Universidade de São Paulo

Instituto de Física

# Estudo da Multiplicidade de Partículas Carregadas em Colisões Centrais Pb + Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\ TeV$ no Experimento ATLAS

José Luis La Rosa Navarro

**Orientador**: Dr. Marco A. L. Leite (IFUSP)

**Comissão Examinadora**:

Dr. Marco A. L. Leite (IFUSP)

Prof. Dr. Marcelo Gameiro Munhoz (IFUSP)

Profa. Dra. Marcia Begalli (UERJ)

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

São Paulo, 2012

# Agradecimentos

Começo agradecendo ao meu orientador, Marco Leite, pela confiança e apoio constante no desenvolvimento deste trabalho, também quero agradecer a Eduardo Macchione pela ajuda em consultas técnicas de toda índole.

Também não poderia deixar de agradecer ao pessoal do LIP, a Marisilvia Donadelli, Sergio Valverde, Marcia Takagui, Olacio Dietzsch, Ricardo Menegasso, Marcel Kuriama e Edineusa Almeida. Pelo apoio desinteressado que me fez adaptar rápidamente no grupo.

Tenho que agradecer também a CAPES, pelo apoio financeiro. E ao Grupo do ATLAS (CERN) por ter-me facilitado os dados que foram analisados nesta tese.

Por último tenho que agradecer à 'comunidad' de amigos peruanos acá em Brasil e aos muitos amigos extrangeiros que conheci, pessoas que, como eu, chegaron com a esperança de um futuro melhor. Também quero agradecer aos amigos que fiz na minha 'republica', pela paciência e apoio desinteressado. É com o apoio de todos esses amigos que posso esquecer as saudades do lar distante, e que me faz 'seguir adelante'. Mas por último quero fazer um agradecimento especial a Lindber e a Denis, com quens começe esta viagem, que agora já começa a dar resultados satifastórios.

# Resumo

Dentre os observáveis globais que permitem caracterizar a colisão entre íons pesados relativísticos, a multiplicidade de partículas é uma das variáveis mais fundamentais, diretamente ligada à densidade de energia da colisão. Serão apresentados resultados do estudo de multiplicidade de partículas carregadas para colisões centrais entre íons de chumbo a energias de 2.76 TeV (energia no centro de massa) utilizando o detector ATLAS no Large Hadron Collider (LHC). A multiplicidade na produção de partículas carregadas é medida utilizando dois métodos diferentes entre o intervalo de pseudorapidez $|\eta| < 2.5$ empregando o sistema de detectores semicondutores centrais de trajetórias do ATLAS. A seleção de eventos é crucial para esta análise e é aplicada a dados obtidos através de um *trigger* de *minimum bias*, impondo-se a coincidência entre o sinal do calorímetro de zero grau (ZDC) ($|\eta|> 8.3$) e a coincidência entre o sinal do *Minimum Bias Trigger Scintilator* (MBTS) ($2.1< |\eta| <3.8$), de forma a remover da amostra de dados os eventos decorrentes da dissociação eletromagnética. Neste trabalho, eventos produzidos pelo gerador de eventos HIJING também foram analisados e os dados simulados reconstruídos utilizando-se os mesmos algoritmos empregados na análise dos dados reais. A multiplicidade e a densidade inclusiva de partículas foram medidas para as colisões mais centrais e estão em bom acordo com os resultados obtidos por outros experimentos.

# Abstract

From the global observables that allows the characterization of the heavy ion collisions at relativistic energies, the particle multiplicity is one of the most fundamental observables, directly related to the energy density of the collision. There will be presented results about the study of central collision charged particle multiplicity in Pb - Pb collisions at the 2.76 TeV center of mass energy. using the ATLAS detector at the Large Hadron Collider (LHC). The particle multiplicity is measured using two different methods in the $|\eta| < 2.5$ rapidity interval, deploying the ATLAS inner tracker semiconductor system. The event selection plays a crucial role in this analysis and is applied on data acquired using a minimum bias trigger. Imposing the condition of coincidence between the two Zero Degree Calorimeters (ZDC) arms ($|\eta| > 8.3$) and the coincidence of the Minimum Bias Trigger Scintillator (MBTS) detector ($2.1 < |\eta| < 3.8$) the electromagnetic dissociation events are removed from the sample. For this work, events produced by the HIJING event generator were also analyzed and the simulated data was reconstructed using the same algorithms used on data. The multiplicities and inclusive particle density measured for most central collisions are in good agreement with the ones measured by other experiments.

# Conteúdo


**1 Introdução** **1**

1.1 Experimentos com Íons Pesados e a Busca do QGP . . . . . 4

1.2 Colisões de Íons Pesados . . . . . 8

1.2.1 Caracterização de Eventos . . . . . 9

1.2.2 Dissociação Electromagnética (ED) . . . . . 11

1.3 Modelos de Colisões de Íons Pesados . . . . . 13

1.3.1 Abordagem Glauber Monte Carlo . . . . . 13

1.3.2 Modelo de Produção Múltipla de Jatos: O HIJING . . . 18

**2 O Detector ATLAS** **21**

2.1 Tracking . . . . . 23

2.2 Calorímetros . . . . . 25

2.3 Detectores Utilizados na Seleção de Eventos . . . . . 27

2.3.1 O Minimum Bias Trigger Scintilattor (MBTS) . . . . . 27

2.3.2 Zero Degree Calorimeter (ZDC) . . . . . 27

2.3.3 Triggers no ATLAS . . . . . 30

**3 Observáveis Globais** **33**

3.1 Determinação da Centralidade da Colisão . . . . . 34

3.1.1 Metodo do Binning . . . . . 34

3.2 Medição da multiplicidade das Partículas Carregadas . . . . . 36
3.2.1 O Pixel Counting (PixCounting) . . . . . 38
3.2.2 O Pixel Detector Tracking (PixTracking) . . . . . 38
3.3 Outros Observáveis Globais . . . . . 38

**4 Análise das Simulações 43**

4.1 Os Modelos de Colisões . . . . . 43
4.1.1 O PHOBOS Glauber Monte Carlo (PHOBOS-GMC) . . 43
4.1.2 O HIJING . . . . . 45
4.2 Simulação do ATLAS (*Dados Verdadeiros*) . . . . . 49
4.2.1 Vértices Primários . . . . . 51
4.2.2 Número Total de Partículas Primárias Produzidas ($N_{tot}$) 53
4.2.3 $N_{ch}$ sob o Inner Detector do ATLAS . . . . . 54
4.3 Centralidade e Multiplicidade nos Dados Verdadeiros . . . . . 55

**5 Reconstrução de eventos 59**

5.1 Seleção de Eventos no ATLAS . . . . . 59
5.1.1 Triggers e Coincidência Temporal no MBTS . . . . . 59
5.1.2 Triggers e Caracterização de Eventos no ZDC . . . . . 61
5.1.3 Reconstrução e Seleção de Vértices . . . . . 63
5.2 Calorímetros do ATLAS . . . . . 66
5.3 Calibração de energia para Dados MC . . . . . 69

**6 Centralidade e Multiplicidade no ATLAS 73**

6.1 Centralidade . . . . . 73
6.2 Medição da Multiplicidade de Partículas Carregadas no ATLAS 75
6.2.1 O Pixel Counting (PixCounting) . . . . . 75

6.2.2 O Pixel Detector Tracking (PixTracking) . . . . . 77
6.3 Correções na Reconstrução de Multiplicidades . . . . . 79
6.4 Correções de Multiplicidade nos Dados Experimentais . . . . . 81

**7 Conclusões** **83**

**A Cinemática Relativística** **89**
A.1 Rapidez e Pseudorapidez . . . . . 90
A.2 Distribuição das Partículas Produzidas . . . . . 94
A.3 Densidade de Energia e Energia Transversal . . . . . 96

**Bibliografia** **101**

# Capítulo 1

# Introdução

Tem sido demonstrado que os nucleons (prótons e nêutrons), os principais componentes da matéria existente na natureza, têm uma estrutura interna composta de quarks e glúons. Ao contrário dos elétrons e fótons cujas interações são regidas pela força eletromagnética descrita pela Eletrodinâmica Quântica (QED), a força predominante nos quarks e glúons é a força nuclear forte, cuja teoria é descrita pela Cromodinâmica Quântica (QCD). De acordo com a QCD os hádrons, que incluem os nucleons, são compostos de arranjos de dois ou três quarks, chamados de quarks de valência os quais se encontram ligados por glúons. Além disso, os quarks não podem ser encontrados livres na natureza, um fenômeno conhecido como *confinamento* [1]. Mas a QCD também prevê que, se existerem condições suficientemente altas de temperatura e densidade de energia, a matéria nuclear poderia ser *desconfinada* a uma fase de estados de quarks e glúons assintoticamente livres, conhecido como o *Plasma de Quarks e Glúons* (QGP) [2]. Acredita-se que o QGP é o estado da matéria que existiu por alguns pequenos segundos após o "Big Bang". A QCD propõe que a temperatura ($T_c$) e densidade crítica ($\epsilon_c$) para criar o QGP devem ser da ordem de: $T_c \approx (150-200)MeV$ $((1,7-2,3)\times 10^{12}K)$ [1] [3, 4, 5] e $\epsilon_c \approx (1-2)GeV/fm^3$ [3, 5] respectivamente. Pode-se dizer que $T_c$ deveria,

[1] $1K = 8,621738 \times 10^{-5}eV$

em termos comparativos, ser aproximadamente 100.000 vezes a temperatura estimada no centro do Sol, e que $\epsilon_c$ corresponderia a cerca de 10 vezes a densidade de matéria nuclear no núcleo. Estimativas de conservação de energia mostraram que, para colisões de íons pesados, seria possível gerar as condições necessárias para a criação do QGP no laboratório [3].

Desde meados da década de 80, o *Brookhaven National Laboratory* (BNL) e o *European Center for Nuclear Research* (CERN) iniciaram uma intensa busca para revelar a existência do QGP, culminando com os recentes experimentos com íons pesados no *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) do BNL e *Large Hadron Collider* (LHC) do CERN que têm fornecido importantes indícios para a verificação da sua existência.

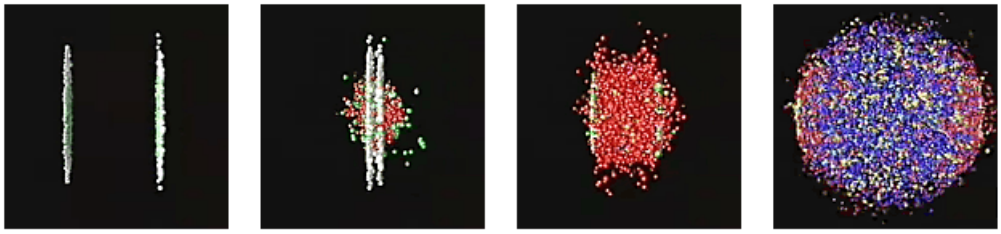


**Figura 1.1:** *Fases de uma simulação de colisões entre íons pesados (Au) colidindo a uma energia de centro de masa de 200 GeV/nucleon [6].*

A Fig. 1.1 mostra quatro imagens simuladas das fases de uma colisão central de dois íons de ouro, de alta energia no centro de massa, onde se observa que a dimensão longitudinal em cada núcleo é reduzida devido à contração de Lorentz. A figura mostra que nas regiões centrais dos núcleos se produz uma maior quantidade de interação entre os nucleons, tal interação é espalhada por todo o meio nuclear, resultando na possível formação do QGP. Este processo ocorre em um pequeno intervalo de tempo, chamado de *tempo de formação*, estimado em $\tau_f = 1fm/c$. Depois disso, a matéria produzida começa a esfriar, dando lugar ao processo de hadronização, ou seja, formando novas partículas.

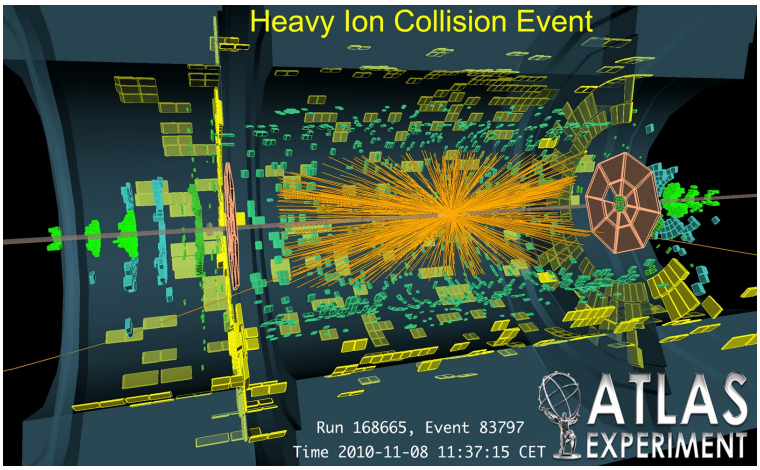



**Figura 1.2:** *Reconstrução de um dos primeiros eventos de colisões de íons pesados registrados no detector ATLAS, do LHC [7].*

Experimentalmente, as partículas produzidas através da sua quantidade, tipo de distribuição espacial e energia, fornecem informações sobre o que acontece no meio nuclear nos primeiros momentos após da colisão, pois, como será visto mais adiante, essas quantidades estarão relacionadas com a densidade de energia do meio, $\epsilon$. Uma estimativa de $\epsilon$ é proposta pela aproximação de Bjorken:

$$\epsilon = \frac{\langle m_t \rangle}{\tau_f S} \frac{dN}{dy} \tag{1.1}$$

Onde $\langle m_t \rangle$ indica a energia média das partículas produzidas, $\tau_f$ é o tempo de formação do fluido produzido, $S$ é a area de sobreposição dos núcleos em colisão e $dN/dy$ é conhecido como a densidade das partículas produzidas (ver Apêndice A).

Após 10 anos colidindo íons de diversas espécies (Au, Cu, U) a energias de centro de massa de até 200 GeV/nucleon, os experimentos do RHIC forneceram importantes indícios sobre o comportamento da matéria nuclear nessas condições extremas. Os resultados para os experimentos do RHIC, BRAHMS,

PHENIX, PHOBOS e STAR são apresentados nas referências [8], [9], [10] e [11], respectivamente.

Em novembro de 2010, no LHC, iniciaram as primeiras colisões de íons de chumbo a energias $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, uma energia 14 vezes a disponível no RHIC(200 GeV). Esse aumento de energia (a qual está prevista para chegar até 5.5 TeV/nucleon em 2015/2016) permitirá produzir um meio de densidade de energia mais alta (aproximadamente uma ordem de magnitude maior), temperatura maior (2 vezes) e tempo de formação também maior (1.5 vezes) que o obtido no RHIC. Essas condições possibilitam estudar fenômenos inacessíveis a energias mais baixas, como por exemplo, por que o meio formado é fortemente interagente, se existem tipos de comportamentos coletivos do meio ou excitações, e estudar a interação de cargas de cor simples ou múltiplas com o meio e como o meio 'reage' a tais cargas. Além disso, a recente possibilidade de colidir prótons e íons de chumbo (p-A) permitirá acessar efeitos do estado inicial das colisões.

Na Fig. 1.2 mostra-se a reconstrução de um evento proveniente da colisão de íons pesados (Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV) no detector ATLAS (Cap. 2), onde se apresentam as trajetórias das partículas produzidas após a colisão. O ATLAS é um dos 4 detectores do LHC, e é o detector com o qual foram feitos os estudos aqui apresentados. O objetivo deste trabalho é estudar a produção de partículas carregadas (multiplicidade) em função da sua distribuição em colisões centrais. Do ponto de vista experimental, a medida de partículas carregadas é uma das medidas mais fundamentais, pois reflete a densidade de partículas e de energia do sistema formado.

## 1.1 Experimentos com Íons Pesados e a Busca do QGP

Os primeiros experimentos de íons pesados com alvo fixo no *Alternating Gradient Síncrotron* (AGS) do BNL e no *Super proton Synchrotron* (SPS) do CERN observaram sinais de novos fenômenos que não podiam ser explicados por sim-

ples superposições de colisões nucleon-nucleon. Uma das evidências mais importantes se apresenta com a presença de um poder de frenagem (*stopping power*) proveniente do meio nuclear e associado com a perda de energia dos projéteis nos núcleos de alvo, sendo a magnitude do poder de frenagem estimada através da medição da seção transversal inclusiva ($Ed\sigma/d\mathbf{p}$) dos prótons emitidos em colisões de prótons contra núcleos fixos [12]. Logo, utilizando outros hádrons como projéteis em alvos distintos, se descobriu que a intensidade do poder de frenagem dependia fortemente do tamanho dos núcleos [13]. Também foi observado que o poder de frenagem estava relacionado com a energia transversal das partículas produzidas [14], sendo que essa energia reflete o grau de interação que existiu no meio nos primeiros momentos após a colisão e está fortemente relacionada à densidade de energia presente. Porém, a energia transversal representa, no máximo, apenas 3% da energia medida, e devido às limitações tecnológicas da época, era difícil dar uma estimativa precisa sobre a medição da densidade de energia, e portanto, ainda não se podia dar provas suficientes da existência do QGP ou o estudo de suas propriedades. A energia máxima por par de nucleons no centro de massa disponível até aquele momento era $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV, no SPS.

Foi no início dos anos 90, quando o estudo de íons pesados foi planejado junto com os projetos de novos aceleradores como o RHIC e o LHC, o primeiro a operar foi o RHIC (2000) começando com colisões de $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$ GeV atingindo finalmente a energia de $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV para colisões de íons de ouro, estimando-se uma densidade de energia de 5.3 GeV/fm$^3$ [5], quantidade que seria suficiente para criar o QGP. A Fig. 1.3 apresenta uma vista aérea do RHIC e do AGS.

Obter as condições necessárias de temperatura e de densidade era apenas o primeiro passo para garantir a existência do QGP, mas além disso, vários sinais experimentais, propostos teoricamente, deveriam ser comprovados. O

**Figura 1.3:** *Vista aérea do BNL, mostrando a localização do RHIC e do AGS [6].*

primeiro sinal ou assinatura seria o *jet quenching effect*, associado a jatos[2] com grande momento transverso. Com a presença do QGP era esperado que acontecesse, eventualmente, a supressão de um dos di-jatos (produto de decaimentos q$\bar{q}$) produzidos na colisão, e a idéia mais simples disto é que se os di-jatos fossem produzidos numa zona periférica da região de colisão, um deles deveria deixar facilmente o meio, para logo ser detectado, enquanto o outro deveria percorrer practicamente quase todo o meio, perdendo ao longo do caminho, uma grande parte da sua energia, fato que foi observado no RHIC [16]. Outro sinal que se esperava era a supressão na produção de partículas $J/\Psi$ ($c\bar{c}$), devida à blindagem de Debye [17], onde as cargas de cor do meio produzem uma supressão dos pares $c\bar{c}$, outro fato que também foi observado no RHIC [18]. Como estes dois casos, outros mais também foram verificados e após cerca de 10 anos de coleta de dados no RHIC, finalmente se apresentaram evidências

[2]Define-se como jatos aos traços provenientes da produção de partículas secunarias geradas no decaimento de partons, produto de *hard interactions* [15]

mais concretas que demonstraram a existência do QGP. No entanto, um dos fatos mais importantes, visto experimentalmente, foi que, aparentemente, o QGP não se comporta como um gás, como se tinha previsto na teoria, que propõe que os quarks e glúons deveriam estar "livres". Aparentemente quarks e glúons têm um comportamento coletivo, semelhante a um líquido perfeito[3] [19], fazendo que estas partículas interajam fortemente entre si e apresentando novos desafios para determinar a razão deste fenômeno.

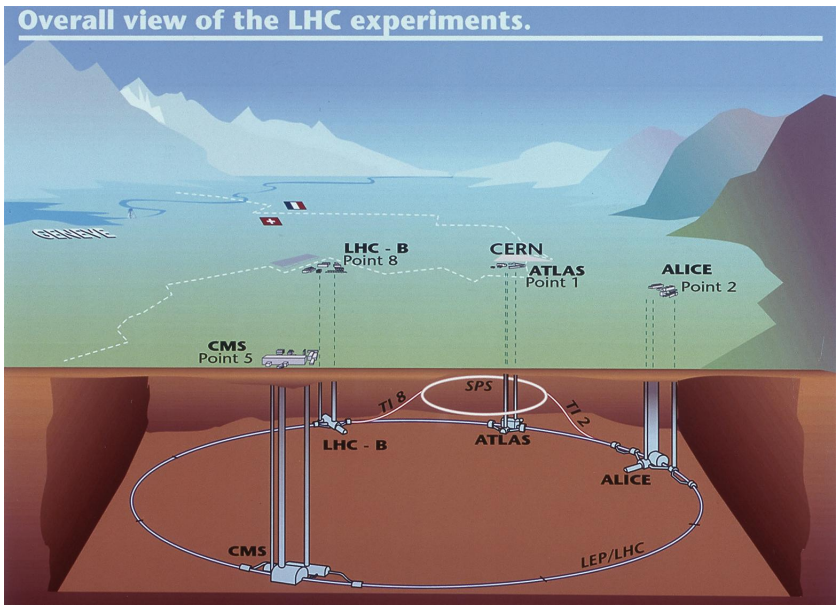



**Figura 1.4:** *Diagrama da localização dos quatro principais detectores do LHC (ATLAS, ALICE, CMS e LHCb), que estão localizadas entre 50 e 150 m no subsolo. Na imagem pode também ser vista a localização do SPS [7].*

Espera-se que com os experimentos do LHC, a energias $\sqrt{s_{NN}} = 2{,}76$ e 5,52 TeV, verificar o que foi observado no RHIC. Atualmente os dados de colisões de íons pesados estão sendo analizados por 3 experimentos do LHC (ATLAS, ALICE e CMS), espera-se resultados importantes no futuro próximo.

[3] A razão entre a viscocidade, $\eta$, e densidade de entropia, $s$, do QGP é $\eta/s \sim 1/10$, e como a mesma razão na maioria dos líquidos é maior que 1, então pode-se considerar o QGP como um líquido perfeito, de fato é o líquido mais perfeito conhecido [19]

Na Fig. 1.4 se apresenta um diagrama com a localização dos quatro principais detectores do LHC (ATLAS, ALICE, CMS e LHCb), apresentando também a localização do SPS.

## 1.2 Colisões de Íons Pesados

Um dos primeiros fatos na colisão de nucleons ou núcleos a altas energias é a produção de novas partículas. Para colisões nucleon-nucleon é sabido que para energias $\sqrt{s_{NN}} > 30$ GeV, a seção de choque inelástica proporciona a maior contribuição para a medida da seção de choque total [17], ou seja, é mais provável que, durante as colisões, as partículas incidentes percam muita energia para gerar outras partículas.

Começaremos a detalhar alguns aspectos importantes em uma colisão nucleon-nucleon. Um efeito significativo nas colisões nucleon-nucleon (também observado em colisões hádrons-hádrons) é o chamado *leading particle effect*. Neste efeito é muito provável, que, após da colisão, ocorra um 'reensamble' das partículas produzidas, o equivalente a dizer que se formaram partículas similares às partículas incidentes, nas respectivas regiões de fragmentação. Estas partículas transportaram uma grande fração da energia do centro de massa e serão as mais rápidas nas regiões frontais. Este efeito é comprovado quando se comparam com colisões entre partículas elementares com a mesma energia de colisão, por exemplo, a quantidade de partículas produzidas em colisões próton-próton é menor do que a produzida pela aniquilação $e^- - e^+$, ambas com a mesma energia de colisão no centro de massa [17], já que eventualmente no caso de colisões $e^- - e^+$ não acontece o *leading effect*, e por tanto não acontece o reensamble.

Para a formação de QGP, são necessárias condições tais como altas temperaturas e densidades, algo que pode ser obtido de forma contundente em colisões de íons pesados. Isso é devido às múltiplas colisões que espera-se encontrar nas regiões de fragmentação. O efeito das colisões múltiplas é apre-

sentado em evidências da diminuição das partículas do *leading efect*. Imaginemos uma colisão próton-núcleo, após a colisão do próton incidente com o primeiro nucleon do núcleo, é de se esperar que deverá surgir a partícula produzida pelo *leading effect*, no entanto, uma vez que aparece essa partícula, ou na sua formação, esta terá que interagir com os outros nucleons do meio. Nessa interação a partícula irá depositar grande parte da sua energia para formar outras partículas, de modo que espera-se uma diminuição nas partículas produzidas diretamente pelo *leading effect*. O fato das partículas incidentes perderem parte de sua energia através da interação com o núcleo é chamado de *stopping power* do medio nuclear (secção 1.1) e será tanto maior quanto maior for o núcleo (Fig. 1.1).

Quando dois núcleos colidem espera-se que o efeito do *stopping power* afete cada nucleon em cada núcleo, resultando numa maior quantidade de energia e partículas produzidas em uma pequena região do espaço. No entanto, espera-se também que o *stopping power* afete as partículas produzidas, gerando uma cadeia de reações cuja teoria é difícil propor de uma forma analítica. Na próxima seção serão apresentados alguns modelos que tentam explicar o que acontece nas colisões núcleo-núcleo. Uma vez que o grau de interação nas colisões dependerá de aspectos 'geométricos' é importante caracterizar os tipos de colisões, como se mostra em seguida.

### 1.2.1 Caracterização de Eventos

A fim de proceder com a análise do que ocorre no momento da colisão, algumas perguntas devem ser respondidas, como por exemplo: Qual é a relação da quantidade de partículas produzidas com o número de nucleons participantes, $N_{part}$, ou com o número de colisões internas nucleon-nucleon, chamado de colisões binárias, $N_{coll}$? Evidentemente, espera-se que os eventos de colisões mais centrais (parâmetro de impacto pequeno) apresentem um maior número de partículas produzidas, de nucleons participantes e de colisões binárias do

que em um evento periférico (parâmetro de impacto grande), sendo portanto importante caracterizar os tipos de colisão.

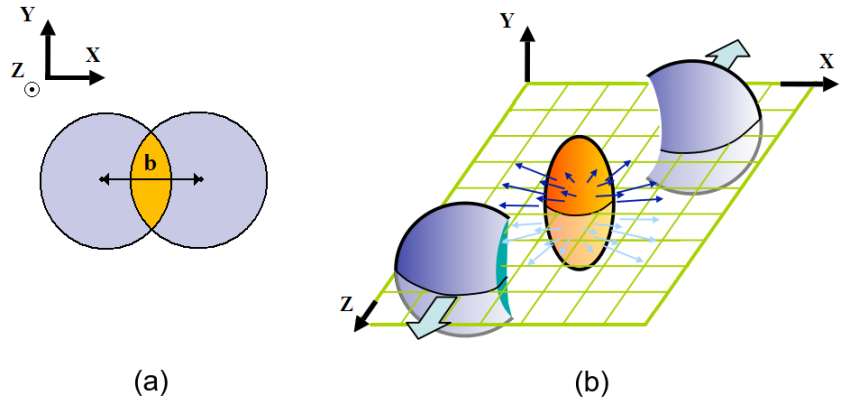



**Figura 1.5:** *(a) Diagrama de uma colisão de íons pesados mostrando o parâmetro de impacto, b, com as partículas movimentandose ao longo do eixo z; (b) Esquema após a colisão diagrama mostrando a região de sobreposição, onde residem os nucleons participantes (verde), e aos outros nucleons que seguem seu curso como espectadores (azul) (Adaptado de [20].)*

Definindo o parâmetro de impacto, $b$, como a distância transversal entre os centros dos núcleos em colisão (Fig. 1.5a), temos que, para um determinado parâmetro, os nucleons participantes residem na região de sobreposição, enquanto os outros nucleons prosseguem como espectadores (Fig. 1.5b). A caracterização de eventos em colisões de íons pesados é determinada pela medida da *centralidade da colisão*, que reflete a mudança, evento por evento, do parâmetro de impacto entre os núcleos em colisão.

A suposição básica sobre a medida de centralidade de colisão, é que a multiplicidade de partículas está relacionada com o parâmetro de impacto, tanto na região central, como nas regiões frontais de fragmentação. Para eventos com $b$ grande ("periféricos") se espera uma multiplicidade baixa na região central, e um grande número de nucleons espectadores nas regiões adiantadas, enquanto para eventos com $b$ pequeno ("centrais") espera-se uma multiplici-

dade grande na região central e um pequeno número de nucleons espectadores nas regiões frontais.

### 1.2.2 Dissociação Electromagnética (ED)

Nos processos de dissociação electromagnética (ED), que ocorre em colisões de íons pesados com parâmetros de impacto maiores do que o raio de interação nuclear, alguns nucleons são separados do núcleo devido às interacções electromagnéticas com outro núcleo. A Fig. 1.6 mostra o esboço de um processo que envolve uma ED para dois núcleos em colisão.

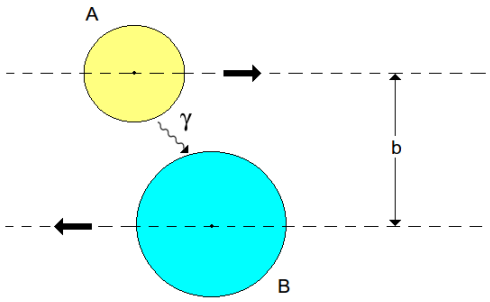



**Figura 1.6:** *Esquema de um processo de dissociação electromagnética para dois núcleos, A e B, em colisão.*

Por exemplo, a ED contribui significativamente nos processos de remoção de um nucleon, através dos canais ${}^{A}Z \rightarrow^{A-1} Z$ e ${}^{A}Z \rightarrow^{A-1} (Z-1)$ em colisões de nucleos, no entanto, com o aumento da energia pode ser possível que mais de um nucleon seja removido, mas com menor probabilidade [3].

A Tabela 1.1 mostra os resultados da medição da secção de choque para a remoção de um e dois nêutrons em experimentos no SPS (Experimento de alvo fixo), onde foram bombardeados alvos de ouro com projéteis de chumbo com energia de 158 GeV/nucleon. A tabela mostra que, a maior contribuição para a seção de choque total provém da remoção de um nucleon.

Finalmente a dependência de $\sigma_{ED}$ com a energia dos projécteis é apre-

| Nuclido | $\sigma_{tot}$ (b) | $\sigma_{nuc}$ (b) | $\sigma_{ED}$ (b) |
|---|---|---|---|
| $^{196}Au$ | 26.7 ± 4.0 | 0.3 ± 0.1 | 26.4 ± 4.0 |
| $^{195}Au$ | 4.7 ± 0.7 | 0.13 ± 0.01 | 4.6 ± 0.7 |

**Tabela 1.1:** *Seção de choque para feixes de Pb sob alvos de Au [21].*

sentada na Fig. 1.7, mostrando como $\sigma_{ED}$ aumenta significativamente com o aumento de energia dos projéteis. Para a energia atual do LHC e íons de Pb, a seção de choque de dissociação eletromagnética é de aproximadamente 190 barns, muito maior que a seção de choque hadrônica (7 barns)

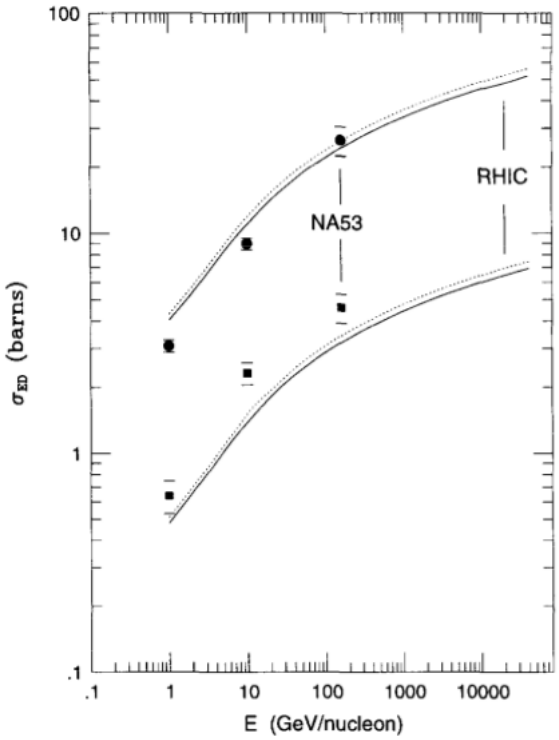



**Figura 1.7:** *Seção de choque ED, $\sigma_{ED}$, para alvos de Au. As curvas superior e inferior mostram os processos de remoção de um e dois neutrons, respectivamente. As linhas solidas e pontilhadas representam projeteis de Au e Pb, respectivamente [21].*

## 1.3 Modelos de Colisões de Íons Pesados

Uma modelagem analítica do que ocorre em colisões de íons pesados apresenta um alto grau de complexidade, principalmente devido à pouca compreensão do que realmente acontece nos momentos após a colisão, de modo que se opta principalmente por aproximações numéricas para descrever o que acontece no meio nuclear. Esta seção oferece uma breve revisão dos modelos utilizados nesta dissertação com a finalidade de obter quantidades úteis na análise de íons pesados, tais como o número de nucleons participantes, colisões binárias, suas dependências com a centralidade, entre outros.

### 1.3.1 Abordagem Glauber Monte Carlo

Um modelo que descreve, de uma maneira simples, o que acontece em colisões de íons pesados é o modelo de Glauber [22], neste trabalho se aplicará a abordagem Glauber Monte Carlo , que se baseia na natureza aleatória das colisões, para em seguida, utilizar aproximações geométricas. Nesta abordagem, cada nucleon em cada núcleo, será distribuído aleatoriamente em coordenadas espaciais, seguindo a função de distribuição de nucleons no núcleo, para em seguida considerar a interação individual entre eles.

O modelo de Glauber requer alguns dados experimentais. Os dois mais importantes são a densidade nuclear (medida em espalhamento de elétrons de baixa energia), e a dependência energética das seções de choque inelástica nucleon-nucleon.

A densidade dos nucleons no núcleo é normalmente parametrizada por uma distribuição de Fermi com três parâmetros:

$$\rho(r) = \rho_0 . \frac{1 + w(r/R)^2}{1 + exp(\frac{r-R}{a})} \tag{1.2}$$

onde $\rho_0$ corresponde à densidade de nucleons no centro do núcleo, $R$ corresponde ao raio nuclear, $a$ ao 'skin depth' e $w$ caracteriza os desvios da forma

esférica do núcleo. A Tabela 1.2 amostra esses parâmetros para 3 núcleos diferentes, $^{197}Au$ e $^{63}Cu$ que foram usadas no RHIC e $^{207}Pb$ que foi utilizado no LHC.

| núcleos | $R$ (fm) | $a$ (fm) | $w$ |
|---|---|---|---|
| $^{197}Au$ | 6.38 | 0.535 | 0 |
| $^{63}Cu$ | 4.20 | 0.596 | 0 |
| $^{207}Pb$ | 6.62 | 0.546 | 0 |

**Tabela 1.2:** *Parâmetros de densidade nuclear [23]*

Outro parâmetro necessário para o modelo de Glauber é a secção de choque inelástica nucleon-nucleon ($\sigma_{inel}^{NN}$). Geralmente para calcular esses valores são feitas medidas experimentais ou simulações a diferentes energias. Na Tabela 1.3 mostra-se os dados das seções de choque nucleon-nucleon em termos da energia no centro da massa para experimentos com íons pesados realizados no RHIC e LHC.

| $\sqrt{s_{NN}}$ | $\sigma_{inel}^{NN}$ (mb) |
|---|---|
| 19.6 GeV | 32.3 |
| 62.4 GeV | 35.6 |
| 130 GeV | 40.0 |
| 200 GeV | 42.0 |
| 2.76 TeV | 64.0 |

**Tabela 1.3:** *Valores da secção de choque nucleon-nucleon como uma função da energia. energias que foram atingidas nos experimentos de íons pesados no RHIC e LHC. De ref.[22]*

Na abordagem Glauber Monte Carlo dois núcleos colidindo (A e B) apresentam os $a$ nucleóns de A e os $b$ nucleóns B em um sistema de coordenadas tridimensionais de acordo com a respectiva distribuição de densidade nuclear.

Dado que a distribuição nuclear no núcleo (Eq 1.2) tem, em teoria, que cobrir todo o espaço, o parâmetro de impacto entre os núcleos deverá também cobrí-lo. A fim de assegurar o maior número possível de colisões nucleares por evento, é habitual dar um valor máximo ao parâmetro de impacto no momento de implementar o modelo nas simulações. A Fig. 1.8.a mostra a sobreposição de dois núcleos em colisão e pode ser visto que se $b$ for maior que $r_A + r_B$ não haverám colisão. Como se sabe que os raios nucleares não excedem os 10 fm, pode-se fixar um parâmetro de impacto máximo tal que $b_{max} \approx 20$ fm. Isso é muito importante no momento de gerar eventos em simulações Monte Carlo, já que eventualmente pode diminuir os tempos de cálculo.

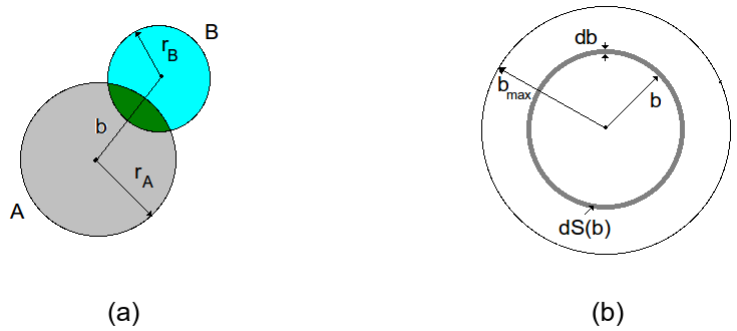



**Figura 1.8:** *(a) Vista frontal da colisão de dois núcleos mostrando o parâmetro de impacto. (b) Esquema que apresenta as distribuições do parâmetro de impacto.*

Para varias colisões espera-se que estas estejam uniformemente distribuídas na área do círculo delimitado por $b_{max}$ (Fig 1.8.b). A figura mostra que o diferencial de área pode ser expressado por: $dS(b) = 2\pi b db$. Então para uma distribuição uniforme de eventos, deve-se impor que $dN_{ev-sim} \propto dS(b)$, onde $N_{ev-sim}$ é o número total de eventos simulados. Assim, a distribuição de $b$ deve satisfazer:

$$\frac{dN_{ev-sim}}{db} \propto b \tag{1.3}$$

onde $b$ varia entre $b = 0$ e $b = b_{max}$.

Finalmente, uma colisão núcleo-núcleo é tratada como uma sequência de colisões binárias nucleon-nucleon independentes. Uma das considerações feitas no modelo é que os núcleos se movimentam sempre em linhas retas, isto é, a pesar das colisões, eles não adquirem um momento transverso ou é considerado muito pequeno comparado com o longitudinal. Outra é a de que as secções de choque inelásticas nucleon-nucleon são assumidas independentes do número de colisões que foram submetidas anteriormente em cada nucleon. Na versão mais simples do modelo, uma colisão nucleon-nucleon acontece se a distância $d$ no plano ortogonal ao eixo na direção de cada nucleon satisfaz a seguinte relação:

$$d \leq \sqrt{\sigma_{inel}^{NN}/\pi} \tag{1.4}$$

onde $\sigma_{inel}^{NN}$ é a secção de choque inelástica nucleon-nucleon, ou seja, os nucleóns serão considerados como pequenas 'esferas' dentro do núcleo. A grande vantagem do modelo de Glauber está na possibilidade de calcular quantidades como o número de nucleons participantes, $N_{part}$, o número de colisões binárias, $N_{coll}$, e, talvez o mais importante, têr uma ideia antecipada das suas relações com o parâmetro de impacto, $b$.

### Implementação do Modelo: PHOBOS - Glauber Monte Carlo

Para trabalhos no PHOBOS do RHIC foi implementado um código baseado no modelo Glauber Monte Carlo, chamado The PHOBOS-GMC [23], que é o que será utilizado nesta disertação para uma simples determinação de $N_{part}$, $N_{coll}$ e o parâmetro de impacto, para colisões de íons pesados no ATLAS. A Fig 1.9 mostra a simulação de quatro eventos de colisões Pb-Pb com parâmetros de impacto diferentes, os nucleons são representados como círculos, os de linha continua são os participantes e os de linha pontilhada, espectadores. Como era

esperado, o número de nucleons participantes aumenta conforme o parâmetro de impacto diminui.

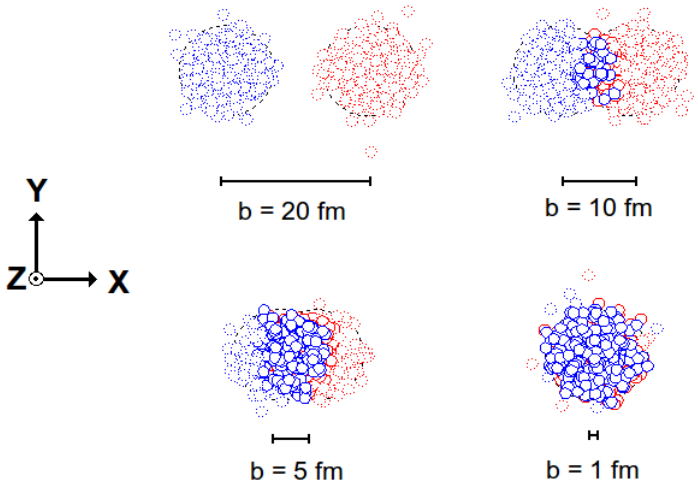



**Figura 1.9:** *Ilustração de eventos produzidos Glauber Monte Carlo para colisões Pb-Pb a* $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ *TeV, para parâmetros de impacto diferentes (b = 20.0, 10.0, 5.0 e 1.0 fm) simulados com o código PHOBOS-GMC. Os pequenos círculos representam os nucleons, os de linha contínua são os participantes e os de linha pontilhada os espectadores*

Como esperamos ter eventos onde sempre ocorram colisões, podemos fazer uma restrição sobre os eventos produzidos. Podemos fazer isso aceitando apenas os eventos onde $N_{part} > 0$ ou $N_{coll} > 0$, o que seria um *Minimum Bias* para colisões hadrônicas. Por tanto é de se esperar que a probabilidade de colisão seja dada por:

$$Prob_{val} = \frac{N_{ev-val}}{N_{ev-sim}} \tag{1.5}$$

onde $N_{ev-val}$ indica o número total de eventos nos quais ocorreram, pelo menos, uma colisão entre os nucleons (colisões válidas). Então, podemos definir a seção de choque total como a probabilidade de que ocorra uma colisão na área

definida pelo máximo parâmetro de impacto, o que pode ser expresso como:

$$\sigma_{tot} = Prob_{val} \times S(b_{max}) = \frac{N_{ev-val}}{N_{ev-sim}}(\pi b_{max}^2) \tag{1.6}$$

Além disso, como a secção de choque deve ser proporcional ao número total de eventos com colisões válidas, então temos:

$$\frac{d\sigma}{dN_{ev-val}} = \frac{\sigma_{tot}}{N_{ev-val}} \tag{1.7}$$

Com isso, podemos definir a seção de choque diferencial como:

$$\frac{d\sigma}{db} = \frac{\sigma_{tot}}{N_{ev-val}} \frac{dN_{ev-val}}{db} \tag{1.8}$$

onde $dN_{ev-val}/db$ é a distribuição do parâmetro de impacto, $b$, para os eventos válidos, que neste caso não será necessariamente proporcional à $b$ (como foi proposto na Eq. 1.3). $dN_{ev-val}/db$ dependerá da definição de distribuição de nucleons no núcleo e da seção de choque inelástica nucleon-nucleon, $\sigma_{inel}^{NN}$.

O código PHOBOS-GMC gera apenas dados para colisões válidas ($N_{ev} = N_{ev-val}$), pelo que a Eq.1.8 é escrita como:

$$\frac{d\sigma}{db} = \frac{\sigma_{tot}}{N_{ev}} \frac{dN_{ev}}{db} \tag{1.9}$$

Os resultados obtidos por esta simulação serão discutidos na Seção 4.1.1.

### 1.3.2 Modelo de Produção Múltipla de Jatos: O HIJING

Com o modelo Glauber Monte Carlo podem ser calculados, a partir de considerações geométricas, quantidades tais como $N_{part}$ ou $N_{coll}$, mas é evidente que as colisões binárias não podem ser tratadas como colisões de meras 'esferas', devido à existência de outros efeitos nos processos envolvidos na criação de outras partículas que interagem com o meio nuclear. Diferentes modelos são

propostos para explicar isso, no entanto nesta disertação se fará uma breve revisão da implementação feita pelo gerador de eventos conhecido como HIJING (Heavy Ion Jet INteraction Generator) [24], que é usado para simular as colisões de íons pesados no ATLAS e em outros experimentos de íons pesados.

No caso de colisões de íons pesados para energias relativísticas é esperado que jatos com baixo momento transverso, *minijatos*, sejam responsáveis pela produção de energia transversal nas regiões centrais de fragmentação. Será através de estudos de correlação entre as partículas produzidas e os minijatos que se tenta modelar a física do QGP.

O HIJING é um programa que combina as bases utilizadas no modelo de Glauber com modelos físicos mais complexos de produção de partículas. Para as colisões binárias, considera-se agora a dependência da energia adquirida pelos nucleons em cada colisão prévia, lembrando que a seção de choque inelástica nucleon-nucleon vai depender da energia deles, poderiámos dizer que a distância minima $d$ da Eq. 1.4 mudaria em cada colisão de nucleons[4]. Além disso, o HIJING usa um modelo que simula a contribuição de *soft interactions*, e essas interações dependerão proporcionalmente do número de nucleons participantes, e outro modelo que simula a contribuição de *hard interactions* associados com colisões binárias e refletida nos jatos produzidos. Além disso, o efeito produzido pelo *nuclear shadowing effect*, efeito associado com o meio nuclear que suprime os jatos produzidos, também é considerado.

O conceito de jatos associados às *hard interactions* já foi verificado em interações de hádrons, especialmente em colisões próton-próton. Experimentalmente os jatos podem ser detectados através da energia transversal medida pelos calorímetros. Estima-se que os jatos reconstruídos com momentos transversos maiores do que 1 GeV seriam de *hard interactions* e que as partícu-

[4]Isto é apenas uma ideia simples do que acontece, já que na verdade o HIJING irá considerar as colisões binárias nucleon-nucleon em função da probabilidade de seus constituintes, descritos por métodos perturbativos da QCD (pQCD).

las com momentos transversos menores do que 1 GeV seriam originados em processos de *soft interactions* [17]. Eventualmente, nem todos os jatos produzidos podem ser detectados e estima-se que para jatos, com energias transversais inferiores a 5 GeV, estes estejam sujeitos a ser confundidos com o ruído de fundo e não possam ser facilmente detectados. Por conseguinte, espera-se que estes jatos de baixa energia (minijatos) também tenham uma contribuição para a produção de partículas, uma vez que também devem interagir no meio produzido após a colisão. Tem-se mostrado, através de colisões $p - \bar{p}$, que a produção de múltiplos minijatos aumenta com o aumento da secção de choque transversal total (aumento de energia), o que indica que a sua contribuição é muito importante em colisões de íons pesados [24].

Para simular colisões nucleares, a idéia é basicamente similar à de colisões binárias no modelo Glauber Monte Carlo, só que agora, após as colisões, os nucleons ficarão excitados, ainda viajando em uma linha reta, como é proposto por Glauber, mas esta vez só viajarão uma distância limitada pela probabilidade de desintegração, à produção de novas partículas. Serão estas novas partículas as que terão que percorrer e interagir com a matéria gerada. Esta é uma ideia bem simples da interpretação do HIJING para colisões de íons pesados e claramente mais requerimentos físicos são adicionados ao modelo. Os fundamentos físicos são descritos em detalhe na Ref. [15].

## Capítulo 2

# O Detector ATLAS

O detector ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*) [25, 26] é um dos 4 grandes detectores do LHC. O programa de física para colisões próton-próton no ATLAS enfatiza a busca de assinaturas que revelem a origem da quebra de simetria eletrofraca. Além da busca da origem da massa, o programa de Física do ATLAS em colisões próton-próton envolve o teste de modelos que propõem a existência de dimensões extras no espaço, supersimetria e a investigação sobre a dominância da matéria escura no universo, entre outros. As características do ATLAS permitem explorar também a física de íons pesados [27], colidindo feixes de íons de chumbo a energias de centro de massa de de 2.76 TeV por nucleon (devendo chegar a 5.5 TeV em alguns anos). Resultados importantes do ATLAS nessa área indicam que existe uma inesperada supressão de jatos altamente energéticos em colisões de íons pesados, um fenômeno capaz de fornecer indícios sobre as propriedades do meio formado nessa colisão. A completa aceitação do ATLAS e seu sistema de calorimetria e determinação de trajetórias fazem deste detector um instrumento importante na investigação das propriedades da colisão de íons pesados.

A Fig. 2.1 mostra as dimensões e os principais sub-detectores do ATLAS: Começando com o Inner Detector (ID), responsável pela determinação da trajetória e vértice da colisão das partículas carregadas, e que, em conjunto com o

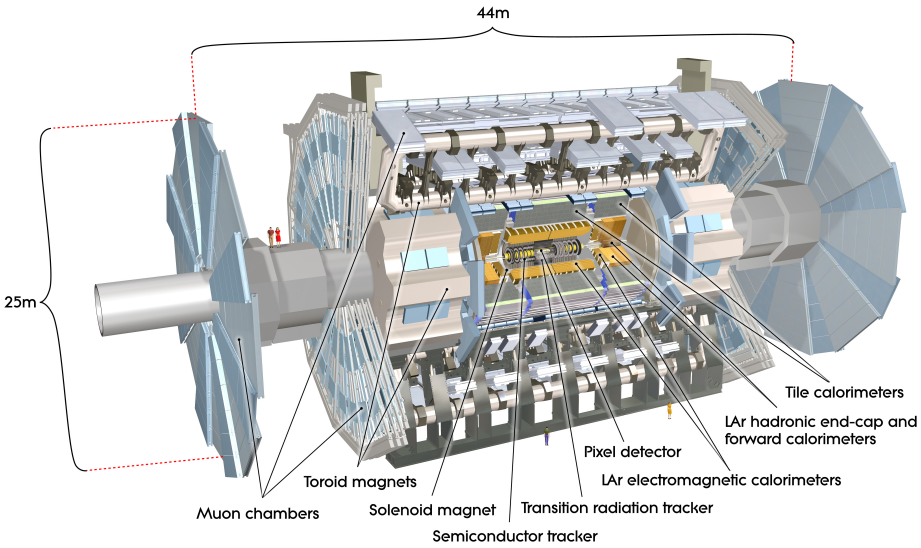



**Figura 2.1:** *Vista interna do detector ATLAS, mostrando suas dimensões e seus principais detectores [7].*

Solenóide Magnético são importantes para a identificação de partículas. Mais externamente se apresentam os calorímetros, o primeiro deles é o calorímetro electromagnético de argônio liquido (Liquid Argon Electromagnetic Calorimeter), responsável pela medida de energia dos fótons e elétrons produzidos, e logo após está o calorímetro hadrônico de telhas (TileCal) e o calorimetro hadrônico de argônio liquido (LAr Hadronic Calorimeter). Por último está instalado o espectrômetro de múons, usado na detecção e reconstrução de trajetórias múons.

A Fig. 2.2 mostra as faixas de pseudorapidez que cobrem cada subsistema do ATLAS. Além disso, nesta figura, se apresentam os detectores dianteiros, que são o LUCID, utilizado em medidas de luminosidade e que cobre uma faixa de $5.4 < |\eta| < 6.1$, e o Calorímetro de Grau Zero (ZDC), que cobre uma faixa de $|\eta| > 8.3$, e que é usado para medir partículas neutras, tais como fótons e nêutrons, e cujo sinal é também utilizado no sistema de seleção de eventos.

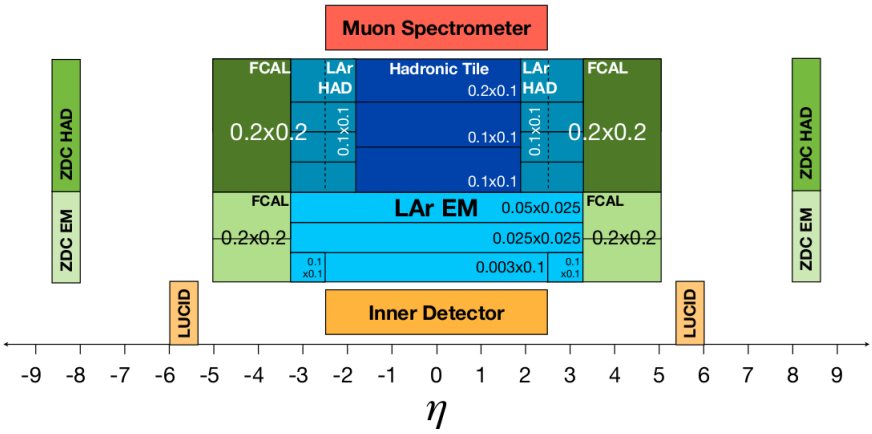



**Figura 2.2:** *Pseudorapidez coberta por cada componente do ATLAS [27].*

## 2.1 Tracking

Um dos aspectos importantes do ATLAS é o grande poder de resolução na reconstrução de vértices e na medição de momentos transversos, $p_t$, feito através do Inner Detector (ID) [28, 29] através da reconstrução de trajetórias. O ID cobre uma pseudorapidez de $|\eta| < 2.5$, e possui uma cobertura azimutal ($\phi$) completa. O ID é composto de três sub-detectores: O Pixel Detector (Pix), o SemiConductor Tracker (SCT) e o Transition Radiation Tracker (TRT). A Fig. 2.3 mostra um diagrama detalhado das dimensões e sub-detectores do ID.

A Fig. 2.4 mostra o esboço da reconstrução de três trajetórias onde se mostram os vértices e a passagem das partículas pelos sub-detectores do Inner Detector. A reconstrução de vértices e trajetórias será feita com os algoritmos de reconstrução padrão do ATLAS [30][1].

No capítulo seguinte será visto, que no caso de medição de multiplicidade de partículas em colisões de íons pesados, é desejável apenas utilizar a informação fornecida pelo Píxel Detector, de modo que se fará uma breve descrição do mesmo.

[1]Estes são os mesmos algóritmos utilizados em colisões p-p.

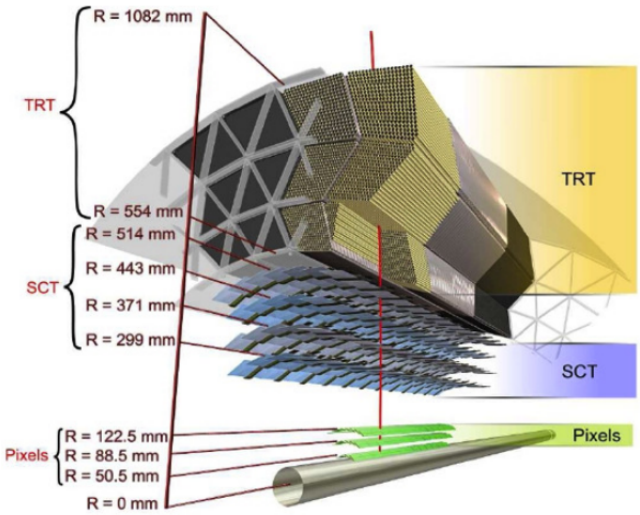



**Figura 2.3:** *Esquema detalhado dos sub-detectores do Inner Detector [7].*

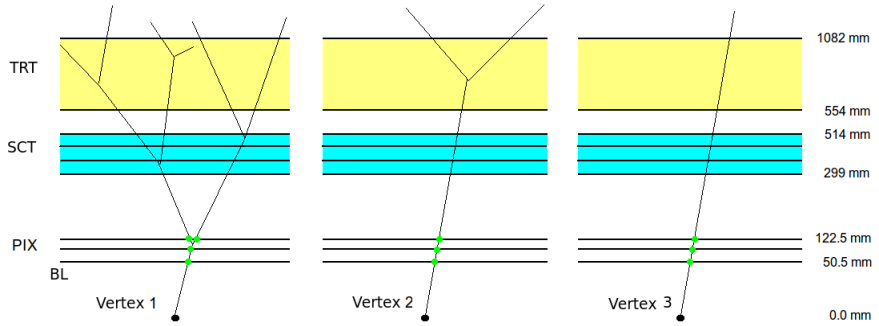



**Figura 2.4:** *Esquema da reconstrução de três trajetórias de partículas e a passagem através dos sub-detectores do Inner Detector.*

### O Pixel Detector (Pix)

O Pix está localizado muito perto do ponto de interação, cobre uma distância radial entre 50,5 mm e 122.5 mm. O Pix consiste de 1744 módulos de pixeles de silício distribuidos em 3 'barris' de placas concêntricas e duas 'tampas' de 3 discos cada. Isto tipicamente fornece três pontos de medição para as partículas originárias da região interação. Cada módulo abrange uma área ativa de 16,4

mm x 60,8 mm e sua leitura é através de 16 circuitos híbridos resistentes à radiação. Cada módulo é composto de 47232 pixels. Serão os hits em cada pixel, juntamente com os hits no SCT e TRT, que servirão para a reconstrução de trajetórias e a localização dos vértices.

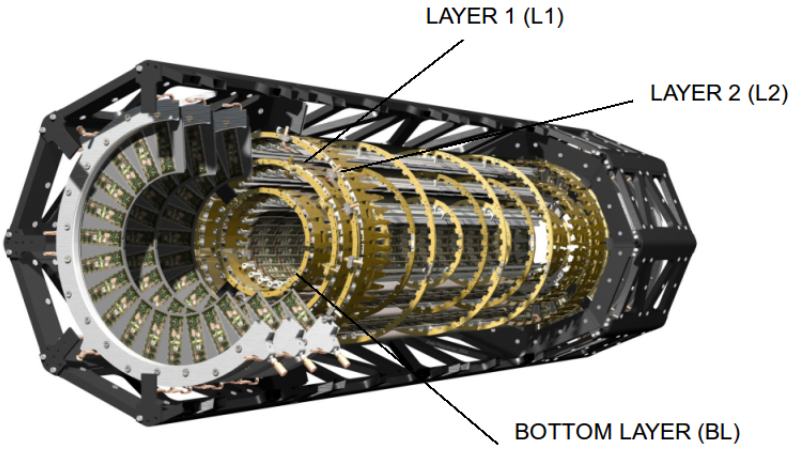



**Figura 2.5:** *Estrutura do Pixel Detector mostrando os módulos em suas 3 camadas, representada por 3 barris e as tampas de um dos lados [7].*

A Fig. 2.5 detalha a posição das camadas e os módulos de pixels no Pixel Detector.

## 2.2 Calorímetros

Outro aspecto importante do ATLAS como detector reside na grande aceitação e a alta granularidade de seus calorímetros hadrônicos e eletromagnéticos, que possuem cobertura azimutal completa e cobrem uma faixa de pseudorapidez de $|\eta| < 4.9$. A Fig. 2.6 mostra um esquema da distribuição dos calorímetros do ATLAS. Os calorímetros electromagnéticos e hadrônicos do ATLAS também são construídos em forma de barris na região central e com tampas a seus lados, dispostos com os seus eixos colineares aos feixes. A cobertura frontal é feita pelo Forward Calorimeter (FCal). Este calorímetro, em particular, será

muito útil na análise descrita no capítulo 6, já que com a medida de energia transversal no FCal será possível caracterizar as colisões de íons pesados.

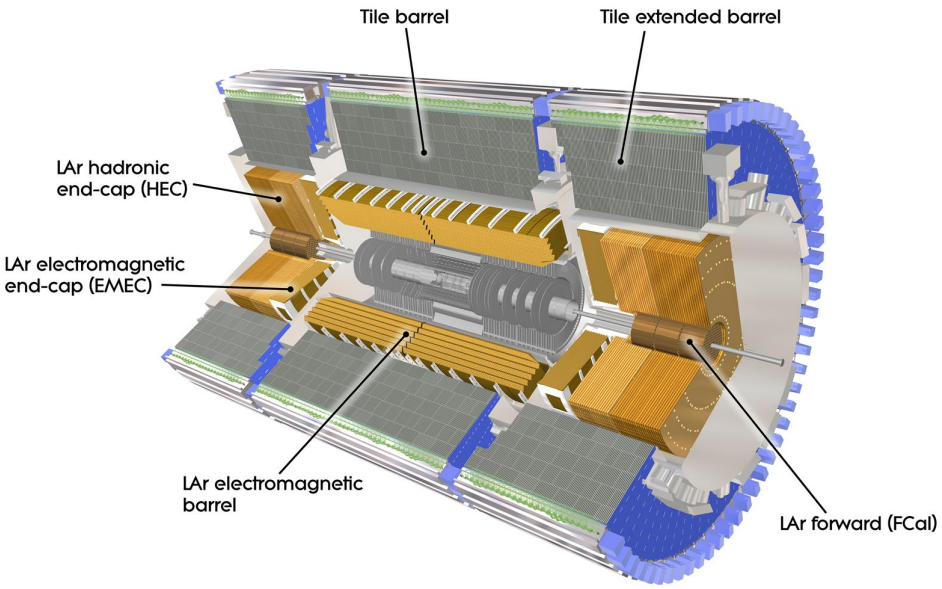



**Figura 2.6:** *Distribuição dos calorímetros del ATLAS [7].*

### O Forward Calorimeter (FCal)

O calorímetro frontal do ATLAS, FCal [31], é um calorímetro de ionização de argônio líquido. O FCal abrange uma pseudorapidez de $3.1 < |\eta| < 4.9$. Há dois FCal no ATLAS chamados de FCalA ($\eta > 0$) e FCalC ($\eta < 0$), por sua vez cada FCal consiste de três módulos longitudinais (um módulo eletromagnético e dois hadrônicos).

A Fig. 2.7 mostra a localização de um dos FCal, na parte central de uma das tampas do calorímetro hadrônico (HEC). Na figura também se observa a sua segmentação.

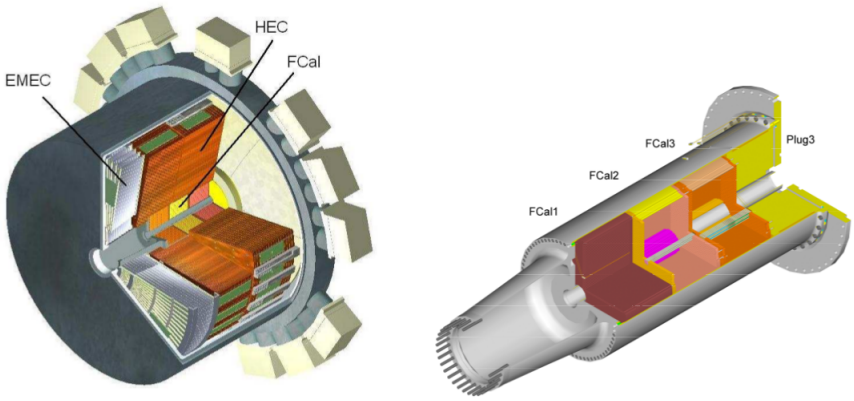



**Figura 2.7:** *Localização e detalhes do Forward Calorimeter [31].*

## 2.3 Detectores Utilizados na Seleção de Eventos

### 2.3.1 O Minimum Bias Trigger Scintilattor (MBTS)

Para a análise de dados, será utilizado um detector do ATLAS dedicado ao trigger, o MBTS, voltado para a identificação de eventos "Minimum Bias". O MBTS é composto por um conjunto de 16 contadores de cintilação plástico em forma de trapézios. Existem dois detectores MBTS no ATLAS (MBTS-A e MBTS-C), localizados a $z = \pm 3.6$ m com respeito ao ponto de interacção (paralelas às tampas dos calorímetros), as dimensões e a localização de cada MBTS é mostrado na Fig. 2.8.

Os 16 detectores de cintilação são colocados em 2 grupos de 8, um interno e outro externo, o grupo interno abrange uma pseudorapidez de $2.12 < |\eta| < 2.83$ e o externo $2.83 < |\eta| < 3.85$.

### 2.3.2 Zero Degree Calorimeter (ZDC)

Em colisões de íons pesados, o principal objetivo do calorímetro de grau zero (ZDC) [33] é detectar nêutrons e fótons com pseudorapidez $|\eta| > 8,3$, quase alinhados com os feixes incidentes (Fig.2.9). Além disso, devido à sua alta eficiência em colisões inelásticas, o ZDC é também um excelente Minimum

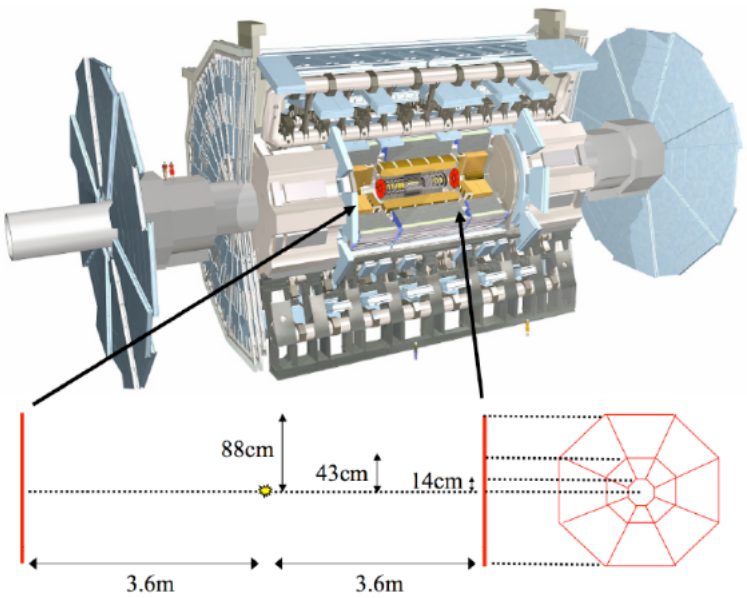



**Figura 2.8:** *Posição e dimensões do Minimum Bias Trigger Scintillator (MBTS) no ATLAS [32].*

Bias Trigger para o ATLAS.

A Fig. 2.9 mostra aos ZDC's do ATLAS (ZDC-A e ZDC-C) que estão localizados simétricamente a 140m do ponto de colisão, dois conjuntos de calorímetros formados por módulos hadrônicos e eletromagnéticos são responsáveis pela detecção de partículas neutras na região $|\eta| > 8.3$. Nesta posição, as partículas dos feixes que deixam a região de cruzamento prosseguem sua trajetória transportadas pela ótica iônica do acelerador. O ZDC ocupa uma região no centro dos absorvedores neutros do feixe (TAN) (Fig.2.9), proporcionando uma cobertura angular de 0.04°.

O ZDC é um calorímetro de amostragem que utiliza placas de tungstênio como absorvedor e fibras de quartzo como meio ativo. Partículas da cascata produzida no interior do calorímetro emitem luz Cherenkov ao atravessarem as fibras de quartzo, que também funcionam como guias dessa luz até fotomultiplicadoras. Esse calorímetro é segmentado longitudinalmente (na direção

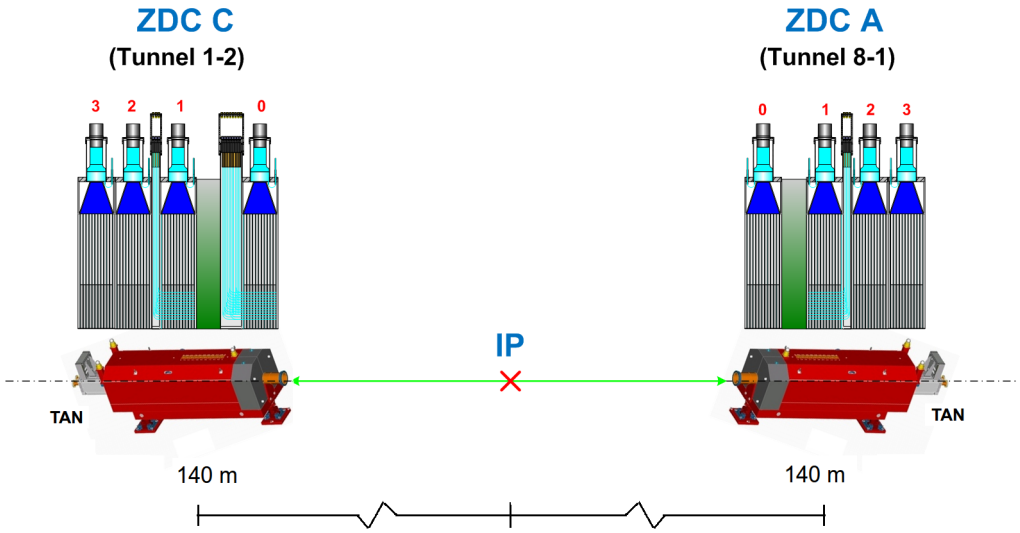



**Figura 2.9:** *Localização dos ZDC's do ATLAS, mostrando a distribuição de seus módulos eletromagnéticos e hadrônicos. Adaptada de [33]*

do feixe) em 4 partes, denominadas módulos. Cada um dos módulos mede individualmente a energia depositada pela cascata. Além da energia, os dois primeiros módulos (em relação ao ponto de interação) são segmentados na direção transversal ao feixe ($x - y$). Fótons iniciam a cascata eletromagnética no primeiro módulo (29 $X_0$) enquanto nêutrons iniciam a cascata hadrônica a partir do segundo módulo, podendo se estender até a último módulo do ZDC, o que corresponde a um comprimento total de interação de 3.4 $\lambda$. A dimensão transversal (raio de Molière) da cascata eletromagnética é menor que a da cascata hadrônica, de forma que a seção eletromagnética do ZDC possui uma segmentação transversal 4 vezes maior (96 células) que a seção hadrônica (24 células). Como a cobertura transversal (94mm $\times$ 110mm) é idêntica, esta diferença se traduz em maiores células na seção hadrônica.

O ZDC deve cobrir uma faixa dinâmica de energia que compreende desde a detecção de fótons de 100 GeV (p-p) até aglomerados formados por

70 nêutrons de 2.76 TeV (A+A), sendo uma consideração importante para o processamento de seus sinais. A energia total depositada em cada módulo é medida independentemente da segmentação, e a soma desses sinais é utilizado pelo primeiro nível de *trigger* do ATLAS. Dos 256 tipos de *trigger* que podem ser implementados no ATLAS, dois são reservados ao ZDC: um deles sinaliza uma deposição de energia em pelo menos um dos conjuntos e o outro uma deposição de energia em coincidência temporal nos dois conjuntos.

### 2.3.3 Triggers no ATLAS

A seleção de eventos no ATLAS (*trigger*) é feita em 3 níveis (Fig. 2.10): no nível mais básico (L1), a informação de partes de cada subsistema do ATLAS é processada por dispositivos dedicados destinados a processar informações do sistema de calorimetria, das câmaras de múons e outros sistemas do ATLAS. Esse sistema é capaz de operar a uma taxa máxima de 75 a 100 KHz. O segundo nível, (L2) tem acesso a granularidade total do ATLAS e a seleção de eventos é feita através do processamento da informação digitalizada, reduzindo a taxa de eventos para 3kHz. O nível mais alto (*High Level Trigger - HLT*) tem acesso a todo o detector e processa os eventos que passaram pelo segundo nível utilizando algoritmos de análise final de dados, reduzindo a taxa para aproximadamente 200 Hz. Tanto o nível 2 como o HLT processam e selecionam os eventos baseados em programas de análise distribuída em *clusters* de computadores.

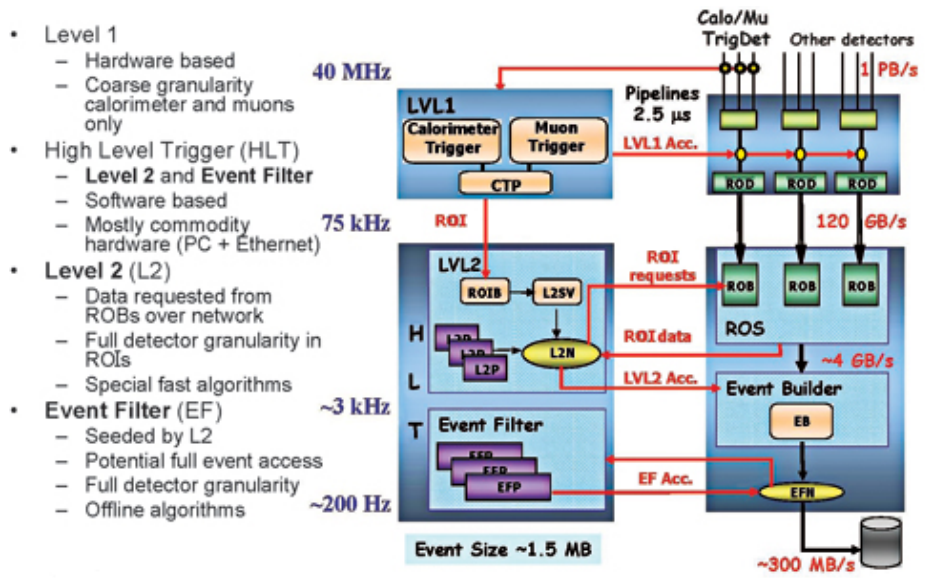



**Figura 2.10:** *Diagrama de blocos dos 3 níveis de trigger empregados no experimento ATLAS*

# Capítulo 3

# Observáveis Globais

Este capítulo irá apresentar alguns dos observáveis que podem ser determinados em estudos de colisões de íons pesados com o detector ATLAS. Estes observáveis são: a determinação da centralidade da colisão, a multiplicidade de partículas carregadas, a medição da energia transversal e a medida do fluxo elíptico. Embora neste trabalho nos concentraremos na determinação da centralidade e na multiplicidade, é conveniente detalhar brevemente os últimos dois observáveis, a fim de demonstrar as capacidades do ATLAS e sua importância no estudo de QGP. O termo 'global' advém do uso das integrais da quantidade de partículas produzidas e da medida de energia nos estados finais, que fornecem informação sobre a dinâmica nos primeiros momentos da formação do QGP.

A medida da multiplicidade, $N_{ch}$, baseia-se no número total de partículas carregadas primárias (Define-se uma partícula primária carregada como aquela com um tempo de vida média $\tau > 0.3 \times 10^{-10}$s, diretamente produzido após a colisão ou de subseqüentes decaimentos de partículas com tempo de vida mais curtos [34]). A seguir se detalham os observáveis globais e como são medidos com o ATLAS.

## 3.1 Determinação da Centralidade da Colisão

Na seção 1.2 mencionou-se a importância da caracterização de eventos em colisões de íons pesados. O método utilizado para caracterizar eventos neste trabalho será o método do *binning*, que separa, em geral, o número total de eventos registrados em intervalos semelhantes, a partir dos eventos mais centrais para os mais periféricos, como está descrito a seguir.

### 3.1.1 Metodo do Binning

Toma-se como um exemplo, um binning aplicado sobre a distribuição de partículas carregadas produzidas por evento, $n_{ch}$ (se reserva $N_{ch}$ para o integral de partículas produzidas). O processo de binning iria começar conhecendo $dN_{evt}/dn_{ch}$ (apenas por rigor matemático), em seguida continua-se com o processo de integração sob $n_{ch}$. Costuma-se fazer a integração do maior valor de $n_{ch}$ até o menor, de forma que para um binning de 0-10% , correspondente às classes mais centrais de colisão, se terá:

$$\frac{\int_{\infty}^{N_{10}} \frac{dN_{evt}}{dn_{ch}} dn_{ch}}{\int_{\infty}^{0} \frac{dN_{evt}}{dn_{ch}} dn_{ch}} = 0.1$$

Onde, encontrando o valor para $N_{10}$ se teria o valor a partir do qual obtemos a porcentagem de colisões centrais. Da mesma forma procede-se para um binning de 0-20%:

$$\frac{\int_{\infty}^{N_{20}} \frac{dN_{evt}}{dn_{ch}} dn_{ch}}{\int_{\infty}^{0} \frac{dN_{evt}}{dn_{ch}} dn_{ch}} = 0.2$$

Continuamos assim, até varrer todas as faixas de centralidade, delimitando as classes de centralidade em função de $n_{ch}$. No caso de distribuições não-contínuas (histogramas), faz-se uma simples contagem de eventos na distribuição. Para o caso de 0-10% se terá:

$$\frac{N_{evt}|_{\infty}^{N_{10}}}{N_{evt}|_{\infty}^{0}} = 0.1$$

Onde $N_{evt}|_{\infty}^{N_{10}}$ indica a contagem de número de eventos na faixa desde $N_{10}$ até o valor máximo de $n_{ch}$. Sendo que $N_{evt}|_{\infty}^{0}$ representa o número total de eventos. As linhas verticais delimitando o histograma na Fig. 3.1 representam um binning típico, definindo as faixas de centralidade, onde a faixa de $0-10\%$ indica os eventos mais centrais, seguindo assim até os mais periféricos $(90-100\%)$. Potenciais complicações para este procedimento simples aparecem na seleção e número de eventos, e as flutuações nas distribuições medidas e calculadas.

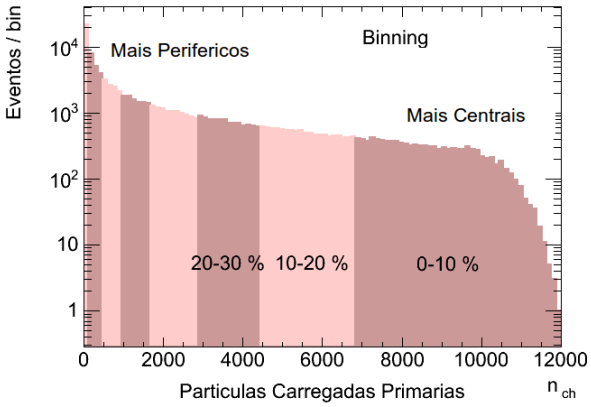



**Figura 3.1:** *Esquema de uma caracterização de eventos para as colisões de íons pesados, utilizando o método de binning, mostrando as faixas com de centralidade.*

Nesta tese, optou-se por determinar os valores de centralidade em faixas de 10%. Experimentalmente, não se pode medir diretamente a quantidade total de partículas produzidas. Mais adiante se mostrará que a quantidade de partículas produzidas é proporcional à energia medida pelos calorímetros do ATLAS.

Nos capítulos anteriores, viu-se que a energia transversal fornece informações valiosas sobre o que aconteceu durante os primeiros momentos após a

colisão, e é por isso que usa-se essa informação para determinar a centralidade. Optou-se por usar a energia transversal medida pelo $FCal$, porque nesse detector será depositada uma maior quantidade de energia, fato que pode ser observado a partir da Eq. A.8, um aspecto muito importante, considerando que a energia transversal representa no máximo, apenas 3% de toda a energia recebida.

## 3.2 Medição da multiplicidade das Partículas Carregadas

No primeiro capítulo detalhou-se a importância da multiplicidade na medição da densidade de energia e como o estudo de multiplicidade é importante na validação de modelos teóricos de produção de partículas. Esta seção irá detalhar como será medida a quantidade de partículas carregadas produzidas utilizando o detector ATLAS.

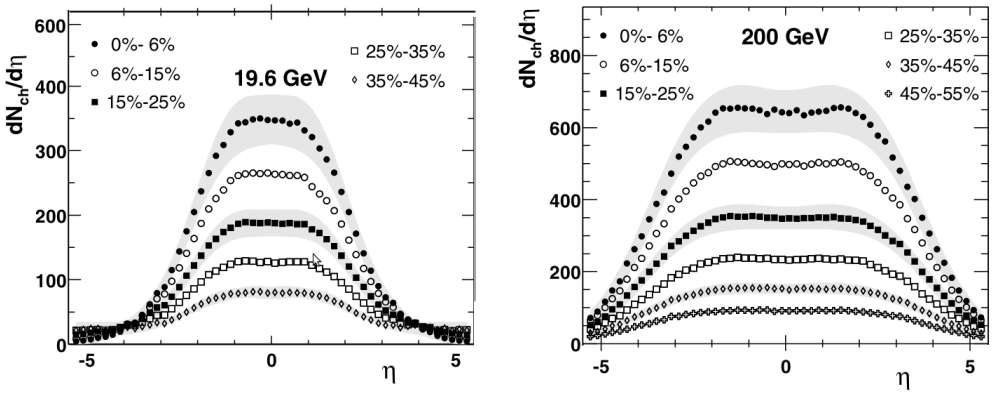



**Figura 3.2:** *Densidades de pseudorapidez das partículas carregadas produzidas em função de centralidade, medidas em colisões de íons de ouro a* $\sqrt{s_{NN}}$*=19.6 e 200 GeV no RHIC [16]*

A Fig. 3.2 mostra as densidades de pseudorapidez das partículas carregadas produzidas de acordo com as centralidades de colisão para duas energias diferentes medidas pelo RHIC. Observa-se da figura como o número de partículas produzidas aumenta à medida que aumenta a energia de colisão.

É também observado que para 200 GeV a largura na forma da distribuição na parte central é maior que para 19,6 GeV, o que estaria associado com a produção de partículas devido a um maior número de interações glúon-glúon [35].

No caso de colisões p-p no ATLAS a medida de mutiplicidade pode ser obtida a partir da utilização dos algoritmos de reconstrução de trajetórias padrão do ATLAS, este método é conhecido como o *Inner Detector Tracking* (ID Tracking), que utiliza as informações registradas pelo Inner Detector (Pix, SCT e TRT) na reconstrução de eventos.

No caso de íons pesados, para o ID Tracking é necessário que os vértices reconstruídos estejam bem definidos, e para a luminosidade em íons pesados estima-se que a probabilidade de ocorrência de duas interações em um mesmo cruzamento de feixes seja inferior a 0.1% [30], de modo que os eventos com número de vértices reconstruídos maiores que 1, serão rejeitados. O algoritmo de reconstrução baseia-se em uma reconstrução de tipo *inside-out*, e logo *outside-in*, isto é, com a ajuda dos hits em determinados pontos do ID, as trajectórias são reconstruídas a partir do vértice em direção à ultima camada do ID, e se faz uma validação começando da última camada até chegar ao vértice. Os algoritmos computacionais são detalhados na ref. [36].

No entanto, sabe-se que a eficiência na reconstrução de trajetórias depende fortemente do momento transverso das partículas medidas, $p_t$. Apenas são consideradas partículas com $p_t > 500MeV$, com o qual uma grande quantidade de partículas são perdidas. Neste trabalho a medição da multiplicidade será feita utilizando-se as informações fornecidas pelo Pixel Detector. Os métodos utilizados são: O *Pixel Counting* e o *Pixel Tracking*, que tem a vantagem de ser muito eficientes para multiplicidades altas (como em íons pesados).

### 3.2.1 O Pixel Counting (PixCounting)

Este é o método mais simples para medir a multiplicidade de partículas carregadas, e baseia-se na contagem dos hits em qualquer uma das três placas do Pixel Detector, e é comum usar a contagem da placa mais próxima do ponto de interação(*Bottom Layer*) (Fig. 2.5). No entanto, este método pode também sofrer a influência de partículas secundárias, e são necessárias simulações com a finalidade de aplicar as respectivas correções.

Uma vantagem deste método é que ele é sensível a partículas com baixo momento transverso, as quais, eventualmente, só forneceriam um hit no Pix, ou sob a influência do campo magnético interno do solenóide poderiam ser desviados e rejeitados por outros métodos (por exemplo, pelo ID Tracking).

A principal desvantagem desse método é a necessidade de aplicar correções baseadas em simulações e a sua sensibilidade às flutuações de background. Entretanto, para casos em que a multiplicidade é alta a simplicidade do método apresenta bons resultados.

### 3.2.2 O Pixel Detector Tracking (PixTracking)

Este método baseia-se nos mesmos fundamentos do ID Tracking, no entanto, apenas usa os dados fornecidos pelo Píxel Detector. Uma ligeira vantagem deste método é que agora são levadas em conta partículas com $p_t > 100$ MeV.

Esse método também irá depender das simulações, principalmente com a finalidade de corrigir o número de partículas suprimidas ($p_t < 100$ MeV), mas tem como vantagem que, eventualmente, os efeitos devido às flutuações de background são mitigados.

## 3.3 Outros Observáveis Globais

Discutiremos brevemente duas outras variáveis globais que podem ser medidas pelo ATLAS:

### Medida da energia Transversal

A medida da energia transversal como uma função da pseudorapidez deveria também fornecer sinais da dinâmica das colisões núcleo-núcleo. A grande hermeticidade e granularidade dos calorímetros eletromagnéticos e hadrônicos do ATLAS, permitem medir a energia depositada em uma faixa de pseudorapidez $|\eta| < 4,9$. O método mais simples para extrair as informações de $dE_T/d\eta$ usa a soma de energia transversal calibrada depositada nas células dos calorímetros, calculadas em função de $\eta$. Este método dependerá de simulações para determinar os fatores de correção.

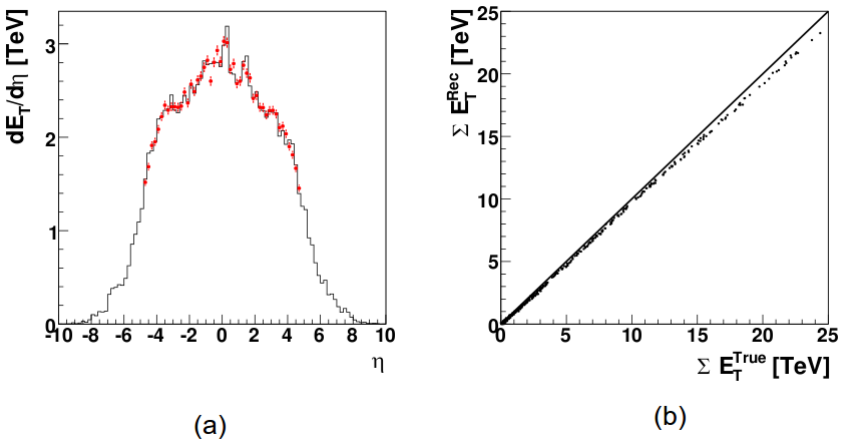



**Figura 3.3:** *Resultado da simulação mostrando a (a) Comparação entre os valores de $dE_T/d\eta$ reconstruídos (pontos) e verdadeiros (histograma), para eventos com: $b = 2.3fm$, gerados pelo HIJING; (b) energia transversal total reconstruida vs. a verdadeira, mostrando a necessidade de aplicar correções [27].*

A Fig. 3.3a mostra as comparações feitas entre $dE_T/d\eta$ baseado em dados reconstruídos e os *dados verdadeiros*[1] ("Truth"), mostrando a alta eficiência dos métodos de reconstrução empregados pela calorimetria do ATLAS. A

[1] Os *dados verdadeiros* são resultados da simulação proposta por um certo modelo, não necessariamente refletem a realidade, mas resulta útil na aplicação de correções ou mesmo para modificar os próprios modelos.

Fig. 3.3b mostra a correlação entre a energia transversal total reconstruída e a verdadeira, mostrando que é necessario utilizar critérios de correção.

### Medida do Fluxo Elíptico

Quando dois núcleos colidem com um parâmetro de impacto diferente de zero, a anisotropia espacial inicial na região de sobreposição também permite uma anisotropia nos momentos iniciais (Fig. 1.5b), levando o sistema a evoluir coletivamente com uma significativa re-interação entre as partículas produzidas. Um gradiente de pressão forte na direção do plano da reação (Fig. 3.4) permite uma preferência de emissão de partículas nesse plano. O estado final de momentos pode ser quantificado por meio do estudo da decomposição de Fourier do ângulo azimutal, $\phi$, das partículas produzidas:

$$E\frac{d^3N}{dp^3} = \frac{1}{2\pi}\frac{d^2N}{dp_t^2dy}\left(1 + 2\sum_{n=1}^{\infty} \upsilon_n(p_t^2, y)cos[n(\phi - \Psi_R)]\right) \tag{3.1}$$

onde $\Psi_R$ é o ângulo azimutal do plano de reação (Fig. 3.4). O segundo coeficiente de Fourier $\upsilon_2$ é expresso como:

$$\upsilon_2 = \langle cos[2(\phi - \Psi_R)]\rangle \tag{3.2}$$

$\upsilon_2$ é o termo referente ao fluxo elíptico, e mede a forma elíptica da distribuição de momentos das partículas no plano transversal

O ATLAS também implementa técnicas para a determinação do ângulo azimutal do plano da reação $\Psi_R$, com a finalidade de estudar o fluxo elíptico.

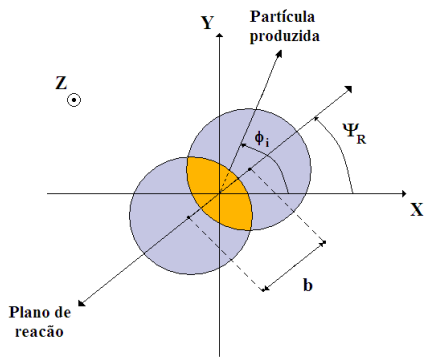



**Figura 3.4:** *Determinação do plano de reação.*

# Capítulo 4

# Análise das Simulações

Este capítulo apresenta a análise feita a partir das simulações de colisões de íons de chumbo a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.

## 4.1 Os Modelos de Colisões

Esta seção irá mostrar as informações que podem ser obtidas através dos modelos de simulações de colisões de íons pesados detalhados no primeiro capítulo, o PHOBOS-GMC e o HIJING, comparando os seus resultados.

### 4.1.1 O PHOBOS Glauber Monte Carlo (PHOBOS-GMC)

A seção 1.3.1 descreve o modelo Glauber Monte Carlo para colisões de íons pesados e é mencionada a implementação do módelo através do código *PHOBOS Glauber Monte Carlo*. O código é baseado em linguagem C++ e pode ser utilizado no 'framework' do *Root* [37]. Para esta tese foram simulados 100000 eventos de colisões de íons de chumbo a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, utilizando uma seção de choque para colisões nucleon-nucleon de $\sigma_{NN} = 64$ mb (Tabela 1.3). A Fig. 4.1 mostra as etapas de uma simulação usando o PHOBOS-GMC.

A Fig. 4.2 mostra a distribuição do parâmetro de impacto obtido com o PHOBOS-GMC, e têm a forma descrita pela Eq. 1.3, até um valor próximo de 14 fm, que deveria ser o valor máximo de $2r$, onde $r$ é o raio do íon de chumbo.

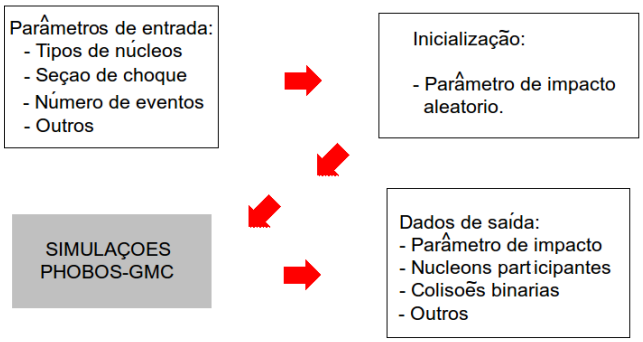


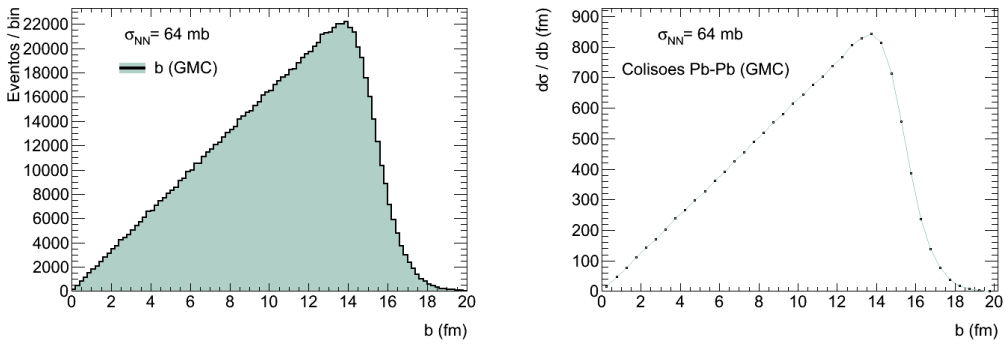

**Figura 4.1:** *Etapas de uma simulação com a PHOBOS-GMC*

A partir de 14 fm há uma queda na distribuição, porque os núcleos apresentam uma distribuição nuclear conforme a Eq. 1.2. Uma quantidade que pode ser encontrada a partir desta distribuição é a derivada desta distribuição, $dN_{ev}/db$, com a qual pode-se encontrar a seção de choque diferencial (Eq. 1.9), onde $\sigma_{tot}$ será a seção de choque total, devida às colisões hadrônicas[1] (calculado diretamente pelo programa), resultando $\sigma_{tot} = 7646 \pm 24$ mb. Na Fig. 4.2 também é mostrado o gráfico da seção de choque diferencial.

Uma vantagem deste código é que podemos fazer uma análise preliminar das distribuições do número de nucleons participantes, $N_{part}$, e o número de colisões binárias, $N_{coll}$. A Fig.4.3 apresenta as distribuições de $N_{part}$ e $N_{coll}$, em escala logarítmica. Ambas as distribuições mostram a baixa probabilidade de se obter eventos com $N_{part}$ e $N_{coll}$ grandes, (lembrando que esses eventos estão associados a eventos mais centrais de colisão).

Outra vantagem é que pode-se também fazer uma análise da dependência do parâmetro de impacto com $N_{part}$ ou $N_{coll}$. A Fig. 4.3 também mostra os gráficos das correlações com o parâmetro de impacto. Como era de se esperar, pode ser visto que com a diminuição do parâmetro de impacto o

[1] Deve-se deixar claro que o método GMC não leva em conta a seção de choque devido a interações coulombianas, de modo que ao falar de seção de choque só se estará considerando a seção de choque hadrônica.




**(a)** **(b)**

**Figura 4.2:** *(a) Distribuição do parâmetro de impacto para as simulações com a Phobos-GMC; (b) medida da secção de choque diferencial calculada a partir de:* $\frac{d\sigma}{db} = \frac{\sigma_{tot}}{N_{ev}} \frac{dN_{ev}}{db}$ *(Eq. 1.9).*

número de nucleons participantes e colisões binárias aumenta mostrando um comportamento monotônico.

Também é possível obter os valores resultantes do binning para quantidades como $N_{part}$, $N_{coll}$ e o parâmetro de impacto, $b$ (Tabela 4.1).

### 4.1.2 O HIJING

Conforme foi discutido na Seção 1.3.2, o HIJING é um programa que combina os conceitos básicos do método de Monte Carlo com aspectos físicos mais detalhados de produção de partículas. O HIJING está escrito em Fortran e é frequentemente utilizado como gerador de eventos em simulações de colisões de íons pesados, a fim de estimar o número de partículas produzidas, o número de nucleons participantes, o número de colisões binárias, a espécie e o vetor quadrimomento das partículas produzidas, quantidades úteis que podem ajudar em estudos prévios de colisões de íons pesados e/ou projetos de futuros detectores. Para o caso do ATLAS, o HIJING foi implementado na geração de eventos para colisões de íons pesados, a simulação geral do ATLAS será

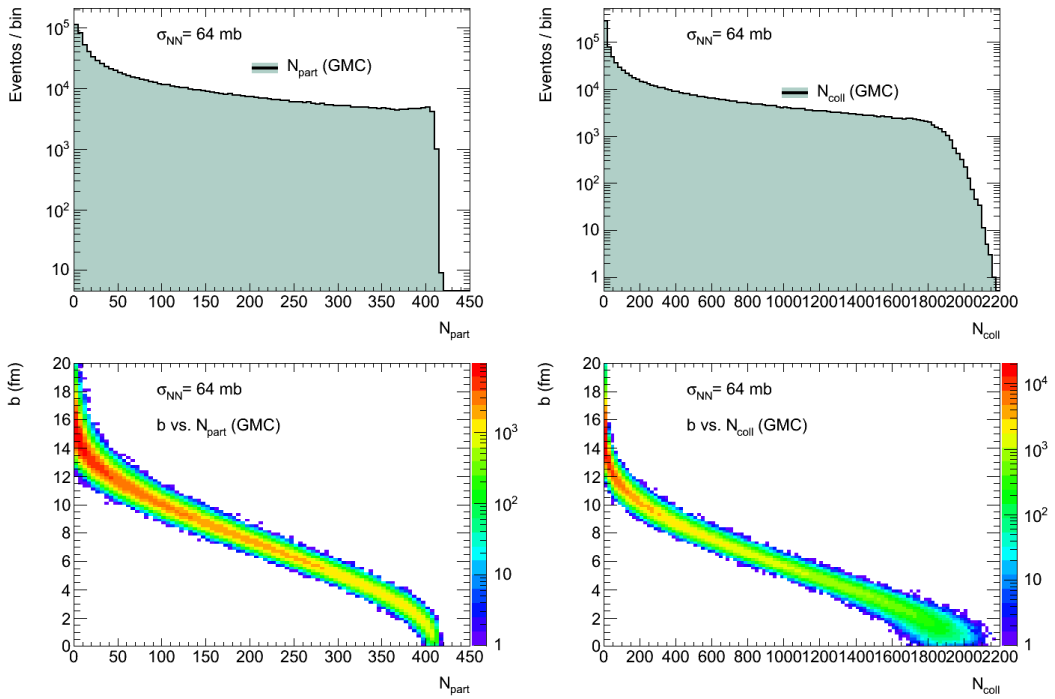



**Figura 4.3:** *Distribuições do número de participantes, $N_{part}$, e de colisões binárias, $N_{coll}$, e os gráficos de correlação com o parâmetro de impacto usando o PHOBOS-GMC.*

descrita na seção 4.2. É interessante comparar os resutados obtidos com o método PHOBOS-GMC e o HIJING, de forma que apenas as informações fornecidas em nível de gerador de eventos serão utilizadas. A Fig. 4.4 exibe passos simplificados de uma simulação utilizando HIJING.

A inicialização de eventos é semelhante à utilizada pelo PHOBOS-GMC, onde o parâmetro de impacto é gerado aleatoriamente. Para esta ocasião, foram tomados 100000 eventos previamente produzidos e validados pelo grupo responsável pelas simulações no ATLAS. A Fig. 4.5 mostra a distribuição do parâmetro de impacto, que tem uma forma semelhante à obtida pelo PHOBOS-GMC.

Como foi feito para GMC, a Fig. 4.6 apresenta as distribuições para $N_{part}$

| Centralidade (%) | $\langle N_{part} \rangle$ | $\langle N_{coll} \rangle$ | $\langle b \rangle$ |
|---|---|---|---|
| 0 - 10 | 356.8 | 1502.7 | 3.29 |
| 10 - 20 | 261.5 | 926.4 | 6.00 |
| 20 - 30 | 187.3 | 560.9 | 7.77 |
| 30 - 40 | 129.4 | 322.6 | 9.20 |
| 40 - 50 | 85.5 | 172.8 | 10.44 |
| 50 - 60 | 53.2 | 84.8 | 11.55 |
| 60 - 70 | 29.8 | 37.3 | 12.56 |
| 70 - 80 | 14.9 | 14.9 | 13.50 |
| 80 - 90 | 6.63 | 5.57 | 14.43 |
| 90 - 100 | 2.83 | 1.88 | 15.85 |

**Tabela 4.1:** *Binning aplicado ao número de nucleons participantes, colisões binarias e parametro de impacto. Resultados obtidos pelo PHOBOS-GMC.*

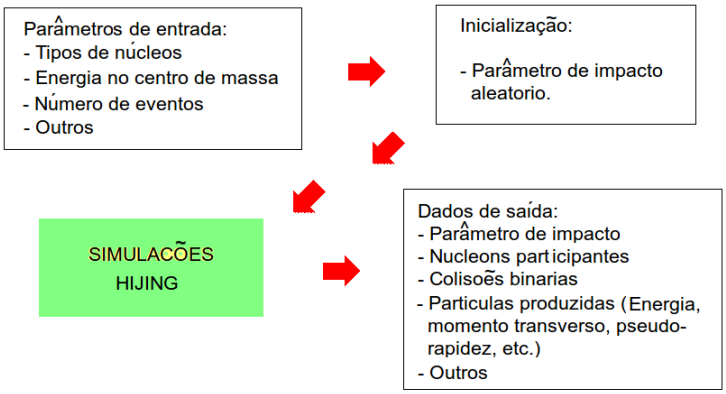
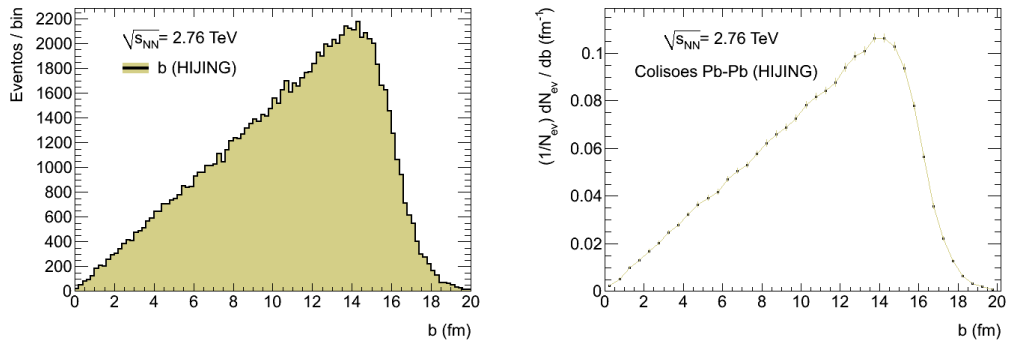



**Figura 4.4:** *Etapas de uma simulação com o HIJING*

e $N_{coll}$, e os gráficos das respectivas correlações para o parâmetro de impacto. Em todos os casos as formas das distribuições são semelhantes às encontradas com o PHOBOS-GMC. No entanto, os gráficos para as colisões binárias são muito diferentes, se comparamos os seus valores máximos, que é maior no PHOBOS-GMC. Na seção 1.3.1 tinha-se antecipado que estas distribuições




**(a)** **(b)**

**Figura 4.5:** *(a) Distribuição do parâmetro de impacto para simulações com o HIJING; (b) Distribuição normalizada*

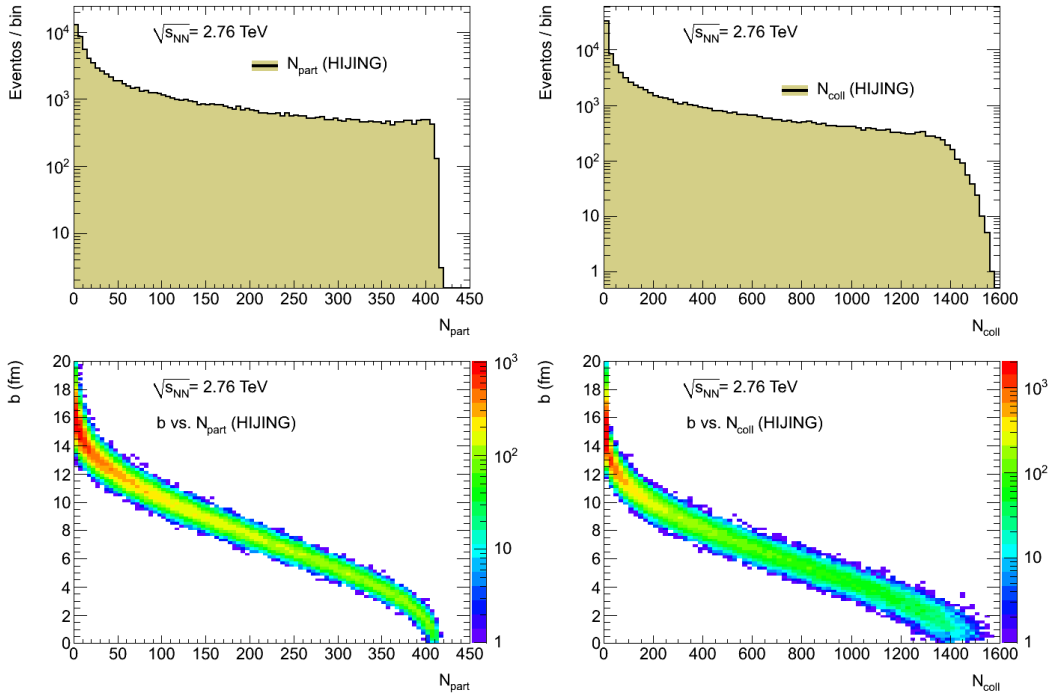



**Figura 4.6:** *Distribuições do número de participantes, $N_{part}$, e colisões binárias, $N_{coll}$, e os gráficos de correlação com o parâmetro de impacto usando o HIJING.*

dependeriam da definição de distribuição de nucleons no núcleo e da secção de choque inelástica nucleon-nucleon, $\sigma_{inel}^{NN}$. Também viu-se que o GMC baseia-

se em aproximações puramente geométricas, na qual os nucleons não perdem a sua identidade durante as colisões, e só são regidas pela probabilidade de interacção entre os mesmos, enquanto que o HIJING considera que o número de colisões binárias será limitado ao tempo em que os nucleons perdem a sua identidade, isto é, o momento em que foram excitados após a primeira colisão, por isso espera-se um número de colisões binárias menor.

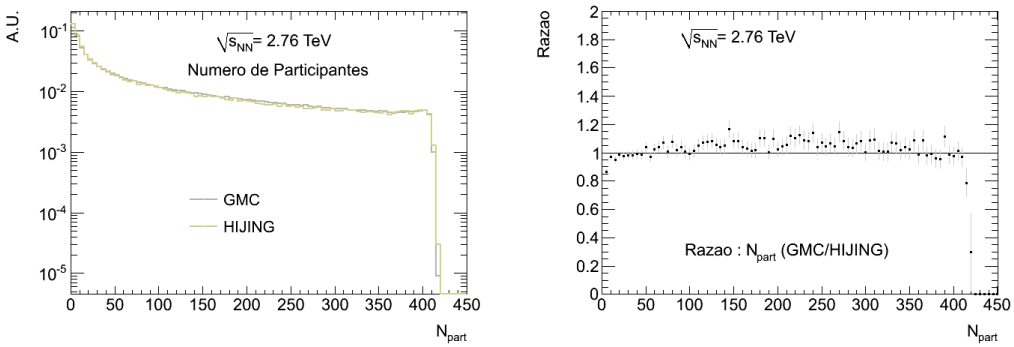



**Figura 4.7:** *Comparação das distribuições do parâmetro de impacto normalizado e do número de nucleons participantes.*

Com respeito ao número de nucleons participantes, tanto em GMC como HIJING, esse número está intimamente relacionado com a 'geometria' da colisão, uma vez que está diretamente ligado com a sobreposição dos núcleos na colisão, isto pode ser visto na Fig. 4.7, que compara as distribuições normalizadas do número de nucleons participantes, encontrando só algumas pequenas diferenças do ponto de vista estatístico.

## 4.2 Simulação do ATLAS (*Dados Verdadeiros*)

A simulação completa do detector exige conhecimento da espécie e do quadrimomento de cada partícula produzida na colisão. Essa informação só é disponível através do HIJING. A Fig. 4.4 mostra os passos simplificados de uma simulação de colisões de íons pesados no ATLAS. Devido à alta multiplicidade de partículas nas colisões de íons pesados e na forma com que são

implementadas as simulações no ATLAS, o processo completo de simulação consome mais de 24 horas/cpu por evento.

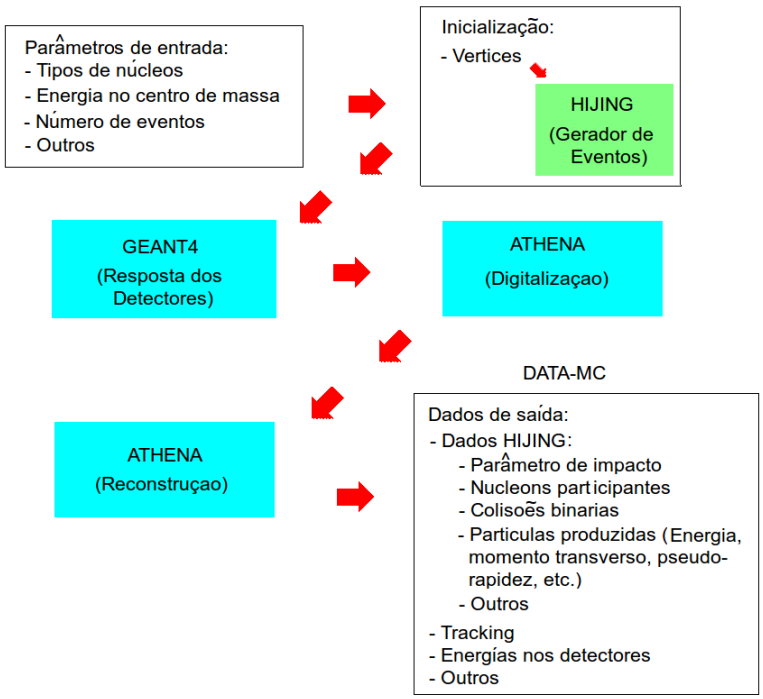



**Figura 4.8:** *Etapas de uma simulação de colisões de íons pesados no ATLAS.*

Antes da análise experimental, é interessante conhecer o comportamento de algumas quantidades, que não podem ser medidas diretamente, mas podem ser estudadas através de simulações. Já foram vistas quantidades como o parâmetro de impacto, o número de participantes e de colisões binárias, fornecidas pelo HIJING. No entanto, o HIJING também fornece informações sobre o número de partículas produzidas, suas energias, pseudorapidez, entre outros. Esses dados são registrados como gerador de eventos nos códigos de simulação do ATLAS, para serem processados usando GEANT4 [38]. Os resultados fornecidos pela simulação (Fig. 4.8) são então processados pelos códigos de reconstrução do ATLAS que fornecem os resultados finais para análise (a partir de agora serão denominados MC).

O MC fornece a informação dos dados com os parâmetros de entrada e de

| Dado |
|---|
| Número de vértices |
| Posição dos vértices |
| Parâmetro de impacto |
| Número de nucleons participantes |
| Número de colisões binarias |
| Número de partículas primárias ($N_{tot}$, $N_{ch}$) |
| Pseudorapidez ($N_{tot}$, $N_{ch}$) |
| energia ($N_{tot}$, $N_{ch}$) |
| Momento transverso ($N_{tot}$, $N_{ch}$) |

**Tabela 4.2:** *Dados verdadeiros dispóníveis do MC do ATLAS.*

inicialização, utilizados para a simulação, e eles devem ser, em teoria, fielmente reconstruídos pelos códigos de reconstrução. Estes parâmetros são conhecidos como *dados verdadeiros* ("Truth"). A Tabela 4.2 mostra algumas quantidades consideradas como "Truth"e os nomes das variáveis como foram registrados no MC. É a partir da informação verdadeira e dos dados reconstruídos pelo "framework"do ATLAS que os algoritmos de análise foram desenvolvidos.

### 4.2.1 Vértices Primários

São considerados vértices primários os pontos no espaço onde ocorrem as colisões. O HIJING simula as colisões independentemente da posição no espaço onde eles ocorreram, portanto é importante recriar as colisões em pontos do espaço semelhantes aos que ocorrem experimentalmente. A Fig. 4.9 apresenta uma colisão de íons pesados mostrando o vértice primário e algumas partículas produzidas (jatos e cadeias de decaimento).

Os vértices primários são deslocados aleatóriamente, de acordo com o modelo da distribuição espacial dos feixes. Uma consideração a ser feita é que será simulada apenas uma colisão por evento, porque estima-se que a

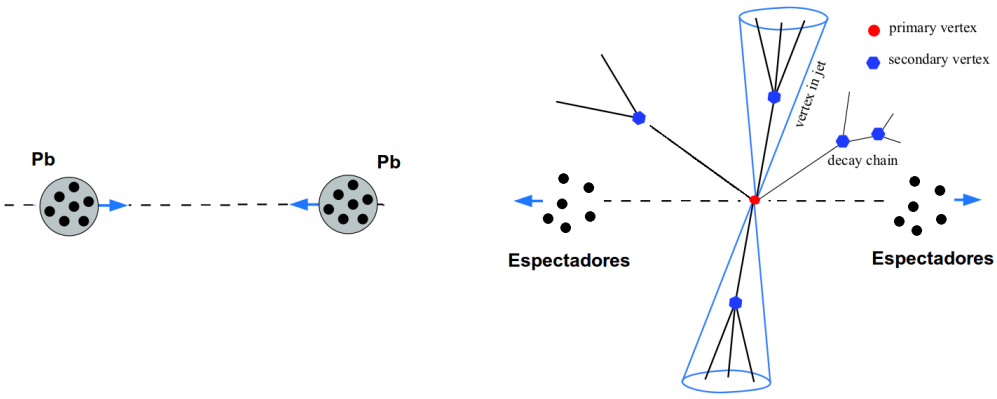



**Figura 4.9:** *Representação de um vértice primário e secundários produzidos em uma colisão de íons pesados. Adaptado de [39]*

probabilidade de ter mais de uma colisão por de cruzamento de feixes é inferior a 0.1% [30], devido à baixa luminosidade dos feixes em íons pesados.

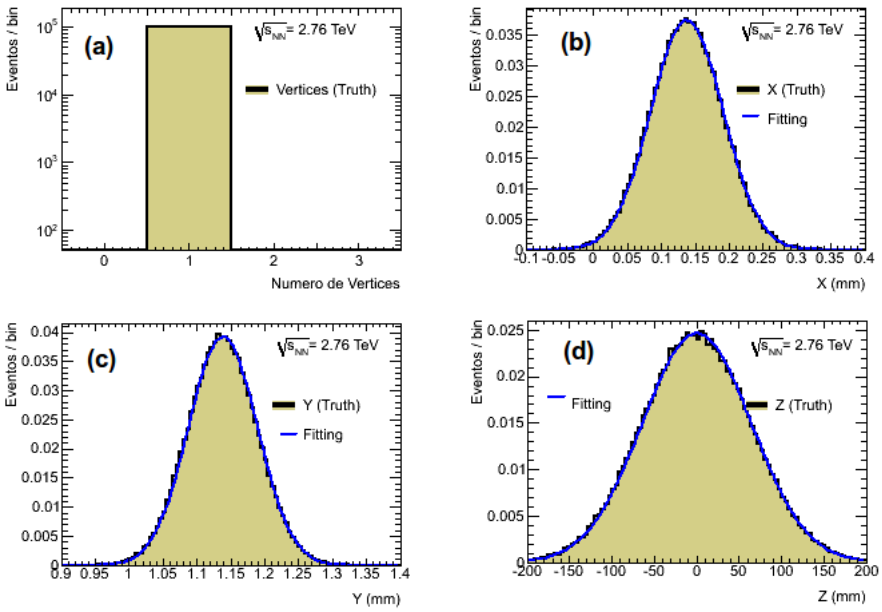



**Figura 4.10:** *Distribuições dos vértices gerados com Monte Carlo (Truth) para colisões de íons pesados no ATLAS, (a) Distribuição do número de vértices ; (b), (c) e (d) Mostram as distribuições das coordenadas espaciais dos vértices X, Y e Z.*

| Coordenada | $\bar{x}$ (mm) | $\sigma$ (mm) |
|---|---|---|
| X | 1.37e-01 | 5.32e-02 |
| Y | 1.137e+00 | 5.07e-02 |
| Z | 1.30e-01 | 6.47e+01 |

**Tabela 4.3:** *Constantes de ajuste a uma Gaussiana nas distribuiçoes espacias dos vértices (Truth).*

A Fig. 4.10 mostra as distribuições dos vértices gerados tomados do MC. O primeiro histograma mostra o número de vértices gerados por eventos, que é de 1 em todos os casos. Os outros histogramas mostram as distribuições de coordenadas espaciais onde ocorreram as colisões, e que seguem uma distribuiçao gaussiana. Das distribuições de coordenadas X e Y pode ser visto que as dimensões transversais do feixe incidente não excedem o meio milímetro.

### 4.2.2 Número Total de Partículas Primárias Produzidas ($N_{tot}$)

Uma das primeiras grandezas de interesse é o número de partículas geradas em cada colisão. O HIJING fornece o número de partículas produzidas, no entanto, estamos interessados nas partículas primárias, que foram definidas como as partículas com um tempo de vida média $\tau > 0.3 \times 10^{-10} s$ produzidas imediatamente após a colisão ou de subseqüentes decaimentos de partículas com tempo de vida menor.

Na Fig. 4.11 se observam as distribuições do número total de partículas primárias produzidas por evento, $n_{tot}$, e as distribuições das partículas mais abundantes, para colisões a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Pode-se ver que se espera no máximo 40000 partículas primárias, das quais aproximadamente 30000 são píons, 4800 káons e o resto são distribuídos entre nêutrons, prótons e outras partículas.

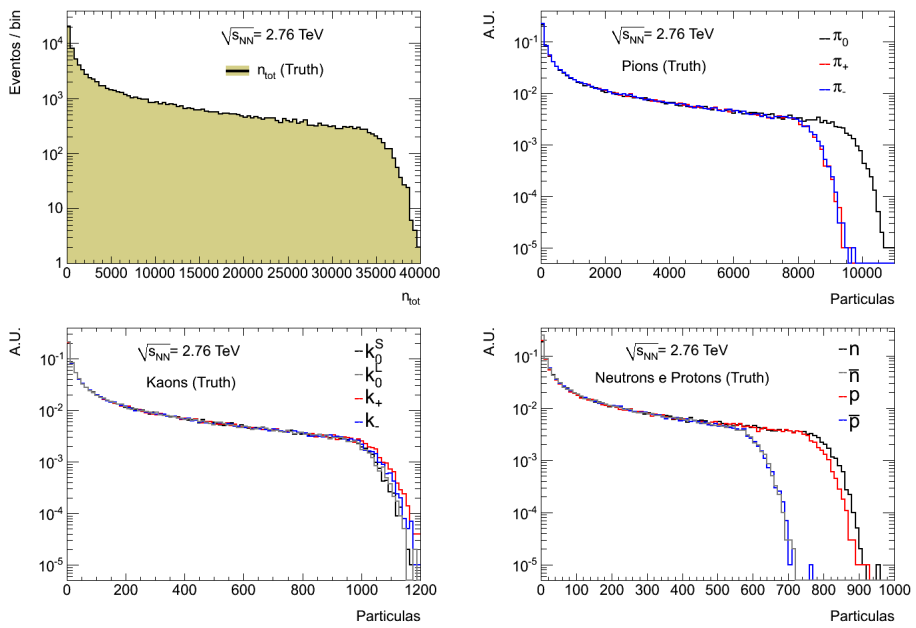



**Figura 4.11:** *Distribuição do número total de partículas primárias produzidas por eventos e as distribuições das partículas mais abundantes.*

### 4.2.3 $N_{ch}$ sob o Inner Detector do ATLAS

Já se havia antecipado que seriam medidas experimentalmente só as partículas carregadas e que ademais essas medidas seriam feitas com o Inner Detector do ATLAS, por isso devemos restringir a análise apenas à faixa $|\eta| < 2.5$.

A Fig. 4.12 mostra a distribuição das partículas carregadas, produzidas num intervalo de $|\eta| < 2.5$, notando que como máximo é esperado quase 12000 partículas na região de aceitação do ID.

Por ultimo, a Fig. 4.13a mostra a distribuição de pseudorapidez das partículas carregadas produzidas em $|\eta| < 2.5$. A distribuição azimutal de partículas é apresentada na Fig. 4.13b, onde se observa uma distribuição uniforme.

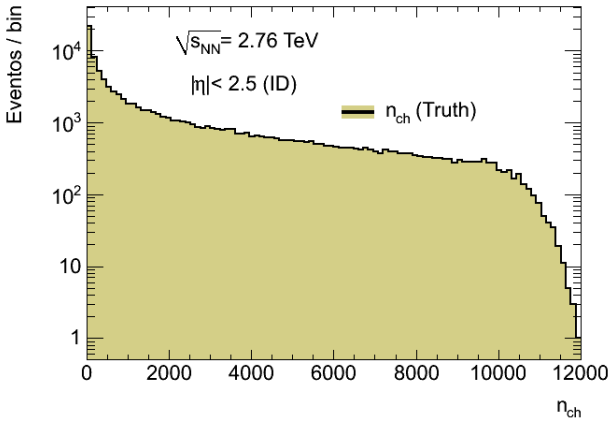
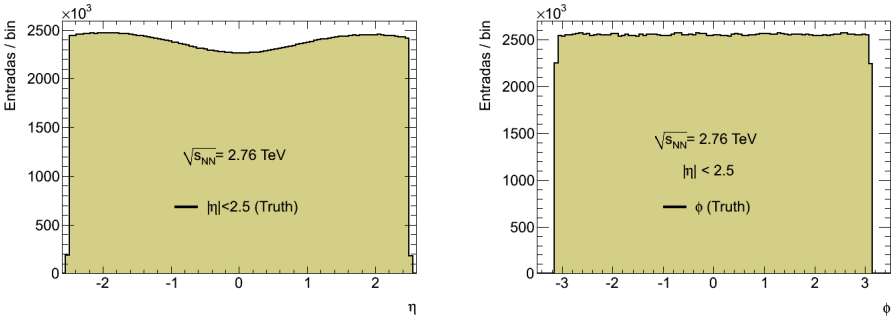



**Figura 4.12:** *Distribuição do número de partículas primárias carregadas para* $|\eta| < 2.5$*, região que cobre o Inner Detector do ATLAS.*




**(a)** **(b)**

**Figura 4.13:** *(a) Distribuição da pseudorapidez,* $\eta$*; (b) Distribuição do angulo azimutal,* $\phi$*, para* $|\eta| < 2.5$*, das partículas primarias carregadas.*

## 4.3 Centralidade e Multiplicidade nos Dados Verdadeiros

No caso dos *dados verdadeiros*, a centralidade da colisão pode ser determinada através do método de *binning* (conforme foi descrito na seção 3.1), aplicado na distribuição do número de partículas carregadas produzidas ($n_{ch}$).

A Tabela 4.4 mostra o binning feito na distribuição de $n_{ch}$, para 100000 eventos simulados utilizando o HIJING, considerando uma média simples do

| Centralidade (%) | $\langle n_{ch} \rangle$ | Faixas |
|---|---|---|
| 0 - 10 | 8683.7 | $6930.0 < n_{ch}$ |
| 10 - 20 | 5654.9 | $4530.0 < n_{ch} \leq 6930.0$ |
| 20 - 30 | 3662.1 | $2890.0 < n_{ch} \leq 4530.2$ |
| 30 - 40 | 2279.3 | $1740.0 < n_{ch} \leq 2890.0$ |
| 40 - 50 | 1336.1 | $970.0 < n_{ch} \leq 1740.0$ |
| 50 - 60 | 721.7 | $500.0 < n_{ch} \leq 970.0$ |
| 60 - 70 | 356.7 | $230.0 < n_{ch} \leq 500.0$ |
| 70 - 80 | 156.5 | $90.0 < n_{ch} \leq 230.0$ |
| 80 - 90 | 60.8 | $30.0 < n_{ch} \leq 90.0$ |
| 90 - 100 | 21.2 | $n_{ch} \leq 30.0$ |

**Tabela 4.4:** *Centralidade em função do número de partículas primárias carregadas ($|\eta| < 2.5$) tomado para 100000 eventos de simulações.*

valor de $n_{ch}$ em cada faixa, $\langle n_{ch} \rangle$, e a Fig. 4.14 apresenta-se a distribuição da centralidade gráficamente.

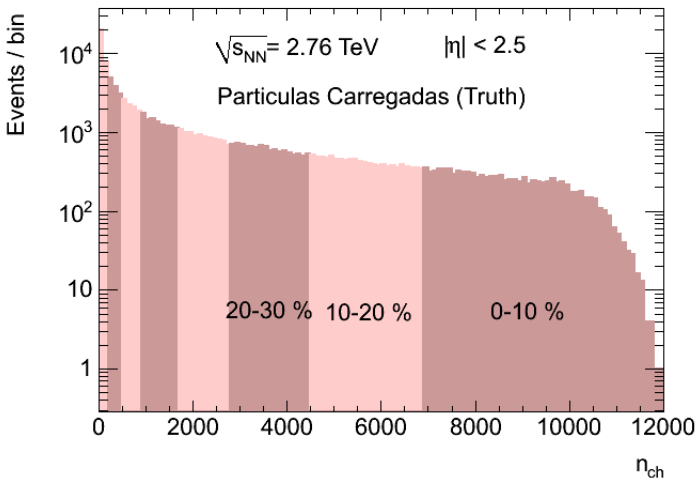



**Figura 4.14:** *Binning aplicado na distribuição do número de partículas carregadas produzidas ($|\eta| < 2.5$) para 100000 eventos*

Conhecendo as faixas de centralidade e os valores de pseudorapidez de cada partícula primárias carregadas produzida, é possível determinar os valores de densidade de pseudorapidez das partículas, $dN_{ch}/d\eta$, que desde agora denominaremos só de multiplicidade [2]. A Fig. 4.15 mostra os valores de multiplicidade para as seis primeiras faixas de centralidade, detalhando as centralidades que abrangem os eventos com colisões mais centrais (0-10% e 10-20%), o vale que se apresenta para $\eta \approx 0$ se deve à utilização da pseudorapidez como medida, mas a medida física que interesa deve de ser a rapidez, no Apendice A.1 se explica este fato a ter em conta.

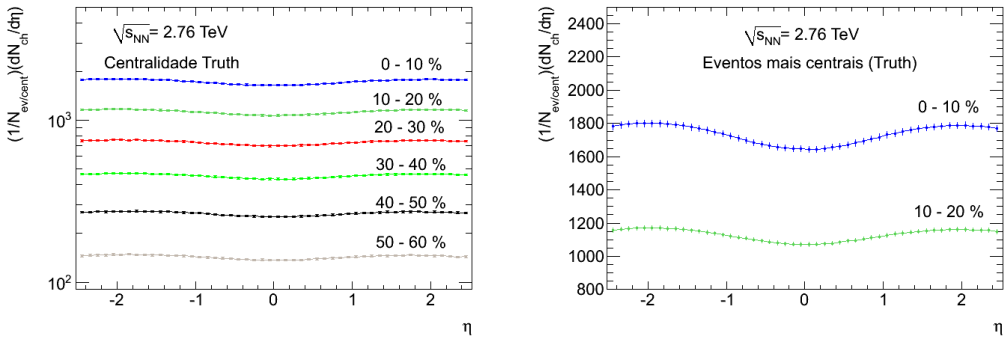



**Figura 4.15:** *Valores de multiplicidade para as 6 primeiras faixas de centralidade (Ezquerda), Na direita se detalham as centralidades das colisões mais centrais (0-10% e 10-20%)*

[2] O termo multiplicidade é atribuído à quantidade de partículas produzidas, que podem ser obtidas por meio da integração de $dN_{ch}/d\eta$.

# Capítulo 5

# Reconstrução de eventos

Até agora foram analizadas apenas as informações produzidas pelo gerador de eventos. Mas tanto na simulação como nos dados reais é de interesse concentrar a análise nas informações reconstruídas pelo ATLAS. Neste capítulo vamos mostrar alguns resultados fornecidos pela reconstrução de eventos, cujos códigos de análise são os mesmos para dados simulados e reais.

## 5.1 Seleção de Eventos no ATLAS

A seguir se detalha a seleção de eventos no $ATLAS$, aplicado no estudo de multiplicidade.

### 5.1.1 Triggers e Coincidência Temporal no MBTS

Conforme descrito na seção 2.3.1, o Minimum Bias Trigger Scintilattor (MBTS) é um detector dedicado ao trigger. Um hit em cada cintilador acima de uma energia mínima irá enviar um sinal para o *Central Trigger Procesor (CTP)* do ATLAS, sinal que será utilizado para selecionar eventos. A Tabela 5.1 mostra a lógica necessária para os triggers usados no MBTS, onde $MBTS_A(1)$ significa pelo menos um hit no MBTS-A e $MBTS_A(2)$ pelo menos dois hits. Casos semelhantes se apresentam para o MBTS-C.

O trigger que será utilizado neste trabalho será o trigger $L1_MBTS_1_1$

| Trigger | Logica Necesaria |
|---|---|
| L1_MBTS_1 | MBTS_A(1) OR MBTS_C(1) |
| L1_MBTS_2 | MBTS_A(2) OR MBTS_C(2) |
| L1_MBTS_1_1 | MBTS_A(1) AND MBTS_C(1) |

**Tabela 5.1:** *Triggers no MBTS e a lógica necesaria [40].*

que sinaliza se houve, simultaneamente, um hit no MBTS-A e um no MBTS-C (o qual será designado a partir de agora como o trigger MBTS).

Para garantir uma coincidência temporal, se medem a diferença dos sinais entre cada lado do MBTS ($t_A$ e $t_C$). Logo só se aceitaram, como válidos, eventos que satisfaçam a seguinte condição lógica [41]:

$$|t_A - t_C| < 3ns \text{ and } ((t_A \neq 0 \text{ and } |t_A| \neq 75ns)) \text{ and } (t_C \neq 0 \text{ and } |t_C| \neq 75ns))$$

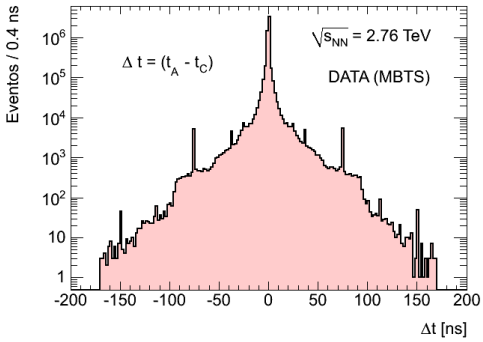



**Figura 5.1:** *Distribuição da diferença temporal, $\Delta t$, entre os sinais a ambos os lados do MBTS.*

Essa seleção é importante para eliminar os efeitos de colisões de partículas do feixe oriundas de fora do bunch [1]. A Fig. 5.1 mostra a distribuição da diferença temporal, $\Delta t$, entre os sinais a ambos lados do MBTS. A condição

[1] Um bunch é definido como uma parte do feixe que contem um certo número de partículas. durante o periodo de 2010, cada feixe de íons pesados era formado por 113 bunches.

de coincidência dos sinais do MBTS é satisfeita num intervalo de 25 ns, que é a duração de um ciclo de sincronismo do LHC. Entretanto a presença de estruturas satélites de íons durante a injeção no SPS/LHC acarreta colisões fora do intervalo de sincronismo de 25 ns. Impondo-se uma diferença de tempo máximo de 3 ns, apenas colisões que ocorrem entre *bunchs* válidos serão registrados.

### 5.1.2 Triggers e Caracterização de Eventos no ZDC

A caracterização de eventos é o papel principal do ZDC em colisões de íons pesados [20]. Na seção 1.2.1 viu-se que a caracterização de eventos depende do número de nucleons espectadores encontrados: os eventos de colisão mais centrais têm menos nucleons espectadores que os eventos mais periféricos. Através da energia depositada no ZDC é possível conhecer o número de nêutrons espectadores, que será proporcional ao número de nucleons que não estiveram envolvidos na colisão. Podemos dizer então que os eventos centrais têm poucos nêutrons espectadores e eventos periféricos têm um grande número de nêutrons espectadores. Espera-se também que a energia depositada no ZDC seja inversamente proporcional à energia depositada pelos calorímetros ATLAS.

É importante notar que, enquanto a falta de nêutrons espectadores têm a sua origem em colisões muito centrais, esta falta também pode estar associada a colisões muito periféricas, isto porque muitos nêutrons têm permanecido ligados em fragmentos nucleares altamente carregados produzidos pela dissociação electromagnética (seção 1.2.2). É através da observação da multiplicidade de partículas na região central ou a energia nos calorímetros que esta ambiguidade pode ser resolvida e a centralidade de eventos pode ser determinada. Uma vez que nêutrons são produzidos em praticamente todas as centralidades, e é improvável que o número de nêutrons espectadores flutue para zero, o sinal do ZDC é um triger de *minimum bias* ideal, também eficiente para as colisões mais periféricas.

| Trigger | Lógica Requerida |
|---|---|
| L1_ZDC_A | ZDC_A |
| L1_ZDC_C | ZDC_C |
| L1_ZDC_AND | ZDC_AND |
| L1_ZDC | (ZDC_A OR ZDC_C) |

**Tabela 5.2:** *Triggers nos ZDC's e a lógica necesaria [42]*

Um sinal acima de um valor pré-determinado de energia em cada um dos ZDC's, enviará um sinal para CTP para ser armazenado como um bit. Finalmente, também haverá um sinal de coincidência entre o ZDC-A e o ZDC-C. A Tabela 5.2 representa os trigers oferecidos pelos ZDC's e a lógica necessária.

Durante a análise experimental, os eventos decorrentes de dissociação electromagnética podem ser suprimidos impondo-se a condição de atividade nos detectores centrais do ATLAS (sinal no MBTS e vértice reconstruído).

As Figs. 5.2a e 5.2b, mostram as distribuições de energia nos dois lados do ZDC (A e C respectivamente), impondo-se apenas a condição de trigger do ZDC, nestas figuras observa-se claramente os picos de 1, 2 e 3 neutrons decorrentes da dissociação electromagnética. A Fig. 5.2c mostra também a correlação entre a energia dos dois lados do ZDC, onde se nota a presença de eventos de dissociação mútua (neutrons nos dois lados do ZDC). Por último, a Fig. 5.2d mostra a correlação entre a energia no ZDC e a energia transversal depositada no FCal, $E_t$, mostrando uma anti-correlação entre essas energias para valores altos de $E_t$, correspondente a colisões centrais, enquanto que para valores pequenos de $E_t$ apenas processos de dissociação eletromagnética depositam energia no ZDC.

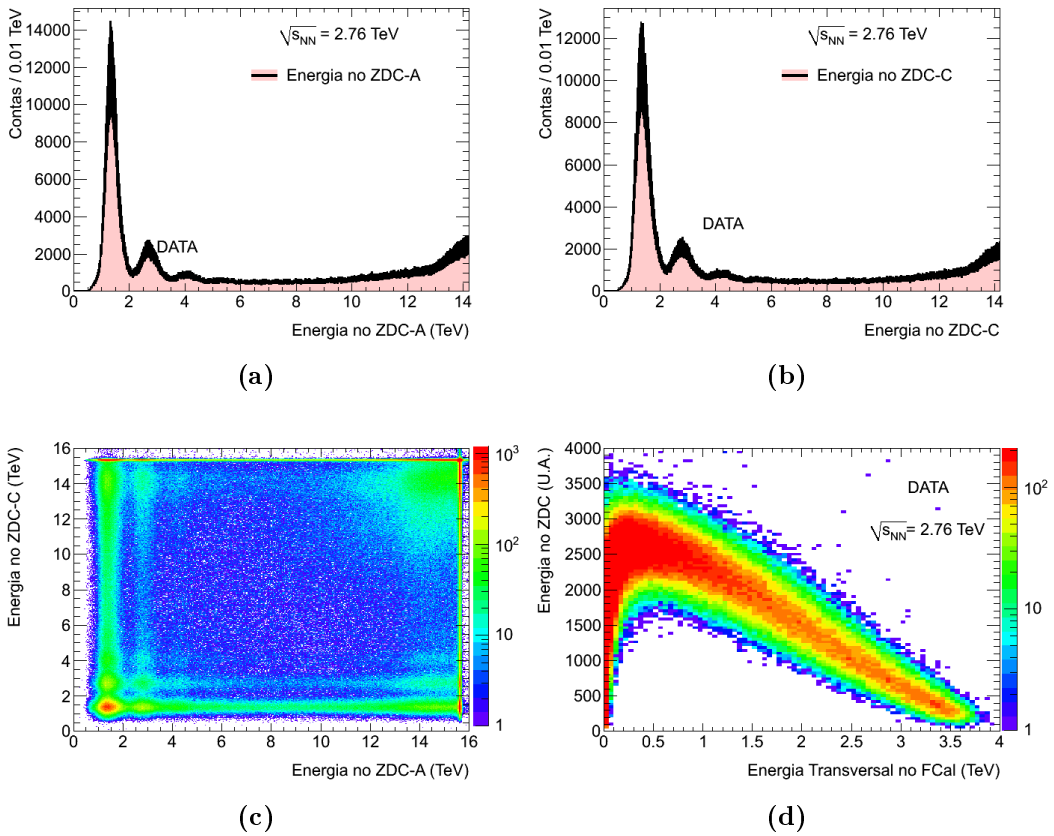



**Figura 5.2:** *Distribuições de energia nos dois lados do ZDC (a) e (b); (c) correlação entre a enrgia dos dois lados do ZDC; (d) Correlação entre a energia no ZDC e a energia transversal depositada no FCal, $E_t$.*

### 5.1.3 Reconstrução e Seleção de Vértices

O objetivo desta seção é analizar a reconstrução de vértices no ATLAS utilizando dados simulados e experimentais.

A Fig. 5.3 mostra as distribuições dos vértices reconstruídos, no caso de MC, sem aplicar a seleção de vértices. O gráfico Fig. 5.3a corresponde à distribuição do número de eventos, onde se observa que o número de vértices pode ser 1 e 2. Pela nomenclatura utilizada no ATLAS, todos os eventos tem sempre um vértice associado (chamado vértice "dummy"), então o evento terá

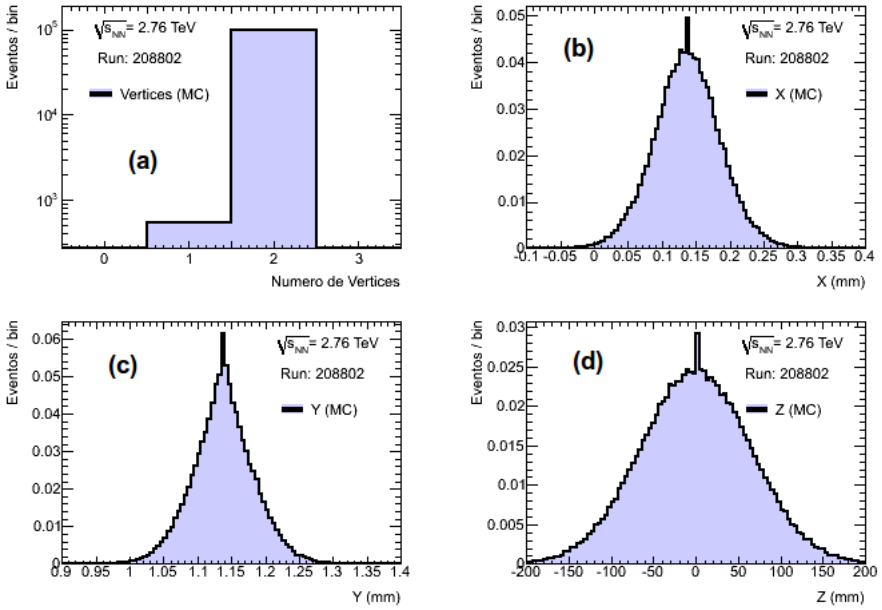



**Figura 5.3:** *Distribuições dos vértices reconstruídos com os algoritmos de reconstrução de eventos do ATLAS, sem aplicar a seleção de vértices. eventos produzidoa a través do HIJING, com a posição do vértice distribuída de forma que imite as condições reais do feixe. O gráfico (a) apresenta a distribuição do número de vértices, os outros gráficos (b, c e d) mostram as distribuições das coordenadas espaciais dos vértices.*

dois vértices registrados em um evento válido, se o algoritmo de reconstrução foi capaz de encontrar um vértice, correspondente ao caso de pelo menos um vértice válido.

A Fig. 5.4 mostra as distribuições, com as restrições, ressaltando que agora as distribuições apresentam um comportamento mais estável, mas para as coordenadas X e Y esses valores se distanciam um pouco das distribuições dos *dados verdadeiros*, dado o poder de resolução dos algoritmos de reconstrução. É de notar que a largura das distribuições são semelhantes, menos de meio milímetro, dimensões muito pequenas com respeito às dimensões do detector, de forma que os valores de vértice da reconstrução serão considera-

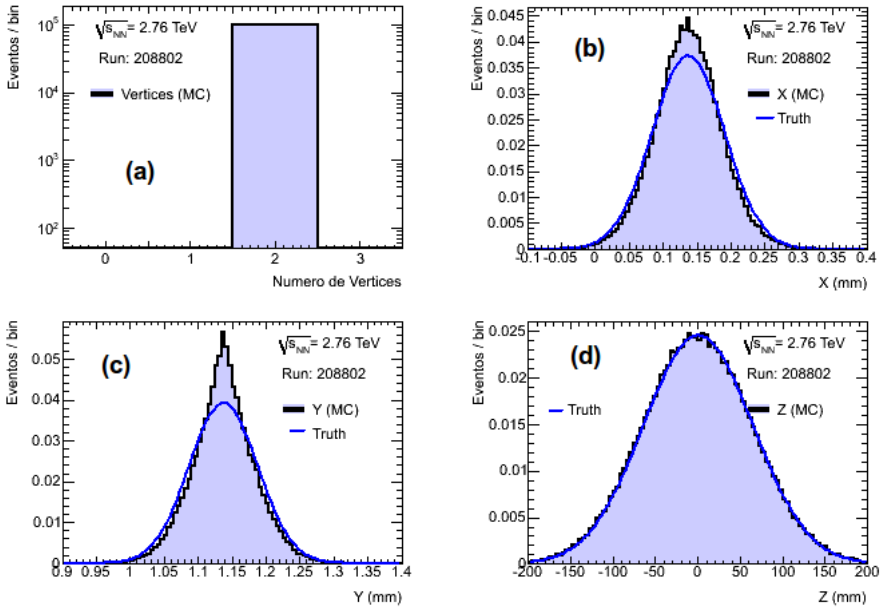



**Figura 5.4:** *Distribuições dos vértices Reconstruídos com o software de reconstrução de eventos do ATLAS nas simulações, aplicando o corte para número de vértices reconstruídos igual a 2 e as condições de trigger. O gráfico (a) apresenta a distribuição do número de vértices, os outros gráficos (b, c e d) mostram as distribuições das coordenadas espaciais dos vértices, superpostas com as distribuições dos dados verdadeiros (Truth).*

dos válidos. A Fig. 5.5 mostra as distribuições, com as restrições para dados experimentais.

Em resumo a seleção de eventos aplicada será:

- Trigger no MBTS (L1_MBTS_1_1)
- Coincidência temporal no MBTS
- Trigger no ZDC (ZDC_AND or ZDC_A_C) (Somente em DATA)
- Seleção de vértices válidos.

A Tabela 5.3 mostra o número de eventos aceitos após cada seleção de

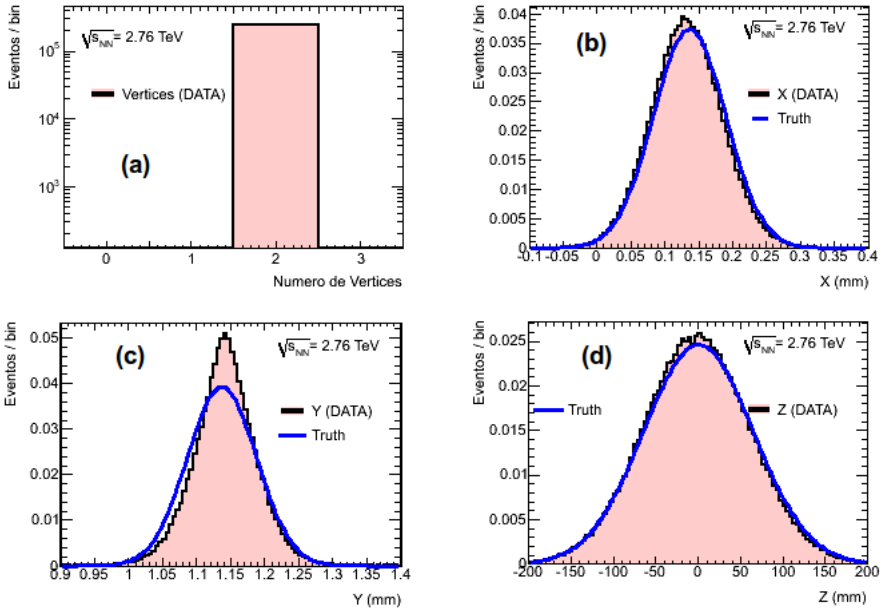



**Figura 5.5:** *Distribuições dos vértices reconstruídos com o software de reconstrução de eventos do ATLAS para dados experimentais, aplicando o corte para número de vértices reconstruídos igual a 2 e as condições de trigger. O gráfico (a) apresenta a distribuição do número de vértices, os outros gráficos mostram as distribuições das coordenadas espaciais dos vértices, onde também se comparam com as distribuições dos dados verdadeiros (Truth).*

eventos nos dados experimentais e MC. Os dados experimentais apresentam uma maior quantidade de eventos suprimidos com respeito ao MC. Também deve ser ressaltado que o ZDC não estava incluido na simulação.

## 5.2 Calorímetros do ATLAS

A Fig. 5.3 apresenta as distribuições de energia depositada por todos os calorímetros do ATLAS ( $|\eta| < 4.9$) e a depositada só no FCal ($3.1 < |\eta| < 4.9$) para MC e DATA (dados experimentais).

Experimentalmente, os valores de $n_{ch}$, $N_{part}$, $N_{coll}$ e $b$ não podem ser conhecidos diretamente, $b$. No entanto, no caso das simulações será possível

| Triggers e seleção de eventos | MC | DATA |
|---|---|---|
| — | 100000 | 549685 |
| Timing and Vertex cuts (ES) | 97834 | 251195 |
| L1_MBTS_1_1 (MBTS) | 99515 | 332859 |
| ES and MBTS | 97833 | 251166 |
| ZDC_AND or ZDC_A_C (ZDC) | — | 359912 |
| (ES and MBTS) and ZDC | — | 241662 |

**Tabela 5.3:** *Valor do número de eventos obtidos após de aplicar os triggers e seleções de eventos na DATA e MC.*

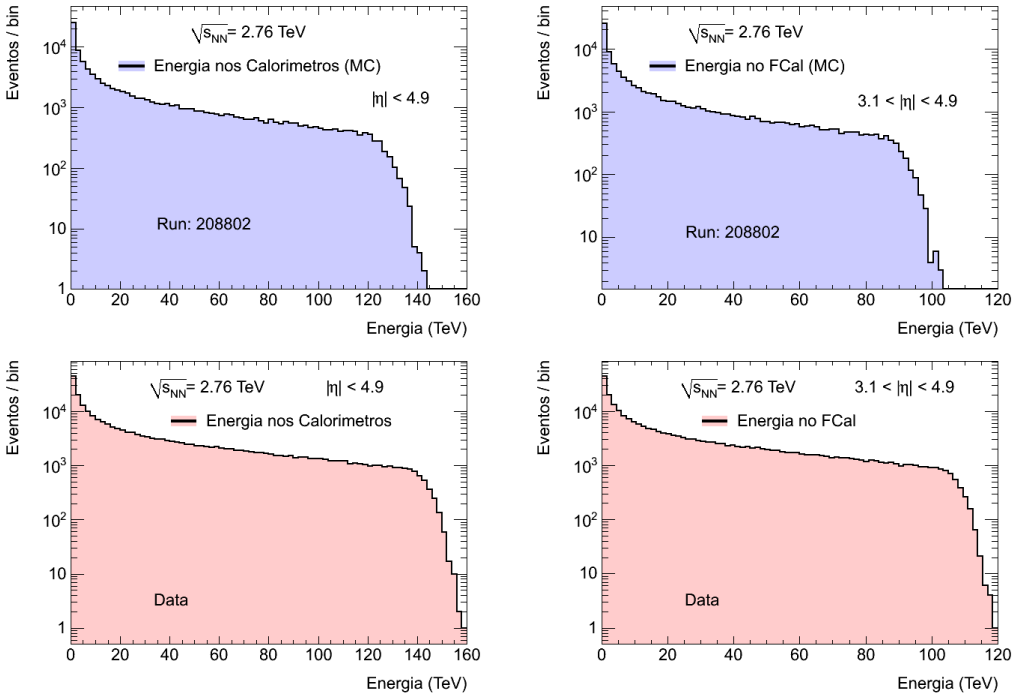



**Figura 5.6:** *Distribuições de energia em todos os calorímetros do ATLAS e a distribuição só no FCal. Acima: MC; Abaixo: DATA*

relacionar estas quantidades ("truth") com a energia nos calorímetros (MC). A Fig. 5.7 mostra os gráficos de correlação da energia depositada nos calorímetros do ATLAS (para o MC), em comparação com $n_{ch}$, $N_{part}$, $N_{coll}$ e $b$. Baseados

nessa figura podemos dizer que a energia depositada nos calorímetros será proporcional à quantidade de partículas carregadas produzidas. Além disso observa-se ainda a relação de proporcionalidade utilizando-se apenas a energia medida no FCal ou a medida nos outros calorímetros. Observa-se também que as relações das energias com respeito às outras quantidades ($N_{part}$, $N_{coll}$ e $b$) apresentam um comportamento monotônico.

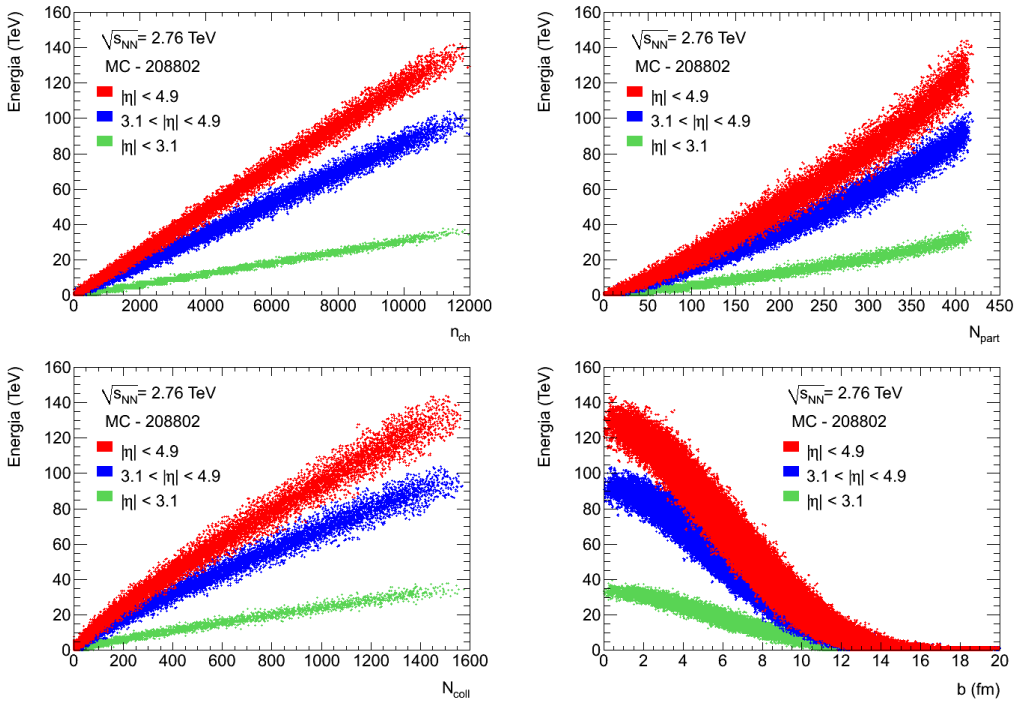



**Figura 5.7:** *Correlação entre a energia depositada pelos calorímetros do ATLAS com o número de partículas carregadas produzidas, número de nucleons participantes, colisões binarias e parâmetro de impacto.*

Finalmente, se tinha antecipado a importância da energia transversal depositada no FCal, para a determinação da centralidade de colisão, o que torna interessante também analisar esta energia. A Fig. 5.8 mostra a distribuição de energia transversal depositada no FCal e as correlações com a energia nos calorímetros. Verifica-se, a partir dessa figura, que a energia transversal medida no FCal é proporcional à energia depositada nos calorímetros.

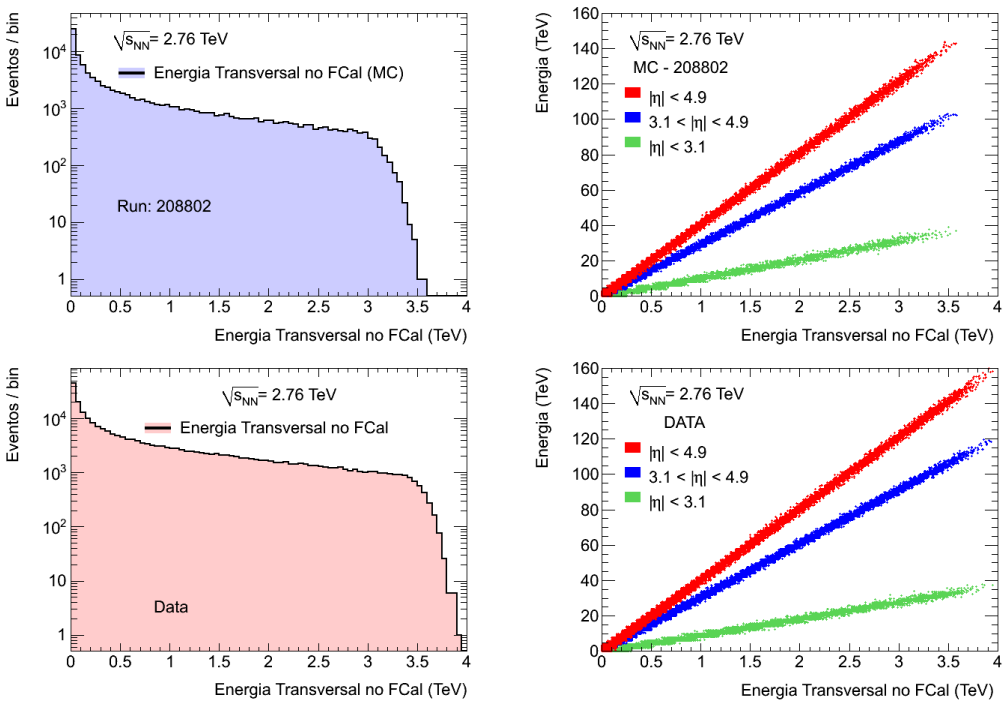



**Figura 5.8:** *energia transversal depositada no FCal e as correlações com a energia nos calorímetros, no FCal e no resto de detectores. Acima: MC; Abaixo: DATA*

A Fig. 5.9 mostra os gráficos de distribuição da energia depositada nos calorímetros e da energia transversal depositada só no FCal. Note-se que as distribuições de energia para os casos experimentais são maiores do que os de MC. exigindo uma "calibração"da simulação.

## 5.3 Calibração de energia para Dados MC

Experimentalmente, a centralidade de colisão será determinada através do 'binning' aplicado na distribuição de energia transversal depositada no FCal, assim que é conveniente aplicar o mesmo procedimento tanto paea DATA como para o MC. Mas da Fig. pode-se ver que as distribuições de energia obtidas dos dados experimentais e das simulações, não são as mesmas. Dado que, cada um dos calorímetros do ATLAS é previamente calibrado, espera-se que a energia depositada por estes seja consistente com o que acontece realmente. Tendo em

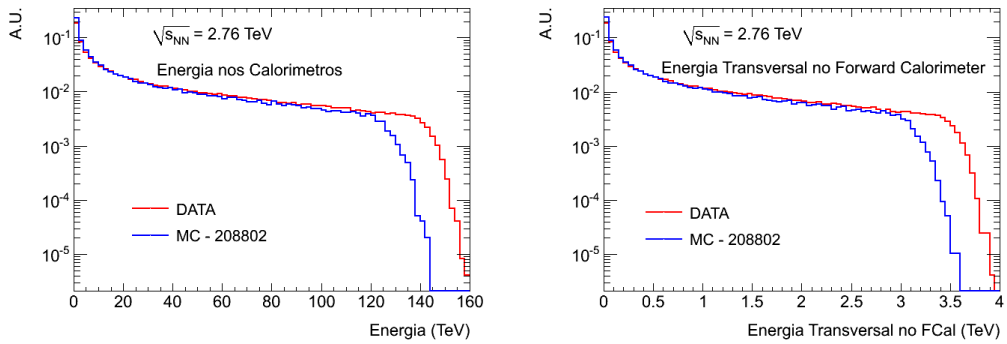



**Figura 5.9:** *Distribuições normalizadas da a energia total depositada nos Calorímetros e a transversal medida no FCal, comparando dados experimentais e MC.*

vista que será necessário utilizar as informações provenientes do MC, principalmente no referente à multiplicidade, é necessário fazer uma calibração da informação fornecida pelas simulações. A calibração foi obtida a partir de uma simples relação entre os valores de energia máximos, na DATA e MC. Com isto em mente, verificou-se que a energia de calibração para dados MC foi de:

$$E_{t(MC-Calib)} = \frac{2.939}{2.579} E_{t(MC)} = 1.139 E_{t(MC)}$$

Uma vez feita a calibração, os dados de energia transversal no MC foram modificados ($E_{t(MC-Calib)}$). A Fig. 5.10 mostra as distribuições de energia transversal depositadas no FCal comparando DATA e MC calibrada. A figura também mostra a razão entre elas, mostrando que as distribuições ainda não têm formas semelhantes, sendo necessário também fazer uma correção de "pesos"[2] para este estudo essa correção de pesos é importante ao definir as multiplicidades no MC, já que nessos cálculos são levados em conta a contribuição do número de eventos (pesos) em cada faixa de centralidade.

[2]A correção de pesos consite em: uma vez fixado o número de bins (o mesmo para a distribuição experimental e MC), deve-se aplicar a correção da contribuição de cada bin.

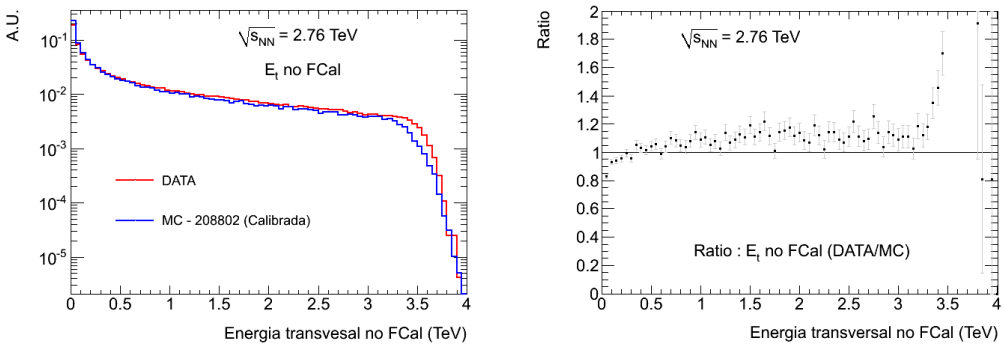



**Figura 5.10:** *Distribuições normalizadas comparando a energia dos calorímetros nos dados experimentais e para o MC após a calibração; também se apresenta a razão das distribuições.*

# Capítulo 6

# Centralidade e Multiplicidade no ATLAS

Neste capítulo serão discutidos os métodos de análise nas medidas de centralidade e multiplicidade, aplicado aos dados simulados e experimentais.

## 6.1 Centralidade

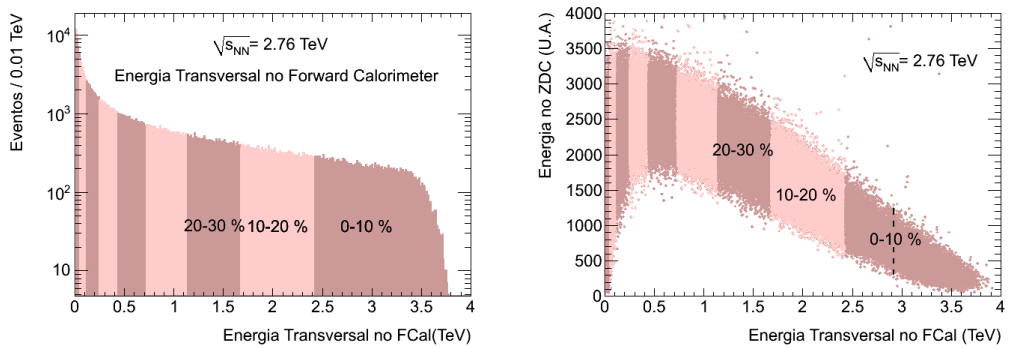
Nesta seção será discutida a determinação da centralidade em função da energia transversal depositada no FCal.

A Tabela 6.1 mostra as faixas de centralidade obtidas com o binning aplicado na distribuição da energia transversal depositada no FCal, onde também são apresentados os valores médios, $\langle E_t \rangle$, em cada faixa de centralidade. Como a distribuição de energia da simulação foi calibrada com os dados experimentais, os intervalos de centralidade são os mesmos para DATA e MC.

A Fig. 6.1a mostra, agora graficamente, a determinação da centralidade aplicando o binning na distribuição de energia transversal depositada no FCal, refletido nas faixas de centralidade. A Fig. 6.1b mostra o gráfico que relaciona a energia depositada no ZDC e a energia transversal depositada no FCal, também mostrando as faixas de centralidade. Este estudo irá se concentrar apenas nas colisões mais centrais, que corresponden aos intervalos de centralidade de 0-10% e 10-20%.

| Centralidade (%) | $\langle E_t \rangle (TeV)$ | Faixas (TeV) |
|---|---|---|
| 0 - 10 | 2.961 | $2.433 < E_t$ |
| 10 - 20 | 2.036 | $1.681 < E_t \leq 2.433$ |
| 20 - 30 | 1.399 | $1.141 < E_t \leq 1.681$ |
| 30 - 40 | 0.930 | $0.738 < E_t \leq 1.141$ |
| 40 - 50 | 0.585 | $0.449 < E_t \leq 0.738$ |
| 50 - 60 | 0.344 | $0.251 < E_t \leq 0.449$ |
| 60 - 70 | 0.183 | $0.126 < E_t \leq 0.251$ |
| 70 - 80 | 0.087 | $0.055 < E_t \leq 0.126$ |
| 80 - 90 | 0.036 | $0.020 < E_t \leq 0.055$ |
| 90 - 100 | 0.011 | $E_t \leq 0.020$ |

**Tabela 6.1:** *Valores de centralidade usando a energia transversal no FCal (DATA), ressaltando as regiões mais centrais.*




**(a)** **(b)**

**Figura 6.1:** *Gráficos de centralidade usando o metodo de 'binning'. (a) Distribuição da energia transversal depositada no FCal. (b) Relação entre a energia transversal depositada no FCal e a energia no ZDC, indicando as faixas de centralidade.*

## 6.2 Medição da Multiplicidade de Partículas Carregadas no ATLAS

Na Seção 3.2 foram detalhados os métodos de determinação de multiplicidade que serão utilizados neste trabalho, que são o Pixel Counting e o Pixel Tracking. A seguir se apresentam os resultados obtidos com esses métodos nas simulações.

### 6.2.1 O Pixel Counting (PixCounting)

O método de Pixel Counting baseia-se nos sinais ("Clusters"[1]) registados na primera camada do *Pixel Detector* (*Bottom layer*), que é a camada mais próxima ao ponto de interação, conforme foi descrito na secção 3.2.

| Limites na reconstrução | Valor |
|---|---|
| Minimo $p_t$ | |
| Maximo $\eta$ | $\pm$ 2.5 |

**Tabela 6.2:** *Parâmetros de seleção de clusters, usando o método de PixCounting*

A Tabela 6.2 mostra os parâmetros da seleção de clusters usados na reconstrução, note-se que apenas têm sido feitas restrições nos valores de pseudorapidez, ou seja $|\eta|$ <2.5, esta faixa está delimitada pela faixa de aceitação do Pixel Detector.

No caso MC, a Fig. 6.2a mostra a correlação entre o número de partículas carregadas produzidas (Truth) e o número de clusters reconstruidos, notando que podemos considerar o número de clusters proporcional ao número de partículas carregadas obtidas a partir de dados verdadeiros. A Fig. 6.2b mostra a distribuição de pseudorapidez para os clusters reconstruídos a partir dos dados verdadeiros. A Fig. 6.2c mostra a correlação entre a energia transversal depositada no FCal e o número de clusters, notando que podemos

[1]Um cluster é definido como um pixel que detectou algum tipo de sinal acima do ruido

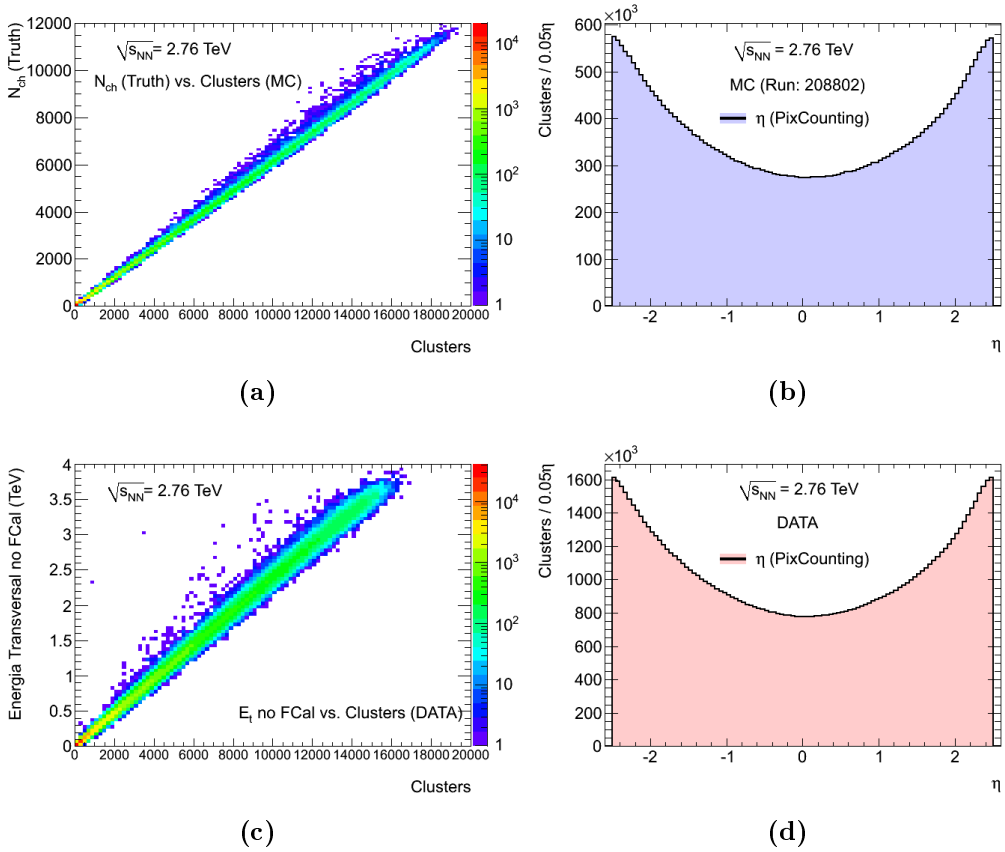



**Figura 6.2:** *(a) Correlação entre o número partículas carregadas produzidas (Truth) e o número de Clusters. (b) Distribuição da pseudorapidez, η; para cada cluster - registrado (MC). (c) Correlação entre a energia transversal depositada no FCal e o número de Clusters. (d) Distribuição da pseudorapidez, η; para cada cluster registrado (DATA).*

considerar o número de clusters proporcional à energia transversal. Tambem se apresenta a distribuição de pseudorapidez para os clusters reconstruídos a partir dos dados experimentais (Fig. 6.2d.)

A Fig. 6.3 mostra os gráficos de multipicidade, em função da centralidade, para dados experimentais e MC, utilizando o método de PixCounting, para os eventos com colisões mais centrais, Pode se notar que as formas são distintas às apresentadas na Fig. 4.15 (Dados Verdadeiros), mas temos que lembrar que

este método também contabiliza partículas secundárias, as quais se formaram em maior número com o aumento de $|\eta|$, explicando a forma côncava em ambos os gráficos.

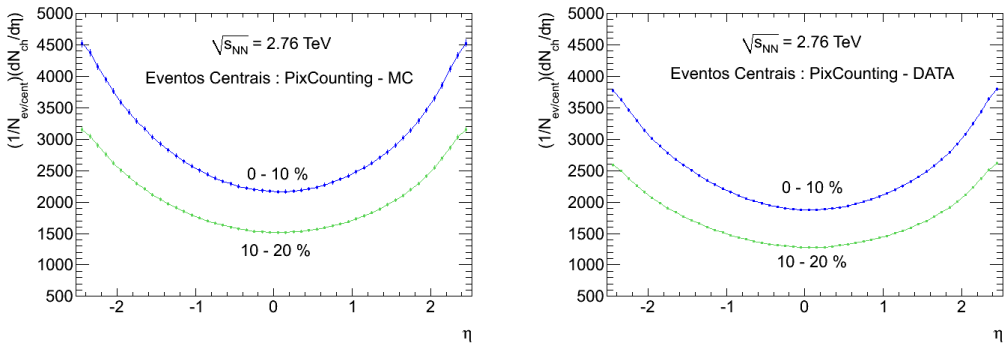



**Figura 6.3:** *Multiplicidade em função da centralidade para os eventos centrais (0-10% e 10-20%). Utilizando o PixCounting em MC e DATA respectivamente.*

### 6.2.2 O Pixel Detector Tracking (PixTracking)

Este método utiliza a informação fornecida pelas três placas do Pixel Detector, e junto com os algoritmos de reconstrução (3.2) é capaz de reconstruir as trajetórias das partículas produzidas, e identificar as partículas primárias.

| Limites na reconstrução | Valor |
|---|---|
| Minimo $p_t$ | 100 MeV |
| Maximo $\eta$ | $\pm$ 2.5 |

**Tabela 6.3:** *Parâmetros de seleção de tracks usando o método de PixTracking.*

A Tabela 6.3 exibe os parâmetros na seleção de tracks usados na reconstrução, neste caso só serão aceitas partículas com momentos transversos superiores a 100 MeV. Novamente também se apresentam as restrições em pseudorapidez ($|\eta|$ <2.5).

A Fig. 6.4a mostra a correlação entre o número de partículas carregadas produzidas (Truth) e o número de PixTracks, notando que podemos também

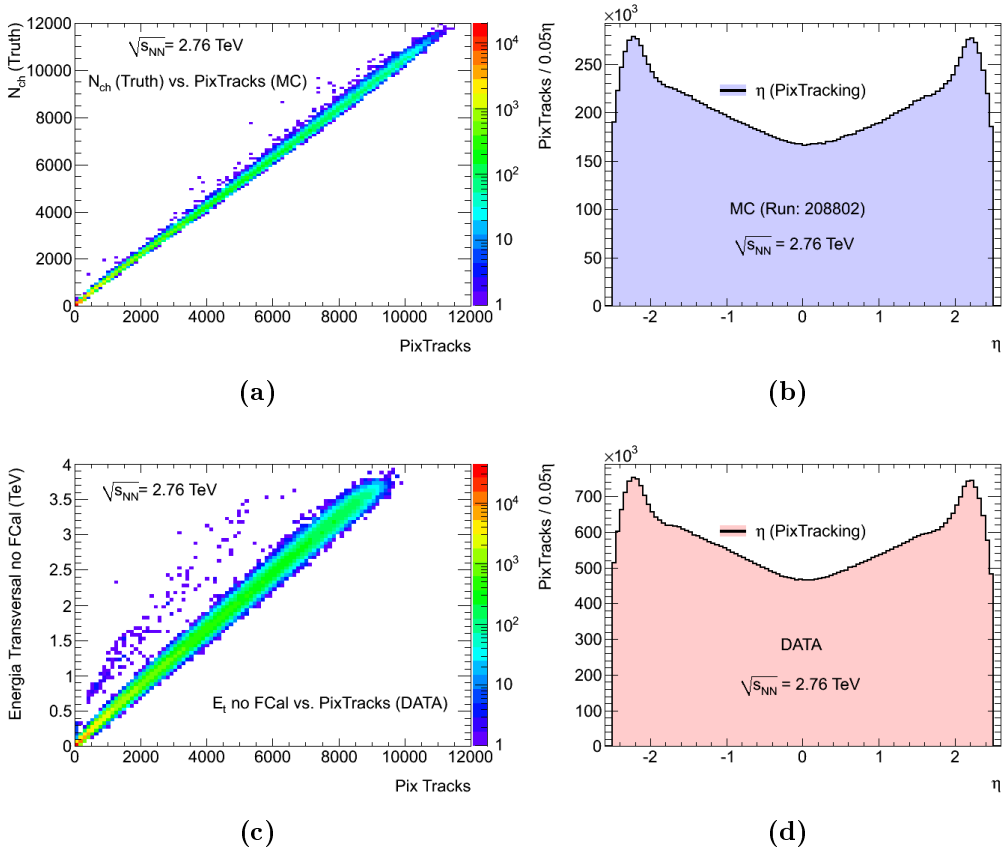



**Figura 6.4:** *(a) Correlação entre o número partículas carregadas produzidas (Truth) e o número de PixTracks (MC). (c) Correlação entre a energia transversal depositada no FCal e o número de PixTracks. (d) Distribuição de pseudorapidez, η, para cada PixTrack registrado (DATA).*

considerar a quantidade de PixTracks proporcional ao número de partículas carregadas obtidas a partir dos dados verdadeiros. A Fig. 6.4b mostra a distribuição de pseudorapidez para cada PixTrack reconstruído, mostrando mais PixTracks distribuídos a medida que $|\eta|$ aumenta, no entanto, para um dado valor ($|\eta| \approx 2.2$) a distribuição começa a diminuir conforme atinge o valor de $|\eta| \approx 2.5$, o que mostra que nos valores extremos de pseudorapidez, a reconstrução de trajectórias começa a ter deficiências (limite do Pixel Detector). Como no caso do PixCounting, a Fig. 6.4c mostra a correlação entre a ener-

gia transversal depositada no FCal e o número de PixTracks, notando que podemos considerar o número de PixTracks proporcional à energia transversal. Tambem se apresenta a distribuição de pseudorapidez para os PixTracks reconstruídos a partir dos dados experimentais (Fig. 6.4d.)

A Fig. 6.5 mostra os gráficos de multipicidade, em função da centralidade, para dados experimentais e MC, utilizando o método de PixCounting, para os eventos com colisões mais centrais. Novamente, pode se notar que as formas são distintas às apresentadas na Fig. 4.15 (Dados Verdadeiros), mas temos que lembrar que este método faz uma seleção de particulas com $p_t > 100$ MeV, o gráfico mostra o salto que existe entre a forma do detector, entre os barris e as tampas no ponto $|\eta| \approx 2.0$. Também se apresentam as limitações da reconstrução para $|\eta| \approx 2.5$ (limite do detector).

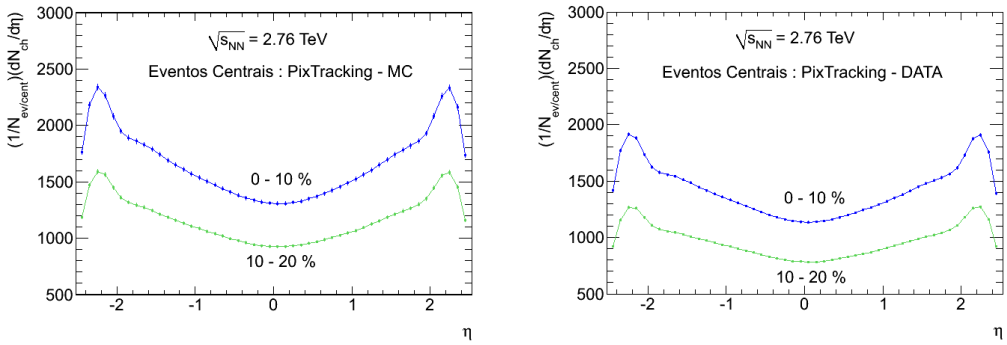



**Figura 6.5:** *Multiplicidade em função da centralidade para os eventos centrais (0-10% e 10-20%). Utilizando o Pixtracking em MC e DATA respeitivamente.*

## 6.3 Correções na Reconstrução de Multiplicidades

Comparando os dados verdadeiros de multiplicidade (Fig. 4.15) com as reconstruções utilizando o PixCounting (Fig. 6.3) e o PixTracking (Fig. 6.5), mostra-se que é necessário aplicar correcções nas medidas, tal como se tinha antecipado na seção 3.2. Esses fatores de correção devem ser aplicados no MC, já que refletem meramente fatores de correção, produto da eficiência dos

algoritmos de reconstrução. Os fatores de correção são expressos por:

$$C(\eta) = \frac{(dN_{ch}/d\eta)_{true}}{(dN_{ch}/d\eta)_{MC}}$$

onde $C(\eta)$ é o fator de correção (que é diferente para cada centralidade), $(dN_{ch}/d\eta)_{true}$ a multiplicidade para os dados verdadeiros (obtidos pelo HIJING) e $(dN_{ch}/d\eta)_{MC}$ a multiplicidade encontrada mediante a reconstrução de eventos simulados. $C(\eta)$ pode ser interpretado como um factor de eficiência que é calculado bin a bin e não evento a evento. Esse fator será aplicado aos dados experimentais, com a finalidade de obter a multiplicidade real das partículas produzidas.

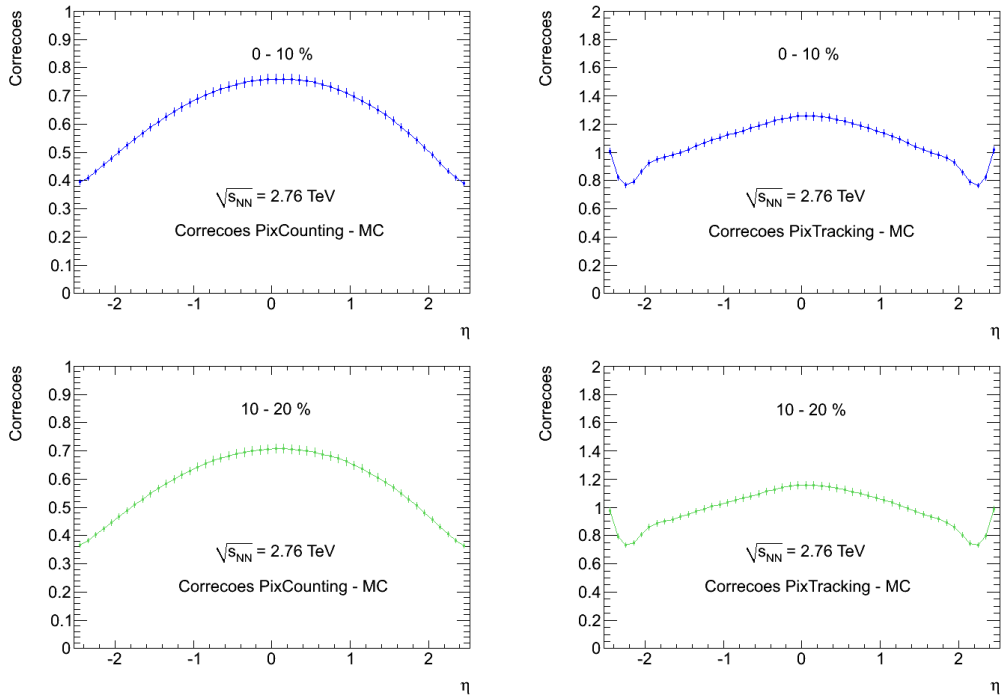



**Figura 6.6:** *Curvas mostrando os fatores de correção das multiplicidades, para os eventos centrais. Usando o PixCounting (Esquerda) e o PixTracking (Direita).*

A Fig. 6.6 mostra as curvas feitas a partir do cálculo dos fatores de correção das multiplicidades nos métodos de PixCounting e PixTracking, para

as faixas de 0-10% e 10-20%.

## 6.4 Correções de Multiplicidade nos Dados Experimentais

Finalmente, conhecendo os valores de centralidade, e fazendo uso dos fatores de correção, procedemos agora a determinar os valores de multiplicidade 'reais' usando os dados experimentais. O resultado final nas medidas de multiplicidade deveram então obedecer a seguinte relação:

$$\left(\frac{dN_{ch}}{d\eta}\right)_{Final} = \frac{\left(\frac{dN_{ch}}{d\eta}\right)_{true}}{\left(\frac{dN_{ch}}{d\eta}\right)_{MC}} \left(\frac{dN_{ch}}{d\eta}\right)_{DATA} = C(\eta) \left(\frac{dN_{ch}}{d\eta}\right)_{DATA}$$

Onde $(dN_{ch}/d\eta)_{DATA}$, indica a multiplicidade para os dados experimentais. Os resultados finais, após as correções, são apresentados na Fig. 6.7.

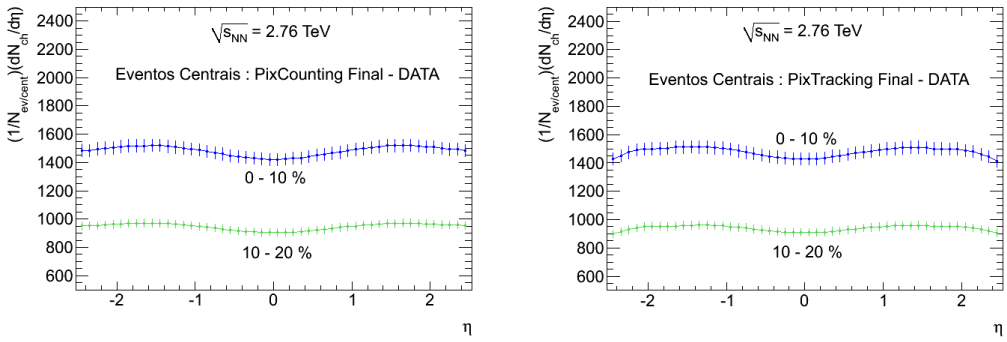


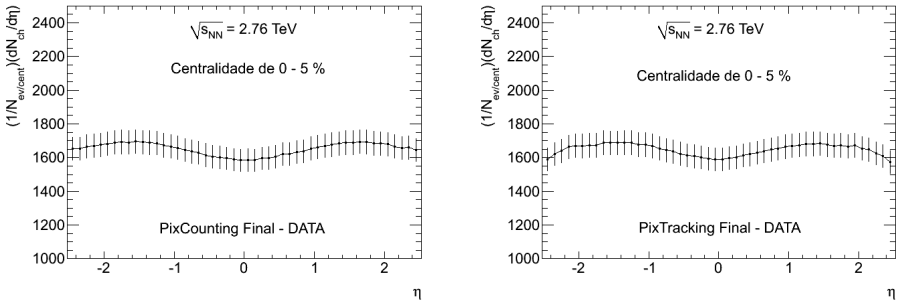

**Figura 6.7:** *Multiplicidade em função da centralidade dos eventos com colisões centrais, utilizando o PixCounting e o PixTracking, respectivamente.*

# Capítulo 7

# Conclusões

Neste capítulo serão apresentado os resultados finais das medidas de multiplicidade, comparando-os com resultados obtidos em outros estudos similares.

Primeiramente será feita uma consideração especial, que será a medida de multiplicidade para a faixa de centralidade de 0-5%, pois será util nas comparações com outras medidas efetuadas nessa faixa. A Fig. 7.1 mostra as medidas de multiplicidade para a faixa de centralidade 0-5%, aplicando o metodo de PixCounting e do PixTracking.




**(a)** **(b)**

**Figura 7.1:** *Medida da multiplicidade aplicada na faixa de centralidade de 0-5%.*

A Tabela. 7.1 mostra os valores de centralidade usando a energia transversal depositada no FCal (DATA), para os eventos mais centrais (0-5%, 0-10% e

0-20%). Também se apresentam os valores médios para $N_{part}$, $N_{coll}$ e $b$ (obtidos com o PHOBOS-GMC) nessas faixas de centralidade.

| Cent. (%) | $\langle E_t \rangle (TeV)$ | $\langle N_{part} \rangle$ | $\langle N_{coll} \rangle$ | $\langle b \rangle$ |
|---|---|---|---|---|
| 0 - 5 | 3.249 ± 0.030 | 383.6 ± 5.6 | 1690.4 ± 18.9 | 2.33 ± 0.03 |
| 0 - 10 | 2.961 ± 0.019 | 356.9 ± 3.7 | 1502.8 ± 15.3 | 3.29 ± 0.03 |
| 10 - 20 | 2.036 ± 0.013 | 261.5 ± 2.7 | 926.4 ± 9.4 | 6.00 ± 0.06 |

**Tabela 7.1:** *Valores da centralidade usando a energia transversal depositada no FCal (DATA), para os eventos mais centrais. Também se apresentam os valores verdaderos (obtidos com PHOBOS-GMC) nessas faixas de centralidade.*

Pela aproximação de Bjorken [17, 3], estima-se que a densidade de partículas carregadas, $dN_{ch}/d\eta$, poderia estar relacionada com a densidade de energia do meio inicial formado, através da Eq. A.28:

$$\epsilon \approx \frac{3}{2} \frac{\langle m_t \rangle}{\tau_f (\pi R^2)} \left( \sqrt{1 - \frac{m^2}{\langle m_t^2 \rangle}} \right)^{-1} \left. \frac{dN_{ch}}{d\eta} \right|_{\eta \approx 0}$$

Mostra-se assim que a medida da multiplicidade é fundamental para estimar a densidade de energia do meio produzido após a colisão. O interesse do estudo na região $\eta \approx 0$ advém do fato de que nesse ponto o meio produzido é considerado em estado de repouso (ver Apêndice).

A Tabela 7.2 mostra as medidas de multiplicidade para ($\eta \approx 0$), obtidos pelos metodos de PixCounting e PixTracking. Nessa Tabela tambem se mostra as comparações de medida de multiplicidade calculadas neste trabalho com outros feitos em paralelo pelos grupos do ALICE e do ATLAS[1].

A Fig. 7.2 mostra os resultados para a medida de multiplicidade realizada pelo ALICE (LHC) [44], onde se comparam os resultados de multiplicidade (0-

[1]No caso do ATLAS, para a comparação neste trabalho, a multiplicidade foi medida utilizando-se a técnica de Tracklets [43].

| $\left.\frac{dN_{ch}}{d\eta}\right\|_{\eta\approx 0}$ | 0-5% | 0-10% | 10-20% |
|---|---|---|---|
| **PixCounting** | **1585 ± 67** | **1422 ± 42** | **906 ± 27** |
| **PixTracking** | **1590 ± 68** | **1428 ± 46** | **909 ± 27** |
| ALICE (2010) | 1584 ± 4(stat) ± 76(syst) | — | — |
| ALICE (2011) | 1601 ± 60 | — | 966 ± 37 |
| ATLAS (2011) | 1630(*) | — | — |

**Tabela 7.2:** *Medidas de multiplicidade para ($\eta \approx 0$) (0-5%, 0-10% e 0-20%), comparando os resultados obtidos neste trabalho com resultados do ALICE [44, 45] e ATLAS [43] ((*) Valor estimado com os dados disponíveis.)*

5%) com previções teóricas.

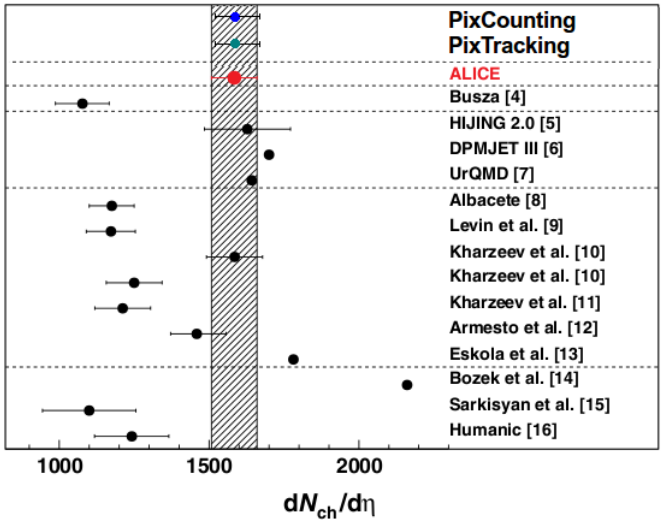



**Figura 7.2:** *Comparação da multiplicidade para eventos centrais (0-5%) com predições teoricas, adaptado de [44]. O valor obtido nesta dissertação é consistente com a faixa indicada.*

Além de $dN_{ch}/d\eta$ ser útil para a estimativa da densidade de energia do meio gerado após a colisão, essa quantidade também será essencial para uma compreensão empírica da produção de partículas em colisões de íons pesa-

dos. Isto será feito através da medição da densidade inclusiva de partículas carregadas, definida como :

$$\rho(s) = \frac{dN_{ch}/d\eta}{N_{part}/2}$$

Os resultados na medida de $\rho$ são apresentados na Tabela: 7.3 e na Fig. 7.3, mostrando resultados similares nas medidas apresentadas nesta dissertação com outras feitas no ALICE e no ATLAS. Como pode ser visto $\rho(s)$ leva informações sobre o número de partículas produzidas com respeito ao número de nucleons envolvidos na colisão, os dados para estas quantidades obtidas no LHC devem ser extrapolados com os dados registrados de experimentos no AGS e o RHIC, tanto em colisões A-A como em colisões p-p, com a finalidade de validar modelos que predizem o comportamento da produção de partículas. Extrapolações feitas, após a determinação de $\rho$, mostram que $\rho$ terá uma dependência exponencial estimada em $s^{0.15}$ (Fig. 7.3).

| $\rho$ | 0-5% | 0-10% | 10-20% |
|---|---|---|---|
| **PixCounting** | **8.3 ± 0.5** | **8.0 ± 0.3** | **6.9 ± 0.3** |
| **PixTracking** | **8.3 ± 0.5** | **8.0 ± 0.3** | **6.9 ± 0.3** |
| ALICE (2010) | 8.3 ± 0.4(syst) | — | — |
| ALICE (2011) | 8.4 ± 0.3 | — | 7.4 ± 0.3 |
| ATLAS (2011) | 8.5 ± 0.06(stat) ± 0.43(syst) | — | — |

**Tabela 7.3:** *Medidas da densidade inclusiva de partículas carregadas, $\rho$ (0-5%, 0-10% e 0-20%), comparando os resultados obtidos neste trabalho com resultados do ALICE [44, 45] e ATLAS [43]*

Concluindo, a medida da multiplicidade é fundamental no estudo do QGP, e pode se observar que com essa grandeza é possível ter uma estimativa da densidade de energia do meio gerado. Mostrou-se também, como essa medida ajuda na validação de modelos que prevêem o comportamento da produção de partículas.

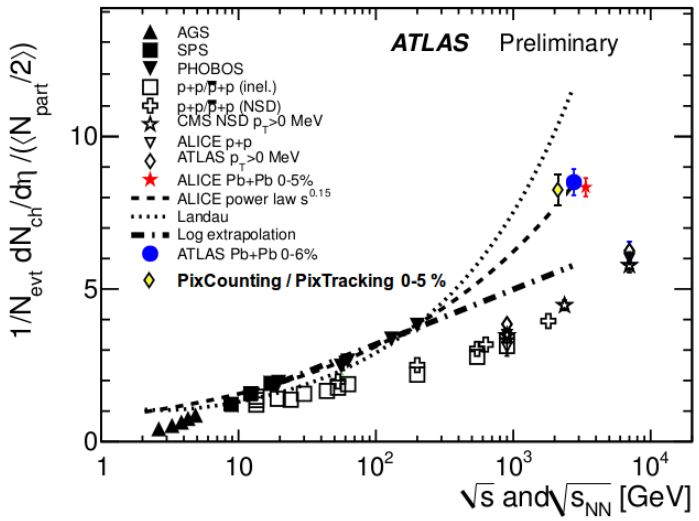



**Figura 7.3:** *Dependencia de $\rho$ em função de $s$ para colisões $p$+$p$ e $A$+$A$, adaptado de [43]. Os resultados aqui apresentados são consistentes com os obtidos pelo ALICE e pelo ATLAS.*

Este trabalho concentrou-se principalmente no modo como a multiplicidade pode ser medida experimentalmente, apresentando dois métodos de medida, que foram o PixCounting e o PixTracking. Os resultados obtidos por ambos métodos são consistentes no que diz respeito à multiplicidade e densidade de energía com os dados obtidos recentemente por outros experimentos no LHC.

# Apêndice A

# Cinemática Relativística

Nesta secção se fará uma breve revisão de algumas definições úteis no estudo de colisões entre partículas e que se aplicaram às colisões de íons pesados.

A cinemática relativística descreve o vetor quadri-momento como:

$$p = (p_0, p_1, p_2, p_3) = (p_0, p_x, p_y, p_z) = (p_0, \mathbf{p}_t, p_z) = (E, \mathbf{p})$$

onde $p_0 = E$ representa a energía da partícula e $\mathbf{p}$ o vetor momento. A partir de agora os quadri-momentos das partículas serão representados pelo nome da mesma partícula, por exemplo, o quadri-momento da partícula para $a$ será $a$, e ainda mais, a constante da velocidade da luz vai ser considerada como $c = 1$.

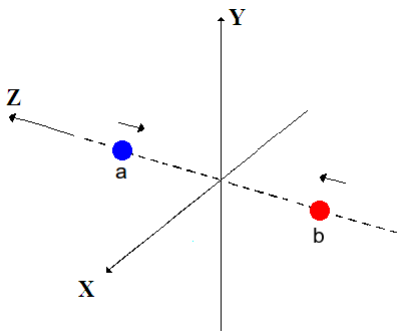



**Figura A.1:** *Esquema de uma colisão de duas particulas movimentando-se no eixo z*

Consideramos duas partículas em colisão (Fig. A.1), a equação de reação das partículas será:

$$a + b \rightarrow c + X \tag{A.1}$$

onde $a$ e $b$ são as partículas em colisão, $c$ à partícula detectada (fragmento de $a$ ou de $b$) e $X$ representa as outras partículas que podem ser produzidas na interação. A maioria dos experimentos de colisão de partículas são projetados de modo que os feixes incidentes se movimentem ao longo da direção $z$, portanto, para este caso, temos: $a = (a_0, \mathbf{0}, a_z)$, $b = (b_0, \mathbf{0}, b_z)$, e $c = (c_0, \mathbf{c}_t, c_z)$.

Considerando à partícula detectada livre, nós definimos a massa transversal da partícula $c$, $m_{ct}$, como:

$$c^2 - c_z^2 = m_c^2 + \mathbf{c}_t^2 = m_{ct}^2 \tag{A.2}$$

## A.1 Rapidez e Pseudorapidez

Uma maneira de estudar a produção de partículas é através da *rapidez*, definida como:

$$y = \frac{1}{2} ln \left( \frac{p_0 + p_z}{p_0 - p_z} \right) \tag{A.3}$$

onde $p_0$ indica a energía e $p_z$ a componente do momento na direção dos feixes incidentes ($z$). A rapidez vai depender do sistema de referência. No caso não-relativístico, a velocidade de uma partícula viajando no sentido longitudinal é igual à velocidade da partícula em unidades da velocidade da luz ($y = \beta$). Esta variável é útil porque a rapidez em um sistema de referência estará relacionada com a rapidez em outro apenas por uma constante aditiva, por exemplo: para obter a velocidade de uma partícula em relação ao centro de massa, $y_{c/cm}$, somente deve-se subtrair a rapidez da partícula medida no laboratório, $y_{c/lab}$, com a rapidez associada ao centro de massa, $y_{cm}$:

$$y_{c/cm} = y_{c/lab} - y_{cm} \tag{A.4}$$

A rapidez no centro da massa para duas partículas que colidem com a mesma massa em repouso é dada por:

$$y_{cm} = \frac{1}{2}(y_a + y_b) \tag{A.5}$$

onde $y_a$ e $y_b$ são expressos como:

$$\begin{aligned} y_a &= \frac{1}{2} ln \left( \frac{a_0 + a_z}{a_0 - a_z} \right) \\ y_b &= \frac{1}{2} ln \left( \frac{b_0 + b_z}{b_0 - b_z} \right) \end{aligned} \tag{A.6}$$

Como no centro de massa $b_z = -a_z$, e como $a$ e $b$ tem a mesma massa de repouso, então: $b_0 = a_0$, de modo que $y_b = -y_a$. Portanto, usando a Eq. A.5 temos que: $y_{cm} = 0$, e com a Eq. A.4, então temos:

$$\begin{aligned} y_{a/cm} &= y_{a/lab} = y_a \\ y_{b/cm} &= y_{b/lab} = -y_a \end{aligned} \tag{A.7}$$

A importância da Eq. A.7 reside em definir os limites de rapidez que pode ter qualquer partícula produzida, é nesse limite que se definem as *regiões de fragmentação*. Se a partícula produzida tem uma rapidez próxima de zero, então se diz que está na *região central de fragmentação*, e se esta tem uma rapidez próxima de $-y_a$ ou $y_a$, podemos dizer que está localizada na *região de fragmentação posterior* ou *frontal* (com respeito à partícula incidente $a$, respeitivamente). Como as partículas $a$ e $b$ são semelhantes, pode ser visto que a região de fragmentação *posterior* em relação a $a$ corresponde à região de fragmentação $frontal$ em relação a $b$ e vice-versa, de modo que para efeitos práticos, consideramos apenas as *regiões frontais de fragmentação*.

Podemos expressar $(p_0, p_z)$ em termos de $(y, \mathbf{p}_t)$, e vice-versa, com as seguintes relações:

$$
\begin{aligned}
e^y &= \sqrt{\frac{p_0 + p_z}{p_0 - p_z}} \\
e^{-y} &= \sqrt{\frac{p_0 - p_z}{p_0 + p_z}} \\
p_0 &= m_t cosh(y) \\
p_z &= m_t senh(y)
\end{aligned} \tag{A.8}
$$

onde $m_t^2 = m^2 + \mathbf{p}_t^2$. Uma propriedade importante que se pode tirar da Eq. A.8 é a seguinte:

$$dp_z = p_0 dy = E dy \tag{A.9}$$

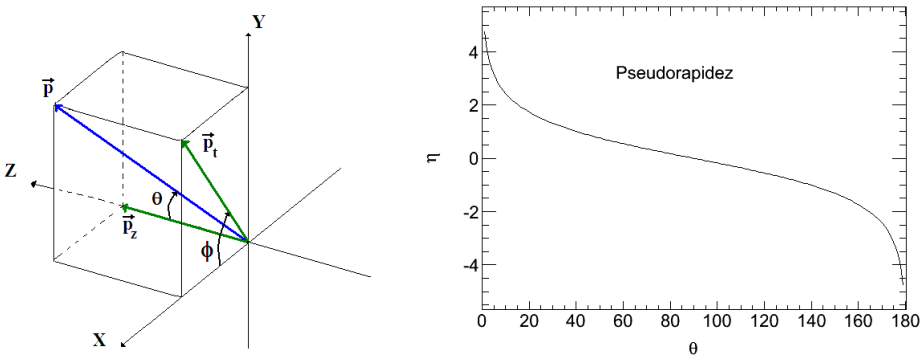
A Eq. A.9 é, talvez, a propriedade mais importante que tem a utilização da rapidez, uma vez que está relacionada com o momento invariante diferencial de Lorentz, $d\mathbf{p}/E$, que com a ajuda da Eq. A.9, pode ser expressado como:

$$\frac{d\mathbf{p}}{E} = \frac{dp_z d\mathbf{p}_t}{E} = dy d\mathbf{p}_t \tag{A.10}$$

Ou seja, podemos expressar o momento invariante diferencial em função da rapidez e do momento transverso.

No entanto, para obter a rapidez de uma partícula, é necessário conhecer a sua energía e momento longitudinal, mas, experimentalmente, conforme se aumenta a energia de colisão, apenas uma fração das partículas produzidas podem ser registradas [3]. É usual medir o ângulo da partícula detectada com respeito ao eixo dos feixes incidentes, $\theta$. Conhecendo esse ângulo define-se a variável *pseudorapidez* como:

$$\eta = \frac{1}{2} ln \left( \frac{|\mathbf{p}| + p_z}{|\mathbf{p}| - p_z} \right) = -ln[tan(\theta/2)] \tag{A.11}$$




**(a)** **(b)**

**Figura A.2:** *(a) Representação do tri-momento em coordenadas cartesianas, indicando o momento longitudinal (com respeito à direção dos feixes) e transversal (perpendicular à direção dos feixes); (b) Pseudorapidez em função do angulo $\theta$.*

Pode-se notar que se o momento é grande, $|\mathbf{p}| \approx p_0$, então $\eta \approx y$. A Fig.A.2 mostra a representação tridimensional do vector momento para uma partícula produzida e o ângulo com respecto a $\theta$; também se apresenta o gráfico que relaciona o ângulo $\theta$ com a pseudorapidez, $\eta$.

É também possível expressar $\eta$ em função de $y$ e $\mathbf{p}_t$:

$$\eta = \frac{1}{2} ln \left[ \frac{\sqrt{m_t^2 cosh^2 y - m^2} + m_t senhy}{\sqrt{m_t^2 cosh^2 y - m^2} - m_t senhy} \right] \tag{A.12}$$

onde $m_t^2 = m^2 + \mathbf{p}_t^2$, a Eq. A.12 é útil porque podemos expressar o diferencial de pseudorapidez com respeito à rapidez ($y$ e $\mathbf{p}_t$ são independentes) como:

$$\frac{d\eta}{dy} = \sqrt{1 + \frac{m^2}{m_t^2 cosh^2 y - m^2}} \tag{A.13}$$

As conseqüências que surgem da Eq. A.13 serão vistas nas distribuições das particulas.

## A.2 Distribuição das Partículas Produzidas

O diferencial de quantidade das partículas produzidas, $dN$, por diferencial de momento invariante é expressado por: $Ed^3N/d\mathbf{p}$, que é uma quantidade também invariante. Então, usando a Eq. A.10, Temos:

$$\frac{Ed^3N}{d\mathbf{p}} = \frac{d^3N}{dyd\mathbf{p}_t} \tag{A.14}$$

Portanto, $d^3N/dyd\mathbf{p}_t$ é também uma invariante de Lorentz. Pela definição de rapidez, Eq. A.3, $y$ não depende de $\mathbf{p}_t$, pelo que podemos integrar a expressão encontrada na Eq. A.14 sobre todos os momentos transversos, $p_t$, obtendo apenas a expressão $dN/dy$, conhecida como a *densidade de rapidez das partículas produzidas.* Como já se mencionou na introdução serão medidas apenas as partículas carregadas (estima-se que $N \approx (3/2)N_{ch}$ [3]), de forma que se referem à *densidade de rapidez das partículas carregadas produzidas*, $dN_{ch}/dy$. O número de partículas produzidas é obtido através da integral na rapidez:

$$N_{ch} = \int (\frac{dN_{ch}}{dy})dy \tag{A.15}$$

A importância na medida de $dN_{ch}/dy$ reside no fato de que esta não irá mudar a sua forma quando se mudar de um sistema de referência para outro (será a mesma no laboratório e no referêncial de centro de massa, por exemplo). No entanto, é habitual medir as distribuições em unidades de pseudorapidez, portanto, retornando à Eq. A.14, e com o obtido na Eq. A.13, temos a seguinte expressão:

$$\frac{d^3N_{ch}}{d\eta d\mathbf{p}_t} = \sqrt{1 - \frac{m^2}{m_t^2 cosh^2 y}}\frac{d^3N_{ch}}{dyd\mathbf{p}_t} \tag{A.16}$$

Pode-se notar que $d^3N/d\eta d\mathbf{p}_t$ não é uma invariante de Lorentz, por isso irá depender do sistema de referência onde ela é medida. A densidade de

pseudorapidez das partículas carregadas medida no laboratório é dada por $dN_{ch}/d\eta$, que é a integral sobre o momento transverso de $d^3N_{ch}/d\eta d\mathbf{p}_t$. Resultado semelhante foi obtido para $dN_{ch}/dy$, portanto, a Eq. A.16 se reduz a:

$$\frac{dN_{ch}}{d\eta} = \sqrt{1 - \frac{m^2}{m_t^2 cosh^2 y}} \frac{dN_{ch}}{dy} \tag{A.17}$$

A partir da Eq. A.17, pode ser visto que se $|y| >> 0$, então, os valores de $dN_{ch}/d\eta$ e $dN_{ch}/dy$ serão semelhantes. Mas, para uma colisão de duas partículas, medidas no referêncial do centro de massa, temos que quando $y \approx 0 \approx \eta$, a igualdade na Eq. A.17 fica reduzida a:

$$\left.\frac{dN_{ch}}{d\eta}\right|_{\eta\approx 0} \approx \sqrt{1 - \frac{m^2}{\langle m_t^2 \rangle}} \left.\frac{dN_{ch}}{dy}\right|_{y\approx 0} \tag{A.18}$$

A Eq. A.18 mostra que espera-se uma ligeira depressão na distribuição de pseudorapidez para $\eta \approx 0$ (no referencial de centro de massa), o que é observado na Fig. A.3, na qual se mostram as distribuições de rapidez e pseudorapidez esperadas em colisões de íons pesados.

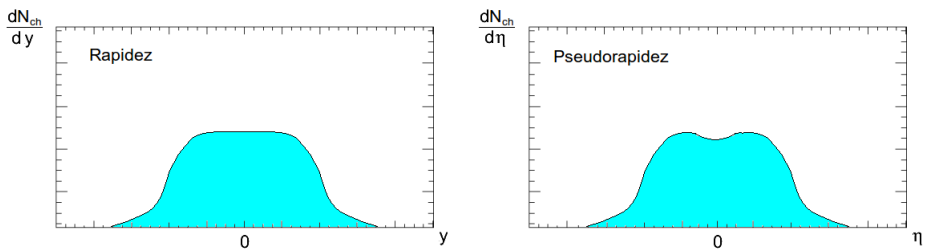



**Figura A.3:** *Distribuições de rapidez e pseudorapidez esperados em colisões de íons pesados medidos no centro de massa, de acordo com as Eqs. A.17 y A.18. Os gráficos são meramente ilustrativos.*

## A.3 Densidade de Energia e Energia Transversal

Das relações mostradas na Eq. A.8, foram obtidas as relações para o momento longitudinal na direção $z$, $p_z$, e a energia, $E = p_0$, em função da rapidez. Logo, é possível determinar a velocidade da partícula por meio de:

$$v_z = \frac{p_z}{p_0} = tgh(y) \tag{A.19}$$

Para uma partícula que vem da origem (0,0) (ponto onde os núcleos colidem), temos que as suas coordenadas $z$ e $t$ estão relacionadas por:

$$\frac{z}{t} = v_z = tgh(y) \tag{A.20}$$

Por analogia com a Eq. A.8, podemos expressar $z$ e $t$ como:

$$\begin{aligned} t &= \tau cosh(y) \\ z &= \tau senh(y) \end{aligned} \tag{A.21}$$

onde $\tau$ é o tempo próprio, definido como $\tau = \sqrt{t^2 + z^2}$. A partir da Eq. A.21, temos que, para um dado valor de $\tau$, um pequeno valor de rapidez está associado a um pequeno valor de $z$. Portanto, pode-se associar a região central de fragmentação com a região central espacial cerca de $z \sim 0$. Com esta propriedade, então é possível que a distribuição de rapidez, $dN/d\eta$, possa ser associada com a distribuição espacial e, assim, poder definir a densidade de energia.

A Fig. A.4a mostra a configuração de dois núcleos antes da colisão, no centro do sistema de massa, tem sido considerado que os núcleos vem de $z = -\infty$ para $A$ e $z = +\infty$ para $B$, ambos com quase a velocidade da luz. Eles irão colidir no ponto ($z$,$t$)=(0,0), onde devido à colisão, produziram uma grande

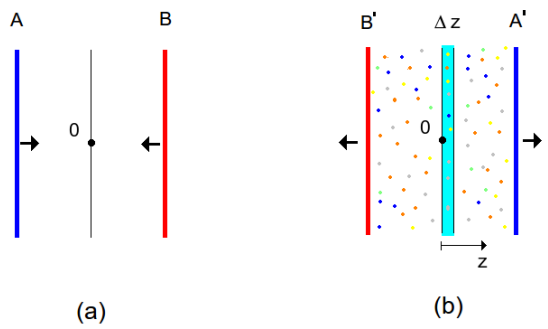



**Figura A.4:** *(a) Configuração de dois nucleos antes da colisão, respresentados pelas linhas azul e vermela (A e B respeitivamente); (b) Configuração apos a colisão, mostrando às partículas produzidas e o pequeno 'volumen' ao redor de $z \sim 0$*

quantidade de energia que será depositada em uma pequena região do espaço num periodo de tempo muito curto, como é mostrado na Fig. A.4b.

A densidade de energia é definida com o elemento de fluído em repouso ($z \sim 0$). No sistema centro de massa, a matéria está em repouso em $z = 0$. Por tanto vamos centrar a nossa atenção na região de $z = 0$, e considerar apenas uma pequena variação longitudinal de $\Delta z$ em $z = 0$, como é mostrado na Fig. A.4b. Denotamos a área de sobreposição da transversal dos dois núcleos como $S$, tal que o volume formado por $S$ e $\Delta z$ será $S\Delta z$. Considereremos o tempo proprio $\tau_f$, chamado de tempo de formação (tempo de formação e equilíbrio do QGP). A densidade de partículas neste volume para $z = 0$ e $\tau = \tau_f$ é:

$$\frac{\Delta N}{S\Delta z} = \frac{1}{S}\frac{dN}{dy}\frac{dy}{dz}\bigg|_{y=0} = \frac{1}{S}\frac{dN}{dy}\frac{1}{\tau_f cosh(y)}\bigg|_{y=0} \tag{A.22}$$

A energia de uma partícula com rapidez $y$ é $m_t cosh(y)$, de modo que a densidade de energia inicial, pode ser expressa como:

$$\epsilon = m_t cosh(y)\frac{\Delta N}{S\Delta z} \tag{A.23}$$

Por conseguinte, a densidade média de energia sobre a área de secção transversal $S$, em um tempo proprio $\tau_f$ será:

$$\epsilon = \frac{\langle m_t \rangle}{\tau_f S} \frac{dN}{dy}\bigg|_{y=0} \tag{A.24}$$

A Eq. A.24 é conhecida como a aproximação Bjorken para a densidade de energia do QGP [17, 3], onde $\langle m_t \rangle$ me mostra a massa transversal média das partículas produzidas. A partir da Eq. A.2 podemos ver claramente que a massa transversal definida tem unidades de energia e armazena informações sobre a massa da partícula e o momento transverso desta. Essas partículas são produzidas nos primeiros momentos após a colisão e transportam a informação do "fluido"produzido. Nós definimos a *energia transversal* das $N$ partículas produzidas como:

$$E_t = \langle m_t \rangle N \tag{A.25}$$

Em seguida, utilizando a Eq. A.24, temos:

$$\epsilon = \frac{\langle m_t \rangle}{\tau_f S} \frac{dN}{dy} \approx \frac{1}{\tau_f S} \frac{dE_T}{dy} \tag{A.26}$$

Podemos obter a densidade de energia se é que se conhece a energia transversal produzida.

Voltando na Eq. A.24, com a finalidade de encontrar o máximo de densidade produzida, podemos ver que isso ocorrera quando a área transversal superposta pelos núcleos seja maxima, $S = \pi R^2$ (onde $R$ é o raio nuclear). Além disso, experimentalmente são medidas de preferência as partículas carregadas, onde se consideram que: $N \approx 3/2 N_{ch}$ [3]. Assim, a Eq. A.24 se reduz a:

$$\epsilon \approx \frac{3}{2} \frac{\langle m_t \rangle}{\tau_f (\pi R^2)} \frac{dN_{ch}}{dy}\bigg|_{y \approx 0} \tag{A.27}$$

Se a distribuição de partículas é dada em unidades de pseudorapidez, podemos usar a Eq. A.18, de modo que a Eq. A.27 pode ser expressa como:

$$\epsilon \approx \frac{3}{2} \frac{\langle m_t \rangle}{\tau_f(\pi R^2)} \left( \sqrt{1 - \frac{m^2}{\langle m_t^2 \rangle}} \right)^{-1} \left. \frac{dN_{ch}}{d\eta} \right|_{\eta \approx 0} \tag{A.28}$$

# Bibliografia


[1] Kenneth G. Wilson. *Phys. Rev. D*, 10:2445, 1974. 1

[2] RHIC. *Hunting the Quark Gluon Plasma.* BNL -73847-2005, Formal Report, 2005. 1

[3] J. Bartke. *Introduction to Relativistic Heavy Ion Collisions.* World Scientific publishing, 2009. 1, 2, 11, 84, 92, 94, 98

[4] E. Shuryak. *Physics*, 3:105, 2010. 1

[5] P. Steinberg. *arxiv:nucl-ex/0210009v1*, 2002. 1, 5

[6] Galeria web de imagems do RHIC. http://www.bnl.gov/rhic/images.asp. 2, 6

[7] Galeria web de imagems do ATLAS. http://www.atlas.ch/photos/. 3, 7, 22, 24, 25, 26

[8] BRAHMS Collaboration. *Nucl. Phys. A*, 757:1–27, 2005. 4

[9] PHENIX Collaboration. *Nucl. Phys. A*, 757:184–283, 2005. 4

[10] PHOBOS Collaboration. *Nucl. Phys. A*, 757:28–101, 2005. 4

[11] STAR Collaboration. *Nucl. Phys. A*, 757:102–183, 2005. 4

[12] W. Busza and A. Goldhaber. *Phys. Lett. B*, 139:235, 1984. 5

[13] D.S. Barton *et al.* *Phys. Rev. D*, 27:2580, 1982. 5

[14] J. Barrete *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 64:1219, 1990. 5

[15] Xin-Nian Wang and Miklos Gyulassy. *Phys. Rev. D*, 44:3501, 1991. 6, 20

[16] B. B. Back *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 91:052303–1, 2003. 6, 36

[17] Cheuk-Yin Wong. *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*. World Scientific publishing, 1994. 6, 8, 20, 84, 98

[18] A. Adare *et al.* *arXiV:1103.6269v1*. 6

[19] E. Shuryak. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 53:273, 2004. 7

[20] The ATLAS Collaboration. *CERN/LHCC/2007-001*, 2007. 10, 61

[21] J.C. Hill. *Nucl. Phys. A*, 661:313c–316c, 1999. 12

[22] M.L.Miller; K.Reygers; S.J.Sanders and P.Steinberg. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 57:205, 2007. 13, 14

[23] M.Baker; C.Loizides; P.Steinberg and B.Alver. *arXiv:0805.4411v1*, 2008. 14, 16

[24] Xin-Nian Wang and Miklos Gyulassy. *arxiv:nucl-th/9502021v1*. 19, 20

[25] The ATLAS Collaboration. *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*. Institute of Physics Publisihing and SISSA, 2008. 21

[26] The ATLAS Collaboration. *Expected Performance of the ATLAS Experiment*. CERN-OPEN-2008-020, 2008. 21

[27] ATLAS Heavy Ion Working Group. *Heavy Ion Physics with the ATLAS Detector at the LHC*. 2009. 21, 23, 39

[28] The ATLAS Collaboration. *The ATLAS Inner Detector: Technical Design Report*, volume 1. ATLAS TDR 4, CERN/LHCC 97-16, 1997. 23

[29] G. Aad *et al.* *arXiv:1004.5293*, 2010. 23

[30] B. Zabinski. *Acta Phys. Pol. B*, 42:1729, 211. 23, 37, 52

[31] A. Artamonov *et al.* *Journal of Instrumentation*, 3, 2008. 26, 27

[32] W. H. Bell. ATLAS: Minimum Bias. MPI LHC08, October 2008. 28

[33] Informação web sobre o Zero Degree Calorimeter do ATLAS. https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/atlas/zerodegreecalorimeter. 27, 29

[34] The ATLAS Collaboration. *New J. Phys.*, 13:053033, 2011. 33

[35] G. Wolschin. *Phys. Lett. B*, 698:411, 2011. 37

[36] T. Cornelissen *et al.* *J. Phys.: Conf. Ser.*, 119:032014, 2008. 37

[37] The ROOT Team. *ROOT: Users Guide 5.26.* 2009. 43

[38] 4 Informação web sobre o GEANT. http://geant4.cern.ch/. 50

[39] E. Bouhova-Thacker *et al.* *ATL-INDET-PUB-2009-001.* 52

[40] Informação web sobre os Triggers no MBTS do ATLAS. https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/atlas/mbtstrigger. 60

[41] Informação web sobre os Triggers e seleção de eventos usados em colisoes de ions pesados no ATLAS. https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/atlasprotected/heavyionanalysis2010. 60

[42] Informação web sobre os Triggers no ZDC do ATLAS. https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/atlas/zdctrigger. 62

[43] Y. Chen. *ATL-PHYS-PROC-2011-070*, 2011. 84, 85, 86, 87

[44] K. Aamodt *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 105:252301, 2010. 84, 85, 86

[45] K. Aamodt *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 106:032301, 2011. 85, 86