

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL  
INSTITUTO DE FÍSICA

Paulo Henrique Fetter da Luz

FOCAL: UM ESTUDO SOBRE A IMPLEMENTAÇÃO DO  
CALORÍMETRO ELETROMAGNÉTICO E HADRÔNICO NO  
EXPERIMENTO ALICE

PORTO ALEGRE

2020

Paulo Henrique Fetter da Luz

FOCAL: UM ESTUDO SOBRE A IMPLEMENTAÇÃO DO  
CALORÍMETRO ELETROMAGNÉTICO E HADRÔNICO  
NO EXPERIMENTO ALICE

**Trabalho de Conclusão de Curso sub-  
metido à Universidade Federal de Rio  
Grande do Sul, como requisito necessá-  
rio para obtenção do grau de Bacharel  
em Física.**

Orientadora: Profa. Dra. Maria Beatriz de Leone Gay Ducati

Porto Alegre

2020

*Este trabalho é dedicado à minha mãe Máuren,  
e em memória ao meu pai José.  
Ambos, pilares de quem eu sou hoje.*



# Agradecimentos

À minha orientadora Dr<sup>a</sup> Maria Beatriz, pela paciência e minuciosa orientação.

À minha mãe Máuren e minha irmã Ana Paula, por sempre me apoiarem nas minhas decisões.

Ao meu namorado Vinicius, por estar sempre ao meu lado me encorajando.

Aos meus professores pelas contribuições no meu desenvolvimento acadêmico.

Aos meus pets, pelo carinho e tranquilidade que me proporcionaram nesse período.



# Resumo

Estuda-se a implementação do calorímetro eletromagnético e hadrônico (FoCal), a ser instalado durante a terceira grande pausa do CERN, em 2026 – 2028. Trata-se de um novo detector com a capacidade de obter medições de fótons diretos em colisões próton-próton e próton-núcleo no regime de pequenos valores de  $x$  de Bjorken e cobrindo pseudo-rapidez de  $3,2 < \eta < 5,8$ . Para isso, apresenta-se os fenômenos físicos em  $x$  pequeno ( $x < 10^{-3}$ ), as modificações nucleares que surgem em colisões próton-núcleo devido ao efeito recombinação de glúons presentes em dados do SLAC, EMC e LHC. Mostra-se a tecnologia dos calorímetros, analisando a produção de chuveiros eletromagnéticos e chuveiros hadrônicos, quando as partículas incidentes interagem com o detector. Com a análise do funcionamento do calorímetro de amostragem verifica-se que a resolução de energia do calorímetro hadrônico é menor que no caso do calorímetro eletromagnético. Apresenta-se os detalhes técnicos, como o modelo e tipos de materiais utilizados no FoCal e analisa-se a resposta apresentada pelo detector para as medições de fótons diretos. As simulações para o FoCal demonstram um excelente desempenho para medida dos fótons cobrindo um alcance pioneiro de  $x < 10^{-6}$ .

**Palavras-chave:** Física. Física de Partículas. Calorímetros. ALICE. FoCal.



# Abstract

The implementation of the electromagnetic and hadronic calorimeter, FoCal, to be installed during the Long Shutdown 3 from CERN, in 2026–2028, is studied. It is a new detector with the capacity of obtaining prompt photons measurements in proton-proton and proton-nuclei collisions in the regimen of low values of Bjorken- $x$  and covering pseudorapidity of  $3, 2 < \eta < 5, 8$ . In order to do that, this work intends to introduce the physical phenomena in small  $x$  ( $x < 10^{-3}$ ), to investigate the nuclear modifications which arise in proton-nuclei collisions due to gluon recombination effect that is present in data from SLAC, EMC and LHC. The calorimeter technology is going to be studied, analyzing the production of electromagnetic showers and hadronic showers, when the particles interact with the detector. With the analysis of the functioning of the sampling calorimeter, it is verified that the energy resolution from the hadronic calorimeter is lower than in the case of the electromagnetic calorimeter. The technical details are presented, such as the model and types of materials used in FoCal and the answer shown by the detector is analyzed for the measurement of prompt photons. The simulation for FoCal demonstrates excellent performance for the measurement of photons covering a pioneer range of  $x < 10^{-6}$ .

**Keywords:** Physical. Particle Physics. Calorimeters. ALICE. FoCal.



# Lista de ilustrações

Figura 1 – Diagrama de Feynman para força eletromagnética mediada pelo fóton $\gamma$ , força nuclear forte mediada pelo glúon $g$ e os diagramas da força nuclear fraca mediada pelos bóson $Z$ , $W^+$ e $W^-$ . . . . .	18
Figura 2 – Diagrama de Feynman para o espalhamento profundamente inelástico (DIS) que corresponde a uma interação do tipo $l+N \rightarrow l'+\chi$ . Ilustração adaptada de [1] . . . . .	23
Figura 3 – Medidas para a pseudo-rapidez em diferentes ângulos. . . . .	24
Figura 4 – À esquerda, razão das funções de estrutura $F_2^n / F_2^p$ , imagem obtida de [2] de dados retirados do (SLAC). À direita, PDFs obtidas do HERAPDF2.0, imagem obtida de [3] . . . . .	26
Figura 5 – a) <i>Gluon splitting</i> , o glúon pode se desdobrar em um par de glúons. b) <i>Gluon fusion</i> , dois glúons podem se recombinar emitindo um glúon. . .	27
Figura 6 – Medidas da razão $F_2^A/F_2^D$ entre alvo de carbono (C), cobre(Cu) e estanho(Sn), respectivamente. Os dados foram tirados de [4] . . . . .	29
Figura 7 – Diagrama de Feynman para o processo Drell-Yan. . . . .	30
Figura 8 – Fator de modificação nuclear em função do momento transversal para a produção de mésons $D^0$ diretos. As linhas tracejadas e coloridas se referem a previsão teórica de distintos modelos. Retirada de [3] . . . .	32
Figura 9 – Fotoprodução de mésons $J/\Psi$ segundo método de Weizsacker-Williams. Nesse modelo o fóton virtual flutua em um par $c\bar{c}$ que interage com os glúons do próton/núcleo hadronizando no $J/\Psi$ . Ilustração adaptada de [5]. . . . .	34
Figura 10 – Fração de energia perdida por comprimento de radiação em função da energia incidente do elétron e do pósitron para diferentes processos. Do gráfico, observa-se que processos como o espalhamento Møller, o espalhamento Bhabha e a aniquilação de pósitrons não contribuem para perdas de energia no regime de altas energias. A figura foi retirada de [6]	39
Figura 11 – Gráfico da seção de choque do fóton em função da energia incidente no núcleo de Chumbo. Os processos descritos são: efeito fotoelétrico, o espalhamento Compton e a produção de pares. A figura foi retirada de [7]	40
Figura 12 – a) Chuveiro eletromagnético produzido por um fóton. b) Chuveiro eletromagnético produzido por um elétron a alta energia. Os processos que deram origem aos chuveiros a) e b) são a produção de pares $e^-e^+$ e o Bremsstrahlung do elétron. . . . .	40

Figura 13 – À esquerda, profundidade a qual o chuveiro atinge um máximo de partículas para diferentes materiais em função da energia incidente. À direita, profundidade a qual contém 95% da energia do chuveiro eletromagnético para diferentes materiais em função da energia incidente. Em ambos os gráficos é considerado o elétron como partícula incidente.	43
Figura 14 – À esquerda, profundidade a qual o chuveiro hadrônico atinge um máximo de partículas em função da energia incidente. À direita, profundidade a qual contém 95% da energia do chuveiro eletromagnético em função da energia incidente.	46
Figura 15 – Esquema de montagem de um calorímetro de amostragem, onde mostra a presença dos dois meios, o meio ativo e o passivo.	47
Figura 16 – Esquema de montagem do calorímetro FoCal-E. A figura foi retirada de [3]	53
Figura 17 – a) Desenvolvimento longitudinal do chuveiro eletromagnético em termos das camadas do calorímetro para diferentes valores de energia. b) Resolução de energia em função da energia incidente. Retirado [3]	53
Figura 18 – Desenvolvimento lateral de chuveiros eletromagnéticos provenientes de um elétron incidente. A figura foi retirada de [3]	54
Figura 19 – Arranjo do calorímetro de amostragem hadrônico. Corresponde a 372 módulos onde cada módulo é feito de Chumbo e fibra cintilante. Os valores estão em centímetros. A figura foi retirada de [8]	55
Figura 20 – Modificação nuclear da distribuição de glúons para o núcleo de Chumbo em função do momento $x$ em $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2/c^2$ . Retirado de [3]	56
Figura 21 – Incerteza relativa em função do momento transversal obtida em simulações no ALICE. a) Medidas de fótons diretos em colisões pp a energia de 14 TeV. b) Medidas de fótons diretos em colisões p-Pb a 8,8 TeV. A faixa em azul corresponde a banda de erros sistemáticos e as barras pretas a erros estatísticos. Retirado de [3]	57
Figura 22 – Alcance cinemático para medidas de DIS, a esquerda, e para UPC, à direita. Corresponde ao alcance de algumas experiências e os pretendidos serem alcançados pelo FoCal. As retas tracejadas correspondem as escalas de saturação para o próton e para o chumbo conforme (2.15). Retirado de [3]	57

# Lista de tabelas

Tabela 1 – As quatro forças fundamentais, suas teorias quânticas de campos e suas respectivas partículas mediadoras . . . . .	17
Tabela 2 – Valores do comprimento de radiação $X_o$ , da energia crítica $\epsilon$ , das profundidades $t_{max}$ e $t_{95\%}$ e do raio de Molière $R_M$ para o chuveiro eletromagnético em um material com número atômico $Z$ com um elétron incidente de 1 GeV. Os dados foram retirados de [9] . . . . .	44
Tabela 3 – Valores do comprimento de radiação $X_o$ , do comprimento de interação nuclear $\lambda_I$ (cm) e da razão $\lambda_I/X_I$ para o chuveiro eletromagnético em um material com número atômico $Z$ . Os dados foram retirados de [9] . . . . .	46



# Sumário

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>17</b>
<b>2</b>	<b>REGIME DE <math>x</math> PEQUENO</b>	<b>21</b>
2.1	Modelo Partônico e as funções de estrutura	22
2.2	QCD perturbativa e a evolução dinâmica dos pártons	27
2.3	Processos Hadrônicos	29
2.3.1	O processo Drell-Yan	30
2.3.2	Produção de mésons pesados	31
2.3.2.1	<i>Produção de <math>D^0</math></i>	32
2.3.2.2	<i>Produção hadrônica de mésons <math>J/\Psi</math> e <math>\Upsilon</math></i>	33
2.3.2.3	<i>Fotoprodução de mésons pesados em colisões ultra-periféricas</i>	34
2.4	Conclusão	35
<b>3</b>	<b>CALORÍMETROS</b>	<b>37</b>
3.1	Chuveiro eletromagnético	38
3.2	Caracterização de chuveiros eletromagnéticos	41
3.3	Chuveiro hadrônico	44
3.4	Caracterização de chuveiros hadrônicos	45
3.5	Calorímetro de amostragem	46
3.6	Conclusão	49
<b>4</b>	<b>IMPLEMENTAÇÃO DO FOCAL NO ALICE</b>	<b>51</b>
4.1	Modelo do FoCal-E	51
4.2	Modelo do FoCal-H	54
4.3	Resultados esperados e desempenho do FoCal	55
4.4	Conclusão	58
<b>5</b>	<b>CONSIDERAÇÕES FINAIS</b>	<b>59</b>
	<b>REFERÊNCIAS</b>	<b>63</b>



# 1 Introdução

Com o advento da mecânica quântica e da teoria da relatividade aumentaram os nossos questionamentos sobre os constituintes mais fundamentais da matéria. As teorias mais atuais resumem que todos os fenômenos da natureza são resultados de quatro forças fundamentais. São elas a força eletromagnética, a força gravitacional, a força nuclear forte e a força nuclear fraca. Cada força age sobre a matéria através de uma partícula mediadora conhecida como bóson de Gauge. É explicada por uma teoria quântica de campos e pode ser representada por um diagrama de Feynman.

Tabela 1 – As quatro forças fundamentais, suas teorias quânticas de campos e suas respectivas partículas mediadoras

<b>Força</b>	<b>Teoria</b>	<b>Mediador</b>
Eletromagnética	Eletrodinâmica	Fóton
Forte	Cromodinâmica	Glúon
Fraca	Interação Fraca	$W^+$ , $W^-$ e $Z$
Gravitacional	Geometrodinâmica	Graviton (não descoberto)

A força eletromagnética é responsável por todos os fenômenos eletromagnéticos de partículas com carga elétrica. Ela está muito bem fundamentada na teoria da eletrodinâmica quântica (QED). O seu mediador é o fóton e todo processo físico eletromagnético pode ser resumido em combinações do diagrama de Feynman da figura 1. Neste diagrama temos uma subpartícula, lépton ou quark, emitindo(ou absorvendo) um fóton de forma que pode ocorrer troca de momento. Para que ocorra um processo eletromagnético deve-se combinar dois ou mais vértices como o da figura. Cada vértice representa um fator e a soma de todos os vértices e diagramas de Feynman devem ser levados em conta ao analisar qualquer processo físico. Na prática há diversos diagramas de Feynman para um mesmo processo então levar em conta todos pode se tornar complicado. Entretanto, na QED, cada diagrama carrega uma constante de acoplamento  $\alpha = e/\hbar c = 1/137$  (constante da estrutura fina) de forma que a contribuição de diagramas de ordem maior, com mais de 4 vértices se tornam mínimas.

Na força nuclear forte, a carga de cor desempenha o mesmo papel da carga elétrica na QED. Essa força é a responsável por ligar os quarks em compostos chamados hádrons e por consequência manter o núcleo atômico (prótons e nêutrons) unidos. Essa força age somente em quarks, uma vez que léptons não tem carga de cor. A teoria quântica de campos para essa teoria é a Cromodinâmica Quântica (QCD) e o processo mais fundamental é representado na figura 1, onde a partícula mediadora da força é o glúon. O mediador gluon, diferente do fóton, possui carga e também há três tipos diferentes de carga de cor (Red,

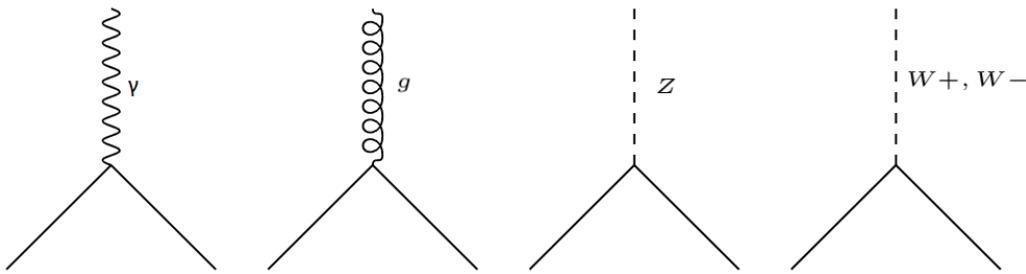


Figura 1 – Diagrama de Feynman para força eletromagnética mediada pelo fóton  $\gamma$ , força nuclear forte mediada pelo glúon  $g$  e os diagramas da força nuclear fraca mediada pelos bóson  $Z$ ,  $W^+$  e  $W^-$

Green e Blue). No processo mais fundamental o quark pode trocar de carga e para haver a conservação de carga de cor o glúon deve carregar a diferença. Os glúons são coloridos e podem se acoplar entre si, de modo que o estudo da QCD é mais complexa que a QED.

Todas as partículas, quarks e léptons, realizam interação fraca e é essa interação que explica processos de decaimento radioativo. A interação fraca pode ser de corrente carregada, quando mediada pelos bósons  $W^+$  e  $W^-$ , ou corrente neutra quando mediada pelo bóson  $Z$ . Nessa interação os quarks podem trocar de sabor. A teoria quântica de campos responsável por explicar a força fraca é a Flavordinâmica.

Por último, a força gravitacional é a responsável por explicar os movimentos dos astros. Sua teoria é descrita pela Relatividade Geral de Einstein, entretanto ainda não se tem uma descrição mais completa de uma teoria quântica gravitacional (Geometrodinâmica). A força gravitacional deve ser mediada pelos grávitons entretanto ainda não se obteve resultados experimentais que consolidem os efeitos gravitacionais nas partículas fundamentais.

Desde 1978 a comunidade científica tem definido um modelo padrão das partículas mais fundamentais. Esse modelo é composto por duas classes de partículas, as que obedecem a estatística de Fermi-Dirac, chamadas de Férmions e as partículas que obedecem a estatística de Bose-Einstein, os bósons. Começando pelos férmions, podem ser divididos em quarks e léptons, são partículas pontuais de spin  $\frac{1}{2}$  e, a priori, sem subestrutura. Já os bósons, são partículas de spin inteiro e são os mediadores das quatro forças fundamentais.

Os quarks, subdivisão dos férmions, são partículas com carga elétrica fracionária e com carga de cor. São divididos em três famílias e diferenciadas pelo número quântico sabor. Os sabores são: up(u), down(d), strange(s), charm(c), bottom(b) e top(t). Realizam todas as interações fundamentais (a interação gravitacional não é incluída no modelo padrão) e pela hipótese de confinamento, nenhum quark é encontrado no estado singleto de cor. Essa hipótese explica o fato experimental de nenhum quark ter sido detectado isolado.

Todos os quarks se encontram em estruturas mais complexas denominadas hádrons que por sua vez, se dividem em dois grupos: mésons e bárions. Bárions são hádrons compostos por três quarks e mésons são compostos por dois quarks. Recentemente foram descobertos bárions exóticos compostos por cinco quarks [10].

Diferente dos quarks, os léptons são subpartículas que não têm carga de cor, de forma que não realizam a interação forte. Também são divididas em três famílias e diferenciadas por número de sabor. Os sabores são: elétron ( $e$ ), múon ( $\mu$ ), tau ( $\tau$ ) e os seus respectivos neutrinos,  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  e  $\nu_\tau$ .

Além dessas partículas, o modelo prevê a existência dos mediadores das forças fundamentais. Sendo o fóton ( $\gamma$ ), o mediador da interação eletromagnética; os bósons  $W^+$ ,  $W^-$  e  $Z$  mediadores da interação fraca e o gráviton para a gravidade. Para a interação forte tem-se os glúons que, pela hipótese de confinamento, devem ser bicoloridos de forma a carregar a diferença de cor em processos onde quarks mudam de carga de cor.

Uma teoria que descreve bem os hádrons é o modelo de pártons. Nessa teoria os hádrons são formados como um conjunto de partículas pontuais e sem estrutura. Essas partículas são chamadas de pártons e cada uma carrega uma fração  $x$  do momento do hádron. Dentro de um intervalo com  $x > 10^{-3}$  a teoria obtém com bastante exatidão as funções de estrutura dos núcleos para o espalhamento profundamente inelástico (DIS). Devido a invariância de escala de Björken as funções de estrutura obtidas através do DIS a altas energias são unicamente dependentes de  $x$  de forma que elas são universais e podem ser usadas para calcular as seções de choque em qualquer outros processos mais complexos. Por isso é de grande interesse se obter com mais precisão possível as funções de estrutura. O problema vem quando se estuda as funções de estrutura no regime de  $x$  pequeno ( $x < 10^{-3}$ ), pois nesse regime a descrição da QCD é não perturbativa e as PDFs não levam em conta esses comportamentos físicos não perturbativos. Um dos efeitos não perturbativos é o aumento da distribuição de glúons pois os glúons podem se desdobrar, recombinao os pártons através de fusão de glúons ( $gg \rightarrow q\bar{q}$ ). Assim a incerteza nas distribuições de gluons aumentam em 20% para  $x$  pequeno ( $x < 10^{-3}$ ). Atualmente não há dados suficientes para restringir as PDFs nucleares em  $x$  pequeno ( $x < 10^{-3}$ ). As incertezas dependem completamente da extrapolação das incertezas no regime de  $x$  grande ( $x > 10^{-3}$ ) a partir de uma parametrização das equações de evolução. De modo que estuda-se uma melhoria em um dos experimentos do LHC com o objetivo obter dados em  $x \approx 10^{-6}$ .

Um dos experimentos realizados no CERN é do detector de íons pesados ALICE [8], acrônimo para *A Large Ion Collider Experiment*, destinado a estudar um estado específico da matéria, o estado plasma de quarks e gluons (QGP) através de colisões de íons pesados, Pb-Pb, por exemplo. Nesse estado quarks e gluons não estariam mais confinados como é o previsto pela teoria de confinamento e, pela QCD, esse estado está previsto para grandes temperaturas, 2.000 bilhões de graus Celsius. Acredita-se que essa temperatura só existiu

na natureza nos primeiros 20 milionésimos de segundos após o Big Bang.

O experimento ALICE consiste em um grande detector de 10.000 toneladas com 26m de comprimento, 16m de altura, 16m de largura e está situado em uma caverna à 56m de profundidade perto da vila St Genis-Pouilly, na França . Ele é composto por 19 sub detectores que usam diferentes técnicas para capturar o sinal das partículas e combinando as informações de todos os detectores que é possível revelar a física que acontece nas colisões. A colaboração ALICE conta com mais de 1000 pesquisadores de 100 institutos de física em 30 países.

Estuda-se a possibilidade de instalar um novo calorímetro eletromagnético e hadrônico denominado FoCal [3], no experimento ALICE durante a terceira grande pausa (*Long Shutdown 3* - LS3). Esta implementação é prevista para ser instalada durante a terceira grande pausa no CERN 2026 – 2028. O FoCal consiste em um calorímetro eletromagnético apoiado em um calorímetro hadrônico. A parte eletromagnética do FoCal será um calorímetro de amostragem compacto de Silício-Tungstênio (Si + W) com segmentação longitudinal. Os custos estimados dos materiais são de *9MCHF* (9 milhões de Francos Suíços) para o calorímetro eletromagnético e *2MCHF* (2 milhões de Francos Suíços) para a parte hadrônica.

A instalação do novo calorímetro aumenta a finalidade do ALICE pelo fato de incluir a capacidade de explorar a estruturas de nucleons e núcleos na região de  $x$  pequeno. Nessa região de  $x$ , e a baixo momento transferido, a estrutura dos hádrons se comporta de forma não linear devido a alta densidade de glúons. Os efeitos não lineares a  $x$  pequeno são uma consequência da não linearidade da QCD.

A organização deste trabalho se dá por introduzir o modelo de pártons, as funções de estrutura (PDFs) e o comportamento da física em  $x$  pequeno. Também será explicado a fotoprodução de mésons pesados nos eventos pp, p-A e A-A. O segundo capítulo destina-se a compreender as fenomenologias e as técnicas usadas em calorímetros para que o funcionamento do FoCal, suas especificações técnicas e a física presente nas medições realizadas, possa ser estudadas no terceiro capítulo.

## 2 Regime de $x$ pequeno

Neste capítulo serão introduzidos os fenômenos físicos no regime de  $x$  pequeno, que nos permitem estudar a estrutura da matéria em busca de uma melhor compreensão dos seus constituintes mais fundamentais. Começaremos por utilizar a descrição do modelo partônico, modelo que descreve os núcleons, prótons e nêutrons, como partículas com subestrutura. Nesse modelo, chamaremos de pártons os constituintes dos núcleons e eles serão entendidos como partículas pontuais sem estrutura carregando uma fração  $x$  de momento do núcleon. Com o auxílio desse modelo vamos investigar o espalhamento profundamente inelástico, onde os núcleons espalham um feixe de léptons mediante a interação de um fóton virtual. Em virtude do fenômeno ser bem conhecido e facilmente reproduzido em laboratório, pode ser usado para verificar a acuracidade da descrição partônica. Atualmente sabemos que os pártons usados na descrição dos núcleons no espalhamento profundamente inelástico são quarks e glúons, assim será relevante para a compreensão da estrutura hadrônica poder descrever as funções de estrutura dos núcleons em termos das distribuições dos quarks e glúons. Com a hipótese de escalamento veremos que essas funções vão depender apenas da fração de momento  $x$  do párton para regimes específicos de energia. Entretanto ocorre uma quebra de escalamento das funções quando  $x$  tende a um valor muito pequeno ( $< 10^{-3}$ ) de maneira que as funções de estrutura passam a ter uma pequena dependência no momento do fóton virtual.

Com os resultados experimentais do LHC, do *Electron Muon Collider* (EMC), e do *Stanford Linear Accelerator Center* (SLAC), veremos a presença de efeitos nucleares relevantes na medida em que  $x$  diminui, mostrando uma forte influência da distribuição de glúons. Pelo fato de o glúon não ter carga elétrica, o espalhamento profundamente inelástico, que é um processo eletromagnético, não nos dá acesso diretamente a sua função de distribuição. Assim sendo, convém estudar processos que envolvam a interação forte mediada por glúons e também processos onde temos hádrons no estado inicial. Veremos o processo Drell-Yan, que envolve a aniquilação de um par de pártons originados de dois hádrons produzindo um par de léptons, e como o mesmo permite testar as funções de distribuição. Além do processo Drell-Yan, também será mostrada a produção de  $D^0$  e a fotoprodução de mésons vetoriais pesados, como o  $J/\Psi$  e o  $\Upsilon$ . Esses últimos serão vistos em colisões ultra-periféricas de próton-próton, próton-núcleo e núcleo-núcleo. Por último, veremos em todos esses processos os resultados experimentais e como os efeitos nucleares são significativos e mostram o aumento da dependência da densidade de glúons quando  $x$  diminui, evidenciando a necessidade de se obter mais dados para eventos com  $x$  muito pequeno ( $< 10^{-6}$ ).

## 2.1 Modelo Partônico e as funções de estrutura

Um método efetivo de se obter as informações da estrutura dos nucleons é a utilização do modelo de pártons. Esse modelo foi proposto em 1969 por Richard Feynman como um método de estudar colisões de altas energias e tornou-se indispensável na descrição da cromodinâmica quântica. O modelo diz que em um regime de altas energias, os hádrons comportam-se como um conjunto de partículas pontuais sem estrutura chamada de pártons. Esses pártons são partículas carregadas e quase livres que se deslocam paralelamente ao hádron e carregam uma fração  $x$  do seu momento total ( $P$ ) de modo  $\sum_i x_i P = P$ . Esse modelo também diz que a seção de choque obtida através do espalhamento profundamente inelástico (DIS) lépton-hádron corresponde à soma de probabilidades das seções de choque elásticas de espalhamentos lépton-párton.

Atualmente sabemos que os pártons são quarks com uma fração  $e$  da carga elementar elétrica e número quântico de sabor. Dizemos que um hádron é composto de quarks de valência, os responsáveis por carregar os números quânticos bariônico e estranheza, e também são compostos de quarks do mar. Os quarks do mar são pares virtuais de quark-antiquark ( $q\bar{q}$ ) que se originam nas flutuações dos propagadores da interação forte e também devem ser levados em conta para descrever as funções de estrutura dos hádrons.

Podemos determinar as funções de estrutura dos núcleons através do espalhamento profundamente inelástico, onde um núcleon espalha um feixe de léptons, elétrons por exemplo, através da interação de um fóton virtual. Esse processo tem a forma geral  $l + N \rightarrow l' + \chi$ , onde o lépton de 4-momento  $k$  é espalhado por um núcleon de 4-momento  $P$  através da troca de um fóton virtual e pode ser representado pelo diagrama de Feynman da figura 2. Na figura,  $k'$  e  $P'$  são os 4-momentos finais do lépton e do conjunto  $\chi$  e  $\theta$  é o ângulo de espalhamento. No vértice leptônico a interação é descrita pela eletrodinâmica quântica e a investigação da estrutura hadrônica no segundo vértice. Para o DIS, vamos trabalhar com algumas variáveis úteis que são invariantes frente às transformações de Lorentz, as variáveis cinemáticas, que são definidas como

$$Q^2 \equiv -q^2 = -(k - k')^2 \quad (2.1)$$

$$\nu \equiv \frac{P \cdot q}{M} \quad (2.2)$$

$$y \equiv \frac{\nu}{E} \quad (2.3)$$

$$x \equiv \frac{Q^2}{2M\nu} \quad (2.4)$$

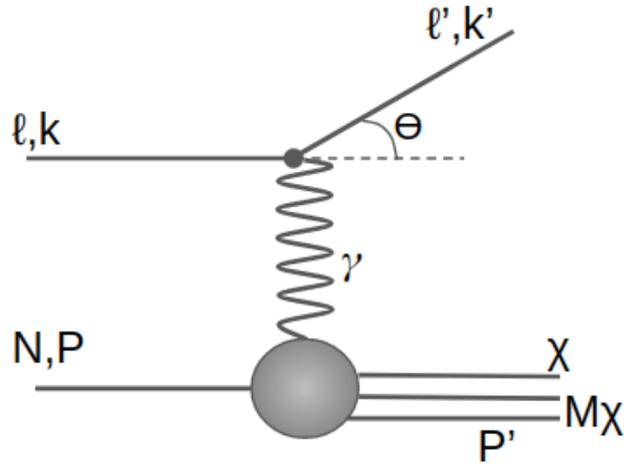


Figura 2 – Diagrama de Feynman para o espalhamento profundamente inelástico (DIS) que corresponde a uma interação do tipo  $l+N \rightarrow l'+\chi$ . Ilustração adaptada de [1]

Onde  $Q^2$  é definida como a virtualidade do fóton e relaciona a variação de momento entre o lépton incidente e o lépton espalhado, portanto ele representa o momento do fóton.  $y$  é a fração de energia do lépton transferida para o núcleo e  $x$ , também chamado de  $x$  de Bjorken, corresponde à fração do momento transferido de  $Q^2$ .

Também será utilizado nesse trabalho a grandezas pseudo-rapidez que fornece informações sobre a direção da colisão das partículas. Segundo Collins (1997) [11], ela é definida como

$$\eta = -\ln \tan \frac{\phi}{2} \quad (2.5)$$

com  $\phi$  o ângulo de espalhamento da partícula em relação ao eixo  $z$ . Seus valores variam de  $-\infty$  para  $\phi = 180^\circ$  e  $+\infty$  a  $\phi = 0^\circ$  (figura 3).

Vamos definir o momento transversal  $p_T$ , como sendo a componente do momento linear perpendicular à direção de colisão. Essa grandeza traz informações sobre o vértice de interação no diagrama de Feynman e será visto no subcapítulo 2.3.2.1 sua relação com a fração  $x$ .

A seção de choque pode ser escrita em termos dos invariantes  $Q^2$  e  $x$  e é bastante útil para obter as funções de estrutura dos núcleons. Segundo Canal, Gay Ducati e Simões(1979) [12], a seção de choque diferencial é escrita como

$$\frac{d\sigma}{dQ^2 dx} = \frac{2\pi\alpha^2 y}{q^4 E x} M L_{\nu\mu} W^{\nu\mu} \quad (2.6)$$

com  $\alpha = \frac{1}{137}$  sendo a constante de estrutura fina,  $L_{\nu\mu}$  o tensor associado ao vértice leptônico e  $W^{\nu\mu}$  o tensor associado ao vértice hadrônico. Esses tensores são simétricos e

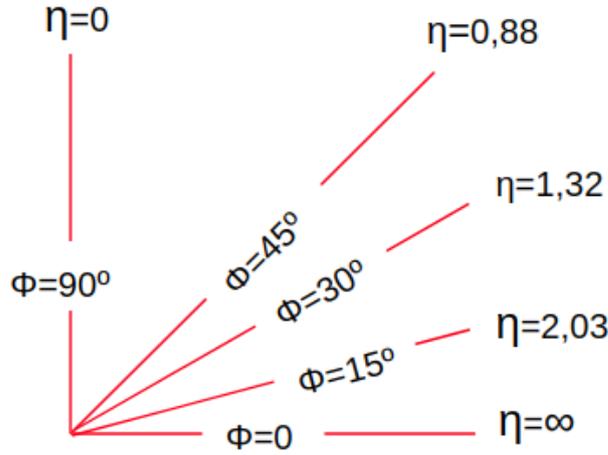


Figura 3 – Medidas para a pseudo-rapidez em diferentes ângulos.

por conservação de corrente no vértice hadrônico o tensor  $W^{\nu\mu}$  pode ser simplificado de modo que quando se faz a contração entre os tensores na equação (2.6), a seção de choque se simplifica em termos das funções de estrutura do vértice hadrônico,  $W_1$  e  $W_2$ .

$$\frac{d\sigma}{dQ^2 dx} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^2 x} \left[ xy^2 MW_1 + \left( 1 - y - \frac{Mxy}{2E} \right) \nu W_2 \right] \quad (2.7)$$

Uma característica importante na obtenção das funções de estrutura  $W_1$  e  $W_2$ , é a invariância de escala de Björken a altas energías. Björken observou (1969) [13] que para o espalhamento profundamente inelástico, em um limite onde o núcleon se move com momento longitudinal infinito ( $P \rightarrow \infty$ ), o fóton virtual não interage com o núcleon como um todo mas apenas com os pártons que o compõem. O espalhamento profundamente inelástico passa a ser visto como uma soma de espalhamentos elásticos entre os léptons e os pártons e, portanto, as funções de estrutura tornam-se independentes de  $Q^2$  e  $\nu$  sendo unicamente dependente da fração de momento  $x$  dos pártons, ou seja,

$$\lim_{Q^2, \nu \rightarrow \infty} MW_1 = F_1(x)$$

$$\lim_{Q^2, \nu \rightarrow \infty} \nu W_2 = F_2(x)$$

No modelo partônico considera-se que o núcleon é composto por um conjunto de pártons com uma fração ( $\epsilon$ ) da carga elétrica elementar e carregando também, uma fração  $x$  do seu momento total. Assim as funções de estrutura podem ser escritas em termos das distribuições de cada parton constituinte, logo

$$F_1(x) = \frac{1}{2x} F_2(x) \quad (2.8)$$

e

$$F_2(x) = \sum_i x \epsilon_i^2 q_i(x) \quad (2.9)$$

sendo  $q_i(x)$  a função de distribuição do quark  $i$  que também pode ser chamada de PDF (acrônimo para *Parton Distribution Function*).

Como já foi dito na introdução, os quarks são classificados em seis sabores e cada um tem sua antipartícula associada de modo que há doze funções de distribuição:  $u(x)$ ;  $\bar{u}(x)$ ;  $d(x)$ ;  $\bar{d}(x)$ ;  $s(x)$ ;  $\bar{s}(x)$ ;  $c(x)$ ;  $\bar{c}(x)$ ;  $b(x)$ ;  $\bar{b}(x)$ ;  $t(x)$  e  $\bar{t}(x)$ . Para os prótons e os nêutrons, os núcleons, a presença de quarks  $c$ ,  $b$  e  $t$  são mínimas em comparação com  $u$ ,  $d$  e  $s$ , então eles podem ser desprezados. A partir de (2.9), podemos escrever a função de estrutura para o próton

$$F_2^p = x \left(\frac{2}{3}\right)^2 [u(x) + \bar{u}(x)] + x \left(\frac{1}{3}\right)^2 [d(x) + \bar{d}(x)] + x \left(\frac{1}{3}\right)^2 [s(x) + \bar{s}(x)] \quad (2.10)$$

Podemos separar as distribuições dos quarks como uma soma entre quarks de valência e quarks de mar ( $q_i(x) = q_v(x) + q_s(x)$ ) e simplificar a equação (2.10) realizando duas aproximações:

*i)* É possível assumir que para os núcleons, o mar de quarks ser composto predominantemente de quarks mais leves ( $u, d, s$ ) e ter aproximadamente a mesma probabilidade, então

$$u_s(x) = \bar{u}_s(x) = d_s(x) = \bar{d}_s(x) = s_s(x) = \bar{s}_s(x) = S(x) \quad (2.11)$$

*ii)* Devido a inexistência de antiquarks de valência no núcleon, eles devem estar presentes apenas nos quarks de mar, de modo que  $\bar{u}(x) = u_s(x) = \bar{d}(x) = d_s(x) = S(x)$ .

Sabendo que para o próton, os números quânticos são: carga elétrica 1, número bariônico 1 e estranheza 0. Então, se somar todas as contribuições dos quarks de valência devemos obter novamente os números quânticos de sabor. Assim, aplicando as aproximações *i)* e *ii)* na função de estrutura do próton (2.10), ela se simplifica e assume a forma

$$F_2^p(x) = x \frac{1}{9} [4u_v(x) + d_v(x)] + x \frac{4}{3} S(x) \quad (2.12)$$

O próton e o nêutron podem ser vistos como estados quânticos diferentes do núcleon, ambos possuem spin  $\frac{1}{2}$  e suas massas são parecidas. Apesar de diferir em número quântico de carga elétrica, ela não influencia na interação forte, e portanto, dizemos que eles formam um dubleto de isospin. Há tantos quarks  $u$  no próton como há quarks  $d$  no nêutron, então podemos dizer que

$$u^p(x) = d^n(x)$$

e

$$d^p(x) = u^n(x)$$

Com isso, podemos obter a função de estrutura do nêutron apenas trocando na equação (2.12),  $u_v(x)$  por  $d_v(x)$  e  $d_v(x)$  por  $u_v(x)$ , logo

$$F_2^n(x) = x \frac{1}{9} [4d_v(x) + u_v(x)] + x \frac{4}{3} S(x) \quad (2.13)$$

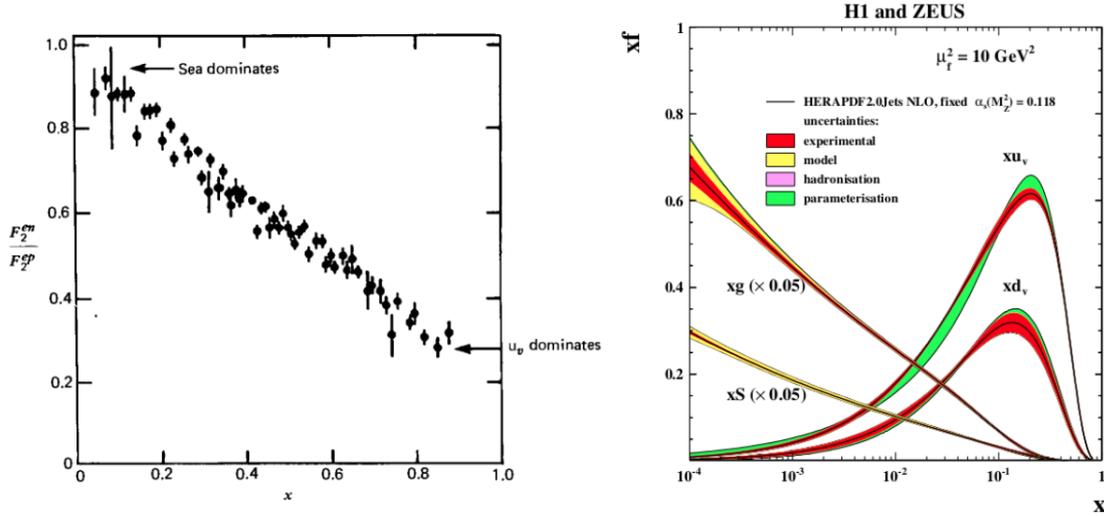


Figura 4 – À esquerda, razão das funções de estrutura  $F_2^n / F_2^p$ , imagem obtida de [2] de dados retirados do (SLAC). À direita, PDFs obtidas do HERAPDF2.0, imagem obtida de [3]

Os resultados experimentais das funções de estrutura do próton e de nêutron dão muitas informações a respeito das funções de distribuição dos pártons (PDFs). De fato, alguns resultados foram obtidos por Bodek et al [14] para a razão  $F_2^n / F_2^p$  em função de  $x$ . Conforme figura 4, verifica-se que quando  $x \rightarrow 0$  a razão tende a 1, indicando que para  $x$  muito pequeno as distribuições dos quarks de valência devem ser mínimas e a maior contribuição nas PDFs são dos quarks de mar. Como, nesse limite, as funções de estrutura tendem a um valor constante, então as distribuições dos quarks de mar devem ser tais que

$$\lim_{x \rightarrow 0} S(x) = \frac{1}{x} \quad (2.14)$$

Indicando um crescimento logarítmico de pártons em  $x$  pequeno. Esses pártons devem ser glúons, pois como os glúons não tem carga elétrica, eles não são detectados no espalhamento profundamente inelástico que é um processo puramente eletromagnético. Os glúons podem se desdobrar dando origem a um par quark-antiquark, aumentando a distribuição de quarks de mar. Esses por sua vez aniquilam-se formando um glúon e assim por diante. Outro fenômeno que pode ocorrer é o Bremsstrahlung de glúon, isso é, um quark tem uma probabilidade de emitir um glúon antes ou depois de interagir com o fóton virtual no DIS. Além disso, sabe-se que um glúon pode se desdobrar dando origem a um par de glúons (*gluon splitting*, figura 5), e esse par pode se desdobrar em pares quark-antiquark. Para a obtenção das funções de estrutura, todas essas considerações devem ser levadas em conta e indicam um aumento na distribuição de glúons a  $x$  pequeno. De fato, integrando os dados experimentais das funções de estrutura  $F_2^p$  e  $F_2^n$  e comparando com (2.12) e (2.13),

obtemos que os glúons carregam cerca de 50% do momento dos núcleons. As medidas das PDFs obtidas do HERAPDF2.0 (figura 4 à direita) mostram essas contribuições dos glúons e do mar de quarks para  $x < 10^{-2}$ .

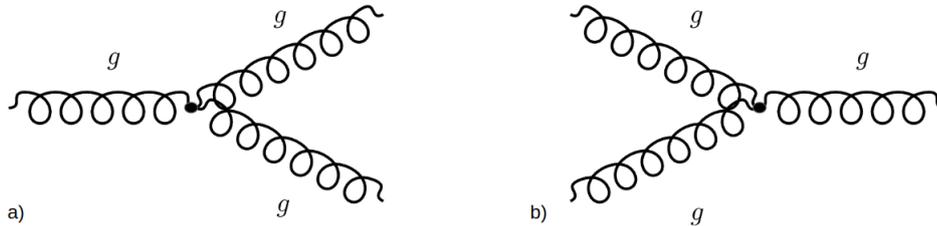


Figura 5 – a) *Gluon splitting*, o glúon pode se desdobrar em um par de glúons. b) *Gluon fusion*, dois glúons podem se recombinar emitindo um glúon.

## 2.2 QCD perturbativa e a evolução dinâmica dos pártons

O modelo de pártons, apesar de apresentar resultados condizentes com os dados experimentais no limite de  $x > 10^{-3}$ , não leva em conta o papel dos glúons nas funções de estrutura. Há uma discrepância na previsão teórica com os dados obtidos experimentalmente para  $x$  pequeno ( $x < 10^{-3}$ ) de modo que é necessário modificar o modelo partônico. Uma modificação surge com a teoria da Cromodinâmica Quântica (QCD) para a interação forte que corresponde a uma teoria quântica de campos invariante frente a transformações de calibre não-abeliana de grupo de simetria SU(3). Na QCD é considerado que a interação entre quarks se dá através da mediação de glúons, onde os quarks e os glúons trocam de carga de cor (R (red), G (green) e B (blue)). A carga elétrica e o sabor são invariantes frente a interação forte. Em uma interação entre quarks e glúons ocorre uma alteração na carga de cor dos quarks e visto que ela é o número quântico da interação forte, de modo que os glúons carregam a diferença de carga, portanto dizemos que glúons são bi-coloridos. Tendo carga de cor, os glúons também podem autointeragir de modo a dar origem a dois glúons. Na teoria da Cromodinâmica Quântica, a carga de cor é o número quântico da interação forte, logo, ela deve ser conservada nos vértices do diagrama de Feynman.

Uma consequência que surge ao incluir a distribuição de glúons é a quebra de escalamento das funções de estrutura. Essa quebra de escala se dá pelo fato de que se aumentar o momento  $Q^2$  do fóton virtual, aumenta a probabilidade de encontrar mais pártons. Então frações menores de  $x$  passam a serem mais prováveis, pois o momento total do núcleon está sendo dividido em maior quantidade de pártons. Assim as funções de distribuição dos pártons também devem depender da variável  $Q^2$  e de mesmo modo as funções de estrutura ( $q_i(x) \rightarrow q_i(x, Q^2)$  e  $F_2(x) \rightarrow F_2(x, Q^2)$ ).

A evolução das distribuições em termos de  $Q^2$  são estudadas pelas equações de Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP) [15–17] no regime de altos valores

de  $Q^2$  e  $x > 10^{-3}$ . Para valores médios de  $Q^2$  e  $x < 10^{-3}$  a evolução passa ser dada pelas equações de Balitskii-Fadin-Kuraev-Lipatov (BFKL) [18] e apesar de descrever bem a evolução no regime mencionado, a medida em que  $x$  é muito pequeno ( $x < 10^{-6}$ ), o modelo prevê uma evolução linear das PDFs. Na medida de  $x$  pequeno a evolução da QCD torna-se não linear. Há um limite no crescimento das PDFs devido a uma saturação de glúons. Assim, surgem equações de evolução não lineares que buscam resolver esse paradigma levando em conta a recombinação de pártons, como um método para atingir a saturação da densidade de glúons. São as equações como a de Ayala-Gay Ducati-Levin(AGL) [19], a equação Jalilian-Marian-Iancu-McLerran-Weigert-Leonidov-Kovner (JIMWLK) [20] e as aproximações da equação Balitsky-Kovchegov (BK) [21]. Entretanto ainda não se tem um modelo válido em todo o espectro de  $x$  e  $Q^2$ .

Medidas do espalhamento profundamente inelástico para o múon com um núcleo atômico determinam a razão das funções de estrutura entre diferentes núcleos atômicos com o deutério (figura 6) e mostram que a razão é menor que um para valores de  $x < 0,2$ . Indicando que a função de estrutura para núcleos mais pesados é menor que a do próton (nos dados foi utilizado o deutério que são partículas quase-livres) e, portanto, a distribuição de glúons a  $x < 10^{-2}$  é menor em núcleos mais pesados do que em núcleons. Ocorre uma supressão chamada efeito *shadowing* que é a situação onde a seção de choque de um núcleo  $A$  cresce mais lentamente do que a forma linear. Onde a seção de choque do núcleo atômico é proporcional a seção de choque de próton com constante de proporcionalidade sendo o número de massa  $A$  ( $\sigma^N = A\sigma^p$ ).

Segundo Gribov, Levin e Ryskin (1983) [22], os modelos que buscam prever esse fenômeno levam em conta o efeito de recombinações de pártons. Nesse modelo é considerado que um párton de um núcleon pode interagir com os pártons dos núcleons vizinhos ou seja, os pártons não fazem mais parte de um núcleon individualmente, mas do núcleo atômico todo. O efeito *gluon fusion* corresponde a uma recombinação de glúons levando a uma diminuição da sua distribuição, como é mostrado na figura 5. No regime não linear o desdobramento de glúon e a recombinação de glúons entram em uma espécie de dinâmica de equilíbrio de maneira que passa a ocorrer uma saturação na sua densidade. Segundo publicação do *A Forward Calorimeter(FoCal) in the Alice Experiment* (2019) [3] a escala de saturação para um determinado valor de  $x$  é definida como

$$Q_s^2 \approx \frac{xg_A(x, Q^2)}{\pi R_A^2} \propto A^{\frac{1}{3}} x^{-\lambda} \quad (2.15)$$

com  $g_A = Ag$ , onde  $g$  é a densidade de glúons do próton,  $R_A$  é o raio do núcleo,  $A$  é o número de massa e  $\lambda \approx 0,3$ . De (2.15) vemos que a escala de saturação aumenta com a densidade de glúons, logo, ela é maior para  $x$  pequeno e para núcleos pesados (maiores valores de  $A$ ).

Concluimos que as medidas do espalhamento profundamente inelástico permitem

estudar a dinâmica dos quarks nos hádrons e assim determinar suas PDFs. A distribuição de glúons, apesar de ter grande relevância na estrutura hadrônica, é determinada apenas indiretamente com as equações de evolução da medida de  $Q^2$ . Por isso, surge a necessidade de buscar medidas de processos de colisões que envolvam hádrons no estado inicial de modo a fornecer informações complementares sobre as PDFs.

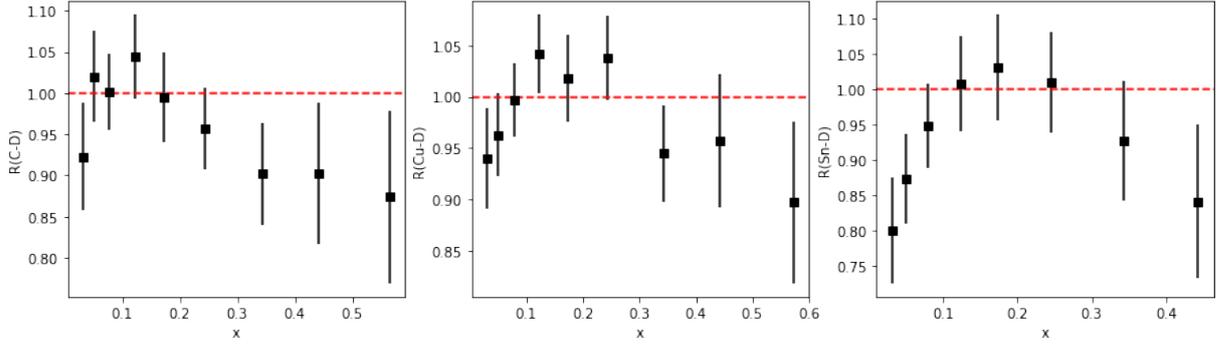


Figura 6 – Medidas da razão  $F_2^A/F_2^D$  entre alvo de carbono (C), cobre(Cu) e estanho(Sn), respectivamente. Os dados foram tirados de [4]

## 2.3 Processos Hadrônicos

Com o objetivo de estudar a distribuição de glúons, por vezes é válido considerar processos hadrônicos, pois esses processos são úteis para compreender a QCD perturbativa uma vez que no estado inicial temos apenas hádrons. Vamos explorar o processo Drell-Yan que corresponde uma interação do tipo  $h_A + h_B \rightarrow l^+ + l^-$ . Também será visto a produção de mésons charmosos leves e pesados ( $D^0$ ,  $J/\Psi$  e  $\Upsilon$ ). A descrição da seção de choque dos processos acima, será determinada mediante a utilização do modelo de pártons e também do método de fatorização da seção de choque.

Como já foi dito, nos processos hadrônicos temos, no estado inicial, partículas com estrutura, logo, a descrição torna-se mais complexa. Uma alternativa para simplificar essa descrição é especificar a região cinemática em que o processo hadrônico possa ser descrito a partir de processos entre pártons e assim, ser possível fatorizar a seção de choque. Considerando um processo hadrônico do tipo  $h_A + h_B \rightarrow h_C + \chi$ , a fatorização da seção de choque considera uma interação incoerente, de modo que ocorre apenas a interação de pártons dois a dois. É considerado que a interação se dá através do párton  $a$ , do hádron  $h_A$ , com o párton  $b$ , do hádron  $h_B$ . Então, a seção de choque deixa de ser escrita como  $\sigma_{h_A h_B \rightarrow h_C \chi}$  e passa a ser escrita em termos dos pártons  $\sigma_{ab \rightarrow cd}$ , com  $c$  o párton do hádron  $h_C$  e  $d$  o párton do hádron  $\chi$ . Considerando que  $x_1$  e  $x_2$ , são as frações de momento dos pártons  $a$  e  $b$ , respectivamente, então a seção de choque do processo hadrônico fica escrito

na forma fatorizada como

$$\sigma_{h_A h_B \rightarrow h_C \chi} = \sum_{a,b} \int_0^1 dx_a \int_0^1 dx_b \int_0^1 dz f_a(x_a) f_b(x_b) \hat{\sigma}_{ab \rightarrow cd} D_c^{h_C}(z) \quad (2.16)$$

onde  $z$  é a fração de momento do parton  $c$ , a probabilidade  $D_c^{h_C}(z)$  é a função de hadronização e pode ser obtida através de processos leptônicos que produzem hádron  $h_C$ . A soma da equação 2.16 se dá em termos dos sabores dos quarks. Já a seção de choque da produção de partículas  $c$  e  $d$  no processo  $h_A + h_B \rightarrow cd + \chi$  é

$$\sigma_{h_A h_B \rightarrow cd \chi} = \sum_{ab} \int_0^1 dx_a \int_0^1 dx_b f_a(x_a) f_b(x_b) \bar{\sigma}_{ab \rightarrow cd} \quad (2.17)$$

Veremos a seguir a aplicação desse formalismo no processo Drell-Yan.

### 2.3.1 O processo Drell-Yan

O processo Drell-Yan (DY) [23] foi proposto inicialmente por Sidney Drell e Tung-Mow Yan em 1970 para explicar a produção eletromagnética de um lépton e um anti lépton em colisões de hádrons a altas energias  $h_A + h_B \rightarrow l^+ + l^- + \chi$ . Nesse processo considera-se que um quark de um hádron A se aniquila com um anti-quark de um hádron B, emitindo um fóton virtual do tipo tempo que decai em um par lépton e anti lépton. A figura 7 mostra o diagrama de Feynman para esse processo e utilizando a fatorização descrita conforme a equação (2.17), é possível escrever a seção de choque do processo Drell-Yan, a qual é dada por

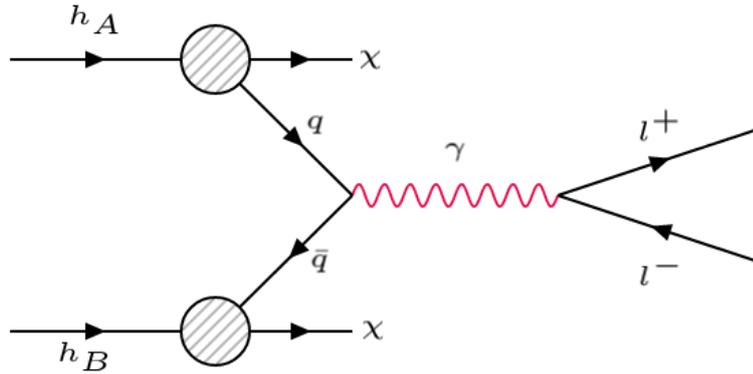


Figura 7 – Diagrama de Feynman para o processo Drell-Yan.

$$\sigma^{DY} = \sum_{i,c} \int_0^1 dx_{\bar{q}_i} \int_0^1 dx_{q_i} [f_{\bar{q}_i}^c(x_{\bar{q}_i}) f_{q_i}^c(x_{q_i}) + f_{q_i}^c(x_{q_i}) f_{\bar{q}_i}^c(x_{\bar{q}_i})] \hat{\sigma}_{q_i \bar{q}_i \rightarrow l^+ l^-} \quad (2.18)$$

A soma se dá em termos dos sabores  $i$  e das cores  $c$  e  $f_{q_i}^c(x)$  é a distribuição de probabilidades de existir um quark  $i$  e com carga de cor  $c$  dentro do hádron. Nos vértices respeitam-se

as leis de conservação então, como no primeiro vértice temos uma aniquilação resultando em um fóton virtual, as cargas de cor e as cargas elétricas devem se conservar. Sabemos que a natureza do fóton virtual é eletromagnética de modo que o número quântico de sabor também deve se conservar (não temos interação fraca). No segundo vértice temos o decaimento do fóton virtual em um par lépton-antilépton que obedecendo as leis de conservação, faz com que o número leptônico e carga elétrica se conservem. Logo, há apenas um terço de quarks de sabor  $i$  com a carga de cor adequada, então

$$f_{q_i}^c(x) = \frac{1}{3}q_i(x) \quad (2.19)$$

onde  $q_i(x)$  são as distribuições de pártons do DIS. Segundo Halzen e Martin [2] a seção de choque do subprocesso quark-antiquark em lépton-antilépton é dada por

$$\sigma_{q_i\bar{q}_i \rightarrow l+l^-} = \frac{4\pi\alpha^2}{3Q^2}\epsilon_{q_i}^2 \quad (2.20)$$

com  $\epsilon_{q_i}$  a carga elétrica do quark  $i$ . Substituindo (2.19) e (2.20) em (2.18) e tomando a forma diferencial da seção de choque, obtemos

$$\frac{d^2\sigma^{DY}}{dx_{\bar{q}_i}dx_{q_i}} = \frac{4\pi\alpha^2}{9Q^2} \sum_i \epsilon_{q_i}^2 [\bar{q}_i(x_{\bar{q}_i})q_i(x_{q_i}) + q_i(x_{q_i})\bar{q}_i(x_{\bar{q}_i})] \quad (2.21)$$

A equação acima fornece uma relação entre a seção de choque do processo Drell-Yan com as PDFs de modo que é possível testar as previsões e modelos teóricos com os dados observados. Resultados do processo Drell-Yan em eventos p-p e p-A permitem verificar os modelos das PDFs e também estudar os efeitos nucleares, em colisões p-A, em busca de uma melhor compreensão da influência da densidade de glúons nas PDFs dentro do regime de  $x$  pequeno.

### 2.3.2 Produção de mésons pesados

Vamos agora discutir a produção de mésons pesados em processos hadrônicos que envolvam colisões p-p, p-A e A-A. Os mésons são hádrons constituídos de um quark e um antiquark, assim como todos os hádrons, são encontrados no estado singlete de cor e podem possuir spin zero, caso de mésons mesoescares, ou spin 1 para o caso de mésons vetoriais. Os mésons pesados mencionados nesse trabalho correspondem aos mésons constituídos de quarks  $c$  e  $b$ . Por vezes na literatura, os mésons constituídos de quark charm e mais um antiquark leve ( $\bar{u}$ ,  $\bar{d}$  ou  $\bar{s}$ ) são chamados de mésons charmosos. A ressonância  $J/\Psi$  é um méson constituído de um par quark-antiquark  $c\bar{c}$  e é também chamada de *charmonium*. Já a ressonância  $\Upsilon$  é composta por um par quark-antiquark ( $b\bar{b}$ ), e ela também pode ser chamada de *bottomonium*. Tanto méson  $J/\Psi$  como o mésons  $\Upsilon$  são mésons vetoriais pois possuem spin 1. A descrição desses processos será feita através da fatorização da seção de choque como vista anteriormente e antes de estudar a produção das ressonâncias  $J/\Psi$  e  $\Upsilon$ , veremos a produção do méson charmoso  $D^0$  através de resultados experimentais obtidos no LHC.

### 2.3.2.1 Produção de $D^0$

O méson D é composto por um quark charm em combinação com um antiquark  $\bar{u}$  e foi descoberto em 1976 no detector Mark I no SLAC (acrônimo para *Stanford Linear Accelerator Center*). Segundo o *Particle Data Group* (2020) [6] sua massa é de  $1864,83 \pm 0,05 \text{ MeV}/c^2$ , sendo o méson mais leve composto por um quark  $c$ . Veremos que a produção dos mésons charmosos são usados para verificar a estrutura da matéria nuclear e a densidade de glúons, pois um dos processos dominantes é a fusão de glúons  $gg \rightarrow c\bar{c}$ . De FoCal [3], a fração de momento  $x$  dos pártons que são emitidos com um certo momento transversal  $p_T$ , com pseudo-rapidez  $\eta$  e energia de centro de massa  $\sqrt{s}$  pode ser aproximado em

$$x \approx \frac{2p_T}{\sqrt{s}} e^{-\eta} \quad (2.22)$$

Resultados da colaboração LHCb [24] mostraram as modificações nucleares através da produção de méson  $D^0$  diretos. Esse termo provém do fato que esses mésons são produzidos diretamente pela colisão entre núcleos e não por decaimento devido a interação fraca. Nesse experimento foi estudado a seção de choque dos mésons D produzidos através de colisões entre próton e o núcleo de chumbo. Da fig 8 tem-se a razão  $R_{pPb}$  (próton-chumbo) em função do momento transversal  $p_T$  do méson na região de pseudo-rapidez frontal;  $2,5 < |\eta| < 4$ , para  $p_T < 6 \text{ GeV}/c$  e na região  $2,5 < |\eta| < 3,5$  para  $6 < p_T < 10 \text{ GeV}/c$  em colisões p-Pb com energia  $\sqrt{s} = 5,02 \text{ TeV}$ .

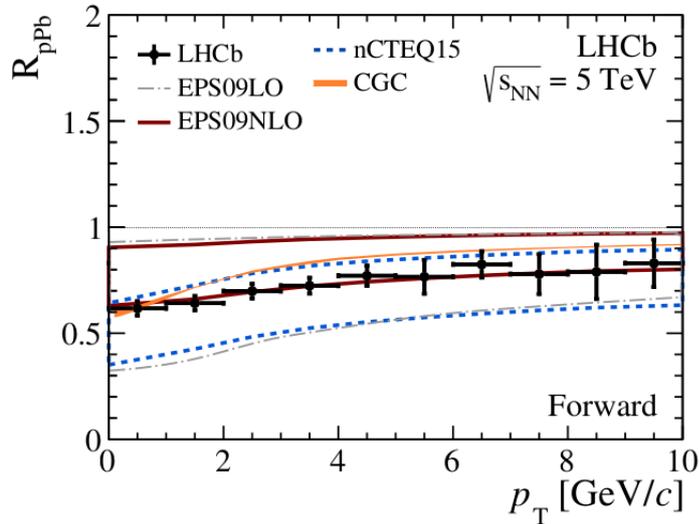


Figura 8 – Fator de modificação nuclear em função do momento transversal para a produção de mésons  $D^0$  diretos. As linhas tracejadas e coloridas se referem a previsão teórica de distintos modelos. Retirada de [3]

Verifica-se que a  $p_T$  pequeno, e pela equação (2.22), conseqüentemente  $x$  pequeno, os efeitos nucleares predominantes são de saturação de glúons. Vemos que o valor da razão se torna menor que um, o que indica que há uma supressão na criação dos mésons  $D^0$  no

chumbo em comparação com o próton. Essa diminuição na densidade de glúons é também chamada de *gluon shadowing* e também se observa em outras colisões que envolvem núcleos mais pesados. Os resultados obtidos pelo LHCb confirmam a intensidade das mudanças nucleares a medida em que a fração de momento  $x$  do parton tende a um valor muito pequeno.

### 2.3.2.2 Produção hadrônica de mésons $J/\Psi$ e $\Upsilon$

Como já foi dito anteriormente, é possível verificar as PDFs em processos hadrônicos e também estudar as modificações nucleares na região de  $x$  pequeno. Por isso, será determinada as seções de choque na produção hadrônica dos mésons  $J/\Psi$  e  $\Upsilon$  a partir da sua fatorização e considerando os subprocessos partônicos. Esses mésons são estados ligados de quarks  $c\bar{c}$  e  $b\bar{b}$ , respectivamente. Considerando um processo do tipo  $h_A + h_B \rightarrow Q\bar{Q} + \chi$ , a fatorização da seção de choque se dá através dos sub processos de aniquilação de quarks ( $q_i\bar{q}_i \rightarrow Q\bar{Q}$ ) e fusão de glúons ( $gg \rightarrow Q\bar{Q}$ ). Segundo Ayala (1991), a seção de choque total em uma produção de mésons pesados é dada por

$$\begin{aligned} \sigma_{h_A h_B \rightarrow Q\bar{Q}\chi} = & \sum_i \left[ \int_0^1 f_{q_i}(x_{q_i}, Q^2) f_{\bar{q}_i}(x_{\bar{q}_i}, Q^2) \hat{\sigma}_{q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}} dx_{q_i} dx_{\bar{q}_i} \right. \\ & \left. + \int_0^1 f_g(x_{q_i}, Q^2) f_g(x_{\bar{q}_i}, Q^2) \bar{\sigma}_{gg \rightarrow Q\bar{Q}} dx_{q_i} dx_{\bar{q}_i} \right] \end{aligned} \quad (2.23)$$

e estima a probabilidade total de ser produzido um quark pesado  $Q$ . Os mésons são detectados experimentalmente através do seu próprio decaimento semi-leptônico, um lépton mais o seu anti neutrino equivalente ( $Q \rightarrow \bar{Q} + l + \bar{\nu}^l$ ), ou também, em pares lépton e anti lépton. No caso do  $J/\Psi$  o decaimento se dá em  $\mu^+ \mu^-$  e no processo  $h_A + h_B \rightarrow J/\Psi + \chi$  a seção de choque é dada por [1]

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}_{h_A + h_B \rightarrow J/\Psi + \chi} = & \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \int_0^1 dz [f_g(x_1, Q^2) f_g(x_2, Q^2) \hat{\sigma}_{gg \rightarrow Q\bar{Q}} \\ & + \sum_i f_{q_i}(x_1, Q^2) f_{\bar{q}_i}(x_2, Q^2) \hat{\sigma}_{q_i\bar{q}_i \rightarrow Q\bar{Q}} D_{c\bar{c}}^{J/\Psi}(z, \hat{s})] \end{aligned} \quad (2.24)$$

com  $D_{c\bar{c}}^{J/\Psi}(z, \hat{s})$  a função de hadronização do par  $c\bar{c}$  no méson  $J/\Psi$ . Para que ocorra a hadronização dos pares  $c\bar{c}$  é necessários que eles tenham a massa invariante muito próxima a massa do  $J/\Psi$ , então a função de hadronização deve ter a forma aproximada de uma delta de Dirac com o pico acentuado ao valor da massa do  $J/\Psi$ . Portanto, a equação (2.24) pode ser simplificada em

$$\begin{aligned} \sigma_{h_A + h_B \rightarrow J/\Psi + \chi} = & \int_0^1 dx_2 \frac{1}{x_2 s} [f_g(x_1, Q^2) f_g(x_2, Q^2) \hat{\sigma}_{gg \rightarrow Q\bar{Q}} \\ & + \sum_i f_{q_i}(x_1, Q^2) f_{\bar{q}_i}(x_2, Q^2) \hat{\sigma}_{q_i\bar{q}_i \rightarrow Q\bar{Q}}] \end{aligned} \quad (2.25)$$

Nessa hipótese é considerado que o par  $c\bar{c}$ , sendo um octeto de cor, emite um glúon para se tornar um par singlete de cor e assim hadronizar em  $J/\Psi$ . Os mesmo estudo também pode ser feito para o méson  $\Upsilon$  mudando a massa para a massa invariante do  $\Upsilon$  e considerando como quarks o par  $b\bar{b}$ . A seguir veremos a fotoprodução dos mésons pesados em colisões ultra-periféricas(UPC) que também pode ser usada para verificar a densidade de glúons. A colisão se dá pelo fóton ao hádron de forma que pode ser mais fácil de ser entendida uma vez que somente o hádron possui subestrutura.

### 2.3.2.3 Fotoprodução de mésons pesados em colisões ultra-periféricas

Um processo que também pode ser utilizado no estudo dos efeitos físicos a  $x$  pequeno é a fotoprodução de mésons pesados em colisões ultra-periféricas (UPC) de próton com núcleo ou então, núcleo com núcleo. Colisões periféricas e ultra-periféricas são colisões onde o parâmetro de impacto (distância perpendicular entre o vetor velocidade da partícula incidente com o alvo) é maior que o raio da partícula incidente e do alvo. Nesse tipo de colisão a maior parte dos nucleons são espectadores de maneira que não irão interagir e portanto, a colisão passa a ser predominantemente eletromagnética. Segundo Martins (2018) [5], um modelo usado para estudar esse tipo de evento é o modelo de Weizsacker-Williams o qual descreve o fenômeno como uma interação mediada por um fóton virtual com grande energia e que pode flutuar em um par quark-antiquark, esses por sua vez interagem com o glúon do alvo (núcleon ou núcleo) ganhando energia e podendo assim hadronizar em um méson pesado conforme figura 9. Experimentalmente, os  $J/\Psi$

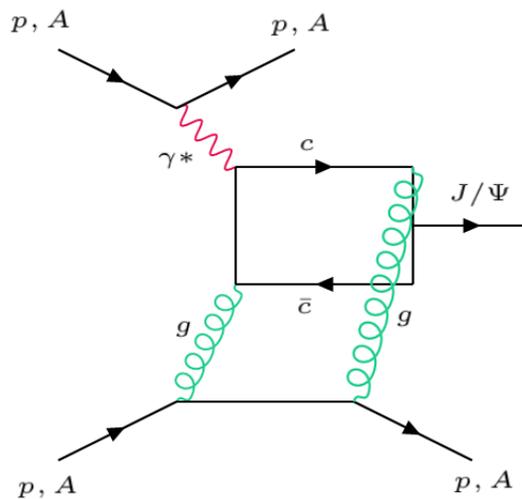


Figura 9 – Fotoprodução de mésons  $J/\Psi$  segundo método de Weizsacker-Williams. Nesse modelo o fóton virtual flutua em um par  $c\bar{c}$  que interage com os glúons do próton/núcleo hadronizando no  $J/\Psi$ . Ilustração adaptada de [5].

são observados no LHC indiretamente através do seu decaimento ( $J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ ). Os resultados mostram que os efeitos de *shadowing* do glúon é maior para  $x$  pequeno e

para colisões A-A [25]. Nas medidas do LHC [26], foram realizadas colisões Pb-Pb no regime ultra-periférico a energias de centro de massa  $\sqrt{s} = 5,02 \text{ TeV}$  e no intervalo de pseudo-rapidez  $-4 < \eta < -2,5$ , mostrando que os modelos teóricos subestimam os efeitos de saturação. Uma possível causa para esses efeitos nucleares é devido a natureza não perturbativa da QCD ou também a necessidade de mais dados experimentais para  $x$  pequeno de modo a se obter maiores conhecimentos dos efeitos nucleares.

## 2.4 Conclusão

Neste capítulo, estudamos os principais conceitos para descrever a estrutura hadrônica no regime de altas energias, considerando a interação através de pártons carregando uma fração  $x$  do momento total do hádron. Com o auxílio do modelo de pártons e da independência de escala de Björken, foi possível discutir o espalhamento profundamente inelástico. Obtendo as funções de estrutura para os prótons e para os nêutrons, dependentes apenas da fração de momento  $x$ . Vimos que essas funções são descritas em termos das distribuições de quarks, também chamadas de PDFs, e com o auxílio de resultados experimentais, os efeitos nucleares indicaram uma quebra de escalamento. Portanto, as distribuições de quarks, e por consequência, as funções de estrutura, terão também, uma pequena dependência em  $Q^2$ . De modo que a evolução dinâmica do sistema é feito mediante modelos como: o DGLAP, o BFKL, o AGL, o JIMWLK e o BK. Entretanto, ainda não há um modelo que alcance todo o espectro de  $Q^2$  e  $x$ .

Outras formas de verificar as PDFs, se dá através de processos que envolvam hádrons no estado inicial, são os processos hadrônicos, como o Drell-Yan e a produção de mésons pesados. Foi estudado a produção do méson charmoso  $D^0$  e do méson vetorial  $J/\Psi$  através da fatorização da seção de choque. Este último foi discutido pela produção hadrônica e também, pela fotoprodução. Em ambos os casos, os resultados experimentais em colisões que envolvam núcleos mais pesados, como o chumbo, mostraram efeitos de saturação de glúons e também uma natureza não perturbativa na teoria da Cromodinâmica Quântica quando  $x$  tende a um valor muito pequeno. Tais resultados indicam a necessidade de se obter dados que alcancem regimes de  $x < 10^{-6}$  e assim poder restringir as PDFs nucleares.



## 3 Calorímetros

No capítulo seguinte vamos apresentar o calorímetro eletromagnético e hadrônico frontal, o FoCal (*Forward electromagnetic and hadronic calorimeter*), que está previsto ser implementado no experimento ALICE, no CERN, em 2026. Assim, será relevante mostrarmos neste capítulo a descrição física e fenomenológica aplicada em calorímetros. De forma sucinta, o propósito de um calorímetro, usado em física de partículas de altas energias, é o de medir a energia e a direção de partículas através de sua absorção. As partículas, ao interagirem com o meio material do calorímetro, seja por decaimentos ou excitações, dão origem a outras partículas que da mesma forma, dá origem a outras diversas partículas. Esse fenômeno é chamado de chuva de partículas e pode ser classificado como chuva eletromagnético, quando os processos são resultados de interações eletromagnéticas, ou chuva hadrônico, para partículas originadas em processo de natureza nuclear forte. O padrão dos chuvas é detectado pelo calorímetro, permitindo a distinção entre diferentes partículas. Calorímetros que medem a energia de chuvas eletromagnéticas são chamados de calorímetros eletromagnéticos e os calorímetros que medem os chuvas hadrônicos são, de mesmo modo, chamados de calorímetros hadrônicos. Neste capítulo abordaremos os principais processos realizados em um chuva eletromagnético e também os processos em um chuva hadrônico.

Os calorímetros, além de serem classificados quanto ao tipo de chuva de partículas que detectam, também podem ser classificados quanto a sua técnica de construção. Temos os calorímetros homogêneos, esses são feitos de um único material a qual realiza a absorção das partículas e também a detecção das suas energias depositadas. Geralmente são formados de materiais pesados e cintilantes como o germanato de bismuto (BGO) e o Tungstato de Chumbo. Por conta do comprimento de radiação em comparação com o tamanho do próprio calorímetro, e também, devido a transparência dos materiais, são geralmente usados para detectar chuvas eletromagnéticas. A luz emitida pelos elétrons no chuva é detectada, ou por foto-multiplicadores, ou então, por fotodiodos semicondutores. Devido quantidade de luz produzida ser baixa, esta é convertida em um sinal elétrico e então amplificada. O principal calorímetro hadrônico usado no LHC, é do experimento CMS, que usa um calorímetro de cristal de Tungstato de Chumbo (PbWO<sub>4</sub>).

Já os calorímetros de amostragem, usam diferentes materiais para cada função, um tipo de material para a absorção e outro tipo de material para a detecção das energias depositadas. São construídos de forma a alternarem entre o material que realiza a absorção, também chamado de meio passivo, e o material que emite o sinal da energia, chamado de meio ativo. O meio ativo geralmente é formado por um material cintilante, como o cristal

de germanato de bismuto (BGO) ou Silício (Si), para coletar um sinal na forma de luz, ou então, utiliza um material na forma de gás ou líquido, para detectar o sinal na forma de carga elétrica. O meio passivo, é feito de materiais com um alto número  $Z$ , de modo a produzirem chuveiros de partículas menores, e assim tamanhos menores, com o objetivo de diminuir os custos.

Neste capítulo vamos falar sobre a fenomenologia dos chuveiros eletromagnéticos, como ocorre a interação com a matéria, das partículas que agem através da força eletromagnética e as grandezas que caracterizam esses chuveiros. Também veremos os processos que os hádrons realizam ao interagir com a matéria, como ocorre a produção do chuveiro hadrônico e sua caracterização. Em virtude do objetivo desse trabalho ser o estudo do FoCal, que é composto de dois calorímetros de amostragem, um eletromagnético e outro hadrônico, vamos examinar a resolução de energia desses tipos de calorímetros.

### 3.1 Chuveiro eletromagnético

A interação eletromagnética entre uma partícula de carga elétrica em um meio material é bem conhecida e pode ser descrita através da teoria da Eletrodinâmica Quântica (QED). Assim os chuveiros eletromagnéticos podem ter suas características facilmente tratadas em termos de funções empíricas. Sabemos que as partículas que interagem apenas eletromagneticamente são os léptons (elétrons e múons, por exemplo) e também, os fótons. Como em um calorímetro mede-se a energia das partículas que são absorvidas, é de nosso interesse compreender como essas partículas perdem energia, ou seja, como elas interagem com a matéria.

Para os elétrons, os principais processos de perda de energia são o Bremsstrahlung e a ionização e como veremos a seguir, há regiões distintas de energia onde cada um domina. O processo Bremsstrahlung, que pode ser traduzido basicamente em radiação de frenagem, corresponde a um tipo de radiação eletromagnética emitida por um elétron ou um pósitron, quando o mesmo interage com o campo Coulombiano do núcleo do material ( $e^\pm + N \rightarrow e^\pm + N + \gamma$ ). O fóton emitido carrega uma pequena fração de energia da partícula incidente e a partícula é espalhada. A energia e o ângulo de espalhamento dependem da intensidade do campo coulombiano, a qual, por sua vez, depende do número atômico  $Z$  do núcleo. Já a ionização dos átomos do material devido aos elétrons ocorre através de espalhamentos inelásticos. Nesse caso, se o elétron incidente tem energia suficiente, ele irá ionizar o núcleo atômico, caso contrário, irá apenas excitar a nuvem eletrônica. Da figura 10, temos a energia média perdida por elétrons no núcleo de Chumbo ( $Z=82$ ) a qual mostra esse regime distinto entre os dois principais processos. Para elétrons com energia acima de 10 MeV, a perda por Bremsstrahlung domina, nesse regime o elétron, por exemplo, emite fótons até que sua energia diminui o suficiente, de modo que não será mais

possível realizar Bremsstrahlung. Após, o elétron acaba por ionizar o átomo do material. Essa transição acontece quando a perda de energia atinge o valor crítico  $\epsilon$ , que corresponde ao valor de energia onde as seções de choque dos processos Bremsstrahlung e de ionização assumem o mesmo valor. Segundo Betini (2008) [7], esse valor pode ser aproximado em

$$\epsilon \approx \frac{600 \text{ MeV}}{Z} \quad (3.1)$$

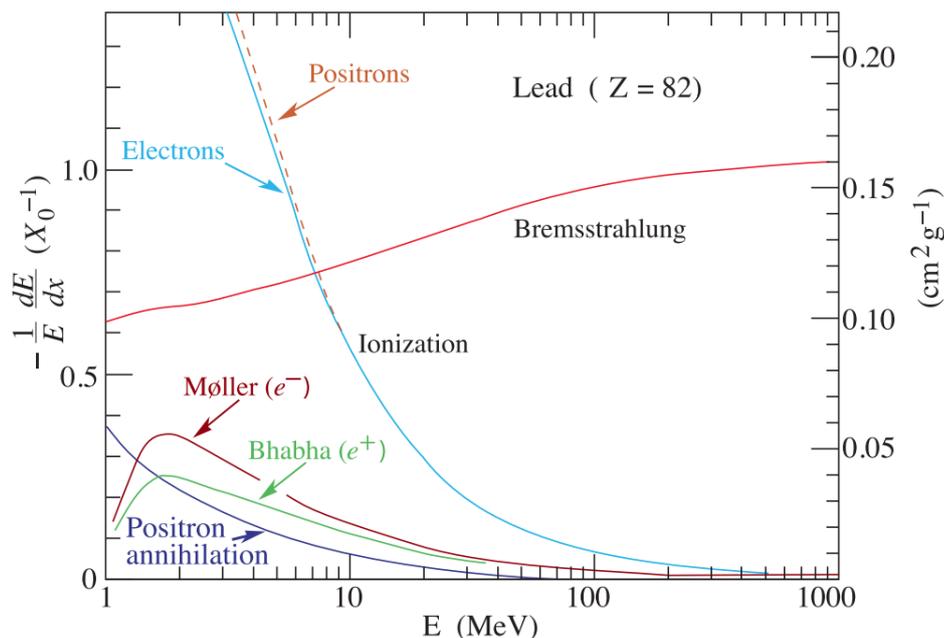


Figura 10 – Fração de energia perdida por comprimento de radiação em função da energia incidente do elétron e do pósitron para diferentes processos. Do gráfico, observa-se que processos como o espalhamento Møller, o espalhamento Bhabha e a aniquilação de pósitrons não contribuem para perdas de energia no regime de altas energias. A figura foi retirada de [6]

Além dos léptons, fótons também interagem eletromagneticamente, portanto, é necessário estudar como se dá a interação com a matéria. Para os fótons, os principais processos são: o efeito fotoelétrico, o espalhamento Compton e a produção de pares  $e^+e^-$ . Na figura 11, vemos que para fótons incidentes com energias acima de 10 MeV, o processo dominante corresponde à produção de pares. A produção em elétron e pósitron ocorre enquanto o fóton tem energia de no mínimo duas vezes a massa do elétron. Na medida em que os valores diminuem para abaixo de 10 MeV, outros processos, como o efeito Compton e o efeito fotoelétrico tornam-se presentes no chuveiro eletromagnético.

Se pensarmos em um um fóton a alta energia  $E_0 > 1 \text{ GeV}$ , incidindo em um bloco de material, com um dado número  $Z$ , a interação com essa matéria dá origem a um par de  $e^+e^-$  com energias  $E/2$  (figura 12a)). Esses pares, sendo altamente energéticos, vão dar origem a fótons (com frações menores de energia) pelo processo Bremsstrahlung que por sua vez, vão dar origens a outros pares  $e^+e^-$ , resultando em um chuveiro de partículas. A

cada geração de partículas criadas, suas energias são frações cada vez menores da energia da partícula incidente. O número de partículas no chuvaire aumenta até as suas energias diminuïrem ao valor  $\epsilon$ , onde as partículas não têm mais energia suficiente para produzir outras gerações, de forma que acaba por ionizar o átomo do material ou excitar a sua nuvem eletrônica. Assim, a energia absorvida pelo átomo será uma fração de energia da partícula incidente, portanto, ela traz informação evento inicial. Para o elétron, o chuvaire eletromagnético é dado de mesmo modo que para o fóton, mas em ordem contrária, como mostra na figura 12 b).

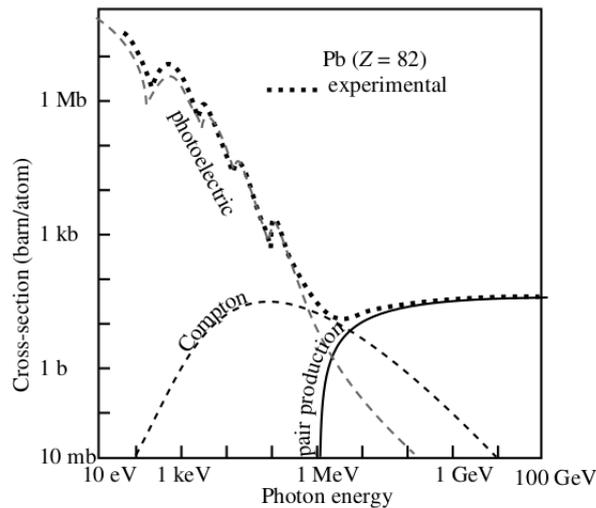


Figura 11 – Gráfico da seção de choque do fóton em função da energia incidente no núcleo de Chumbo. Os processos descritos são: efeito fotoelétrico, o espalhamento Compton e a produção de pares. A figura foi retirada de [7]

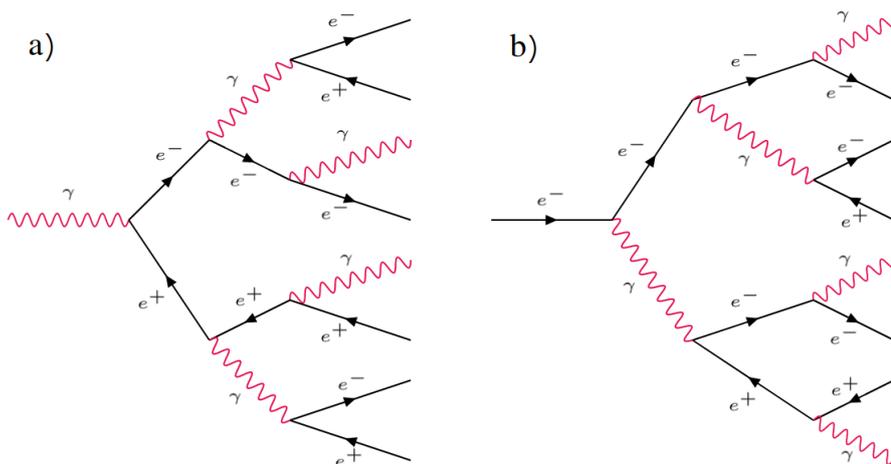


Figura 12 – a) Chuveire eletromagnético produzido por um fóton. b) Chuveire eletromagnético produzido por um elétron a alta energia. Os processos que deram origem aos chuvaire a) e b) são a produção de pares  $e^-e^+$  e o Bremsstrahlung do elétron.

## 3.2 Caracterização de chuvisos eletromagnéticos

Podemos descrever as principais características de um chuvisor eletromagnético em termos da distância média a qual o elétrons precisam viajar no material até reduzir sua energia em  $1/\epsilon$  de sua energia original  $E$ , essa distância é chamada de comprimento de radiação e representamos por  $X_o$ . Assim, é possível definir a taxa com a qual o elétron perde energia por Bremsstrahlung, ou por ionização conforme se move na direção  $x$ , como

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_o} \quad (3.2)$$

a qual resulta em

$$E = E_o e^{-\frac{x}{X_o}} \quad (3.3)$$

de modo que a energia perdida no chuvisor eletromagnético pode ser caracterizados em termos do comprimento de radiação. Segundo *Particle Data Group 2020* (PDG) [6], o comprimento de radiação é descrito pela expressão

$$\frac{1}{X_o} = (716,408)^{-1} \{ Z^2 [L_{rad} - f(Z)] + Z L'_{rad} \}$$

com  $L_{rad}$  e  $L'_{rad}$ , logaritmos da radiação que segundo Tsai(1973) [27], surgem da definição da radiação em materiais.  $f(Z)$  é uma soma infinita e, conforme o PDG, pode ser aproximado por a um valor constante até o número atômico do urânio. A equação acima pode ser aproximada por

$$X_o = \frac{716,4 \cdot A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})} \quad (3.4)$$

com  $A$  o número de massa atômica e  $Z$  o número atômico.  $X_o$  é medido usualmente por  $\text{g cm}^{-2}$  e a equação acima é apenas uma aproximação, os valores acurados de  $X_o$  são tabelados e podem ser encontrados no PDG. Entretanto, a relação (3.4) nos diz que o comprimento de radiação tem dependência, quase que exclusivamente, do material de modo que ele é utilizado para determinar a espessura necessária dos blocos do calorímetro. Como será visto adiante, usualmente são utilizados materiais com maior número de  $Z$  com o objetivo de diminuir a espessura dos blocos do calorímetro.

Vamos definir algumas grandezas de escala que serão úteis para a retratar o perfil de um chuvisor eletromagnético, essas grandezas são definidas como

$$t = \frac{z}{X_o}$$

$$y = \frac{E}{\epsilon}$$

com a profundidade  $t$  sendo medida em termos do comprimento de radiação e a energia medida em termos da energia crítica. Desse modo será possível caracterizar o chuvisor em termos da profundidade  $t$ .

Uma aproximação simples para retratar o chuveiro eletromagnético é considerando que cada geração de partículas do chuveiro, tem metade da energia da geração anterior. Tomando como características o número de partículas do chuveiro para um dado  $t$  ( $N(t)$ ) e a localização ( $t_{max}$ ) na qual teremos um número máximo de partículas no chuveiro. Para o número de partículas do chuveiro em função de  $t$  é fácil ver que

$$N(t) = 2^t$$

e a energia por partícula será dada como

$$E(t) = \frac{E_0}{N(t)} = E_0 \cdot 2^{-t}$$

Invertendo a expressão acima,

$$t = \log_2 \left( \frac{E_0}{E} \right)$$

O número de partículas do chuveiro vai atingir o máximo quando a energia assumir o valor  $\epsilon$ , assim, a profundidade que temos o máximo de partículas é

$$t_{max} = \log_2 \left( \frac{E_0}{\epsilon} \right)$$

Esse modelo, descreve um chuveiro de partículas numa situação idealizada onde cada partícula decai em duas partículas com metade da energia da anterior. Não é exatamente o que ocorre quando falamos de chuveiros eletromagnéticos, mas auxilia no entendimento de um chuveiro. O número  $t_{max}$  nos fornece informações úteis e que são dependentes do comprimento de radiação. Segundo o PDG, a profundidade a qual o chuveiro eletromagnético atinge um número máximo de partículas pode ser aproximado por

$$t_{max} \approx \ln \left( \frac{E_0}{\epsilon} \right) + t_o \quad (3.5)$$

com  $t_o = +0,5$  para fótons e  $t_o = -0,5$  para elétrons. Esse valor é dado em termos do comprimento de radiação, com dependência em logaritmo do comprimento do chuveiro, e dessa forma, da espessura que o calorímetro deve ter para absorver o chuveiro com energia incidente  $E_0$ . Outra medida que será útil é a profundidade a qual contém 95% da energia do chuveiro eletromagnético, segundo Fabjan e Gianotti (2003) [28], no artigo *Calorimetry for Particle Physics*, essa medida é aproximada em

$$t_{95\%} \approx t_{max} + 0,08Z + 9,6 \quad (3.6)$$

Essas medidas são relevantes para as dimensões dos calorímetros, na figura 13, elas são mostradas para diferentes materiais em termos da energia de um elétron incidente. Segundo Fabjan e Gianotti (2003), se pensarmos em um calorímetro com espessura de  $25X_0$  os resíduos do chuveiro que ultrapassam o calorímetro são menores que 1% para

energias de até 300 GeV. Portanto, para as energias do LHC, que é da ordem de TeVs, os calorímetros eletromagnéticos são dispositivos compactos. Por exemplo: o calorímetro de Argônio líquido do ATLAS (LAr) tem espessura de 53 cm [29], já o calorímetro de cristal de Tungstato de Chumbo (PbWO<sub>4</sub>) do CMS tem 23 cm [30].

O desenvolvimento lateral do chuviro é descrito pelo raio de Molière ( $R_M$ ) e é devido principalmente pelo espalhamento dos elétrons pelo campo Coulombiano dos átomos do material. Por definição  $1 R_M$  corresponde a o raio de um cilindro contendo 90% do chuviro eletromagnético e pode ser aproximado em

$$R_M \approx 21 \text{ MeV} \frac{X_o}{\epsilon} \quad (3.7)$$

com a energia crítica  $\epsilon$  dada em MeV. A aproximação (3.7) mostra a dependência do raio de Molière com o comprimento de radiação. O raio de Molière também é dado em  $\text{g cm}^{-2}$ , portanto, é importante observar que a unidade  $\text{g cm}^{-2}$  representa o comprimento, em centímetros, normalizado pela densidade do material.

O comprimento de radiação  $X_o$ , a energia crítica  $\epsilon$ , as profundidades  $t_{max}$  e  $t_{95\%}$  e o raio de Molière  $R_M$ , representam as dimensões do chuviro eletromagnéticos em um material Z. Essas características são levadas em conta na construção de um calorímetro, por isso, a tabela abaixo mostra as características relacionadas a absorção de chuviros eletromagnéticos de alguns materiais para um elétron incidente com energia de 1 GeV.

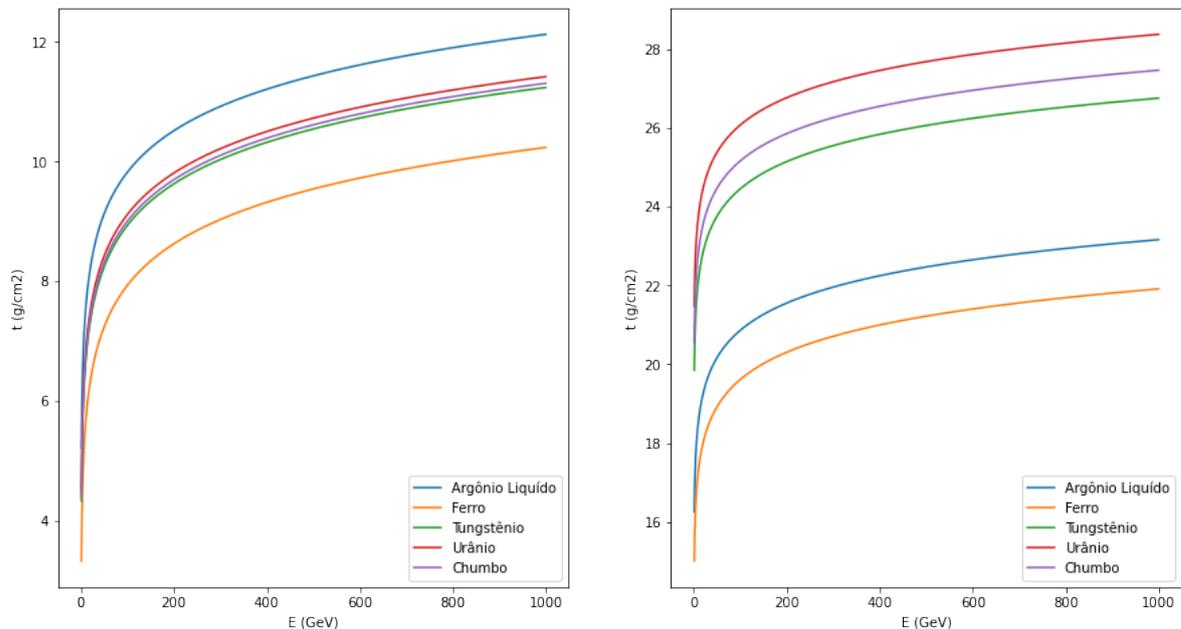


Figura 13 – À esquerda, profundidade a qual o chuviro atinge um máximo de partículas para diferentes materiais em função da energia incidente. À direita, profundidade a qual contém 95% da energia do chuviro eletromagnético para diferentes materiais em função da energia incidente. Em ambos os gráficos é considerado o elétron como partícula incidente.

Tabela 2 – Valores do comprimento de radiação  $X_o$ , da energia crítica  $\epsilon$ , das profundidades  $t_{max}$  e  $t_{95\%}$  e do raio de Molière  $R_M$  para o chuveiro eletromagnético em um material com número atômico  $Z$  com um elétron incidente de 1 GeV. Os dados foram retirados de [9]

Material	Z	$X_o$ (cm)	$\epsilon$ (MeV)	$t_{max}$ (g $cm^{-2}$ )	$t_{95\%}$ (g $cm^{-2}$ )	$R_M$ (cm)
Argônio Líquido (Ar)	18	14,00	32,84	2,92	13,96	9,043
Ferro (Fe)	26	1,757	21,68	3,33	15,01	1,719
Tungstênio (W)	74	0,3504	7,97	4,33	19,85	0,9327
Chumbo (Pb)	82	0,5612	7,43	4,40	20,56	1,602
Urânio (U)	92	0,3166	6,65	4,51	21,47	1,009

### 3.3 Chuveiro hadrônico

Além da formação de um chuveiro eletromagnético, também pode ocorrer a formação de chuveiros hadrônicos quando as partículas incidentes são hádrons, pois eles realizam também, a interação nuclear forte com o núcleo dos átomos do material. Nesse caso, há dois efeitos possíveis: a produção de partículas secundárias, ou a desexcitação.

Diferente dos fótons e dos léptons, quando um hádron de alta energia é incidido em um meio material, ele pode dar origem a diversas partículas secundárias, tornando o estudo de chuveiros hadrônicos mais complexo. As novas partículas secundárias podem perder suas energias por reações, que dão origem a novas partículas, ou também por ionização do meio material, pois, assim como no chuveiro eletromagnético, essas interações continuam até toda a energia ser dissipada. Se a partícula incidente tem energia alta o suficiente, ao interagir com o núcleo da matéria, ela pode dar origem a mésons como o pión e o kaon, ou até outros hádrons mais pesados. A energia restante do núcleo pode ser dissipada por evaporação do núcleo, situação onde ele perde energia emitindo núcleos ou nucleons leves, ou também por emissão de fótons. Se o núcleo for urânio, também pode ocorrer perda de energia através da fissão nuclear, produzindo nêutrons lentos.

Os hádrons carregados, como os prótons e os pions  $\pm$ , podem perder sua energia por ionização com o núcleo antes de produzir mais partículas no chuveiro. Segundo Scheel (1994) [31], na tese *The Spaghetti Calorimeter: Research, Development, Application*; se a energia da hádron carregado for abaixo de 2 GeV, ele pode perder energia apenas por ionização, sem dar origem a mais partículas. Já os hádrons neutros, como o nêutron, vão realizar apenas interação forte e, no caso de nêutrons energéticos ( $> 10\text{GeV}$ ), pode perder energia por colisões elásticas e inelásticas. Nêutrons a baixa energia podem ser capturados pelo núcleo, emitindo fótons, ou no caso da interação ocorrer com o urânio, ele pode provocar a fissão, produzindo nêutrons lentos. Também pode ocorrer de hádrons produzirem mésons que decaem apenas eletromagneticamente, produzindo um chuveiro

eletromagnético.

### 3.4 Caracterização de chuueiros hadrônicos

Assim como nos chuueiros eletromagnéticos, há uma grandeza física que irá caracterizar o chuueiro hadrônico, mas difere em escala, quando comparada com o comprimento de radiação. Definimos como comprimento de interação nuclear, representado como  $\lambda_I$ , o livre caminho médio para hádrõns em interações nucleares. Podemos obter uma aproximação considerando um próton interagindo com um material de número atômico  $Z$  por interação nuclear forte. Segundo Tavernier (2010) [32], no livro *Experimental Techniques in Nuclear and Particle Physics*, a seção de choque desse processo é aproximada por

$$\sigma \approx 4 \times 10^{-26} (A)^{\frac{2}{3}} \text{cm}^2$$

com  $A$  o número de massa atômica e o livre caminho médio, a qual chamaremos de comprimento de interação nuclear, é dado por

$$\lambda_I = \frac{1}{\rho N_A \sigma} \approx 35 (\text{gcm}^{-2}) A^{\frac{1}{3}} \quad (3.8)$$

com  $\rho$  a densidade de prótons e  $N_A$  o número de Avogadro, o comprimento de interação nuclear também é medido em  $\text{g cm}^{-2}$ .

Definindo a profundidade  $t = z/\lambda_I$ , o valor de  $t$  a qual há um máximo de partículas no chuueiro é dado por [31]

$$t_{max} \approx 0,2 \ln E + 0,7 \quad (3.9)$$

e a profundidade a qual contém 95% da energia média é aproximada

$$t_{95\%} \approx t_{max} + 2,5 E^{0,13} \quad (3.10)$$

sendo  $t_{max}$  e  $t_{95\%}$  medido em  $\lambda_I$ , a energia  $E$  é medida em GeV. Também podemos medir a razão  $\lambda_I/X_O$  a qual nos dá informação e comparação entre os chuueiros hadrônicos e eletromagnéticos para um dado material de número atômico  $Z$ . A figura 14, mostra a profundidade a qual ocorre um máximo de partículas e a profundidade a qual contem 95% de energia do chuueiro. A tabela 3 mostra que para valores de  $Z$  grande, o desenvolvimento longitudinal do chuueiro hadrônico é maior que no caso dos chuueiros eletromagnéticos.

O desenvolvimento lateral e longitudinal, nos permite distinguir entre os chuueiros eletromagnéticos e os chuueiros hadrônicos. Em geral, e conforme os dados da tabela 3, os chuueiros eletromagnéticos são curtos, estreitos e regulares. Já os chuueiros hadrônicos, devido às várias possibilidades de decaimento dos hádrõns, são penetrantes, amplos e irregulares.

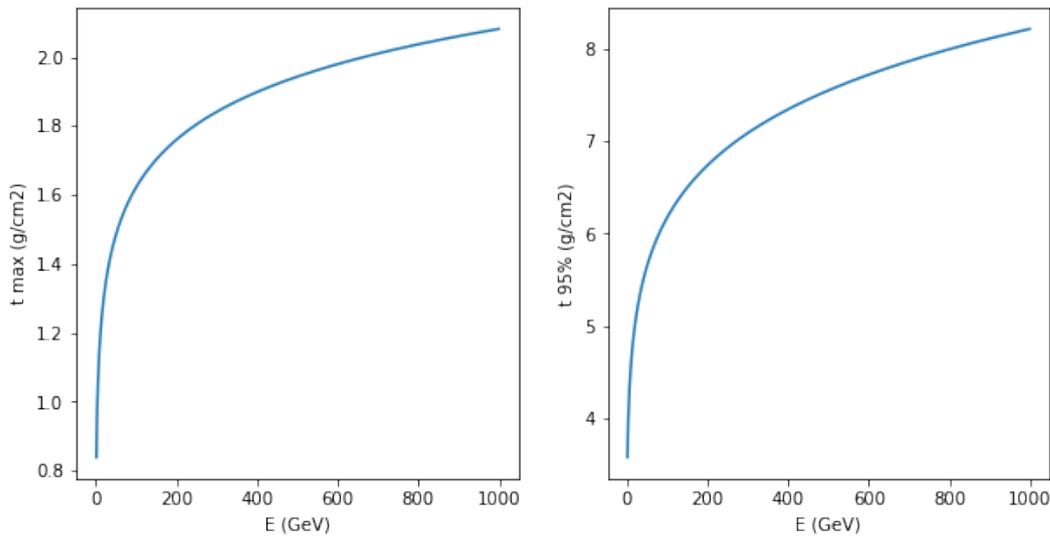


Figura 14 – À esquerda, profundidade a qual o chuveiro hadrônico atinge um máximo de partículas em função da energia incidente. À direita, profundidade a qual contém 95% da energia do chuveiro eletromagnético em função da energia incidente.

Tabela 3 – Valores do comprimento de radiação  $X_o$ , do comprimento de interação nuclear  $\lambda_I$  (cm) e da razão  $\lambda_I/X_o$  para o chuveiro eletromagnético em um material com número atômico  $Z$ . Os dados foram retirados de [9]

Material	Z	$X_o$ (cm)	$\lambda_I$ (cm)	$\lambda_I/X_o$
Argônio Líquido (Ar)	18	14,00	85,77	6,13
Ferro (Fe)	26	1,757	16,77	9,545
Tungstênio (W)	74	0,3504	9,946	28,3847
Chumbo (Pb)	82	0,5612	17,59	31,3435
Urânio (U)	92	0,3166	11,03	34,8389

### 3.5 Calorímetro de amostragem

Vimos os processos que envolvem os chuveiros eletromagnéticos e hadrônicos, como ocorre a interação com a matéria e as grandezas que os caracterizam. Assim, vamos estudar o funcionamento de um calorímetro de amostragem tanto para medir chuveiros eletromagnéticos, quanto hadrônicos. Também é de interesse examinar a resolução de energia em ambos os casos. Um calorímetro de amostragem é feito de, pelo menos, dois materiais diferentes, com cada um tendo objetivos diferentes. Um deles realiza a absorção das partículas dos chuveiros, o meio passivo, e o outro emite o sinal da energia depositada, o meio ativo (figura 15). Se o meio ativo for composto de um material cintilante, o sinal emitido será através de luz que é detectado por um fotodetector. Em caso de o meio ativo ser formado por um gás ionizado, ou um líquido ionizado, o sinal detectado é através de carga elétrica. O meio passivo, é comumente constituído de Chumbo, Tungstênio, ferro, ou

até mesmo, urânio empobrecido. Esses materiais possuem um alto  $Z$  e como foi visto na equação (3.4), quanto maior o valor de  $Z$ , menor é o tamanho do comprimento de radiação, tornando o calorímetro mais compacto. Como exemplo de calorímetros de amostragem com meio ativo cintilante, temos o detector ZEUS [33] que utiliza um cristal de urânio e também o calorímetro TileCal, usado no experimento ATLAS. Calorímetros com meio ativo líquido também é usado no experimento ATLAS.

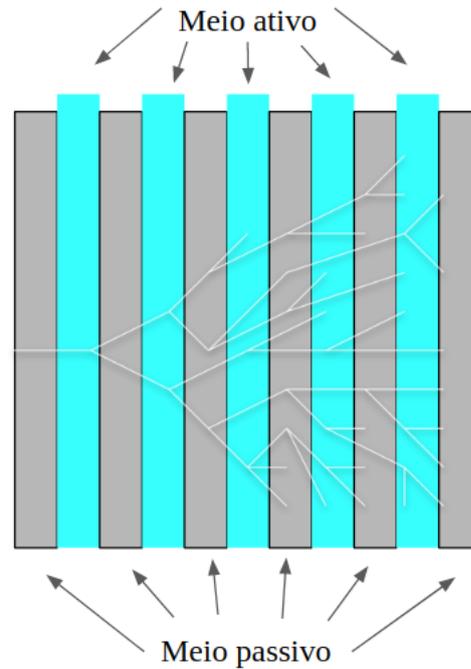


Figura 15 – Esquema de montagem de um calorímetro de amostragem, onde mostra a presença dos dois meios, o meio ativo e o passivo.

Vamos agora analisar a resolução de energia para os calorímetro eletromagnéticos e hadrônicos. Eles vão diferir em valor devido a intensidade do sinal de energia detectado ser diferente em cada um dos chuveiros. No calorímetro eletromagnético, o sinal de energia detectado será pela excitação e ionização do meio ativo através de uma partícula de carga elétrica, ou então, pela emissão de um sinal luminoso para o caso do meio ativo ser um material cintilante. Em ambos os casos, a trajetória total do chuveiro elétrico será proporcional ao número de partículas do chuveiro e ao comprimento de radiação. Essas partículas carregam uma fração da energia da partícula incidente, então, a trajetória total é proporcional a energia incidente. Assim, a resolução da energia, ou seja  $\frac{\sigma(E)}{E}$ , depende da trajetória do chuveiro de partículas. De Fabjan e Gianotti (2003), ela pode ser descrita como

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\left(\frac{a}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{b}{E}\right)^2 + c^2} \quad (3.11)$$

com  $a$ , sendo o termo estocástico,  $b$  o termo de ruído,  $c$  o termo constante.

O termo estocástico se refere ao fato das trajetórias das partículas flutuarem de modo aleatório, ou seja, um processo estocástico. Além disso, a energia depositada no meio ativo, flutua de camada a camada, pois em um calorímetro de amostragem, o meio ativo é posto intercaladamente com o meio passivo (figura 15). Esse tipo de flutuação é chamado de flutuação de amostragem e também é levada em conta no termo estocástico. Para um calorímetro de amostragem, o termo estocástico é proporcional a  $\sqrt{t/E}$ , com  $t$  sendo a espessura da camada do meio passivo. Consequentemente, procura-se reduzir as camadas de absorção para se obter uma melhoria na resolução de energia. Para o calorímetro de amostragem esse valor é em torno de  $5\% - 20\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$ .

O termo de ruído já não é devido ao chuveiro eletromagnético mas sim da eletrônica de leitura de saída. Esse termo vai depender da técnica de detecção do sinal e também das características do circuito de leitura (cabos e dispositivos eletrônicos). Para calorímetros que detectam o sinal por meio de luz, no caso, os cintilantes, o ruído assume valores pequenos uma vez que esse sinal pode ser levado por fibra ótica que fornece uma multiplicação de ganho do sinal quase sem ruído. Se o calorímetro detecta o sinal através da carga elétrica, esse termo pode assumir maiores valores que no caso anterior, pois ao enviar o sinal pelo meio ativo pode ocorrer algumas interferências eletromagnéticas devido ao próprio meio. Segundo Fabjan e Gianotti (2003), em um calorímetro de amostragem o termo de ruído pode diminuir ao aumentar a fração de amostragem, pois conforme aumenta a fração de amostragem, aumenta o sinal do meio ativo e por consequência, maior a relação sinal-ruído.

O termo constante é devido ao próprio calorímetro, sua geometria, ou efeitos instrumentais que provocam não uniformidades nas leituras do calorímetro. Essas não uniformidades podem ser devido a defeitos no detector, como formas irregulares dos meios ativos e passivos, aumento de temperatura em certas regiões e até danificações provocadas pela radiação. Para os calorímetros eletromagnéticos esse valor é menor, ou no máximo 1%.

No calorímetro hadrônico, a resolução de energia é pior que no caso eletromagnético. Isso ocorre pelo fato de haver um maior número de possibilidade de absorção das partículas pelo meio. Há a presença de uma quantidade de energia que não produz sinal, chamamos de energia invisível, e é devido a perda de energia por ligação nuclear, recuo do alvo durante a interação, ou também, a energia carregada por nêutrons, neutrinos e múons que escapam do calorímetro. Como já foi dito anteriormente, em um chuveiro hadrônico, surge também um chuveiro secundário, mas de origem eletromagnética. De modo que, além de haver um sinal hadrônico, haverá a produção de sinal proveniente do chuveiro eletromagnético secundário. Assim, podemos definir  $h$  como sendo a resposta do calorímetro para o sinal hadrônico e  $e$ , a resposta para o sinal eletromagnético. A fração  $e/h$  traz informação a respeito da compensação do sinal referente à energia invisível, de modo que, se  $e/h = 1$ , temos um bom calorímetro, no sentido que ele compensa a perda de energia invisível. Na média, essa fração

assume valores da forma  $e/h > 1$ , logo, há uma não compensação da energia invisível, agravando a resolução de energia. Calorímetros que buscam realizar essa compensação são chamados de compensados e podem ser feitos mediante algumas alterações. Por exemplo, a diminuição da sensibilidade de resposta do sinal eletromagnético, ou o aumento da sensibilidade de resposta do sinal hadrônico, ou também, fazer a compensação através do software durante a coleta de dados. Devido ao efeito de não compensação, a equação (3.11) não se aplica para a resolução de energia do calorímetro hadrônico. Tal efeito impõe uma escala de resolução de energia mais fraca que  $1/\sqrt{E}$ , podendo ser aproximado como

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a_1}{\sqrt{E}} + a_2 \quad (3.12)$$

com  $a_1$  sendo o termo estocástico e  $a_2$  um termo devido a flutuações da fração de energia de origem do chuveiro eletromagnético secundário.

## 3.6 Conclusão

Os calorímetros mostraram-se ser importantes detectores de partículas de alta energia. As partículas, quando incididas, interagem com a matéria do calorímetro, produzindo um chuveiro de partículas. Esse chuveiro de partículas pode ser eletromagnético, quando a interação se dá através de processos eletromagnéticos, Bremsstrahlung para o caso de um elétron incidente e produção de pares, para um fóton incidente. Uma partícula também pode produzir um chuveiro hadrônico quando sua interação com o calorímetro se dá via interação nuclear forte. Isto ocorre quando a partícula incidente é um hádron a alta energia. Nesse caso, pode ocorrer produção de mésons, como o méson pi, ou então, se a partícula tiver energia suficiente, pode produzir outros bárions leves, como o nêutron e o próton. Essas novas partículas produzidas podem dar origem a mais gerações para o chuveiro, se a energia for suficientemente alta, ou então, serem absorvidas pelo meio material. Além disso, um chuveiro hadrônico pode dar origem ao chuveiro eletromagnético que também deve ser levado em conta. Em resumo, há diversos processos para a perda de energia do chuveiro hadrônico, tornando-o mais complexo que no caso de um chuveiro puramente eletromagnético. No chuveiro eletromagnético a energia pode ser absorvida por ionização do meio absorvedor, ou emissão de fótons menos energéticos. Já no hadrônico, podem ocorrer, ionização, desexcitação, fragmentação e até produção de nêutrons ou muons que escapam do calorímetro.

A caracterização dos chuveiros, eletromagnéticos e hadrônicos, se dá em termos do comprimento de radiação, para o chuveiro eletromagnético, e do comprimento de interação nuclear, no caso dos hadrônicos. Os comprimentos são úteis para determinar a espessura necessária dos calorímetros e, pelo fato deles dependerem quase que exclusivamente do número atômico do material, são pequenos para materiais de alto Z. Portanto, é possível construir calorímetros compactos que absorvem quase todo o chuveiro.

Um calorímetro que mede a energia de chuveiros eletromagnéticos, são chamados de calorímetros eletromagnéticos e os calorímetros que medem a energia de chuveiros hadrônicos, são chamados de calorímetros hadrônicos. Em ambos os casos, o desenho do calorímetro pode ser homogêneo, quando feito de um único material, ou então, de amostragem. Nesse último, temos pelo menos dois materiais diferentes com funções distintas, meio ativo e meio passivo. O meio ativo, detecta o sinal produzido pelo chuveiro e o meio passivo absorve as partículas menos energéticas. Em um calorímetro de amostragem temos resoluções de energia diferentes quando o calorímetro detecta chuveiro hadrônico ou eletromagnético. A resolução de energia de um calorímetro hadrônico costuma ser pior que no calorímetro eletromagnético, isto se dá principalmente pelo fato que há perdas de energia que não são detectadas pelo próprio calorímetro, as energias invisíveis. Por vezes, é necessário compensar essa perda de energia invisível, e é possível, alterando a sensibilidade do próprio calorímetro, ou fazendo a compensação diretamente pelo software de coleta de dados.

No próximo capítulo, discutiremos a implementação do calorímetro eletromagnético e hadrônico FoCal, no experimento ALICE. Este será um calorímetro de amostragem que está previsto para ser instalado durante a terceira grande pausa do LHC, em 2026.

## 4 Implementação do FoCal no ALICE

Está previsto, durante o *Long Shutdown 3*, a implementação de um novo calorímetro no experimento ALICE [3]. Esse calorímetro é chamado de FoCal, acrônimo para *Forward Electromagnetic and Hadronic Calorimeter*, e terá a capacidade de medir fótons diretos em colisões pp e p-Pb em rapidez frontal com o objetivo de explorar a estrutura de prótons e nucleons no regime de  $x$  pequeno. Também espera-se obter medidas de altos momentos transversos de pions neutros em colisões Pb-Pb, para verificar as modificações nucleares em relação à colisões pp.

Segundo publicação do *A Forward Calorimeter(FoCal) in the Alice Experiment* (2019) [3], o FoCal pretende quantificar a modificação nuclear das funções de estrutura no regime, ainda não explorado, de baixos valores de  $x$ . Para isso será realizado a medição de fótons isolados em colisões próton-próton e próton-Chumbo. Também é de interesse do FoCal, investigar a origem do efeito *shadowing* em  $x < 10^{-3}$ , pois sabemos que nesse regime ocorre uma saturação na densidade de densidade de glúons. É pretendido quantificar a perda de energia partônica em rapidez frontal, medindo a produção de grandes valores de momento transverso de mésons  $\pi$  neutros ( $\pi^0$ ) nas colisões Chumbo-Chumbo

O FoCal corresponde a dois calorímetros, um eletromagnético, o FoCal-E, e outro hadrônico, o FoCal-H, que serão instalados próximos ao tubo do feixe para assim, conseguir alcançar medidas de alta rapidez. Ambos os calorímetros terão o desenho de amostragem e, para o FoCal-H, o seu material ainda está em discussão. Assim, veremos nesse capítulo o modelo do FoCal-E, o tipo de material utilizado e seu desempenho esperado. Vamos discutir brevemente os possíveis modelos para o FoCal-H e também, os resultados esperados. No fim do capítulo será visto o desempenho do FoCal em obter as medidas pretendidas e teremos uma discussão do seu alcance cinemático previsto ser alcançado.

### 4.1 Modelo do FoCal-E

O FoCal-E será um calorímetro de amostragem e, como já foi visto no capítulo anterior, esse tipo de calorímetro é composto de um meio ativo e um meio passivo. Como um dos principais objetivos é o de medir os fótons diretos produzidos nas colisões, o detector tem de ser capaz de distingui-los dos fótons que são produzidos por decaimentos. Se considerarmos que os fótons produzidos através do decaimento do méson  $\pi$  neutro ( $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ ), o detector será capaz de identificá-los quando os fótons estão separados por uma distância mínima  $d_{min}$ , e então, é necessário que o chuveiro eletromagnético seja compacto. Desta forma, o meio passivo será feito de Tungstênio, pois como visto nas

equações 3.4 e 3.7, o material absorvedor terá um comprimento de radiação  $X_0 = 3,5$  mm e raio de Molière  $R_M = 9,3$  mm. Como em um calorímetro de amostragem típico, o FoCal será construído de camadas absorvedoras (meio passivo) e camadas de leitura (meio ativo). A espessura dessas camadas, assumirá o valor de aproximadamente  $1X_0$  e a profundidade total será de  $20X_0$ , para se obter uma boa linearidade em alta energia, resultando em um tamanho total de  $15 - 25$  cm.

O meio ativo, sendo o meio que vai realizar a leitura dos chuveiros, precisa ter o tamanho transversal aproximadamente igual, ou menor, que o raio de Molière. Assim, o meio será construído em duas estruturas diferentes, as pads layers e pixel layers, intercaladas com o meio passivo (figura 16). As pads layers serão camadas com células de baixa granularidade (*low granularity* - LG) do tamanho de  $1\text{ cm}^2$ , aproximadamente  $1R_M$ , feitas de Silício. Um sinal analógico será lido por um amplificador sensível a carga elétrica, retornando um valor proporcional a energia depositada. Para se obter o alcance dinâmico desejado, isto é, detectar chuveiros com energias acima de 2 TeV ( $p_T = 16\text{GeV}/c$  em pseudo rapidez de  $\eta = 5,5$ ), a sensibilidade de leitura da carga elétrica deve ser de alguns  $10^{-15}\text{C} - 10^{-12}\text{C}$ . Pois, espera-se ser possível alcançar resoluções de energia de apenas alguns % para grandes valores de  $p_T$ .

Além dos pad layers também haverá duas camadas de pixels layers, compostos de células de alta granularidade (*high granularity* - HG),  $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ , com o objetivo de identificar e distinguir os fótons provenientes dos decaimentos. Serão os responsáveis pelo desenvolvimento lateral dos chuveiros, de modo que a suas posições em relação ao calorímetro, devem ser entre a separação de dois chuveiros e também próximo ao máximo dos chuveiros, a fim de se obter uma melhor resolução de energia. Portanto, os dois pixel layers usados estarão na quinta e décima posição do calorímetro, conforme mostra a figura 16. O design dos pixel layers serão baseados em chip ALPIDE [34], já desenvolvidos pelo experimento ALICE. O ALPIDE é um sensor de pixel ativo monolítico (MAPS) de  $1,5\text{ cm} \times 3\text{ cm}$  com  $512 \times 1024$  pixels de  $28 \mu\text{m} \times 28 \mu\text{m}$ , que são lidos por um sinal binário. Para o FoCal-E, esta alta granularidade vai permitir reconstruir a posição da partícula incidente.

A estrutura do FoCal-E será uma estrutura de Si-W híbrida de 18 camadas LG ao longo do detector e duas camadas HG na quinta e na décima posição. As células em cada camada realizam a leitura individualmente, mas para se obter informações da localização dos grupos de partículas detectadas, as camadas são agrupadas em cinco segmentos. Seu design será compacto de modo que o espaço entre as camadas será mínimo, espera-se alguns mm de cada lado.

O desenvolvimento longitudinal dos chuveiros foi testado no *Super Proton Synchrotron* - SPS, para um feixe de elétrons incidindo em placas de Silício, figura 17a). Como podemos ver, a posição do máximo do chuveiro move-se em direção ao desenvolvimento detector com o aumento da energia e os máximos podem ser aproximados pela equação

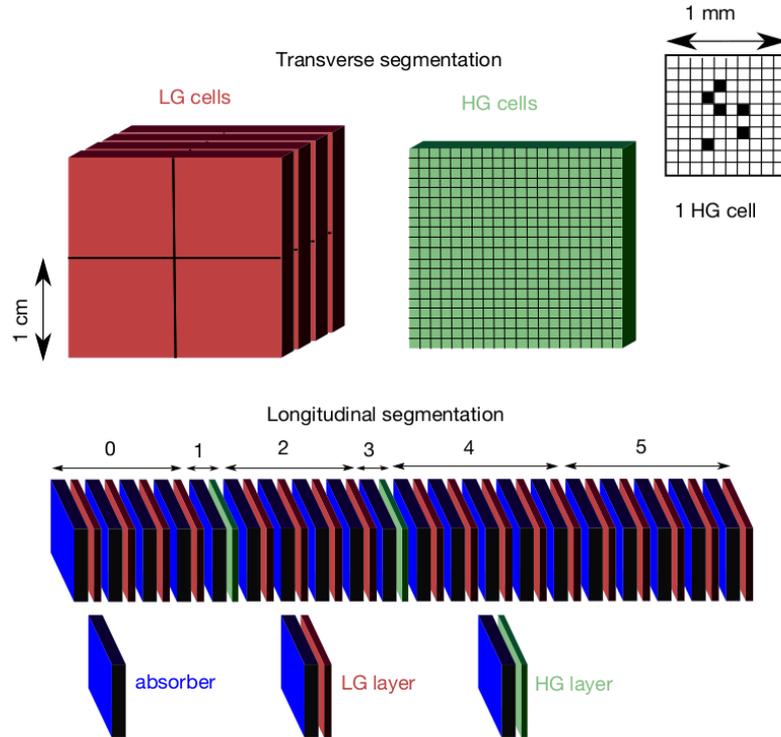


Figura 16 – Esquema de montagem do calorímetro FoCal-E. A figura foi retirada de [3]

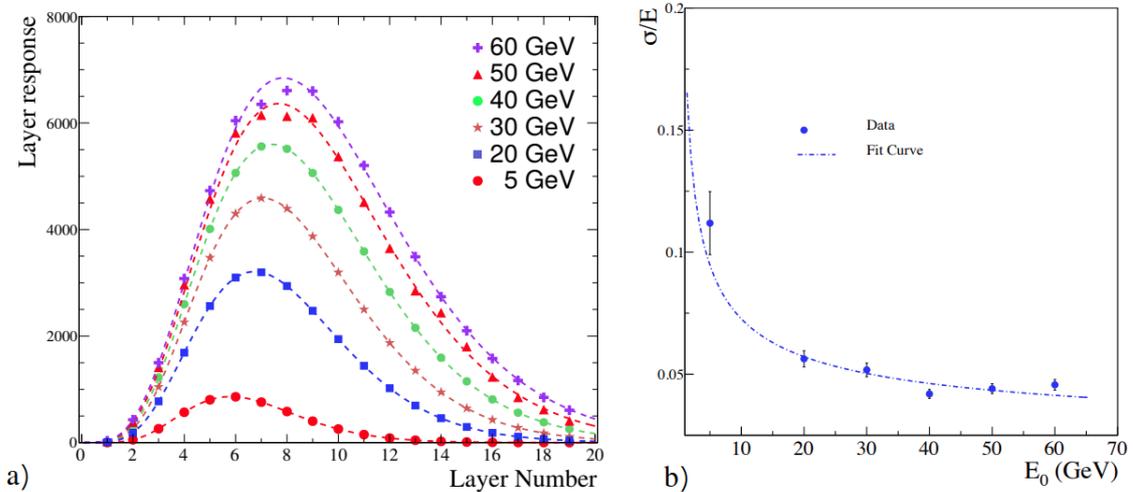


Figura 17 – a) Desenvolvimento longitudinal do chuveiro eletromagnético em termos das camadas do calorímetro para diferentes valores de energia. b) Resolução de energia em função da energia incidente. Retirado [3]

3.5. A figura 17b) mostra a resolução de energia ajustada com um termo estocástico e um termo constante e é dado por

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus c = \frac{0,17 \pm 0,03\sqrt{GeV}}{\sqrt{E}} \oplus (1,9 \pm 0,5\%) \quad (4.1)$$

Segundo FoCal [3], o termo  $b$  da equação 3.11, é insignificante no regime de altas energias. O desenvolvimento lateral é obtido pelas células HG e alguns exemplos são vistos na figura

18, obtidas de testes feitos com um pequeno protótipo. Vê-se uma pequena diferença na quantidade de partículas originadas do chuveiro das primeiras camadas em consideração com as últimas. O chuveiro mostra-se bastante fino e vai se tornando mais largo a medida em que se desenvolve longitudinalmente. O núcleo do chuveiro é menor que o raio de Molière, de modo que é possível diferenciar dois chuveiros separados a pequenas distâncias.

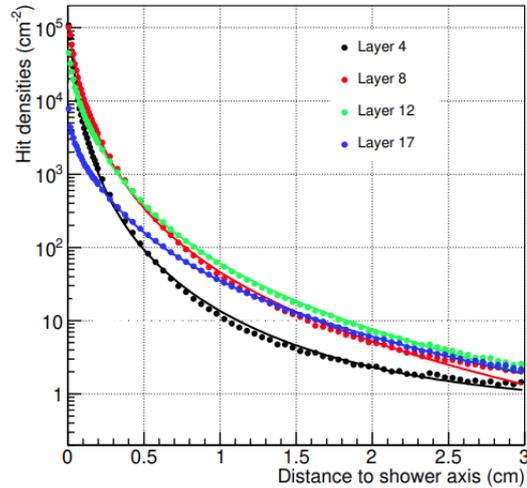


Figura 18 – Desenvolvimento lateral de chuveiros eletromagnéticos provenientes de um elétron incidente. A figura foi retirada de [3]

## 4.2 Modelo do FoCal-H

O FoCal-H será um calorímetro hadrônico de amostragem que será instalado atrás do FoCal-E e o mais próximo possível do mesmo com o objetivo de ser mais compacto e evitar explosões de chuveiros que se iniciam no FoCal-E. Será responsável por isolar fótons através da detecção dos hádrons de altas energias próximos ao possível fóton direto e também, medir a produção de jatos. Para detectar os hádrons de altas energias e obter uma boa resolução de energia, é necessário uma atingir boa compensação ( $e/h \approx 1$ ), de modo que materiais absorventes, como o Cu, o Pb e o Fe, estão sendo considerados. Segundo FoCal, o Pb demonstrou resultados com uma boa compensação e resolução, assim, é esperado usar um calorímetro de amostragem do tipo amostragem de Chumbo e fibras cintilantes para alcançar o desempenho esperado.

Um calorímetro de Chumbo e fibras cintilantes baseado em um modelo "espaguete" é cogitado para implantar no FoCal-H. Esse tipo de calorímetro utiliza fibras cintiladoras como meio ativo e Chumbo como o meio passivo. As fibras emitem luz quando excitadas, assim, pode ser feita a medição da luz produzida após a ionização ocorrida pelas partículas do chuveiro. Um possível arranjo do FoCal-H é mostrado na figura 19, onde há 372 módulos e cada módulo é de 10 cm x 10 cm, contendo Chumbo e fibras cintilantes em uma densidade

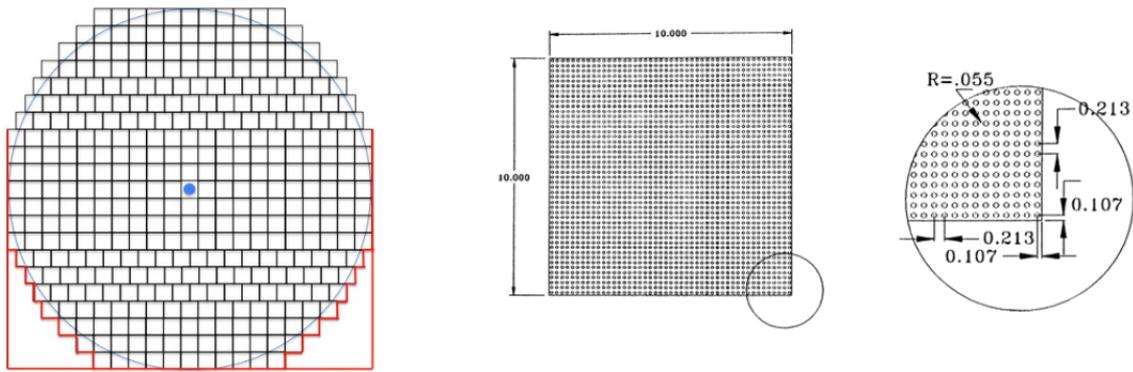


Figura 19 – Arranjo do calorímetro de amostragem hadrônico. Corresponde a 372 módulos onde cada módulo é feito de Chumbo e fibra cintilante. Os valores estão em centímetros. A figura foi retirada de [8]

de 4,55 de Chumbo por fibra. O comprimento de radiação efetivo será de  $X_o = 7,8$  mm, o comprimento de interação nuclear  $\lambda_I = 19,7$  cm e o raio de Molière de  $R_M = 2,2$  cm. Cada módulo terá uma profundidade de  $8\lambda_I$  com cerca de 100 kg e o arranjo total terá uma geometria circular de raio de 1 m pesando em torno de 40 toneladas, de modo que serão necessárias estruturas apropriadas para sustentação.

### 4.3 Resultados esperados e desempenho do FoCal

Um dos principais objetivos do FoCal é o de realizar a medição dos fótons diretos. Vimos os aparatos técnicos necessários para diferenciar esses fótons dos fótons produzidos em decaimentos. Isso porque, as medidas dos fótons diretos, no regime de rapidez pretendido ser alcançada pelo FoCal, vão permitir melhorar a sensibilidade da distribuição de glúons em  $x$  pequeno. Foi visto no primeiro capítulo, que os glúons só podem ser medidos indiretamente pelas equações de evolução, então, os fótons diretos dão acesso a cinemática dos pártons, pois os mesmos se acoplam com os quarks sem sofrer mudanças de estado final, como acontece com os hádrons.

Segundo Focal, espera-se obter medidas do espectro de  $p_T$  dos fótons isolados no regime de rapidez frontal em colisões pp e p-Pb com energias de 8,8 TeV durante o Run 4 no LHC. As medições de colisões pp vão permitir examinar com mais precisão as PDFs dos prótons. Já as medições de colisões p-Pb, nos permitem quantificar os efeitos nucleares calculando a razão entre as PDFs de núcleos pesados e as PDFs dos prótons. A figura 20 ilustra a influência das medidas do FoCal sobre a razão da distribuição de glúons para um núcleo de Chumbo com a distribuição de glúons para o próton. A linha em cinza corresponde a modificação nuclear obtida pela parametrização nNNPDF1.0 [35], a região em cinza corresponde a sua banda de incerteza. A linha verde e a região verde

correspondem as modificações dos pseudo-dados do projeto *Electron Ion Collider* (EIC) [36] e sua respectiva banda de incertezas. A linha vermelha e a região vermelha são dos pseudo-dados do FoCal, obtidos através de simulações, e correspondem a modificação nuclear e a região de incerteza.

Também poderá ser estudado a fotoprodução de  $J/\Psi$  em colisões ultraperiféricas, devido a um dos seus possíveis decaimentos, que é em um par  $e^+e^-$  a qual podem ser detectados pelo FoCal através produção de chuviscos eletromagnéticos. Com essas medidas, será possível aprofundar o estudo das funções de estrutura para o  $J/\Psi$  e compreender a saturação de glúons para pequenos valores de  $x$ .

Segundo FoCal, uma das medições que o calorímetro pode fornecer é a do alto momento transversal de mésons neutros em colisões Chumbo-Chumbo. Como por exemplo, as medições de  $p_T$  dos  $\pi^0$  através do FoCal-H. Essas medidas tornarão possível mapear a densidade de plasma de quarks e glúons (QGP), que é o responsável por modificar a produção de hádrons.

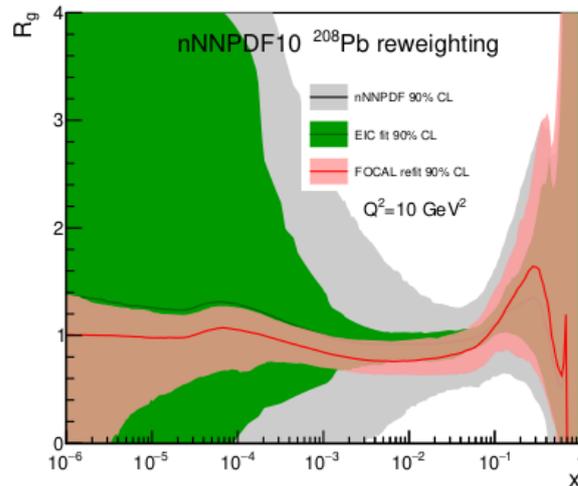


Figura 20 – Modificação nuclear da distribuição de glúons para o núcleo de Chumbo em função do momento  $x$  em  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2/c^2$ . Retirado de [3]

A figura 21, mostra o desempenho esperado do FoCal para medições de fótons diretos em colisões pp, p-Pb e o desempenho esperado para medições de  $\pi^0$  em colisões Pb-Pb. Temos as incertezas relativa deslocadas em uma unidade em função do momento transversal obtida através de simulações no ALICE. Em a) e b), as incertezas relativas alcançam valores de 20% para pequenos valores de  $p_T$  ( $< 6 \text{ GeV}/c$ ), sendo a principal contribuição é devido aos decaimentos do  $\pi^0$  em fótons. Para valores  $p_T > 10 \text{ GeV}/c$ , a incertezas devido a decaimentos diminuem e a incerteza relativa assume o valor de aproximadamente 5%. Essas incertezas devem diminuir quando se tomar a razão entre p-Pb e p-p, possibilitando uma melhor compreensão sobre as modificações nucleares que ocorrem em  $x$  pequeno. Em c), as incertezas, relativas a medição de  $\pi^0$ , assumem valores maiores que no caso anterior,

devido ao diminuição da resolução de energia pelo FoCal-H.

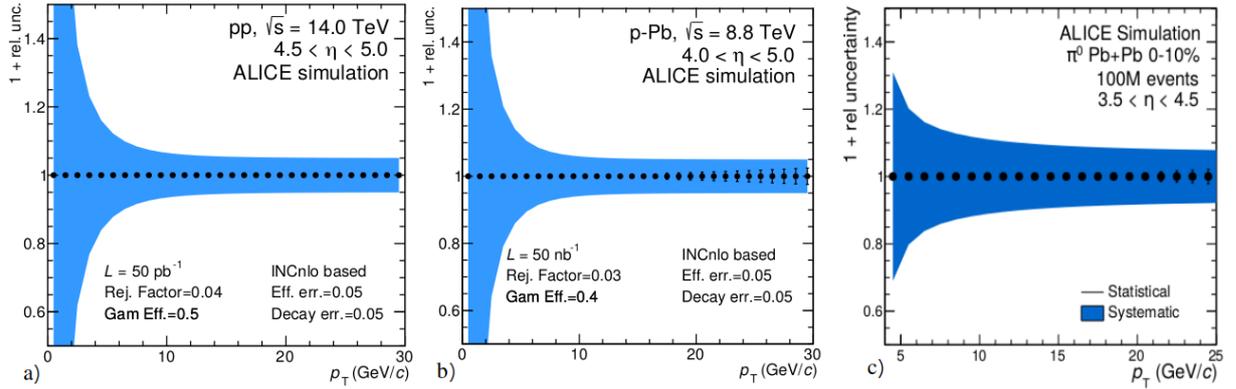


Figura 21 – Incerteza relativa em função do momento transversal obtida em simulações no ALICE. a) Medidas de fótons diretos em colisões pp a energia de 14 TeV. b) Medidas de fótons diretos em colisões p-Pb a 8,8 TeV. A faixa em azul corresponde a banda de erros sistemáticos e as barras pretas a erros estatísticos. Retirado de [3]

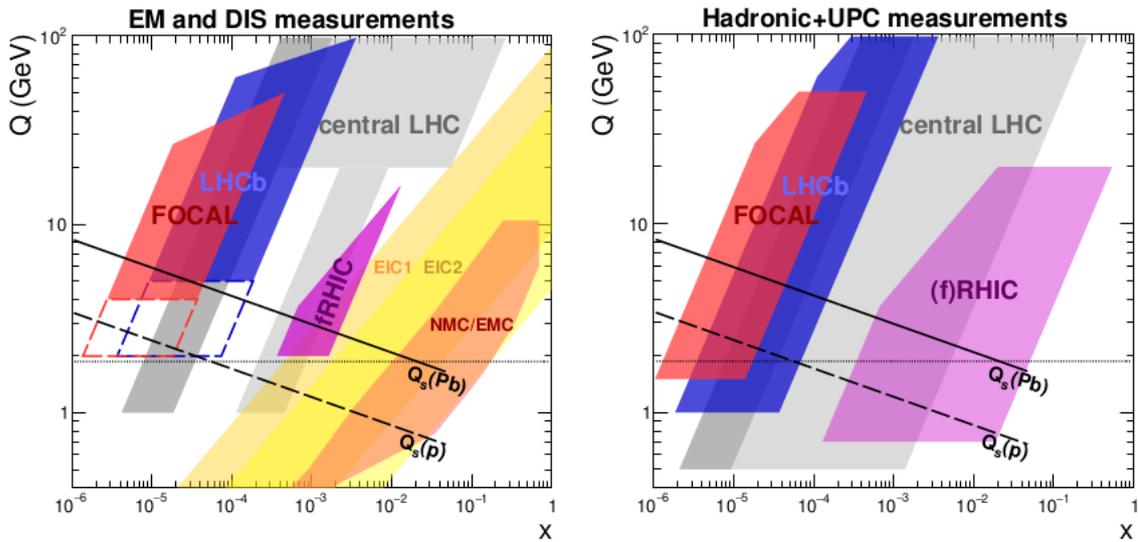


Figura 22 – Alcance cinemático para medidas de DIS, à esquerda, e para UPC, à direita. Corresponde ao alcance de algumas experiências e os pretendidos serem alcançados pelo FoCal. As retas tracejadas correspondem as escalas de saturação para o próton e para o chumbo conforme (2.15). Retirado de [3]

O alcance cinemático pretendido ser alcançado pelo FoCal pode ser visto na figura 22. Onde mostra a região  $(x, Q)$ , aproximada através de 2.15, sondada por diversos experimentos. A esquerda temos a região alcançada em experiências do espalhamento profundamente inelástico (DIS) para o FoCal em comparação com outras experiências. A região com a borda vermelha indica medidas mais desafiadoras para o FoCal, é uma região de baixo momento transversal e como foi visto, as incertezas devido ao aumento do fundo de fótons decaídos se tornam mais relevantes. À direita, medidas hadrônicas e

de colisões ultraperiféricas da região alcançada pelo FoCal, do LHCb e também para o *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC). Podemos ver que as medidas que o FoCal busca alcançar cobrirão uma região de  $x$  que ainda não foi alcançada por nenhum experimento.

## 4.4 Conclusão

No capítulo foram vistos os principais objetivos do FoCal e como o calorímetro pretende realizar as medidas. O calorímetro corresponde a combinação de dois calorímetros distintos, um do tipo eletromagnético e outro do tipo hadrônico. O principal desafio é o de diferenciar os fótons diretos dos fótons produzidos em decaimentos e ainda assim, o FoCal apresenta boas resoluções de energia.

O calorímetro eletromagnético, o FoCal-E, apresentou bons resultados nas simulações feitas pelo experimento ALICE. Será um calorímetro de amostragem híbrido de Silício e Tungstênio (Si + W) com 18 camadas de leitura de baixa granularidade e duas camadas de alta granularidade. As camadas de baixa granularidade darão informações sobre o desenvolvimento longitudinal dos chuveiros eletromagnéticos produzidos no calorímetro, enquanto que, as camadas de alta granularidade darão informações do desenvolvimento lateral. Quanto maior a granularidade mais detalhes são fornecidos, por isso, essas camadas devem ficar em posições onde o chuveiro alcança um número máximo de partículas, isto é, a posição  $t_{max}$ .

Além do FoCal-E, também será instalado o calorímetro hadrônico FoCal-H que terá como principal objetivo medir mésons  $\pi$  e jatos de hádrons. Será um calorímetro de amostragem com compensação ( $e/h \approx 1$ ) a sua técnica de construção ainda está em discussão, entretanto simulações e protótipos mostraram que um modelo espaguete, de Chumbo com fibras cintilantes, apresentou bons resultados.

Foi visto que o desempenho esperado para o FoCal irá permitir obter medições na região de  $x$  muito pequeno. Com essas medidas espera-se obter uma melhor compreensão das modificações nucleares provocada pela saturação na densidade de glúons e assim, investigar a origem do efeito *shadowing*.

## 5 Considerações finais

Neste presente trabalho estudamos a implementação do calorímetro FoCal como uma melhoria no experimento ALICE, buscando assim a compreensão da estrutura da matéria num limite que ainda não se tem acesso a muitas informações. Esse limite corresponde ao estudo das equações de evolução e funções de estrutura dos prótons e nêutrons, considerando a influência dos glúons. Resultados experimentais atuais de colisões entre próton-próton e próton-núcleo, obtidos pelo LHC, por exemplo, mostraram que as funções de estrutura não são bem definidas em regimes de energia a nos quais aumenta a quantidade de glúons. Devido a falta de dados suficientes há um grande aumento nas incertezas das funções de estrutura dos nucleons. Desse modo, a Colaboração ALICE apresentou um projeto que pretende instalar um novo calorímetro em seu experimento. O calorímetro pretende realizar medições nessa região, pois terá a capacidade de alcançar com uma boa resolução de energia. Assim, nos próximos parágrafos, vamos sintetizar os conteúdos desenvolvidos neste trabalho e então, apresentar as perspectivas futuras.

Para compreender a estrutura da matéria é preciso elaborar modelos que a descrevam. Esses modelos são então verificados experimentalmente e aprimorados devido a necessidade que os resultados experimentais apresentarem. O modelo partônico procura descrever as funções de estrutura dos prótons e nêutrons considerando que os nucleons são constituídos de partículas menores e sem estrutura, os pártons, que carregam uma fração  $x$  do momento do nucleon. Assim, com o modelo de pártons e, devido a hipótese invariância de escala de Bjorken, foi possível obter as funções de estrutura dos nucleons para o espalhamento profundamente inelástico, com dependência apenas na fração de momento  $x$ . Essas funções foram obtidas através das funções de distribuição dos pártons, as PDFs, que foram descritas em termos da distribuição de quarks de valência e distribuição de quarks de mar. Foi apresentado os resultados obtidos do SLAC, onde mostra que a razão entre as funções de estrutura dos nêutrons e prótons tende a 1 quando  $x$  tende a zero. Ou seja, no limite de  $x$  muito pequeno ( $x < 10^{-3}$ ) a distribuição dos quarks de valência diminui, uma vez que esses quarks diferem em termos de distribuição para nêutron e próton. Sendo assim, os quarks de mar assumem uma maior influência e há um aumento na distribuição de pártons.

Resultados experimentais da figura 4 indicam o aumento na distribuição de glúons para  $x < 10^{-3}$  e uma quebra de escalamento. Essa quebra corresponde a existência de uma dependência em termos de  $Q^2$  nas PDFs e nas funções de estrutura. Tornando o estudo das distribuições mais complexo. Foi relatado o surgimento de equações que estudam a evolução das funções de estrutura. Equações como a DGLAP, a BFKL, a AGL, a JIMWLK

e a BK. As três últimas buscando levar em conta a evolução não linear da QCD. A ausência de dados para medidas de  $x$  pequeno ( $x < 10^{-3}$ ) e a evolução não linear da QCD resultam na falta de um modelo que alcance todo o espectro de  $x$  e  $Q^2$ .

Durante o primeiro capítulo, vimos o processo Drell-Yan e como é útil para testar as PDFs, também foi visto a produção do méson  $D^0$  e a fotoprodução do  $J/\Psi$ . Para esses últimos, quando comparados em colisões p-p e p-A, os resultados apresentados mostram efeitos nucleares que indicam uma saturação, como visto na figura 8. Esse efeito é chamado de efeito *shadowing* e surge quando  $x$  alcança pequenos valores.

O primeiro capítulo apresentou os fenômenos físicos que mostram a necessidade de se obter medidas que alcancem frações de momentos muito pequenas ( $x < 10^{-3}$ ). Já o segundo capítulo foi destinado a introduzir a fenomenologia aplicada em calorímetros. As medições que são realizadas pelo calorímetro e os tipos de calorímetros. Os calorímetros são os responsáveis por medir a energia de partículas quando absorvidos. Então estudou-se como ocorre a interação dessas partículas quando incididas em um material absorvedor. Surge a produção de chuveiros de partículas, isso porque, as partículas energéticas dão origem a outras partículas, ao interagir com a matéria, e assim perdendo energia. Para partículas como léptons e fótons, a interação é de natureza eletromagnética, estão os seus chuveiros produzidos são chuveiros eletromagnéticos e os principais processos que dão origem a esses chuveiros é o Bremsstrahlung, para o elétron, e a produção de pares  $e^-e^+$ , para fótons. Os chuveiros hadrônicos surgem de partículas que interagem devido a interação forte com o meio material. A principal partícula que se origina desse tipo de interação é o méson  $\pi$  que surge pela interação entre prótons e nêutrons com o núcleo do material.

Como o calorímetro pretendido ser instalado no experimento ALICE corresponde a um calorímetro eletromagnético e um calorímetro hadrônico, estudamos no capítulo esses dois tipos de calorímetros. Devido a proposta da Colaboração ALICE mencionar a implementação de um modelo de calorímetro do tipo calorímetro de amostragem, foi dedicado o final do segundo capítulo para explicar o funcionamento do calorímetro de amostragem e sua resolução de energia para as medições de fótons e elétrons, no caso do calorímetro de amostragem eletromagnético, e de mésons  $\pi$  para o calorímetro de amostragem hadrônico. O calorímetro de amostragem hadrônico apresenta uma resolução de energia menor que para o caso do eletromagnético, em virtude de existir a presença de uma energia que não emite um sinal que possa ser detectado pelo calorímetro. Surgindo a necessidade de realizar uma compensação ( $e/h \approx 1$ ) para se obter melhores resultados.

Os fenômenos e as técnicas apresentadas no segundo capítulo, auxiliam ao estudo do FoCal. No terceiro capítulo, foi apresentado os principais objetivos do FoCal, mostrando como esse calorímetro pretende realizar as medições de fótons diretos e mésons  $\pi$  atingindo valores de  $x$  muito pequeno e em pseudo-rapidez de  $3,2 < \eta < 5,8$ . Para poder estudar

as capacidades do FoCal foram usados os conceitos vistos no segundo capítulo e assim, compreender a técnica de instalação dos calorímetros. O FoCal-E, parte eletromagnética do FoCal, será um típico calorímetro de amostragem de Si+W, feito de células de Silício de baixa granularidade e de alta granularidade, LG e HG, respectivamente. O material absorvedor do FoCal-E será o tungstênio por apresentar valores que  $X_0$  e  $R_M$  que tornam o calorímetro mais compacto. Para o FoCal-H, parte hadrônica do FoCal, ainda está em discussão o tipo de material absorvedor mas o principal indicado é o chumbo. É pretendido montar um calorímetro do tipo espaguete, que usa fibras cintilantes para detectar os sinais. Os dois calorímetros terão boas resoluções de energia no sentido de que, além de alcançar valores de  $x < 10^{-6}$ , terão pequenas incertezas quanto às medições da distribuição de glúons. Em torno de 5% para medição de fótons em  $p_T > 6$  GeV/c. Para  $p_T < 6$  GeV/c, as incertezas podem alcançar 20%, há uma maior dificuldade em diferenciar fótons decaídos de fótons diretos nesse regime.

Pode-se concluir que o FoCal terá capacidades únicas de medir a produção de fótons diretos conseguindo diferenciá-los dos fótons produzidos pelo decaimento do méson  $\pi$  com uma boa precisão, como é mostrado na figura 21. Essas medições são importantes, pois fornecerão informações necessárias para estudar a origem do efeito *shadowing*, quantificar os efeitos nucleares e também verificar as PDFs com mais precisão. A figura 22, mostra que o regime pretendido ser alcançado pelo FoCal não foi alcançado por nenhum detector até o presente momento. As medidas que o FoCal pretende realizar aumentaram o escopo de ALICE e também, são de suma importância para se compreender a estrutura da matéria em nível ainda não alcançado

Particularmente, com este estudo foi possível compreender os fenômenos físicos envolvidos na região de  $x < 10^{-3}$  e também, a tecnologia utilizada em calorímetros para a física de altas energias. É muito desafiador desenvolver esse tema ausente na graduação, por isso mesmo, incentiva a sua investigação devido a capacidade que tais detectores tem de medir partículas de altas energias.

Considerando as possibilidades de perspectivas deste trabalho, o desenvolvimento de simulações e testes que consolidem a finalidade de FoCal e seu uso para a fenomenologia de altas energias. Como realizar simulações em colisões ultra-periféricas de Chumbo-Chumbo para a investigação dos efeitos nucleares presentes, como por exemplo nas medidas de  $J/\Psi$  [25].



# Referências

- 1 AYALA FILHO, A. L. *Análise dos efeitos nucleares em processos lépton-núcleo e hádron-núcleo de alta energia a  $x$  pequeno*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Instituto de Física, Curso de Pós-Graduação em Física, Porto Alegre, 1991.
- 2 HALZEN, F.; MARTIN, A. D. *Quarks and leptons: an introductory course in modern particle physics*. New York: John Wiley Sons, 1984. v. 1.
- 3 A Forward Calorimeter (FoCal) in the ALICE experiment. Oct 2019. Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/2696471>>.
- 4 ASHMAN, J. et al. Measurement of the ratios of deep inelastic muon-nucleus cross sections on various nuclei compared to deuterium. *Physics Letters B*, v. 202, n. 4, p. 603 – 610, 1988. ISSN 0370-2693. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269388918722>>.
- 5 MARTINS, S. *Fotoprodução de Mésons Vetoriais Pesados em Colisões Ultraperiferais e Periferais*. Tese (Doutorado) — Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Instituto de Física, Curso de Pós-Graduação em Física, Porto Alegre, 2018.
- 6 ZYLA, P. et al. (Particle Data Group) Review of Particle Physics. *PTEP*, v. 2020, n. 8, p. 083C01, 2020.
- 7 BETTINI, A. *Introduction to Elementary Particle Physics*. New York: Cambridge University Press, 2014. v. 1.
- 8 CERN. *ALICE*. Disponível em: <<https://home.cern/science/experiments/alice>>. Acesso em: 20 outubro 2020.
- 9 PARTICLE DATA GROUP. *Atomic and Nuclear Properties of Materials*. Disponível em: <<https://pdg.lbl.gov/2020/AtomicNuclearProperties/index.html>>. Acesso em: 27 outubro 2020.
- 10 AAIJ, R. et al. Observation of  $J/\Psi$  resonances consistent with pentaquark states in  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\Psi K^- p$  decays. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 115, p. 072001, Aug 2015. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.115.072001>>.
- 11 COLLINS, J. C. Light-cone variables, rapidity and all that. *JC Collins arXiv: hep-ph/970539v1*, 1997.
- 12 CANAL, C.; GAY DUCATI, M.; SIMOES, J. *Notes on Deep Inelastic Scattering*. Centre de Recherches Nucléaires, 1979. (Série des cours et conférences sur la physique des hautes énergies). Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=N1FszQEACAAJ>>.

- 13 BJORKEN, J. D. Asymptotic sum rules at infinite momentum. *Physical Review*, APS, v. 179, n. 5, p. 1547, 1969.
- 14 BODEK, A. et al. The ratio of deep-inelastic e-n to e-p cross sections in the threshold region. *Physics Letters B*, v. 51, n. 4, p. 417 – 420, 1974. ISSN 0370-2693. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269374902421>>.
- 15 GRIBOV, V.; LIPATOV, L. Deep inelastic e p scattering in perturbation theory. *Sov. J. Nucl. Phys.*, v. 15, p. 438–450, 1972.
- 16 DOKSHITZER, Y. L. Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e+ e- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics. *Sov. Phys. JETP*, v. 46, p. 641–653, 1977.
- 17 ALTARELLI, G.; PARISI, G. Asymptotic freedom in parton language. *Nuclear Physics B*, v. 126, n. 2, p. 298 – 318, 1977. ISSN 0550-3213. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321377903844>>.
- 18 SALAM, G. P. An introduction to leading and next-to-leading BFKL. *arXiv preprint hep-ph/9910492*, 1999.
- 19 AYALA, A.; GAY DUCATI, M.; LEVIN, E. Parton densities in a nucleon. *Nuclear Physics B*, Elsevier BV, v. 511, n. 1-2, p. 355–395, Feb 1998. ISSN 0550-3213. Disponível em: <[http://dx.doi.org/10.1016/S0550-3213\(97\)00737-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0550-3213(97)00737-2)>.
- 20 MUELLER, A. A simple derivation of the JIMWLK equation. *Physics Letters B*, Elsevier BV, v. 523, n. 3-4, p. 243–248, Dec 2001. ISSN 0370-2693. Disponível em: <[http://dx.doi.org/10.1016/S0370-2693\(01\)01343-0](http://dx.doi.org/10.1016/S0370-2693(01)01343-0)>.
- 21 LAPPI, T.; MÄNTYSAARI, H. Next-to-leading order Balitsky-Kovchegov equation with resummation. *Physical Review D*, American Physical Society (APS), v. 93, n. 9, May 2016. ISSN 2470-0029. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.93.094004>>.
- 22 GRIBOV, L.; LEVIN, E.; RYSKIN, M. Semihard processes in QCD. *Physics Reports*, v. 100, n. 1, p. 1 – 150, 1983. ISSN 0370-1573. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370157383900224>>.
- 23 DRELL, S. D.; YAN, T.-M. Massive lepton-pair production in hadron-hadron collisions at high energies. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 25, p. 316–320, Aug 1970. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.25.316>>.
- 24 AAIJ, R. et al. Study of prompt  $D^0$  meson production in p-Pb collisions at  $\sqrt{s} = 5$  TeV. *arXiv preprint arXiv:1707.02750*, 2017.
- 25 GAY DUCATI, M.; MARTINS, S.  $J/\Psi$  photoproduction in peripheral AA collisions. *Physical Review D*, American Physical Society (APS), v. 96, n. 5, Sep 2017. ISSN 2470-0029. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.96.056014>>.

- 26 ACHARYA, S. et al. Coherent  $J/\Psi$  photoproduction at forward rapidity in ultra-peripheral Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=5.02$  tev. *Physics Letters B*, Elsevier BV, v. 798, p. 134926, Nov 2019. ISSN 0370-2693. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2019.134926>>.
- 27 TSAI, Y.-S. Pair Production and Bremsstrahlung of Charged Leptons. *Rev. Mod. Phys.*, v. 46, p. 815, 1974. [Erratum: *Rev.Mod.Phys.* 49, 421–423 (1977)].
- 28 FABJAN, C. W.; GIANOTTI, F. Calorimetry for Particle Physics. *Rev. Mod. Phys.*, v. 75, n. CERN-EP-2003-075, p. 1243–1286. 96 p, Oct 2003. Disponível em: <<http://cds.cern.ch/record/692252>>.
- 29 ATLAS EXPERIMENT. *Calorimeters*. Disponível em: <<https://atlas.cern/discover/detector/calorimeter>>. Acesso em: 27 outubro 2020.
- 30 CMS EXPERIMENT. *Crystal Calorimeters*. Disponível em: <<https://cms.cern/detector/measuring-energy/crystal-calorimeter>>. Acesso em: 27 outubro 2020.
- 31 SCHEEL, C. V. *The Spaghetti calorimeter: research, development, application*. Tese (Doutorado) — Amsterdam U., 1994.
- 32 TAVERNIER, S. *Experimental Techniques in Nuclear and Particle Physics*. New York: Springer, 2010. v. 1.
- 33 THE ZEUS DETECTOR. *Detector Layout*. Disponível em: <[https://www-zeus.desy.de/bluebook/ch02/section2\\_4\\_1.html](https://www-zeus.desy.de/bluebook/ch02/section2_4_1.html)>. Acesso em: 29 outubro 2020.
- 34 MAGER, M. Alpide, the monolithic active pixel sensor for the alice its upgrade. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 824, p. 434 – 438, 2016. ISSN 0168-9002. Frontier Detectors for Frontier Physics: Proceedings of the 13th Pisa Meeting on Advanced Detectors. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900215011122>>.
- 35 KHALEK, R. A.; ETHIER, J. J.; ROJO, J. Nuclear parton distributions from lepton-nucleus scattering and the impact of an electron-ion collider. *The European Physical Journal C*, Springer Science and Business Media LLC, v. 79, n. 6, Jun 2019. ISSN 1434-6052. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-6983-1>>.
- 36 EIC. *Electron Ion Collider*. Disponível em: <<https://www.bnl.gov/eic/>>. Acesso em: 11 novembro 2020.