Unflavored Mesons, page 1. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 37 075021 (2010).
- [21] FEGAN, D. J. Gamma/Hadron separation at TeV energies. J.Phys. G23 (1997) 1013-1060.
- [22] BABEANU, A. Electromagnetic Shower Recognition with a Forward Calorimeter for the ALICE Experiment. 24/07/2013, Tese de mestrado, Universidade de Utrecht, Países Baixos - Report Number: UU(SAP) 13-7 (2013).

- [23] BERGE, D. Development of an Algorithm for the Shower Reconstruction with the H.E.S.S. Telescope System. 18/11/2002, Tese de doutorado, Universidade de Humboldt, Berlim.
- [24] CHIA-CHUN LU. Improving the H.E.S.S. Angular Resolution Using the Disp Method. arXiv:1310.1200v1 [astro-ph.IM] (2013).
- [25] D. FERNIE, H. FRISCH, and C. GROSSO-PILCHER. A Study of Photon Isolation Via the Z0 Boson. CDF/ANAL/EXOTIC/CDF/4891, Version 1.2, April 5, 1999.
- [26] CERN web page. Disponível em:  
<http://home.web.cern.ch/topics/large-hadron-collider>. (Acessado em 29 de junho de 2014).
- [27] P. GIUBELLINO. Heavy Ion Physics at the LHC. arXiv:0809.1062v1 [nucl-ex].
- [28] ALICE Collaboration. ALICE Electromagnetic Calorimeter Technical Design Report. CERN-LHCC-2008-014 ; ALICE-TDR-14.
- [29] R. GRAJCAREK for the ALICE collaboration. Measurement of Heavy-Flavor Production in Pb-Pb Collisions at the LHC with ALICE. arXiv:1209.1925v1 [nucl-ex].
- [30] J. RAFELSKI and J. LETESSIER. Strangeness and Quark-Gluon Plasma. J.Phys.G30:S1-S28,2004.
- [31] SIMILI, E.L. Elliptic Flow Measurement at ALICE. Dissertação disponível em Utrecht University Repository (2008):  
<http://dspace.library.uu.nl/handle/1874/27663>. (Acessado em 29 de junho de 2014).
- [32] R. SNELLINGS. Elliptic Flow: A Brief Review. New J.Phys.13:055008,2011.
- [33] ALICE Collaboration. Technical Design Reports. Disponível em:  
<http://aliweb.cern.ch/Documents/TDR/index.html>. (Acessado em 28 de fevereiro de 2014).
- [34] Figura retirada da página oficial do ALICE Collaboration. Disponível em:  
<http://aliceinfo.cern.ch/>. (Acessado em 28 de fevereiro de 2014).

[35] PHOS Technical Design Report - Capítulo 1. Disponível em:

<https://edms.cern.ch/file/398934/1/Chapter1.pdf>. (Acessado em 29 de junho de 2014).