



UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE  
PROGRAMA DE PÓS GRADUAÇÃO EM FÍSICA  
UNIDADE ACADÊMICA DE FÍSICA

Aluno Raiff Hugo Santos

**Investigação de sinais de múons, elétrons, fótons  
e hádrons provenientes de chuveis  
atmosféricos em um detector de radiação  
Cherenkov em água**

Campina Grande, Paraíba, Brasil

18 de março de 2025

Aluno Raiff Hugo Santos

**Investigação de sinais de múons, elétrons, fótons e  
hádrons provenientes de chuveis atmosféricos em um  
detector de radiação Cherenkov em água**

Defesa realizada sob orientação do Prof. Dr. Luiz Augusto Stuani Pereira, apresentada à Unidade Acadêmica de Física em complementação aos requisitos para obtenção do título de Mestre em Física.

Orientador: Professor Dr. Luiz Augusto Stuani Pereira

Campina Grande, Paraíba, Brasil

18 de março de 2025

S237i

Santos, Raiff Hugo.

Investigação de sinais de múons, elétrons, fótons e hádrons provenientes de chuviros atmosféricos em um detector de radiação Cherenkov em água / Raiff Hugo Santos. – Campina Grande, 2025.

85 f. : il. color.

Dissertação (Mestrado em Física) – Universidade Federal de Campina Grande, Centro de Ciências e Tecnologia, 2024.

“Orientação: Prof. Dr. Luiz Augusto Stuani Pereira”.

Referências.

1. Astrofísica. 2. Raios Cósmicos. 3. Hádrons. 4. Múons. 5. Elétrons. 6. Detector de Radiação Cherenkov. 7. Geant4. I. Pereira, Luiz Augusto Stuani. II. Título.

CDU 52(043)



MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO  
**UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE**  
POS-GRADUACAO EM FISICA  
Rua Aprigio Veloso, 882, - Bairro Universitario, Campina Grande/PB, CEP 58429-900

## FOLHA DE ASSINATURA PARA TESES E DISSERTAÇÕES

**RAIFF HUGO SANTOS**

Investigação de sinais de múons, elétrons, fótons e hádrons provenientes de chuviros atmosféricos em um detector de radiação Cherenkov em água

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física como pré-requisito para obtenção do título de Mestre em Física.

Aprovada em: 13/09/2024

**Prof. Dr. Luiz Augusto Stuani Pereira**

Presidente da Comissão e Orientador

**Prof. Dr. Diego Alejandro Cogollo Aponte**

Examinador Interno

**Prof. Dr. Alex de Albuquerque Silva**

Examinador Externo



Documento assinado eletronicamente por **Luiz Augusto Stuani Pereira, Usuário Externo**, em 12/03/2025, às 12:08, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 8º, caput, da [Portaria SEI nº 002, de 25 de outubro de 2018](#).



Documento assinado eletronicamente por **DIEGO ALEJANDRO COGOLLO APONTE, PROFESSOR(A) DO MAGISTERIO SUPERIOR**, em 12/03/2025, às 18:50, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 8º, caput, da [Portaria SEI nº 002, de 25 de outubro de 2018](#).



Documento assinado eletronicamente por **ALEX DE ALBUQUERQUE SILVA, PROFESSOR(A) DO MAGISTERIO SUPERIOR**, em 14/03/2025, às 09:44, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 8º, caput, da [Portaria SEI nº 002, de 25 de outubro de 2018](#).

---



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site <https://sei.ufcg.edu.br/autenticidade>, informando o código verificador **5296512** e o código CRC **60F3E7A7**.

---

Referência: Processo nº 23096.062544/2024-24

SEI nº 5296512

*À mãinha.*

# Agradecimentos

- Ao Prof. Dr. Luiz Augusto Stuani Pereira, pela orientação, sugestão, estímulo e competência com que conduziu este trabalho.
- À banca examinadora Prof. Dr. Diego Alejandro Cogollo Aponte e Prof. e Dr. Alex de Albuquerque Silva pela disponibilidade e por aceitarem o convite.
- A todos os professores desta Unidade Acadêmica que contribuíram com a minha formação.
- À Débora Lêda por sugerir ajustes que resultaram em uma redução significativa no tempo de simulação.
- Aos meus familiares pelo apoio, confiança e incentivo.
- Aos colegas de pós-graduação e funcionários da Unidade Acadêmica de Física pela grata convivência durante a minha permanência nesta Unidade.
- À CAPES pelo suporte financeiro.
- A todos que direta ou indiretamente possibilitaram a conclusão deste trabalho.

*Você não precisa saber como é um galo, apenas como é seu canto.*  
*(Autor Desconhecido)*

# Resumo

Muitos experimentos em física de altas energias utilizam a radiação Cherenkov como método de detecção. Detectores que registram fótons Cherenkov produzidos em água são utilizados em importantes observatórios astrofísicos de raios cósmicos do mundo. A larga utilização desta técnica deve-se à sua comprovada robustez em diversos ambientes, ao seu baixo custo e alto desempenho. Esta dissertação contempla a caracterização, via simulação de Monte Carlo (Geant4), de um detector de radiação Cherenkov em água (WCD, do inglês *Water Cherenkov Detector*) para a detecção de partículas secundárias produzidas na atmosfera terrestre devido a interação de prótons da radiação cósmica vindos do espaço sideral. Partículas de raios cósmicos primárias de alta energia ao colidir com núcleos atmosféricos iniciam uma cascata de interações secundárias, produzindo partículas, que atingem o nível do solo. Utilizando o espectro diferencial de energia de partículas hadrônicas, eletromagnéticas e muônicas na superfície terrestre e suas distribuições angulares, investigou-se a resposta do WCD aos sinais produzidos por essas partículas no detector, como distribuição de fótons Cherenkov, distribuição de fotoelétrons que chegam na fotomultiplicadora, e espectro de carga das partículas.

**Palavras-chave:** Raios Cósmicos. Hádrons. Múons. Elétrons. Detector Cherenkov. Geant4.

# Abstract

Many experiments in high-energy physics use Cherenkov radiation as a detection method. Detectors that record Cherenkov photons produced in water are used in important cosmic ray astrophysical observatories around the world. The wide use of this technique is due to its proven robustness in different environments, its low cost and high performance. This dissertation contemplates the characterization, via Monte Carlo simulation (Geant4), of a water Cherenkov radiation detector (WCD) for the detection of secondary particles produced in the Earth's atmosphere due to the interaction of cosmic-ray protons coming from the outer space. High-energy primary cosmic-ray particles colliding with atmospheric nuclei initiate a cascade of secondary interactions, producing particles that reach ground level. Using the differential energy spectrum of hadronic, electromagnetic and muonic particles at the Earth's surface and their angular distributions, the WCD response to the signals produced by these particles in the detector was investigated, such as the distributions of Cherenkov photons, photoelectrons arriving at the photomultiplier, and the charge spectrum of the particles.

**Keywords:** Cosmic Rays. Hadrons. Muons. Eletrons. Cherenkov Detector. Geant4.

# Lista de ilustrações

Figura 1 – Ilustração de trajetória de raios cósmicos ao longo do espaço intergaláctico.	19
Figura 2 – Fluxo de energia dos raios cósmicos medido por diferentes observatórios.	21
Figura 3 – Abundância nuclear nos raios cósmicos em comparação com a do sistema solar. . . . .	22
Figura 4 – Desenvolvimento do chuveiro atmosférico extenso ao longo da atmosfera.	24
Figura 5 – Modelo de Heitler para a evolução de um chuveiro atmosférico eletromagnético. . . . .	27
Figura 6 – Ilustração esquemática da cascata hadrônica. As linhas tracejadas correspondem aos píons neutros, enquanto as linhas sólidas representam píons carregados. Os píons neutros decaem rapidamente produzindo subchuveiros eletromagnéticos, os quais não são mostrados no diagrama. Após a segunda camada atmosférica ( $n = 2$ ) as linhas referentes aos píons não são mostradas. . . . .	28
Figura 7 – Ilustração esquemática simplificada das possíveis técnicas utilizadas para a detecção de partículas secundárias de raios cósmicos. A maioria das técnicas tais como a luz de fluorescência, rádio e Cherenkov atmosférico são apenas sensíveis a elétrons e pósitrons. Além do mais, detectores de partículas também medem múons que podem atingir regiões mais profundas do que a componente eletromagnética do chuveiro. . . . .	34
Figura 8 – Esquerda: Layout do Telescope Array. A localização de cada detector de superfície (SD) do observatório é indicado por quadrados brancos. Já as localizações dos detectores de fluorescência (FD) são representadas por quadrados preenchidos. As setas originadas de cada estação FD são representadas na borda do campo de visão do FD. Além do mais, cada campo de visão dos FDs é plotado ao lado da localização dos FDs com esma cor. O arranjo noroeste, que fica próximo da estação MD, é o arranjo TALE SD. Direita - Superior: Prédio do FD no sítio Black Rosa Mesa. Direita - Inferior: Um dos SDs no sítio do Telescope Array.	36

Figura 9 – Esquerda: Fotografia de uma estação de detector de superfície (detector de radiação Cherenkov em água) do Observatório Pierre Auger. Direita: Layout do Observatório Pierre Auger. Cada ponto em preto corresponde a uma estação de detector de superfície. Os quatro sítios do detector de fluorescência são mostrados, cada um com o campo de visada dos seis telescópios. O sítio do Coihueco hospeda três telescópios adicionais (HEAT, do inglês High Elevation Auger Telescopes) com alta elevação. Instalações de laser (CLF, XLF) e lançamento de balões meteorológicos (BLF) também são mostradas. O arranjo de 750 m e o arranjo de rádio AERA estão localizados a poucos quilômetros do Coihueco. . . . .	37
Figura 10 – Ilustração de um cone de luz gerado por efeito Cherenkov. . . . .	38
Figura 11 – Foto de uma fotomultiplicadora. . . . .	39
Figura 12 – Montagem de um Detector Cherenkov, onde o DAQ é o <i>Data Acquisition System</i> (Sistemas de Aquisição de Dados) e PC se refere ao computador onde os dados serão processados. . . . .	40
Figura 13 – Espectro de prótons galácticos incidentes na Terra. . . . .	42
Figura 14 – Espectro diferencial de energia das partículas secundárias de raios cósmicos a nível do mar. . . . .	43
Figura 15 – Distribuição do ângulo zenital das partículas secundárias de raios cósmicos a nível do mar. . . . .	43
Figura 16 – Ilustração gerada pelo Geant4, onde um múon (linha azul) com energia de 1 GeV atravessa o detector produzindo radiação Cherenkov (linhas verdes). . . . .	47
Figura 17 – Ilustrações geradas pelo Geant4 para as diferentes alturas da coluna de água (1,90 m, 1,70 m, 1,60 m e 1,50 m, respectivamente). . . . .	50
Figura 18 – Espectro diferencial de energia e distribuição do ângulo zenital dos prótons que incidem no WCD. . . . .	51
Figura 19 – Distribuições de fótons Cherenkov provenientes de prótons para diferentes alturas da coluna de água. . . . .	52
Figura 20 – Distribuições de fotoelétrons provenientes de prótons emitidos pelo fotocátodo da fotomultiplicadora para diferentes alturas da coluna de água. . . . .	54
Figura 21 – Espectro de carga em picocoulombs (pC) determinada a partir dos fotoelétrons provenientes de prótons gerados pela fotomultiplicadora para diferentes alturas da coluna de água. . . . .	55
Figura 22 – Espectro diferencial de energia e distribuição do ângulo zenital dos nêutrons que incidem no WCD. . . . .	56
Figura 23 – Distribuições de fótons Cherenkov provenientes de nêutrons para diferentes alturas da coluna de água. . . . .	57

Figura 24 – Distribuições de fotoelétrons provenientes de nêutrons emitidos pelo fotocátodo da fotomultiplicadora para diferentes alturas da coluna de água. . . . .	58
Figura 25 – Espectro de carga em picocoulombs (pC) determinada a partir dos fotoelétrons provenientes de nêutrons gerados pela fotomultiplicadora para diferentes alturas da coluna de água. . . . .	59
Figura 26 – Espectro diferencial de energia e distribuição do ângulo zenital dos elétrons que incidem no WCD. . . . .	60
Figura 27 – Distribuições de fótons Cherenkov provenientes de elétrons para diferentes alturas da coluna de água. . . . .	60
Figura 28 – Distribuições de fotoelétrons provenientes de elétrons emitidos pelo fotocátodo da fotomultiplicadora para diferentes alturas da coluna de água. . . . .	61
Figura 29 – Espectro de carga em picocoulombs (pC) determinada a partir dos fotoelétrons provenientes de nêutrons gerados pela fotomultiplicadora para diferentes alturas da coluna de água. A imagem central representa o espectro de carga do elétron registrado por um detector Cherenkov da colaboração Pierre Auger. . . . .	62
Figura 30 – Espectro diferencial de energia e distribuição do ângulo zenital dos fótons que incidem no WCD. . . . .	63
Figura 31 – Distribuições de fótons Cherenkov provenientes de fótons para diferentes alturas da coluna de água. . . . .	63
Figura 32 – Distribuições de fotoelétrons provenientes de fótons emitidos pelo fotocátodo da fotomultiplicadora para diferentes alturas da coluna de água. . . . .	64
Figura 33 – Espectro de carga em picocoulombs (pC) determinada a partir dos fotoelétrons provenientes de fótons gerados pela fotomultiplicadora para diferentes alturas da coluna de água. . . . .	65
Figura 34 – Espectro diferencial de energia e distribuição do ângulo zenital dos múons que incidem no WCD. . . . .	66
Figura 35 – Distribuições de fótons Cherenkov provenientes de múons e seus produtos de decaimento para diferentes alturas da coluna de água. . . . .	67
Figura 36 – Distribuições de fotoelétrons provenientes de múons, que passam pelo detector sem decair, emitidos pelo fotocátodo da fotomultiplicadora para diferentes alturas da coluna de água. . . . .	68
Figura 37 – Distribuições de fotoelétrons provenientes dos produtos de decaimento de múons e elétrons secundários, produzidos na água devido a interação dos múons, emitidos pelo fotocátodo da fotomultiplicadora para diferentes alturas da coluna de água. . . . .	69

Figura 38 – Distribuições de carga em picocoulombs (pC) determinada a partir dos fotoelétrons provenientes de múons, que passam pelo detector sem decair, gerados pela fotomultiplicadora para diferentes alturas da coluna de água. A imagem central representa o espectro de carga do múons registrado por um detector Cherenkov da colaboração Pierre Auger. . . . .	70
Figura 39 – Distribuições de carga em picocoulombs (pC) determinada a partir dos fotoelétrons dos produtos de decaimento de múons e elétrons secundários, produzidos na água devido a interação dos múons, gerados pela fotomultiplicadora para diferentes alturas da coluna de água. A imagem central representa o espectro de carga do múons registrado por um detector Cherenkov da colaboração Pierre Auger. . . . .	71
Figura 40 – Seção de Choque de múons no interior do WCD. . . . .	73
Figura 41 – Distribuição da energia depositada no WCD para diferentes alturas da coluna de água. . . . .	74
Figura 42 – Quantidade de fótons cherenkov em função da altura da água. . . . .	75

# Sumário

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>16</b>
<b>2</b>	<b>RAIOS CÓSMICOS</b>	<b>18</b>
2.1	Origem	18
2.2	Espectros de Energia	20
2.3	Composição Química	21
2.4	Raios Cósmicos na Atmosfera da Terra	23
2.4.1	Componente Hadrônica	23
2.4.2	Componente Muônica	24
2.4.3	Componente Eletromagnética	25
2.4.4	Modelo de Heitler para Chuveiros Atmosféricos	26
2.4.4.1	Chuveiros Eletromagnéticos	27
2.4.4.2	Chuveiros Hadrônicos	28
2.5	Detecção Indireta	33
2.5.1	Detector de radiação Cherenkov	37
2.5.1.1	Radiação Cherenkov	37
2.5.1.2	Detector de Radiação Cherenkov em Água	39
<b>3</b>	<b>METODOLOGIA</b>	<b>41</b>
3.1	CRY - <i>Cosmic Ray Shower Generator</i>	41
3.2	Geant4	44
3.3	Método de Monte Carlo	44
3.4	Geometria e Materiais	45
3.5	Partículas no Geant4	45
3.6	Modelos Físicos no Geant4	46
3.7	Simulação	46
<b>4</b>	<b>RESULTADOS E DISCUSSÕES</b>	<b>50</b>
4.1	Partículas Hadrônicas	51
4.1.1	Prótons	51
4.1.1.1	Fótons Cherenkov e Energia Depositada no WCD	52
4.1.1.2	Fotoelétrons e Carga	53
4.1.2	Nêutrons	55
4.1.2.1	Fótons Cherenkov e Energia Depositada no WCD	56
4.1.2.2	Fotoelétrons e Carga	57
4.2	Partículas Eletromagnéticas	59

4.2.1	Elétrons . . . . .	59
4.2.1.1	Fótons Cherenkov e Energia Depositada no WCD . . . . .	59
4.2.2	Fotoelétrons e Carga . . . . .	61
4.2.3	Fótons . . . . .	62
4.2.3.1	Fótons Cherenkov e Energia Depositada no WCD . . . . .	63
4.2.3.2	Fotoelétrons e Carga . . . . .	65
<b>4.3</b>	<b>Componente Muônica . . . . .</b>	<b>66</b>
4.3.1	Múons . . . . .	66
4.3.1.1	Fótons Cherenkov . . . . .	67
4.3.1.2	Fotoelétrons e Carga . . . . .	68
4.3.1.3	Seção de Choque e Energia Depositada no WCD . . . . .	72
<b>4.4</b>	<b>Fótons Cherenkov em Função da Altura da Coluna de Água . . . . .</b>	<b>75</b>
<b>5</b>	<b>CONCLUSÕES . . . . .</b>	<b>76</b>
	<b>REFERÊNCIAS . . . . .</b>	<b>78</b>

# 1 Introdução

No domínio da astrofísica de partículas, os raios cósmicos, estudados há mais de 100 anos, se destacam como mensageiros indispensáveis para o entendimento da estrutura do universo. Em 1912, o físico austríaco Victor Franz Hess, um dos pioneiros nessa área, fez uma descoberta durante experimentos realizados em voos de balão a cerca de 5.300 metros de altitude. Ele equipou o balão com três eletrômetros especialmente modificados, que eram capazes de manter uma densidade constante de partículas em seu interior, não obstante as variações de temperatura e pressão experimentadas durante o voo. Hess observou que, em altitudes elevadas, a intensidade da radiação ionizante era significativamente maior do que ao nível do mar. Este fenômeno não podia ser explicado pela radiação emanada do solo. Além disso, Hess notou que esta radiação não diminuía durante a noite ou em um eclipse solar, mesmo quando a Lua bloqueava a maior parte da luz solar. Essas observações levaram Hess a teorizar que a Terra estava sendo constantemente bombardeada por uma forma de radiação altamente penetrante originária do espaço exterior, além do Sol [1, 2]. Esta descoberta pioneira rendeu a Hess o Prêmio Nobel de Física em 1936 [3].

O estudo dos raios cósmicos ocupa uma posição central na pesquisa astrofísica, representando uma janela única para compreender os processos mais energéticos do universo. Estas partículas, que viajam pelo espaço a velocidades próximas a luz, carregam informações sobre fenômenos astronômicos distantes, como supernovas, buracos negros e processos solares [4]. Ao investigar os raios cósmicos, é possível estudar, por exemplo, os mecanismos de aceleração e propagação de partículas de alta energia, a estrutura de campos magnéticos intergalácticos e como um exemplo mais próximo do nosso cotidiano, os raios cósmicos são substanciais para entender a composição e atividade solar, aprimorando a previsão de eventos solares e o entendimento dos potenciais impactos desses fenômenos sobre a Terra e, conseqüentemente, na vida e saúde humana [5, 6].

A interação de um raio cósmico primário com a atmosfera terrestre ocorre a uma altitude tipicamente de 20 km, produzindo uma cascata de partículas secundárias. A nível do mar os múons são as partículas com carga elétrica mais abundantes. Como os múons são provenientes da componente hadrônica do chuveiro, fornecem informações a respeito das propriedades dos raios cósmicos primários. O interesse científico pela detecção de partículas do tipo múon, principal partícula detectada pelos detectores de radiação Cherenkov em água (Water-Cherenkov Detectors - WCDs), aumentou nos últimos anos com destaque especial em aplicações que visam estudar fenômenos do clima espacial, geofísica e, mais recentemente, de mineração [7]. Em relação à área do clima espacial, vários experimentos, incluindo o Observatório Pierre Auger<sup>1</sup>, mostraram a eficácia do

---

<sup>1</sup> <<https://www.auger.org/>>

registro de múons para detectar e estudar fenômenos solares que afetam a magnetosfera terrestre, como os decréscimos de *Forbush* [8, 9, 10, 11].

Entre os instrumentos que permitem a detecção de partículas secundárias de raios cósmicos, os WCDs se destacam pela sua alta eficiência na identificação de sinais produzidos por estas partículas [12]. Essa característica, somada ao seu baixo custo, tornou esses detectores muito utilizados em experimentos de Astropartícula, como: INCA em Chacaltaya-Bolivia, a 5200 m s.n.m. [13]; Milagro no Novo México-Estados Unidos, a 2650 m s.n.m. [14]; Observatório Pierre Auger em Malargüe-Argentina, a 1400 m s.n.m. [15]; HAWC (High-Altitude Water Cherenkov Observatory<sup>2</sup>) em Serra Negra-México, a 4500 m s.n.m. [16], LHASSO (Large High Altitude Air Shower Observatory<sup>3</sup>) em Sichuan-China, a 4410 m s.n.m [17] e o Observatório LAGO (Latin America Giant Observatory<sup>4</sup>), distribuído ao longo da América Latina [18].

A presente dissertação contempla a caracterização, via simulação de Monte Carlo (Geant4), de um WCD, de modo a melhor compreender a performance/desempenho do detector para registrar sinais produzidos por partículas secundárias provenientes da radiação cósmica. A seguir é apresentado a fundamentação teórica, revisando conceitos teóricos importantes para compreender o contexto da pesquisa. Em seguida é abordado a metodologia aplicada, que contém a descrição do processo de simulação, a modelagem física, a calibração do detector, e os parâmetros de simulação, com ênfase no *software* Geant4, que garante a precisão e flexibilidade na modelagem de processos físicos subatômicos. É relevante destacar que, para aqueles que ainda não tiveram a oportunidade de trabalhar com o Geant4, a curva de aprendizado pode ser bastante acentuada, exigindo um investimento significativo de tempo e esforço para dominar sua manipulação. No entanto, apesar deste desafio inicial, o Geant4 se apresenta como uma ferramenta abrangente, com uma vasta gama de aplicações, o que justifica o esforço dedicado ao seu aprendizado.

Posteriormente, os resultados da simulação são apresentados, destacando a importância dos dados adquiridos para entender os padrões da interação de partículas secundárias de raios cósmicos com o volume do detector Cherenkov, gerando resultados que contém informações sobre a natureza dos raios cósmicos. A conclusão enfatiza as contribuições da pesquisa para a astrofísica de partículas e perspectivas futuras, incluindo o potencial para contribuir com o desenvolvimento de novos detectores. Além disso, a presente pesquisa tem potencial interdisciplinar, abrindo caminhos para colaborações com outras áreas da ciência, como a física nuclear e a cosmologia.

---

<sup>2</sup> <<https://www.hawc-observatory.org/>>

<sup>3</sup> <<http://english.ihep.cas.cn/lhaaso/>>

<sup>4</sup> <<http://lagoproject.net/>>

## 2 Raios Cósmicos

Este capítulo é dedicado a explicação dos conceitos acerca dos raios cósmicos. Discutiremos a origem e natureza dessas partículas, bem como o processo de geração de cascata de partículas na atmosfera a partir da interação dos raios cósmicos com núcleos atmosféricos. Além disso, abordaremos a radiação Cherenkov, um fenômeno resultante da passagem de partículas eletricamente carregadas através de um meio.

Raios cósmicos são partículas carregadas e alguns núcleos atômicos provenientes de nossa galáxia e também de origem extragaláctica. A energia dos raios cósmicos varia desde  $10^9$  até acima de  $10^{20}$  elétron-volts (eV) [19]. O fluxo dessas partículas decresce, seguindo uma lei de potência, com o aumento da energia. A interação de um raio cósmico primário com a atmosfera produz uma cascata de partículas, a qual é nomeada de chuva atmosférica extensa.

### 2.1 Origem

Os raios cósmicos viajam constantemente através do Universo em todas as direções. Logo, dificulta dizer a origem destas partículas [20]. Além do mais, como são partículas carregadas, interagem com campos magnéticos ao longo de suas trajetórias. Entretanto, podemos medir a energia dos raios cósmicos que chegam a Terra e, assim determinar quais forças são necessárias para acelerar estas partículas a altas energias, nos fornecendo informações sobre a possível origem delas.

Os raios cósmicos são detectados na Terra com distribuição de intensidade quase isotrópica, sugerindo inicialmente uma origem uniformemente distribuída [21]. Entretanto, esta aparente uniformidade não reflete uma distribuição espacial homogênea de suas fontes [22]. De fato, a interação com os campos magnéticos galácticos e terrestres desempenha um importante papel na trajetória dessas partículas. À medida que os raios cósmicos viajam através do espaço interestelar, seus caminhos são significativamente desviados pelos campos magnéticos que permeiam a galáxia. Essa interação não apenas obscurece suas origens, assim como dificulta o mapeamento de suas fontes. A Figura 1 demonstra, de forma ilustrativa, possíveis trajetórias que raios cósmicos podem percorrer.

Além dos campos magnéticos galácticos, o campo magnético da Terra exerce influência adicional sobre a trajetória dos raios cósmicos à medida que se aproximam do nosso planeta. A intensidade e a direção do fluxo de raios cósmicos variam conforme a carga e a velocidade da partícula, resultando em trajetórias diversificadas. Esse fenômeno, conhecido como dispersão magnética, dificulta ainda mais a tarefa de rastrear as origens

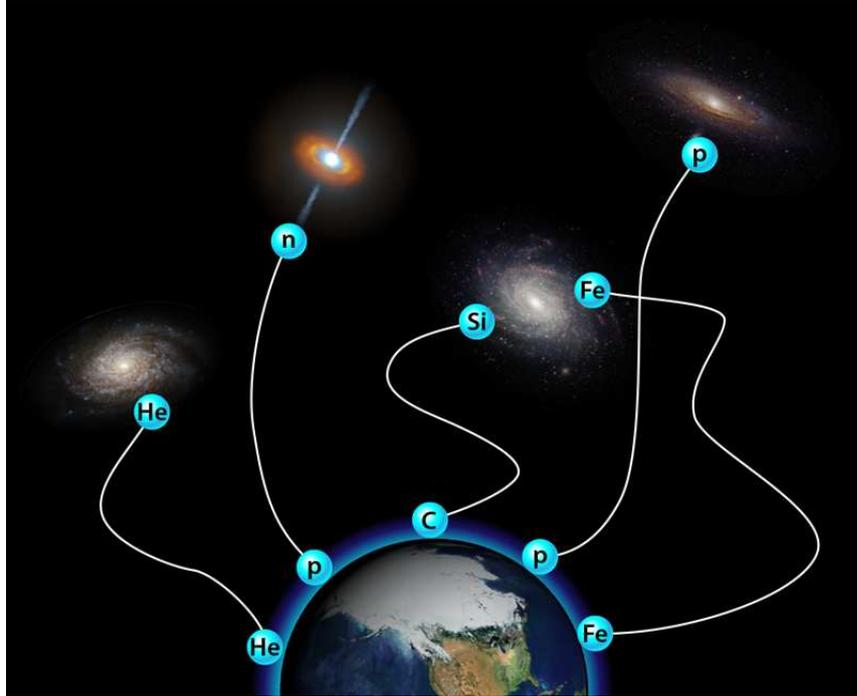


Figura 1 – Ilustração de trajetória de raios cósmicos ao longo do espaço intergaláctico. Fonte: [23].

dos raios cósmicos até suas fontes emissoras.

Acredita-se que fenômenos astronômicos de altas energias, como supernovas, estrelas de nêutrons e núcleos ativos de galáxia, sejam capazes de acelerar partículas a energias extremamente altas, servindo como fontes potenciais para os raios cósmicos [24]. Além disso, as explosões de raios gama também podem contribuir para a produção de raios cósmicos de alta energia observados na Terra. Raios cósmicos de baixa energia, por sua vez, podem ter sua origem em atividades estelares [25], como as provenientes do Sol. Pesquisas em andamento, como a realizada pelo Observatório Pierre Auger, continua a explorar a natureza dos raios cósmicos com energias acima de  $10^{18}$  eV [26].

Matematicamente podemos determinar o raio pelo qual uma partícula carregada, no caso um raio cósmico, percorre a partir do raio de Larmor  $r_L$  [27]. Para isso basta igualar a força de Lorentz e a força centrípeta:

$$qvB = \frac{mv^2}{r_L}. \quad (2.1)$$

Portanto,

$$r_L = \frac{p}{ZeB}, \quad (2.2)$$

onde  $p$  é o momento e  $Ze$  é a carga da partícula em movimento. Para velocidades relativísticas, basta utilizar o momento relativístico dado por  $p = \gamma mv$ , sendo  $\gamma$  o fator de Lorentz. Outra quantidade bastante comum no estudo de raios cósmicos é a rigidez [28], que é dada por

$$R = \frac{pc}{Ze}, \quad (2.3)$$

sendo  $c$  a velocidade da luz no vácuo. Sua importância se deve ao fato de partículas com mesma rigidez e condições iniciais iguais seguirem a mesma trajetória ao passar por um campo magnético. Essa fundamentação matemática auxilia a investigação das fontes primárias dos raios cósmicos.

Portanto, a origem dos raios cósmicos é um campo de estudo que se situa na interseção de diversas áreas da astrofísica. Enquanto vários desafios permanecem na identificação de suas fontes, os avanços na tecnologia de detecção e na teoria astrofísica implicam que os raios cósmicos são mensageiros de processos nucleares que ocorrem no universo, carregando informações sobre sua origem e a natureza do espaço interestelar.

## 2.2 Espectros de Energia

O espectro de energia dos raios cósmicos pode ser descrito por uma lei de potência ( $dN/dE \propto E^{-\alpha}$ ) em uma vasta gama de energia, estendendo-se de cerca de 10 MeV até acima de  $10^{20}$  eV. Em aproximadamente  $5 \times 10^{15}$  eV (região do espectro conhecida como *knee*), temos  $\alpha \approx 2$ . Acima da região do *ankle* em  $4 \times 10^{18}$  eV, temos  $\alpha \cong 2.6$ , seguido de uma supressão do espectro para energias acima de  $3 \times 10^{19}$  eV. Em relação à região do *ankle* em  $\approx 10^{19}$  eV, uma possível explicação para o achatamento do espectro é a sobreposição de uma população de partículas mais energética sobre uma população menos energética, i. e., um fluxo extragaláctico começa a dominar um fluxo de partículas de origem galáctica [29]. Outra possível explicação é a interação de prótons extragalácticos com a radiação cósmica de micro-ondas a 2,7 K [30]. Entretanto, a origem da região do *ankle* não é totalmente compreendida e, portanto, é uma questão importante na astrofísica de partículas. Na propagação de raios cósmicos com energia de  $5 \times 10^{19}$  eV, observa-se um declínio no fluxo de raios cósmicos denominado de corte GZK, devido ao nome dos pesquisadores que o propuseram, Greisen-Zatsepin-Kuzmin [31, 32], nos anos 1960. Uma explicação é o efeito da fotoprodução de píons que ocorre ao longo da propagação do raio cósmico.

A Figura 2 mostra o espectro diferencial de energia dos raios cósmicos medido por diferentes observatórios. Conforme ilustrado na imagem, que compila o fluxo de energia das partículas constituintes dos raios cósmicos, observa-se uma tendência marcante: a intensidade dos raios cósmicos diminui drasticamente com o aumento de sua energia. Essa relação inversa é evidenciada pela abundância relativa de partículas de baixa energia em comparação com aquelas de alta energia. Por exemplo, enquanto partículas com energias em torno de  $10^{11}$  eV atingem a atmosfera na ordem de uma por segundo por metro quadrado, a incidência de partículas com energias entre  $10^{15}$  e  $10^{16}$  eV decai para aproximadamente uma por metro quadrado por ano. A raridade aumenta ainda mais para energias entre  $10^{18}$  e  $10^{19}$  eV, com apenas uma partícula atingindo cada quilômetro quadrado anualmente [26].

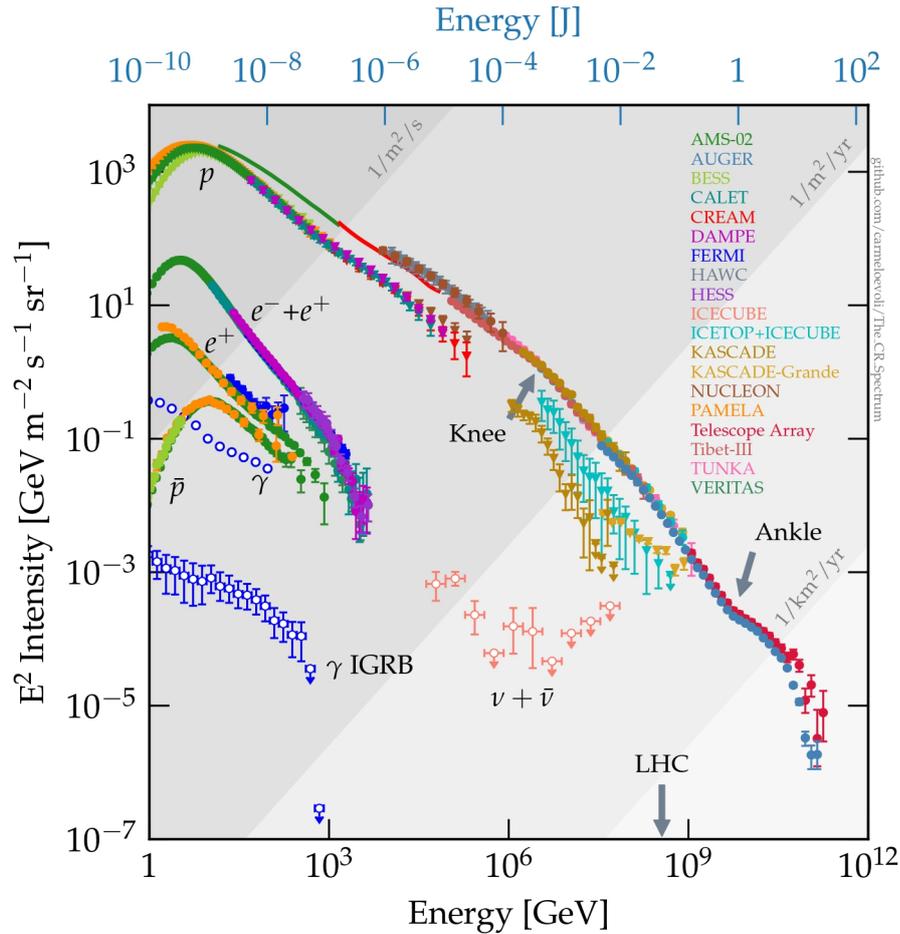


Figura 2 – Fluxo de energia dos raios cósmicos medido por diferentes observatórios. Fonte: [33].

As partículas que possuem energias superiores a  $10^{19}$  eV representam um fenômeno ainda mais excepcional, com a incidência estimada em torno de uma partícula por quilômetro quadrado a cada século. Esta distribuição de frequência demonstra não apenas a diversidade energética dos raios cósmicos, mas também os desafios associados à detecção e estudo das partículas mais energéticas [26].

A compreensão da origem dos traços característicos do fluxo de raios cósmicos é fundamental para determinar as fontes galácticas e extragalácticas, bem como os processos de aceleração de partículas e mecanismos de propagação.

## 2.3 Composição Química

A radiação cósmica primária, particularmente na faixa de baixa energia, é predominantemente composta por prótons e partículas alfa (núcleos de hélio), que juntos constituem a grande maioria do espectro dos raios cósmicos. Além destes, cerca de 1% da composição é atribuída a elementos mais pesados, incluindo os actínídeos [19].

Os raios cósmicos de alta energia apresentam um desafio significativo devido à sua

baixa frequência de ocorrência. Isso resulta em taxas de detecção limitadas, impondo grandes margens de erro estatístico e deixando a composição exata dessas partículas de alta energia como um campo em aberto. A escassez dessas detecções não diminui, contudo, o interesse científico nelas, visto que o entendimento da composição dos raios cósmicos de alta energia pode revelar informações sobre os mecanismos de aceleração de partículas e a natureza do espaço interestelar e intergaláctico.

Além dos prótons e partículas alfa, existe uma ampla gama de núcleos atômicos mais pesados, desde carbono, oxigênio até ferro, embora em proporções significativamente menores, sugerindo que os processos de nucleossíntese estelar e os eventos de alta energia, como as supernovas, desempenham papéis na injeção dessas partículas no espaço.

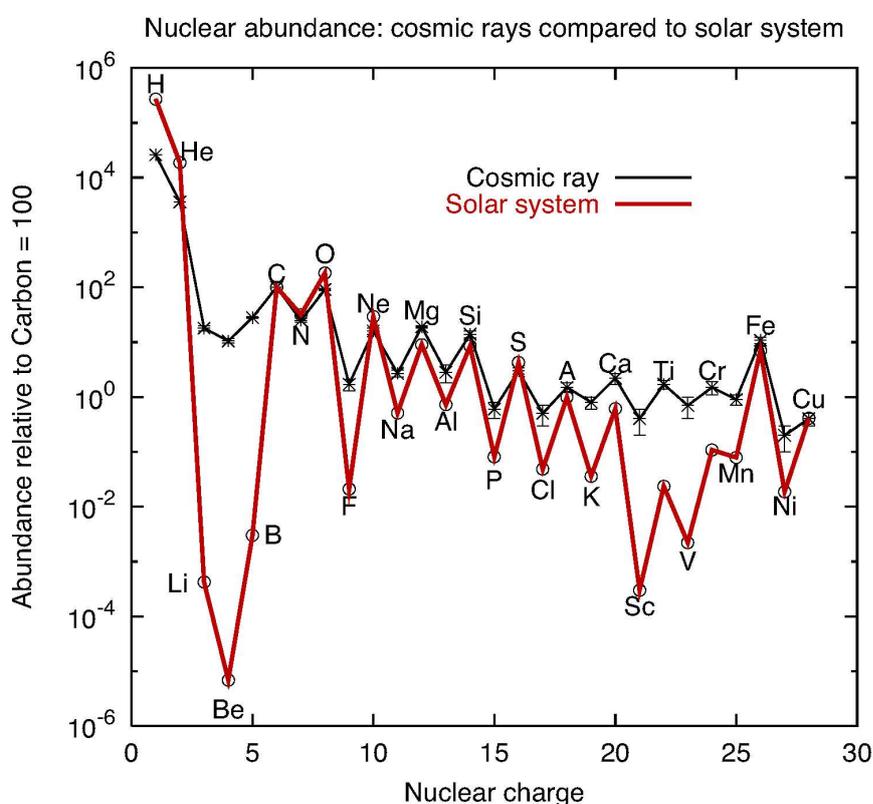


Figura 3 – Abundância nuclear nos raios cósmicos em comparação com a do sistema solar. Fonte: [34].

A composição dos raios cósmicos solares oferece pistas sobre a composição do próprio Sol, de acordo com os processos nucleares que ocorrem em seu interior. Ao analisar a composição dessas partículas solares, é possível inferir informações sobre os processos de fusão nuclear que alimentam a estrela, bem como sobre a abundância relativa de diferentes elementos no Sol. Isso, por sua vez, permite aprimorar os modelos de evolução estelar e nucleossíntese, contribuindo para uma melhor compreensão do ciclo de vida das estrelas e da formação de elementos no universo. A Figura 3 compara a composição química dos raios cósmicos e do sistema solar.

## 2.4 Raios Cósmicos na Atmosfera da Terra

Quando o raio cósmico primário entra no topo da atmosfera da Terra, ele interage com os núcleos atmosféricos, principalmente oxigênio, nitrogênio e argônio, produzindo partículas secundárias como hádrons (píons, káons e bárions), que dependendo de sua energia decaem ou interagem com outros átomos da atmosfera produzindo partículas terciárias e assim sucessivamente. Esta cascata de partículas é nomeada de chuva atmosférica extensa. O número de partículas em um chuva aumenta rapidamente à medida que o chuva se desenvolve na atmosfera, atingindo um número máximo a uma determinada profundidade atmosférica. A partir desta profundidade as partículas presentes no chuva não possuem energia o suficiente para produzir novas interações e, portanto, o número de partículas começa a decrescer [5].

As partículas criadas em um chuva atmosférico podem ser agrupadas em partículas hadrônicas, muônicas e eletromagnéticas. A Figura 4 ilustra as três componentes do chuva produzido na atmosfera terrestre. O tamanho do chuva depende da energia, composição e direção do raio cósmico primário. A nível do mar o conteúdo do chuva é composto de 90% pela componente eletromagnética, 9% pela muônica e somente 1% pela hadrônica.

A compreensão desses chuvas atmosféricos é importante não apenas para o estudo dos raios cósmicos, suas propriedades e sua influência na dinâmica da atmosfera terrestre mas também para a análise das interações de partículas de alta energia com a matéria. Além disso, esses fenômenos proporcionam uma oportunidade única de estudar processos físicos que ocorrem em energias que raramente são alcançáveis em laboratório.

### 2.4.1 Componente Hadrônica

O núcleo do chuva é composto por hádrons, os quais são responsáveis pelo transporte e fornecimento de energia no desenvolvimento do chuva. A componente hadrônica revela informações intrínsecas sobre a massa e energia do raio cósmico primário.

A componente hadrônica é composta principalmente por mésons e alguns bárions produzidos nas interações na atmosfera. Os hádrons mais frequentes são píons (90%) seguido de káons (10%). Devido a píons e káons serem instáveis, decaem em partículas estáveis, tais como  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ , alimentando a cascata eletromagnética, bem como múons e neutrinos provenientes de  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$  e  $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ , formando a componente muônica do chuva. Além do mais, káons também decaem via processo  $K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ , produzindo múons, e  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0$  produzindo píons carregados e neutros.

A cascata hadrônica chega ao fim quando a probabilidade de decaimento dos píons carregados é maior do que a probabilidade de interagirem. A energia crítica dos píons carregados refere-se a energia na qual a maioria dos píons decaem e seu valor depende da

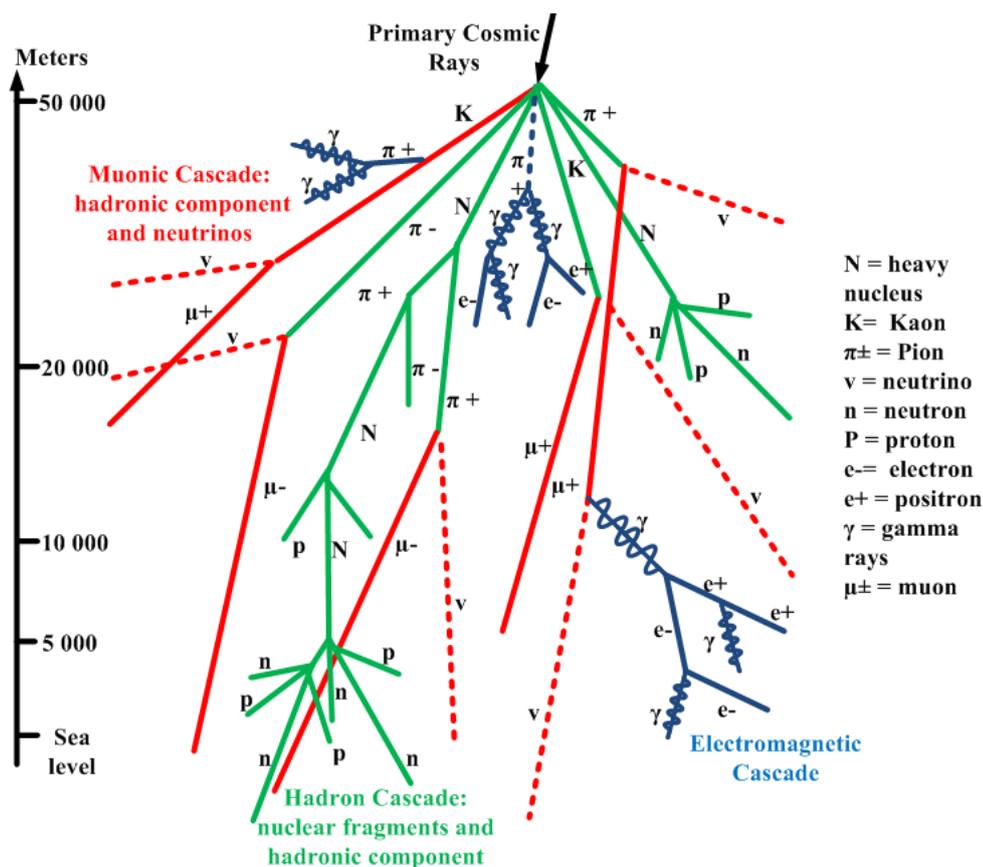


Figura 4 – Desenvolvimento do chuveiro atmosférico extenso ao longo da atmosfera. Fonte: [35].

energia do raio cósmico primário, variando de 10 GeV para além de 100 GeV [36].

#### 2.4.2 Componente Muônica

Como descrito acima, múons são gerados via decaimento de píons carregados positiva e negativamente. O número de múons em um chuveiro atmosférico depende da probabilidade de decaimento do pión antes de interagir com os núcleos atmosféricos. Além do mais, o conteúdo muônico é sensível ao conteúdo bariônico da partícula primária, bem como sua energia e densidade do ar local. Para um chuveiro iniciado por um próton vertical com energia de  $10^{20}$  eV, há aproximadamente  $5 \times 10^8$  múons ao nível do mar com energia da ordem de 10 MeV [37]. Os múons possuem uma seção de choque para radiação e produção de pares menor que para elétrons, e portanto, esta componente se desenvolve diferentemente na atmosfera em relação a componente eletromagnética. Assim, devido aos múons interagirem fracamente com a matéria, sofrem pequenos espalhamentos múltiplos ao longo da sua propagação pela atmosfera, chegando mais rápido ao nível do mar em relação a componente eletromagnética. A maioria dos múons são produzidos a uma altitude de 15 km e se propagam a uma velocidade média de aproximadamente  $0,9998c$  (onde  $c$  é a velocidade da luz no vácuo). Por efeitos relativísticos, a vida média do múon no referencial do laboratório é dilatada, permitindo que a maioria dos múons atinjam o solo. Por outro

lado, uma pequena fração de múons menos energéticos (com uma meia vida de  $2,19703 \pm 0,00004 \mu\text{s}$ ) decaem antes de atingir o solo através do processo

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu), \quad (2.4)$$

e, portanto, contribuem a componente eletromagnética.

A geração de múons a partir de káons torna-se mais significativa à medida que a energia aumenta: enquanto cerca de 5% dos múons verticais de baixa energia (próximos a 100 GeV) provêm de káons, essa proporção aumenta para aproximadamente 8% a 19% para múons de energias superiores, na faixa de 1000 GeV. Este padrão destaca uma variação interessante na composição das partículas secundárias geradas em diferentes níveis de energia dos raios cósmicos incidentes.

Como a atmosfera terrestre apresenta uma densidade vertical de cerca de  $1000 \text{ g/cm}^2$ , logo, a dissipação de energia ao múon é de aproximadamente 2 GeV. Isso sugere que múons com menos de 2 GeV de energia inicial tendem a decair antes de atingir o solo. A energia média dos múons cósmicos detectada ao nível do mar é de aproximadamente 4 GeV, indicando que, no momento de sua formação nas camadas superiores da atmosfera, essas partículas possuem uma energia média em torno de 6 GeV. Essa análise energética é vital para compreender não apenas a dinâmica de propagação dos múons através da atmosfera, mas também sua capacidade de penetração e a interação com a matéria.

Múons altamente energéticos podem ser detectados a nível do mar e podem fornecer informações sobre os processos envolvidos no desenvolvimento do chuveiro devido a componente muônica estar acoplada a componente hadrônica. Assim, múons podem ser utilizados para estudar composição química de raios cósmicos, pois sua multiplicidade depende do número atômico da partícula primária.

### 2.4.3 Componente Eletromagnética

A componente eletromagnética consiste em elétrons, pósitrons e fótons produzidos no decaimento de mésons neutros e carregados. A nível do mar, o decaimento de múons é a principal fonte de elétrons de baixa energia. Além do mais, chuveiros induzidos por fótons são mais dominados pelo canal eletromagnético. Fótons são produzidos pelo decaimento de píons neutros na alta atmosfera. Quando um fóton interage com um núcleo atmosférico  $X$ , um par elétron-pósitron é produzido conforme reação:

$$\gamma + X \rightarrow e^+ + e^- + X. \quad (2.5)$$

Já elétrons e pósitrons são produzidos na vizinhança do núcleo via processo *bremstrahlung*:

$$e^\pm + X \rightarrow e^\pm + \gamma + X. \quad (2.6)$$

Devido ao pequeno comprimento de radiação no ar  $X_0$  ( $\approx 37$  g/cm<sup>2</sup>) e a baixa energia crítica de aproximadamente 84 MeV, o número de elétrons no chuvaire aumenta rapidamente, atingindo seu máximo conforme elétrons e pósitrons se aproximam da energia crítica. Abaixo desta energia, as partículas perdem energia por ionização, diminuindo exponencialmente após atingir o máximo do chuvaire. A intensidade vertical integrada de elétrons e pósitrons é aproximadamente 30, 6 e 0,2 m<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup>sr<sup>-1</sup> acima de 10, 100 e 1000 MeV respectivamente [38, 39]. A razão entre o número de fótons e elétrons mais pósitrons é da ordem de 1,3 acima de 1 GeV e 1,7 abaixo da energia crítica. A cascata eletromagnética dissipa aproximadamente 90% da energia da partícula primária, de modo que o número total de partículas eletromagnéticas em um chuvaire é aproximadamente proporcional a energia do chuvaire.

Para um chuvaire vertical induzido por próton com uma energia de 10<sup>20</sup> eV, há aproximadamente 10<sup>11</sup> partículas secundárias que atingem o nível do solo com energias acima de 90 keV. Destes, 90% são fótons, elétrons, e pósitrons com uma energia média de 10 MeV. Estas partículas estão distribuídas em região que se estende desde 8 m a 8 km do eixo do chuvaire [37].

Vale ressaltar que a componente eletromagnética a nível do mar varia dramaticamente de acordo com o ângulo zenital<sup>1</sup> da partícula primária. Para chuvaires inclinados ( $\theta > 70^\circ$ ), a componente eletromagnética é exponencialmente atenuada com a profundidade atmosférica e quase completamente absorvida antes de atingir o solo [37].

A cascata eletromagnética termina quando elétrons perdem mais energia em processos colisionais em comparação a processos radioativos, e portanto, são absorvidos pela atmosfera. Parte da energia do elétron é liberada na atmosfera na forma de radiação de fluorescência. Além do mais, elétrons e múons movem-se a velocidades relativísticas e emitem radiação Cherenkov, a qual é emitida ao longo da direção de propagação [36]. A radiação Cherenkov é a radiação eletromagnética emitida por uma partícula carregada eletricamente, quando a mesma atravessa um meio isolante a uma velocidade superior à da luz neste meio.

#### 2.4.4 Modelo de Heitler para Chuveiros Atmosféricos

Um tratamento qualitativo do chuvaire atmosférico extenso através de cálculos analíticos detalhados é necessário para inferir informações sobre as propriedades do raio cósmico primário que induziu os chuvaires. O desenvolvimento de um chuvaire atmosférico é uma combinação das cascatas hadrônica e eletromagnética.

Antes da era da computação de alta velocidade, Heitler apresentou um modelo para o desenvolvimento da cascata eletromagnética. Posteriormente, ele e outros pesquisadores

<sup>1</sup> Ângulo formado entre a vertical do lugar (zenite) e a linha de visada.

desenvolveram ferramentas mais sofisticadas para melhor analisar os efeitos físicos no desenvolvimento do chuveiro — veja a referência [19] para mais detalhes.

#### 2.4.4.1 Chuveiros Eletromagnéticos

Um elétron após viajar uma distância  $d = \lambda_r \ln 2$ , sendo  $\lambda_r$  o comprimento de radiação no ar ( $\lambda_r \approx 37 \text{ g/cm}^2$ ), irradia um único fóton, perdendo metade de sua energia. O fóton produz um par elétron-pósitron após viajar a mesma distância que o elétron. Neste modelo, qualquer interação da partícula (elétron ou fóton) com energia  $E$  conduz a formação de duas novas partículas (elétron, pósitron, ou fóton) com energia  $E/2$ . Após  $n$  interações consecutivas, o número de partículas a uma dada profundidade,  $X = n\lambda_r \ln 2$ , é dado por  $N(X) = 2^n = e^{X/\lambda_r}$ , enquanto a energia da partícula é dada por  $E(X) = E_0/2^{X/\lambda_r}$  ( $E_0$  é a energia da partícula primária) [40] — veja a Figura 5. Quando a energia da partícula (elétron ou fóton) é muito baixa para a produção de pares ou *bremstrahlung* a produção de partículas cessa. Esta energia refere-se a energia crítica da partícula  $E_c$ , que no ar é igual a 85 MeV [41].

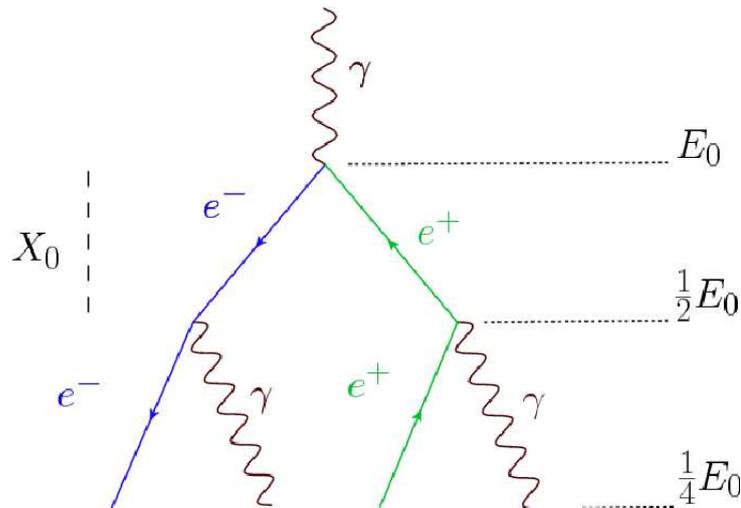


Figura 5 – Modelo de Heitler para a evolução de um chuveiro atmosférico eletromagnético. Fonte: [42].

O número de partículas em uma cascata atinge um máximo  $N(X) = N_{\max}$  quando todas as partículas possuem  $E = E_c$ , de forma que,

$$N_{\max} = \frac{E_0}{E_c}. \quad (2.7)$$

A profundidade na qual o número de partículas é máximo,  $X_{\max}$ , é obtida calculando-se o número de interações necessárias  $n_c$ , de modo que a energia por partícula é reduzida a energia crítica  $E_c$ . Assim, considerando  $N_{\max} = 2^{n_c}$ , temos a partir da Eq. 2.7,  $n_c = \ln(E_0/E_c)/\ln 2$ . Portanto, a profundidade do máximo do chuveiro para uma cascata puramente eletromagnética  $X_{\max}^{\text{EM}}$  é dada por [41]:

$$X_{\max}^{\text{EM}} = n_c \lambda_r \ln 2 = \lambda_r \ln \frac{E_0}{E_c}. \quad (2.8)$$

A partir das expressões acima, o número de partículas no máximo do chuvaire é proporcional a energia da partícula primária  $E_0$  e a profundidade do chuvaire eletromagnético depende logaritmicamente de  $E$ . Estes resultados estão de acordo com experimentos e simulações detalhadas, indicando que o modelo de Heitler reproduz muito bem as duas características básicas da cascata eletromagnética [40].

#### 2.4.4.2 Chuveiros Hadrônicos

É possível estender o modelo de Heitler para chuvaire induzidos por hádrons escrevendo um conjunto de equações de cascata. A partícula hadrônica interage com os núcleos do ar após atravessar uma camada atmosférica de espessura  $\lambda_I \ln 2$  ( $\lambda_I$  é o comprimento de interação e possui um valor constante) produzindo  $N_{\text{ch}}$  píons carregados e  $\frac{1}{2}N_{\text{ch}}$  píons neutros — veja a Figura 6. Para píons no ar temos  $\lambda_I \approx 120 \text{ g/cm}^2$  [19]. Os píons neutros decaem quase imediatamente em dois fótons, enquanto os píons carregados interagem com os núcleos atmosféricos após viajar através de uma outra camada da atmosfera. Uma vez que a energia dos píons carregados está abaixo da energia crítica  $E_c^\pi$ , estas partículas decaem produzindo múons.

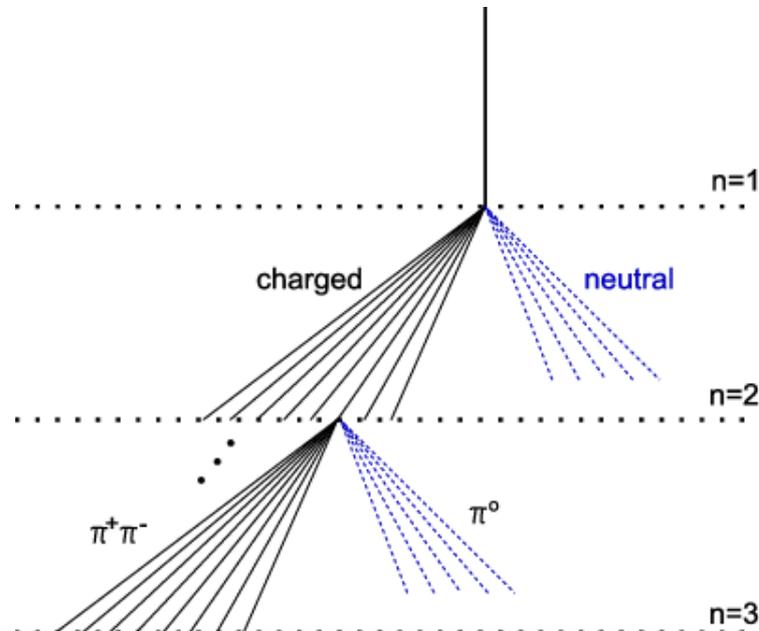


Figura 6 – Ilustração esquemática da cascata hadrônica. As linhas tracejadas correspondem aos píons neutros, enquanto as linhas sólidas representam píons carregados. Os píons neutros decaem rapidamente produzindo sub chuvaire eletromagnéticos, os quais não são mostrados no diagrama. Fonte: [43].

Primeiramente, o modelo para a cascata hadrônica é tratado para chuvaire atmosféricos induzidos por prótons, e posteriormente os resultados podem ser estendidos para núcleos mais pesados como partículas primárias.

Considerando que um próton de raio cósmico entra na atmosfera com energia  $E_0$ , após  $n$  interações com os núcleos atmosféricos há  $N_\pi = (N_{\text{ch}})^n$  píons carregados. Em cada interação dois terços da energia inicial é transferida para píons carregados, logo, após  $n$  camadas atmosféricas, estes píons possuem uma energia total de  $\left(\frac{2}{3}\right)^n E_0$ . O restante da energia primária, um terço, é transferido a componente eletromagnética via decaimento de píons neutros. Cada píon carregado possui uma energia em cada camada atmosférica  $n$  dada por [41]:

$$E_\pi = \frac{E_0}{\left(\frac{2}{3}N_{\text{ch}}\right)^n}. \quad (2.9)$$

Após um número considerável de interações,  $E_\pi$  se torna menor do que  $E_c^\pi$ . O número de interações necessário para  $E_\pi = E_c^\pi$ , usando a Eq. 2.9, é dado por [41]:

$$n_c = \frac{\ln\left(\frac{E_0}{E_c^\pi}\right)}{\left(\ln\frac{3}{2}N_{\text{ch}}\right)} = 0,85\log_{10}\left(\frac{E_0}{E_c^\pi}\right). \quad (2.10)$$

### Número de Múons e Elétrons

O número de múons no chuvaire é obtido considerando que todos os píons decaem, i.e., utilizando  $N_\mu = N_\pi = (N_{\text{ch}})^{n_c}$ . A dependência em energia do número de múons é derivado aplicando a Eq. 2.10. Logo, temos:

$$\ln N_\mu = n_c \ln N_{\text{ch}} = \beta \ln\left(\frac{E_0}{E_c^\pi}\right), \quad (2.11)$$

onde

$$\beta = \frac{\ln(N_{\text{ch}})}{\ln\left(\frac{3}{2}N_{\text{ch}}\right)} = 0,85. \quad (2.12)$$

Entretanto, durante o desenvolvimento do chuvaire o parâmetro  $N_{\text{ch}}$  muda e  $\beta$  depende apenas do logaritmo de seu valor.

Assim, o número de múons em um chuvaire atmosférico induzido por próton no modelo de Heltler-Matthews é dado por:

$$N_\mu = \left(\frac{E_0}{E_c^\pi}\right)^\beta \approx 10^4 \left(\frac{E_0}{1\text{PeV}}\right)^{0,85}. \quad (2.13)$$

Vários estudos de simulações de Monte Carlo para chuvaires atmosféricos extensos reportaram valores de  $\beta$  variando entre 0,85 e 0,92 [44].

A partir das expressões acima podemos observar que o número de múons em um chuvaire atmosférico depende da energia do raio cósmico primário, densidade de ar, e multiplicidade das partículas carregadas das interações hadrônicas.

O número de elétrons em um chuvaire pode ser estimado considerando o princípio de conservação de energia que implica que a energia do raio cósmico primário deve ser dividida nas componentes hadrônica e eletromagnética ( $E_0 = E_h + E_{em}$ ). A energia hadrônica aparece na componente muônica como  $E_h = N_\mu E_c^\pi$ . Assim, a fração de energia que vai para a componente eletromagnética pode ser escrita como:

$$\frac{E_{em}}{E_0} = \frac{E_0 - N_\mu E_c^\pi}{E_0} = 1 - \left( \frac{E_0}{E_c^\pi} \right)^{\beta-1}, \quad (2.14)$$

com  $\beta$  dado por 2.12. Para um próton primário com energia de  $E_0 = 10^{14}$  eV, após quatro interações a energia individual dos píons é 30 GeV, usando  $N_{ch} = 10$ , enquanto para  $E_0 = 10^{17}$  eV, a energia do pión é de 10 GeV. Assim, a energia crítica do pión decresce vagarosamente com o aumento da energia primária. Para  $E_0 = 10^{14}$  eV a fração eletromagnética é 79% e 91% para  $E_0 = 10^{17}$  eV.

Aproximando a Eq. 2.14 por uma função do tipo lei de potência, temos:

$$\frac{E_{em}}{E_0} \approx \left( \frac{E_0}{E_c^\pi} \right)^\alpha. \quad (2.15)$$

Após comparar expansões em série próximo a  $E_0 = 10^5 E_c^\pi$ , o número de elétrons em função da energia é dado por:

$$N_e = \frac{1}{g} \frac{E_{em}}{E_c^e} \approx 10^6 \left( \frac{E_0}{1 \text{PeV}} \right)^\alpha, \quad (2.16)$$

com  $g = 10$  e  $\alpha = 1 + \frac{1 - \beta}{10^{5(1-\beta)} - 1} \approx 1,03$ . O valor de  $g$  pode variar ao comparar o número de elétrons com medidas experimentais.

A partir da Eq. 2.16 o número de elétrons aumenta com a energia primária ligeiramente mais rápido do que exatamente linear. Vale ressaltar que neste modelo a absorção na atmosfera não é levada em consideração, portanto, o número de elétrons estimado é válido apenas até a região do máximo do chuvaire.

## Profundidade do Máximo do Chuveiro - Primários Leves

A profundidade atmosférica na qual elétrons e fótons provenientes do chuvaire atmosférico atingem seu número máximo é chamado de  $X_{max}$ . Como mencionado previamente, a componente eletromagnética é gerada via decaimento de píons neutros. Na interação hadrônica, um terço da energia inicial  $\left(\frac{1}{3}E_0\right)$  é destinado a componente eletromagnética. Para uma estimativa simples do  $X_{max}$  apenas a primeira geração de chuvaires eletromagnéticos será utilizada. Este método subestima o valor do  $X_{max}$ , pois negligencia todos os chuvaires adicionais de cada ponto de interação subsequente.

A seção de choque para interação da partícula primária e a multiplicidade de partícula proveniente da primeira interação depende da energia primária. De fato, quanto

maior a energia primária, maior será a seção de choque para interação, fazendo com que o chuveiro inicie em altitudes superiores na atmosfera.

A primeira interação hadrônica ocorre a uma profundidade atmosférica  $X_0 = \lambda_i \ln 2$ , sendo  $\lambda_i$  o comprimento de interação do próton primário. Aproximando  $\lambda_i$  utilizando a seção de choque inelástica para interações próton-ar, temos:

$$X_0 = \lambda_i \ln 2 = (61 \text{g/cm}^2) \left(1,0 - 0,1 \left(\frac{E_0}{1 \text{PeV}}\right) \ln 2\right). \quad (2.17)$$

Na primeira interação, metade dos  $N_{\text{ch}}$  píons neutros são produzidos, gerando  $N_{\text{ch}}$  fótons. Cada fóton inicia um chuveiro eletromagnético com energia  $\frac{E_0}{3N_{\text{ch}}}$ , que se desenvolve paralelamente aos outros chuveiros. A produção de partículas carregadas na primeira interação pode ser parametrizada para energias da ordem de 1 PeV da seguinte maneira:

$$N_{\text{ch}} = 41,2 \left(\frac{E_0}{1 \text{PeV}}\right)^{1/5}. \quad (2.18)$$

De maneira análoga a determinação do parâmetro  $X_{\text{max}}$  para um chuveiro puramente eletromagnético (Eq. 2.8), o máximo do chuveiro para a interação hadrônica é obtido considerando um chuveiro eletromagnético de energia  $\frac{E_0}{3N_{\text{ch}}}$ , que se inicia após a primeira interação em  $X_0$ . Logo, temos que:

$$X_{\text{max}}^{\text{p}} = X_0 + \lambda_r \ln \left(\frac{E_0}{3N_{\text{ch}} E_c^{\text{EM}}}\right). \quad (2.19)$$

Utilizando as Eqs. 2.17 e 2.18 em 2.19, temos:

$$X_{\text{max}}^{\text{p}} = \left(470 + 58 \log_{10} \left(\frac{E_0}{1 \text{PeV}}\right)\right) \text{g/cm}^2. \quad (2.20)$$

Os valores de  $X_{\text{max}}$  obtidos são menores quando comparados a simulações por um fator de 110 g/cm<sup>2</sup> ou um pouco menor que  $2\lambda_r$ . Isto deve-se ao fato de termos negligenciado as contribuições da próxima ou das duas próximas gerações de produção de píons neutros.

Um aspecto importante da interação hadrônica que não foi levado em consideração no modelo descrito acima para tratar a cascata hadrônica diz respeito ao fato de que quando ocorre a interação entre dois hádrons, apenas uma pequena fração da energia total está disponível para a produção de partículas secundárias (ambos  $\pi^\pm$  e  $\pi^0$ , que é caracterizado por um parâmetro de inelasticidade  $\kappa$ ). A fração de energia restante é carregada por uma única partícula “líder”. O valor de  $\kappa$  é aproximadamente 0,5, porém não é completamente compreendido em altas energias. No modelo descrito acima foi considerado  $\kappa = 1,0$ . Portanto, considerando  $\kappa = 0,5$  na Eq. 2.20,  $X_{\text{max}}$  aumentará sistematicamente por um fator de aproximadamente  $58 \log_{10}(2) = 17 \text{g/cm}^2$ .

## Número de múons e elétrons, e Profundidade do Máximo do Chuveiro - Primários Pesados

No modelo de chuva simplificado mostrado acima, apenas chuveis induzidos por prótons foram considerados. Para estender esta aproximação para chuveis atmosféricos induzidos por um núcleo mais pesado, o “modelo de superposição” é utilizado [41]. Um raio cósmico pesado com número atômico  $A$  e energia  $E_0$  é considerado como se tivéssemos  $A$  núcleos isolados como chuveis de prótons, cada um com energia  $\frac{E_0}{A}$ , iniciando no mesmo ponto na atmosfera, mas de forma independente.

É possível derivar expressões generalizadas para os observáveis do chuva induzido por um raio cósmico pesado, substituindo  $E_0$  por  $\frac{E_0}{A}$  e somando tais  $A$  chuveis quando apropriado nas fórmulas previamente descritas para o modelo de interação próton-ar. Portanto, as propriedades do chuva resultantes para chuveis induzidos por núcleos são expressos em termos das quantidades correspondentes de um próton com a mesma energia  $E_0$ .

O número de múons em chuveis induzidos por núcleos pesados, usando a Eq. 2.13, é dado por:

$$N_{\mu}^A = A \left( \frac{E_0}{AE_{\pi}^c} \right)^{\beta} = \left( \frac{E_0}{E_{\pi}^c} \right)^{\beta} A^{(1-\beta)} \approx 1,69 \times 10^4 \cdot A^{0,07} \left( \frac{E_0}{1\text{PeV}} \right)^{0,93}. \quad (2.21)$$

A partir da Eq. 2.21 podemos observar que o número de múons cresce quase linearmente em função da energia primária  $E_0$  e aumenta com a massa da partícula primária por um fator proporcional a  $A^{0,07}$ . Portanto, um chuva induzido por Ferro possui aproximadamente  $(56)^{0,15} = 1,8$  mais múons do que um chuva induzido por próton de mesma energia. Vale ressaltar que o fato dos múons serem produzidos em interações hadrônicas na atmosfera, seu número pode ser utilizado como um parâmetro sensível a composição em massa dos raios cósmicos primários.

O número de elétrons é dado por:

$$N_e^A = 10^6 \cdot A^{1-\alpha} \cdot \left( \frac{E_0}{1\text{PeV}} \right)^{\alpha} \approx 10^6 \cdot A^{-0,03} \cdot \left( \frac{E_0}{1\text{PeV}} \right)^{1,03}. \quad (2.22)$$

O número de elétrons em um chuva induzido por um núcleo mais pesado aumenta ligeiramente mais rápido com o aumento da energia, porém decresce com o aumento do número atômico. Logo, um chuva induzido por um núcleo mais pesado possui um número de elétrons menor em comparação com um chuva induzido por primários mais leves de mesma energia.

A profundidade do máximo do chuva, utilizando a Eq. 2.19, é dada por:

$$X_{\max}^A = X_{\max}^p - \lambda_r \ln A. \quad (2.23)$$

A partir da Eq. 2.23 podemos observar que o chuvaire induzido por um núcleo pesado possui o máximo do chuvaire em altitudes mais elevadas em comparação a chuvaireos induzidos por primários mais leves. De forma geral, um chuvaire induzido por Ferro possui um  $X_{\max}$  a uma profundidade menor por um fator de  $\lambda_r \ln(56) = 150 \text{ g/cm}^2$  para todas as energias em comparação ao chuvaireos de prótons.

## 2.5 Detecção Indireta

O fluxo de raios cósmicos com energia abaixo de  $10^{13}$  eV pode ser medido diretamente acima da atmosfera terrestre utilizando experimentos em satélites e balões. Por outro lado, para energias acima de  $10^{14}$  eV o fluxo decresce, não podendo ser detectado diretamente [45]. Para energias acima de  $10^{18}$  eV, o fluxo de raios cósmicos é da ordem de uma partícula por semana por quilômetro quadrado, enquanto para energias acima de  $10^{20}$  eV, o fluxo cai drasticamente para uma partícula por quilômetro quadrado por século. Raios cósmicos altamente energéticos possuem energia o suficiente para desenvolver uma cascata de partículas na atmosfera. Tais chuvaireos atmosféricos contém milhões de partículas secundárias que atingem a superfície terrestre cobrindo uma área da ordem de quilômetros quadrados. Portanto, arranjos de detectores situados em solo são necessários para detectar as partículas secundárias do chuvaire atmosférico, e assim, determinar a partícula de raio cósmico primária.

Dentre as técnicas clássicas e bem sucedidas para a medição de raios cósmicos de altas energias, temos arranjos de vários detectores de partículas, tais como detectores cintiladores [46] e de radiação Cherenkov em água [47]. Além destes, temos também detectores ópticos que consistem em telescópios de fluorescência [48] que detectam a perda de ionização da partícula na atmosfera na forma de luz visível. Outro método de detecção de chuvaireos atmosféricos extensos compreende a detecção de pulsos de rádio emitido pela componente eletromagnética do chuvaire [49]. A Figura 7 mostra uma ilustração esquemática das possíveis técnicas de detecção de chuvaireos atmosféricos induzidos por raios cósmicos.

Exemplos de arranjos de detectores utilizados para detectar raios cósmicos com energia entre  $10^{13}$  eV e  $10^{16}$  eV (próximo a região do *knee* do espectro de energia dos raios cósmicos) são o experimento EAS-TOP [51], composto por 37 módulos de detectores cintiladores distribuídos em uma área de  $10^5 \text{ m}^2$ , localizado em Campo Imperatore a 2000 m s.n.m., acima dos laboratórios nacionais subterrâneos do Gran Sasso, e o experimento KASCADE (Karlsruhe Shower Core and Array DEtector) [52], o qual era composto por 252 detectores colocados em rede triangular de 13 m em uma área de  $200 \times 200 \text{ m}^2$  no Forschungszentrum Karlsruhe a 110 m s.n.m. Posteriormente, houve uma extensão do experimento KASCADE, nomeado de KASCADE Grande [53], o qual era composto

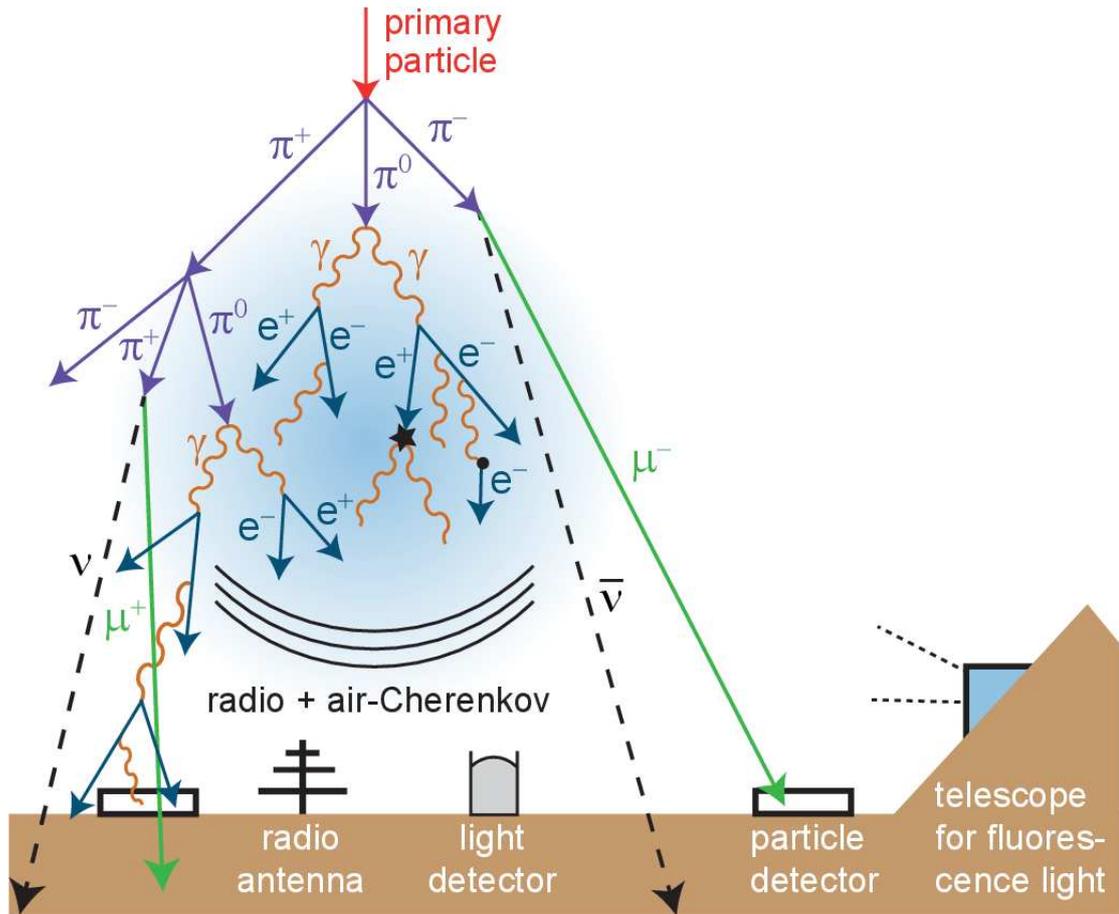


Figura 7 – Ilustração esquemática simplificada das possíveis técnicas utilizadas para a detecção de partículas secundárias de raios cósmicos. A maioria das técnicas tais como a luz de fluorescência, rádio e Cherenkov atmosférico são apenas sensíveis a elétrons e pósitrons. Além do mais, detectores de partículas também medem múons que podem atingir regiões mais profundas do que a componente eletromagnética do chuva. Fonte: [50].

pelas 37 estações de detectores do experimento EAS-TOP no sítio do KASCADE. Um dos principais resultados obtidos por estes últimos dois experimentos diz respeito a uma medida da composição em massa dos raios cósmicos pesados [54] acima da região do *knee* do espectro, implicando em uma quebra no espectro de elementos mais leves [55].

Para estudar a origem dos raios cósmicos ultra-energéticos houve o experimento AGASA (Akeno Giant Air Shower) [56], composto por 111 detectores Cherenkov e 27 contadores de múons cobrindo uma área de  $100 \text{ km}^2$ . Os resultados do experimento AGASA contribuíram no cálculo do espectro de energia e anisotropia na direção de chegada dos raios cósmicos, bem como confirmar a existência de raios cósmicos com energias acima de  $5 \times 10^{19} \text{ eV}$  [57]. Houve também o experimento HiRes (High-Resolution Fly's Eye) [58], composto por dois sítios separados por 12,6 km no deserto ocidental de Utah, nomeado de HiRes-I e HiRes-II. Este experimento era composto por detectores de fluorescência com elevação de 3 a 17 graus no sítio do HiRes-I e elevação de 3 a 31 graus em HiRes-II. Ambos observatórios tinham uma cobertura azimutal total e operavam em noites claras,

sem a presença da lua. HiRes foi o primeiro experimento a observar o corte GZK [59] no espectro de energia dos raios cósmicos. O corte GZK (Greisen-Zatsepin-Kuzmin) [60, 61] foi proposto nos anos de 1960, para explicar o declive ou corte no fluxo de raios cósmicos para energias a partir de  $5 \times 10^{19}$  eV. Prótons com energia na ordem de  $5 \times 10^{19}$  eV colidem inelasticamente com fótons da radiação cósmica de fundo (CMB, do inglês *Cosmic Microwave Background*), que possuem uma energia de  $2,34 \times 10^{-4}$  eV, a uma temperatura de 2,7 K [62]. O produto destas interações é uma ressonância que irá decair em um próton de mais baixa energia e um pión neutro. Os experimentos seguintes são o Telescope Array (TA)<sup>2</sup> [63] e o Observatório Pierre Auger<sup>3</sup> [64], os quais estão em operação e consistem em detectores de superfície e fluorescência espalhados em uma área de centenas e milhares de quilômetros quadrado.

O observatório TA é composto por 507 detectores de superfície de cintilação (SSD, do inglês *Surface Scintillator Detector*) e três telescópios de fluorescência, ao redor do arranjo SSD, distribuídos em uma área de aproximadamente 762 km<sup>2</sup> no alto deserto do condado de Millard, Utah, a aproximadamente 1400 m s.n.m. Os SSD estão espaçados 1,2 km entre si, e cada um é composto de duas camadas de detectores cintiladores plásticos, e eletrônicas. Os telescópios de fluorescência cobrem uma elevação angular de 3 a 33 graus e 108 graus em azimute. O experimento TA iniciou a coleta de dados em 2007, três anos após o início de aquisição de dados do Observatório Pierre Auger. A Figura 8 mostra o layout do TA (painel esquerdo) e fotografias do prédio do telescópio de fluorescência no sítio Black Rosa Mesa e (painel direito superior) e um dos detectores de superfície no sítio do TA (painel direito inferior). O Observatório Pierre Auger é o maior observatório de raios cósmicos do mundo, localizado na Província de Mendoza, Argentina. O Observatório permite a detecção híbrida de chuviros atmosféricos, induzidos por raios cósmicos ultra-energéticos, detectados simultaneamente por várias técnicas de detecção. Os dois métodos de detecção principais do Observatório são a medida da radiação Cherenkov, em grandes tanques cilíndricos preenchidos com água ultra pura, emitida por partículas relativísticas que se propagam no meio. O Observatório consiste em 1660 tanques distribuídos em uma área de aproximadamente 300 km<sup>2</sup>, com espaçamento de 1,5 km entre os detectores. A outra técnica consiste na detecção da radiação de fluorescência emitida pelas moléculas de Nitrogênio atmosféricas devido a interação de raios cósmicos. O Observatório consiste em 27 telescópios de fluorescência agrupados em quatro estações ao longo da periferia do arranjo de detectores de superfície (detectores de radiação Cherenkov em água). A Figura 9 mostra uma fotografia de uma estação de detector de superfície do Observatório Pierre Auger (painel esquerdo) e o layout do Observatório (painel direito).

O detector de radiação Cherenkov em água possui uma área da ordem de 10 m<sup>2</sup> e mede partículas carregadas provenientes das componentes eletromagnética e muônica

<sup>2</sup> <<http://www.telescopearray.org/>>

<sup>3</sup> <<https://www.auger.org/>>

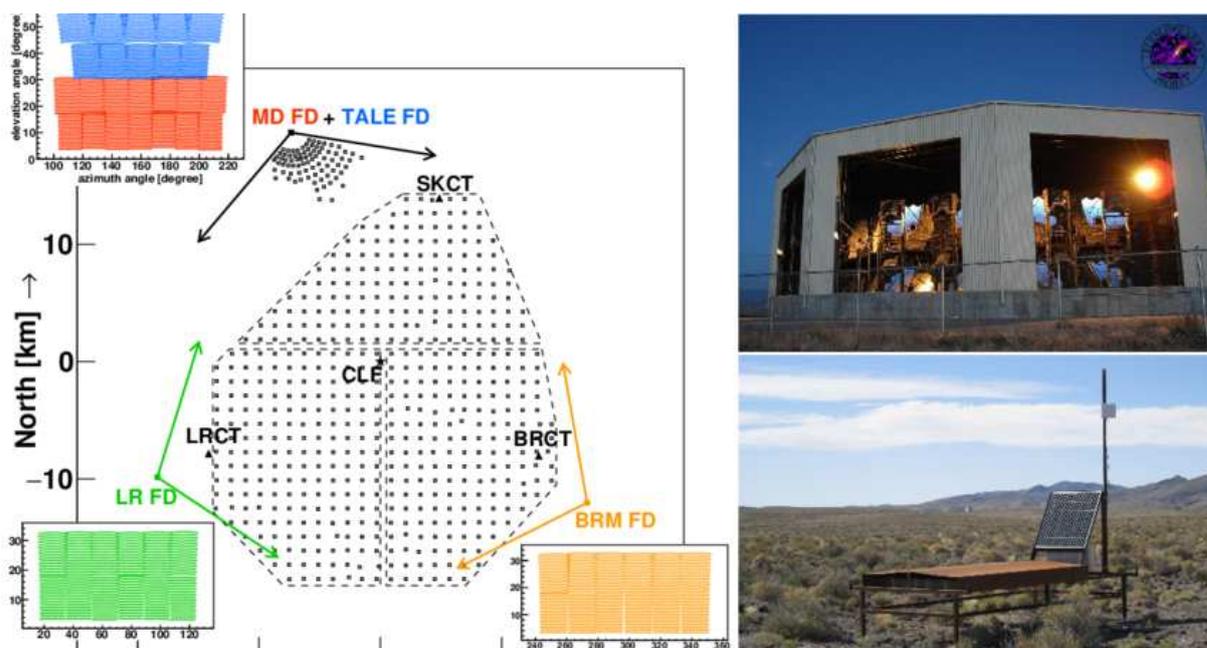


Figura 8 – Esquerda: Layout do Telescope Array. A localização de cada detector de superfície (SD, do inglês *Surface Detector*) do observatório é indicado por quadrados brancos. Já as localizações dos detectores de fluorescência (FD, do inglês *Fluorescence Detector*) são representadas por quadrados preenchidos. As setas originadas de cada estação FD são representadas na borda do campo de visão do FD. Cada campo de visão dos FDs é plotado ao lado da localização dos FDs com mesma cor. O arranjo noroeste, que fica próximo da estação MD (do inglês *Muon Detector*), é o arranjo TALE SD. Direita - Superior: Prédio do FD no sítio Black Rosa Mesa. Direita - Inferior: Um dos SDs no sítio do Telescope Array. Fonte: [65].

dos chuveiros atmosféricos. A direção de chegada da partícula primária pode ser estimada a partir dos tempos de chegada relativos das partículas em pelos menos três detectores Cherenkov não colineares [45]. A energia primária pode ser estimada a partir da medição da densidade de léptons secundários a uma larga distância em relação ao eixo do chuveiro. Devido aos múons serem mais massivos e mais energéticos do que os elétrons da componente eletromagnética do chuveiro, perdem menos energia e são menos espalhados. Assim, a componente muônica chega primeiro e a um período de tempo menor nos detectores Cherenkov em comparação com a componente eletromagnética. Portanto, é possível distinguir o sinal proveniente de múons e elétrons e gamas nos detectores Cherenkov, sendo útil para estimar a composição química do raio cósmico primário. Entretanto, devido as flutuações de chuveiro a chuveiro e a extrapolação dos modelos de interação hadrônica para altas energias, há relativamente uma larga incerteza na determinação do raio cósmicos primário. Vale ressaltar que os detectores de radiação Cherenkov em água operam 100% do tempo.

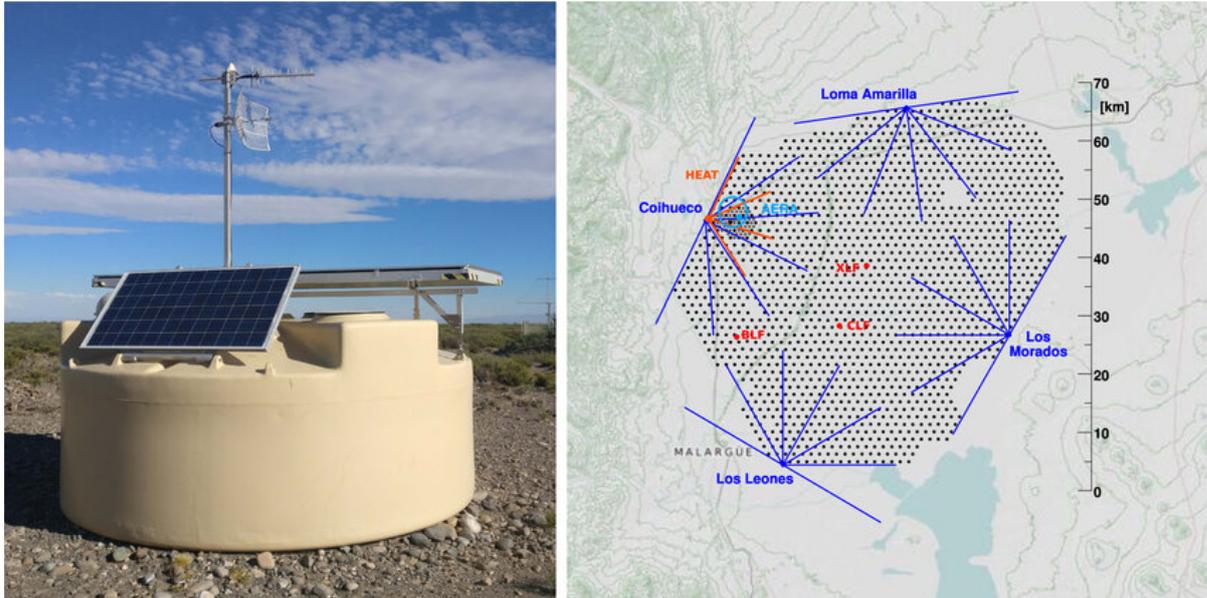


Figura 9 – Esquerda: Fotografia de uma estação de detector de superfície (detector de radiação Cherenkov em água) do Observatório Pierre Auger. Direita: Layout do Observatório Pierre Auger. Cada ponto em preto corresponde a uma estação de detector de superfície. Os quatro sítios do detector de fluorescência são mostrados, cada um com o campo de visada dos seis telescópios. O sítio do Coihueco hospeda três telescópios adicionais (HEAT, do inglês *High Elevation Auger Telescopes*) com alta elevação. Instalações de laser (CLF, XLF) e lançamento de balões meteorológicos (BLF) também são mostradas. O arranjo de 750 m e o arranjo de rádio AERA (*Auger Engineering Radio Array*) estão localizados a poucos quilômetros do Coihueco. Fonte: [66].

## 2.5.1 Detector de radiação Cherenkov

O Detector Cherenkov é fundamental na física de partículas, astrofísica e física nuclear, permitindo a detecção de partículas elementares de alta energia através da radiação Cherenkov. A invenção e desenvolvimento do detector baseiam-se na capacidade de observar e medir esta radiação, fornecendo informações sobre as propriedades das partículas, como sua velocidade, energia e trajetória.

### 2.5.1.1 Radiação Cherenkov

Descoberta por pelo físico soviético Pavel Cherenkov em 1934, a radiação Cherenkov é um fenômeno eletromagnético que ocorre quando uma partícula carregada se desloca através de um meio dielétrico, como água ou vidro, a uma velocidade maior que a velocidade da luz no respectivo meio, formando um cone de luz ao longo da trajetória da partícula [67]. Este fenômeno resulta na emissão de luz tipicamente azulada.

A condição para a emissão da radiação Cherenkov pode ser expressa como:

$$v > \frac{c}{n}. \quad (2.24)$$

A relação entre o ângulo de emissão da radiação Cherenkov  $\theta$ , a velocidade da partícula  $v$ , e a velocidade da luz no meio  $c/n$ , é descrita pela equação de Cherenkov:

$$\cos \theta = \frac{c}{nv}. \quad (2.25)$$

Esta equação é obtida considerando o princípio da superposição das ondas eletromagnéticas e o efeito Doppler para a luz. Quando a partícula se move mais rápido que a luz no meio, ela induz uma polarização assimétrica no meio, que então ao voltar ao seu estado “natural” emite radiação. A interferência construtiva dessa radiação se assemelha a um cone cujo vértice forma um ângulo  $\theta$  com a trajetória da partícula, conhecido como ângulo de Cherenkov.

A demonstração da equação de Cherenkov começa com a condição de interferência construtiva da luz emitida ao longo da trajetória da partícula. Considerando um intervalo de tempo  $dt$ , uma partícula carregada viaja uma distância  $vdt$  e a luz no meio viaja uma distância  $(c/n)dt$ . A diferença entre essas distâncias ao longo da direção de movimento forma um triângulo retângulo com o caminho da luz emitida, onde o ângulo  $\theta$  é formado entre a trajetória da partícula e a luz emitida, como pode-se observar na Figura 10. Usando a definição de cosseno no triângulo formado, temos:

$$\cos \theta = \frac{\text{cateto adjacente}}{\text{hipotenusa}} = \frac{(c/n)dt}{vdt} = \frac{c}{nv}. \quad (2.26)$$

Portanto, a condição para a radiação Cherenkov e o ângulo de emissão são diretamente relacionados à velocidade da partícula e ao índice de refração do meio.

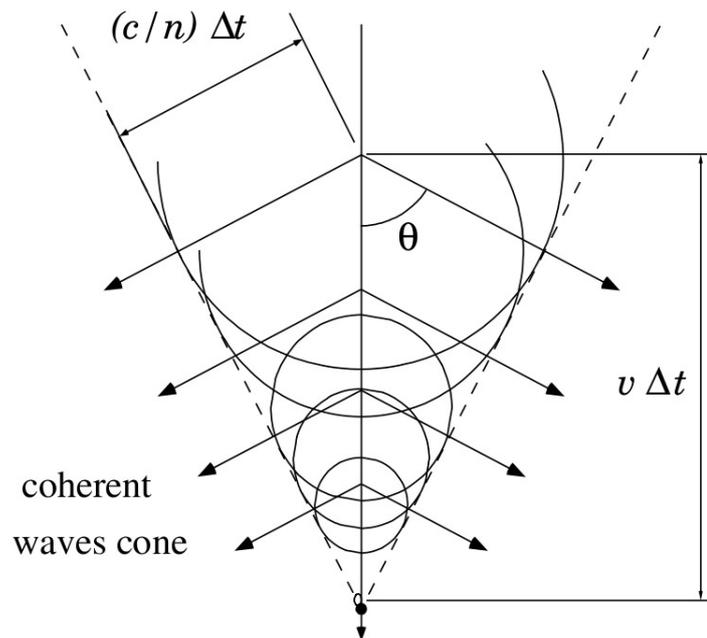


Figura 10 – Ilustração de um cone de luz gerado por efeito Cherenkov. Fonte: [68].

Como citado anteriormente, a radiação Cherenkov tem aplicações na detecção de partículas de alta energia, permitindo estudos em campos como a física de altas energias,

astrofísica de raios cósmicos e pesquisa nuclear. Detectores de radiação Cherenkov são capazes de medir a velocidade de partículas carregadas e, por inferência, suas energias e tipos, com base na radiação emitida.

### 2.5.1.2 Detector de Radiação Cherenkov em Água

Dentro de um detector de radiação Cherenkov, água é frequentemente utilizada como o meio dielétrico para a geração da radiação Cherenkov. Partículas que atravessam o tanque com velocidades superiores à da luz na água emitem radiação Cherenkov, que é então coletada por fotomultiplicadoras situadas no interior do tanque. A configuração desses tanques varia de acordo com o propósito experimental, podendo ser dimensionados para otimizar a detecção de partículas ou energias específicas.

A fotomultiplicadora, Figura 11, é um dispositivo sensível à luz que opera amplificando o sinal luminoso gerado pela radiação Cherenkov. Quando a radiação Cherenkov atinge o cátodo da fotomultiplicadora, ela libera elétrons por meio do efeito fotoelétrico. Esses elétrons são então acelerados e multiplicados através de uma série de dinodos em uma cascata de amplificação, resultando em um pulso elétrico amplificado que pode ser detectado e analisado. Este processo permite a detecção de eventos de radiação Cherenkov, mesmo quando a quantidade de luz é mínima, facilitando a identificação de partículas de alta energia que atravessam o tanque.



Figura 11 – Foto de uma fotomultiplicadora. Fonte: [69]

Para maximizar a captação dessa radiação Cherenkov por tubos fotomultiplicadores, materiais refletores como o Tyvek são frequentemente utilizados nas paredes internas do tanque. O Tyvek, devido à sua alta refletividade e durabilidade, é capaz de refletir a radiação Cherenkov de volta para as fotomultiplicadoras, reduzindo a perda de radiação e aumentando a eficiência da detecção.

A combinação de água como meio dielétrico, o uso de fotomultiplicadoras para a detecção de luz, e o revestimento do tanque com materiais refletores como o Tyvek, constitui o funcionamento de um WCD (*Water Cherenkov Detector*). Esta configuração permite não apenas a identificação de partículas de alta energia, mas também fornece uma plataforma flexível para uma ampla gama de pesquisas científicas, desde estudos fundamentais em física de partículas até aplicações em astrofísica e observação de raios cósmicos, de acordo com objetivo deste trabalho. Outra vantagem dos WCDs é a sua



## 3 Metodologia

### 3.1 CRY - *Cosmic Ray Shower Generator*

CRY é uma biblioteca de software que gera distribuições de partículas do chuveiro atmosférico induzido por raios cósmicos em três elevações (a nível do mar, 2100 m a.n.m., e 11300 m a.n.m.) que são utilizadas como entrada em códigos de simulação de detectores e transporte [75]. O CRY é baseado em tabelas de entrada pré-computadas derivadas de simulações, via MCNPX (*Monte Carlo N-Particle eXtended*), da interação de raios cósmicos primários com a atmosfera, produzindo partículas secundárias. Os dados computados via simulações são comparados com medições de raios cósmicos publicadas, indicando boa correlação entre simulação e dados reais. O MCNPX é um código de transporte de radiação, via método de Monte Carlo, de uso geral com geometria tridimensional e transporte de energia contínua de 34 partículas e íons leves. Ele contém opções flexíveis de origem e registro, gráficos interativos e suporte para plataformas de computador sequenciais e de multiprocessamento [76].

O software CRY fornece a distribuição das partículas múons, nêutrons, prótons, elétrons, fótons e píons com o fluxo adequado dentro de uma área e altitude especificadas pelo usuário. O código gera chuviros individuais de partículas secundárias que amostram a energia, o tempo de chegada, ângulo zenital e multiplicidade com correlações básicas, e possui controles de usuário para latitude (corte geomagnético) e efeitos do ciclo solar. O CRY possui uma biblioteca de funções, que podem ser chamadas em C, C++ e Fortran, além de apresentar interfaces com softwares de simulação, via método de Monte Carlo, tais como o Geant4. O CRY pode ser baixado a partir de <http://nuclear.llnl.gov/simulation>.

Os raios cósmicos primários utilizados na simulação via CRY são prótons com energia entre 1 GeV e 100 TeV, os quais são injetados no topo da atmosfera. A atmosfera foi modelada como uma série de 42 camadas planas de densidade, cada uma composta por 78% N<sub>2</sub>, 21% O<sub>2</sub> e 1% de Ar por volume. A mudança de densidade entre camadas adjacentes foi definida em 10%; as densidades foram derivadas do modelo atmosférico estadunidense de 1976. O topo da atmosfera está localizado a uma altitude de aproximadamente 31 km e a densidade colunar integrada é de aproximadamente 1000 g/cm<sup>2</sup> [75].

O fluxo de partículas de raios cósmicos na atmosfera e a nível do mar deve-se majoritariamente a prótons galácticos, com uma pequena contribuição de partículas alfa e núcleos mais pesados. No CRY é implementado apenas primários como prótons. A Figura 13 mostra o espectro de prótons galácticos que atinge a Terra. O fluxo de raios cósmicos a baixas energias é anti-correlacionado com o vento solar. Quanto mais plasma

solar magnetizado adentra o sistema interplanetário, mais prótons galácticos de baixa energia são desviados da Terra. O campo geomagnético atua como um filtro adicional no espectro de raios cósmicos de baixa energia, impondo efetivamente um corte dependente da latitude para baixas energias (aproximadamente 15 GeV no equador e 0 GeV nos pólos). O efeito da atividade solar no fluxo de raios cósmicos pode ser aproximado por uma variação sinusoidal entre um espectro de energia solar mínimo e máximo dos raios cósmicos primários [77]. O mínimo e o máximo do espectro de energia primário, o período de atividade solar e o *offset* são registrados nos arquivos de dados do CRY. Os parâmetros padrões do espectro de energia são derivados de Papini et al. [78].

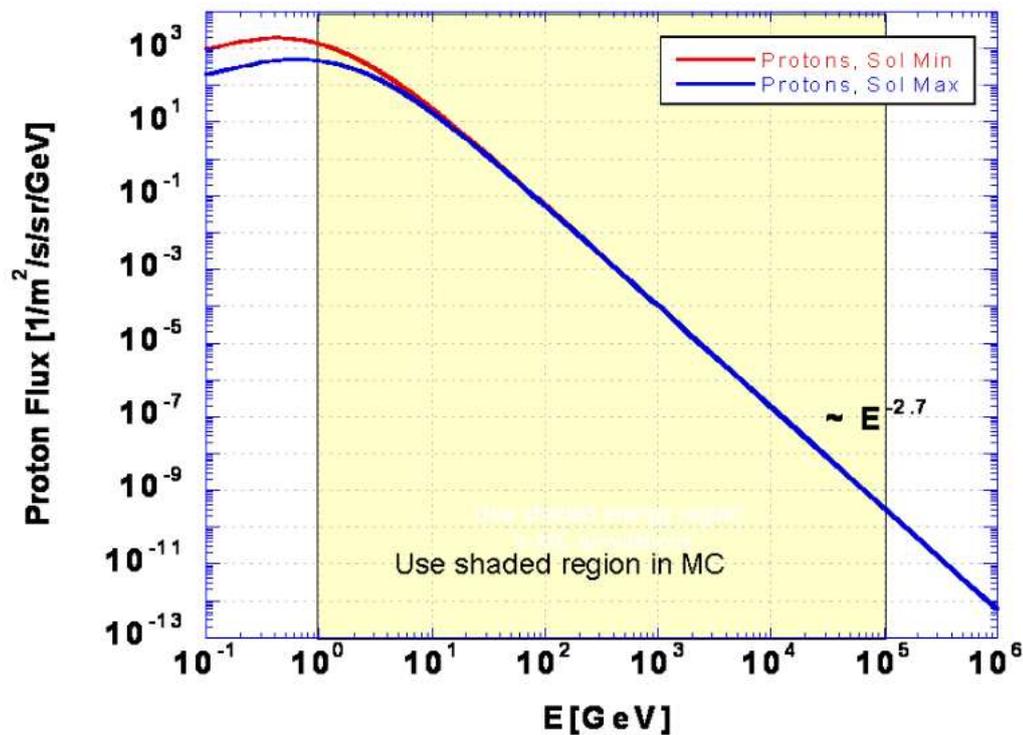


Figura 13 – Espectro de prótons galácticos incidentes na Terra. Fonte: [75].

Neste trabalho utilizou-se a distribuição de partículas secundárias de raios cósmicos a nível do mar e a latitude da cidade Campina Grande, Paraíba, cujo valor é de 7.2206° S. A latitude é utilizada para ajustar o espectro de raios cósmicos primários levando em consideração o campo geomagnético. Além do mais, definimos também uma data (no formato mês-dia-ano) para que o espectro de raios cósmicos seja ajustado levando em consideração o ciclo solar de 11 anos [79]. O ciclo solar, também conhecido como ciclo de atividade magnética solar, é uma mudança quase periódica de 11 anos na atividade do Sol medida em termos de variações no número de manchas solares observadas na superfície do Sol. As emissões de matéria e campos eletromagnéticos do Sol aumentam durante a alta atividade solar, tornando mais difícil para os raios cósmicos galácticos atingirem a Terra. A intensidade dos raios cósmicos é menor quando a atividade solar é alta. As Figuras 14 e 15 mostram o espectro diferencial de energia e distribuição do ângulo zenital das partículas secundárias de raios cósmicos a nível do mar. Os dados nas legendas representam os valores

médios das distribuições. Destas imagens podemos observar que os múons são as partículas mais energéticas que chegam ao nível do mar. Em relação à quantidade de partículas, as partículas eletromagnéticas (elétrons, pósitrons e fótons) são as mais abundantes a nível do mar, seguidas pelos múons e posteriormente pelas partículas hadrônicas (prótons e nêutrons).

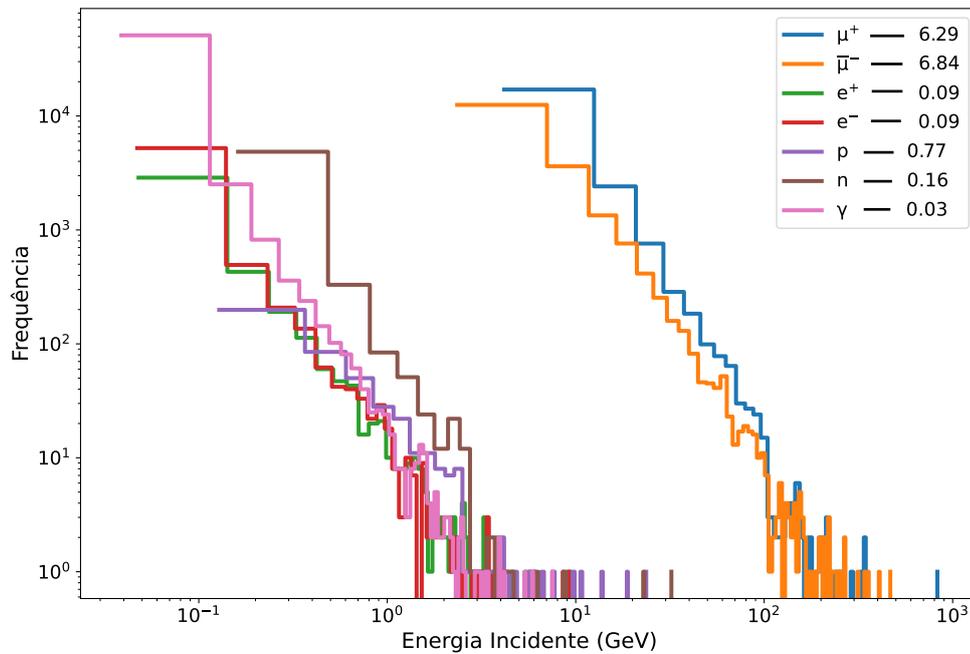


Figura 14 – Espectro diferencial de energia das partículas secundárias de raios cósmicos a nível do mar. Fonte: De autoria própria.

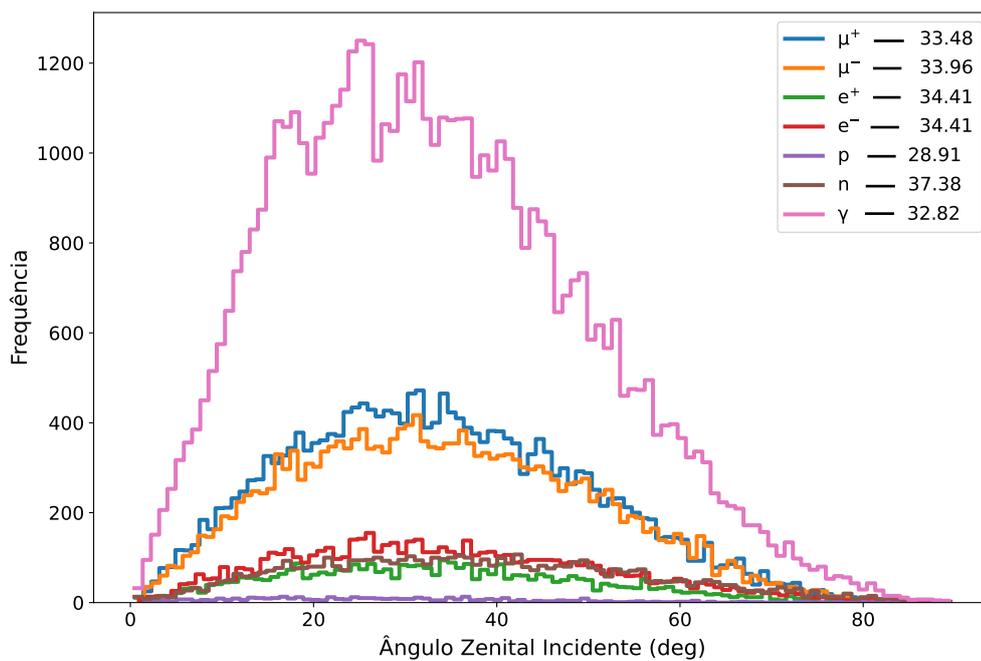


Figura 15 – Distribuição do ângulo zenital das partículas secundárias de raios cósmicos a nível do mar. Fonte: De autoria própria.

## 3.2 Geant4

Geant4 (*GEometry ANd Tracking 4*)<sup>1</sup> é um *software* amplamente utilizado para a simulação da interação de radiação corpuscular e eletromagnética com a matéria [80]. Desenvolvido e mantido pela Organização Europeia para a Investigação Nuclear (conhecida como CERN), o Geant4 é uma ferramenta flexível e abrangente que auxilia físicos, engenheiros e pesquisadores no desenvolvimento e otimização de aceleradores de partículas, no estudo da matéria escura, na proteção contra radiação e com várias outras aplicações. É um *software* desenvolvido com base no Método de Monte Carlo, que se baseia em uma abordagem probabilística para modelar a passagem de partículas e a resposta da interação com vários materiais. O Geant4 possibilita o estudo de uma ampla gama de interações de partículas, abrangendo processos eletromagnéticos e hadrônicos em um conjunto diversificado de materiais e geometrias.

O Geant4 opera empregando uma estrutura modular que abrange uma variedade de componentes. Os aspectos fundamentais incluem definição de geometria, processos físicos, rastreamento e gerenciamento de eventos e visualização. A componente de geometria permite a criação de uma representação detalhada da configuração experimental, definindo a disposição dos materiais e detectores. A parte óptica, por exemplo, engloba a simulação de processos como cintilação e radiação Cherenkov. Isso envolve definir as propriedades ópticas dos materiais, bem como a propagação, interação e detecção dos fótons no ambiente simulado. A seguir, alguns dos pontos principais acerca do Geant4 serão tratados.

## 3.3 Método de Monte Carlo

O Método de Monte Carlo, nome devido à cidade de Monte Carlo, conhecida por seus cassinos e localizada no Principado de Mônaco, é uma técnica computacional estatística que utiliza amostragens aleatórias para resolver problemas numéricos, particularmente útil para calcular e simular sistemas com muitos graus de liberdade [81]. No Geant4, o Método de Monte Carlo é utilizado para simular a trajetória de partículas através da matéria, modelando estocasticamente essas interações. Este método permite estimar quantidades físicas relevantes, como a distribuição de energia das partículas e a probabilidade de ocorrência de diferentes tipos de interações e decaimentos.

A flexibilidade e precisão do Método de Monte Carlo faz dele uma ferramenta poderosa na física, assim como em várias outras áreas. No entanto, simulações de alta complexidade podem ser computacionalmente volumosas, exigindo recursos significativos de tempo e processamento. O Geant4, com sua capacidade de paralelização, otimização e sendo desenvolvido em uma linguagem de programação conhecida por sua velocidade

---

<sup>1</sup> <<https://geant4.web.cern.ch/>>

(C++), procura contornar esses problemas, permitindo simulações precisas e relativamente rápidas, mesmo para cenários complexos.

## 3.4 Geometria e Materiais

No Geant4, a construção da geometria é feita através da definição de volumes que podem ser simples ou compostos. Esses volumes são organizados em uma estrutura hierárquica, na qual volumes podem conter outros volumes, conhecidos como volumes filhos, dentro de si, denominados volumes mãe — o maior volume onde todos os outros volumes estão inseridos é conhecido como *World*. Esta abordagem hierárquica facilita a manipulação da geometria, permitindo uma representação do experimento simulado. Para otimizar a performance computacional durante a simulação, o espaço é dividido em “pedaços” tridimensionais, de forma que cada seção contenha um número limitado de volumes. Essa estratégia melhora a eficiência do cálculo da trajetória das partículas, minimizando o tempo necessário para determinar suas posições dentro do modelo geométrico [82].

O Geant4 permite a definição dos materiais presentes na geometria simulada. Materiais podem ser definidos a partir de sua composição isotópica ou elementar. Para simulações que envolvem interações de alta energia, elementos definidos com seus pesos atômicos médios são geralmente suficientes. No entanto, para processos nucleares de baixa energia, é necessária a definição dos isótopos constituintes do material. Essa configuração permite uma simulação realista das propriedades físicas e químicas dos materiais envolvidos [82].

## 3.5 Partículas no Geant4

O Geant4 oferece suporte para uma grande quantidade de partículas, incluindo, mas não se limitando a fótons, léptons (como elétrons e múons), mésons, bárions (incluindo prótons e nêutrons), quarks, glúons, íons e partículas exóticas. As propriedades físicas das partículas, como a massa, carga, tempo de meia-vida e modos de decaimento, são caracterizadas com precisão, fazendo do Geant4 uma ferramenta poderosa com aplicações em inúmeros cenários [2].

Um dos recursos mais notáveis do Geant4 é a capacidade de personalizar a simulação de partículas de acordo com as necessidades de um experimento ou estudo. Por exemplo, o feixe primário pode ser desde uma única partícula até um feixe monocromático ou configurações mais complexas que simulam distribuições de energias, ângulos, posições iniciais e momentos.

Para situações envolvendo a distribuição de partículas, provenientes de chuveiros atmosféricos extensos, por exemplo, é comum a utilização de *software* complementar,

como o CORSIKA (*COsmic Ray Simulations for KASCADE*) [83]. No presente trabalho, utilizou-se a biblioteca CRY, conforme discutido na Seção 3.1.

## 3.6 Modelos Físicos no Geant4

O Geant4 disponibiliza uma extensa quantidade de modelos físicos para simular o comportamento de partículas ao interagirem com a matéria, abrangendo energias que vão desde 250 eV até alcançar a escala de PeV. A criação de um modelo físico universal, capaz de abordar todas as partículas e energias, é impraticável devido à magnitude e complexidade das interações. Como solução, Geant4 oferece múltiplos modelos físicos, cada um adaptado a diferentes campos de aplicação. A plataforma não define um modelo físico como padrão, deixando a cargo dos usuários a escolha e integração dos modelos mais apropriados às suas necessidades específicas em suas simulações. Essa escolha deve ser ponderada não apenas pela precisão dos resultados, mas também pela eficiência no tempo de processamento. Modelos mais detalhados podem gerar simulações mais próximas da realidade, mas escolher modelos que evitem processar interações em faixas de energia não relevantes para o estudo pode resultar em economias significativas de tempo de computação, sem sacrificar a qualidade dos resultados [2].

O Geant4 classifica as interações de partículas em várias categorias, como processos eletromagnéticos, hadrônicos e ópticos. O site oficial do Geant4 fornece informações completas sobre os modelos físicos disponíveis [84].

## 3.7 Simulação

Aproveitando as capacidades do Geant4, modelando a geometria de um detector e definidos as propriedades ópticas dos materiais do tanque, foi gerada uma simulação da radiação Cherenkov produzida por múons, elétrons, fótons e hádrons que passam pelo tanque.

A simulação do detector, Figura 16, foi desenvolvida a partir do exemplo *Liquid Xenon* (LXe) fornecido pelo Geant4 [85]. No contexto da programação em geral, é comum iniciar um projeto com base em códigos de exemplo disponíveis, pois eles oferecem uma estrutura inicial e funcional que facilita a implementação de novas funcionalidades. O Geant4, em particular, disponibiliza uma variedade de exemplos que servem como pontos de partida para o desenvolvimento de simulações específicas. O exemplo LXe, por exemplo, é amplamente utilizado para simular interações de partículas carregadas com o meio, resultando na produção de radiação Cherenkov, uma vez que já possui implementações para as interações eletromagnéticas. Ao adaptar e expandir a arquitetura deste exemplo, a simulação foi ajustada para a geometria e as características específicas do detector

Cherenkov estudado. Esse processo simplificou a modelagem dos mecanismos de produção e detecção da radiação Cherenkov dentro do tanque, possibilitando uma simulação eficiente para a detecção de múons, elétrons, fótons e hádrons. A seguir, algumas partes acerca do desenvolvimento da simulação serão expostas.

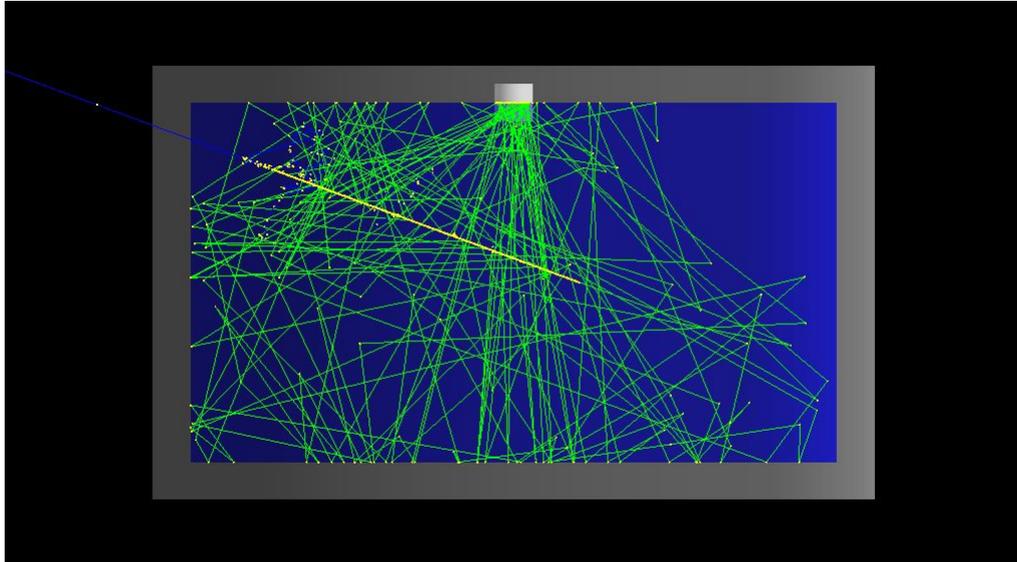


Figura 16 – Ilustração gerada pelo Geant4, onde um múon (linha azul) com energia de 1 GeV atravessa o detector produzindo radiação Cherenkov (linhas verdes).  
Fonte: De autoria própria.

Através do arquivo *DetectorConstruction.cc*, que compõe a arquitetura da simulação e que contém uma classe de mesmo nome, foram definidas algumas das características principais do detector como o “*World*” (espaço que envolve o detector e onde este é situado), os elementos e materiais, suas propriedades físicas e químicas e os parâmetros geométricos necessários para a modelagem do detector. Mais precisamente o “*World*”, composto de vácuo, foi estabelecido no método “*Construct*”, da classe “*DetectorConstruction*”, como pode ser visualizado no trecho de código a seguir:

```
G4VPhysicalVolume* DetectorConstruction::Construct()
{
    // The experimental hall walls are all 1m away from housing walls
    G4double expHall_x = fScint_x + fD_mtl + 1. * m;
    G4double expHall_y = fScint_y + fD_mtl + 1. * m;
    G4double expHall_z = fScint_z + fD_mtl + 1. * m;

    // Create experimental hall
    fExperimentalHall_box =
        new G4Box("expHall_box", expHall_x, expHall_y, expHall_z);
    fExperimentalHall_log =
        new G4LogicalVolume(fExperimentalHall_box, fVacuum,
```

```

        "expHall_log", 0, 0, 0);
    fExperimentalHall_phys = new G4PVPlacement(
        0, G4ThreeVector(), fExperimentalHall_log, "expHall", 0, false, 0);
    ...
}

```

No método “*DefineMaterials*”, também da classe “*DetectorConstruction*”, foram definidos os materiais-chave para a simulação, como a água, utilizada como meio dielétrico para a produção da radiação Cherenkov pelas partículas secundárias de raios cósmicos, assim como o vácuo, ar, alumínio e outros elementos e materiais. Trecho do método “*DefineMaterials*” pode ser visto logo abaixo:

```

void DetectorConstruction::DefineMaterials()
{
    G4double a; // atomic mass
    G4double z; // atomic number
    G4double density;
    ...
    // Water
    fWater = new G4Material ("Water", density = 1. * g / cm3, 2);
    fWater->AddElement (fH, 2);
    fWater->AddElement (fO, 1);
    ...
}

```

Para assegurar a solidez da simulação, os parâmetros fundamentais do detector, como o raio (1,8 m), a altura (1,9 m) e a espessura das paredes (0,20 m) do detector, assim como as especificações geométricas da fotomultiplicadora, foram definidos na função no método “*SetDefaults*”. Esta etapa garante que a simulação reflita as características físicas geométricas do detector Cherenkov, permitindo uma análise detalhada da capacidade de detecção de partículas e na detecção da radiação Cherenkov.

Já no arquivo *MainVolume.cc*, que também contém uma classe de mesmo nome, o detector foi de fato modelado, optando-se por um design cilíndrico que reflete as necessidades do experimento, utilizando os parâmetros e materiais definidos anteriormente na classe “*DetectorConstruction*” — a fotomultiplicadora também foi modelada nessa parte do simulação. O trecho da classe “*MainVolume*”, que integra, por exemplo, onde a geometria cilíndrica do detector foi definida (utilizando o “*G4Tubs*”) e os materiais aplicados é observado a seguir:

```

MainVolume::MainVolume(...)

```

```

{
    ...
    // *** housing and scintillator ***
    // Volume radius "fScint_box"
    G4double scint_radius = fScint_x;
    // Volume height "fScint_box"
    G4double scint_half_z = fScint_z;

    // Volume radius "fHousing_box"
    G4double housing_radius = fScint_x + fD_mtl;
    // Volume height "fHousing_box"
    G4double housing_half_z = fScint_z + fD_mtl;

    fScint_tubs = new G4Tubs("scint_tubs", 0,
        scint_radius, scint_half_z, 0, 2 * M_PI);
    fHousing_tubs = new G4Tubs("housing_tubs",
        0, housing_radius, housing_half_z, 0, 2 * M_PI);

    fScint_log = new G4LogicalVolume(fScint_tubs,
        G4Material::GetMaterial("Water"), "scint_log", 0, 0, 0);
    fHousing_log = new G4LogicalVolume(fHousing_tubs,
        G4Material::GetMaterial("Al"), "housing_log", 0, 0, 0);

    new G4PVPlacement(0, G4ThreeVector(), fScint_log,
        "scintillator", fHousing_log, false, 0);
    ...
}

```

Uma implementação obrigatória envolveu a substituição da classe “*G4ParticleGun*” pela “*G4GeneralParticleSource*” no arquivo *PrimaryGeneratorAction.cc*. Esta alteração permite a simulação de um espectro diferencial de energia e de uma distribuição angular para as partículas primárias, requisito fundamental para alcançar uma simulação rigorosa [80].

Embora a simulação seja substancialmente mais abrangente do que as partes pontuais abordadas até o momento, uma descrição detalhada de cada aspecto da simulação excederia o escopo deste trabalho. Portanto, a exposição atual da modelagem é considerada suficiente para avançarmos para a apresentação dos resultados e suas respectivas discussões.

## 4 Resultados e Discussões

Este capítulo é dedicado à análise e interpretação dos resultados obtidos a partir de simulações de um detector de radiação Cherenkov em água (WCD), conduzidas no Geant4. As distribuições de partículas incidentes, oriundas de chuveis atmosféricos (como múons, nêutrons, prótons, elétrons e fótons), foram geradas a partir da biblioteca CRY, descrita na Seção 3.1. A simulação considerou a latitude de Campina Grande - PB ( $7.2206^\circ$  S) e incluiu a modulação temporal do espectro de raios cósmicos, proporcionando um contexto realista para a análise dos dados.

Além disso, as simulações foram realizadas variando a altura da coluna de água no tanque para refletir a evaporação natural que ocorre em detectores reais, onde o volume de água diminui ao longo do tempo, garantindo uma simulação que reflete condições operacionais de detectores. Inicialmente, o tanque estava completamente preenchido com água (1,90 m de água); em seguida, a configuração foi alterada para 1,70 m de água e 0,20 m de ar, depois para 1,60 m de água e 0,30 m de ar, e finalmente para 1,50 m de água e 0,40 m de ar, de acordo com a Figura 17, com cada simulação envolvendo a passagem de 100.000 eventos através do detector.

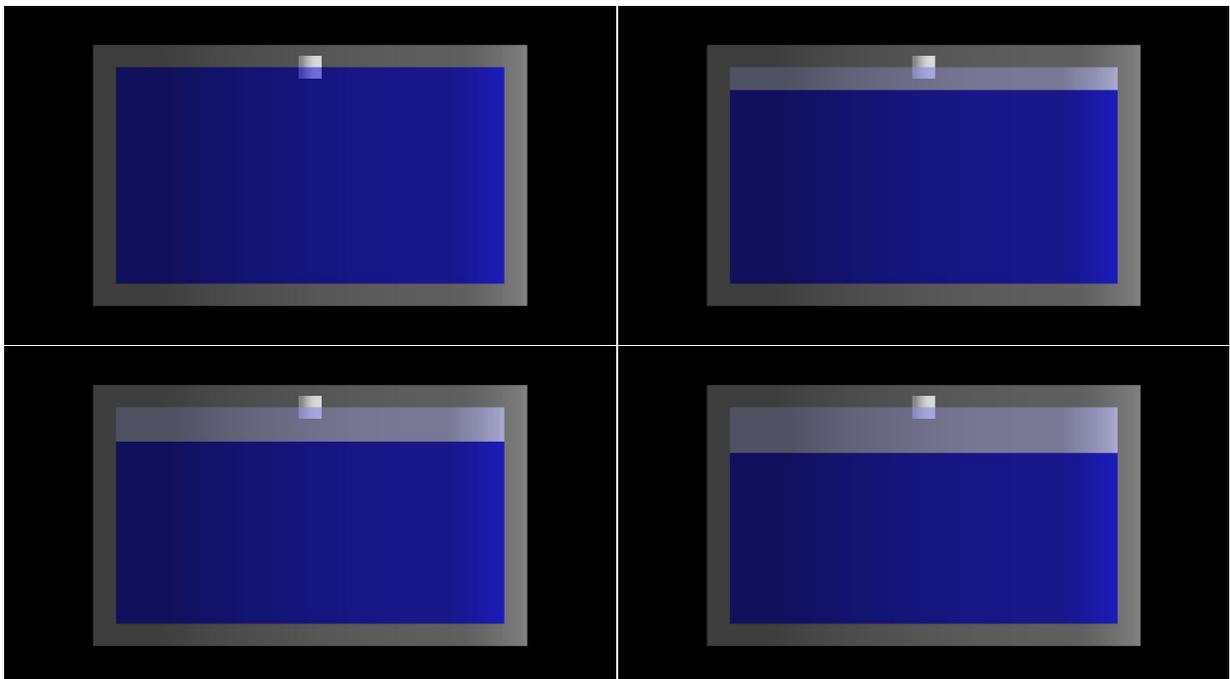


Figura 17 – Ilustrações geradas pelo Geant4 para as diferentes alturas da coluna de água (1,90 m, 1,70 m, 1,60 m e 1,50 m, respectivamente). Fonte: De autoria própria.

Nas próximas seções, analisaremos separadamente os resultados obtidos para as componentes hadrônica (prótons e nêutrons), eletromagnética (elétrons e fótons) e muônica (múons) dos eventos simulados.

## 4.1 Partículas Hadrônicas

Esta seção é dedicada a análise da interação de partículas hadrônicas originadas de chuviscos atmosféricos com o detector, que são especialmente importantes devido à sua capacidade de penetrar camadas atmosféricas densas e iniciar novos chuviscos secundários, expandindo o alcance e a complexidade do chuvisco inicial. Ao nível do mar, apenas 1% da composição de um chuvisco atmosférico é formado por partículas hadrônicas. Esse percentual relativamente baixo deve-se às interações dessas partículas com a atmosfera e à sua curta meia-vida, que limitam sua capacidade de atingir a superfície terrestre, como discutido na Subseção 2.4.1.

Devido à baixa presença de píons a nível do mar, também discutida na Subseção 2.4.1, concentraremos nossa análise nos prótons e nêutrons.

### 4.1.1 Prótons

Nesta seção, é analisado o papel dos prótons nos resultados obtidos da simulação do detector de radiação Cherenkov em água.

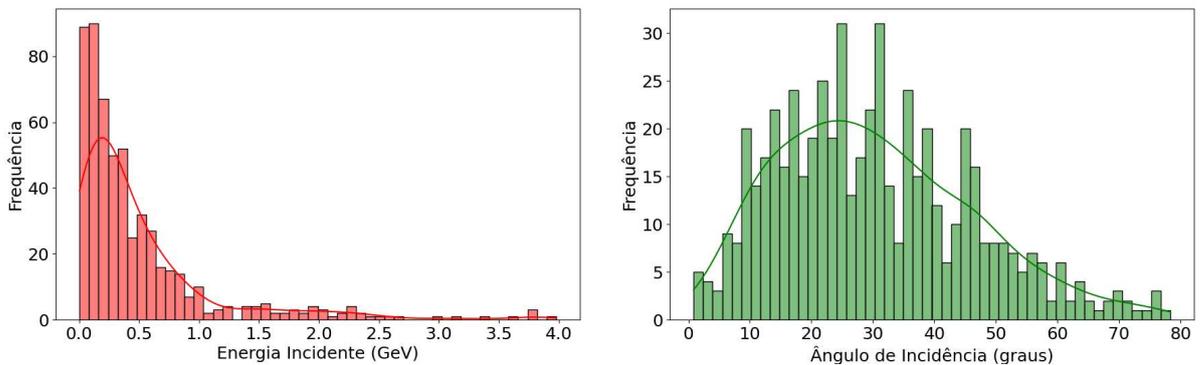


Figura 18 – Espectro diferencial de energia (esquerda) e distribuição do ângulo zenital dos prótons que incidem no WCD (direita). Fonte: De autoria própria.

O espectro de energia e a distribuição angular, gerados pelo CRY, são mostrados na Figura 18. Observa-se que o espectro de energia obedece uma lei de potência ( $dN/dE \propto E^{-\alpha}$ ), como discutido na Seção 2.2, e a distribuição angular possui uma dependência com  $\cos^2\theta$ , onde a transformada inversa, com a devida correção do efeito do ângulo sólido, é:

$$\theta = \text{acos} \left( \sqrt[3]{1 - F_{\theta}(U)} \right), \quad (4.1)$$

onde  $F_{\theta}(U)$  é a função de distribuição acumulada [86]. Essas observações se aplicam a todos os casos que serão analisados, além dos prótons (nêutrons, elétrons, fótons e múons).

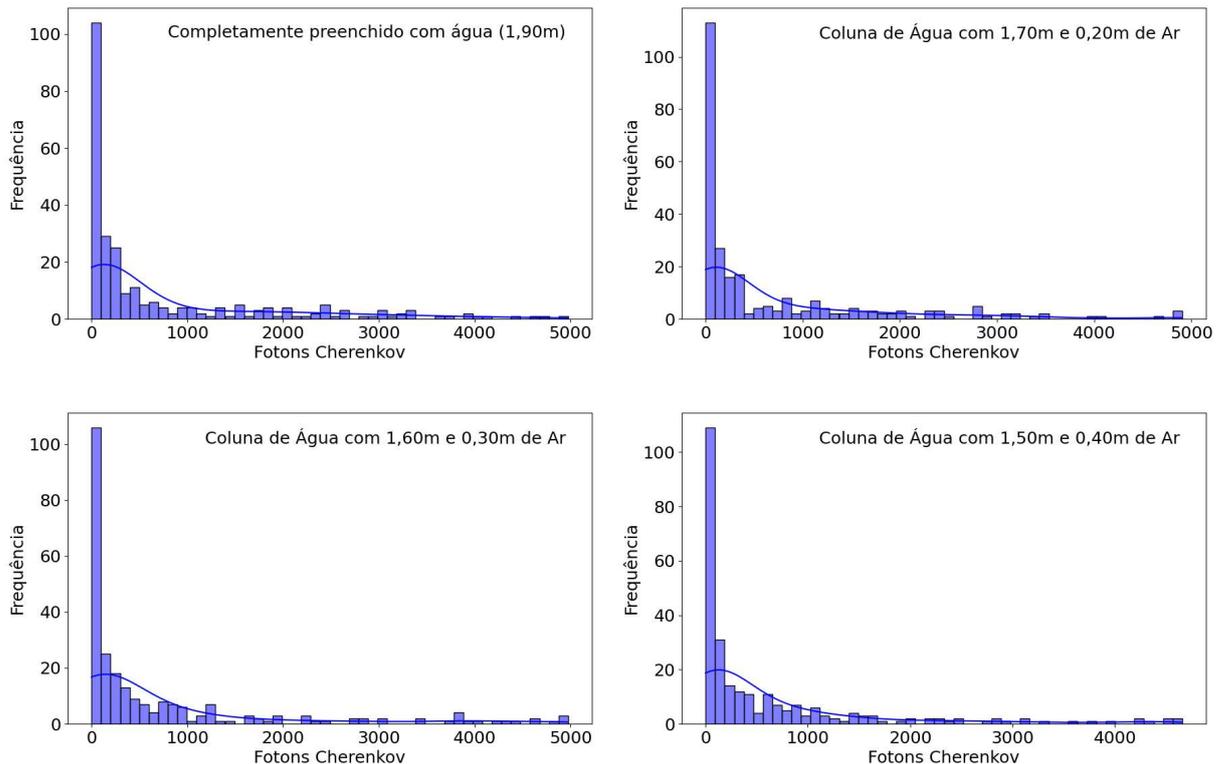


Figura 19 – Distribuições de fótons Cherenkov provenientes de prótons para diferentes alturas da coluna de água. Fonte: De autoria própria.

#### 4.1.1.1 Fótons Cherenkov e Energia Depositada no WCD

Os resultados obtidos das simulações com a variação da coluna de água e ar no tanque do detector de radiação Cherenkov mostram como essas mudanças afetam os parâmetros relacionados à contribuição dos prótons. Inicialmente, com o tanque completamente preenchido com água (1,90 m), observou-se para uma energia incidente média de 0,606 GeV e um ângulo de incidência médio de  $30,15^\circ$ , um número médio de fótons Cherenkov de 13503 e a energia média depositada no WCD de 0,296 GeV — prótons perdem energia por meio de processos como ionização e *bremstrahlung*. Esta configuração maximiza a produção de fótons Cherenkov, sugerindo uma interação mais eficiente dos prótons com o meio aquoso.

Ao reduzir a quantidade de água para 1,70 m e introduzir 0,20 m de ar, os resultados mostram uma diminuição significativa no número médio de fótons Cherenkov (10.955) e na energia média depositada (0,256 GeV). Isso indica que a introdução de ar diminui a produção de radiação Cherenkov gerada pelos prótons, devido ao menor índice de refração do ar comparado à água.

Na configuração com 1,60 m de água e 0,30 m de ar, o número médio de fótons Cherenkov e a energia média depositada continuam a diminuir (9179 e 0,224 GeV, respectivamente). Assim, como a configuração anterior, a diminuição da coluna de água impacta

na quantidade de fótons Cherenkov.

Por fim, com 1,50 m de água e 0,40 m de ar, a energia incidente média é a mais alta observada (0,798 GeV), enquanto o número médio de fótons Cherenkov aumenta ligeiramente para 11059. Embora esta configuração apresente uma energia incidente média maior, o número de fótons Cherenkov é menor do que na configuração totalmente preenchida com água, mostrando que, apesar do aumento da energia incidente, a produção e detecção de Cherenkov é influenciada pela quantidade de ar.

Portanto, as configurações com maior quantidade de água são mais eficazes na produção e detecção de radiação Cherenkov pelos prótons. A introdução de ar no tanque reduz essa eficiência, refletida pela diminuição nos números médios de fótons Cherenkov e da energia depositada no WCD. Essas observações são importantes para a otimização do design de detectores Cherenkov, onde a minimização da presença de ar pode melhorar o desempenho do detector. Distribuição de fótons Cherenkov para diferentes alturas da coluna de água, pode ser observada na Figura 19.

#### 4.1.1.2 Fotoelétrons e Carga

Agora, analisaremos a produção de fotoelétrons e o espectro de carga gerados pela fotomultiplicadora. As fotomultiplicadoras são dispositivos que convertem luz em uma corrente elétrica mensurável. Tipicamente, são construídas com um invólucro de vidro extremamente rígido e durável, como outros tubos de vácuo, contendo um fotocátodo, vários eletrodos (dínodos) e um ânodo.

O fotocátodo é responsável por converter fótons, no caso fótons Cherenkov, em elétrons por meio do efeito fotoelétrico; os elétrons ejetados dessa superfície são chamados de fotoelétrons. Em seguida, um eletrodo de foco concentra o feixe em direção ao multiplicador de elétrons, onde são multiplicados pelo processo de emissão secundária. A eficiência de conversão fotoelétrica depende significativamente da frequência da luz incidente e da estrutura do material do fotocátodo. Essa resposta espectral é expressa em termos de eficiência quântica. Para as fotomultiplicadoras fabricadas pela empresa Hamamatsu<sup>1</sup>, a eficiência quântica é da ordem de 25% para um comprimento de onda de 390 nm.

Como a produção de fotoelétrons ocorre devido ao impacto dos fótons Cherenkov na fotomultiplicadora, então sua quantidade diminui conforme a altura da coluna de água se reduz. Portanto, quando o tanque está completamente preenchido com água (1,90 m), observamos um número médio de fotoelétrons de 498. Quando ajustamos para 1,70 m de água e 0,20 m de ar, o número médio cai para 282. Com 1,60 m de água e 0,30 m de ar, o número de fotoelétrons é de 283. Finalmente, com 1,50 m de água e 0,40 m de ar, o número médio é de 306. A Figura 20 apresenta as distribuições de fotoelétrons emitidos

<sup>1</sup> <[https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/optical-sensors/pmt/pmt\\_tube-alone.html](https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/optical-sensors/pmt/pmt_tube-alone.html)>

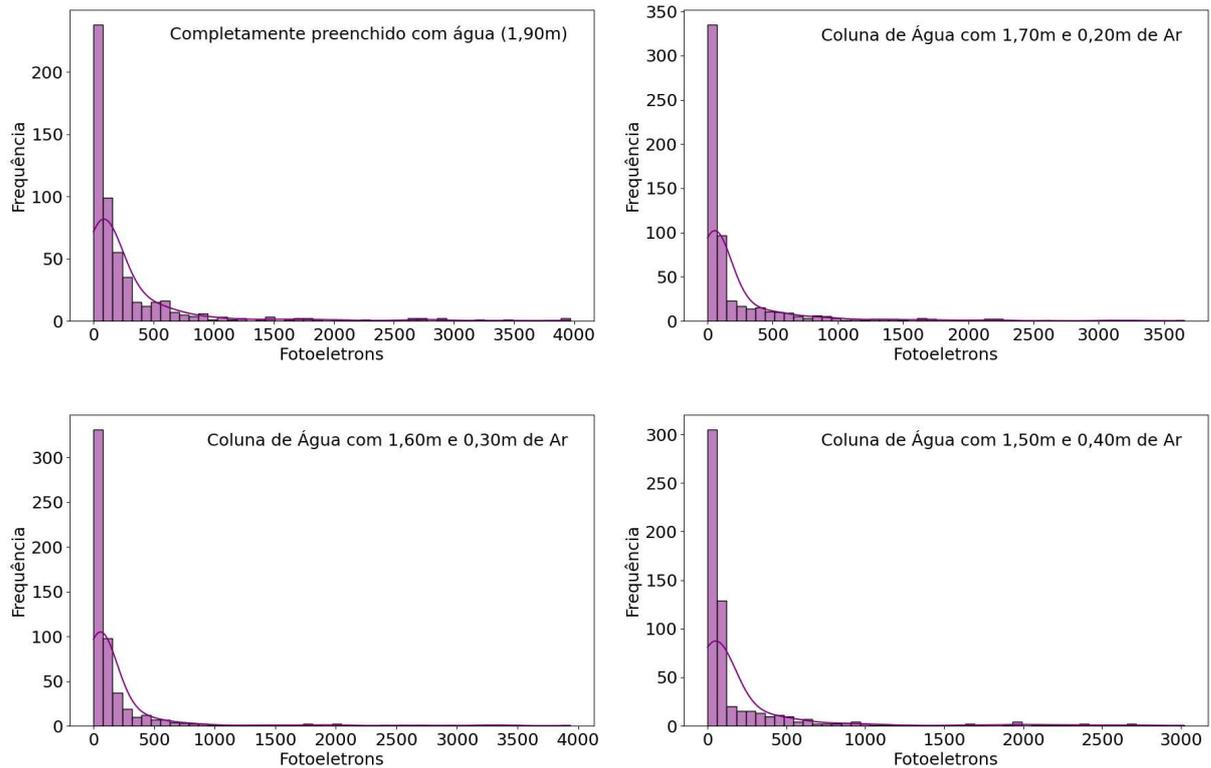


Figura 20 – Distribuições de fotoelétrons provenientes de prótons emitidos pelo fotocátodo da fotomultiplicadora para diferentes alturas da coluna de água. Fonte: De autoria própria.

pele fotocátodo para diferentes alturas da coluna de água.

Além da eficiência quântica, deve-se considerar o fator de amplificação ou ganho da fotomultiplicadora que depende do número de dínodos e o fator de emissão de elétrons secundários  $\delta$ , que é função da energia dos elétrons primários. O ganho adotado neste trabalho é da ordem de  $10^6$ . Este ganho amplifica o sinal de fotoelétrons a um nível mensurável, permitindo a detecção das partículas incidentes. O ganho caracteriza-se pela capacidade da fotomultiplicadora de converter um único fotoelétron em um pulso de corrente amplificado, composto por vários elétrons. O sinal de saída no ânodo é uma corrente ou pulso cuja carga total é proporcional ao número inicial de elétrons emitidos pelo fotocátodo. Assim, considerando o fator de amplificação de elétrons da fotomultiplicadora e a carga elementar do elétron ( $1,6 \times 10^{-19}$ ), derivou-se os espectros de carga para diferentes alturas da coluna de água que podem ser observados na Figura 21. Para o tanque completamente cheio de água (1,90 m), o número médio da carga foi de 80 pC. Com o tanque contendo 1,70 m de água e 0,20 m de ar, o número médio da carga cai para 45 pC. Quando o tanque estava com 1,60 m de água e 0,30 m de ar, o número médio da carga também foi de 45 pC. Por fim, com o tanque apresentando 1,50 m de água e 0,40 m de ar, o número médio da carga aumentou para 49 pC. Resultados são equivalentes ao

ADC (conversor analógico-digital) integrado<sup>2</sup>.

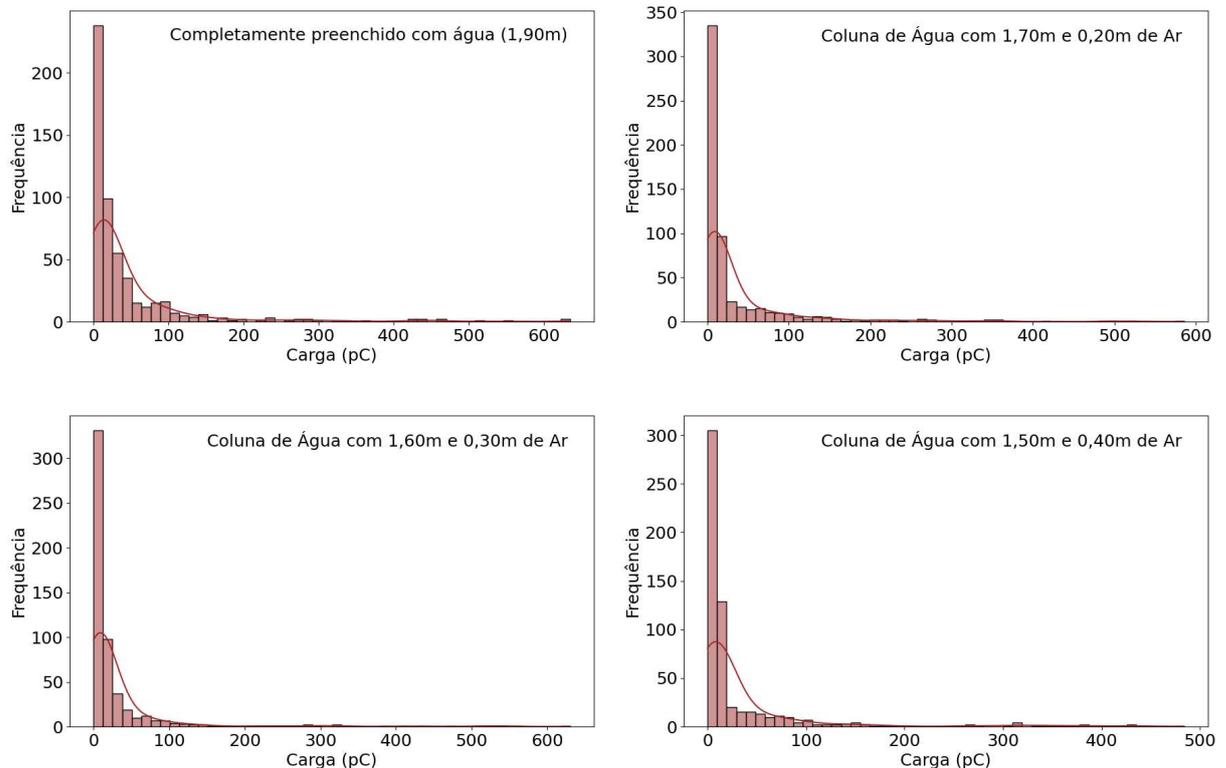


Figura 21 – Espectro de carga em picocoulombs (pC) determinada a partir dos fotoelétrons provenientes de prótons gerados pela fotomultiplicadora para diferentes alturas da coluna de água. Fonte: De autoria própria.

Assim, o número de fotoelétrons e a carga diminuem em proporção direta à quantidade de fótons Cherenkov gerados, evidenciando a precisão da simulação realizada. Além disso, os fotoelétrons e, conseqüentemente, o espectro de carga, apresentam flutuações maiores em comparação aos fótons Cherenkov devido à baixa eficiência da fotomultiplicadora.

#### 4.1.2 Nêutrons

Nesta seção, analisamos os resultados das interações dos nêutrons com o detector, destacando o espectro de energia e a distribuição angular dos produtos, conforme apresentado na Figura 22. É importante enfatizar que, embora os nêutrons, por serem partículas neutras, não produzam radiação Cherenkov diretamente, os produtos resultantes de suas colisões, capturas ou decaimentos podem gerar esta radiação. A simulação refletiu esta condição, sendo necessário recorrer exclusivamente às partículas secundárias geradas pelos nêutrons para obter os resultados que serão discutidos a seguir.

Feixes de nêutrons, assim como os feixes de fótons que serão abordados na próxima seção, pertencem à categoria de radiação indiretamente ionizante. Ambos os tipos

<sup>2</sup> <<https://dewesoft.com/pt/blog/tipos-de-conversores-ad>>

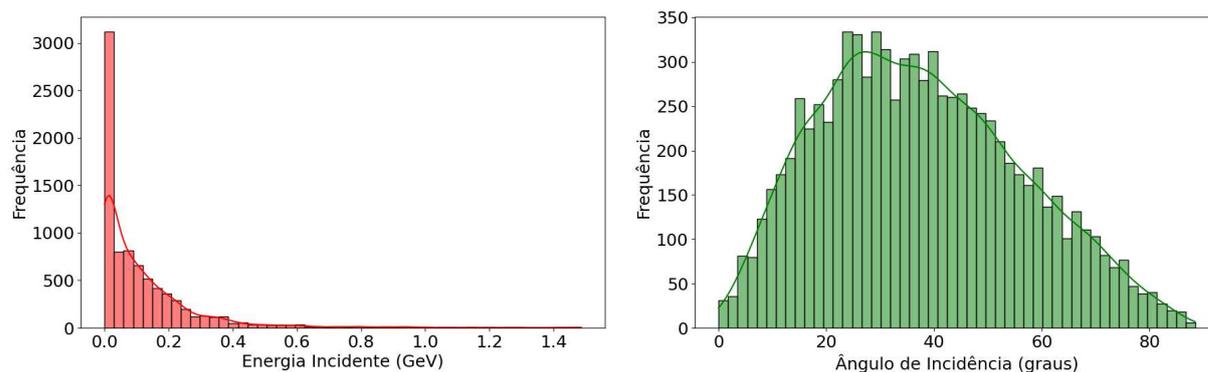


Figura 22 – Espectro diferencial de energia e distribuição do ângulo zenital dos nêutrons que incidem no WCD. Fonte: De autoria própria.

transferem energia ao meio por meio de uma etapa intermediária, onde essa energia é primeiramente transferida para uma partícula carregada (prótons e núcleos mais pesados no caso dos nêutrons; elétrons e pósitrons no caso dos fótons). As partículas carregadas secundárias, liberadas em um meio atravessado por nêutrons, têm um alcance muito curto, garantindo o equilíbrio das partículas carregadas no material. Por serem neutros, os nêutrons podem se aproximar de núcleos-alvo sem sofrer interferência de forças de Coulomb, que afetam prótons e elétrons. Uma vez próximos ao núcleo, os nêutrons interagem através do potencial nuclear de curto alcance, podendo desencadear várias reações nucleares, como colisões, capturas ou decaimentos [87].

#### 4.1.2.1 Fótons Cherenkov e Energia Depositada no WCD

Avaliando a contribuição dos nêutrons — via colisões, capturas ou decaimentos — para um detector Cherenkov, temos que: quando o tanque está completamente preenchido com água (1,90 m), a energia incidente média é de 0,143 GeV, o ângulo de incidência médio é de  $37,51^\circ$ , o número médio de fótons Cherenkov é de 3218, o número médio de fotoelétrons é de 104 e a energia média depositada no WCD é de 0,061 GeV. Esses resultados indicam que a configuração totalmente preenchida com água proporciona a maior eficiência na produção e detecção de fótons Cherenkov para nêutrons, assim como no caso dos prótons.

Reduzido a coluna de água para 1,70 m e introduzido 0,20 m de ar, o número médio de fótons Cherenkov cai para 2803, o número médio de fotoelétrons diminui significativamente para 63 e a energia média depositada reduz para 0,053 GeV. Esta configuração mostra que a presença de ar impacta negativamente a produção de luz Cherenkov, reduzindo a eficiência do detector para nêutrons.

Com 1,60 m de água e 0,30 m de ar, o número médio de fótons Cherenkov diminui ainda mais para 2668, o número médio de fotoelétrons reduz para 51 e a energia média depositada cai para 0,048 GeV. Estes resultados indicam uma tendência contínua de

redução na produção de fótons Cherenkov e na quantidade de fotoelétrons detectados à medida que a quantidade de ar aumenta no tanque.

Por fim, com 1,50 m de água e 0,40 m de ar, o número médio de fótons Cherenkov é o menor observado, 2443, enquanto o número médio de fotoelétrons é de 68 e a energia média depositada 0,043 GeV. Embora haja uma leve recuperação no número de fotoelétrons comparado com a configuração anterior, o número de fótons Cherenkov continua a diminuir com a crescente quantidade de ar.

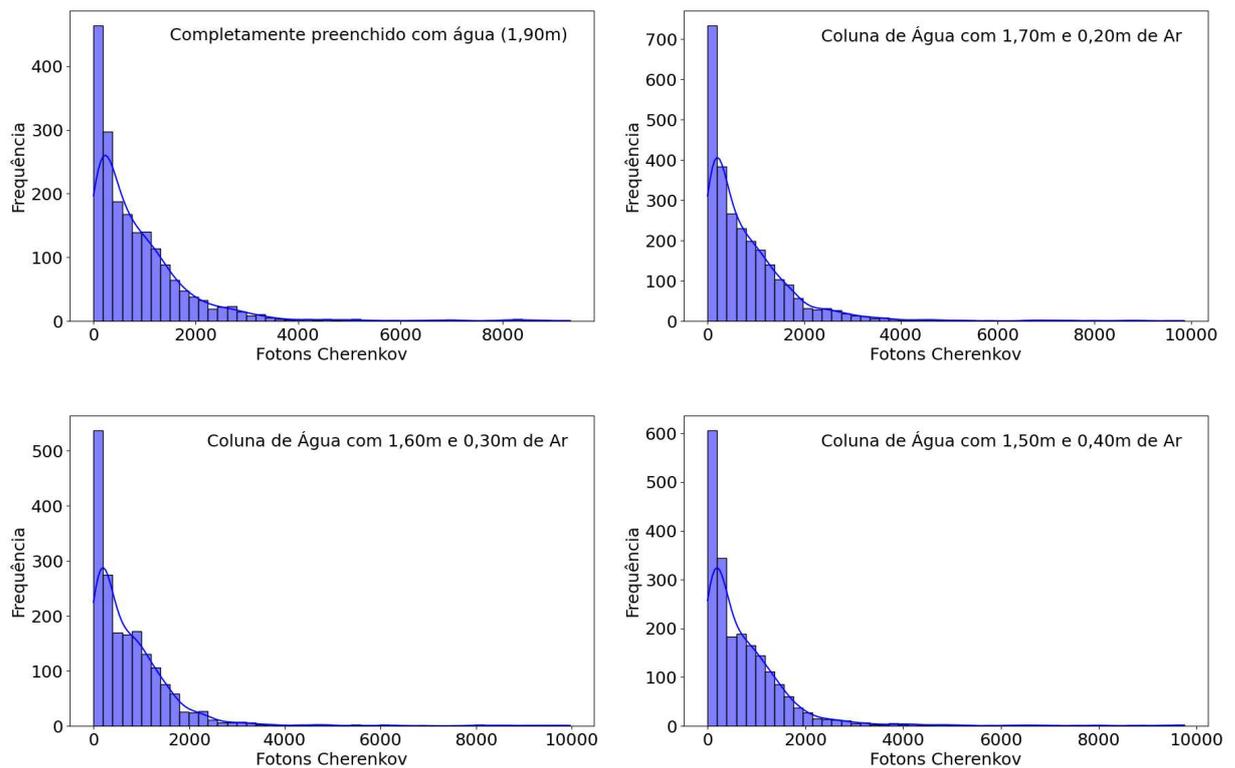


Figura 23 – Distribuições de fótons Cherenkov provenientes de nêutrons para diferentes alturas da coluna de água. Fonte: De autoria própria.

Logo, as simulações mostram que a diminuição da coluna de água no tanque reduz a produção e a detecção de fótons Cherenkov gerados por nêutrons, com a configuração totalmente preenchida com água apresentando a maior eficiência. Essa variação é importante na otimização de detectores Cherenkov, especialmente ao considerar as contribuições de partículas neutras como nêutrons, que têm interações menos diretas com o meio, tornando ainda mais relevante a maximização da coluna de água para a produção de radiação Cherenkov. A Figura 23 mostra a distribuição de fótons Cherenkov para diferentes alturas da coluna de água.

#### 4.1.2.2 Fotoelétrons e Carga

Como discutido na seção anterior, a produção de fotoelétrons ocorre devido ao impacto dos fótons Cherenkov na fotomultiplicadora, e essa produção tende a diminuir

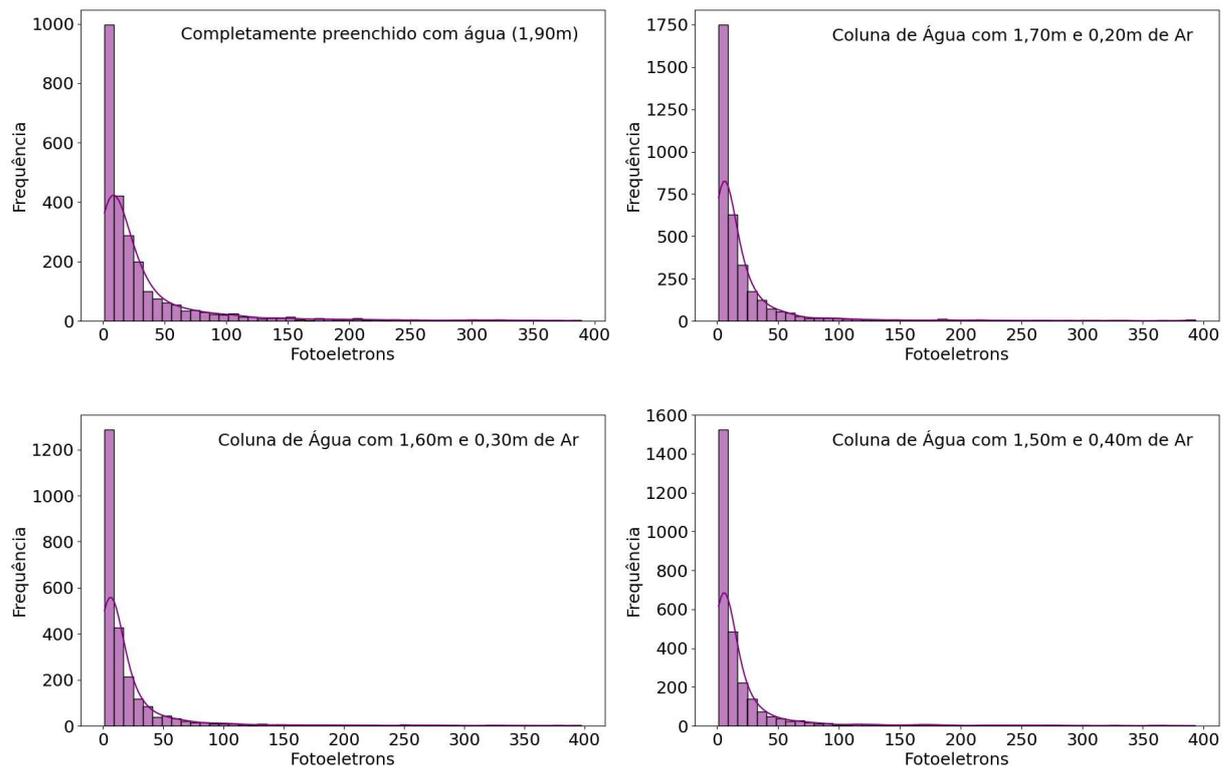


Figura 24 – Distribuições de fotoelétrons provenientes de nêutrons emitidos pelo fotocátodo da fotomultiplicadora para diferentes alturas da coluna de água. Fonte: De autoria própria.

à medida que a altura da coluna de água é reduzida. Assim, quando o tanque está completamente cheio, com 1,90 m de água, observa-se um número médio de 104 fotoelétrons. Reduzindo a altura da água para 1,70 m, com 0,20 m de ar, o número médio de fotoelétrons diminuiu para 63. Com 1,60 m de água e 0,30 m de ar, o número médio desceu para 51. Por fim, com 1,50 m de água e 0,40 m de ar, o valor aumentou ligeiramente para 68. A Figura 24 ilustra as distribuições de fotoelétrons emitidos pelo fotocátodo para essas diferentes alturas da coluna de água.

Para o tanque completamente preenchido com água (1,90 m), a carga média foi de 17 pC. Quando o nível de água foi ajustado para 1,70 m, com 0,20 m de ar, a carga média reduziu-se para 10 pC. Com 1,60 m de água e 0,30 m de ar, a carga média observada foi de 8 pC. Finalmente, ao diminuir o nível de água para 1,50 m e aumentar o volume de ar para 0,40 m, a carga média subiu para 11 pC. A Figura 25 apresenta os espectros de carga para essas diferentes alturas da coluna de água.

Esses resultados destacam a relação direta entre a altura da coluna de água, a quantidade de fótons Cherenkov e a produção de fotoelétrons, além da variação nas cargas médias registradas.

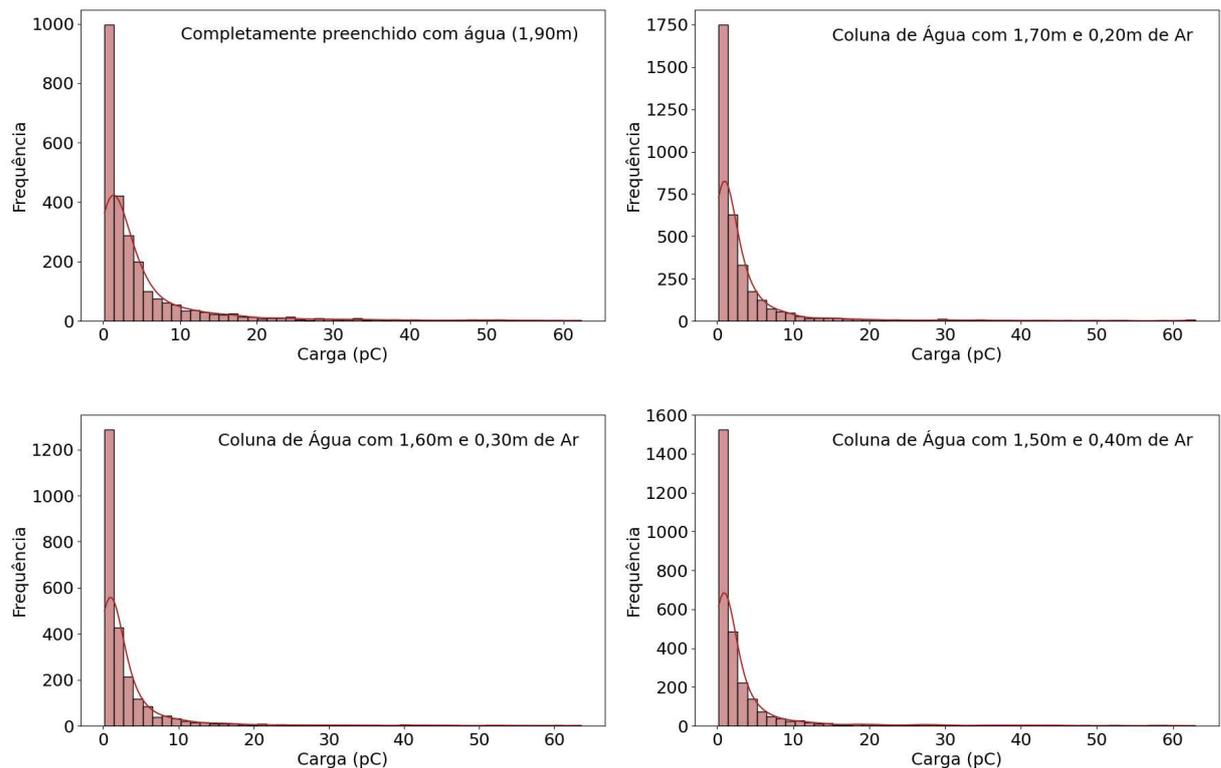


Figura 25 – Espectro de carga em picocoulombs (pC) determinada a partir dos fotoelétrons provenientes de nêutrons gerados pela fotomultiplicadora para diferentes alturas da coluna de água. Fonte: De autoria própria.

## 4.2 Partículas Eletromagnéticas

Esta seção tem como objetivo analisar e interpretar os resultados das simulações da interação da componente eletromagnética — elétrons e fótons produzidos no decaimento de mésons neutros e carregados que compõem cerca de 90% do conteúdo dos chuviscos a nível do mar, como descrito na Subseção 2.4.3 — com o detector de radiação Cherenkov em água.

### 4.2.1 Elétrons

No caso dos elétrons, o espectro de energia e a distribuição angular, gerados pelo CRY, podem ser observados na Figura 26.

#### 4.2.1.1 Fótons Cherenkov e Energia Depositada no WCD

Os resultados obtidos mostram como a variação na coluna de água e ar no tanque afeta os parâmetros relacionados à radiação Cherenkov. Quando o tanque está completamente preenchido com água (1,90 m), observa-se o maior número médio de 13707 fótons Cherenkov e a maior energia média depositada de 0,077 GeV (assim como os prótons, elétrons perdem energia por meio de processos como ionização e bremsstrahlung), indicando

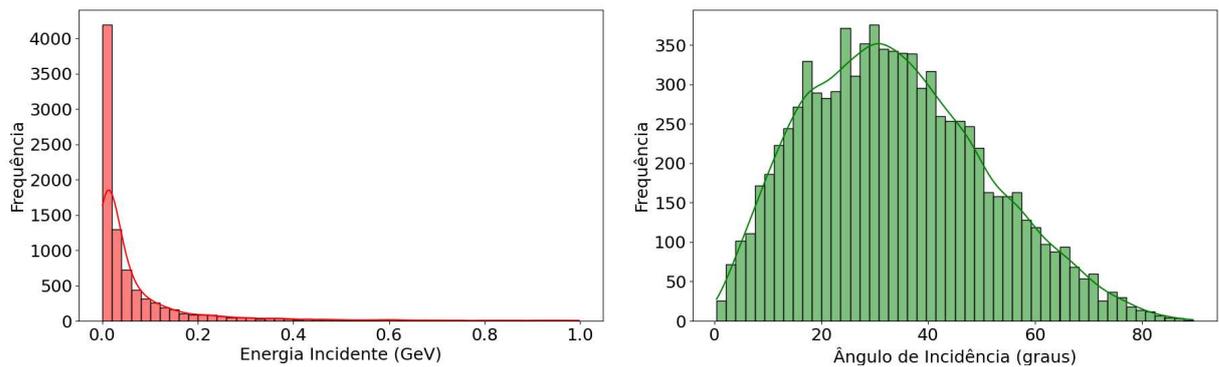


Figura 26 – Espectro diferencial de energia e distribuição do ângulo zenital dos elétrons que incidem no WCD. Fonte: De autoria própria.

que a ausência de ar maximiza a produção e a detecção de luz Cherenkov, como nos casos anteriores. A energia incidente média dos elétrons a nível do mar é de 0,101 GeV e o ângulo de incidência médio é de 33,97°.

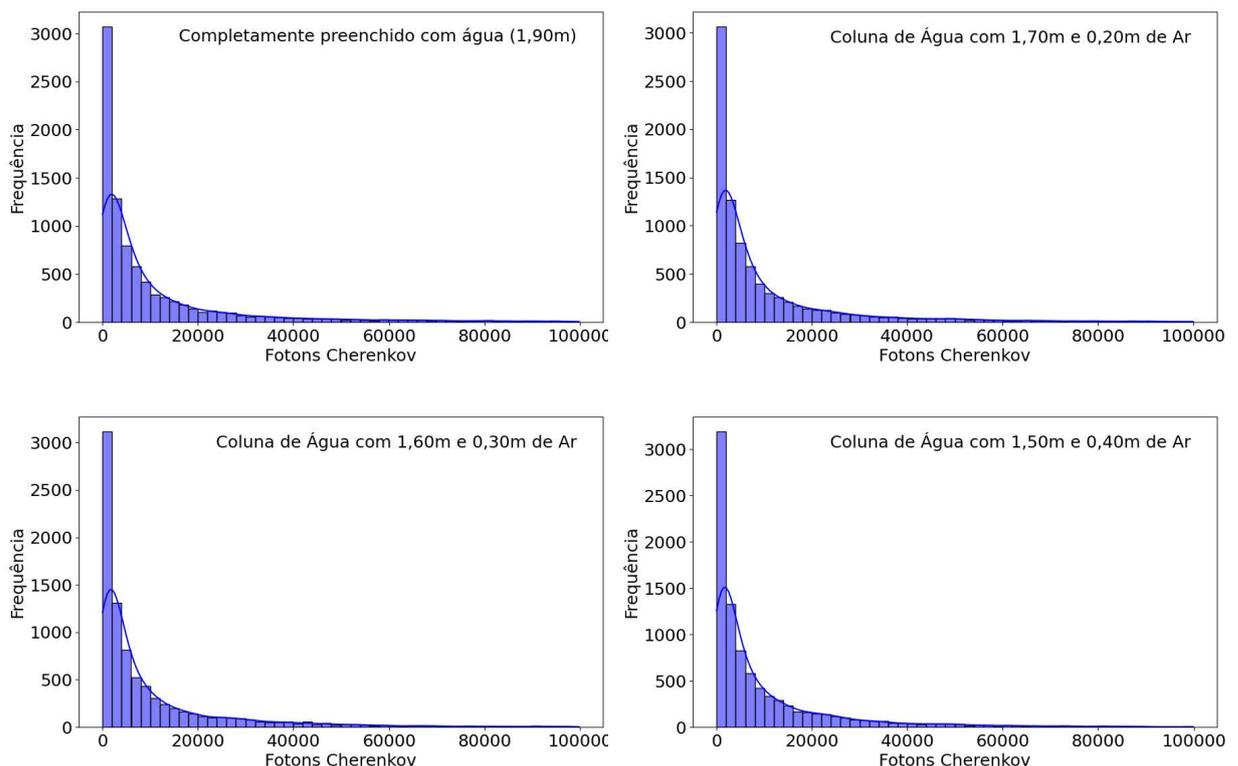


Figura 27 – Distribuições de fótons Cherenkov provenientes de elétrons para diferentes alturas da coluna de água. Fonte: De autoria própria.

Ao reduzir a coluna de água para 1,70 m e introduzir 0,20 m de ar, o número médio de fótons Cherenkov reduz-se para 12106, com a energia média depositada diminuindo para 0,067 GeV.

Já com 1,60 m de água e 0,30 m de ar, há uma redução adicional no número médio de fótons Cherenkov (11110) e da energia depositada (0,061 GeV).

Finalmente, com 1,50 m de água e 0,40 m de ar, o número médio de fótons Cherenkov atinge o valor mais baixo (10168), assim como a energia depositada (0,055 GeV). Essa configuração mostra, mais uma vez, que a presença de ar diminui a produção de Cherenkov, devido ao menor índice de refração e à menor probabilidade de emissão de luz Cherenkov pelos elétrons no ar, assim como no caso dos prótons e nêutrons.

Desta forma, a configuração do tanque com a maior quantidade de água (1,90 m) é a mais eficiente para a produção e detecção de fótons Cherenkov, o que era esperado, dado que uma maior interação dos elétrons com um meio de alto índice de refração (como a água em comparação ao ar) favorece a emissão de Cherenkov. A introdução de ar reduz a eficiência da detecção, o que deve ser considerado na otimização de detectores Cherenkov, onde a quantidade de água pode se tornar um fator crítico. A Figura 27 apresenta a distribuição de fótons Cherenkov produzidos para diferentes alturas da coluna de água.

#### 4.2.2 Fotoelétrons e Carga

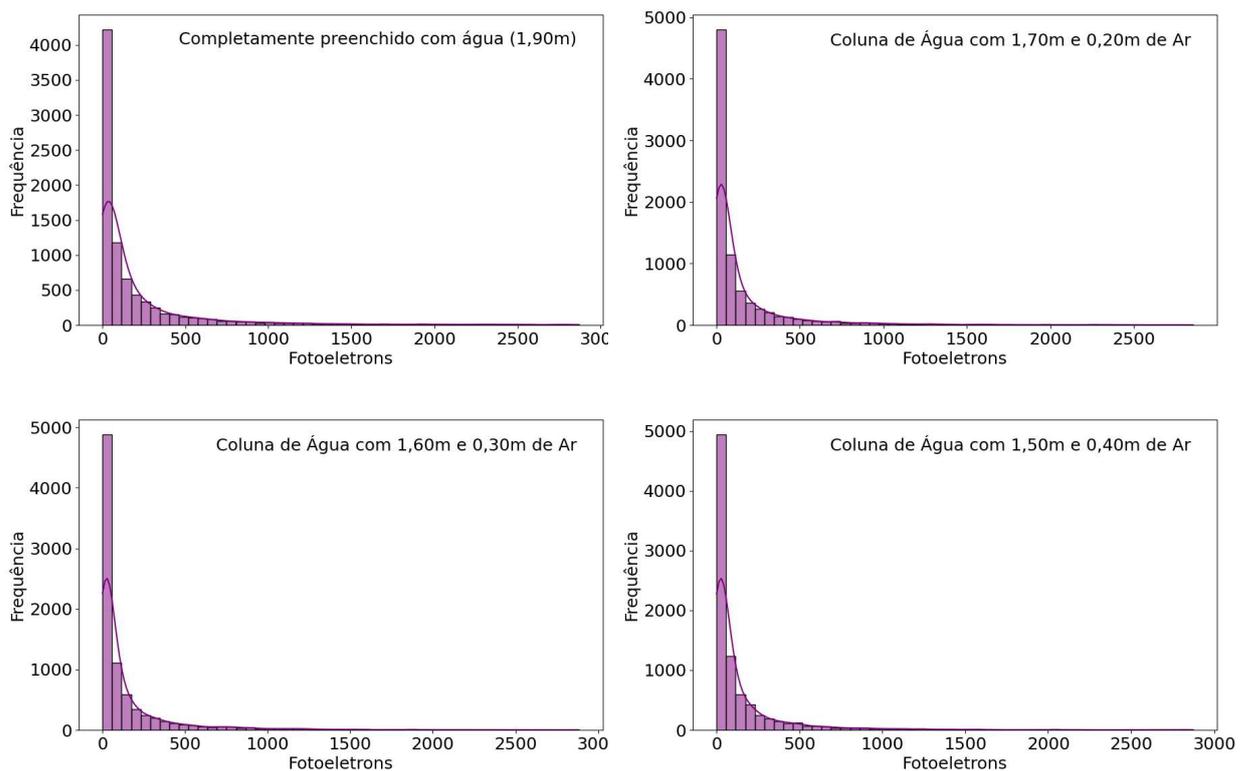


Figura 28 – Distribuições de fotoelétrons provenientes de elétrons emitidos pelo fotocátodo da fotomultiplicadora para diferentes alturas da coluna de água. Fonte: De autoria própria.

Analisando o número médio de fotoelétrons no caso dos elétrons, observamos os seguintes resultados: com o tanque completamente preenchido com 1,90 m de água, o valor médio registrado é de 366 fotoelétrons. Ao reduzir a altura da água para 1,70 m, com 0,20 m de ar, o número médio de fotoelétrons cai para 243. Com 1,60 m de água e 0,30 m de

ar, o valor médio diminui ainda mais para 234. Finalmente, com 1,50 m de água e 0,40 m de ar, o número médio de fotoelétrons é de 223. A Figura 28 apresenta as distribuições dos fotoelétrons gerados no fotocátodo para essas diferentes alturas da coluna de água.

Com o tanque completamente preenchido com água (1,90 m), a carga média medida foi de 59 pC. Ao ajustar o nível de água para 1,70 m e 0,20 m de ar, a carga média diminuiu para 39 pC. Com 1,60 m de água e 0,30 m de ar, a carga média observada foi de 37 pC. Finalmente, reduzindo o nível de água para 1,50 m com o volume de ar para 0,40 m, a carga média foi de 36 pC. Esses resultados são compatíveis com os obtidos por detectores Cherenkov da colaboração Pierre Auger [88], como pode ser observado na Figura 29.

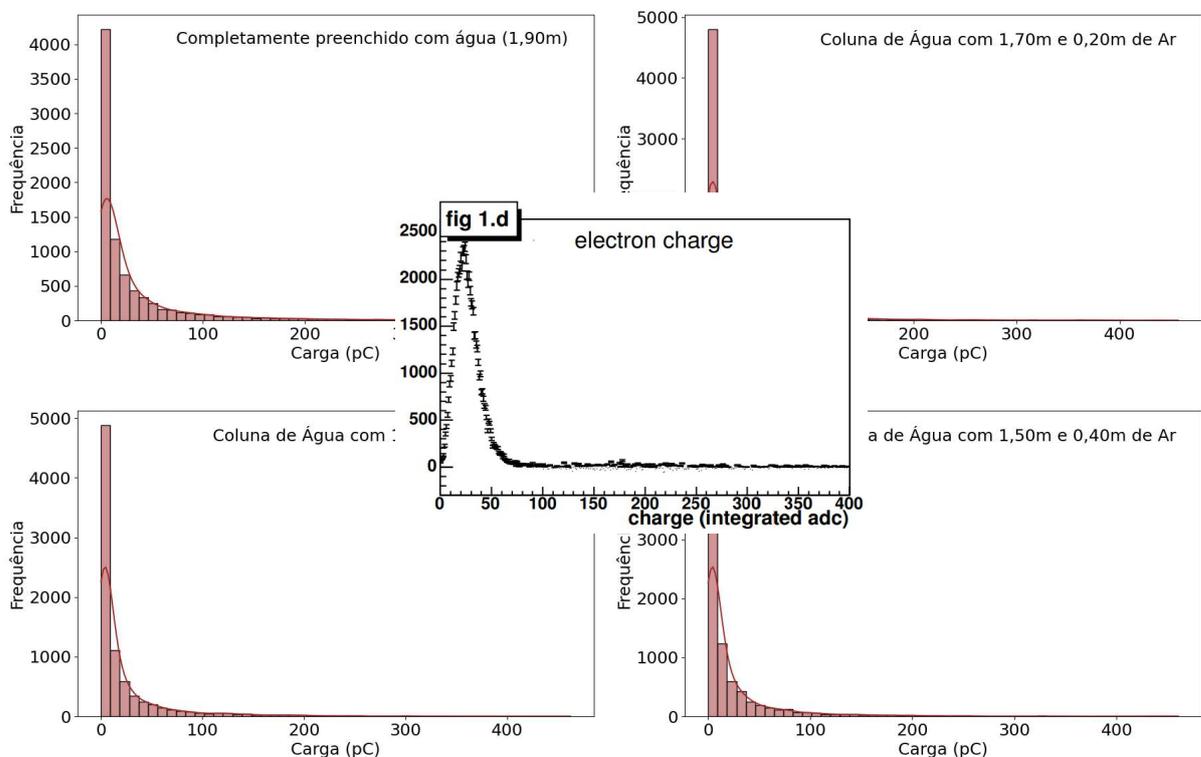


Figura 29 – Espectro de carga em picocoulombs (pC) determinada a partir dos fotoelétrons provenientes de nêutrons gerados pela fotomultiplicadora para diferentes alturas da coluna de água. A imagem central representa o espectro de carga do elétron registrado por um detector Cherenkov da colaboração Pierre Auger. Fonte: De autoria própria e [88].

A semelhança entre os valores obtidos e os resultados de detectores Cherenkov da colaboração Pierre Auger reforça a validade dos dados e a precisão do modelo utilizado nas simulações, evidenciando que o detector opera dentro dos parâmetros esperados.

### 4.2.3 Fótons

Assim como os nêutrons, os fótons não são capazes de produzir radiação Cherenkov diretamente. No entanto, suas interações com o meio podem gerar pares elétron-pósitron,

que, por sua vez, podem produzir radiação Cherenkov. A Figura 30 apresenta o espectro de energia e a distribuição angular gerados pelo CRY.

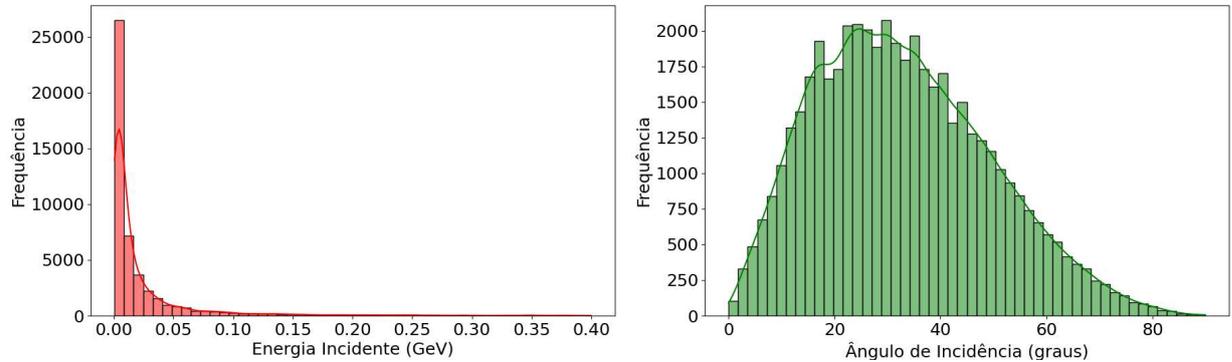


Figura 30 – Espectro diferencial de energia e distribuição do ângulo zenital dos fótons que incidem no WCD. Fonte: De autoria própria.

#### 4.2.3.1 Fótons Cherenkov e Energia Depositada no WCD

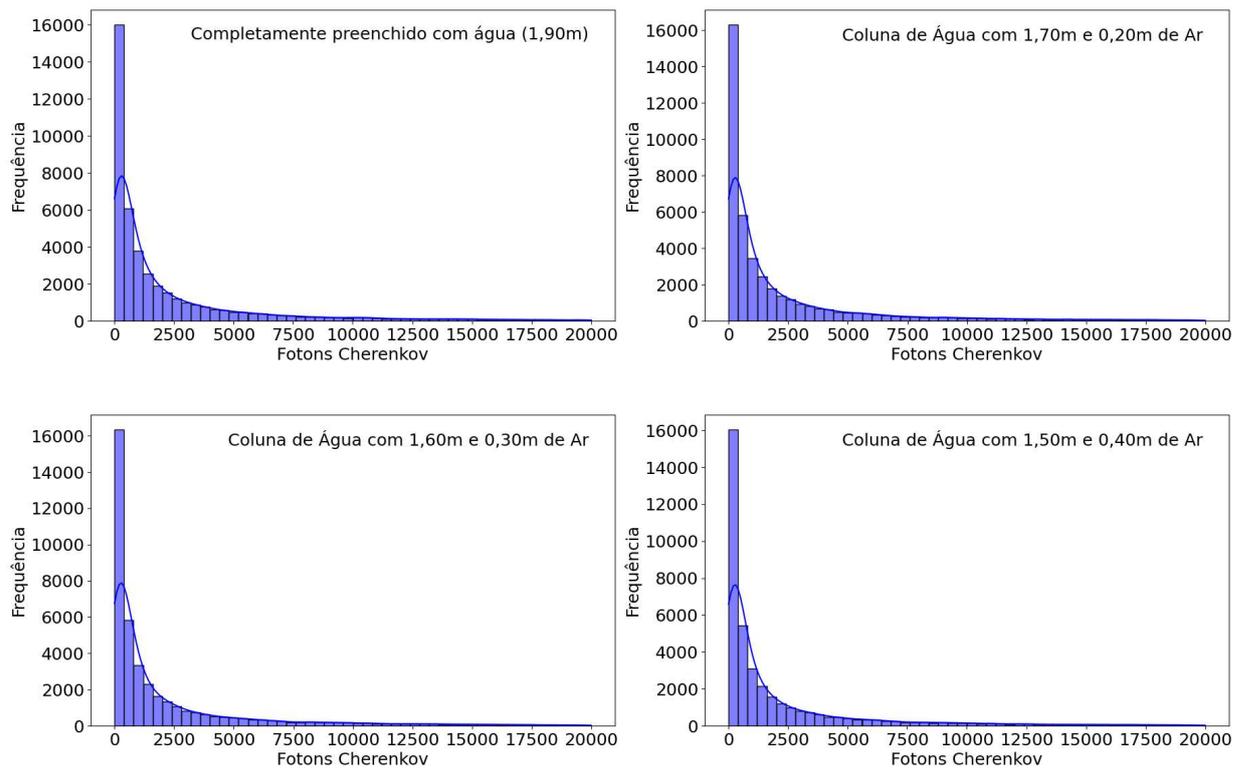


Figura 31 – Distribuições de fótons Cherenkov provenientes de fótons para diferentes alturas da coluna de água. Fonte: De autoria própria.

A energia incidente média é de 0,031 GeV e o ângulo de incidência médio é de 32,90°. Com o tanque completamente preenchido com água (1,90 m), o número médio de fótons Cherenkov é de 4457, com energia média depositada no WCD de 0,025 GeV. Assim como no caso dos prótons, nêutrons e elétrons, esses resultados indicam que a configuração

totalmente preenchida com água maximiza a produção e detecção de fótons Cherenkov gerados pelos fótons incidentes.

Ao ajustar o tanque para alturas de 1,70 m de água e 0,20 m de ar, o número médio de fótons Cherenkov reduz para 3975, enquanto a energia média depositada cai para 0,022 GeV. Essa redução no número de fótons Cherenkov indica que a introdução de ar no tanque reduz a eficiência da detecção da radiação Cherenkov, indo de acordo com os casos anteriores.

Com 1,60 m de água e 0,30 m de ar, o número médio de fótons Cherenkov continua a diminuir para 3702, sendo a energia média depositada de 0,020 GeV. Esse padrão mostra que a presença crescente da coluna de ar continua a impactar negativamente a quantidade de fótons Cherenkov produzidos e detectados, ainda que a energia incidente média permaneça a mesma.

Finalmente, com 1,50 m de água e 0,40 m de ar, o número médio de fótons Cherenkov atinge o menor valor observado, acompanhado pela energia média depositada no WCD, 3385 e 0,018 GeV respectivamente. Em suma, o menor número de fótons Cherenkov reflete a influência adversa na diminuição da coluna de água.

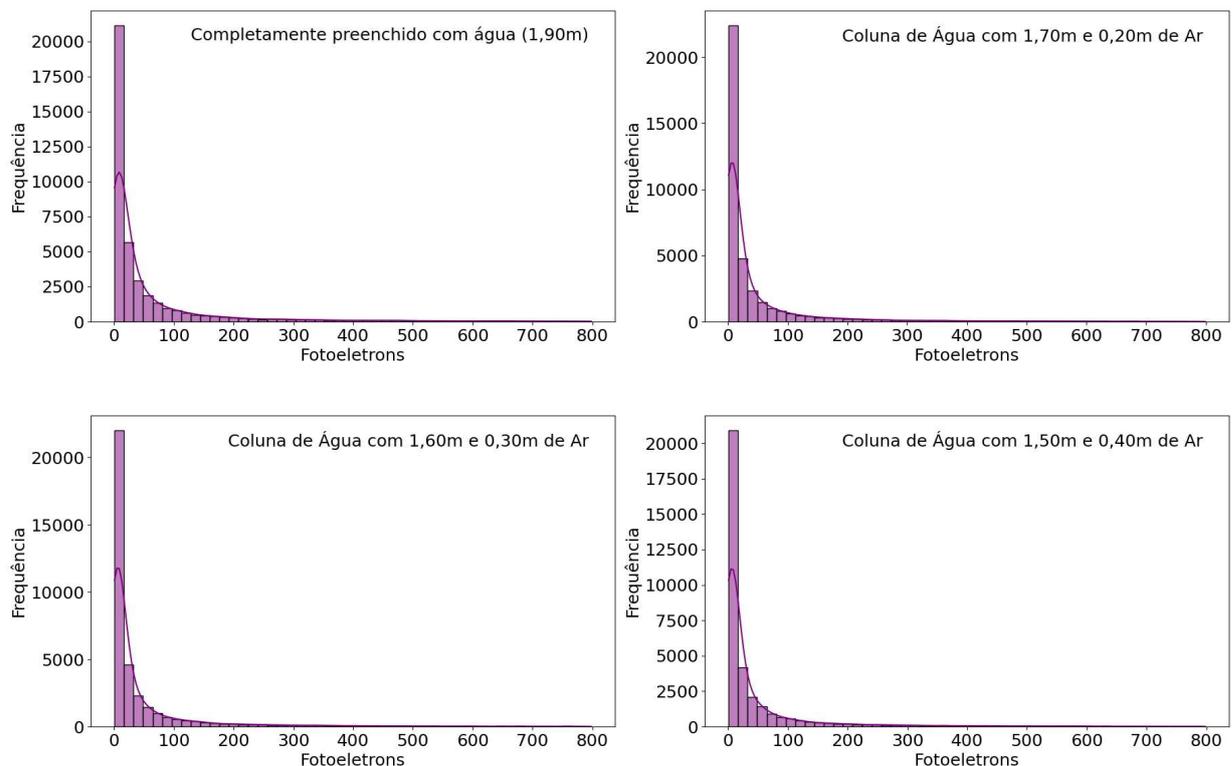


Figura 32 – Distribuições de fotoelétrons provenientes de fótons emitidos pelo fotocátodo da fotomultiplicadora para diferentes alturas da coluna de água. Fonte: De autoria própria.

Conseqüentemente, as simulações mostram que a eficiência do detector de radiação Cherenkov em captar fótons é maximizada com o tanque completamente cheio de água.

À medida que a quantidade de água diminui, há uma redução contínua na produção e detecção de fótons Cherenkov, evidenciando que a configuração do detector é decisiva para seu desempenho, especialmente na presença de partículas como fótons, que têm interações com o meio do detector distintas das outras partículas estudadas até então. Na Figura 31, estão ilustradas a distribuição de fótons Cherenkov para diferentes alturas da coluna de água.

#### 4.2.3.2 Fotoelétrons e Carga

Para o tanque complementarmente preenchido com 1,90 m de água, o número médio de fotoelétrons detectados é de 146. Com 1,70 m de água e 0,20 m de ar, esse valor cai para 105. Quando o nível da água é reduzido para 1,60 m, com 0,30 m de ar, o número médio de fotoelétrons aumenta para 108. Curiosamente, ao descer o nível da água para 1,50 m, com 0,40 m de ar, o número de fotoelétrons sobe, novamente, para 110. A Figura 32 apresenta as distribuições de fotoelétrons emitidos pelo fotocátodo para as diferentes alturas da coluna de água.

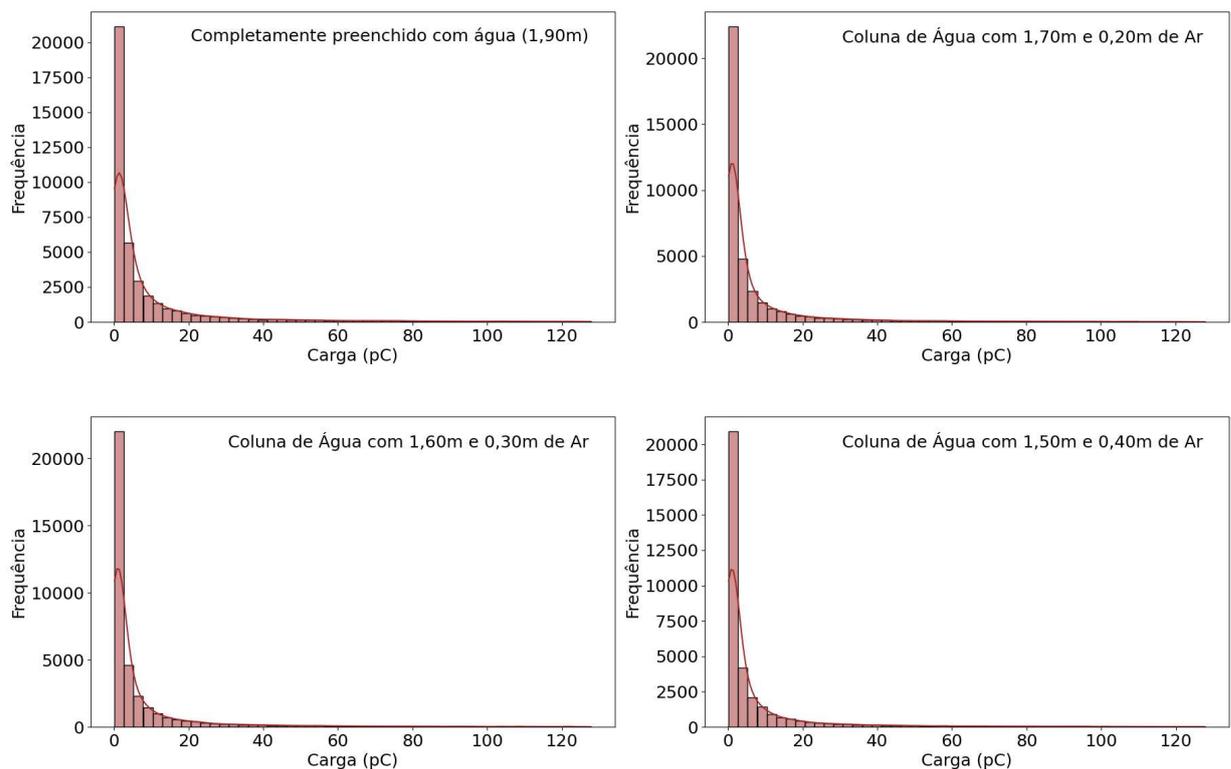


Figura 33 – Espectro de carga em picocoulombs (pC) determinada a partir dos fotoelétrons provenientes de fótons gerados pela fotomultiplicadora para diferentes alturas da coluna de água. Fonte: De autoria própria.

Em termos de carga média observada, para o tanque cheio com 1,90 m de água, a carga média é de 23 pC. Ao reduzir a água para 1,70 m e 0,20 m de ar, a carga média cai para 17 pC. Esse valor se mantém constante quando a altura da água é ajustada para 1,60

m e o volume de ar aumenta para 0,30 m. No entanto, ao descer o nível da água para 1,50 m, com 0,40 m de ar, a carga média sobe ligeiramente para 18 pC. A Figura 33 ilustra os espectros de carga correspondentes para cada configuração de altura da coluna de água.

A análise mostra que tanto o número de fotoelétrons quanto o espectro de carga apresentam variações em função da altura da água no tanque, devido à diminuição na produção de fótons Cherenkov. No entanto, a baixa eficiência da fotomultiplicadora, de 25%, pode amplificar as variações observadas, resultando em uma maior incerteza nos valores medidos. Essa baixa eficiência pode influenciar na detecção de fotoelétrons e nos espectros de carga, como já discutido anteriormente.

### 4.3 Componente Muônica

Nesta seção, analisamos os resultados obtidos a partir da interação dos múons, que representam cerca de 9% da composição dos chuviros atmosféricos ao nível do mar, como discutido anteriormente, com o detector de radiação Cherenkov em água. Os múons são uma das partículas mais abundantes provenientes dos raios cósmicos, e sua resposta é bem conhecida. Por isso, estudaremos mais profundamente os resultados obtidos e, como no caso dos elétrons, os compararemos com os dados disponíveis na literatura.

#### 4.3.1 Múons

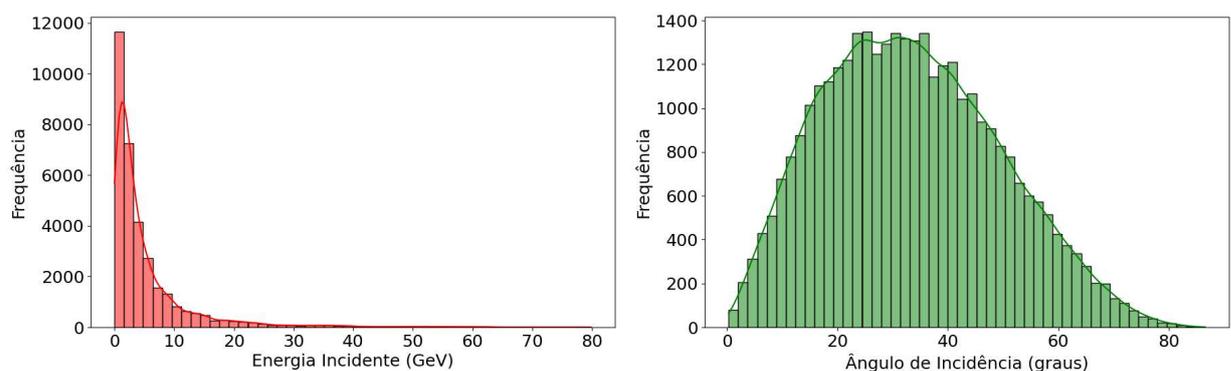


Figura 34 – Espectro diferencial de energia e distribuição do ângulo zenital dos múons que incidem no WCD. Fonte: De autoria própria.

O espectro de energia e a distribuição angular dos múons da radiação cósmica a nível do mar são mostrados na Figura 34. O valor médio da energia incidente foi de aproximadamente 6,0 GeV, enquanto a distribuição angular varia de 0° (incidência normal ao plano do detector) até 90° (incidência rasante), com um valor médio em torno de 33°.

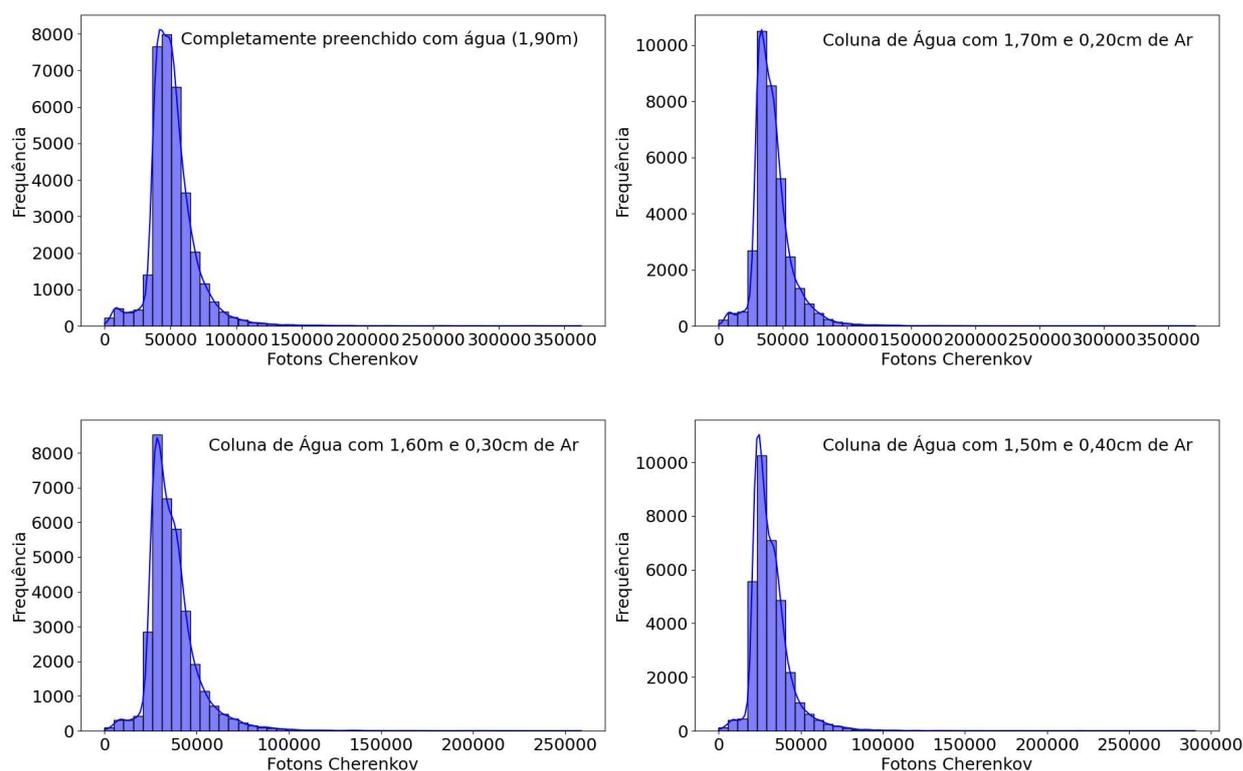


Figura 35 – Distribuições de fótons Cherenkov provenientes de múons e seus produtos de decaimento para diferentes alturas da coluna de água. Fonte: De autoria própria.

#### 4.3.1.1 Fótons Cherenkov

A energia incidente média a nível do mar é de 6,13 GeV e o ângulo de incidência médio é de 33,46°. A variação da coluna de água e ar no tanque afeta significativamente a quantidade média de fótons Cherenkov gerados. Com o tanque completamente preenchido com água (1,90 m), o número médio de fótons Cherenkov é de 51645. Esta configuração, sem presença de ar, maximiza a produção de fótons Cherenkov.

Ao ajustar o tanque para 1,70 m de água e 0,20 m de ar, o número médio de fótons Cherenkov, no entanto, diminui significativamente para 41926. Essa redução mostra que a introdução de ar no tanque diminui a eficiência da produção de fótons Cherenkov, como esperado. Já com 1,60 m de água e 0,30 m de ar, o número médio de fótons Cherenkov cai para 36983, demonstrando uma tendência de redução contínua na produção de fótons à medida que a altura da coluna de água diminui e a quantidade de ar aumenta. Finalmente, na configuração com 1,50 m de água e 0,40 m de ar, o número médio de fótons Cherenkov atinge o valor mais baixo, 31670. Esta configuração mostra claramente o impacto negativo de uma maior proporção de ar, resultando na menor produção de fótons Cherenkov.

Deste modo, os resultados evidenciam que a eficiência do detector de radiação Cherenkov é máxima quando o tanque está completamente cheio de água. A introdução de ar, mesmo em pequenas quantidades, reduz significativamente o número médio de

fótons Cherenkov, indicando que a água é essencial para maximizar a produção de luz Cherenkov pelos múons. Portanto, manter o tanque o mais próximo possível da configuração totalmente preenchida é um fator importante para otimizar o desempenho do detector em capturar a radiação Cherenkov gerada por múons. A Figura 35 mostra a distribuição de fótons Cherenkov produzidos pelos múons para diferentes alturas da coluna de água. Vale ressaltar que devido aos múons serem partículas que interagem fracamente com a matéria, a grande maioria dos múons conseguem atravessar o tanque e atingir regiões subterrâneas. Deste modo quanto maior for a altura da coluna de água maior será a quantidade de fótons Cherenkov produzidos.

#### 4.3.1.2 Fotoelétrons e Carga

Nesta seção, analisaremos, separadamente, a produção de fotoelétrons e a carga gerada pelas fotomultiplicadoras para múons e seus produtos de decaimento.

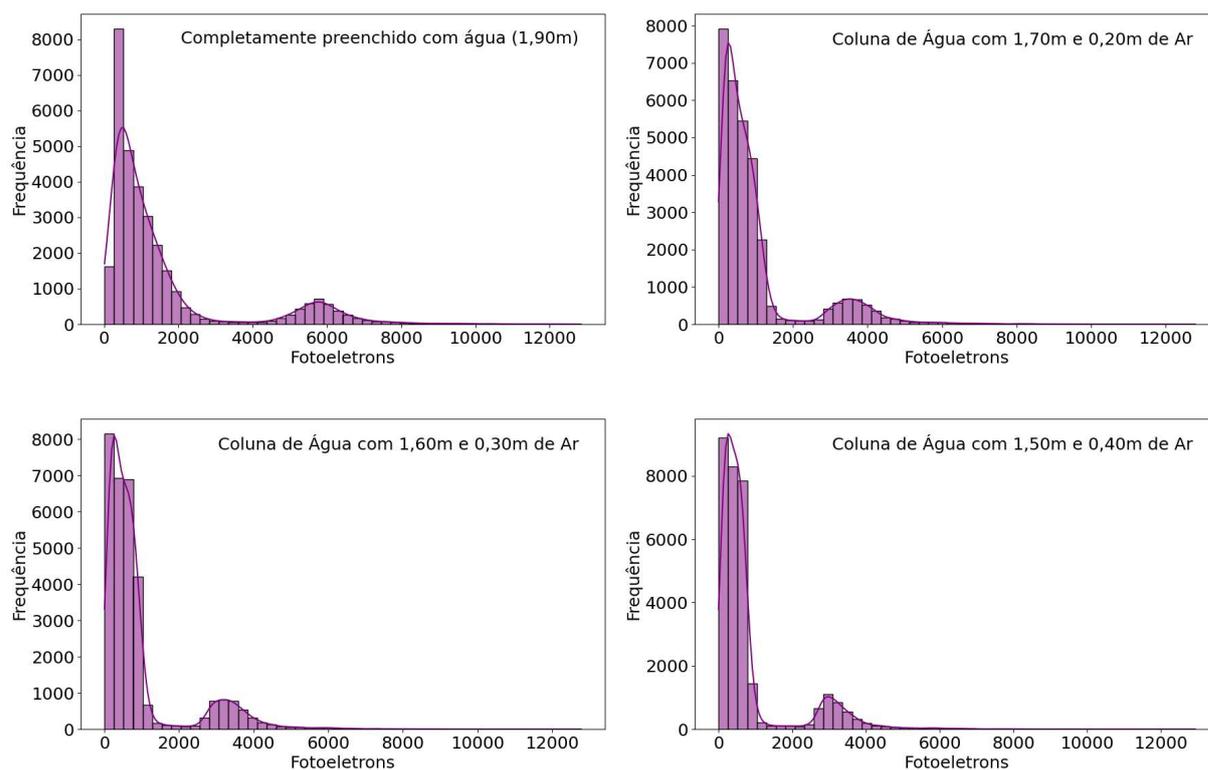


Figura 36 – Distribuições de fotoelétrons provenientes de múons, que passam pelo detector sem decair, emitidos pelo fotocátodo da fotomultiplicadora para diferentes alturas da coluna de água. Fonte: De autoria própria.

Como a produção de fotoelétrons ocorre devido ao impacto dos fótons Cherenkov na fotomultiplicadora, então sua quantidade diminui conforme a altura da coluna de água se reduz. Portanto, para os múons que passam pelo detector sem decair, observamos um número médio de fotoelétrons de 1592, quando o tanque está completamente preenchido com água (1,90 m). Quando ajustamos para 1,70 m de água e 0,20 m de ar, o número

médio cai para 1004. Com 1,60 m de água e 0,30 m de ar, o número reduz ainda mais, para 928. Finalmente, com 1,50 m de água e 0,40 m de ar, o número médio é de 844. A Figura 36 apresenta as distribuições de fotoelétrons para as diferentes alturas da coluna de água.

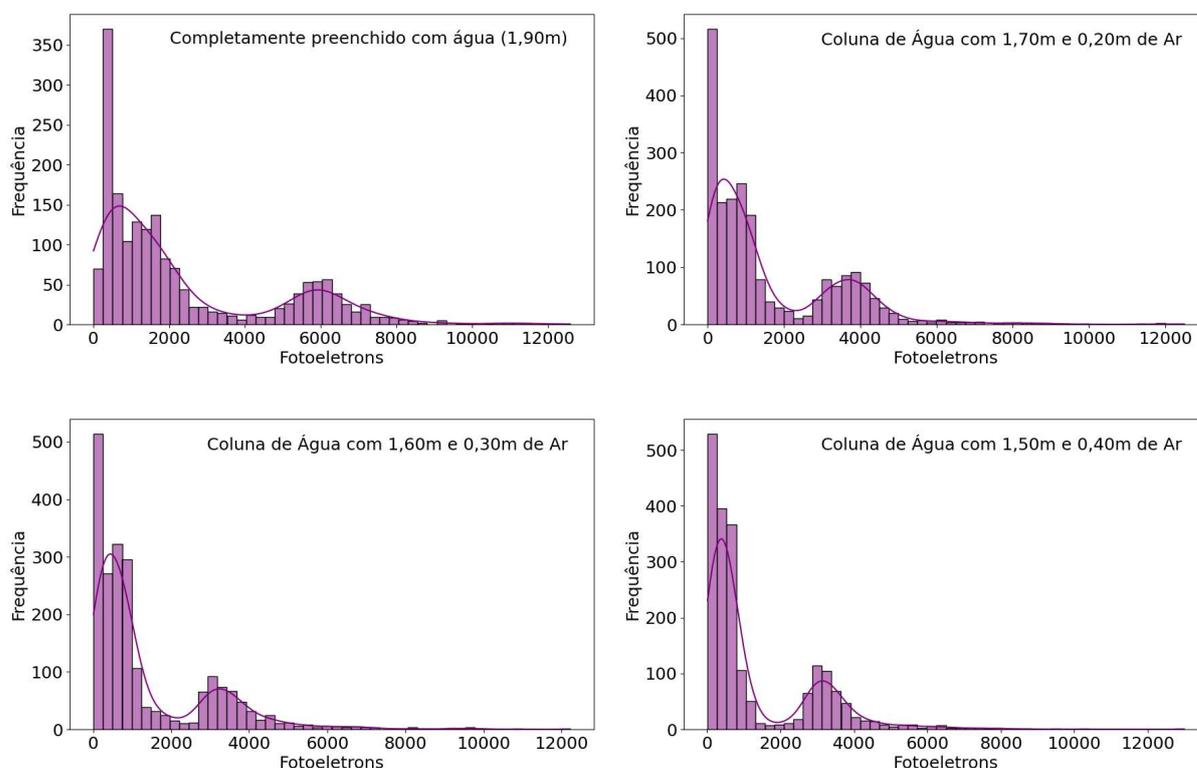


Figura 37 – Distribuições de fotoelétrons provenientes dos produtos de decaimento de múons e elétrons secundários produzidos na água devido a interação dos múons emitidos pelo fotocátodo da fotomultiplicadora para diferentes alturas da coluna de água.

Ao analisar os produtos de decaimento de múons, observamos que, para o tanque completamente cheio, contendo 1,90 m de água, o número médio de fotoelétrons é de 2392. Reduzindo a altura para 1,70 m, com 0,20 m de ar, esse número diminui para 1652. Ao reduzir ainda mais o nível da água para 1,60 m, com 0,30 m de ar, o número médio de fotoelétrons cai para 1375. Finalmente, com 1,50 m de água e 0,40 m de ar, o número médio registrado é de 1324. A Figura 37 exibe as distribuições de fotoelétrons emitidos pelo fotocátodo para essas diferentes configurações de altura da coluna de água.

O primeiro pico de cada distribuição de fotoelétrons resulta de fótons Cherenkov provenientes de múons que passam pelo detector sem decair, Figuras 36, e de elétrons resultantes do decaimento dos múons e elétrons secundários produzidos na água devido a interação dos múons, Figuras 37, que percorrem trajetórias curtas pelas extremidades do detector. O segundo pico, menor em magnitude, é atribuído a fótons Cherenkov provenientes de múons que passam pelo detector sem decair, Figuras 36 e seus produtos de decaimento, Figuras 37, que incidem no detector com um ângulo zenital quase vertical.

A forma da distribuição do número de fotoelétrons está alinhada com dados experimentais reais, confirmando a ocorrência de processos de decaimento de múons que contribuem para a produção adicional de fótons Cherenkov no detector e, conseqüentemente, a produção de fotoelétrons [88, 89]. Os resultados obtidos mostram claramente que, conforme a altura da coluna de água diminui, o primeiro pico se torna mais estreito. Isto ocorre devido ao fato de que os múons e seus produtos de decaimento, que percorrerem trajetórias mais curtas nas extremidades do detector e resultam no primeiro pico, passam a gerar uma quantidade menor de fótons Cherenkov devido redução no volume de água na extremidade superior do detector.

A presença destes dois picos distintos nas distribuição de fotoelétrons indica a precisão da simulação em reproduzir fenômenos físicos complexos observados em experimentos reais.

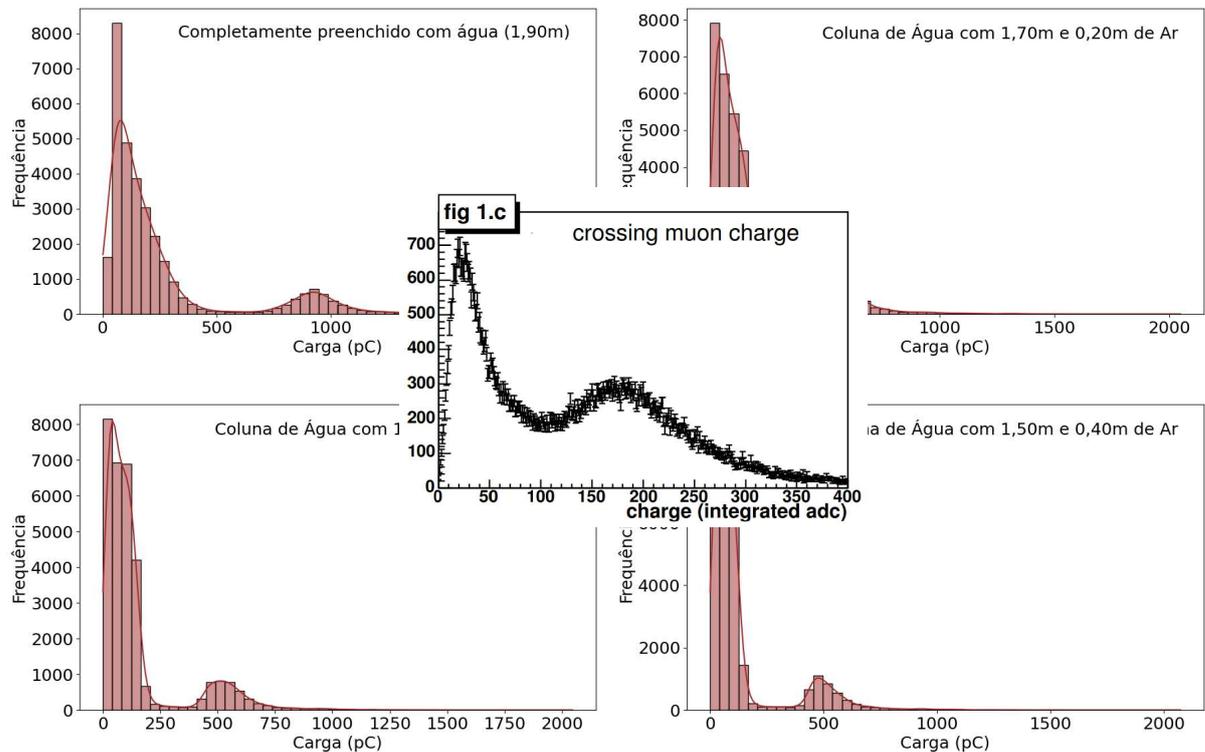


Figura 38 – Distribuições de carga em picocoulombs (pC) determinada a partir dos fotoelétrons provenientes de múons, que passam pelo detector sem decair, gerados pela fotomultiplicadora para diferentes alturas da coluna de água. A imagem central representa o espectro de carga do múons registrado por um detector Cherenkov da colaboração Pierre Auger. Fonte: De autoria própria e [88].

Levando em consideração o fator de amplificação da fotomultiplicadora e a carga elementar do elétron, foram obtidos os espectros de carga dos múons que atravessam o detector sem decair, para diferentes alturas da coluna de água, como mostrado na Figura 38. Para o tanque completamente preenchido com água (1,90 m), o valor médio da carga registrada foi de 255 pC. Quando o nível da água foi reduzido para 1,70 m, com 0,20 m de

ar, a carga média caiu para 160 pC. Com 1,60 m de água e 0,30 m de ar no tanque, o valor médio da carga foi de 149 pC. Finalmente, com 1,50 m de água e 0,40 m de ar, a carga média foi de 135 pC.

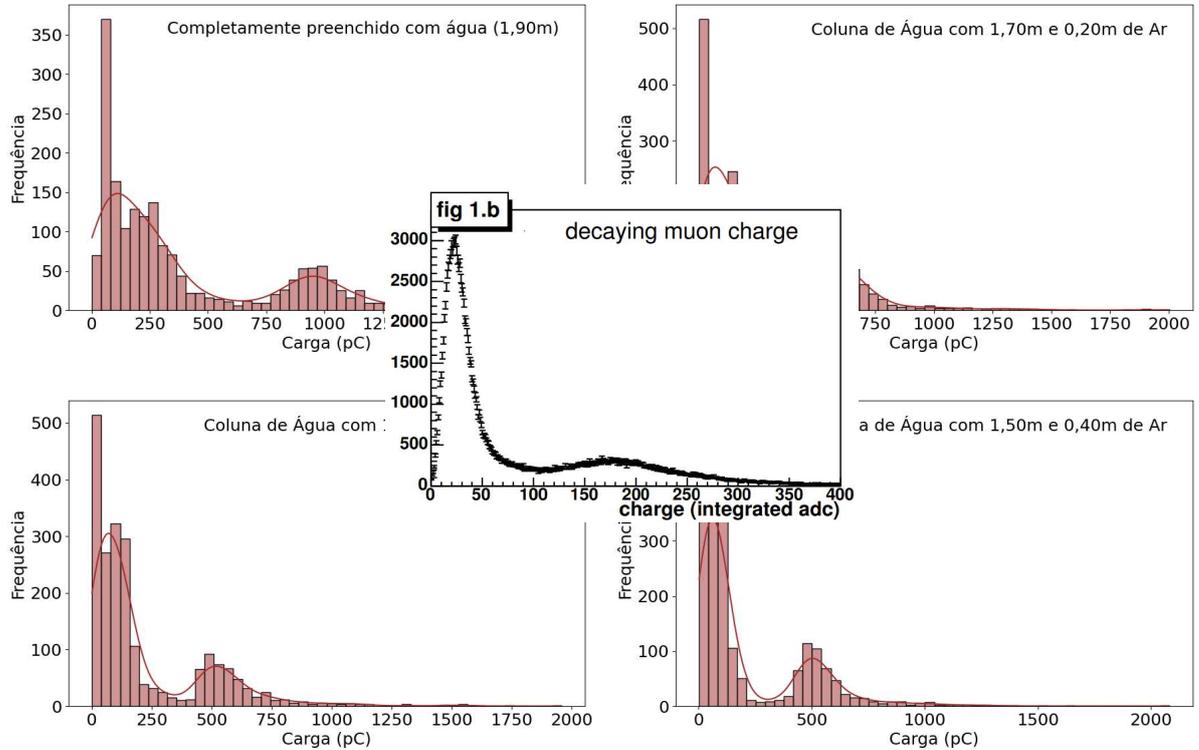


Figura 39 – Distribuições de carga em picocoulombs (pC) determinada a partir dos fotoelétrons dos produtos de decaimento de múons e elétrons secundários, produzidos na água devido a interação dos múons, gerados pela fotomultiplicadora para diferentes alturas da coluna de água. A imagem central representa o espectro de carga do múons registrado por um detector Cherenkov da colaboração Pierre Auger. Fonte: De autoria própria e [88].

Os espectros de carga dos produtos de decaimento de múons e elétrons secundários, gerados na água pela interação de múons, foram obtidos para diferentes alturas da coluna de água, Figura 39. Quando o tanque estava totalmente cheio (1,90 m de água), a carga média registrada foi de 383 pC. Ao reduzir o nível da água para 1,70 m, com 0,20 m de ar, a carga média diminuiu para 265 pC. Com 1,60 m de água e 0,30 m de ar, o valor médio foi de 220 pC. Por fim, com 1,50 m de água e 0,40 m de ar, a carga média foi de 212 pC.

A análise realizada nesta seção revela uma clara correlação entre a altura da coluna de água no detector e a produção de fotoelétrons, bem como a carga gerada pelas fotomultiplicadoras. Observou-se que, à medida que a altura da água diminuiu, há uma redução tanto no número de fotoelétrons produzidos quanto na carga registrada, tanto para múons que atravessam o detector sem decair quanto para seus produtos de decaimento. A presença de dois picos distintos nas distribuições de fotoelétrons reforça a precisão da simulação em replicar fenômenos observados experimentalmente. Esses

resultados confirmam a importância do volume de água na eficiência de detecção dos fótons Cherenkov e, conseqüentemente, no desempenho global do detector.

Em resumo, os resultados apresentados nesta seção demonstram claramente que a diminuição da altura da coluna de água no detector impacta significativamente a produção de fotoelétrons e a carga registrada pelas fotomultiplicadoras, tanto para múons que atravessam o detector sem decair quanto para seus produtos de decaimento. A redução do volume de água resulta em uma menor geração de fótons Cherenkov, o que se reflete em números médios menores de fotoelétrons e cargas registradas. Além disso, a presença consistente de dois picos distintos nas distribuições de fotoelétrons e carga confirma a precisão da simulação em reproduzir fenômenos físicos complexos observados em experimentos reais. Esses achados não apenas validam a metodologia empregada, alinhando-se com dados experimentais previamente reportados [88, 89], mas também destacam a importância, mais uma vez, de considerar a altura da coluna de água como um parâmetro importante para a otimização do desempenho de detectores baseados em Cherenkov.

#### 4.3.1.3 Seção de Choque e Energia Depositada no WCD

A análise da seção de choque e da energia depositada no WCD por eventos de múons é fundamental para compreender a dinâmica do detector Cherenkov na conversão de radiação em sinais detectáveis. Os múons interagem com o meio do detector principalmente através de três processos: ionização, *bremstrahlung* e produção de pares. A Figura 40 ilustra a dependência da perda de energia desses processos em função da energia dos múons, especificamente para um múon com energia de 4 GeV interagindo com o meio aquoso do detector.

Nos baixos valores de energia transferida, aproximadamente entre  $10^{-9}$  GeV e  $10^{-1}$  GeV, a ionização é o mecanismo dominante de perda de energia. Nesse regime, os múons perdem energia principalmente através da excitação e ionização dos átomos de água, processo que é proporcional à densidade eletrônica do meio. À medida que a energia transferida aumenta além de  $10^{-1}$  GeV, o processo de *bremstrahlung* torna-se mais significativo. Neste caso, os múons interagem com o campo eletromagnético dos núcleos atômicos, emitindo fótons. A probabilidade desse processo aumenta com a energia do múon, tornando-se o mecanismo dominante em energias mais elevadas.

A produção de pares eletrônicos começa a contribuir a partir de energias transferidas em torno de  $10^{-3}$  GeV até pouco mais de  $10^1$  GeV. Neste processo, os múons interagem com o campo nuclear, resultando na criação de pares elétron-pósitron. Embora menos significativa que a ionização e o *bremstrahlung* em certos intervalos de energia, a produção de pares torna-se relevante em energias elevadas e contribui para a complexidade das interações múon-matéria no detector.

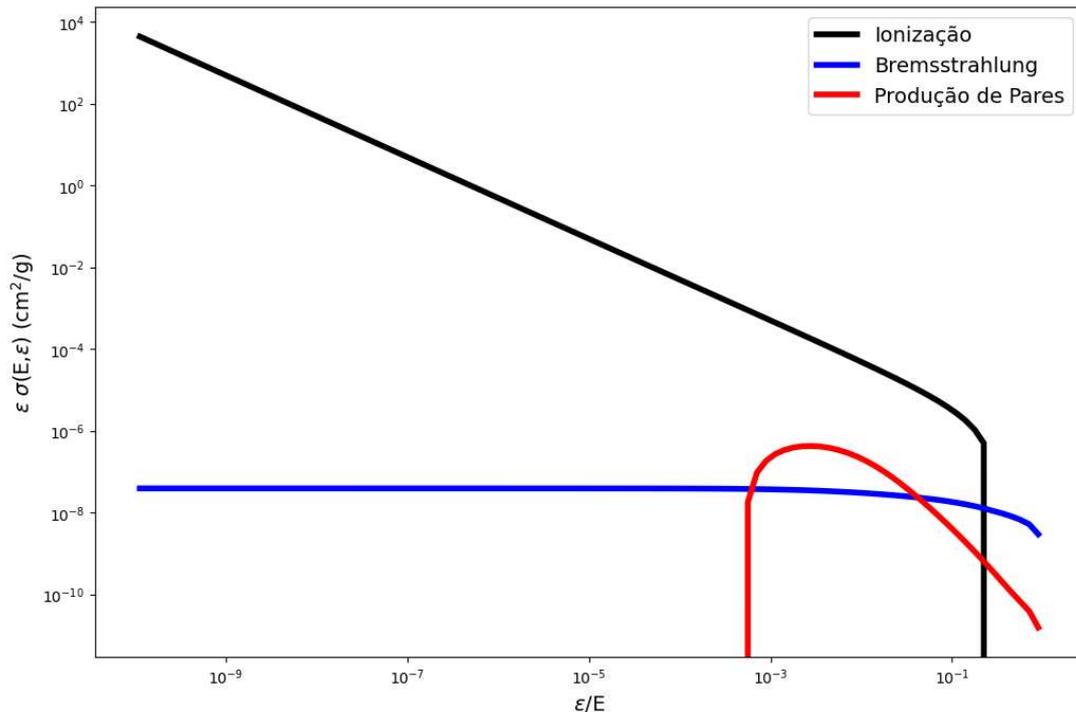


Figura 40 – Seção de Choque de múons no interior do WCD. Fonte: De autoria própria.

A compreensão desses mecanismos de perda de energia é fundamental, pois influenciam diretamente a quantidade de radiação Cherenkov produzida e, conseqüentemente, a eficiência de detecção. Com base nas simulações realizadas, observamos que:

- Tanque completamente cheio (1,90 m de água): A energia média depositada pelos múons foi de 0,271 GeV;
- Tanque com 1,70 m de água e 0,20 m de ar: A energia média depositada reduziu para 0,217 GeV;
- Tanque com 1,60 m de água e 0,30 m de ar: A energia média depositada foi de 0,190 GeV;
- Tanque com 1,50 m de água e 0,40 m de ar: A energia média depositada caiu para 0,161 GeV.

Observa-se uma redução na energia média depositada no WCD à medida que a altura da coluna de água diminui, evidenciando uma relação direta entre o volume de água disponível para interação e a eficiência de detecção. A diminuição da coluna de água reduz a trajetória efetiva dos múons dentro do meio, limitando os processos de ionização, *bremstrahlung* e produção de pares, e, conseqüentemente, a quantidade de radiação Cherenkov gerada.

A Figura 41 apresenta as distribuições da energia depositada no WCD para as diferentes alturas da coluna de água. Nota-se que a forma das distribuições é semelhante

às observadas anteriormente nas análises de produção de fótons Cherenkov e fotoelétrons. Isso reforça a conexão direta entre os mecanismos de perda de energia dos múons, a geração de radiação Cherenkov e a eficiência global do detector.

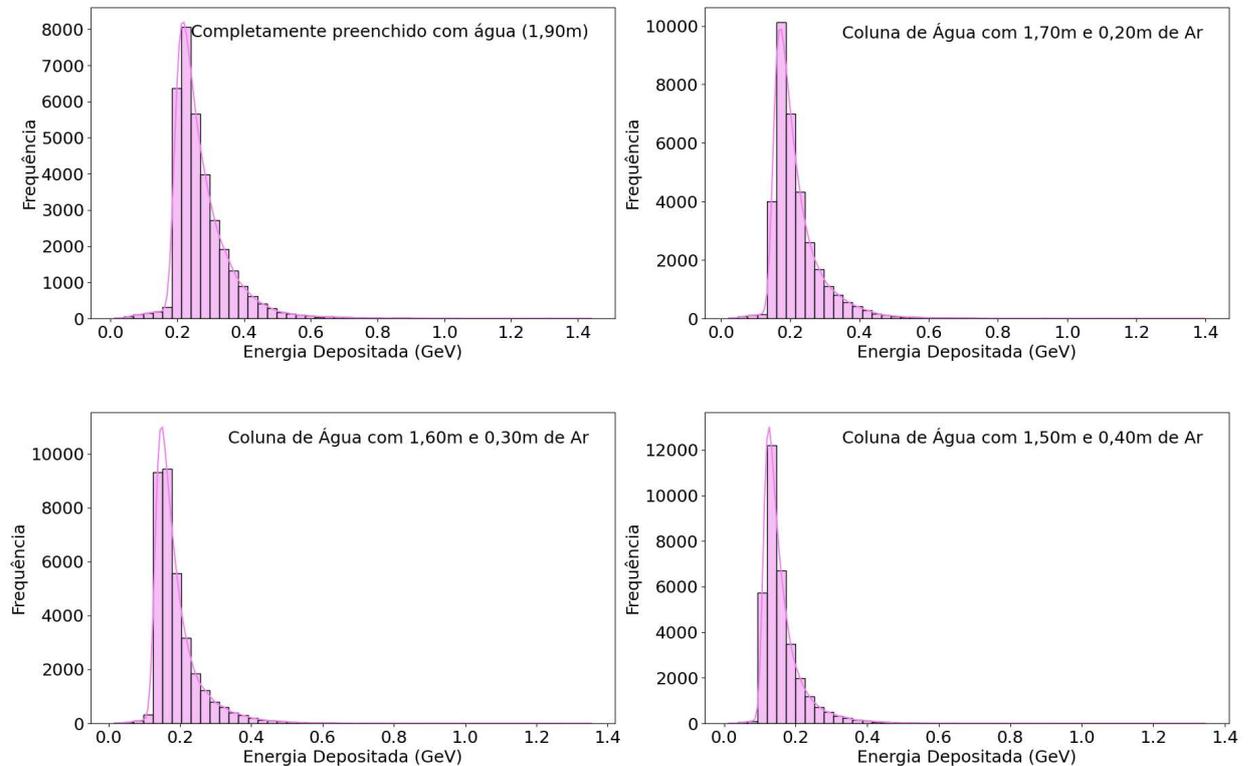


Figura 41 – Distribuição da energia depositada no WCD para diferentes alturas da coluna de água. Fonte: De autoria própria.

Portanto, os resultados indicam, novamente, que a altura da coluna de água é um fator crítico para maximizar a eficiência na detecção de múons, com o tanque completamente cheio proporcionando a maior energia depositada. A presença de ar, mesmo em pequenas proporções, causa uma diminuição significativa na eficiência do detector devido à menor densidade e menor probabilidade de interação dos múons com o meio.

A semelhança entre o comportamento dessas distribuições e as anteriores, que detalhavam a produção de fótons Cherenkov e a geração de fotoelétrons, valida a robustez da simulação empregada. Ao replicar com precisão os processos físicos fundamentais e suas dependências energéticas, o modelo utilizado demonstra-se eficaz em reproduzir o funcionamento de um detector real, alinhando-se com dados experimentais e expectativas teóricas.

Essas observações destacam a importância de considerar detalhadamente os mecanismos de interação dos múons com o meio detector. Compreender a contribuição relativa de cada processo de perda de energia permite otimizar o design e a operação de detectores baseados em radiação Cherenkov, garantindo a máxima eficiência na detecção e análise de eventos de múons e suas implicações na astrofísica de partículas.

## 4.4 Fótons Cherenkov em Função da Altura da Coluna de Água

Nesta seção, apresentamos os resultados da simulação da quantidade média de fótons Cherenkov produzidos em função da altura da coluna de água no tanque, considerando a contribuição de todas as partículas (prótons, nêutrons, elétrons, fótons e múons). Os dados obtidos indicam uma tendência linear de aumento na produção de fótons Cherenkov conforme a altura da água aumenta, o que está de acordo com o esperado, uma vez que um meio com maior quantidade de água favorece a ocorrência do efeito Cherenkov, como já foi discutido anteriormente.

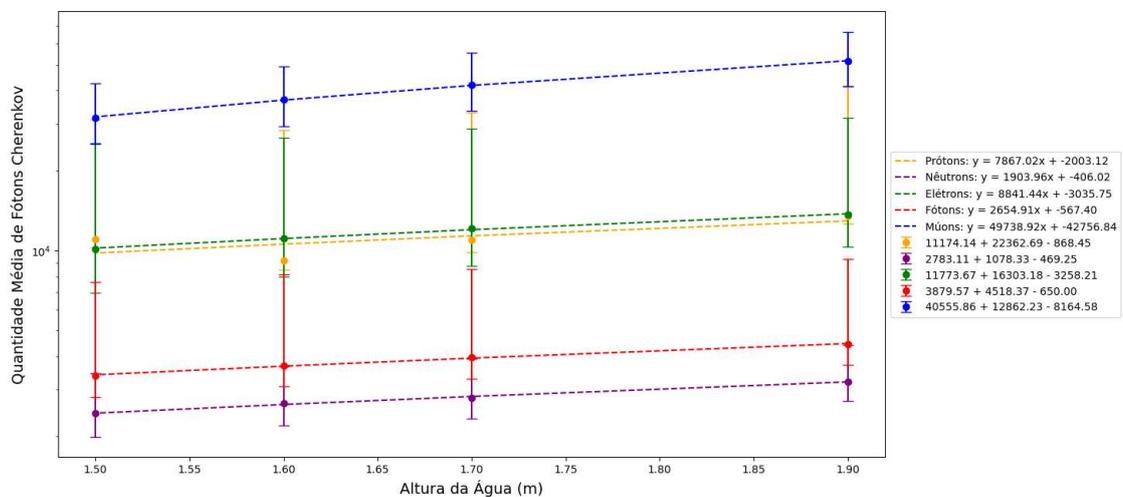


Figura 42 – Quantidade de fótons cherenkov em função da altura da água. Fonte: De autoria própria.

Esses resultados confirmam que a presença de uma maior coluna de água no tanque resulta em um maior número de interações que geram fótons Cherenkov, reforçando a importância de otimizar a altura da água nos detectores para maximizar a eficiência de detecção. Este comportamento é coerente com as simulações realizadas para casos particulares de cada tipo de partícula analisada, onde um maior volume de água consistentemente levou a um aumento na produção de fótons Cherenkov.

## 5 Conclusões

Este trabalho apresentou uma simulação detalhada de um detector de radiação Cherenkov em água, abrangendo a detecção não apenas de múons, mas também de prótons, nêutrons, elétrons e fótons, todos provenientes da interação de raios cósmicos galácticos com a atmosfera terrestre. Utilizando os *softwares* CRY e Geant4, replicamos os fenômenos físicos relevantes, como a geração de fótons Cherenkov por diferentes partículas e o subsequente processo de interação com configurações distintas do detector. O CRY fornece distribuição de partículas secundárias de raios cósmicos a nível do mar, as quais foram utilizadas como *input* na simulação via Geant4, a qual é uma ferramenta computacional amplamente utilizada na simulação de processos físicos relacionados à interação de partículas com a matéria. No contexto de experimentos de astropartículas, o Geant4 desempenha um papel fundamental por simular interações complexas, contribuir no desenvolvimento e otimização de detectores, bem como ajudar na interpretação de dados experimentais. No caso de experimentos que utilizam detectores de radiação Cherenkov em água, o Geant4 permite simular de maneira precisa a interação de partículas com o volume de água do detector, resultando na emissão de radiação Cherenkov, a qual é crucial para detectar e identificar as partículas. A ferramenta contribui no rastreamento das partículas no detector, bem como simular o comportamento óptico da luz de Cherenkov, incluindo a refração, reflexão e dispersão dentro do detector, o que é fundamental para a reconstrução dos eventos e para a calibração do detector.

As simulações realizadas mostraram que a configuração com o tanque completamente cheio (1,90 m de água) é a mais eficiente em termos de produção de fótons Cherenkov (os quais são gerados quando partículas carregadas viajam mais rápido que a velocidade da luz no meio aquoso), fotoelétrons, carga, e energia depositada no detector. À medida que o nível de água diminui (1,70 m, 1,60 m e 1,50 m de água), observa-se uma redução significativa na quantidade de fótons Cherenkov gerados e na eficiência global do detector, confirmando a importância de manter a altura da coluna de água ideal para maximizar a performance na detecção de partículas. Comparando com dados da literatura, como os obtidos pelo Observatório Pierre Auger, os resultados reforçam a validade do modelo de simulação empregado. Vale enfatizar que, embora este tipo de detector seja amplamente empregado em diversas colaborações de raios cósmicos e raios gama, pouca informação encontra-se na literatura a respeito da simulação da interação de raios cósmicos secundários com detectores de radiação Cherenkov em água.

Em suma, este trabalho contribui para um melhor entendimento dos sinais registrados pelo sistema de aquisição de dados, evidenciando a sensibilidade do detector à variação na configuração geométrica e nas condições do meio, o que é fundamental para otimizar a

eficiência na detecção de eventos astrofísicos, com potencial significativo para aplicações em diversas colaborações de raios cósmicos e raios gama.

# Referências

- 1 HESS, V. F. Über beobachtungen der durchdringenden strahlung bei sieben freiballonfahrten. *Z. Phys.*, v. 13, p. 1084, 1912. Citado na página 16.
- 2 ARSLAN, H. *Simulation study of cosmic muons in the Earth's atmosphere and underground using geant4*. Tese (Doutorado) — Sakarya Universitesi (Turkey), 2015. Citado 3 vezes nas páginas 16, 45 e 46.
- 3 THE Nobel Prize in Physics 1936. Disponível em: <<https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1936/summary/>>. Acesso em: 01 de fevereiro de 2024. Citado na página 16.
- 4 SPURIO, M.; SPURIO; BELLANTONE. *Probes of Multimessenger Astrophysics*. [S.l.]: Springer, 2018. Citado na página 16.
- 5 SCHLICKEISER, R. *Cosmic ray astrophysics*. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2013. Citado 2 vezes nas páginas 16 e 23.
- 6 RIGGI, F. The impact of cosmic rays in applications and in daily life. In: *Messengers from the Cosmos: An Introduction to the Physics of Cosmic Rays in Its Historical Evolution*. [S.l.]: Springer, 2023. Citado na página 16.
- 7 ZHANG, Z.-X. et al. Muography and its potential applications to mining and rock engineering. *Rock Mechanics and Rock Engineering*, Springer, p. 1–15, 2020. Citado na página 16.
- 8 DASSO, S. et al. The scaler mode in the pierre auger observatory to study heliospheric modulation of cosmic rays. *Advances in space research*, Elsevier, v. 49, n. 11, p. 1563–1569, 2012. Citado na página 17.
- 9 ASOREY, H. G. *Los detectores Cherenkov del observatorio Pierre Auger y su aplicación al estudio de fondos de radiación*. Tese (Doutorado) — Universidad Nacional de Cuyo, 2012. Citado 2 vezes nas páginas 17 e 40.
- 10 FUSHISHITA, A. et al. Precursors of the forrush decrease on 2006 december 14 observed with the global muon detector network (gmdn). *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 715, n. 2, p. 1239, 2010. Citado na página 17.
- 11 KOVYLYAEVA, A. et al. Forrush decreases during 2007–2018 according to the muon hodoscope uragan data. *Physics of Atomic Nuclei*, Springer, v. 82, p. 892–896, 2019. Citado na página 17.
- 12 ETCHEGOYEN, A. et al. Muon-track studies in a water cherenkov detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Elsevier, v. 545, n. 3, p. 602–612, 2005. Citado na página 17.
- 13 CABRERA, R. et al. Search for gev grbs with the inca experiment. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, EDP Sciences, v. 138, n. 3, p. 599–600, 1999. Citado na página 17.

- 14 COLLABORATION, A. Falcone for M. Detection of 6 november 1997 ground level event by milagrito. In: AMERICAN INSTITUTE OF PHYSICS. *AIP Conference Proceedings*. [S.l.], 2000. v. 510, n. 1, p. 574–578. Citado na página 17.
- 15 ABRAHAM, J. et al. Properties and performance of the prototype instrument for the pierre auger observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Elsevier, v. 523, n. 1-2, p. 50–95, 2004. Citado na página 17.
- 16 ABEYSEKARA, A. et al. On the sensitivity of the hawc observatory to gamma-ray bursts. *Astroparticle Physics*, Elsevier, v. 35, n. 10, p. 641–650, 2012. Citado na página 17.
- 17 COLLABORATION, L. et al. A future project at tibet: the large high altitude air shower observatory (lhaaso). *Chinese Physics C*, IOP Publishing, v. 34, n. 2, p. 249, 2010. Citado na página 17.
- 18 ASOREY, H. et al. The latin american giant observatory: a successful collaboration in latin america based on cosmic rays and computer science domains. In: IEEE. *2016 16th IEEE/ACM International Symposium on Cluster, Cloud and Grid Computing (CCGrid)*. [S.l.], 2016. p. 707–711. Citado na página 17.
- 19 GAISSER, T. K. *Cosmic rays and particle physics*. 2. ed. [S.l.]: Cambridge University Press, 2016. Citado 4 vezes nas páginas 18, 21, 27 e 28.
- 20 GINZBURG, V.; PTUSKIN, V. On the origin of cosmic rays: Some problems in high-energy astrophysics. *Reviews of Modern Physics*, APS, v. 48, n. 2, p. 161, 1976. Citado na página 18.
- 21 GETMANTSEV, G. On the isotropy of primary cosmic rays. *Soviet Astronomy, Vol. 6, p. 477*, v. 6, p. 477, 1963. Citado na página 18.
- 22 MEDINA-TANCO, G. Ultra-high energy cosmic rays: are they isotropic? *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 549, n. 2, p. 711, 2001. Citado na página 18.
- 23 THE Anatomy of Ultrahigh-Energy Cosmic Rays. Disponível em: <<https://physics.aps.org/articles/v13/145>>. Acesso em: 27 de fevereiro de 2024. Citado na página 19.
- 24 STRONG, A. et al. The distribution of cosmic-ray sources in the galaxy,  $\gamma$ -rays and the gradient in the co-to-h2 relation. *Astronomy & Astrophysics*, EDP Sciences, v. 422, n. 3, p. L47–L50, 2004. Citado na página 19.
- 25 Biswas, S.; Durgaprasad, N.; Trivedi, S. S. On the Stellar Origin of Low Energy Cosmic Rays. In: *International Cosmic Ray Conference*. [S.l.: s.n.], 1981. (International Cosmic Ray Conference, v. 2), p. 314. Citado na página 19.
- 26 FENU, F.; COLLABORATION, P. A. et al. The cosmic ray energy spectrum measured using the pierre auger observatory. In: SISSA MEDIALAB. *35th International Cosmic Ray Conference*. [S.l.], 2018. v. 301, p. 486. Citado 3 vezes nas páginas 19, 20 e 21.

- 27 BELL, A. Cosmic ray acceleration. *Astroparticle Physics*, v. 43, p. 56–70, 2013. ISSN 0927-6505. Seeing the High-Energy Universe with the Cherenkov Telescope Array - The Science Explored with the CTA. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927650512001272>>. Citado na página 19.
- 28 BÜTIKOFER, R. Cosmic ray particle transport in the earth's magnetosphere. In: \_\_\_\_\_. *Solar Particle Radiation Storms Forecasting and Analysis: The HESPERIA HORIZON 2020 Project and Beyond*. Cham: Springer International Publishing, 2018. p. 79–94. ISBN 978-3-319-60051-2. Disponível em: <[https://doi.org/10.1007/978-3-319-60051-2\\_5](https://doi.org/10.1007/978-3-319-60051-2_5)>. Citado na página 19.
- 29 BIRD, D. et al. The cosmic-ray energy spectrum observed by the fly's eye. *Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X)*, vol. 424, no. 1, p. 491-502, v. 424, p. 491–502, 1994. Citado na página 20.
- 30 BEREZINSKY, V.; GAZIZOV, A.; GRIGORIEVA, S. On astrophysical solution to ultrahigh energy cosmic rays. *Physical Review D*, APS, v. 74, n. 4, p. 043005, 2006. Citado na página 20.
- 31 GREISEN, K. End to the cosmic-ray spectrum? *Physical Review Letters*, APS, v. 16, n. 17, p. 748, 1966. Citado na página 20.
- 32 ZATSEPIN, G. T.; KUZ'MIN, V. A. Upper limit of the spectrum of cosmic rays. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, v. 4, p. 78, 1966. Citado na página 20.
- 33 MOLLERACH, S. High-energy cosmic particles. *arXiv preprint arXiv:2012.10359*, 2020. Citado na página 21.
- 34 PARTICLE Astrophysics Lecture 3. Disponível em: <<https://w3.iihe.ac.be/~aguilar/PHYS-467/PA3.html>>. Acesso em: 27 de fevereiro de 2024. Citado na página 22.
- 35 MARTEN, M.; SUTTON, C. *The Particle Odyssey: A Journey to the Heart of the Matter*. [S.l.]: Oxford University Press, 2002. Citado na página 24.
- 36 DEMBINSKI, H. P. *Measurement of the flux of ultra high energy cosmic rays using data from very inclined air showers at the Pierre Auger Observatory*. Tese (Doutorado) — Aachen, Tech. Hochsch., 2009. Citado 2 vezes nas páginas 24 e 26.
- 37 ANCHORDOQUI, L. et al. High energy physics in the atmosphere: Phenomenology of cosmic ray air showers. *Annals Phys.*, v. 314, p. 145–207, 2004. Citado 2 vezes nas páginas 24 e 26.
- 38 Daniel, R. R.; Stephens, S. A. Cosmic-Ray-Produced Electrons and Gamma Rays in the Atmosphere. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, v. 12, p. 233, maio 1974. Citado na página 26.
- 39 BEUERMAN, K. P. Secondary electrons and photons in the upper atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, Wiley Online Library, v. 76, n. 19, p. 4291–4310, 1971. Citado na página 26.
- 40 ENGEL, R.; HECK, D.; PIEROG, T. Extensive air showers and hadronic interactions at high energy. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, v. 61, p. 467–489, 2011. Citado 2 vezes nas páginas 27 e 28.

- 41 MATTHEWS, J. A Heitler model of extensive air showers. *Astropart. Phys.*, v. 22, p. 387–397, 2005. Citado 3 vezes nas páginas 27, 29 e 32.
- 42 HÄFFNER, S. Studies of cosmic-ray electrons with the h.e.s.s. experiment using an advanced reconstruction technique. In: . [s.n.], 2014. Disponível em: <<https://api.semanticscholar.org/CorpusID:126162220>>. Citado na página 27.
- 43 ULRICH, R.; ENGEL, R.; UNGER, M. Hadronic multiparticle production at ultrahigh energies and extensive air showers. *Phys. Rev. D*, v. 83, 03 2011. Citado na página 28.
- 44 ALVAREZ-MUNIZ, J. et al. Hybrid simulations of extensive air showers. *Physical Review D*, APS, v. 66, n. 3, p. 033011, 2002. Citado na página 29.
- 45 Dova, M. T. Ultra-High Energy Cosmic Rays. *arXiv e-prints*, p. arXiv:1604.07584, abr. 2016. Citado 2 vezes nas páginas 33 e 36.
- 46 ROY, S. et al. Plastic scintillator detector array for detection of cosmic ray air shower. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 936, p. 249–251, 2019. ISSN 0168-9002. Frontier Detectors for Frontier Physics: 14th Pisa Meeting on Advanced Detectors. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900218312622>>. Citado na página 33.
- 47 LU, L.; YUAN, T. The use of cherenkov light in the detection of high-energy cosmic rays and neutrinos: The pierre auger and icecube observatories. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 970, p. 163678, 2020. ISSN 0168-9002. A RICH LEGACY. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900220302448>>. Citado na página 33.
- 48 ARQUEROS, F.; HÖRANDEL, J. R.; KEILHAUER, B. Air fluorescence relevant for cosmic-ray detection—review of pioneering measurements. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 597, n. 1, p. 23–31, 2008. ISSN 0168-9002. Proceedings of the 5th Fluorescence Workshop. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900208012734>>. Citado na página 33.
- 49 HUEGE, T. Radio detection of cosmic ray air showers in the digital era. *Phys. Rept.*, v. 620, p. 1–52, 2016. Citado na página 33.
- 50 SCHRÖDER, F. G. Radio detection of cosmic-ray air showers and high-energy neutrinos. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, v. 93, p. 1–68, 2017. ISSN 0146-6410. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641016300758>>. Citado na página 34.
- 51 AGLIETTA, M. et al. The cosmic ray primary composition in the “knee” region through the eas electromagnetic and muon measurements at eas-top. *Astroparticle Physics*, v. 21, n. 6, p. 583–596, 2004. ISSN 0927-6505. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S092765050400074X>>. Citado na página 33.

- 52 ANTONI, T. et al. The cosmic-ray experiment kascade. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 513, n. 3, p. 490–510, 2003. ISSN 0168-9002. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890020302076X>>. Citado na página 33.
- 53 APEL, W. et al. The kascade-grande experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 620, n. 2, p. 202–216, 2010. ISSN 0168-9002. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900210007734>>. Citado na página 33.
- 54 APEL, W. D. et al. KASCADE-Grande measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays. *Astropart. Phys.*, v. 47, p. 54–66, 2013. Citado na página 34.
- 55 APEL, W. et al. The spectrum of high-energy cosmic rays measured with kascade-grande. *Astroparticle Physics*, v. 36, n. 1, p. 183–194, 2012. ISSN 0927-6505. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927650512001284>>. Citado na página 34.
- 56 HAYASHIDA, N. et al. The anisotropy of cosmic ray arrival directions around 1018 ev. *Astroparticle Physics*, v. 10, n. 4, p. 303–311, 1999. ISSN 0927-6505. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927650598000644>>. Citado na página 34.
- 57 WAXMAN, E. Cosmological origin for cosmic rays above 1019 ev. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 452, n. 1, p. L1, 1995. Citado na página 34.
- 58 ABU-ZAYYAD, T. et al. The prototype high-resolution fly’s eye cosmic ray detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 450, n. 2, p. 253–269, 2000. ISSN 0168-9002. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900200003077>>. Citado na página 34.
- 59 THOMSON, G. B. Observation of the GZK Cutoff by the HiRes Experiment. In: *14th International Seminar on High Energy Physics: Quarks 2006*. [S.l.: s.n.], 2006. Citado na página 35.
- 60 GREISEN, K. End to the cosmic-ray spectrum? *Physical Review Letters*, APS, v. 16, n. 17, p. 748, 1966. Citado na página 35.
- 61 Zatsepin, G. T.; Kuz’min, V. A. Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, v. 4, p. 78, ago. 1966. Citado na página 35.
- 62 BANDEIRA, Y. B.; MACKEDANZ, L. F. Mecanismos de limitação da energia de raios cósmicos durante sua propagação. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, Sociedade Brasileira de Física, v. 41, n. 4, p. e20190118, 2019. ISSN 1806-1117. Disponível em: <<https://doi.org/10.1590/1806-9126-RBEF-2019-0118>>. Citado na página 35.
- 63 Sagawa, H. Highlights from the Telescope Array Experiments. *arXiv e-prints*, p. arXiv:2209.03591, set. 2022. Citado na página 35.

- 64 Salamida, F. Highlights from the Pierre Auger Observatory. *arXiv e-prints*, p. arXiv:2312.14673, dez. 2023. Citado na página 35.
- 65 FUJITA, K. Cosmic ray energy spectrum measurements by pierre auger observatory and telescope array. In: . [S.l.: s.n.], 2023. p. 022. Citado na página 36.
- 66 BISTER, T. Anisotropies in the arrival directions of ultra-high-energy cosmic rays measured at the pierre auger observatory. *Physica Scripta*, v. 96, 07 2021. Citado na página 37.
- 67 CERENKOV, P. et al. Visible emission of clean liquids by action of  $\gamma$  radiation. In: *Dokl. Akad. Nauk SSSR*. [S.l.: s.n.], 1934. v. 2, n. 8, p. 451–454. Citado na página 37.
- 68 NOBREGA, R. A. *Development of the Experiment Control System and Performance Study of the Muon Chambers for the LHCb Experiment*. Tese (Doutorado) — Sapienza, Università di Roma, 2010. Citado na página 38.
- 69 TAILLE, C. D. L. Sipm readout electronics overview. 2012. Disponível em: <[https://indico.cern.ch/event/164917/contributions/1417117/attachments/198508/278657/1-cdlt\\_Photodet2012.pdf](https://indico.cern.ch/event/164917/contributions/1417117/attachments/198508/278657/1-cdlt_Photodet2012.pdf)>. Acesso em: 27 de fevereiro de 2024. Citado na página 39.
- 70 ALLARD, D. et al. Use of water-cherenkov detectors to detect gamma ray bursts at the large aperture grb observatory (lago). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Elsevier, v. 595, n. 1, p. 70–72, 2008. Citado na página 40.
- 71 SIDELNIK, I. et al. Enhancing neutron detection capabilities of a water cherenkov detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Elsevier, v. 955, p. 163172, 2020. Citado na página 40.
- 72 SIDELNIK, I. et al. Neutron detection capabilities of water cherenkov detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Elsevier, v. 952, p. 161962, 2020. Citado na página 40.
- 73 WATANABE, H. et al. First study of neutron tagging with a water cherenkov detector. *Astroparticle Physics*, Elsevier, v. 31, n. 4, p. 320–328, 2009. Citado na página 40.
- 74 PROYECTOS Módulo de Instrumentación. Disponível em: <<https://laconga.redclara.net/courses/2021/modulo-instrumentacion/proyectos/proyectos.html>>. Acesso em: 27 de fevereiro de 2024. Citado na página 40.
- 75 HAGMANN, C.; LANGE, D.; WRIGHT, D. Cosmic-ray shower generator (cry) for monte carlo transport codes. In: *2007 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*. [S.l.: s.n.], 2007. v. 2, p. 1143–1146. Citado 2 vezes nas páginas 41 e 42.
- 76 WATERS, L. S. et al. The MCNPX Monte Carlo Radiation Transport Code. *AIP Conference Proceedings*, v. 896, n. 1, p. 81–90, 03 2007. ISSN 0094-243X. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.2720459>>. Citado na página 41.

- 77 Adams J. H., J.; Silberberg, R.; Tsao, C. H. *Cosmic ray effects on microelectronics. Part 1: The near-Earth particle environment*. 1981. 34134 p. Cosmic ray effects on microelectronics. Part 1: The near-Earth particle environment. Citado na página 42.
- 78 Papini, P.; Grimani, C.; Stephens, S. A. An estimate of the secondary-proton spectrum at small atmospheric depths. *Nuovo Cimento C Geophysics Space Physics C*, v. 19, p. 367–387, jun. 1996. Citado na página 42.
- 79 USOSKIN, I. G. et al. Solar cyclic activity over the last millennium reconstructed from annual 14c data. *Astronomy & Astrophysics*, EDP Sciences, v. 649, p. A141, 2021. Citado na página 42.
- 80 AGOSTINELLI, S. et al. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Elsevier, v. 506, n. 3, p. 250–303, 2003. Citado 2 vezes nas páginas 44 e 49.
- 81 HAMMERSLEY, J. *Monte carlo methods*. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2013. Citado na página 44.
- 82 PEREIRA, L. A. S. *Estudo da interação de raios cósmicos com a antena gravitacional Mario Schenberg*. Tese (Doutorado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), 2014. Citado na página 45.
- 83 HECK, D. et al. Corsika: A monte carlo code to simulate extensive air showers. Forschungszentrum Karlsruhe Karlsruhe, 1998. Citado na página 46.
- 84 GEANT4 Documentation. Disponível em: <<https://geant4.web.cern.ch/docs/>>. Citado na página 46.
- 85 COSMO, G. Lxe. Disponível em: <<https://gitlab.cern.ch/geant4/geant4/tree/master/examples/extended/optical/LXe/>>. Citado na página 46.
- 86 CHATZIDAKIS, S.; TSOUKALAS, L. A geant4-matlab muon generator for monte-carlo simulations. *Tech. rep., Internal Report*, 2015. Citado na página 51.
- 87 PODGORŠAK, E. B. Interactions of neutrons with matter. In: \_\_\_\_\_. *Radiation Physics for Medical Physicists*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2010. p. 429–449. ISBN 978-3-642-00875-7. Disponível em: <[https://doi.org/10.1007/978-3-642-00875-7\\_9](https://doi.org/10.1007/978-3-642-00875-7_9)>. Citado na página 56.
- 88 ALLISON, P. et al. Observing muon decays in water cherenkov detectors at the pierre auger observatory. *arXiv preprint astro-ph/0509238*, 2005. Citado 4 vezes nas páginas 62, 70, 71 e 72.
- 89 ZUO, X. et al. Calibration and monitoring of lhaaso-km2a muon detectors with muon decay events. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Elsevier, v. 879, p. 1–5, 2018. Citado 2 vezes nas páginas 70 e 72.