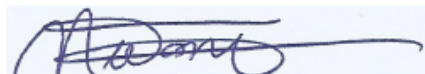


Universidade de São Paulo  
Instituto de Física

Busca da matéria escura por meio de  
detecção direta: reconstrução e estudo de  
eventos gerados por múons no  
experimento COSINE-100

Bruno Basso Manzato



Orientador: Prof. Dr. Nelson Carlin Filho

Dissertação de mestrado apresentada ao Instituto  
de Física como requisito parcial para a obtenção  
do título de Mestre em Ciências.

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Nelson Carlin Filho - IFUSP  
Profa. Dra. Margarida Mizue Hamada - IPEN  
Prof. Dr. Hugo Reuters Schelin - UTFPR

São Paulo  
2021

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

Manzato, Bruno Basso

Busca da matéria escura por meio de detecção direta: reconstrução e estudo de eventos gerados por múons no experimento COSINE-100. São Paulo, 2021.

Dissertação (Mestrado) – Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Depto. de Física Nuclear

Orientador: Prof. Dr. Nelson Carlin Filho

Área de Concentração: Física das Partículas Elementares e Campos

Unitermos: 1. Matéria escura; 2. Detector de múons; 3. COSINE-100.

USP/IF/SBI-071/2021

University of São Paulo  
Physics Institute

Dark matter search through  
direct detection: reconstruction and study of  
events generated by muons in the  
COSINE-100 experiment

Bruno Basso Manzato

Supervisor: Prof. Dr. Nelson Carlin Filho

Dissertation submitted to the Physics Institute of  
the University of São Paulo in partial fulfillment of  
the requirements for the degree of Master of  
Science.

Examining Committee:

Prof. Dr. Nelson Carlin Filho - IFUSP

Profa. Dra. Margarida Mizue Hamada - IPEN

Prof. Dr. Hugo Reuters Schelin - UTFPR

São Paulo  
2021

## **AGRADECIMENTOS**

Agradeço a toda a minha família, que sempre me apoiou em todos os meus anos de graduação e pós-graduação.

Também agradeço ao meu orientador, professor Nelson Carlin Filho, por todo o apoio e auxílio fornecido, assim como ensinamentos passados ao longo de todos os anos, desde meu segundo ano da graduação no projeto de iniciação científica. Também agradeço aos demais membros do grupo de pesquisa do experimento COSINE-100, em especial a Ricardo Pitta e Luís Eduardo França, pelo auxílio nas análises feitas, além de todos serem grandes colegas de trabalho.

Agradeço aos professores e colegas que fizeram parte de toda a minha formação no Instituto de Física da USP.

Agradeço aos membros da colaboração COSINE-100, em especial ao Dr. Hyun Su Lee e Hafizh Prihtiadi, que me receberam na colaboração e deram grandes auxílios às análises, assim como ensinamentos sobre como realizá-las.

Por fim, agradeço à agência Capes pelo auxílio financeiro, processo 88887.374845/2019-00, que tornou esse trabalho possível. O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001.

*“Knowing the mouse might one day  
extract the cheese from the mystical  
crystal... It fills you with determination.”*

Toby Fox

## RESUMO

A natureza da matéria escura é um dos principais assuntos de estudo da atualidade. Apesar de podermos inferir sua presença no universo, por exemplo, através da observação de seus efeitos gravitacionais, sua composição ainda é alvo de debate. Para resolver essa questão, muitos experimentos foram e estão sendo realizados. Até o presente momento, nenhum deles mostrou evidências suficientes para uma conclusão definitiva. Contudo, um deles, o experimento DAMA/LIBRA, clama ter alcançado resultados conclusivos sobre a natureza da matéria escura ao observar uma modulação anual nos eventos obtidos em seus cintiladores de cristal de NaI(Tl), apesar de tais resultados não serem confirmados pelos demais experimentos. A fim de obter um veredito sobre o resultado do experimento DAMA/LIBRA, foi idealizado o experimento COSINE-100, que utiliza os mesmos tipos de detectores para confirmar ou refutar as observações do DAMA/LIBRA. O experimento COSINE-100 está em operação desde 2016 no laboratório de Yangyang (Y2L), Coreia do Sul. Para garantir uma boa análise de dados, há um grande esforço no estudo de radiações de fundo presentes no experimento, além de sua prevenção com várias camadas de blindagem ativa e passiva. A radiação de múons é uma candidata à explicação dos resultados do experimento DAMA/LIBRA por também apresentar uma modulação anual e poder causar eventos com energia semelhante ao esperado para matéria escura nos detectores de cristal. A fim de aprofundar o estudo desse tipo de radiação e melhorar a seleção de eventos do experimento, neste trabalho, são estudados métodos de reconstrução de trajetória de múons, assim como a direção do seu fluxo através do arranjo experimental.

**Palavras-chave:** Matéria escura; múons; reconstrução de trajetória; COSINE-100.

## ABSTRACT

The nature of dark matter is one of the main subjects of study today. Although we can infer its presence in the universe, for example, through observation of its gravitational effects, its composition is still in debate. To resolve this issue, many experiments have been and are being carried out. To date, none of them has shown sufficient evidence for a definitive conclusion. However, one of them, the DAMA/LIBRA experiment, claims to have achieved conclusive results on the nature of dark matter by observing an annual modulation in the events obtained in its NaI(Tl) crystal scintillators, although such results are not confirmed by other experiments. To obtain a verdict on the result of the DAMA/LIBRA experiment, the COSINE-100 experiment was idealized, which uses the same type of detectors to confirm or refute the observations of the DAMA/ LIBRA. The COSINE-100 experiment has been in operation since 2016 at the Yangyang laboratory (Y2L), South Korea. To ensure good data analysis, there is a great deal of effort in the study of background radiation present in the experiment, in addition to its prevention with various active and passive shielding layers. One of the most important radiations studied are muons, which can be candidates for explaining the results of the DAMA/LIBRA experiment, as they also present an annual modulation and can cause events with energy similar to that expected for dark matter in crystal detectors. In order to deepen the study of this type of radiation and improve the selection of events in the experiment, in this work methods for reconstructing the trajectory of muons, as well as the direction of their flow through the experimental setup are studied.

**Keywords:** Dark matter; muons; trajectory reconstruction; COSINE-100.

## LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 – Curva de rotação da Galáxia NGC 6503.....	18
Figura 2 – Modelos mais atuais para explicação de matéria escura .....	21
Figura 3 – Mapa com localização de alguns dos experimentos relacionados a detecção de matéria escura por alguns dos métodos citados.....	22
Figura 4 – Esquema de movimentação da Terra pelo sistema solar levando-se em conta a presença de partículas de matéria escura. O movimento orbital da Terra causa a mudança de sua velocidade relativa ao halo de matéria escura. ....	24
Figura 5 – Primeiros resultados do experimento DAMA/LIBRA em sua segunda fase para os intervalos de energia de 1 a 6 keV e 2 a 6 keV .....	25
Figura 6 – Gráfico de exclusão de massa do WIMP vs seção de choque de diversos experimentos de matéria escura pelo mundo.....	26
Figura 7 – Resultados observados de amplitudes de modulação para as diferentes regiões de energia de recuo nuclear do experimento COSINE-100 com 1,7 anos de exposição, comparados com os resultados do experimento DAMA/LIBRA .....	28
Figura 8 – Amplitudes de modulação observadas no experimento ANAIS para modulação anual de WIMPs para diferentes regiões de energia em comparação com as medidas do experimento DAMA/LIBRA.....	29
Figura 9 – Esquema da disposição dos cristais cintiladores representados nas posições de C1 a C8 sobre o suporte de acrílico (esquerda) e foto do arranjo experimental real (direita).....	32
Figura 10 – (a) Localização dos cintiladores plásticos e o nome dos respectivos painéis no experimento. (b) Foto do experimento propriamente dito, com os cintiladores plásticos instalados .....	34
Figura 11 – Fluxograma do caminho dos sinais no experimento COSINE-100 com os sistemas de aquisição descritos.....	36
Figura 12 – Esquema da sequência de trigger do M64ADC .....	37
Figura 13 – Exemplo de parte do monitoramento das variáveis do site provido pelo GRAFANA.....	41
Figura 14 – Exemplo de variáveis monitoradas, no caso a energia medida nos eventos detectados nos cristais 1, 2, 3 e 4 .....	42



Figura 15 – Gráfico da relação entre contagens do ADC de sinais simultâneos dos painéis do topo (eixo Y) e da base (eixo X), ambos em unidades arbitrárias de contagem.....	46
Figura 16 – Diferença de tempo $\Delta T$ entre eventos com coincidência entre os painéis do topo e da base que não são causados por múons (esquerda) e os candidatos a eventos de múons (direita) .....	48
Figura 17 – Espectros normalizados de contagem de uma PMT do painel do topo (esquerda) e do lado direito (direita) .....	49
Figura 18 – Gráfico temporal dos valores médios da carga de uma PMT antes da correção (cima) e após a correção (baixo).....	50
Figura 19 – Gráfico semelhante à Figura 18, porém há um desvio dos dados nas últimas semanas, esse desvio leva a uma reavaliação do ganho para o dado período .....	51
Figura 20 – Profundidade (eixo Y, em $10^3$ km.w.e.) atingida por múons de certa energia (eixo X, em TeV) para água, água do mar e o padrão de rocha. A profundidade do experimento foi destacada em vermelho.....	53
Figura 21 – Espectro normalizado de número de eventos para uma dada energia de múons calculada para diferentes profundidades. O experimento COSINE está entre as marcações de 1500 e 3000. ....	55
Figura 22 – Intensidade diferencial e integral de múons na superfície para cada valor de momento deles. Os pontos representam dados de diferentes experimentos a diferentes altitudes. ....	56
Figura 23 – Esquema da orientação dos eixos utilizados para medida de posição dos cintiladores plásticos com referência dos números dos primeiros cintiladores de cada painel, exceto pelos cintiladores 7 e 8 do painel da base .....	67
Figura 24 – Exemplo de comparação dos espectros de contagem do ADC de cada PMT antes da correção de escala (Esquerda) e após a correção (Direita), para uma PMT do painel do topo (Acima) e do painel de baixo (Abaixo).....	68
Figura 25 – Exemplo de comparação da contagem do ADC para o par de PMTs do painel do topo, devidamente corrigidas para a escala da outra PMT (esquerda).....	70
Figura 26 – Distribuição dos eventos para calibração com a seleção feita (esquerda) e eventos excluídos da seleção (direita) .....	71

Figura 27 – Histogramas de distribuição de $\text{atanh}(\text{Assimetria}(Q1,Q2))$ e $1/2 \cdot \ln(Q1/Q2)$ (esquerda) e a respectiva derivada numérica local para cada bin (direita) para o cintilador 1 do topo.....	73
Figura 28 – Histograma de posição de eventos de múons para dois cintiladores do painel do topo.....	75
Figura 29 – Esquema meramente ilustrativo sobre o problema de posicionamento dos cintiladores .....	78
Figura 30 – Ilustração (fora de escala) da geometria entre os cintiladores do topo (branco e preto) e um cintilador da base (laranja) a partir de uma visão de cima do experimento.....	80
Figura 31 – Exemplos de histogramas de posição achadas com seleção de apenas um cintilador do painel da base.....	83
Figura 32 – Espectro de $Q_0$ calculado a partir de cada uma das duas PMTs do cintilador 1 do topo, representadas pelos espectros em azul e verde.....	86
Figura 33 – Exemplo de histograma de $\ln(2Q/Q_0)$ , com cálculo de $Q_0$ baseado em $\text{atanh}(\text{Assimetria}(Q1,Q2))$ para $Q_1$ e $Q_2$ do painel do topo, e respectivo gráfico de derivada local .....	88
Figura 34 – Distribuição de posição de eventos nos cintiladores plásticos do painel da base do experimento, representando os cintiladores de 1 a 8 do painel da base	90
Figura 35 – Gráficos dos valores de média (cima esquerda), desvio padrão (cima direita), assimetria (baixo esquerda) e curtose (baixo direita) com todos os pontos selecionados no método para os cintiladores do painel do topo .....	93
Figura 36 – Gráficos dos valores de Média (cima esquerda), desvio padrão (cima direita), assimetria (baixo esquerda) e curtose (baixo direita) com todos os pontos selecionados no método para os cintiladores do painel da base .....	94
Figura 37 – Gráficos dos valores de Média (cima esquerda), desvio padrão (cima direita), assimetria (baixo esquerda) e curtose (baixo direita) para os pontos localizados dentro da região do cintilador para os cintiladores do painel do topo .....	95
Figura 38 – Gráficos dos valores de Média (cima esquerda), desvio padrão (cima direita), assimetria (baixo esquerda) e curtose (baixo direita) com os pontos localizados dentro da região do cintilador para os cintiladores do painel da base .....	96
Figura 39 – Reconstrução de trajetória com seleção dos cintiladores 4 do topo e 2 da base .....	100

Figura 40 – Reconstrução de trajetória com seleção dos cintiladores 4 do topo e 3 da base .....	101
Figura 41 – Reconstrução de trajetória com seleção dos cintiladores 3 do topo e 4 da base .....	102
Figura 42 – Mapa de contorno das distribuições de pares de coordenadas de eventos de múons .....	102
Figura 43 – Esquema dos detectores do experimento COSINE-100 com destaque para as localizações das PMTs do cintilador líquido (direita) .....	104
Figura 44 – Distribuição de $A'$ a partir da soma das cargas das PMTs do cintilador líquido com seleção de eventos de múons(esquerda), sem a seleção de eventos de múons (meio) e exemplo de distribuição esperada de assimetria do monitoramento lento(direita) .....	106
Figura 45 – Distribuição de $A'$ para a seleção de múons (esquerda) e sem a seleção de múons (direita) para todos os dados de uma run de 83 dias.....	106
Figura 46 – Espectros em escala log de contagem do ADC da PMT 1 do cintilador líquido antes (esquerda) e após (direita) a seleção de múons .....	107
Figura 47– Histograma de assimetria para 83 dias de tomadas de dados para eventos que não apresentam saturação nos canais do ADC de nenhuma PMT ....	108
Figura 48 – Alguns exemplos da tentativa de reconstrução de trajetória com uso da assimetria do cintilador líquido .....	109
Figura 49 – Traçado de $n$ vs Energia do múon observado em GeV/c.....	113
Figura 50 – Exemplo de trajetórias que apresentam os ângulos zênite máximo e mínimo observados para dois dados pares de cintiladores.....	115
Figura 51 – Porcentagem de eventos (esquerda) que passam pelo dado cintilador do painel do topo, juntamente com o gráfico de resíduos reduzidos (direita) para os valores teóricos de $n=3$ e $n=4$ .....	116
Figura 52 – Porcentagem de eventos (esquerda) que passam pelo dado cintilador do painel da base, juntamente com o gráfico de resíduos reduzidos(direita) para os valores teóricos de $n=3$ e $n=4$ .....	117
Figura 53 – Porcentagem de eventos com relação à posição no eixo $x$ ao fixarmos um cintilador do topo e observarmos cada cintilador da base.....	121
Figura 54 – Demonstração da posição relativa entre os cintiladores dos painéis da direita e esquerda com um corte vertical.....	124

Figura 55 – Gráficos de porcentagem de eventos pela altura relativa ao centro do cintilador escolhido no painel esquerdo (esquerda) e os respectivos resíduos (direita) .....	125
Figura 56 – Corte lateral do experimento (fora de escala), paralelo aos cintiladores do topo, com evidência aos ângulos máximo e mínimo dados pela localização das bordas dos cintiladores .....	127
Figura 57 – Distribuição dos eventos de acordo com o posicionamento relativo entre os cintiladores .....	128
Figura 58 – Dados de modulação anual de múons com os eventos de múons que geraram triggers nos cristais. Em vermelho está o ajuste da modulação conforme a equação 28. Em azul está a média ajustada aos dados. ....	131

## LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Dimensões e massas de cada cristal cintilador de NaI(Tl) que compõem o experimento COSINE-100.....	32
Tabela 2 – Comprimentos, larguras e quantidades dos cintiladores plásticos do experimento COSINE-100 separados por painel .....	35
Tabela 3 – Valores de threshold utilizados na seleção de múons para cada painel, além da utilizada para o cintilador líquido .....	46
Tabela 4 – Valores de $\lambda$ e suas respectivas incertezas calculadas pelo método de $\text{atanh}(A)$ e $\ln(Q1/Q2)$ . Incertezas calculadas a partir de propagação.....	75
Tabela 5 – Posição média relativa ao referencial de uma das PMTs de um cintilador do topo e posição real do cintilador da base segundo o eixo x proposto para o experimento COSINE-100.....	84
Tabela 6 – Valores absolutos de $\lambda$ e suas respectivas incertezas para cada um dos 8 cintiladores do painel da base do experimento .....	88
Tabela 7 – Valores médios de todos os dados da distribuição, incluindo pontos fora do detector, obtidos a partir dos ajustes lineares de cada parâmetro estatístico, para os painéis da base e do topo.....	96
Tabela 8 – Valores médios somente dos pontos dentro dos limites dos cintiladores, obtidos a partir dos ajustes lineares de cada parâmetro estatístico, para os painéis da base e do topo.....	97

## SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b> .....	13
<b>2</b>	<b>MATÉRIA ESCURA: VISÃO GERAL</b> .....	17
<b>2.1</b>	<b>Detecção de matéria escura</b> .....	21
<b>2.2</b>	<b>Modulação anual da taxa de eventos de WIMPs</b> .....	23
<b>3</b>	<b>EXPERIMENTO COSINE-100</b> .....	30
<b>3.1</b>	<b>Componentes do experimento</b> .....	30
3.1.1	Cristais de NaI(Tl) .....	31
3.1.2	Cintilador líquido .....	32
3.1.3	Blindagem passiva .....	33
3.1.4	Cintiladores plásticos .....	33
<b>3.2</b>	<b>Sistema de aquisição de dados (DAQ)</b> .....	35
3.2.1	M64ADC .....	36
3.2.2	FADC .....	38
3.2.3	TCB.....	39
<b>3.3</b>	<b>Monitoramento lento</b> .....	39
<b>3.4</b>	<b>Monitoramento de qualidade dos dados</b> .....	41
<b>4</b>	<b>SELEÇÃO DE EVENTOS E DETECÇÃO DE MÚONS</b> .....	43
<b>4.1</b>	<b>Caracterização dos sinais de múons</b> .....	44
<b>4.2</b>	<b>Correção de ganho das PMTs dos cintiladores plásticos</b> .....	48
<b>4.3</b>	<b>Energia dos múons em grandes profundidades</b> .....	51
<b>5</b>	<b>USO DE DETECTORES PLÁSTICOS PARA DETECÇÃO E RECONSTRUÇÃO DE TRAJETÓRIA DOS MÚONS</b> .....	57
<b>5.1</b>	<b>Uso da assimetria de carga para determinação da posição e expansão do método para mais painéis</b> .....	60
<b>5.2</b>	<b>Desenvolvimento do método</b> .....	65
5.2.1	Correção de escala das PMTs .....	67
5.2.2	Ajuste da escala de posição medida para os cintiladores do painel do topo ...	71
5.2.3	Cálculo de $Q_0$ .....	85
5.2.4	Cálculo da posição no painel da base.....	86
5.2.5	Verificação do método para os cintiladores da base por meio de comparação da distribuição de eventos com o painel do topo .....	91
<b>5.3</b>	<b>Desenho de trajetórias baseadas no método apresentado</b> .....	99

<b>6</b>	<b>USO DOS CINTILADORES LÍQUIDOS DO EXPERIMENTO COMO AUXÍLIO PARA RECONSTRUÇÃO DE TRAJETÓRIA .....</b>	<b>104</b>
<b>7</b>	<b>VERIFICAÇÃO DA DIREÇÃO DO FLUXO DE MÚONS A PARTIR DA POSIÇÃO DOS CINTILADORES PLÁSTICOS .....</b>	<b>111</b>
<b>7.1</b>	<b>Modelo estudado.....</b>	<b>111</b>
<b>7.2</b>	<b>Verificação da direção do fluxo de múons a partir da posição dos cintiladores plásticos de diferentes painéis.....</b>	<b>114</b>
<b>7.2.1</b>	<b>Análise dos painéis do topo e da base.....</b>	<b>114</b>
<b>7.2.2</b>	<b>Análise dos painéis da esquerda e direita.....</b>	<b>122</b>
<b>7.2.3</b>	<b>Análise dos painéis da esquerda e direita a partir do painel da base .....</b>	<b>127</b>
<b>7.3</b>	<b>Comentários sobre o uso do método.....</b>	<b>129</b>
<b>8</b>	<b>ESTUDO DE EFEITO DE MÚONS NO CINTILADOR: MEDIÇÃO DA MODULAÇÃO ANUAL COM SINAL DOS CINTILADORES PLÁSTICOS... CONCLUSÕES..... REFERÊNCIAS .....</b>	<b>130 132 134</b>
	<b>APÊNDICE A – DEDUÇÃO DO DESVIO PADRÃO DE DISTRIBUIÇÃO UNIFORME.....</b>	<b>140</b>
	<b>APÊNDICE B – COMPARAÇÃO DAS CONTAGENS DE CARGAS DO ADC PARA PMTs DOS CINTILADORES DO TOPO .....</b>	<b>142</b>
	<b>APÊNDICE C – GRÁFICOS DE <math>\text{atanh}(\text{Assimetria}(Q1/Q2))</math> E <math>(1/2) \cdot \ln(Q1/Q2)</math> PARA CINTILADORES DO TOPO .....</b>	<b>145</b>
	<b>APÊNDICE D – HISTOGRAMAS DE POSIÇÃO DE EVENTOS NOS CINTILADORES DO PAINEL DO TOPO .....</b>	<b>148</b>
	<b>APÊNDICE E – EXEMPLOS DE POLINÔMIOS AJUSTADOS PARA CÁLCULO DE POSIÇÃO .....</b>	<b>150</b>
	<b>APÊNDICE F – GRÁFICOS DE CÁLCULO DE <math>\lambda</math> PARA CINTILADORES DA BASE.....</b>	<b>152</b>
	<b>APÊNDICE G – PORCENTAGEM DE EVENTOS PELA ALTURA RELATIVA AOS CINTILADORES DO PAINEL DIREITO .....</b>	<b>155</b>

## 1 INTRODUÇÃO

Uma das questões em aberto mais importantes da Física atual está relacionada à natureza da matéria escura. Apesar de termos inúmeros resultados observacionais de sua existência e sabermos que ela representa uma porção de matéria no universo maior que a matéria visível conhecida, nenhum experimento conseguiu uma prova definitiva para definir se a matéria escura é formada por objetos macroscópicos, microscópicos, que são descritos pelo modelo padrão, ou se precisa ser descrita por uma nova Física.

Para resolver essa questão, muitas hipóteses foram criadas e, juntamente a elas, muitos experimentos para comprová-las ou refutá-las. Tais experimentos têm ficado cada vez mais precisos e controlados, permitindo que se estabeleçam limites em todas as teorias, desprezando algumas e reforçando outras.

Uma das hipóteses mais aceitas é a de haver uma nova partícula que pode ter interações descritas pelo modelo padrão. Se supusermos que essa partícula apresenta somente interação fraca e gravitacional, chamamos de WIMP (*Weakly Interacting Massive Particle*). Esse modelo é investigado por uma grande variedade de experimentos, tais como o SuperCDMS (AGNESE *et al.*, 2018) e o Xenon-1T (APRILE *et al.*, 2020).

Os experimentos desse tipo se dividem principalmente em três modos de detecção: a detecção direta, a indireta e a partir da criação em *colliders*. A detecção indireta se concentra em buscar os produtos de uma possível interação das partículas de matéria escura com ela mesma, que geraria partículas conhecidas e detectáveis, como fótons. A detecção a partir da produção em *colliders* busca sinais de matéria escura nos produtos de colisões de partículas conhecidas, como as colisões geradas no LHC. A detecção direta se volta a detectar as partículas de matéria escura propriamente a partir de sua possível interação com partículas conhecidas. Assim, seria possível vermos sinais de matéria escura em certos detectores cujos materiais utilizados tenham seção de choque de interação não desprezível com as supostas partículas de matéria escura.

Com o avanço dos métodos de detecção e novos experimentos, foram traçados limites para a região de massa e seção de choque possíveis para os WIMPs, mas ainda não foram apresentados resultados totalmente conclusivos para sua existência.



Contudo, um experimento obteve resultados positivos: O DAMA/LIBRA, do laboratório de Gran Sasso, na Itália (BERNABEI *et al.*, 2018). Os pesquisadores do experimento alegam ter observado uma modulação anual nos sinais de seus cintiladores de Iodeto de Sódio dopados com Tálcio com mais de  $9\sigma$  de significância, sendo que a modulação anual é uma implicação direta do modelo de WIMP. Mas esse resultado é refutado por todos os outros experimentos que também se concentram em detecção direta e investigam massas e seções de choque de interação muito menores que o DAMA. Assim, os resultados do experimento DAMA/LIBRA são colocados em xeque.

Para então confirmar a sua veracidade, outros experimentos semelhantes a ele foram criados utilizando cristais cintiladores de Iodeto de Sódio dopados com Tálcio, os mesmos detectores utilizados no experimento DAMA, a fim de replicar seus resultados. Um desses experimentos, do qual faço parte, é o COSINE-100, localizado no laboratório Yangyang, na Coreia do Sul (ADHIKARI, G *et al.*, 2018).

Para detecção de eventos causados por matéria escura, ele utiliza 106 kg de cristais cintiladores de Iodeto de Sódio dopados com Tálcio como detector principal, várias camadas de proteção contra radiação e detectores de veto para garantir uma seleção de eventos adequada. As regiões de secção de choque e massa de WIMPs que poderiam ser observadas no experimento já foram estudados, com resultados publicados na revista *Nature* (The COSINE-100 Collaboration, 2018), onde os resultados dos primeiros 59,5 dias eram inconsistentes com os obtidos pelo experimento DAMA/LIBRA. O experimento também apresentou seus primeiros resultados de observação de uma modulação anual a partir de seus dados, que é um dos sinais esperados de matéria escura (BERNABEI *et al.*, 1998), a partir de 1,7 anos de dados coletados. Contudo, eles são compatíveis tanto com as observações do experimento DAMA/LIBRA como com a hipótese de uma amplitude de modulação nula devido a suas incertezas (ADHIKARI, G. *et al.*, 2019).

Outros experimentos associados são ANAIS (AMARÉ *et al.*, 2019) e SABRE (ANTONELLO *et al.*, 2019), que também usam detectores de NaI(Tl) para o mesmo propósito, sendo que o experimento ANAIS reportou apenas a observação de uma amplitude de modulação compatível com zero (AMARÉ *et al.*, 2019).

Com respeito ao experimento COSINE-100, para um melhor entendimento dos processos que podem gerar os sinais vistos primeiramente no experimento

DAMA, deve-se estudar as radiações de fundo que podem afetar a análise de modulação.

Entre as partículas de radiação de fundo que podem causar efeitos de modulação, como os esperados para matéria escura, estão os múons. Por terem uma seção de choque de interação muito pequena, os múons podem passar pela blindagem e eventualmente espalhar nêutrons dos cristais cintiladores, gerando um sinal muito similar ao esperado para matéria escura. Como os múons também apresentam uma modulação anual já conhecida e observada, eles podem ser uma das explicações para o sinal de modulação visto no experimento DAMA. Por essa razão, o estudo de múons é de grande importância para o experimento (AGOSTINI *et al.*, 2019) (AGOSTINI *et al.*, 2016).

Para excluir sinais de múons, o detector conta com 37 painéis cintiladores de plástico que fecham todo o ângulo sólido ao redor do cristal cintilador. Com essa construção, teoricamente, seria possível detectar o local de entrada e saída do múon no detector e, assim, traçar sua trajetória.

Traçar a trajetória dos múons dentro do detector é um bom método para melhorar a performance da análise de dados e diminuir o número de eventos gerados por sinais que não são de matéria escura, melhorando as incertezas experimentais, pois assim podemos diferenciar múons que passaram pelos cintiladores de cristal dos que não passaram, e identificar se um possível sinal de matéria escura pode ter sido gerado por um espalhamento de nêutrons causado potencialmente por múons.

Atualmente, qualquer evento gerado por múon observado no experimento é retirado da análise final por não haver um modo sistemático para determinar se o múon atravessou ou não a região dos cristais, exceto quando tais múons causam saturação no canal do ADC dos cristais e, nesse caso, o sinal nos cintiladores de cristal não geraria uma boa análise devido a essa saturação. Sinais de múons que causam saturação nos ADCs dos cristais são descartados na análise final.

Neste trabalho, então, serão testados diferentes métodos para reconstrução de trajetória de múons utilizando os cintiladores plásticos do experimento COSINE-100.

Para tal, seguiremos abordagens baseadas no tipo de detector, na geometria geral do experimento e em técnicas já conhecidas de reconstrução de posição.

Primeiramente utilizamos uma técnica de aquisição de posição nos cintiladores plásticos do painel do topo do arranjo experimental e, depois, vamos testar sua extensão para os cintiladores da base, dadas as limitações de ambos. Também testamos se a determinação da direção do fluxo de múons vista pelos detectores é compatível com a direção teórica.

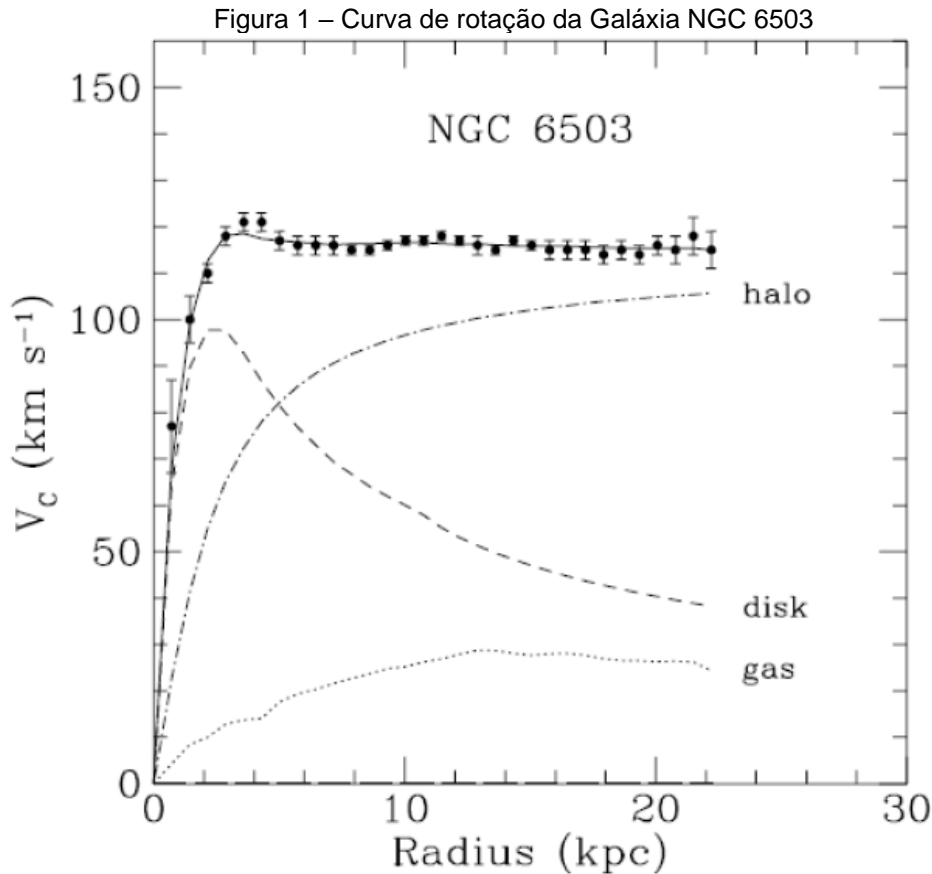
Adicionalmente, vamos discutir uma técnica que usa o cintilador líquido do experimento em conjunto com os cintiladores plásticos para reconstrução da trajetória e também medir o impacto da modulação de múons sobre a análise de matéria escura feita a partir dos cristais do experimento.

## 2 MATÉRIA ESCURA: VISÃO GERAL

A natureza da matéria escura vem sendo um mistério para a Física desde sua primeira inferência feita por Zwicky (1933) em 1933. Zwicky estudava o movimento de aglomerados de estrelas e, a partir do Teorema do Virial, chegou à conclusão de que a massa visível dos aglomerados era cerca de cem vezes menor que o mínimo necessário para manter sua integridade, dadas as velocidades de objetos que orbitavam suas periferias. Foram as primeiras evidências de que a matéria que conhecemos não é a mandante absoluta dos movimentos galácticos.

As ideias de Zwicky foram reforçadas posteriormente pelas observações de Vera Rubin e Kent Ford, que notaram o mesmo padrão de movimentos de objetos estelares incongruente com a massa da galáxia que eles habitavam (ROGSTAD; SHOSTAK, 1972).

Segundo o teorema do Virial, a velocidade dos objetos deveria diminuir quando estes se afastam do centro da galáxia. As observações de Vera Rubin mostraram que, na realidade, a velocidade de tais objetos tende a se tornar constante, como mostra o exemplo da Figura 1. A ideia de que algo a mais deveria influenciar esse movimento começa a se solidificar, o que dará origem a diversos estudos de comprovação desse fato.



Fonte: BEGEMAN; BROEILS; SANDERS (1991).

Na Figura 1, a curva de rotação da Galáxia NGC 6503 é dada pelos pontos pretos, cujos eixos são a distância do centro da galáxia em kiloparsec e a velocidade em km/s. A linha pontilhada “gas” representa a contribuição da velocidade dada pelos gases e poeira estelar presentes na galáxia. A linha tracejada “disk” representa a contribuição da velocidade de todos os outros objetos visíveis. A linha “halo” representa a contribuição faltante para que obtivéssemos as medidas observadas.

A comprovação da presença de matéria escura no universo também foi feita de outras maneiras: medidas de massa a partir de lentes gravitacionais (DALAL; KEETON, 2003), dispersão de *bullet clusters* (THOMPSON; NAGAMINE, 2012) e, principalmente, através da medida direta da contribuição de matéria bariônica na chamada radiação cósmica de fundo (KOMATSU *et al.*, 2011) demonstram inequivocamente que há um tipo de matéria que não emite luz, tem interação gravitacional e está em maior abundância no universo que a matéria comum. A análise da radiação cósmica de fundo mostra que matéria luminosa bariônica corresponde a apenas 4% de nosso universo, enquanto 23% correspondem a esse

tipo desconhecido de matéria chamado de matéria escura. Os 73% restantes se devem à chamada energia escura (LI *et al.*, 2011).

Apesar de todas as comprovações de sua existência, a real natureza da matéria escura continua sendo um mistério. Somente podemos inferir que ela:

- Tem interação gravitacional;
- Não possui nenhum tipo de interação eletromagnética;
- É estável ou tem uma vida-média longa o suficiente para que sua abundância não se reduzisse desde o começo do universo, a ponto de ainda podermos observá-la.

Essas asserções acabam excluindo praticamente todas as partículas do modelo padrão como candidatos a matéria escura por não se encaixarem em uma ou outra das hipóteses. Por exemplo: os fótons e glúons que não apresentam massa e, por isso, não podem ter interação gravitacional; também os quarks e léptons que possuem carga, e os bósons Z, W e de Higgs, que têm meia-vida muito curta.

Essa exclusão da maioria das partículas conhecidas como explicação para a matéria escura levou à criação de muitas teorias e diversos modelos, tanto experimentais como teóricos, como mostrado na Figura 2. Há destaque maior para os que têm maior capacidade de explicar fenômenos observacionais e possibilidades de medidas experimentais. Alguns dos modelos mais estudados pela comunidade científica são:

- **Matéria escura provinda da Supersimetria (SUSY):** Segundo esse modelo, toda partícula do modelo padrão tem seu par mais pesado que difere dela em spin por um fator de  $\frac{1}{2}$ . Tais pares existiriam na mesma proporção no início do universo, porém, com a queda de temperatura devido à expansão, os pares mais pesados decaíram, sobrando somente as partículas mais leves, que são mais estáveis. Uma das ideias que propõem uma estabilidade final na supersimetria é a presença de uma partícula totalmente estável e, portanto, a mais leve, que seria o fim do decaimento de todas as outras partículas, dada a paridade do sistema. Essa partícula poderia existir em

abundância suficiente para gerar o efeito observável da matéria escura (CHUNG. *et al.*, 2005).

- **Áxions:** Os áxions são partículas hipotéticas sugeridas para resolver a quebra de simetria CP (carga-paridade) que ocorre com a força fraca (PECCEI; QUINN, 1977). Contudo, uma consequência dessa teoria é que o áxion, apesar de ter massa muito próxima de zero, poderia ser produzido na quantidade suficiente para explicar também a massa faltante nas galáxias, por isso também é cotado como candidato a matéria escura (KIM, J. E., 2014).
- **WIMPs:** Os WIMPs (*Weakly Interacting Massive Particles*) são partículas teóricas que apresentam interação fraca e teriam sido produzidas no início do universo juntamente com a matéria ordinária. Sua densidade remanescente do efeito de *freeze out* do universo seria o suficiente para explicar o fenômeno da matéria escura, assim como sua vida-média muito longa. Além disso, este modelo prevê a possibilidade de detecção direta, já que a presença de interações fracas permite que WIMPs interajam com a matéria comum de um modo além da interação gravitacional. Este será o modelo a ser levado em conta para os estudos deste trabalho.

Figura 2 – Modelos mais atuais para explicação de matéria escura



Fonte: MIMOUNI (2021).

## 2.1 Detecção de matéria escura

Com a determinação dos modelos de matéria escura, podemos desenvolver métodos para a comprovação experimental de cada teoria. A maioria dos métodos experimentais se encaixa em uma das três principais categorias: produção em *colliders*, detecção indireta e detecção direta.

A detecção através da produção em *colliders* vem da ideia de que candidatos a matéria escura podem ser produzidos pelos eventos criados em grandes colisores de partículas, podendo ser detectados pela energia faltante em eventos. Tal energia poderia ser descrita pela presença de WIMPs, neutralinos ou outra nova partícula. O principal experimento que testa esse método é o próprio LHC localizado no laboratório CERN.

A detecção indireta é baseada na busca de subprodutos da rara aniquilação de partículas de matéria escura. A principal fonte dessas aniquilações seria os locais onde a matéria escura tem mais probabilidade de se acumular por haver pontos de maior gravidade, como o Sol, o centro da Terra e o centro da galáxia. O produto de tal aniquilação seria, então, partículas bem conhecidas que se encaixam no modelo padrão, como fótons, pósitrons ou nêutrons. Alguns dos experimentos engajados



nesse tipo de detecção são AMS (PROFUMO; QUEIROZ; SIQUEIRA, 2020), PAMELA (BARGER *et al.*, 2009), ATIC (DARK..., 2009) e IceCube (BAUR, 2009).

A detecção direta se baseia na observação das interações de partículas de matéria escura com a matéria comum. Por exemplo, ao supormos que há uma seção de choque para interação entre ambas, causando recuos ou espalhamentos nucleares, podemos detectar os fônons gerados por essa interação, como faz o experimento CDMS (AGNESE *et al.*, 2018). Outros efeitos mensuráveis provindos dessa interação, como cintilação ou excitações eletrônicas, também são usados para esse tipo de detecção. Outro exemplo de experimento que utiliza este método é o DAMA/LIBRA (BERNABEI *et al.*, 2010). O foco deste trabalho será neste tipo de detecção.

Diversos experimentos foram criados com base em cada um dos tipos de detecção. A relação de localização de alguns deles está na Figura 3. Contudo, nenhum deles obteve resultados totalmente conclusivos para a determinação da natureza da matéria escura.

Figura 3 – Mapa com localização de alguns dos experimentos relacionados a detecção de matéria escura por alguns dos métodos citados



Fonte: Elaborado pelo autor.

Porém um desses experimentos recebe destaque por clamar ter obtido resultados positivos na detecção de matéria escura formada por WIMPs: o experimento DAMA/LIBRA.

Localizado no laboratório nacional de Gran Sasso, na Itália, o experimento DAMA/LIBRA, derivado do experimento DAMA/NaI, utiliza detectores de cristais de iodeto de Sódio (NaI) dopados com Tálcio para obter sinais de matéria escura por meio de detecção direta a partir de sinais de cintilação dos cristais provindos da interação destes com partículas de matéria escura. Seus resultados são baseados na constatação de uma modulação anual desses sinais.

## 2.2 Modulação anual da taxa de eventos de WIMPs

Um dos modelos mais aceitos para a distribuição de matéria escura em nossa galáxia considera que a sua concentração é maior nas regiões mais periféricas, formando assim um halo ao redor da galáxia (MAO; STRIGARI; WECHSLER, 2014).

Como o Sistema Solar está nessa periferia, ele está, por consequência, envolvido pelas supostas partículas que formam a matéria escura. Se considerarmos que tais partículas estão paradas com relação ao centro da galáxia e nosso Sol está orbitando esse centro a aproximadamente 230 km/s, estamos expostos a um constante “vento” de partículas de matéria escura.

Contudo, a Terra também tem um movimento de rotação relativo ao Sol, com velocidade de aproximadamente 30 km/s. Significa que a velocidade relativa da Terra a esse “vento” de partículas muda conforme a época do ano. Tal evento está ilustrado na Figura 4.

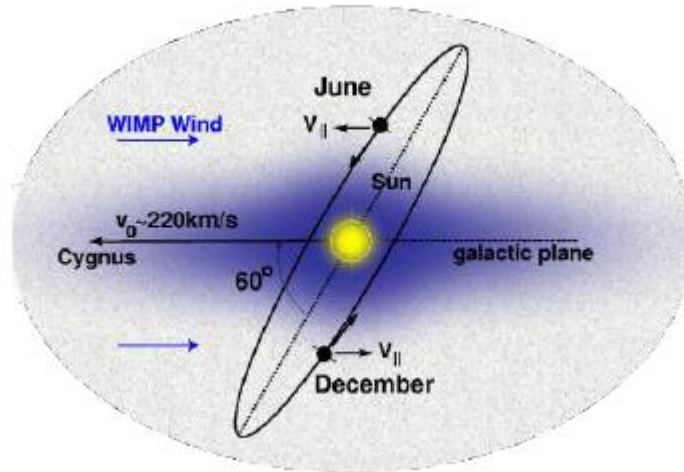
Com essas considerações, e dada a localização da Terra em relação ao Sol, podemos prever que a velocidade máxima relativa a esse “vento” ocorre em meados de junho e mínima em meados de dezembro, e cujo valor segue a equação 1 (BERNABEI *et al.*, 2003):

$$v_{Terra}(t) = v_0 + v \cdot \cos[\omega \cdot (t - t_0)] = 232 + 15 \cdot \cos\left(2\pi \cdot \frac{t-152,5}{365,25}\right) \text{ (eq. 1)}$$

Onde  $t$  é o tempo em dias do ano,  $v_0$  é a velocidade do Sol com respeito ao centro da galáxia, de aproximadamente 232 km/s,  $v$  é a velocidade da Terra com relação ao Sol considerando sua inclinação de aproximadamente  $60,2^\circ$  com o plano galáctico,  $\omega = \frac{2\pi}{365,25 \text{ dias}}$  é a velocidade angular da Terra em relação ao Sol, e  $t_0$  é a

fase representando o dia em que a velocidade da Terra é máxima em relação ao centro da galáxia, aproximadamente no 152º dia do ano.

Figura 4 – Esquema de movimentação da Terra pelo sistema solar levando-se em conta a presença de partículas de matéria escura. O movimento orbital da Terra causa a mudança de sua velocidade relativa ao halo de matéria escura.



Fonte: Quantum Diaries (2013).

Se adotarmos o modelo de WIMPs para as partículas de matéria escura, podemos calcular a seção de choque de interação destas com a matéria conhecida dada pela equação 2 (ARINA; DEL NOBILE; PANCI, 2015):

$$\frac{dR}{dE_r} = N_N \cdot \frac{\rho_0}{m_w} \cdot \int_{v_{min}}^{v_{max}} f(v) \cdot v \cdot \frac{d\sigma}{dE_r} \text{ (eq. 2)}$$

Onde  $N_N$  é o número de núcleos do material alvo,  $\rho_0$  é a densidade local de matéria escura,  $m_w$  é a massa do WIMP,  $f(v)$  é a distribuição de velocidade, normalmente tratada como sendo uma distribuição de Maxwell-Boltzmann,  $v$  é a velocidade do WIMP no referencial da Terra e  $\frac{d\sigma}{dE_r}$  é a seção de choque diferencial por energia da interação WIMP-núcleo.

Podemos ver que a seção de choque é diretamente proporcional à velocidade relativa dos WIMPs. Portanto, assim como a velocidade relativa destes varia com a época do ano. Do mesmo modo, os eventos gerados por WIMPs em um detector na Terra devem seguir uma distribuição que tenha uma modulação com período de um ano e mesma fase que a velocidade relativa da Terra.

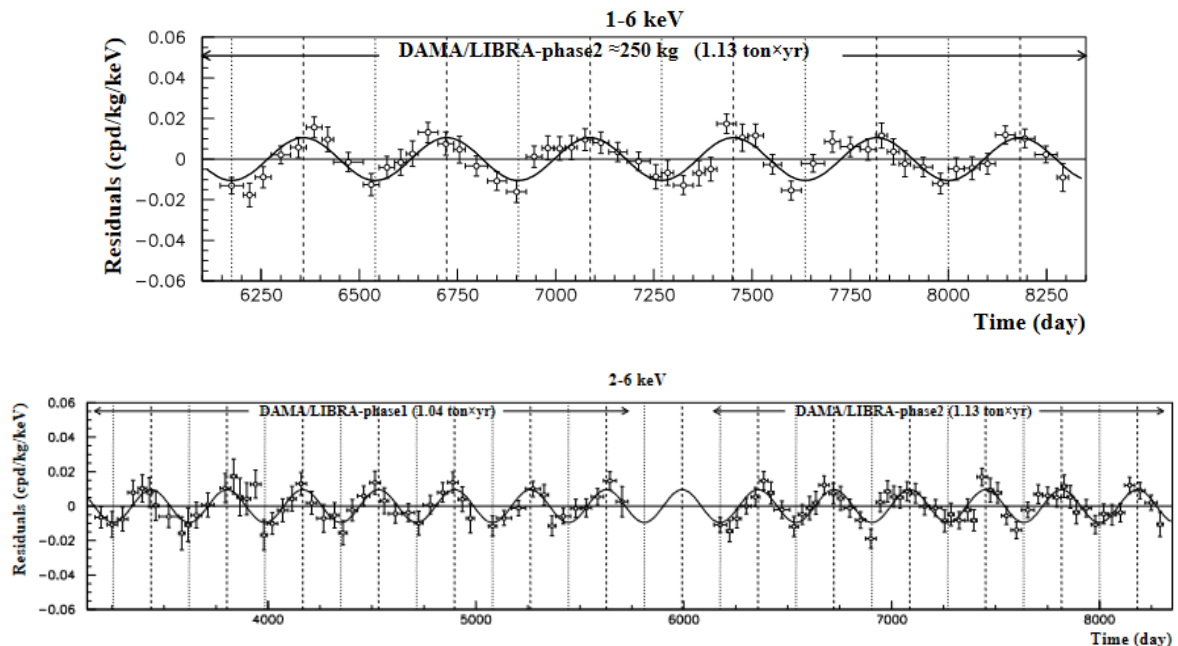
Este modelo é o adotado pelo experimento DAMA/LIBRA, que visa detectar a modulação de sinais gerada a partir da interação dos WIMPs com seus quase 250 kg de cristais de NaI(Tl). A modulação pode ser descrita como (FREESE; LISANTI; SAVAGE, 2013):

$$\frac{dR}{dE_R} = S_0(E_R) + S_m \cdot \cos[\omega \cdot (t - t_0)] \quad (\text{eq. 3})$$

Onde  $\frac{dR}{dE_R}$  é a taxa diferencial de eventos para uma dada energia  $E_R$ ,  $S_0$  é a taxa média de eventos e  $S_m$  é a amplitude da modulação.

Com mais de quinze anos de funcionamento, o experimento publicou resultados de medidas de uma amplitude de modulação não-compatível com zero dentro de  $9,5\sigma$  de confiança para energias de recuo nuclear entre 1 e 6 keV, e  $12,9\sigma$  no intervalo de 2 a 6 keV, o que seria uma prova da existência de WIMPs como explicação para a natureza da matéria escura. Os resultados dos sinais do experimento estão na Figura 5 (BERNABEI *et al.*, 2018).

Figura 5 – Primeiros resultados do experimento DAMA/LIBRA em sua segunda fase para os intervalos de energia de 1 a 6 keV e 2 a 6 keV



Fonte: BERNABEI *et al.* (2018).

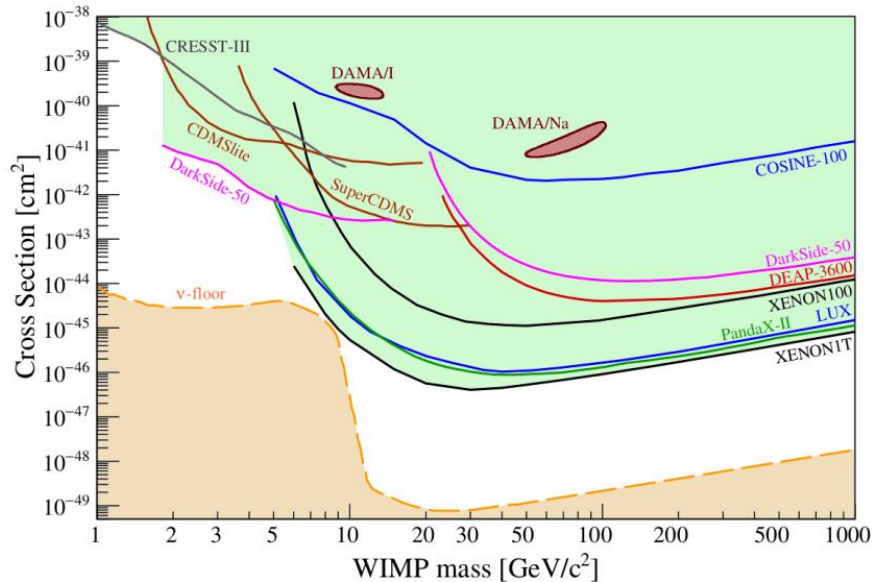
A linha contínua da Figura 5 é o modelo ajustado a partir da equação 3 subtraindo-se  $S_0$ . As unidades são de contagens por dia/kg/keV, ou cpd/kg/keV.

Apesar disso, o experimento DAMA/LIBRA carrega uma peculiaridade por ser o único experimento a demonstrar sinais de matéria escura em sua região de busca de massa e seção de choque, pois muitos outros experimentos também buscaram sinais semelhantes na mesma região, assim como outros com sensibilidade de várias ordens de grandeza maior tanto para a região de massa dos possíveis WIMPs como para seção de choque, e nenhum destes reportou resultados semelhantes.

Uma sumarização dos experimentos, incluindo os experimentos DAMA/LIBRA e COSINE-100, e suas sensibilidades com respeito à seção de choque e massa de WIMP, está na Figura 6 (FROBORG; DUFFY, 2020).

Com isso, o experimento DAMA/LIBRA estaria em uma região de sensibilidade que o tornaria impossibilitado de observar sinais de matéria escura, o que torna seus resultados positivos contraditórios a todos os outros experimentos semelhantes.

Figura 6 – Gráfico de exclusão de massa do WIMP vs seção de choque de diversos experimentos de matéria escura pelo mundo



Fonte: SCHUMANN (2019).

Teoricamente, as curvas colocam um limite superior para massa e seção de choque dos WIMPs, ou seja, qualquer experimento cujo detector tenha sensibilidade para seção de choque e massa acima da curva não tem capacidade para visualizar sinais de matéria escura. Porém o experimento DAMA/LIBRA está nessa “zona proibida”.

Apesar da aparente contradição, os resultados do experimento DAMA/LIBRA existem e, por isso, pedem uma investigação mais apurada.

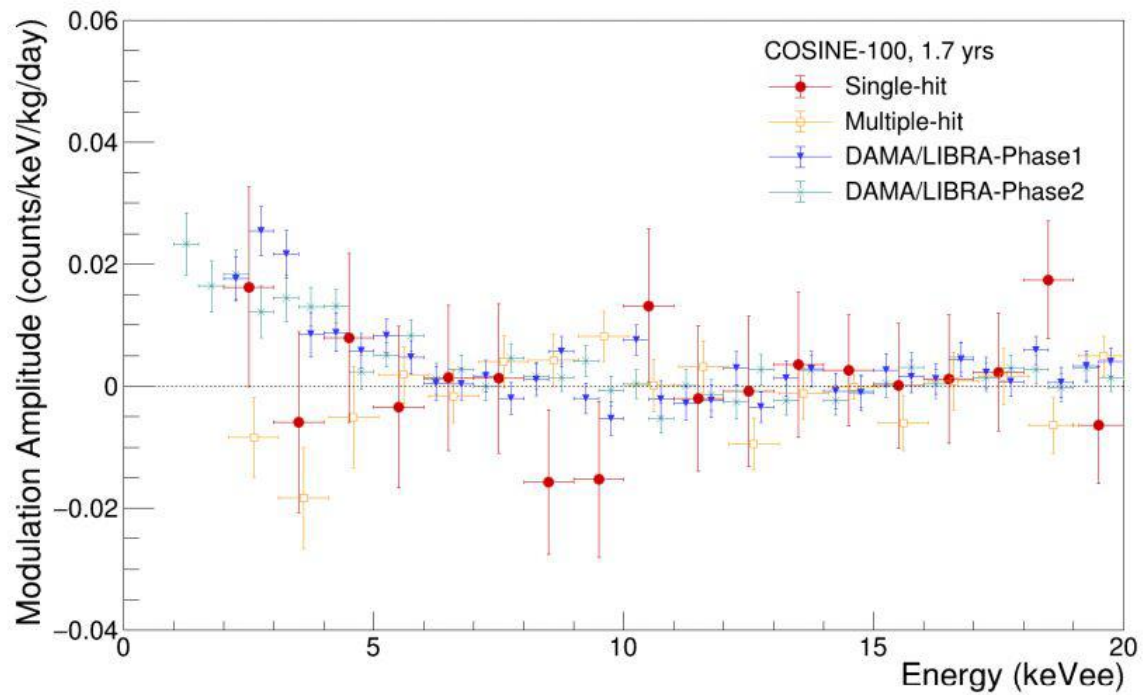
Um dos diferenciais do experimento DAMA/LIBRA é a escolha de seu detector. Até a publicação de seus resultados, ele era o único a utilizar cintiladores de NaI(Tl). Por isso, um dos argumentos da possível sensibilidade extraordinária do experimento era o uso do material diferenciado. Portanto, a comprovação de seus dados requeria a criação de experimentos com o mesmo tipo de detector.

Para tal feito, novas colaborações foram criadas visando replicar o experimento para verificar seus resultados. Alguns destes são o experimento ANAIS e o experimento COSINE-100. Este último será o foco deste trabalho.

Ambos, ANAIS e COSINE-100, já publicaram seus primeiros resultados para a busca de modulação anual de WIMPs. ANAIS apresentou resultados compatíveis apenas com a modulação nula, enquanto o experimento COSINE apresentou resultados que são compatíveis tanto com a hipótese de uma modulação nula como com os resultados do experimento DAMA/LIBRA, dadas suas incertezas. Ambos os resultados para medida de amplitude de modulação estão nas Figuras 7 (ADHIKARI, G. *et al.*, 2019) e 8 (AMARÉ, J. *et al.*, 2019).

Um dos planos futuros para o experimento COSINE é o aumento do número de cintiladores de NaI(Tl), chegando a 200 kg de material. Atualizações tanto na parte física do experimento como nos métodos de seleção de eventos e maiores tempos de exposição são uma tentativa na busca da resposta final sobre os resultados de modulação anual.

Figura 7 – Resultados observados de amplitudes de modulação para as diferentes regiões de energia de recuo nuclear do experimento COSINE-100 com 1,7 anos de exposição, comparados com os resultados do experimento DAMA/LIBRA

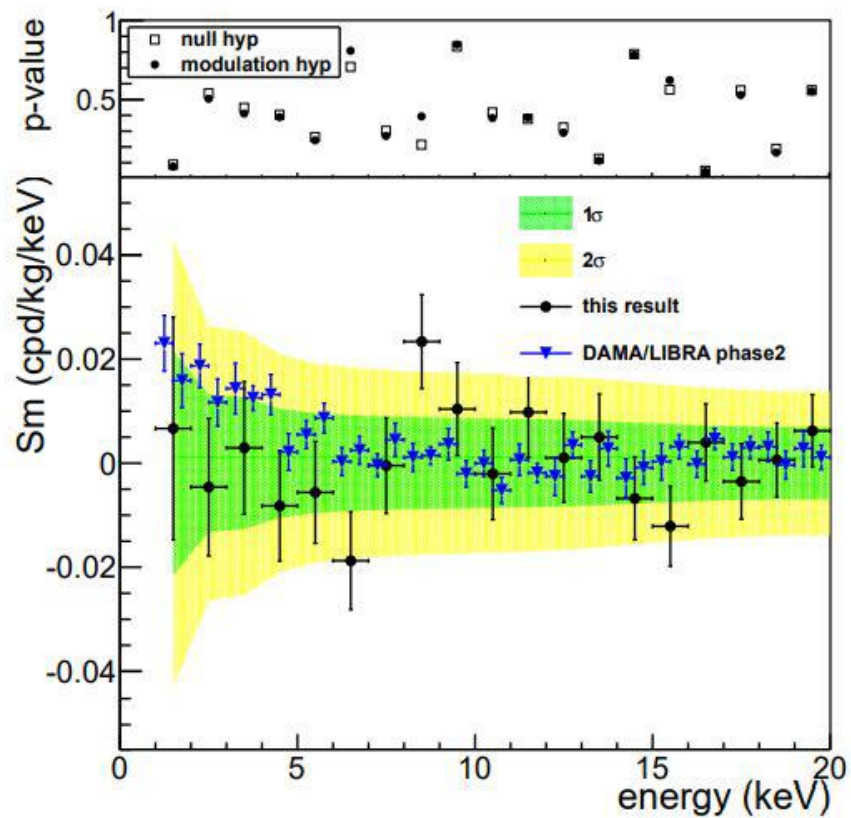


Fonte: ADHIKARI *et al.* (2019).

Podemos ver na Figura 7 que os resultados são compatíveis tanto com a amplitude nula como com a amplitude vista pelo experimento DAMA/LIBRA, dadas ambas as incertezas experimentais obtidas até a publicação dos resultados.



Figura 8 – Amplitudes de modulação observadas no experimento ANAIS para modulação anual de WIMPs para diferentes regiões de energia em comparação com as medidas do experimento DAMA/LIBRA



Fonte: AMARÉ *et al.* (2019).

Os resultados observados na Figura 8 foram compatíveis somente com a hipótese de amplitude nula de modulação, dadas as incertezas. Na Figura 8 estão as amplitudes de modulação medidas no experimento ANAIS, em contagens por dia por kg por keV, para diferentes energias, em comparação com as amplitudes medidas no experimento DAMA/LIBRA.



### 3 EXPERIMENTO COSINE-100

A colaboração entre as colaborações de pesquisa KIMS e DM-Ice deu origem ao experimento COSINE-100, localizado no laboratório subterrâneo de Yangyang (Y2L), interior da Coreia do Sul, a aproximadamente 700 m abaixo da superfície, com o objetivo de comprovar ou refutar os dados experimentais coletados pelo DAMA/LIBRA a respeito da modulação anual de WIMPs (ADHIKARI, G *et al.*, 2018).

Com início da tomada de dados em setembro de 2016, o experimento consiste em 8 cristais de Iodeto de Sódio (NaI) dopados com Tálcio de alta pureza e acoplados a duas fotomultiplicadoras (PMTs ou *Photomultiplier Tubes*).

Essa parte principal do experimento está rodeada por diversas camadas de blindagem ativa e passiva para radiações de fundo: os cintiladores estão imersos em 2200 litros de cintilador líquido que atuam passivamente como blindagem para radiação de fundo e ativamente para detecção de partículas de origem radiológica, como radiação beta e gama, principalmente as provindas do próprio cristal e proximidades.

O cintilador líquido, por sua vez, está contido em uma caixa de Cobre de 3 cm de espessura, que é totalmente coberta por uma camada de aproximadamente 20 cm de espessura de chumbo. No entorno da estrutura estão 37 cintiladores de plástico que também atuam como veto de modo ativo e passivo, principalmente para partículas de origem cósmica e de mais alta energia em relação à radiação interna do detector e aparato experimental, como múons.

Os sinais das PMTs de cada detector são digitalizados a partir de um ADC para análise posterior com resolução temporal de 16 ns. Todos os dados são salvos em arquivos .root a cada duas horas corridas de aquisição, e os dados passam por verificações de qualidade semanais por membros da colaboração, além de um monitoramento a longo prazo, o chamado monitoramento lento, das condições ambientais da sala do experimento e da qualidade e coerência dos dados em geral.

#### 3.1 Componentes do experimento

A seguir serão apresentados os componentes do experimento COSINE-100 com mais detalhes. As informações são retiradas de ADHIKARI, G *et al.* (2018), PRIHTIADI *et al.* (2018) e ADHIKARI, G. *et al.* (2021).

### 3.1.1 Cristais de NaI(Tl)

Os oito cristais cintiladores do experimento foram desenvolvidos em colaboração com a empresa Alpha Star Inc., e seu desenvolvimento a partir de diferentes levas de pó próprio para o procedimento é um trabalho que a colaboração continua a desenvolver e melhorar.

Os cristais são cilíndricos, de diferentes tamanhos, e envoltos em dez camadas de 250  $\mu\text{m}$  de filme reflexivo de politetrafluoretileno (PTFE) antes de serem colocados em tubos feitos de Cobre livre de Oxigênio (OFC) de 1,5 mm de espessura, com janelas de quartzo de 12 mm em cada extremidade. Cada cintilador é acoplado a duas PMTs de 3 polegadas da marca Hamamatsu com acoplamento por gel óptico de alta viscosidade.

Os tamanhos de cada cristal e respectiva massa estão na Tabela 1. Quantidades de contaminantes radiológicos provindos da produção dos cristais e o material utilizado em cada um são listados em ADHIKARI, G *et al.* (2018). A disposição dos cristais está esquematizada na Figura 9.

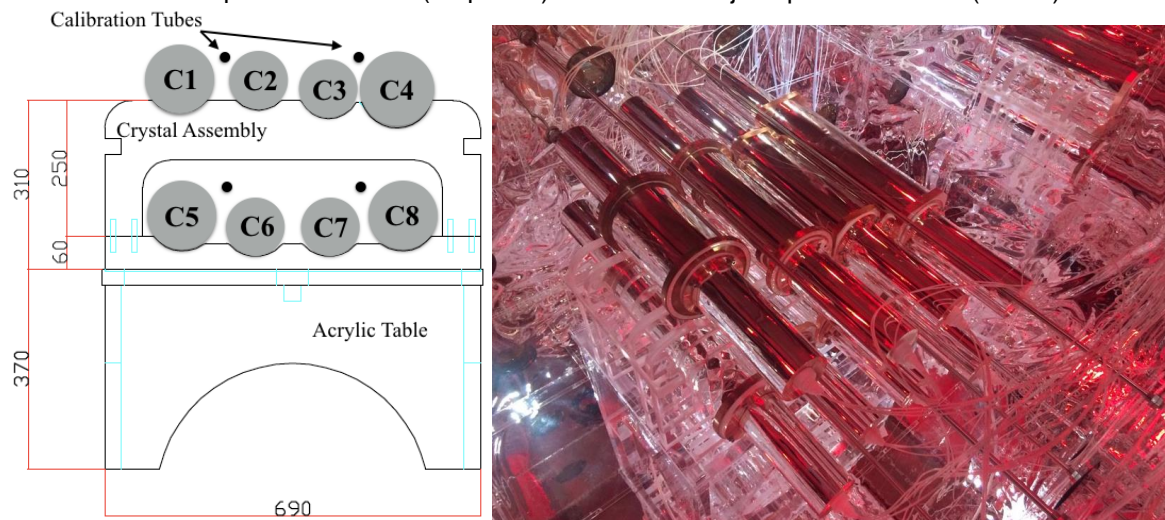
Os cristais foram calibrados em energia a partir de fontes de radiação gama de Am-241, Co-57, Cs-137 e Co-60 antes do começo da aquisição de dados para terem uma escala de energia. Também foram monitorados os níveis de contaminação radiológica interna provenientes do processo de criação dos cristais, como a presença de U-238 e Th-232, com o objetivo de serem levados em conta na radiação de fundo para fins de análise, a partir dos dados de energia registrados pelos próprios detectores de cristal.

Tabela 1 – Dimensões e massas de cada cristal cintilador de NaI(Tl) que compõem o experimento COSINE-100

Cristal	Massa (kg)	diâmetro x comprimento (polegadas)
1	8,3	5,0 x 7,0
2	9,2	4,2 x 11,0
3	9,2	4,2 x 11,0
4	18,0	5,0 x 15,3
5	18,3	5,0 x 15,5
6	12,5	4,8 x 11,8
7	12,5	4,8 x 11,8
8	18,3	5,0 x 15,5

Fonte: Elaborado pelo autor.

Figura 9 – Esquema da disposição dos cristais cintiladores representados nas posições de C1 a C8 sobre o suporte de acrílico (esquerda) e foto do arranjo experimental real (direita)



Fonte: ADHIKARI *et al.* (2018).

### 3.1.2 Cintilador líquido

Os 2200 litros de cintilador líquido (LS) são formados por uma mistura de Linear Alquil Benzeno (LAB) com adição de 110 litros de uma solução de 2,5-difeniloxazol (PPO) com p-bis-(o-metilestiril)-benzeno (bis-MSB) pré-preparada que serve como deslocador de comprimento de onda, na proporção de 1 para 20, entre solução e LAB. A mistura do cintilador foi feita em um laboratório ao nível do solo antes de ser transferida para o laboratório Y2L a 700 m de profundidade. Ela foi

transferida para o recipiente de acrílico localizado dentro da proteção de Cobre passando por dois filtros de poros de  $0,1 \mu\text{m}$ .

Para prevenir possíveis contaminações provindas do PPO, foi feito um método de extração de impurezas com água deionizada  $17\text{M}\Omega$ . Para remoção da água após o tratamento, foi bombeado  $N_2$  gasoso pelo líquido até que a umidade residual fosse de aproximadamente 20 ppm de água (YEH; GARNOV; HAHN, 2007).

Medidas feitas com um protótipo anterior determinaram que a contribuição da radiação de fundo do cintilador líquido é insignificante para os sinais dos cristais de NaI(Tl).

### 3.1.3 Blindagem passiva

O detector conta com duas camadas principais de blindagem passiva. A caixa feita de OFC envolve o cintilador líquido e serve de blindagem para fontes externas de radiação gama. Tem dimensões de 152 cm (Largura) x 142 cm (Comprimento) x 142 cm (Altura) e suas paredes têm 3 cm de espessura.

O castelo de chumbo que envolve a caixa de Cobre tem 20 cm de espessura e é formado por tijolos de 20 cm x 10 cm x 5 cm, de modo que a metade interna é de chumbo de baixa contaminação, com baixa concentração de radioisótopos como Urânio-238 e Tório-232 (menos de 7 ppt), enquanto a parte exterior é formada por chumbo com 99,99% de pureza. Cada tijolo foi limpo com uma solução de álcool antes de ser colocado.

Os níveis de radiação de ambas as camadas também foram medidos e são levados em conta, como fontes de radiação de fundo para a análise de matéria escura.

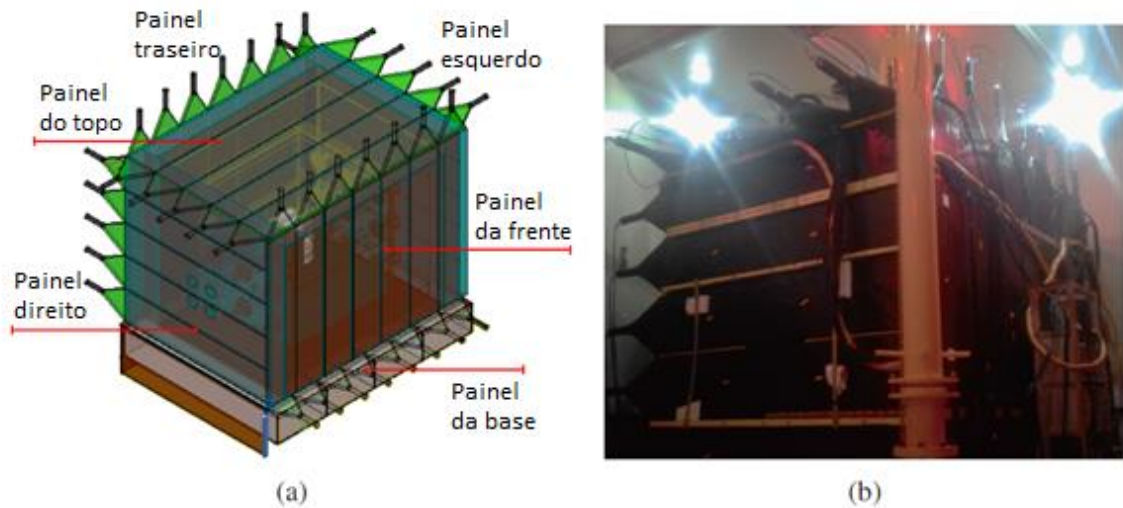
### 3.1.4 Cintiladores plásticos

Os cintiladores plásticos do experimento são o principal veto para eventos de múons, com eficiência medida de mais de 99% para esses eventos (PRIHTIADI *et al.*, 2018). São 37 painéis feitos de EJ-200 da fabricante Eljen com 3 cm de espessura e colocados ao redor de todo o experimento em uma formação quase cúbica. Os painéis normalmente são designados quanto à sua localização, chamados de painel do topo (*top*), da base (*bottom*), da direita (*right*), da esquerda

(left), da frente (*front*) e traseiro (*back*). Os nomes e painéis a que se referem podem ser vistos na Figura 10, assim como o detector já montado.

O painel do topo apresenta 5 cintiladores de 282 cm com uma PMT acoplada a cada extremidade. Os outros painéis têm cintiladores de aproximadamente 2 m com apenas uma PMT acoplada a uma de suas extremidades. A quantidade de cintiladores e seus tamanhos estão na Tabela 2. Essas informações serão particularmente relevantes quando lidarmos com a localização dos eventos de múons.

Figura 10 – (a) Localização dos cintiladores plásticos e o nome dos respectivos painéis no experimento. (b) Foto do experimento propriamente dito, com os cintiladores plásticos instalados



Fonte: PRIHTIADI *et al.* (2018).

Tabela 2 – Comprimentos, larguras e quantidades dos cintiladores plásticos do experimento COSINE-100 separados por painel

Painel	Comprimento (cm)	Largura (cm)	Quantidade
Topo	282	40	5
Frente	205	40	5
	207	33	2
Traseiro	202	40	5
	202	33	2
Direito	204	40	5
Esquerdo	204	40	5
Base	207	33	6
	205	40	2

Fonte: Elaborado pelo autor.

Como a seleção de eventos para detecção de múons e os cintiladores plásticos são particularmente importantes para a análise posterior, eles serão abordados novamente com mais detalhes em um próximo capítulo.

### 3.2 Sistema de aquisição de dados (DAQ)

O sistema de aquisição de dados (DAQ) do COSINE-100 consiste em 8 módulos flash conversores analógico-digital (FADC), 2 módulos flash conversores analógico-digital sensíveis a carga (M64ADC), totalizando 92 canais de leitura, além de uma placa de *triggers* e relógios (TCB), 4 pré-amplificadores, sistema de alta voltagem (HV) e processadores Linux (ADHIKARI, G *et al.*, 2018).

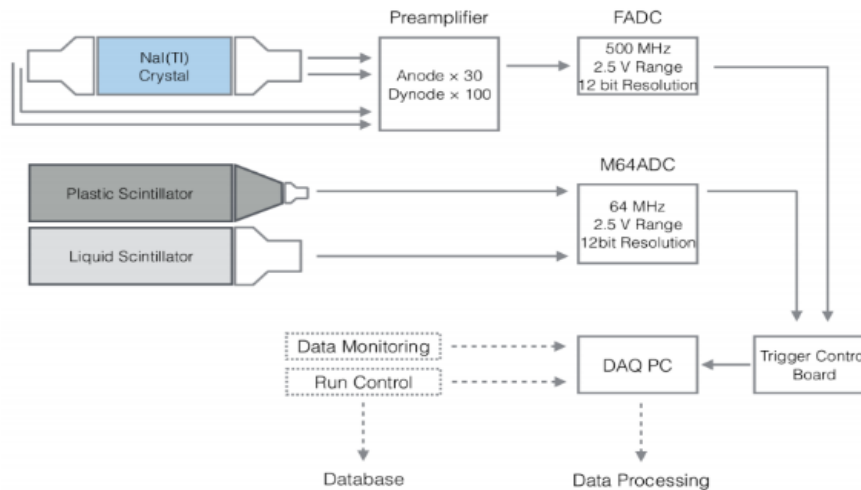
Conectado ao M64ADC estão os sinais das 18 PMTs do cintilador líquido, que são amplificadas em um fator de 30, e as 42 PMTs dos cintiladores plásticos, que são conectadas diretamente aos módulos. Ao FADC são conectados os 32 sinais dos anodos e dinodos dos cristais, sendo que cada cristal apresenta um par anodo-dinodo. Os sinais dos anodos são amplificados em um fator de 30 e gera os *triggers* para a aquisição de dados dos cristais, enquanto o dinodo tem seu sinal amplificado em um fator de 100 e não gera *triggers*.

Os *triggers* globais são providos do módulo TCB, que também sincroniza os relógios dos módulos. Os dados são armazenados no computador ligado ao DAQ em arquivos .root e depois são enviados e reprocessados no *Institute for Basic Science* da Coreia do Sul e na Universidade de Yale.

Um fluxograma dos sistemas é representado na Figura 11.

O suprimento de alta voltagem das PMTs é realizado por 8 módulos HV CAEN A1535N. O experimento se utiliza de 8 CAEN A1535N, 2 módulos com 24 canais e 6 com 12 canais. Todos os módulos fornecem até 3.5 kV com polaridade negativa, suficiente para o funcionamento de todas as PMTs do experimento.

Figura 11 – Fluxograma do caminho dos sinais no experimento COSINE-100 com os sistemas de aquisição descritos



Fonte: ADHIKARI, G *et al.* (2018).

### 3.2.1 M64ADC

Os dois módulos M64ADC coletam os dados dos cintiladores líquidos e plásticos a 64 MegaSamples por segundo (MS/s). Cada módulo tem 32 canais com intervalo dinâmico de input de 2 Vpp e resolução de 12 bits. A informação de *trigger* vem do TCB e os dados são transferidos para o computador por uma porta USB3.

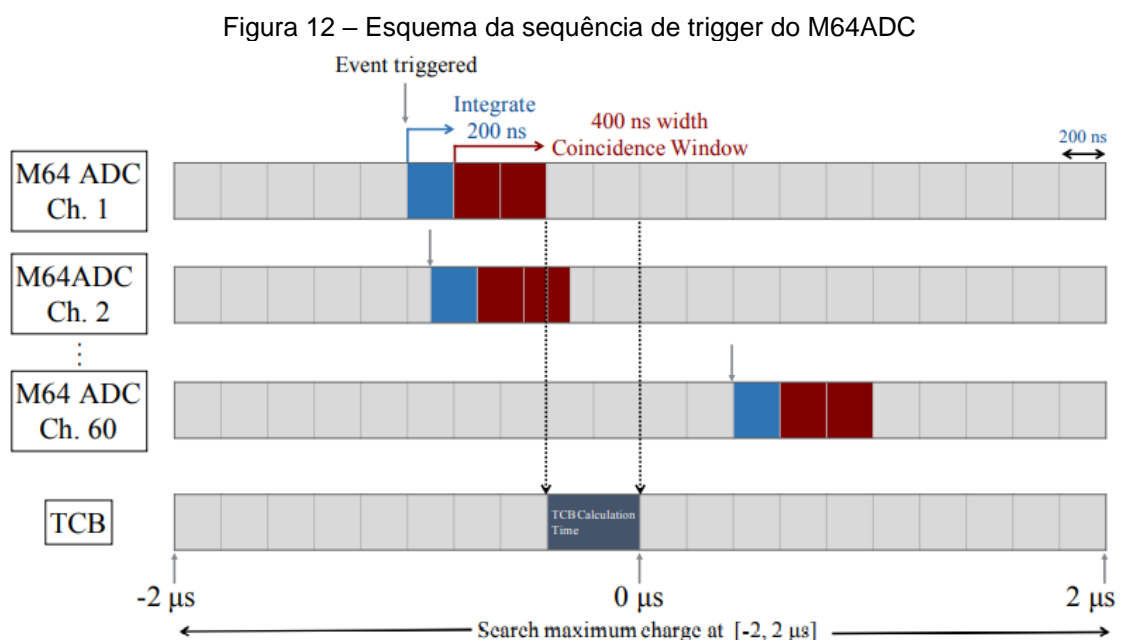
Os módulos M64ADC fornecem os dados de hora do evento e sua carga integrada segundo o *preset* do *field programmable gate array* (FPGA). O *input* analógico é digitalizado a cada 16 ns e, quando recebe um *trigger*, o módulo integra o sinal de entrada por 192 ns, retornando a soma da carga integrada como um número de contagens do ADC. Os 192 ns são maiores que o tempo de decaimento do sinal dos cintiladores plásticos e líquido para correta coleta de dados. Uma

implicação do tempo mínimo de 16 ns de aquisição de dados aparecerá no estudo de trajetória de múons.

Para a seleção de eventos causados por múons e remoção da radiação de fundo causada por raios gama de fontes exteriores aos painéis, há um *threshold* de 4000 contagens para o ADC (aproximadamente 125 pC). A grande parte dos eventos causados por múons tem carga integrada superior a 12000 contagens. Nos painéis superiores, cujos cintiladores possuem duas PMTs, os sinais adquiridos devem ser individualmente maiores que 4000 contagens para serem computados.

Quando um múon atravessa o detector, dependendo de sua trajetória e energia, ele pode gerar sinais em ao menos dois cintiladores plásticos de lados diferentes ou um sinal em apenas um dos detectores plásticos e no cintilador líquido, caso pare no meio deste último.

Quando um dos canais do M64ADC ultrapassa o *threshold*, uma janela de 400 ns para coincidência de eventos é aberta. Se o *trigger* de outro canal do módulo também ultrapassa o *threshold* nessa janela de tempo, o módulo envia um sinal para o TCB, que envia um sinal ao FADC e ao M64ADC para salvar os dados do evento. Então uma janela de *gate* de 4  $\mu$ s é aberta pelo M64ADC, com o final do tempo do TCB no meio da janela. Nesse intervalo, são salvos os valores máximos de carga e o tempo correspondente para cada canal. Um esquema da sequência de *triggers* está na Figura 12.



Fonte: ADHIKARI, G. *et al.* (2018).



Os eventos são considerados coincidentes quando os sinais de pelo menos duas PMTs, sejam elas dos cintiladores plásticos ou líquidos, ocorrerem simultaneamente dentro de um intervalo de 400 ns. Os quadrados azuis da Figura 12 representam o tempo de integração de carga e os quadrados vermelhos são a janela de coincidência de 400 ns. O tempo do TCB representa o tempo necessário para que o TCB receba a informação do M64ADC e gere um trigger global.

### 3.2.2 FADC

Os sinais analógicos dos cristais de NaI(Tl) são digitalizados pelos 8 módulos FADC a 500 MS/s. Cada ADC tem 4 canais de *input* com conectores SMA. Cada canal tem range dinâmico de 2,5 Vpp e resolução de 12 bits.

O *trigger* de eventos é dado pelo sinal do anodo de cada PMT ligada a cada cristal e provém de um FPGA.

O anodo tem sensibilidade para detecção de eventos que geram um único fotoelétron nos cristais e, por isso, é o mais usado na análise de sinais de matéria escura. O dinodo tem sensibilidade maior para captar sinais de partículas que depositam mais energia, como os provindos de partículas alfa, e é usado principalmente para monitorar os sinais de fundo internos do cristal. Como as PMTs usadas apresentam não linearidades em sinais com energia superior a 1 MeV (KIM, K. *et al.*, 2015), o quinto dinodo é usado para gravação de sinais acima dessa energia.

As formas de onda captadas dos sinais das duas PMTs de cada cristal são gravadas quando há uma coincidência de sinais entre os dois anodos das PMTs do mesmo cristal dentro de um intervalo de 200 ns. Os *thresholds* usados são de 6 mV, equivalente a 10 contagens do ADC ou 0,2 fotoelétrons.

No caso do dinodo, os sinais são gravados quando há um *trigger* global no TCB. Se há uma coincidência de sinal entre as duas PMTs de um mesmo cristal, um sinal de *trigger* é enviado para o TCB e o FADC salva as formas de onda provindas dos sinais elétricos das PMTs em todos os canais num intervalo de 8  $\mu$ s, começando aproximadamente 2,4  $\mu$ s antes do sinal do *trigger*. As informações pré-*trigger* são armazenadas na memória DRAM da placa do FADC, que pode armazenar sinais de até 64  $\mu$ s.

### 3.2.3 TCB

Os sinais de *trigger* provindos do FADC ou do M64ADC são enviados para o TCB, onde um *gate* global é criado.

Há dois tipos diferentes de *trigger*:

O primeiro é o provindo do FADC, o que leva ao salvamento de todos os dados tanto do FADC como do M64ADC. Essa é a chamada gravação passiva de dados.

O segundo provém somente do M64ADC. Portanto, é criado pelos sinais somente dos cintiladores plásticos e líquido. Nesse caso, os dados dos canais do FADC não são necessariamente salvos. Essa é a chamada gravação ativa dos dados.

Os *triggers* globais são enviados para todos os canais do FADC e/ou do M64ADC ao mesmo tempo, a depender do tipo de *trigger*. A lógica de criação dos *triggers* e *gates* para cada módulo já foi discutida. O TCB possui 40 slots do tipo RJ-45 e a comunicação entre o TCB e os módulos é feita via cabo Ethernet.

O TCB também sincroniza as contagens dos relógios dos módulos para sincronizar o tempo adquirido em cada evento.

Uma dificuldade já relatada pelos experimentos KIMS-Nal (KIM, S. C. *et al.*, 2012) e DM-Ice (CHERWINKA *et al.*, 2014), antecessores ao COSINE, refere-se a quando múons energéticos atravessam diretamente os cristais, acionando uma grande quantidade de *triggers* superior à capacidade do DAQ. Isso ocorre devido ao elevado número de eventos induzidos por múons.

Para prevenir a saturação do DAQ, há o acréscimo de um tempo morto de 1 ms de hardware ao canal do FADC que gera o *trigger*. Como a frequência média de *triggers* enviados do DAQ para os FADCs é de aproximadamente 15 Hz, o tempo morto corresponde a aproximadamente 1,5% do tempo total.

## 3.3 Monitoramento lento

Para garantir a estabilidade da tomada de dados e verificar possíveis mudanças no ambiente do experimento, há um monitoramento contínuo das condições ambientais dentro da sala do experimento, assim como das condições dos canais de entrada de sinais e de alta voltagem. Os dados de monitoramento são

disponibilizados on-line através de um site e são checados várias vezes ao dia pelos membros da colaboração segundo uma ordem preestabelecida de monitoramento.

O software responsável pelo armazenamento das informações do monitoramento lento é chamado InfluxDB. O software utilizado para visualização e monitoramento desses parâmetros é o Grafana, que apresenta a interface on-line exemplificada na Figura 13.

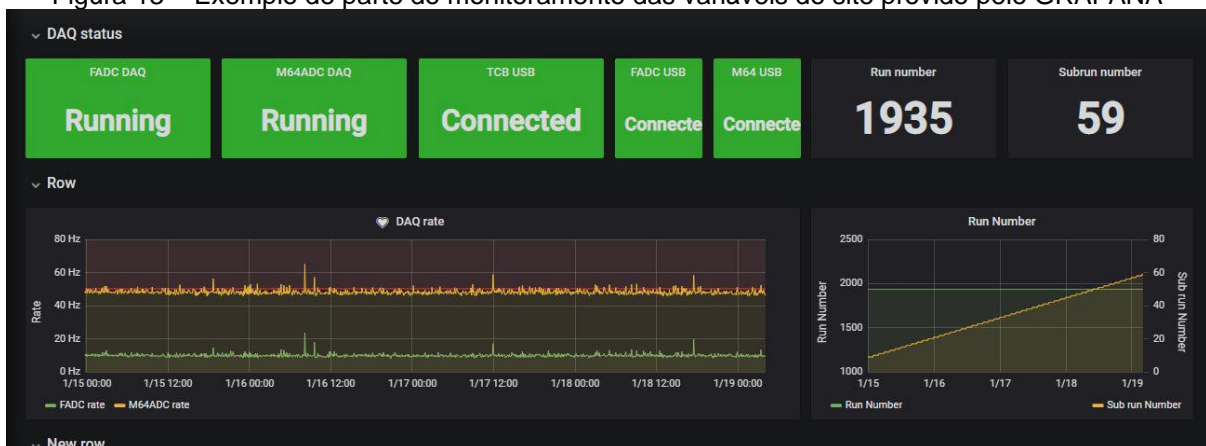
Os parâmetros monitorados são:

- **Temperatura ambiente e de partes do detector:** A temperatura é monitorada em várias posições tanto do arranjo experimental como da sala em que está localizado e nos corredores que dão acesso a ela. Para isso, é utilizado um data-log par-termoelétrico de 8 canais TC-08, da Pico Technology. Oito termopares tipo K são conectados ao data-logger. Três desses sensores estão instalados dentro da caixa de Cobre, em contato com o cintilador líquido, enquanto os outros 5 monitoram as temperaturas da sala e do túnel.
- **Alta tensão:** Os terminais de alta voltagem da CAEN HV são monitorados pelo software da própria empresa. Todas as tensões, correntes e status de funcionamento das PMTs têm seus dados computados a cada minuto.
- **Umidade relativa:** Três sensores MM2001 analógicos, fabricados pela Maxdetec, medem a umidade relativa local. Esses sensores são conectados ao servidor de monitoramento via módulo DAQ Labjack U3, também usado para o monitoramento da baixa tensão utilizada nos pré-amplificadores.
- **Nível de Oxigênio:** Os níveis de oxigênio da sala do detector são monitorados com um dispositivo Lutron O2H-9903SD com uma porta RS-232 para comunicação serial. Por motivos de segurança, o nível de oxigênio também é informado na entrada da sala do detector.
- **Refrigeração:** O ar da sala é refrigerado por um equipamento de refrigeração de ar-condicionado. A empresa Korea Air Conditioning Technology fornece

um protocolo de comunicação baseado no RS-485 e Modbus para monitoramento do status do equipamento de refrigeração, como temperatura e umidade.

- **Eletricidade:** Os equipamentos de monitoramento são protegidos por um UPS (*uninterruptible power supply*) on-line de 80 KVA, fabricado pela Ewah Electronics.
- **Níveis de radônio:** Um RAD7 da Durridge Company é utilizado para o monitoramento dos níveis de radônio na sala do detector. Essa medida é realizada a cada 30 minutos.

Figura 13 – Exemplo de parte do monitoramento das variáveis do site provido pelo GRAFANA



Fonte: Elaborado pelo autor.

Podemos ver o status dos módulos de aquisição de dados, taxa de trigger dos ADCs e atual *run* e *sub run* de tomada de dados, onde uma *sub run* corresponde ao armazenamento de aproximadamente duas horas de dados e a *run* representa um conjunto de *sub runs*.

### 3.4 Monitoramento de qualidade dos dados

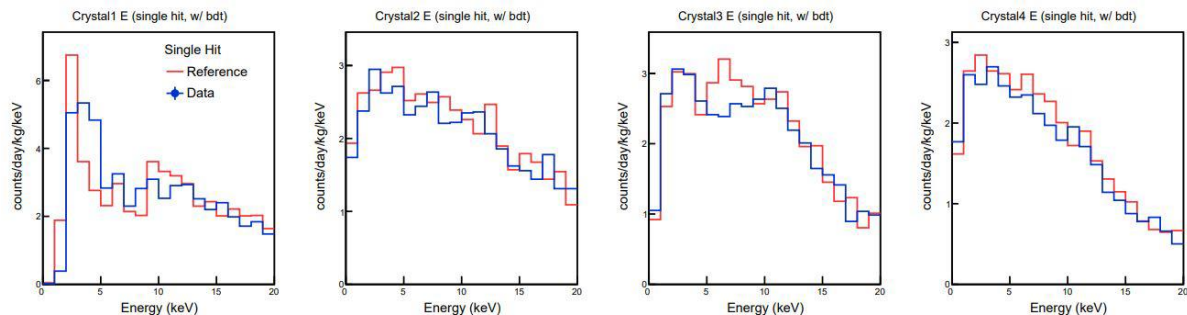
A cada duas horas, o sistema salva todos os dados em um arquivo *.root* que representa uma *sub run* do experimento. Tais dados são submetidos ao servidor dedicado ao monitoramento desses dados.

Para garantir a estabilidade da aquisição de dados propriamente, os dados de todos os detectores também são monitorados semanalmente pela colaboração. O monitoramento de qualidade de dados serve também para identificação de *sub runs* que apresentem problemas como saturação dos ADCs, mudança nos pedestais ou *thresholds* das PMTs, e mudanças bruscas nos espectros das PMTs, tais como picos de voltagem que cheguem a saturar os canais dos ADCs.

O sistema de monitoramento apresenta 26 variáveis do FADC: 1 para o total da taxa de *trigger*, 8 para variáveis dos cristais e 17 para variáveis das PMTs; e 6 para o M64ADC (1 para o total da taxa de *trigger*, 2 para as PMTs dos cintiladores plásticos e 3 para as PMTs dos cintiladores líquidos). Essas variáveis são produzidas sobrepostas com ajustes de referência. As referências para as medidas são atualizadas frequentemente.

A Figura 14 apresenta um exemplo de variável monitorada. Os desvios entre a variável e valores de referência podem indicar que algo anormal ocorreu no período de 2 horas de uma *sub run*.

Figura 14 – Exemplo de variáveis monitoradas, no caso a energia medida nos eventos detectados nos cristais 1, 2, 3 e 4



Fonte: Elaborado pelo autor.

Em vermelho na Figura 14 está a referência retirada de dados considerados bons em monitoramentos anteriores. Em azul estão os dados da *sub run* atual.

## 4 SELEÇÃO DE EVENTOS E DETECÇÃO DE MÚONS

Uma parte importante para a análise de eventos gerados por matéria escura é o estudo das radiações de fundo que podem interferir nas medições. A relevância desse tipo de estudo é maior por eventos de WIMPs serem relativamente raros, dado que esperamos aproximadamente 0,13 eventos/kg/ano ou, no caso do experimento COSINE-100, que é o foco deste trabalho, cerca de 13 eventos ao ano (ARINA; DEL NOBILE; PANCI, 2015). Por isso, o conhecimento de todas as fontes de radiação presentes no detector é muito necessário.

Neste trabalho, vamos focar nas radiações de fundo mais relevantes no experimento COSINE-100, em especial a radiação cósmica de múons.

O experimento COSINE-100 está localizado a aproximadamente 700 m abaixo do solo (cerca de 2000 m equivalentes de água), com o intuito de reduzir a incidência de raios cósmicos, que são barrados naturalmente pela rocha. Além disso, também temos as diversas camadas de proteção para radiação instaladas em seu interior, como a barreira de chumbo e o próprio cintilador líquido.

Apesar de essa proteção barrar a maior parte da radiação externa, há dois fatores de fundo que ainda são importantes a se considerar: a radiação de componentes do próprio detector e os múons de origem cósmica.

Há várias contaminações de isótopos radioativos em componentes do experimento, incluindo os cintiladores de NaI(Tl), que apresentam radiação de U-238, Th-232, K-40 e Pb-210. Essas radiações já foram estudadas pelo grupo e têm seus resultados publicados, sendo levadas em conta na análise final. Aqui vamos focar no estudo de múons (SOUZA *et al.*, 2020) (ADHIKARI, P. *et al.*, 2018).

Múons são produto do decaimento de píons e káons que surgem devido à interação de raios cósmicos com os átomos de gases da alta atmosfera. Os raios cósmicos, geralmente átomos de He, prótons e elétrons, interagem com átomos de gases da atmosfera, gerando chuvaros eletromagnéticos que podem liberar píons e káons. Por terem vida média curta, essas partículas decaem em múons muito energéticos segundo as equações:

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \nu_{\mu} (\bar{\nu}_{\mu})$$

$$k^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \nu_{\mu} (\bar{\nu}_{\mu})$$

Onde  $\pi$  representa os píons,  $k$  representa os káons,  $\mu$  representa o múon e  $\nu_\mu$  representa o neutrino do múon.

Múons energéticos têm vida média relativamente grande, de aproximadamente  $2 \mu\text{s}$ . Por terem velocidades relativísticas e uma seção de choque de interação muito pequena para átomos, eles podem viajar através da atmosfera ou da crosta terrestre sem decair ou interagir por distâncias de vários quilômetros. Por isso, podem chegar a atingir os detectores do experimento.

A interação de múons com os átomos de Na e I dos detectores pode gerar espalhamento de nêutrons, que geram sinais em nossos detectores da mesma ordem de energia esperada para os WIMPs, o que os torna de grande importância para a análise, já que tais sinais podem levar a uma interpretação errônea dos dados, criando uma falsa amplitude de modulação.

Como a seleção de eventos de múons no detector será parte importante da análise, este capítulo irá abordá-la com mais detalhes.

Eventos de múons são detectados quando depositam energia acima do mínimo de ionização do material dos cintiladores plásticos, que é de aproximadamente 6 MeV para nossos detectores (PRIHTIADI *et al.*, 2018) (PATRIGNANI *et al.*, 2016). Esse valor é maior que a energia esperada para as outras radiações beta e gama presentes no experimento.

O fluxo de múons no laboratório é naturalmente menor que em regiões mais próximas da superfície, devido ao leito rochoso acima deste. Esse foi medido na sala do experimento antes da instalação dos cintiladores plásticos, com valor de  $136 \pm 7$  múons/m<sup>2</sup>/s (PRIHTIADI *et al.*, 2018).

#### 4.1 Caracterização dos sinais de múons

Como já mencionado no capítulo 3.2.1, os *triggers* dos cintiladores plásticos são acionados quando ao menos duas PMTs de painéis diferentes atingem mais de 4000 contagens do ADC, ou apenas uma PMT passa desse valor juntamente com a contagem do cintilador líquido, ambos os casos em um intervalo de até 400 ns. Ao acionar os *triggers*, as cargas de todas as PMTs de ambos os detectores são integradas no intervalo de 192 ns e suas informações são armazenadas. Além disso, também é armazenada a informação da soma das contagens de todas as PMTs de

cada painel individualmente, o que será utilizado para a caracterização dos eventos de múons.

Além da coincidência na janela de tempo dos *triggers*, os eventos de múons também são selecionados a partir da carga total dos painéis onde ocorrem e a partir da diferença de tempo entre os sinais dos painéis dos cintiladores plásticos.

A diferença de tempo é medida a partir do tempo de chegada dos sinais provindos das PMTs de cada painel no sistema de aquisição.

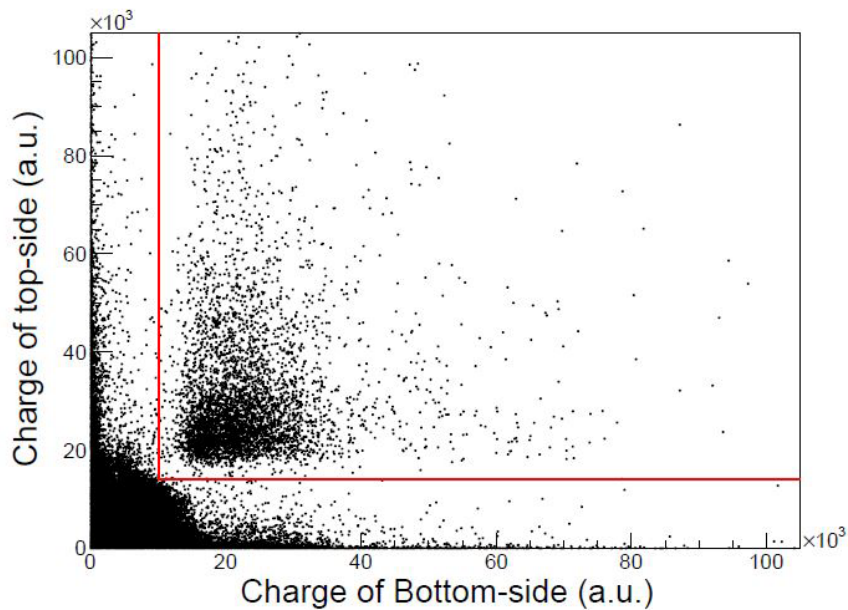
Na seleção de eventos de múons, para remover o máximo de ruídos provindos da eletrônica e de emissões beta e gama provenientes principalmente das rochas ao redor do experimento, um *threshold* de contagem é aplicado à carga total dos painéis a fim de selecionar apenas eventos provindos de múons. Esse *threshold* foi escolhido para cada painel separadamente de modo a rejeitar ao máximo os eventos mencionados.

A Figura 15 representa a relação das contagens de carga total dos painéis do topo e da base. As linhas vermelhas representam os *thresholds* aplicados a cada painel. Podemos ver que há duas regiões: a região à esquerda e abaixo das linhas é onde se localizam os ruídos de eletrônica e de radiação beta e gama; e a região acima é o local definido como um provável evento causado por múons. A Tabela 3 apresenta os valores utilizados de *threshold* em contagens do ADC por painel.

Um *threshold* também é aplicado ao cintilador líquido para a seleção de eventos causados por múons de alta energia, que normalmente causam nele sinais de cintilação por efeito Cherenkov. Essa seleção também ajuda a reduzir o número de eventos causados por radiação gama que poderiam ser confundidos com múons por coincidências aleatórias. O valor usado para esse *threshold* em contagens do ADC, que na escala do cintilador líquido equivalem a 3 MeV de energia depositada, também está na Tabela 3.



Figura 15 – Gráfico da relação entre contagens do ADC de sinais simultâneos dos painéis do topo (eixo Y) e da base (eixo X), ambos em unidades arbitrárias de contagem



Fonte: PRIHTIADI *et al.* (2018).

Podemos ver na Figura 15 uma separação entre os ruídos causados por eletrônica e radiação beta e gama abaixo das linhas vermelhas e os sinais acima destas.

Tabela 3 – Valores de *threshold* utilizados na seleção de múons para cada painel, além da utilizada para o cintilador líquido

Painel	Threshold (em número de contagens do ADC)
Esquerdo	12600
Direito	12000
Frente	10000
Base	10000
Posterior	12000
Topo	14000
Cintilador líquido	431400 (equivalente a 3 MeV)

Fonte: Elaborado pelo autor.

O tempo  $\Delta T$  entre os eventos do topo e da base também é usado para seleção (PRIHTIADI *et al.*, 2018). Como mostrado na Figura 16, eventos causados por múons apresentam uma distribuição de tempo entre eventos bem localizada na

região de -115 ns a 100 ns, representados pelas linhas em vermelho na Figura 16, que correspondem a um intervalo de  $5\sigma$  traçado a partir do ajuste de uma gaussiana para os dados de diferença de tempo de múons. Essa seleção também previne eventos de radiação beta e gama de origem externa de causarem coincidências aleatórias entre os painéis, visto que a distribuição de tempo desses eventos tem dispersão muito maior.

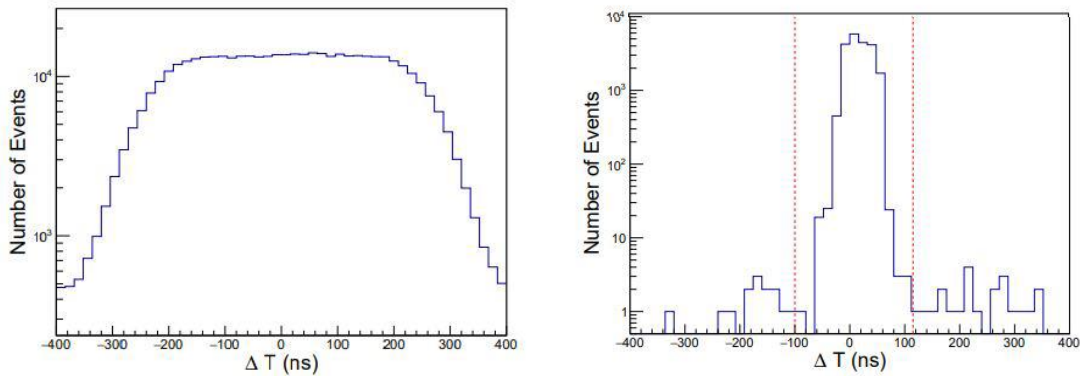
Vale notar que o intervalo citado corresponde a uma média de  $\Delta T$  de -7,5 ns e  $\sigma$  de 21,5 ns. A média tem valor negativo, pois o tempo definido como zero na aquisição de dados de um determinado evento é dado a partir do painel que apresentou maior carga, não a partir do primeiro sinal a chegar ao ADC, o que pode gerar valores negativos quando vemos a diferença dos valores de tempo dos sinais.

A média é próxima do intervalo de tempo esperado para que um múon atravessasse o detector aproximadamente na velocidade da luz, que varia de aproximadamente 6,7 ns a 14 ns no menor e maior caminho possíveis dentro do detector (2 m ao passar pela altura e aproximadamente 4 m ao passar pela diagonal), assim como o  $\sigma$  obtido está próximo do tempo mínimo adquirido pelo sistema, de 16 ns.

Porém, como o intervalo de tempo mínimo diferenciável pelo sistema é de 16 ns, os valores absolutos dados não correspondem ao intervalo real entre duas detecções de múons por painéis diferentes, sendo mais provável que valores acima de 16 ns de diferença de tempo sejam causados por fatores da eletrônica, como tempo de passagem destes por cabos, ao invés de retratar o tempo de passagem de um múon entre os cintiladores.

Outro fator provável para medição dessas diferenças de tempo é a presença de sinais em mais de um painel, o que pode corresponder tanto a eventos causados por mais de um múon como o efeito de chuveiros eletrônicos criados pelo múon dentro do detector.

Figura 16 – Diferença de tempo  $\Delta T$  entre eventos com coincidência entre os painéis do topo e da base que não são causados por múons (esquerda) e os candidatos a eventos de múons (direita)



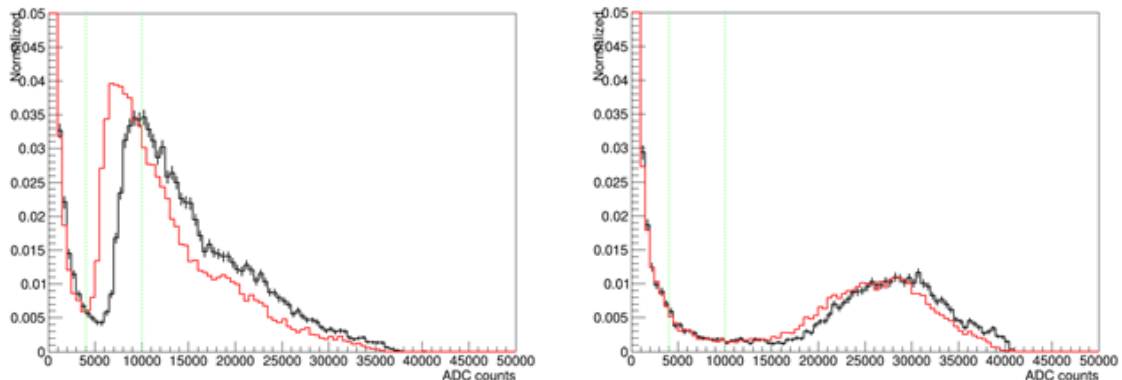
Fonte: PRIHTIADI *et al.* (2018).

Podemos ver que a distribuição dos eventos de múons é bem localizada, ao contrário da distribuição de eventos aleatórios. As escalas da Figura 16 são o número de contagens vs a diferença de tempo dos eventos em ns. Eventos em que  $\Delta T < -115$  ns ou  $\Delta T > 100$  ns são rejeitados como candidatos a múons.

## 4.2 Correção de ganho das PMTs dos cintiladores plásticos

Como os espectros de contagem de carga das PMTs dos cintiladores sofrem pequenas variações com o tempo se compararmos com os dados de referência do experimento, como mostrado na Figura 17, devido a pequenas quedas de tensão causadas pela degradação do próprio material do interior das PMTs com seu uso, se faz necessária uma pequena correção desses valores para manter a seleção de eventos estável, já que os valores de *threshold* são fixos, e uma queda nos valores que consideramos como referência acarretaria em possíveis perdas na seleção de eventos por haver eventos realmente causados por múons que não atuariam os *triggers* devidamente em função desse comportamento.

Figura 17 – Espectros normalizados de contagem de uma PMT do painel do topo (esquerda) e do lado direito (direita)



Fonte: Elaborado pelo autor.

Na Figura 17, o eixo X representa a contagem do ADC. A linha vermelha representa os dados de uma semana de uma run recente, enquanto a linha preta representa os dados de referência. Podemos ver uma pequena diferença entre os picos das distribuições.

O estudo para a correção de ganho ocorre a cada aproximadamente 2 meses, com o final de uma *run* de coleta de dados. No período, esse estudo foi dirigido por mim e demais membros do grupo de estudo de múons.

Para realizar a correção do ganho, são criados espectros das cargas de cada PMT dos cintiladores plásticos com dados correspondentes a eventos de múons de uma semana. Obtemos, então, o valor médio de contagens a partir do ajuste de uma gaussiana para os dados de cada PMT, e uma distribuição Landau exclusivamente para as PMTs do painel do topo.

Uma distribuição de Landau descreve bem a perda de energia de uma partícula em materiais com pouca espessura, por isso ela é adequada para as PMTs do topo que estão mais expostas a eventos diretos de múons já que a grande maioria destes ocorre no sentido da alta atmosfera para o chão, enquanto múons que chegam aos demais painéis normalmente passam por mais camadas do detector antes de causarem uma cintilação. Portanto, é usada uma distribuição gaussiana para o ajuste dos espectros dos outros painéis.

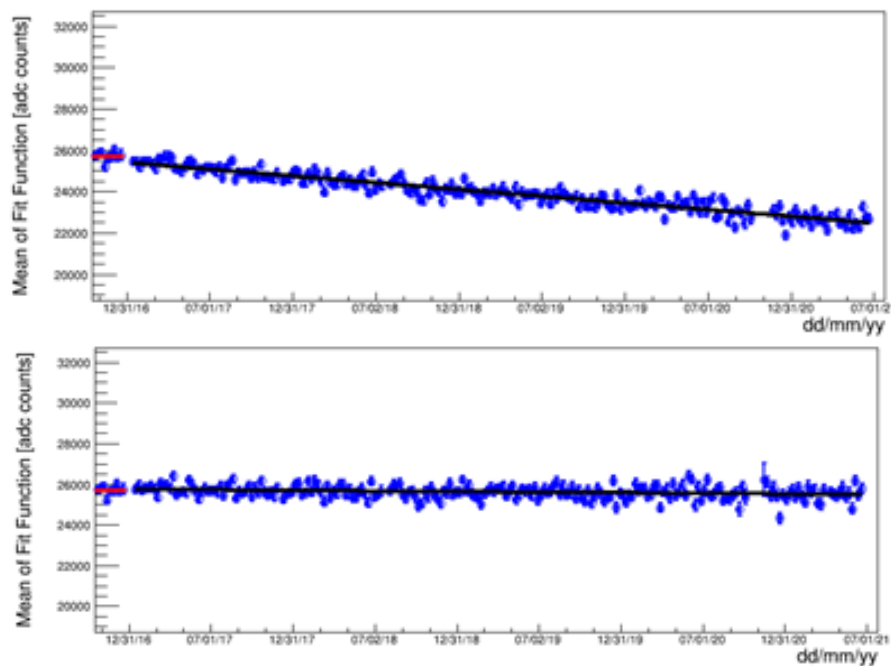
Os valores médios são colocados em ordem temporal e fazemos um ajuste linear para obter os fatores de correção de ganho, que são o coeficiente linear *coefline* e coeficiente angular *coefang* do ajuste. A carga das PMTs é então corrigida a partir do código de extração de dados para análise a partir da fórmula:

$$C_{cor} = C \cdot \frac{g_r}{coef_{line-t} \cdot coef_{ang}} \quad (\text{eq. 4})$$

Onde  $C_{cor}$  é a carga corrigida da PMT,  $C$  é a carga sem correção,  $g_r$  é o valor médio de referência e  $t$  é a informação temporal do evento.

Uma comparação dos dados antes e depois da correção está na Figura 18.

Figura 18 – Gráfico temporal dos valores médios da carga de uma PMT antes da correção (cima) e após a correção (baixo)



Fonte: Elaborado pelo autor.

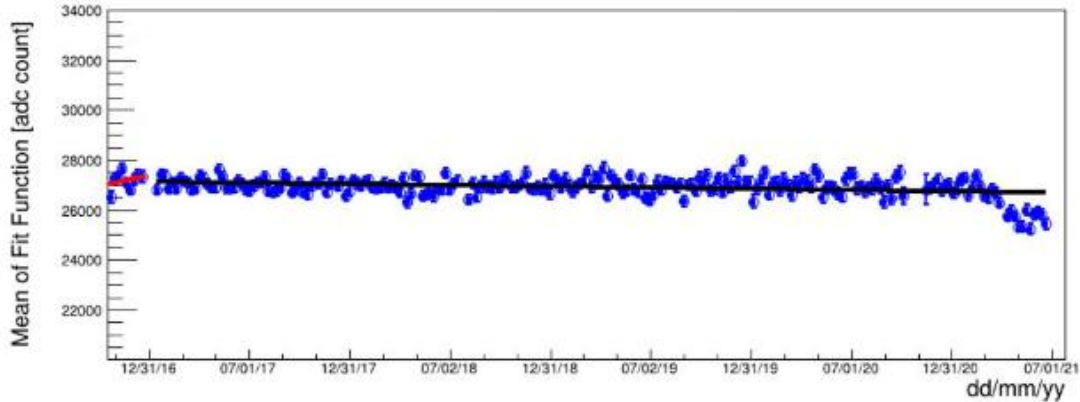
Na Figura 18 o eixo X representa a data dos dados e o eixo Y representa o número médio de contagens. A linha ajustada serve como referência para checagem da qualidade da correção de ganho. Desvios muito grandes com relação a essa linha levam a uma reavaliação dos valores de ganho.

Com a correção de ganho, é possível aproveitar todos os dados coletados sem alterar os *thresholds* dos módulos. A correção leva a uma variação do valor médio de contagens das PMTs de 0,03% +/- 0,02%, ou seja, os valores médios se mantêm estáveis, validando os *thresholds* para todos os dados corrigidos.

Quaisquer mudanças de comportamento de uma das PMTs em relação aos valores de referência levam a uma correção nos valores de ganho desta, e tais

mudanças são compartilhadas e discutidas com os demais membros da colaboração. A Figura 19 exemplifica uma divergência ocorrida.

Figura 19 – Gráfico semelhante à Figura 18, porém há um desvio dos dados nas últimas semanas, esse desvio leva a uma reavaliação do ganho para o dado período



Fonte: Elaborado pelo autor.

### 4.3 Energia dos múons em grandes profundidades

Um fator que será relevante para as análises a seguir será o espectro de energia dos múons que chegam ao detector.

As rochas acima do detector são uma ótima blindagem natural para radiações cósmicas e, além disso, também acabam por barrar múons até certas energias. Múons acabam perdendo energia, principalmente por efeitos radioativos se tiverem alta energia (GROOM; MOKHOV; STRIGANOV, 2001). Por isso, há um limite para a distância que podem viajar em certos materiais, como rochas, antes de serem parados. Essa distância será proporcional à energia da partícula. No caso de múons, a perda de energia em rocha é aproximadamente 1,8 MeV/(g/cm<sup>2</sup>) ou 1,8 MeV/m.w.e., onde m.w.e significa “metros equivalentes em água”, para múons de energia até 1 GeV e aumenta vagarosamente para energias maiores. Para energias maiores que 10 GeV, a perda de energia se mantém praticamente constante a 2 MeV/(g/cm<sup>2</sup>) (GAISSER, 1990).

É possível calcular a energia mínima  $E_{min}^0$  de um múon para que ele atravesse uma profundidade X, dada por Gaisser (1990):

$$E_{min}^0 = \epsilon \cdot \left( e^{\frac{x}{\xi}} - 1 \right) \text{ (eq. 5)}$$

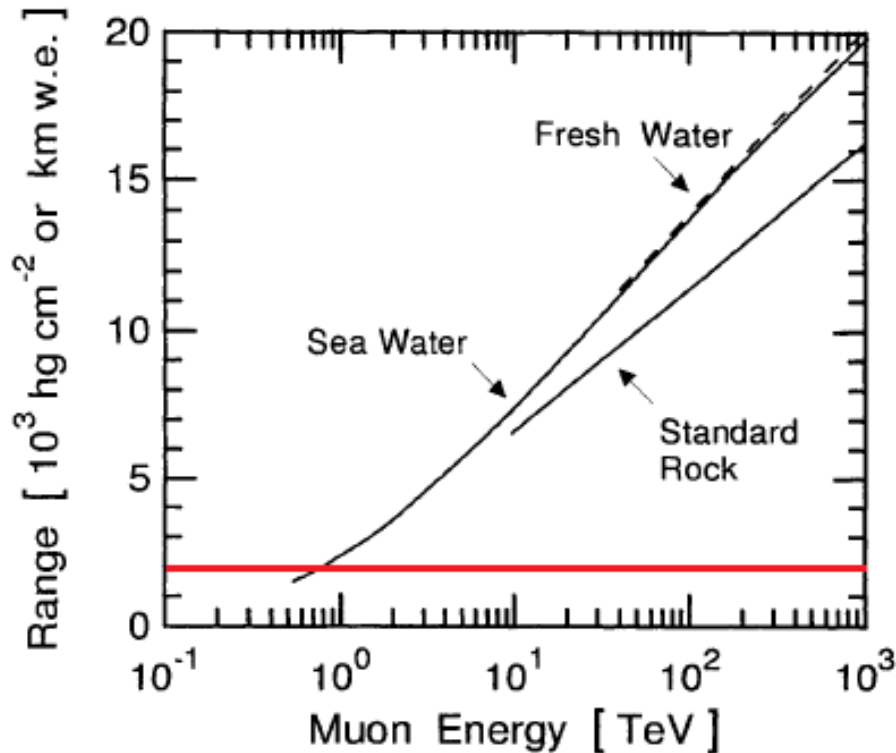
Onde  $E_{min}^0$  é a energia mínima,  $\xi$  é uma constante referente a perdas de energia por efeitos de radiação, produção de pares e colisões, e  $\epsilon$  é a chamada energia crítica, para a qual a probabilidade de perda de energia por eventos que causam perdas contínuas, como colisões, é igual à probabilidade de perdas de energia por radiação. Se considerarmos os padrões de rocha comum, podemos usar os valores de  $\xi \approx 2,5$  km.w.e (quilômetros equivalentes de água ou  $10^3$ h.g/cm<sup>2</sup>), e  $\epsilon \sim 500$  GeV para estimativas (GAISSER, 1990). Assim, para chegar à profundidade do experimento, cerca de 2 km.w.e, um múon precisa de energia mínima de aproximadamente 613 GeV.

A Figura 20 mostra a profundidade em que múons chegam para determinadas energias e materiais, com destaque para rocha e a profundidade aproximada do experimento COSINE-100 (GRIEDER, 2001). Para a profundidade do experimento COSINE, o alcance dos múons na rocha se aproxima do observado na água do mar.

Podemos também reunir referências de outros experimentos de profundidades semelhantes ao COSINE para analisar a energia mínima de múons que chegam a suas profundidades, já que o padrão de rocha pode alterar ligeiramente a energia mínima. O experimento IMDB está a aproximadamente 1,57 km.w.e e apresenta energia mínima de 440 GeV, enquanto o experimento Kamiokande, a 2,7 km.w.e. tem energia mínima de aproximadamente 1 TeV. Logo, a mudança de local provavelmente não causará grandes mudanças no valor da energia mínima.

Cabe ressaltar que, como os níveis de energia estudados são várias ordens de grandeza maiores que a massa do múon, que é de aproximadamente 105 MeV/c<sup>2</sup>, com c a velocidade da luz, a energia total pode muito bem ser aproximada pelo momento do múon dividido por c, pois estamos considerando energias de ordens de grandeza maiores que m.c<sup>2</sup> com m sendo a massa de repouso do múon.

Figura 20 – Profundidade (eixo Y, em  $10^3$  km.w.e.) atingida por múons de certa energia (eixo X, em TeV) para água, água do mar e o padrão de rocha. A profundidade do experimento foi destacada em vermelho.



Fonte: Adaptado de GRIEDER (2001).

Contudo, um múon com a energia mínima não chegará à profundidade do experimento COSINE com a mesma energia que entrou na superfície. Por isso, é importante conhecer o espectro de energia dos múons na dada profundidade. Uma aproximação desse espectro é apresentada na Figura 21. A Figura 22 também apresenta o espectro de múons na superfície para uma faixa maior de energia, onde podemos ver que o número de múons decresce com a energia. Isso será importante para estimativas das energias de múons medidos no experimento.

Para termos uma ideia da relação entre quantidade de múons que chegam no experimento e sua energia, podemos considerar que, em uma boa aproximação, segundo Gaisser (1990), o espectro de energia medido a uma certa profundidade será próximo do espectro observado na superfície para múons que apresentam energia superior ao  $E_{min}^0$  dessa profundidade antes de chegarem ao solo, onde  $E_{min}^0$  é dado pela equação 5. Também podemos aproximar o fluxo de múons em função da energia na superfície pela equação 6 (GAISSER, 1990):



$$\frac{dN_{\mu}}{dE_{\mu}} = 0,14 \cdot E^{2.7} \cdot \left( \frac{1}{1+1,1 \cdot \frac{E}{115 \text{ GeV}}} + \frac{0,054}{1+1,1 \cdot \frac{E}{850 \text{ GeV}}} \right) \cdot \frac{1}{\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV}} \quad (\text{eq. 6})$$

Onde  $\frac{dN_{\mu}}{dE_{\mu}}$  é a taxa diferencial do fluxo de múons para uma dada energia e  $E$  é a energia do múon na superfície em GeV. O fluxo de dada faixa de energia será, portanto, a integral da equação 6 entre os dados valores.

Para compararmos quantitativamente a proporção de múons observados na região de energia de interesse, que são múons chamados de alta energia, cuja importância será mais relevada no capítulo seguinte, usaremos a equação 6, que descreve muito bem o fluxo de múons para energias acima de 10 GeV na superfície. Também vamos estabelecer um valor mínimo de energia para considerarmos um múon como de alta energia. Como o efeito de perdas de energia por radiação começam a ser importantes para múons acima de 10 GeV e efeitos de ionização são mais importantes para energias abaixo de 1 GeV, vamos considerar que múons acima de 10 GeV são múons de alta energia, enquanto múons abaixo de 1 GeV são de baixa energia. Vamos estudar os efeitos da escolha de ambos os valores.

Para o experimento COSINE, se considerarmos que um múon de energia  $E$  acaba perdendo 613 GeV por interações com a rocha acima do experimento, então ele efetivamente chegará ao experimento com energia  $E' = E - 613 \text{ GeV}$ . Com isso, podemos estimar o fluxo para uma dada energia  $E'$  observada no experimento. Se considerarmos múons de alta energia como os de  $E' > 10 \text{ GeV}$ , ou  $E > 623 \text{ GeV}$ , a razão da integral da equação 6 entre os intervalos de energia de  $613 \text{ GeV} < E < 623 \text{ GeV}$  e  $E > 623 \text{ GeV}$  será de aproximadamente 0,057, ou seja, o fluxo de múons com  $E' < 10 \text{ GeV}$  corresponde a aproximadamente 5,7% dos múons que chegam ao experimento. Se considerarmos  $E' < 1 \text{ GeV}$ , essa proporção cai para 0,6%.

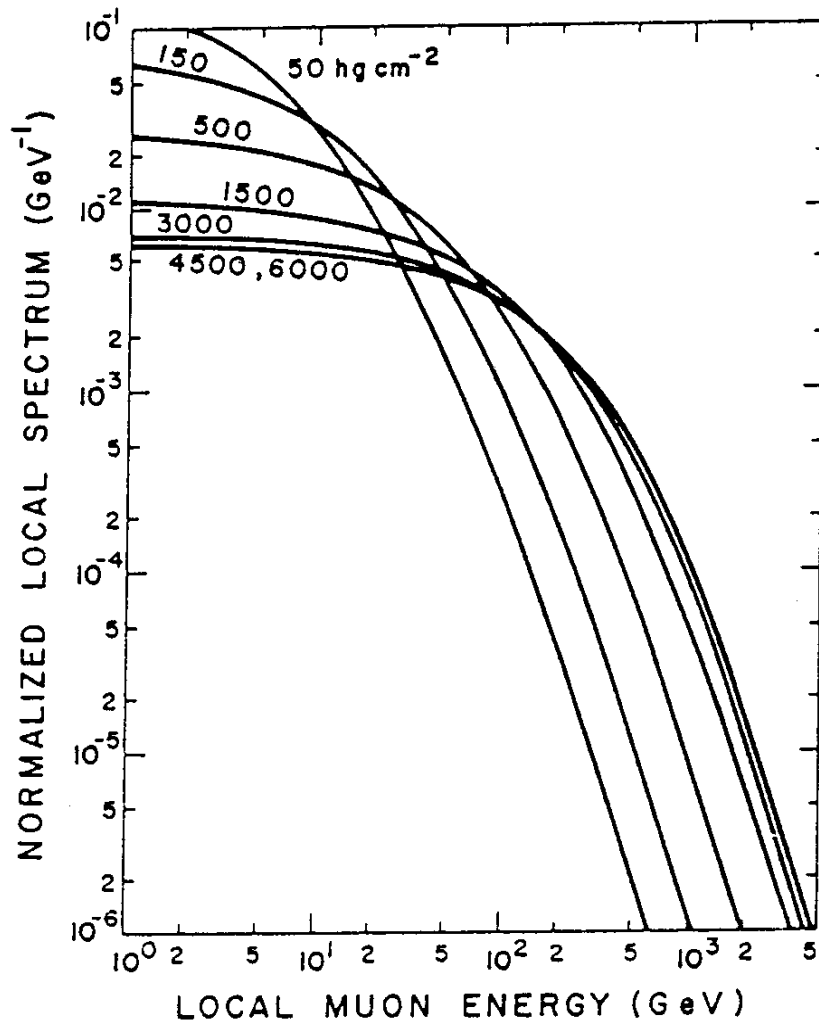
Vale constar que essas proporções foram feitas com relação ao intervalo de  $E > 623 \text{ GeV}$  pois a equação 6 decai muito rápido após  $E > 1 \text{ TeV}$ , fazendo a integral convergir. Desse modo, podemos seguramente dizer que a grande maioria dos eventos de múons corresponde a energias maiores que 10 GeV. Portanto, vamos considerar para todas as análises a seguir que os múons observados são todos de alta energia.

Essa consideração se torna mais forte por usarmos o cintilador líquido como parte da seleção de eventos de múons, o que anula múons de baixa energia que

não depositam energia suficiente neste detector para passarem de seu *threshold*, ou que eventualmente são parados por ele antes de passarem por um segundo painel dos cintiladores plásticos.

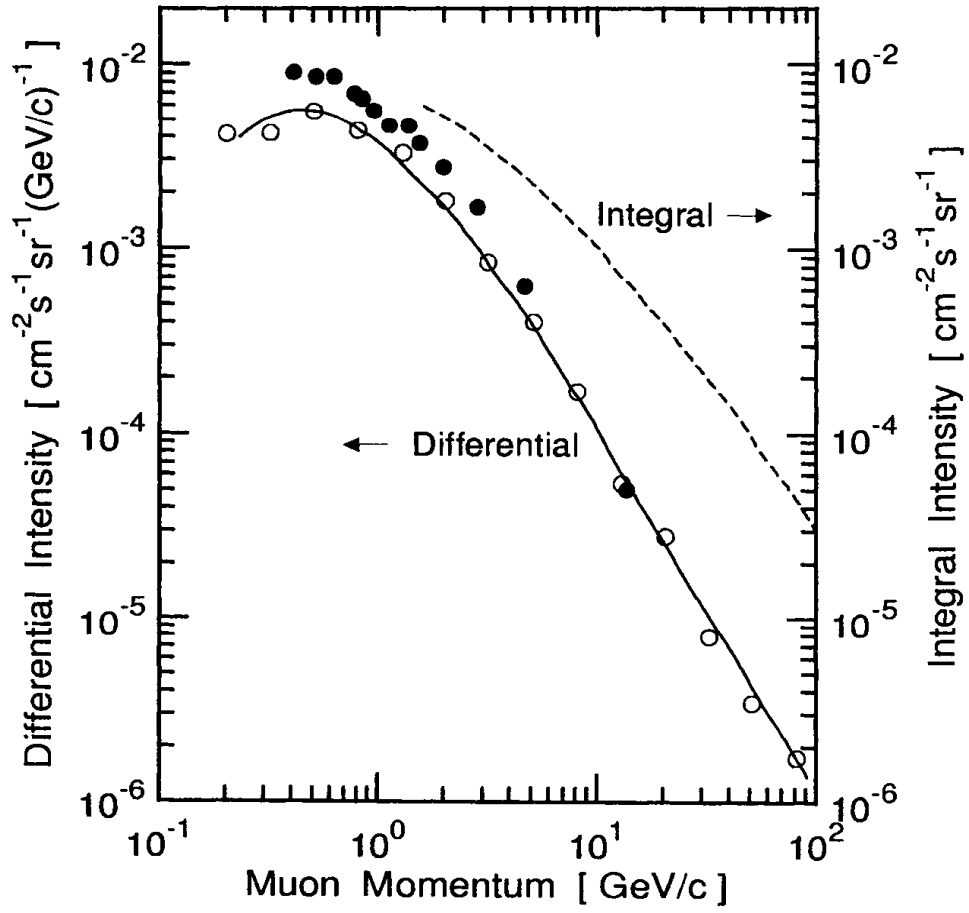
Podemos estimar a energia de múons parados pelo cintilador líquido a partir dos valores de  $\frac{dE}{dx}$  fornecidos por Grieder (2001, p. 1042) se considerarmos o Carbono como átomo predominante do cintilador líquido e a densidade do LAB-LS, a solução usada no cintilador líquido, como aproximadamente a densidade do Linear Alquil Benzeno, seu principal componente, de 0,863 g/cm<sup>3</sup>. Assim, o cintilador líquido tem capacidade de parar múons que chegam ao seu interior com energia de aproximadamente 475 MeV. Portanto, essa seleção exclui múons de energia muito baixa.

Figura 21 – Espectro normalizado de número de eventos para uma dada energia de múons calculada para diferentes profundidades. O experimento COSINE está entre as marcações de 1500 e 3000.



Fonte: GAISSER (1990).

Figura 22 – Intensidade diferencial e integral de múons na superfície para cada valor de momento deles. Os pontos representam dados de diferentes experimentos a diferentes altitudes.



Fonte: GAISSER (1990).

## 5 USO DE DETECTORES PLÁSTICOS PARA DETECÇÃO E RECONSTRUÇÃO DE TRAJETÓRIA DOS MÚONS

Como os detectores plásticos do COSINE-100 cobrem totalmente os  $4\pi$  do ângulo sólido de observação de eventos, seria possível usá-los para diferenciar os locais de entrada e saída dos múons no detector. Se considerarmos que os múons observáveis são muito energéticos, devido à proteção gerada pela montanha sobre o experimento, que naturalmente barra múons de energias mais baixas, e apresentam uma seção de choque muito pequena para qualquer interação com os átomos do detector, podemos considerar que eles viajam praticamente numa linha reta, e quaisquer interações causam desvios mínimos na trajetória, de modo que as incertezas dadas pelas próprias dimensões dos detectores não nos permitam ter precisão suficiente para distinguir sua trajetória de uma linha reta.

De fato, podemos modelar a dispersão angular dos múons em um dado material como uma gaussiana de média 0 e dispersão  $\sigma$  dada pela equação 7 (DOBROWOLSKA *et al.*, 2020):

$$\sigma_{\theta} = \frac{13.6 \text{ MeV}}{pc\beta} \cdot \sqrt{\frac{T}{X_0}} \cdot \left[ 1 + 0,038 \ln \left( \frac{T}{X_0} \right) \right] \text{ (eq. 7)}$$

Onde:

$$X_0 = \frac{716,4 \cdot A}{z(z+1) \ln \left( \frac{287}{\sqrt{Z}} \right)} \text{ (eq. 8)}$$

Nessa equação,  $X_0$  é o comprimento de radiação do material,  $p$  é o momento da partícula,  $\beta$  é a velocidade da partícula dividido pela velocidade da luz  $c$ , e  $T$  é a espessura do material.

A estrutura de materiais no experimento como um todo é bastante complexa, mas podemos colocar um limite superior na dispersão a partir de uma grande extrapolação no tamanho de algumas das camadas do experimento.

Se escolhermos múons de relativa baixa energia que chegam ao detector, por exemplo 1 GeV, como discutido no capítulo 4.3, que tem  $\beta > 0,9$  para efeitos de cálculo na equação 7, e supondo que o experimento tivesse uma proteção de 1 m de

chumbo, o que é muito maior que o real se considerarmos que o múon deve necessariamente passar pelo cintilador líquido para ser selecionado, esperamos uma dispersão de aproximadamente  $14,7^\circ$ .

Como cada cintilador tem entre 33 cm e 40 cm de largura, e os painéis estão separados por aproximadamente 2 m, a menor variação de ângulo de abertura coberto por dois cintiladores paralelos é aproximadamente  $11^\circ$ . Podemos ver que ambos estão na mesma ordem de grandeza, então a dispersão causada pela interação com os materiais do detector não é superior à nossa incerteza na constatação do ângulo de entrada dos múons. Por isso, essa dispersão provavelmente não causará grandes desvios nos resultados.

Essa conclusão se mostra válida principalmente pela grande extrapolação feita nos cálculos, pois, de fato, os múons não passariam por essa quantidade de chumbo a menos que atravessassem completamente a parede de proteção de chumbo do detector, o que só seria possível em uma trajetória totalmente vertical em poucas localizações do experimento.

Também podemos levar em conta que o segundo material com maior influência na dispersão da direção dos múons, os cristais de NaI(Tl), devem causar um desvio ainda menor.

De fato, se o múon com as propriedades referidas também, por extrapolação, percorre 1 m de cristal de NaI(Tl), ele terá uma dispersão próxima de  $6^\circ$ , novamente menor que nossa incerteza experimental. Todas as outras camadas do detector causarão desvios menores, pois seus valores de  $X_0$  são inferiores aos do cristal e do chumbo.

Podemos observar também que a equação 7 é inversamente proporcional à energia. Portanto, para comparação com os valores colocados, um múon de 10 GeV teria uma dispersão de um décimo do valor constatado. Um múon de 1 TeV de energia terá uma dispersão 1000 vezes menor que as constatadas. Logo, a dispersão causada pelos materiais do próprio detector pode ser desconsiderada nas análises.

Dadas essas observações, vamos considerar aqui que os múons terão uma trajetória aproximadamente retilínea pelo detector. Essa consideração será usada tanto para a reconstrução de trajetória como para a verificação da direção do fluxo que serão discutidas mais à frente.

Um primeiro pensamento para reconstrução da trajetória seria avaliar a distribuição dos tempos entre eventos de dois cintiladores diferentes. Contudo, como já discutido, os ADCs usados não apresentam precisão suficiente para distinguir a diferença de tempo entre os eventos dos painéis, já que o menor intervalo de tempo medido por estes é de 16 ns, enquanto o múon com velocidade próxima à da luz levaria menos de 10 ns no maior caminho possível dentro do detector. Portanto, devemos criar outros métodos de estudo de trajetória.

Para uma primeira tentativa de rastreamento da trajetória dos múons, queremos ver se há relações entre os sinais de múons dos detectores e se podemos criar vínculos entre os painéis que apresentam sinais simultâneos, chegando, assim, ao menos a uma relação origem-destino da partícula com mais precisão que apenas o tamanho do detector.

Como o sistema de aquisição não consegue discernir qual painel gerou um sinal primeiro, pois ele não tem registro temporal na ordem de grandeza do tempo estimado para um múon atravessar o detector, já que este é de aproximadamente 11 ns no maior caminho possível enquanto o ADC utilizado pode processar sinais com intervalos mínimos de 16 ns, não podemos dizer com precisão qual painel é o local de entrada e qual é o de saída do múon, porém podemos ter uma ideia se levarmos em conta a geometria do detector e a física envolvida. Como os múons são gerados na alta atmosfera, a trajetória mais provável é sempre com começo nos cintiladores localizados mais acima do chão, e final em cintiladores mais próximos do chão. Se vemos, por exemplo, sinais gerados por um único múon entre os painéis do topo do detector e da base, podemos supor que a trajetória se dá do topo para a base.

Vale lembrar que os cintiladores do topo apresentam duas PMTs, o que possibilita uma certa resolução espacial para os sinais usando a técnica de cálculo de assimetria de carga, que é normalmente usada em cintiladores orgânicos como os que estamos estudando (USUBOV, 2020).

Contudo, os outros cintiladores apresentam somente uma PMT cada, o que não permite uma resolução espacial melhor do que seu próprio tamanho, uma dificuldade que pode afetar a análise e que vamos abordar.

## 5.1 Uso da assimetria de carga para determinação da posição e expansão do método para mais painéis

O uso do cálculo da assimetria de carga das PMTs é um método conhecido e utilizado para se calcular a posição de um evento em cintiladores orgânicos que apresentam duas PMTs acopladas a ele, pois nestes o número de fótons provindos de um evento que chegam a uma PMT acoplada ao dado cintilador será proporcional tanto à quantidade de interações que o evento causa quanto à distância relativa entre o evento e a PMT (USUBOV, 2020). Para usar tal método, consideramos que número de fótons que chegam à PMT do detector segue o modelo proposto por Kaiser e De Villiers (1964), segundo a equação 9:

$$N(x) = A \cdot e^{\frac{-x}{\lambda_1}} + B \cdot e^{\frac{-x}{\lambda_2}} \text{ (eq. 9)}$$

Onde  $N$  é o número de fótons que chegam à PMT,  $x$  é a distância relativa da PMT até o local do evento,  $A$  e  $B$  são fatores de proporcionalidade e  $\lambda_1$  e  $\lambda_2$  são os comprimentos de atenuação do número de fótons referentes respectivamente a fótons que andam em linha reta até o detector e fótons que sofrem reflexão ao longo do caminho.

O comprimento de atenuação é definido de modo semelhante à meia-vida, de acordo com a equação 10:

$$N(x) = N_0 \cdot e^{-\frac{x}{\lambda}} \text{ (eq. 10)}$$

Onde  $\lambda$  é o comprimento de atenuação,  $N$  é o número de fótons captados a uma distância  $x$  do local de emissão de  $N_0$  fótons. Ou, em outras palavras, é a distância necessária para que metade dos fótons emitidos em um dado ponto do material tenha sido perdida ou absorvida pelo próprio detector.

Como os fatores  $\lambda_1$  e  $\lambda_2$  são de ordens de grandeza diferentes, já que  $\lambda_1$  costuma ser da ordem de algumas dezenas de metros e  $\lambda_2$  é da ordem de alguns metros, e como nossos detectores têm apenas de 2,05 m a 2,82 m, podemos considerar que o fator relacionado ao comprimento de atenuação devido à reflexão será muito mais relevante para o resultado final (USUBOV, 2020). Portanto, vamos

considerar somente esse efeito e dizer que o número de fótons deve seguir a equação 11, com B' sendo uma constante gerada pelo comprimento de atenuação  $\lambda_1$ , que consideraremos pequeno:

$$N(x) = A' \cdot e^{\frac{-x}{\lambda'}} + B' \text{ (eq. 11)}$$

Como esse é teoricamente o número de fótons incidente na PMT, sua carga será proporcional a este número. Entretanto, as PMTs dos cintiladores plásticos não são calibradas em energia e, por isso, somente temos o número de contagens de canais do ADC de cada uma delas, que também é proporcional à carga das PMTs. Logo, se temos uma contagem Q em uma dada PMT, então  $Q = \alpha \cdot N$  onde  $\alpha$  é um fator de proporcionalidade.

Como vamos avaliar o modelo nos cintiladores do topo que apresentam duas PMTs, também podemos fazer a mudança de coordenadas de  $x \rightarrow L/2 - x$  para facilitar com a comparação das PMTs, onde L é o tamanho do cintilador na direção considerada. No caso, é seu comprimento.

Dado isso, podemos considerar que a contagem Q do ADC de uma dada PMT será dada pela seguinte equação:

$$Q(x) = \frac{Q_0}{2} \cdot e^{\frac{-(L/2-x)}{\lambda}} + B'' \text{ (eq. 12)}$$

Onde  $Q_0$  seria uma contagem inicial proporcional à contagem do ADC, B'' é uma nova constante que depende da proporção entre contagem e número de fótons, e  $\lambda$  é um fator de atenuação que já inclui os fatores do comprimento de atenuação do cintilador e o ganho da PMT para a conversão de fótons em carga.

O fator 2 se deve ao fato de cada PMT ter, em média, metade dos fótons originais do evento disponíveis para coletar, podendo então gerar um máximo de metade da carga total original do evento caso todos os fótons fossem medidos por uma única PMT. A equação 12 pode ser facilmente estendida para a outra PMT acoplada ao mesmo cintilador no painel do topo do experimento ao fazermos a mudança do fator -x para +x.



Com isso em mente, se o cintilador possui duas PMTs, uma em cada extremidade, como é o caso dos cintiladores do painel do topo do experimento, ambas podem ser modeladas conforme a equação 12.

Para o próximo passo dos cálculos também vamos definir a fórmula da chamada assimetria A dada pela equação 13:

$$A = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1 + Q_2} \text{ (eq. 13)}$$

$Q_1$  e  $Q_2$  são as contagens das PMTs de cada lado do cintilador.

Usando a fórmula de A e a transformação  $x \rightarrow L/2 - x$ , que desloca o referencial para o meio do cintilador facilitando a troca do referencial de x para a segunda PMT na equação 12, onde basta mudarmos x para -x, e considerando que, como B'' vem do fator  $B \cdot e^{\frac{-x}{\lambda}}$  que consideramos uma constante razoavelmente pequena, podemos chegar na seguinte relação entre x e A:

$$A = \frac{0,5 \cdot Q_0 e^{\frac{-(L/2+x)}{\lambda}} - 0,5 \cdot Q_0 e^{\frac{-(L/2-x)}{\lambda}}}{0,5 \cdot Q_0 e^{\frac{-(L/2+x)}{\lambda}} + 0,5 \cdot Q_0 e^{\frac{-(L/2-x)}{\lambda}}} \text{ (eq. 14)}$$

$$A = \frac{e^{\frac{-x}{\lambda}} - e^{\frac{+x}{\lambda}}}{e^{\frac{-x}{\lambda}} + e^{\frac{+x}{\lambda}}} \text{ (eq. 15)}$$

$$A = \tanh\left(-\frac{x}{\lambda}\right) \text{ (eq. 16)}$$

$$x(A) = -\lambda \cdot \operatorname{atanh}(A) \text{ (eq. 17)}$$

De modo semelhante, podemos usar uma relação mais direta da razão entre  $Q_1$  e  $Q_2$  que deve dar resultados idênticos quanto ao cálculo da posição:

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{0,5 \cdot Q_0 e^{\frac{-(L/2-x)}{\lambda}}}{0,5 \cdot Q_0 e^{\frac{-(L/2+x)}{\lambda}}} \text{ (eq. 18)}$$

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \exp \left[ \left( -\frac{L}{2} + x + \frac{L}{2} + x \right) \cdot \frac{1}{\lambda} \right] = \exp \left[ \frac{2x}{\lambda} \right] \text{ (eq. 19)}$$

$$x(Q_1, Q_2) = \frac{\lambda}{2} \cdot \ln \left( \frac{Q_1}{Q_2} \right) \text{ (eq. 20)}$$

Iremos fazer a análise para a posição utilizando ambos os cálculos de X para sinais de um único múon para os cintiladores do topo do experimento.

Contudo, como nosso intuito é fazer uma reconstrução de posição, vamos tentar estender esse método fazendo mais algumas hipóteses para também utilizar o  $Q_0$  calculado a partir dos sinais dos cintiladores do topo como valor inicial de cálculo de posição para os cintiladores da base do experimento.

Como citado, esperamos que a grande maioria dos múons que chegam aos detectores sejam múons muito energéticos, com mais de 10 GeV, já que a maior parte dos múons com energias muito abaixo desse patamar são parados pela camada de rocha acima do experimento ou acabam sendo parados pela própria blindagem do experimento antes de passarem por dois cintiladores plásticos.

Como discutido no capítulo 4, múons que não são de alta energia e ainda atravessam nosso detector são uma pequena porcentagem dos eventos observados, menos de 6% e, por isso, não devem causar grandes desvios nas análises que serão propostas. Por isso, vamos considerar a seguir somente múons de alta energia.

Além disso, múons têm uma seção de choque de interação muito pequena para praticamente todos os materiais. Por isso, é possível que eles passem por todo o aparato experimental perdendo apenas uma fração pequena de sua energia e, como já dito, praticamente sem desvios de trajetória.

Com isso, e dado que os cintiladores do topo e da base do experimento são dispostos de modo que as maiores faces dos detectores sejam paralelas entre ambos os painéis como as paredes de um cubo, conforme mostrado na Figura 10, um múon que atravessa consecutivamente os painéis do topo e da base excitará uma extensão do cintilador basicamente igual em ambos dada a geometria, já que o ângulo de incidência do múon será o mesmo em ambos por eles serem paralelos. Se o múon praticamente não perde energia no caminho, ele pode criar basicamente o mesmo número de fótons nos dois cintiladores que atravessou, por exemplo, um cintilador do painel do topo e um da base se selecionarmos múons que passam por

apenas dois cintiladores, o que significa que, se corrigirmos as escalas de contagem do ADC das PMTs para que todas estejam na mesma escala, o mesmo valor  $Q_0$  pode ser utilizado para os dois cintiladores.

Como a contagem  $Q$  de um cintilador também é proporcional a  $x$  pela equação 12, se temos basicamente o mesmo  $Q_0$ , então não necessitamos de uma segunda PMT nos cintiladores da base do experimento para o cálculo de posição, de forma que somente o valor  $Q$  já traria a informação da posição, deixando possível uma reconstrução de trajetória com precisão melhor que apenas a informação de passagem pelo cintilador.

Essa ideia é corroborada se observarmos a equação de Bethe-Bloch (GROOM; MOKHOV; STRIGANOV, 2001) (equação 21), que rege as interações dos múons com o cintilador plástico através de excitações eletrônicas que geram os sinais:

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle_{eletr\tilde{on}ico} = K \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 Q_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} + \frac{1}{8} \frac{Q_{max}^2}{(\gamma M c^2)^2} \right] + \Delta \left| \frac{dE}{dx} \right| \quad (\text{eq. 21})$$

Onde  $\frac{dE}{dx}$  é a perda diferencial de energia pela distância  $x$  percorrida,  $\frac{K}{A}$  é uma constante,  $Z$  é o número atômico do alvo, no caso os átomos do cintilador plástico,  $m_e$  é a massa do elétron,  $c$  é a velocidade da luz,  $\beta$  é a velocidade do múon dividido por  $c$ ,  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ ,  $Q_{max}$  é a energia de excitação,  $I$  é a energia de excitação média,  $\delta$  é uma correção por efeitos de densidade do material,  $M$  é a massa do múon e  $Q_{max}$  é uma pequena correção que depende da massa do material. O último termo se refere a perdas de energia por Bremsstrahlung.

Podemos ver, então, que as interações dependem somente da velocidade e massa do múon, já que os outros fatores são constantes se considerarmos dois cintiladores plásticos do experimento. Se considerarmos que as perdas de energia são baixas e a energia do múon é praticamente dada pelo seu momento, como discutido no capítulo 4, podemos considerar que o múon sofre, em média, o mesmo número de interações e perda de energia quando passa nos cintiladores do topo e da base. Ou seja, o total de fótons gerados no local do evento de múons nos cintiladores é, em média, o mesmo.

Iremos avaliar a veracidade desse modelo junto com ambos os métodos de cálculo de posição para os cintiladores do topo.

Uma observação importante é que o método empregado não nos dará informação da localização do evento na largura da placa, somente no comprimento. Por isso, esse será um limitador na incerteza da posição, já que o que torna possível a detecção da posição ao longo do comprimento são as PMTs localizadas em suas extremidades. Como não há PMTs colocadas na direção da largura do detector, não temos informação do evento nessa direção.

Portanto, vamos sempre considerar a incerteza de localização do evento quanto à largura como sendo a própria largura do detector. Isso será importante nos estudos de resolução angular dos eventos.

## 5.2 Desenvolvimento do método

Nesta seção, vamos utilizar as ideias de cálculo de posição por meio da assimetria para determinar as posições de entrada e saída do múon pelos cintiladores plásticos.

Para a seleção de eventos, queremos observar sinais de múons que passaram somente entre dois cintiladores plásticos. Para isso, fazemos a chamada seleção de um *single hit*, onde escolhemos somente múons com sinais em dois painéis diferentes e somente a contagem de duas PMTs, uma por painel, deve ser maior que 10000 contagens do ADC. Como o *trigger* de eventos é sempre maior que 12000, desse modo, teremos certeza de que o sinal vem de somente dois cintiladores.

Daqui para frente, a direção do comprimento dos cintiladores em relação ao eixo usado como orientação no detector será importante. Para isso, vamos usar os eixos de medida de distância usados para a medida de posição das PMTs dos cintiladores plásticos já feita pelo grupo do experimento COSINE. A orientação usada dos eixos x, y e z está na Figura 23 (ADHIKARI, G. *et al.*, 2021). Podemos ver que todas as PMTs do painel do topo de um mesmo lado têm a mesma coordenada em x, enquanto as PMTs do painel da base têm todas a mesma coordenada em y. A origem do eixo x está 1,5 cm atrás da localização utilizada das PMTs do topo, enquanto a origem do eixo y está 1,5 cm atrás da localização das PMTs do painel da base por conta do próprio tamanho das PMTs. A origem do eixo z coincide com a

borda mais baixa do cintilador da direita com menor coordenada  $z$ , logo acima do cintilador 7 da base, como mostra a Figura 23.

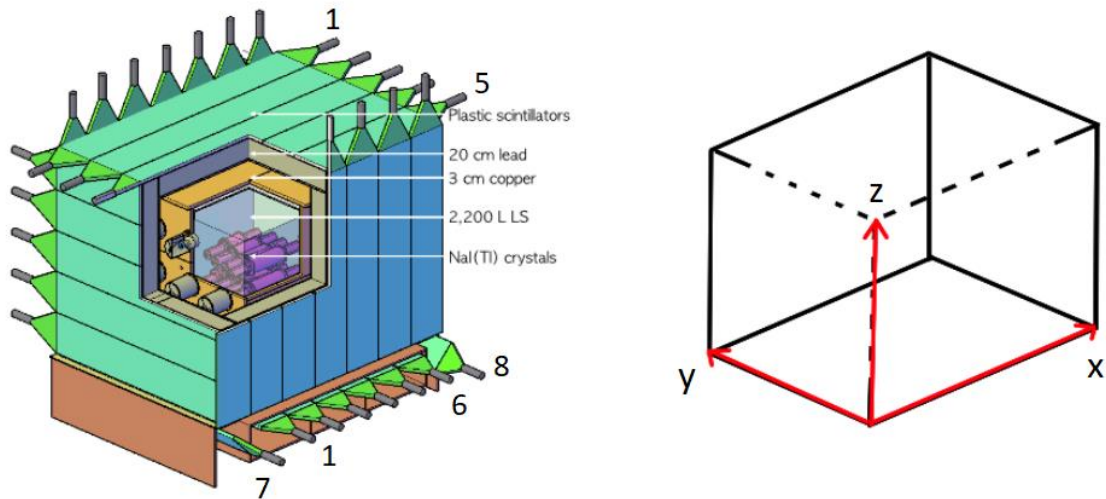
As PMTs seguem uma ordem numérica pré-estabelecida para o monitoramento lento, cujo valor absoluto não é relevante para a análise. Para orientação, vamos seguir a mesma ordem numérica para os cintiladores, mas os números das PMTs serão de 1 a 5 para os cintiladores do topo e de 1 a 8 para os cintiladores da base.

Os cintiladores do topo são numerados na ordem que estão colocados no detector, mas o cintilador número 1 é o com maior coordenada  $y$ , enquanto o cintilador 8 é o com menor coordenada  $y$ . Os cintiladores da base seguem a ordem de 1 a 6 conforme sua coordenada no eixo  $x$  cresce, exceto pelos cintiladores 7 e 8, que são inclinados. O cintilador 7 da base tem coordenada  $x$  menor que o cintilador 8, como podemos ver na Figura 23.

As PMTs dos outros painéis também seguem numerações, onde os painéis que serão relevantes em uma análise futura serão os painéis da esquerda e direita, cujos comprimentos são paralelos ao eixo  $y$ . Os números das PMTs desses dois painéis são de 1 a 5 em ordem crescente, conforme sua coordenada  $z$  aumenta.

Nas análises seguintes, as medidas de distância feitas seguirão a orientação do eixo que está na direção do comprimento do cintilador referido. Portanto, medidas de distância nos cintiladores do topo serão referentes ao eixo  $x$ , e medidas de distância feitas nos cintiladores da base serão feitas segundo o eixo  $y$ .

Figura 23 – Esquema da orientação dos eixos utilizados para medida de posição dos cintiladores plásticos com referência dos números dos primeiros cintiladores de cada painel, exceto pelos cintiladores 7 e 8 do painel da base



Fonte: Elaborado pelo autor.

### 5.2.1 Correção de escala das PMTs

Para que o método da assimetria funcione adequadamente, as PMTs de todos os cintiladores devem estar devidamente ajustadas, ou seja, com espectros de contagem semelhantes e, para tal, devemos aplicar uma correção na escala de contagem do ADC das PMTs que analisaremos para que os canais de contagem sejam compatíveis entre si a fim de que nossa análise seja consistente para todas as PMTs.

O método que utilizaremos para correção nas escalas das PMTs é semelhante ao utilizado regularmente pelo grupo para a correção de ganho. Para o caso da correção de ganho dos cintiladores plásticos, queremos que o pico de contagens de cada PMT fique aproximadamente no mesmo canal durante todo o experimento em relação à referência da mesma PMT.

Em nosso caso, também utilizaremos o pico de contagem de cada PMT, mas também queremos que esses picos estejam no mesmo canal para todas as PMTs, de modo que possamos comparar os sinais de todas, não só as de um mesmo cintilador como também as do painel do topo e da base do experimento, visando, desse modo, que a contagem  $Q_0$  do cintilador do topo também seja consistente para ser usada no cintilador do painel da base.

Para tal, modelamos o pico de distribuição de cada PMT como sendo uma distribuição Landau e obtemos seu valor mais provável, de modo semelhante ao feito na correção de ganho. Fazendo uma transformação linear, que se mostrou suficiente para a análise, de modo que, se queremos o valor do canal de contagem B em um cintilador que tem valor  $C_b$  de canal de contagem mais provável em comparação com uma PMT de valor  $C_a$  de canal de contagem mais provável, temos a conversão:

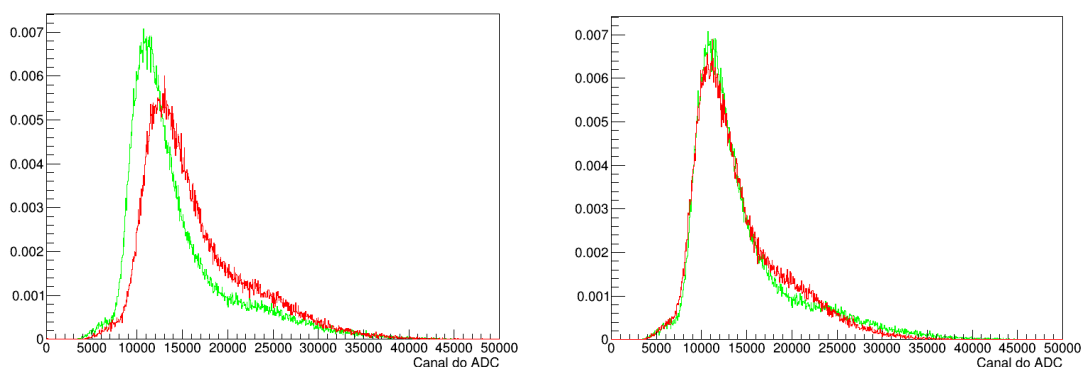
$$B' = B \cdot \frac{C_a}{C_b} \text{ (eq. 22)}$$

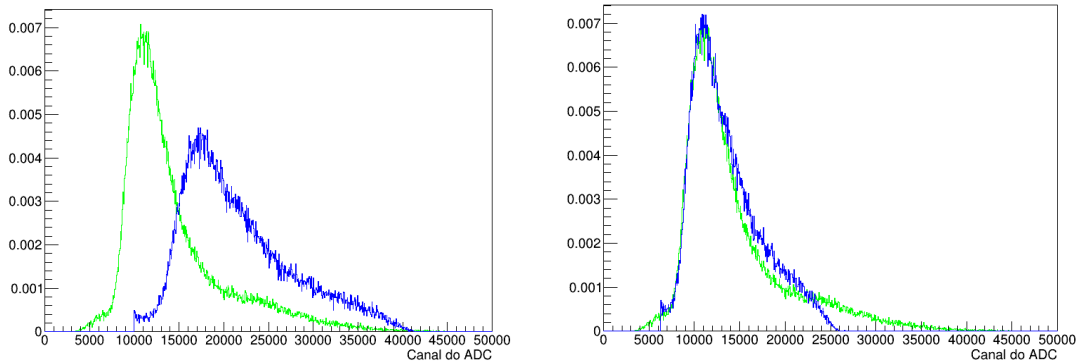
Essa mudança de escala já deixa os espectros de contagem de cada PMT muito mais consistentes entre si, como mostrado na Figura 24, tanto para as PMTs do painel do topo como as do painel de baixo.

Vale lembrar que não queremos deixar os espectros idênticos em sua distribuição, somente queremos que as contagens do canal do ADC de cada PMT estejam em canais equivalentes. Sendo assim, utilizamos os picos de contagem como parâmetro para a calibração.

As PMTs naturalmente terão espectros ligeiramente diferentes, pois elas não são completamente idênticas, já que seus materiais internos podem sofrer pequenas alterações com o tempo de uso de maneira diferente umas das outras. Uma implicação disso será a não-linearidade discutida em seguida. Por isso, apenas buscamos a equivalência nos canais do ADC de cada PMT.

Figura 24 – Exemplo de comparação dos espectros de contagem do ADC de cada PMT antes da correção de escala (Esquerda) e após a correção (Direita), para uma PMT do painel do topo (Acima) e do painel de baixo (Abaixo)





Fonte: Elaborado pelo autor.

Na Figura 24 os gráficos foram normalizados pelo número de contagens total para melhor visualização da localização dos picos. No caso o espectro em verde foi utilizado como referência para ambas as correções, pois precisamos de uma PMT de referência, mas podemos utilizar qualquer espectro como referência.

Contudo, quando cruzamos os espectros das PMTs de cada lado de um mesmo cintilador, como mostrado na Figura 25, podemos ver alguns limites da correção de valores de uma PMT para outra. A partir de uma certa contagem, o espectro parece divergir do esperado, em que ambas as PMTs seriam equivalentes e, portanto, o gráfico deveria ser espelhado.

Podemos ver na Figura 25, assim como nos outros gráficos do Apêndice B, que há um ponto em que a contagem de uma das PMTs começa a crescer mais do que a outra. Isso ocorre com todos os pares de cada cintilador, provavelmente devido a eventos de múons que tenham energias mais baixas, próximas ao mínimo de ionização do material, levando à criação de mais fótons que um evento com mais energia, de modo que a eficiência na coleta dos fótons de cada PMT se torne um fator mais importante, causando não-linearidades na comparação de contagens.

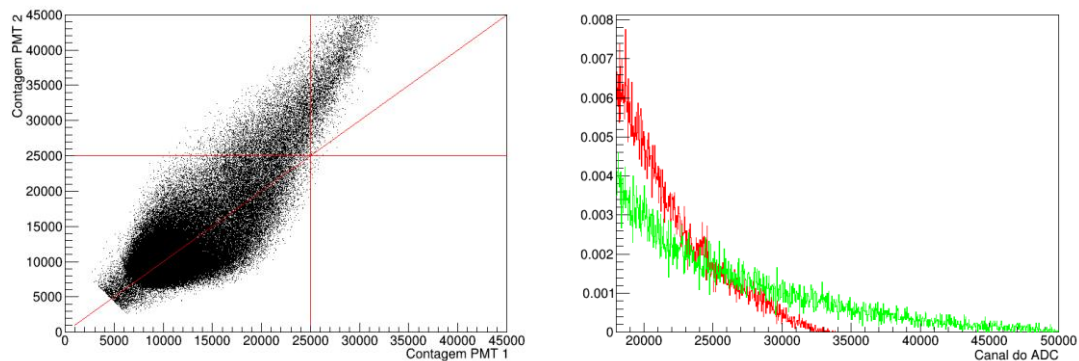
Outro provável fator é o fato de a mudança de escala usada acabar alongando a distribuição de contagem e, com isso, os canais de maior contagem são mais afetados por começarem a passar do limite de contagens da outra PMT que estamos comparando.

Para evitar esse tipo de divergência entre as PMTs (que corresponderia a uma não-linearidade para o cálculo de  $Q_0$ ), pois não podemos mais comparar as contagens usando somente um ajuste linear dos espectros, colocamos um limite superior no número de contagens do ADC para nossa análise, que fixamos em 25000 para todas as PMTs do painel do topo. Esse valor é arbitrário, mas parece o



suficiente para evitarmos possíveis não-linearidades em todos os cintiladores. Os efeitos na região citada estão à direita da Figura 25, com cada espectro de contagem em uma cor diferente.

Figura 25 – Exemplo de comparação da contagem do ADC para o par de PMTs do painel do topo, devidamente corrigidas para a escala da outra PMT (esquerda)



Fonte: Elaborado pelo autor.

Na Figura 25 há a comparação do espectro de carga das PMTs na região acima de 18000 contagens (direita). A partir de dado valor de contagem, o espectro passa a não ser mais simétrico, o que pode ser evidenciado ao comparar com a linha a 45° do gráfico. Para evitar possíveis erros causados por esse desvio, vamos considerar apenas contagens inferiores a 25000 para ambas as PMTs, tal limite é mostrado pelas linhas vermelhas horizontal e vertical na Figura 25.

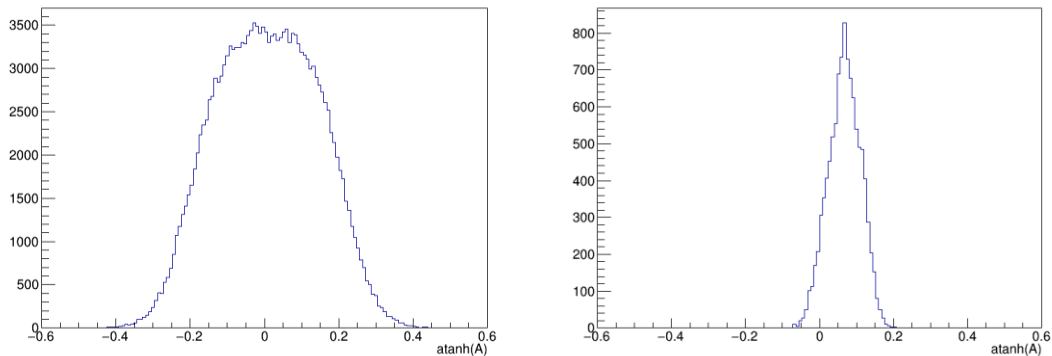
Podemos questionar se a exclusão desses dados afeta significativamente a análise. Ao verificarmos, o número de dados excluídos devido ao corte superior no número de contagens do ADC é da ordem de 7 a 10 mil eventos, enquanto o total de eventos dentro da seleção será da ordem de 130 a 200 mil. Os eventos excluídos, portanto, correspondem a aproximadamente 5% do total em todos os detectores.

Também podemos ver a distribuição desses eventos excluídos em relação aos demais. A comparação do fator  $\tanh(\text{Assimetria}(Q1, Q2))$  vindo da equação 17 está na Figura 26.

Como a correção de escala utilizada começa a não funcionar bem para esses valores, podemos esperar que, apesar de serem eventos localizados aleatoriamente no detector, o pico de sua distribuição deve estar deslocado do 0, que corresponderia ao meio do detector, já que, como podemos ver na Figura 25 e no anexo, a carga de uma das PMTs tende a ser maior que a outra a que estamos comparando a partir desse patamar ( $Q1 > Q2$  por exemplo).

Portanto, o valor médio de  $\text{atanh}(\text{Assimetria}(Q1, Q2))$  para essa região não será próximo de 0, pois  $\text{Assimetria}(Q1, Q2)$  tende a ser maior ou menor que 0 a depender da PMT que tende a apresentar a carga maior, dada a equação 13. Ao compararmos sua localização nos gráficos, vemos que isso se comprova.

Figura 26 – Distribuição dos eventos para calibração com a seleção feita (esquerda) e eventos excluídos da seleção (direita)



Fonte: Elaborado pelo autor.

A partir daqui, usaremos sempre as contagens de cada PMT devidamente corrigidas para estarem em uma mesma escala. No caso da próxima análise, sobre a posição do evento em cada cintilador do painel do topo com relação a uma de suas PMTs, vamos utilizar uma das duas PMTs do cintilador do topo que observaremos como referência para ajuste da escala da segunda PMT do mesmo cintilador.

Futuramente, como vamos acrescentar uma PMT do painel da base, colocaremos as escalas das PMTs do topo na mesma escala da PMT da base que estudaremos. Por exemplo, ao observarmos o cintilador 1 da base, todas as PMTs dos cintiladores do topo terão suas escalas ajustadas para a escala da PMT do cintilador 1 da base.

### 5.2.2 Ajuste da escala de posição medida para os cintiladores do painel do topo

Partiremos agora para o cálculo da posição relativa no cintilador. Vamos primeiro observar o espectro de  $-\text{atanh}(\text{Assimetria}(Q1, Q2))$  e  $\left(\frac{1}{2}\right) \cdot \ln(Q1/Q2)$  para cada cintilador para calcular os valores de  $\lambda$  e da posição inicial e final dos cintiladores, segundo as equações 17 e 20.

Vale colocar que o  $\lambda$  calculado a seguir não será necessariamente o  $\lambda$  tabelado para o material do cintilador, mas será um valor para uso experimental, pois o  $\lambda$  real está relacionado diretamente ao número de fótons medido em um dado ponto do cintilador, enquanto estamos lidando com contagens provindas da carga depositada na PMT de cada cintilador. Por isso, há fatores de conversão do número de fótons incidente para a carga da PMT, que incluem fatores de eficiência para coleta dos fótons, e desta para o número de contagens do ADC. Logo, para facilitação, usaremos o  $\lambda$  obtido experimentalmente, calculado a partir dos dados.

Para o cálculo de posição, utilizamos um processo semelhante a Zhu, K. *et al.* (2020), onde faremos a derivada da distribuição do espectro de  $-\operatorname{atanh}(\operatorname{Assimetria}(Q1, Q2))$  e  $\left(\frac{1}{2}\right) \cdot \ln(Q1/Q2)$ , e definimos as bordas do detector onde há o máximo e mínimo das derivadas, para evitar efeitos das bordas do cintilador. Os gráficos utilizados para obtenção de tais valores encontram-se na Figura 27 e no Apêndice C.

Para calcular a derivada a partir do histograma mostrado na Figura 27, não calculamos diretamente a derivada pela aproximação da variação entre a contagem de dois canais consecutivos divididos pelo tamanho de cada bin. A fim de evitar efeitos de grandes variações na contagem para bins com menor número de contagens que afetam significativamente o valor da derivada num dado ponto, o processo utilizado foi ajustar uma reta para o ponto onde queremos calcular a derivada mais dois bins acima e dois bins abaixo, com ideia semelhante a uma interpolação. A derivada local foi então considerada como a derivada da função naquele ponto, ou seja, o coeficiente angular ajustado e a incerteza de seu valor foi a própria incerteza do coeficiente angular ajustado.

Esse método aproxima a distribuição local como sendo compatível com uma função linear, mas essa suposição se torna bastante próxima ao real quando aumentamos o número de bins de nosso histograma mantendo o intervalo analisado.

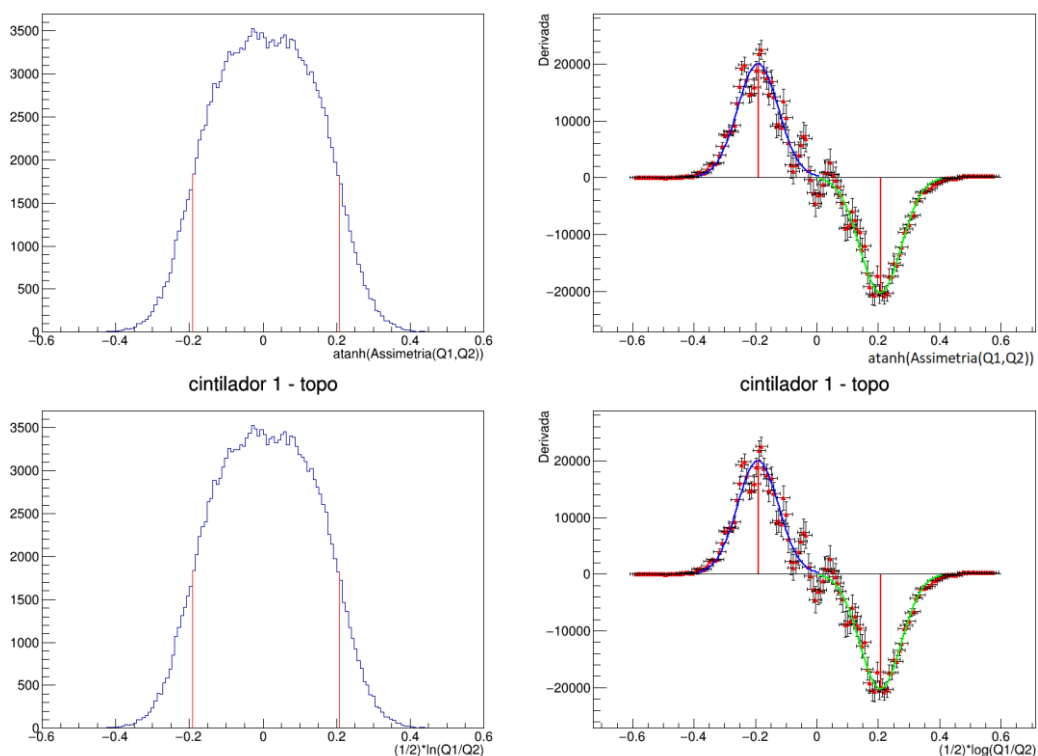
No caso, o número de bins foi aumentado até o limite em que a distribuição das derivadas parecesse deixar de seguir uma tendência e começava a se tornar aleatória, sendo sua variação somente atribuída à mudança relativa da contagem de cada bin dentro da incerteza e não mais pela distribuição local.

Para obtermos a posição do máximo e mínimo das derivadas locais, ajustamos uma gaussiana próxima do ponto com maior e menor valor global de

derivada, de modo que os valores de  $-\text{atanh}(\text{Assimetria}(Q1, Q2))$  e  $\left(\frac{1}{2}\right) \cdot \ln(Q1/Q2)$  correspondentes são dados pela média do ajuste, e sua incerteza corresponde à incerteza do parâmetro ajustado, já que não estamos lidando com uma distribuição de dados de derivadas. Apesar de não termos um modelo matemático bem definido para a distribuição de  $-\text{atanh}(\text{Assimetria}(Q1, Q2))$  e  $\left(\frac{1}{2}\right) \cdot \ln(Q1/Q2)$  e, portanto, não podemos dizer que as derivadas seguem uma gaussiana. Essa função parece seguir de modo satisfatório a tendência do pico de valores de derivada local, como podemos ver na Figura 27.

Esse método acaba por excluir alguns eventos que se encontram nas bordas da distribuição. Contudo, temos que os eventos excluídos correspondem a menos de 15% do total em todos os casos, sendo aproximadamente 7% presentes em cada lado da distribuição. O método, portanto, não tem um impacto tão grande em nossa estatística para fins de estudo de sua utilidade e validade. Além disso, esperamos que a distribuição de eventos seja praticamente uniforme, principalmente na parte central do cintilador, devido ao fato de os múons virem, em sua grande maioria, em trajetória vertical e em todas as posições do cintilador.

Figura 27 – Histogramas de distribuição de  $\text{atanh}(\text{Assimetria}(Q1, Q2))$  e  $1/2 \cdot \ln(Q1/Q2)$  (esquerda) e a respectiva derivada numérica local para cada bin (direita) para o cintilador 1 do topo



Fonte: Elaborado pelo autor.

As linhas vermelhas da Figura 27 representam os pontos de máxima e mínima derivada calculados a partir do método. As linhas em azul e verde nos gráficos de derivadas são os ajustes feitos aos dados, onde é mostrada a região de  $3\sigma$  do ajuste.

Com os valores que representam as bordas devidamente obtidos, podemos obter o valor de  $\lambda$  que será utilizado para que o intervalo corresponda ao tamanho do cintilador analisado. No caso, os cintiladores do painel do topo têm todos 2,82 m de extensão, então se temos os valores  $V_1$  e  $V_2$  correspondentes aos limites inferior e superior do detector obtidos a partir do valor de  $-\operatorname{atanh}(\operatorname{Assimetria}(Q1, Q2))$  e  $\left(\frac{1}{2}\right) \cdot \ln(Q1/Q2)$  onde estão o máximo e mínimo de derivadas locais, calculamos o  $\lambda$  experimental que será utilizado no cálculo de posição como:

$$\lambda = \frac{2,82}{V_2 - V_1} \text{ (eq. 23)}$$

A precisão no cálculo de  $V_1$  e  $V_2$  está intrinsecamente ligada ao tamanho dos bins do gráfico de  $-\operatorname{atanh}(\operatorname{Assimetria}(Q1, Q2))$  e  $\left(\frac{1}{2}\right) \cdot \ln(Q1/Q2)$ . O tamanho de bin que gerou melhores resultados foi de 0,008, que consideramos como incerteza para  $V_1$  e  $V_2$ . Podemos ver pelo gráfico de derivadas da Figura 27 e no anexo que o tamanho do bin parece ser bastante razoável como incerteza dada a distribuição das derivadas. Desse modo podemos calcular a incerteza de  $\lambda$  por propagação de incertezas.

Os valores absolutos de  $\lambda$  e suas incertezas estão na Tabela 4, juntamente com um teste t entre cada valor e a média de 6,32 m, onde a incerteza da média foi considerada como o desvio padrão dos dados, que vale 0,88 m. Podemos ver que a incerteza dos gráficos nos fornece uma boa incerteza para  $\lambda$ , da ordem de menos de 2%, o que representará uma incerteza da ordem de 5,6 cm para o tamanho total do detector. Os dois métodos de cálculo de  $x$  também retornaram valores idênticos de  $\lambda$ , dadas as incertezas, o que é um sinal positivo para o método.

Podemos ver que, se consideramos que todos os cintiladores são do mesmo material e, portanto, deveriam ter um mesmo valor de  $\lambda$ , todos eles são compatíveis com a média, dado o desvio padrão dos dados. Contudo, o valor de  $\lambda$  não

necessariamente será idêntico, pois as PMTs não são idênticas e, por isso, certas diferenças são esperadas. Isso se torna mais evidente ao compararmos os valores obtidos com os valores tabelados de  $\lambda$  para o material dos cintiladores (plástico EJ-200) segundo a empresa fornecedora Eljen, que é de 3,8 m. Por isso, as análises utilizaram o valor de  $\lambda$  experimental para cada cintilador.

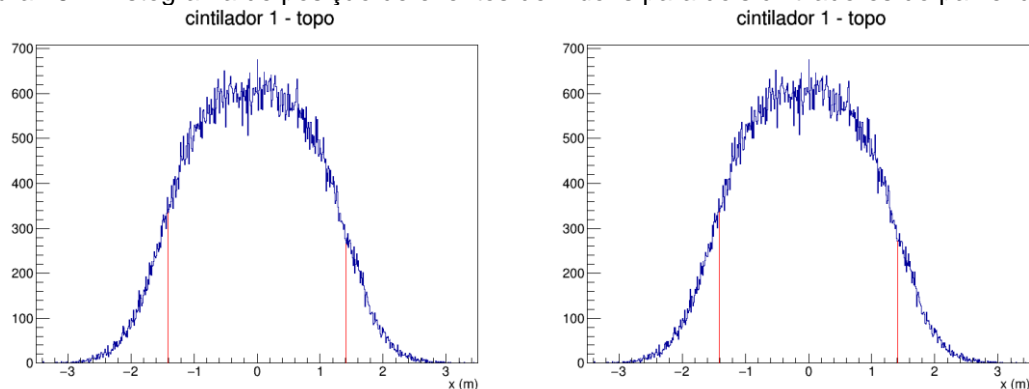
Tabela 4 – Valores de  $\lambda$  e suas respectivas incertezas calculadas pelo método de  $\text{atanh}(A)$  e  $\ln(Q1/Q2)$ . Incertezas calculadas a partir de propagação

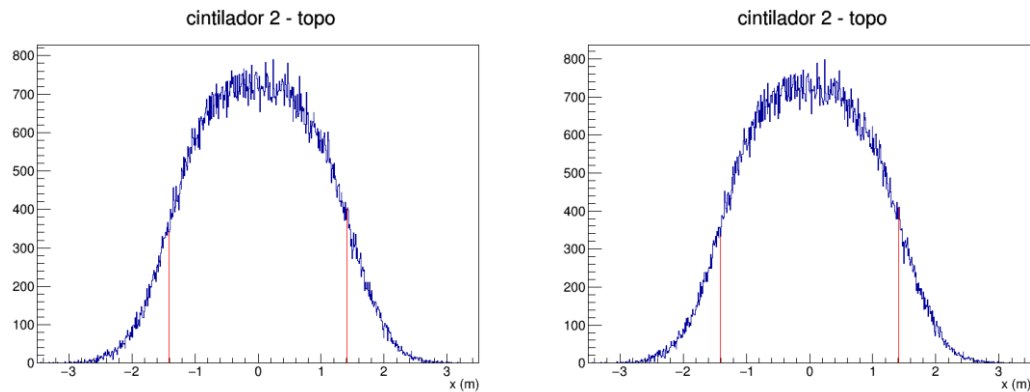
Cintilador	$\lambda(m)$ calculado por $\text{atanh}(A)$	$\lambda(m)$ calculado por $\ln(Q1/Q2)$	Teste t com a média
1	$7,07 \pm 0,10$	$7,07 \pm 0,10$	0,8
2	$6,52 \pm 0,10$	$6,53 \pm 0,10$	0,2
3	$6,25 \pm 0,08$	$6,25 \pm 0,08$	-0,1
4	$6,91 \pm 0,10$	$6,91 \pm 0,10$	0,7
5	$4,85 \pm 0,06$	$4,86 \pm 0,06$	-1,7

Fonte: Elaborado pelo autor.

Após coletarmos os valores experimentais de  $\lambda$ , podemos fazer os gráficos de posição de eventos de cada cintilador, cujos gráficos estão na Figura 28 e no Apêndice D. O eixo utilizado para marcar as distâncias foi o determinado pelo comprimento de cada cintilador, no caso, o eixo x determinado anteriormente. Quando calcularmos a posição nos cintiladores da base, o eixo utilizado também será o definido pelo comprimento de cada cintilador da base.

Figura 28 – Histograma de posição de eventos de múons para dois cintiladores do painel do topo





Fonte: Elaborado pelo autor.

Na Figura 28, a posição relativa foi calculada a partir de  $\operatorname{atanh}(\operatorname{Assimetria}(Q1, Q2))$  (esquerda) e a partir de  $\ln(Q1/Q2)$  (direita). As linhas vermelhas da Figura 28 representam os limites do cintilador, cujo centro foi tomado como referência, portanto a distribuição deve ir de -1,41 m a 1,41 m.

Podemos ver que a distribuição de posição dos eventos em todos os cintiladores também é idêntica para ambos os métodos de cálculo de  $x$ . De fato, todos os bins tiveram contagens idênticas em todos os casos para todos os cintiladores com ambos os métodos. Podemos concluir que calcular a posição a partir de  $\operatorname{atanh}(\operatorname{Assimetria}(Q1, Q2))$  ou  $\ln(Q1/Q2)$  gera resultados idênticos e, por isso, vamos falar de somente um dos métodos daqui para frente, já que tudo o que for dito sobre um método pode, portanto, ser diretamente aplicado ao outro. No caso, vamos focar no método de cálculo de posição utilizando  $\operatorname{atanh}(\operatorname{Assimetria}(Q1, Q2))$ .

Podemos ver que a forma dos gráficos de posição não tem uma distribuição constante ao longo do cintilador, ou seja, com aproximadamente o mesmo número de contagens em todas as posições. A princípio, podemos presumir que a distribuição fosse uma distribuição constante, já que não há um local preferencial por onde os múons passariam. Contudo, há alguns fatores que podem explicar a distribuição real.

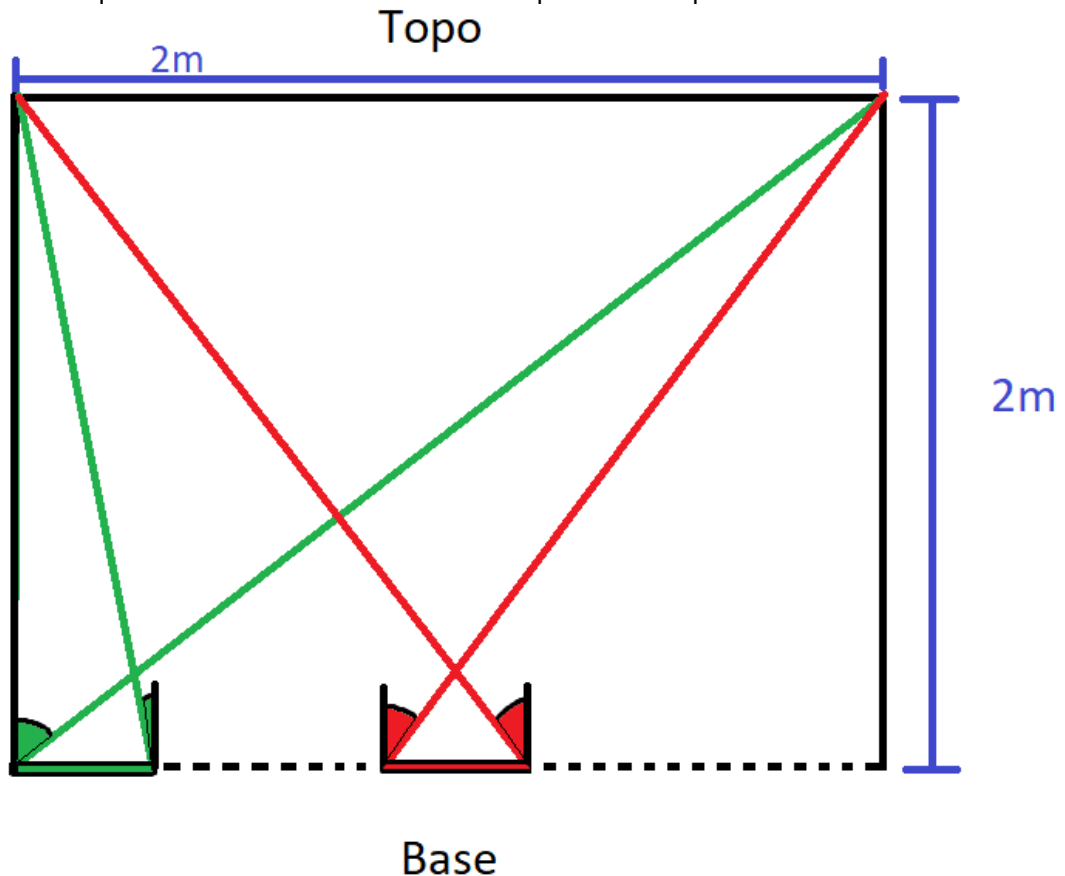
Uma possibilidade se dá pelo fato de que os múons têm uma distribuição que é fortemente influenciada pelo ângulo zênite, como veremos no capítulo 7, onde a direção preferencial é a vertical e a intensidade de múons diminui proporcionalmente ao cosseno do ângulo zênite de inclinação, que é o ângulo medido somente em relação à linha imaginária vertical que é perpendicular ao chão (GRIEDER, 2001) (WONSAK *et al.*, 2018). Esse efeito afetará mais a distribuição dos eventos das bordas dos cintiladores, já que a própria geometria do detector limita o intervalo de

ângulos zênite possíveis para eventos nas bordas, já que um evento com mais inclinação passará pelo cintilador do topo e pelo painel lateral enquanto, em um ponto mais central, um evento com a mesma inclinação poderia passar pelo cintilador da base.

Para exemplificar, podemos imaginar que o experimento tenha 2 m de altura e cada cintilador tenha 2 m de comprimento e 40 cm de largura. A ilustração do problema está na Figura 29. Se observarmos o cintilador mais próximo da borda, em verde, na Figura 29, os ângulos zênite possíveis para os múons observados por esse cintilador que passam pelo painel do topo em relação ao eixo observado serão de aproximadamente  $-11^\circ$  a  $45^\circ$  se levarmos em conta os cintiladores da base de 40 cm de largura, tendo aproximadamente  $56^\circ$  de ângulo de abertura. Enquanto isso, um evento que ocorre em um cintilador localizado mais ao meio do detector, como o colocado em vermelho na Figura 29, pode ter um ângulo zênite de entrada entre aproximadamente  $-31^\circ$  e  $31^\circ$ , tendo, portanto, um total de  $62^\circ$  de ângulo de abertura. Podemos ver que a abertura angular de ambos os detectores será semelhante independentemente da posição, mas o cintilador central tem uma abertura maior para eventos com ângulos zênite mais próximos de  $0^\circ$  de ambos os lados, enquanto um cintilador mais próximo das bordas só observa ângulos de entrada de, no máximo,  $11^\circ$  por um de seus lados. Essa diferença na abertura angular a baixos ângulos pode influenciar o número de eventos vistos nas bordas do cintilador. Esse efeito pode ocorrer de modo semelhante quando observamos as bordas e o centro de um mesmo detector.



Figura 29 – Esquema meramente ilustrativo sobre o problema de posicionamento dos cintiladores



Fonte: Elaborado pelo autor.

Se selecionamos múons que passam no painel do topo, cintiladores em diferentes posições no painel da base observarão ângulos de entrada diferentes, como exemplificado pelo cintilador em verde, mais próximo de uma lateral que, por consequência, tem uma abertura menor para ângulos zênite próximos de  $0^\circ$  na sua esquerda em relação ao cintilador mais central, destacado em vermelho. Os ângulos referidos no texto são os destacados na Figura.

Um outro fator que pode ser mais importante nesse caso é o de o detector ter uma resposta diferente para a coleta de fótons dependendo da posição dos eventos. Esse efeito já foi observado nos cintiladores antes do começo do experimento e pode estar suprimindo eventos da região mais próxima às bordas, pois alguns eventos nessa região não geram carga suficiente nas PMTs para serem contados como eventos de múons (PRIHTIADI *et al.*, 2018).

Não podemos fazer testes mais controlados nos detectores para termos absoluta certeza de que nossos resultados representam a realidade, tanto pela natureza dos eventos que procuramos que não podem ter uma origem fixa a não ser que estivéssemos em um ambiente com mais controle sobre esse tipo de radiação,

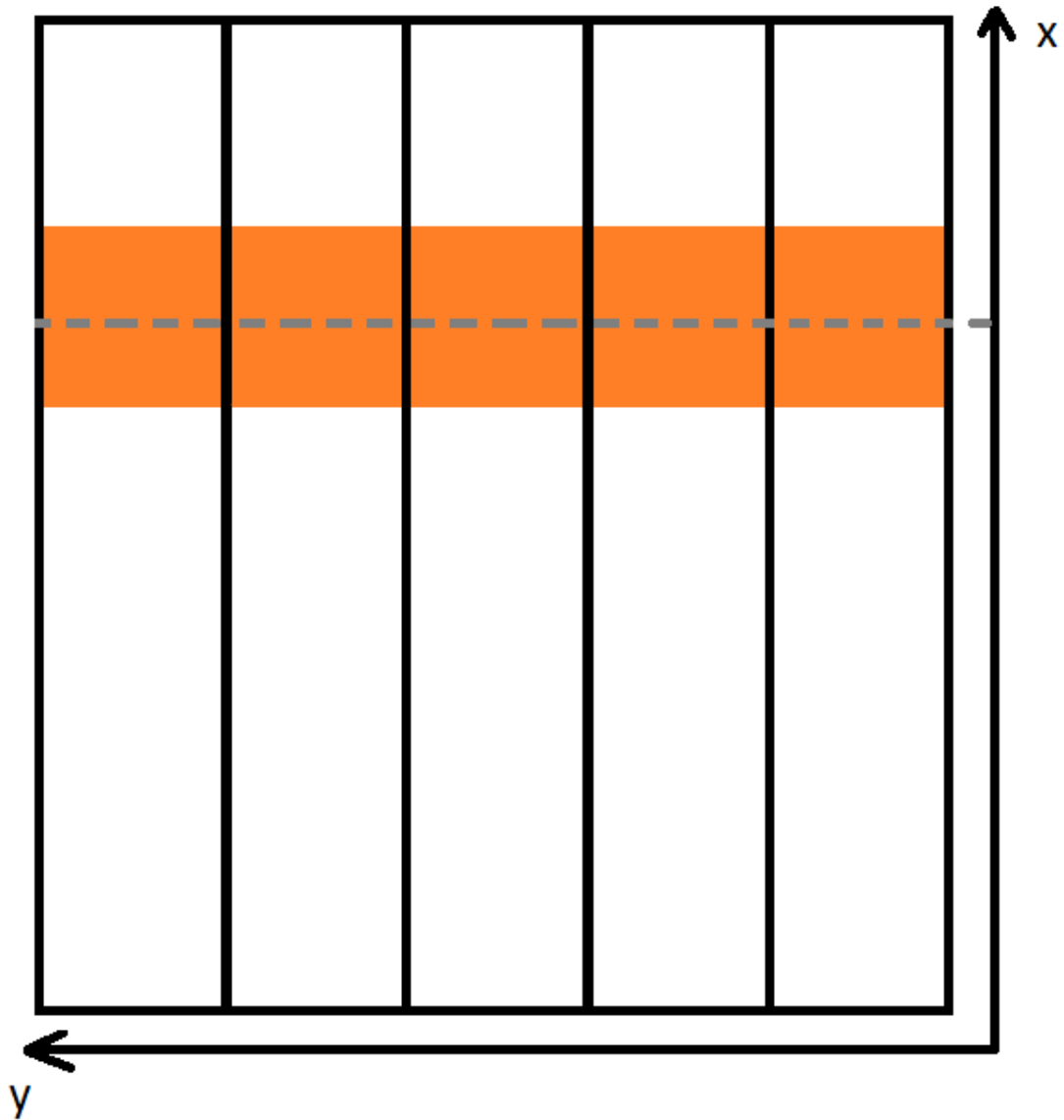
tal como um acelerador de partículas que produz múons, como também por não podermos interferir na atual aquisição de dados. Contudo, podemos colocar uma prova a partir da seleção de diferentes cintiladores para verificar se há correlação entre nossa determinação de posição e a posição real dos cintiladores.

Sabe-se que a maior parte dos múons tem trajetória perpendicular aos detectores, e os detectores dos painéis do topo e da base são perpendiculares entre si em sua orientação segundo os eixos propostos, como mostra a Figura 30 em uma visão superior do detector, de modo que a linha paralela ao eixo y que passa pelo meio de um detector do painel da base tem mesma coordenada x para todos os cintiladores do painel do topo.

Portanto, se nosso método calcula corretamente a posição real dos eventos no detector, se selecionamos somente eventos que ocorrem em um dado cintilador da base, o pico da distribuição de eventos deve ficar mais próximo da posição relativa do cintilador da base em relação ao eixo x proposto para os cintiladores do topo.

A ilustração dessa ideia está na Figura 30, onde, se selecionarmos eventos que passam em um dado cintilador do topo, qualquer um dos colocados em branco, e o cintilador da base destacado em laranja, esperamos que o pico de distribuição de eventos de todos os cintiladores do topo fique mais próximo do centro do cintilador da base, marcado pela linha cinza na Figura 30.

Figura 30 – Ilustração (fora de escala) da geometria entre os cintiladores do topo (branco e preto) e um cintilador da base (laranja) a partir de uma visão de cima do experimento



Fonte: Elaborado pelo autor.

O eixo de referência usado para as medidas é o eixo representado como  $x$  na Figura 30, conforme proposto anteriormente. Podemos ver que a distância relativa entre o centro do cintilador da base, em laranja, e a origem do eixo  $x$ , proposta no início do capítulo, é a mesma para todos os cintiladores do painel do topo.

Fazendo essa nova seleção, temos os histogramas da Figura 31. Os valores de posição média dos bins de maior contagem dos histogramas de posição dos 5 cintiladores do topo, com referencial de posição com origem na PMT dos cintiladores do topo, e a posição relativa real de cada cintilador do painel da base com relação ao referencial do experimento, todos medidos a partir do eixo  $x$ , estão na Tabela 5,

onde a incerteza esperada da posição é da ordem de grandeza do bin utilizado, de 3,8 cm.

O mais importante a se observar no caso é a posição relativa de maior contagem. Não podemos fazer um ajuste de uma função previamente estabelecida para conseguir o valor mais provável de cada distribuição, visto que não temos um modelo teórico para a distribuição de eventos com essa seleção, e um ajuste de uma gaussiana não se adequa bem aos dados. Por isso, vamos ajustar um polinômio de grau 9 à distribuição e consideramos a posição do pico da distribuição como sendo o local onde o polinômio tem maior valor no intervalo dos limites dos detectores. O grau do polinômio é arbitrário, somente usado para fins de obtenção do valor mais provável por falta de melhores alternativas, mas ele se ajusta bem aos dados e, como vemos pela Tabela 5, não afeta significativamente a incerteza da localização dos picos. Alguns exemplos do ajuste desse polinômio a algumas das distribuições estão no Apêndice E. O valor médio também foi considerado para ser o utilizado na análise, mas não é adequado pois algumas distribuições não são simétricas, o que poderia causar resultados errôneos.

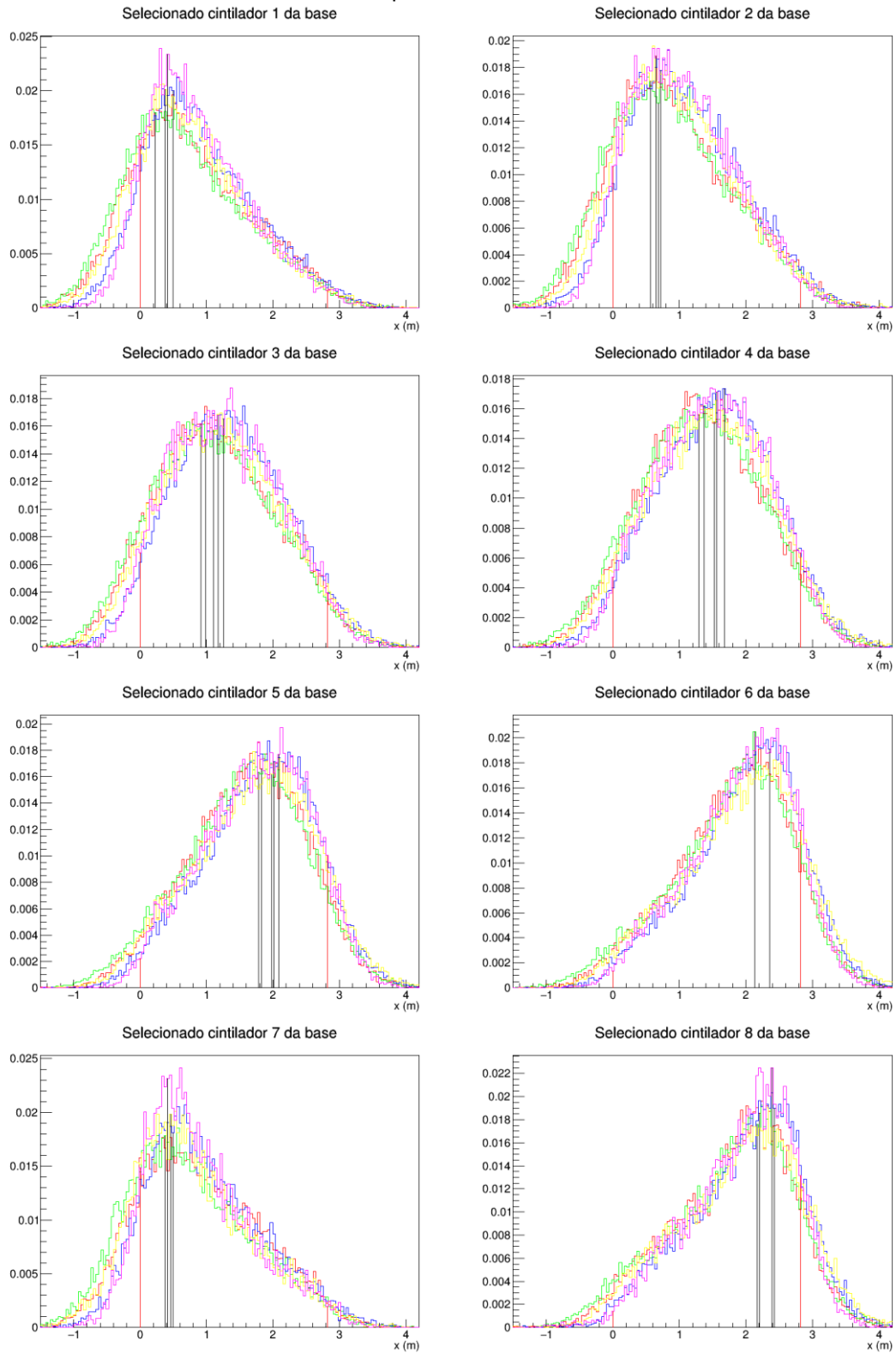
Podemos ver que realmente há uma correlação entre a seleção de cada cintilador da base e sua posição relativa ao painel do topo. Isso é um indício forte de que temos representatividade de posição e que ela pode corresponder à realidade. Se considerarmos a largura dos cintiladores da base como sendo de 33 cm, a incerteza de suas posições será de 16,5 cm, considerando a localização como o centro da PMT de cada detector. Podemos constatar na Tabela 5 que a média dos valores de posição dados pelo método para cada cintilador são compatíveis com os valores de posição relativa considerando a incerteza de 16,5 cm, exceto o cintilador 7.

De fato, o índice de correlação entre as posições encontradas para os cintiladores da base e suas posições reais em relação ao eixo correspondente de cada cintilador do topo é de 0,982. Apesar de sabermos que correlação não necessariamente revela causalidade, esse ao menos é um sinal positivo para o método.

Cabe colocar uma observação sobre os cintiladores 7 e 8. Como eles estão localizados ligeiramente fora do experimento, a localização do cintilador 7 é negativa, então eles terão valores menores de contagem se selecionarmos eventos que passam somente em dois cintiladores, pois a geometria favorece que um múon

que passe pelo painel do topo também passe por um dos painéis da esquerda ou da direita antes de chegar aos cintiladores 7 e 8. Por isso, há um aumento no número de eventos de 3 painéis para estes cintiladores. Como estamos utilizando somente eventos que passaram por dois cintiladores, os problemas de nossa análise para esses dois detectores já eram esperados.

Figura 31 – Exemplos de histogramas de posição achadas com seleção de apenas um cintilador do painel da base



Fonte: Elaborado pelo autor.

Cada cor da Figura 31 representa a distribuição de um dos 5 cintiladores do topo. Os gráficos representam a seleção dos cintiladores 1 a 8 da base. Podemos

ver que a posição de maior contagem se desloca conforme selecionamos diferentes cintiladores do painel da base. Todos os histogramas foram normalizados pela contagem total para melhor comparação dos picos. As linhas vermelhas são os limites dos cintiladores e as linhas pretas representam a moda da distribuição de cada cintilador do topo.

Tabela 5 – Posição média relativa ao referencial de uma das PMTs de um cintilador do topo e posição real do cintilador da base segundo o eixo x proposto para o experimento COSINE-100

Cintilador da base	Posição relativa no detector (cm)	Posição relativa dada pelo método (cm)
1	19,5	$38,9 \pm 1,9$
2	52,5	$65,46 \pm 0,21$
3	92,5	$108 \pm 4$
4	132,5	$148 \pm 5$
5	165,5	$194 \pm 8$
6	198,5	$226 \pm 4$
7	-13,5	$44,2 \pm 0,4$
8	231,5	$227 \pm 5$

Fonte: Elaborado pelo autor.

Podemos ver que há uma correlação entre a mudança de posição relativa do cintilador e o pico de contagens. A incerteza da posição dada pelo método é feita a partir do desvio padrão populacional da média dos 5 cintiladores do painel oposto. Podemos considerar a incerteza da posição real dos cintiladores como metade da largura do próprio cintilador, entre 16,5 cm e 20 cm, conforme Tabela 2.

Agora que podemos calcular a posição relativa no cintilador do topo e temos sinais de que a medida de posição tem correlação com a realidade, podemos também definir o  $Q_0$  da equação 12 a partir do valor de contagem do ADC de qualquer uma das duas PMTs do topo simplesmente invertendo a equação para um  $Q_0(Q_{\text{cintilador}})$ . A inversão da equação 12 para obtermos  $Q_0(Q_{\text{cintilador}})$  é bastante elementar. A seguir, vamos verificar o cálculo de  $Q_0$  e, com ele, calcular a posição relativa nos cintiladores da base.

### 5.2.3 Cálculo de $Q_0$

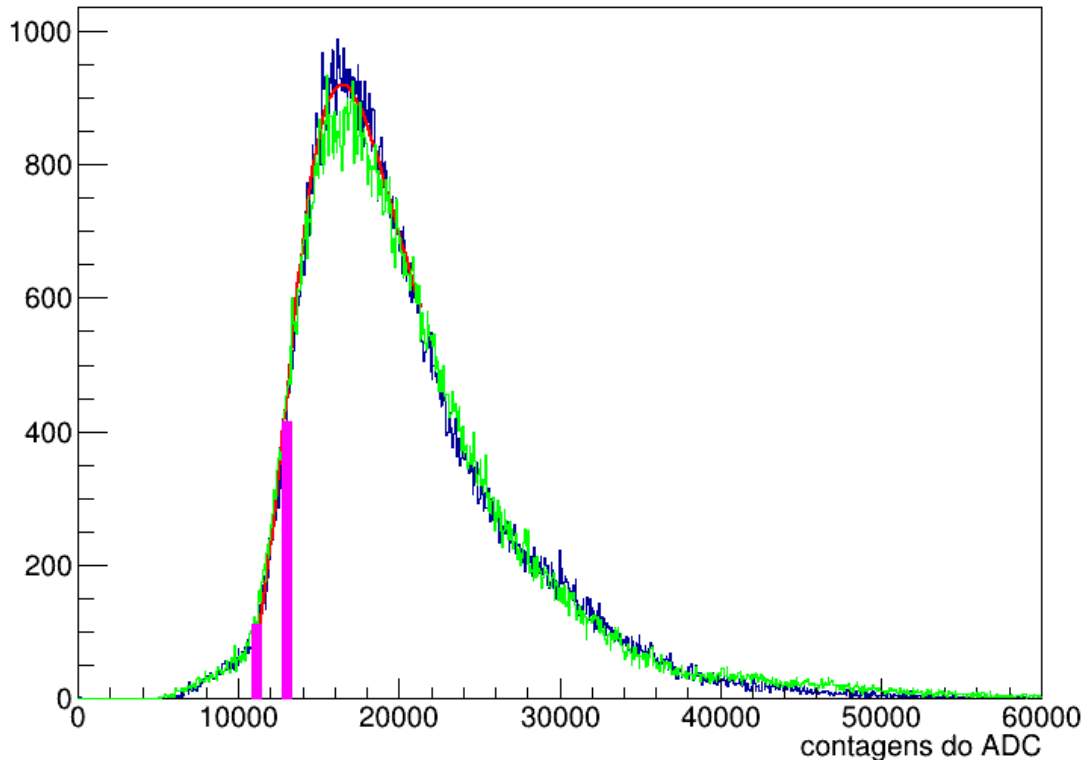
Para verificar o cálculo de  $Q_0$  a partir da equação 12, esperamos que ele tenha uma distribuição similar ao espectro de uma PMT comum, ou seja, que seu pico de contagem seja bem modelado por uma função Landau e que o pico dos espectros de  $Q_0$  esteja sempre acima do pico da PMT usada como referencial, pois temos que usar uma das duas PMTs do cintilador como  $Q$  na equação 12 e esperamos que o espectro de  $Q_0$  seja necessariamente maior que  $Q$  dada a equação 12, já que a potência do fator exponencial nunca será menor que 0 se selecionarmos eventos dentro do cintilador. Por isso, outro teste para avaliação da qualidade de  $Q_0$  é que ele tenha espectros ao menos semelhantes se utilizarmos a primeira ou a segunda PMT de um mesmo cintilador.

Na Figura 32 há um exemplo de espectro de  $Q_0$  calculado, que cumpre com as exigências descritas. Todos os espectros de  $Q_0$  podem ser vistos no anexo. Podemos ver também pela comparação dos espectros que o cálculo de  $Q_0$  utilizando qualquer uma das PMTs do cintilador do topo gera resultados semelhantes.

É possível notar certas diferenças no número de contagens do pico dos espectros apresentados na Figura 32. Isso provavelmente se deve a eventos que geraram poucas contagens no ADC em uma das PMTs, tanto pelo fato de o evento poder ter ocorrido muito próximo de uma das PMTs como pelo fato de o evento ter gerado poucos fótons naturalmente, acabando por gerar um  $Q_0$  diferente do calculado para a outra PMT por causa da variação causada pela própria incerteza desses valores baixos de contagem, fazendo a carga  $Q_0$  calculada se deslocar para um valor mais alto. Mas a diferença, além de ser muito pequena por não gerar alterações na forma do espectro, também não deve ser muito relevante para a análise, visto que eventos que causaram a diferença de contagem provavelmente estarão em uma região que não consideramos dentro dos limites do detector da base, já que o valor de assimetria será muito baixo ou muito alto pela diferença relativa nas cargas.



Figura 32 – Espectro de  $Q_0$  calculado a partir de cada uma das duas PMTs do cintilador 1 do topo, representadas pelos espectros em azul e verde



Fonte: Elaborado pelo autor.

As linhas rosadas da Figura 32 representam os picos de cada PMT separadamente segundo a própria escala. Podemos ver que o espectro segue as especificações requeridas. Em vermelho está o ajuste de uma distribuição Landau para a curva azul, que será a base da análise daqui em diante. O ajuste representa bem a curva.

#### 5.2.4 Cálculo da posição no painel da base

Com todas as informações do painel do topo verificadas e com todas as escalas devidamente corrigidas, vamos agora verificar o cálculo de posição dos cintiladores do painel da base do detector com o uso do cálculo de  $Q_0$  proposto, que estará ajustado à escala da PMT do cintilador da base que iremos analisar. Vamos utilizar a mesma seleção de eventos de múons e as PMTs estão todas colocadas na mesma escala da PMT do cintilador da base que será analisado em cada caso.

Para tal, podemos utilizar a equação 12, onde  $Q$  será a contagem do ADC da PMT da base observada e  $Q_0$  será dado pelo painel do topo. Com a posição calculada a partir do centro do cintilador da base, e agora fazendo nossas medidas

de posição a partir do eixo y proposto, podemos obter a posição de um evento no cintilador da base a partir da equação:

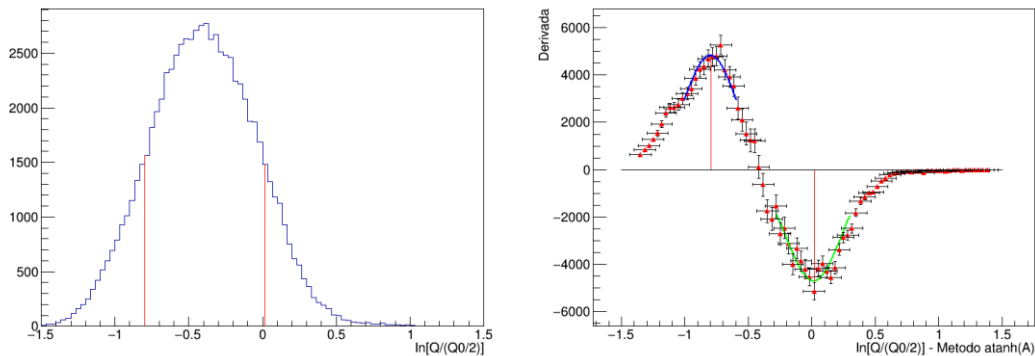
$$y(Q, Q_0) = \frac{L}{2} + \lambda \cdot \ln\left(\frac{2 \cdot Q}{Q_0}\right) \text{ (eq. 24)}$$

Obtida ao isolarmos a posição na equação 12 que, no caso dos cintiladores da base, será dada a partir do eixo y, onde também consideramos B'' muito pequeno e a origem de y no centro do cintilador como feito para os cintiladores do topo; Q é a contagem do canal do ADC da PMT do cintilador da base observada, e  $Q_0$  é dado pelo cálculo já mencionado a partir de uma das PMTs do painel do topo. Assim, vamos calcular o  $\lambda$  experimental a partir do fator  $\ln(2 \cdot Q/Q_0)$  da equação 24 e a derivada numérica de cada ponto dessa distribuição, obtendo os pontos de máxima e mínima derivada também ajustando uma gaussiana próxima dos pontos com maior e menor valor de derivada.

Como vimos, os métodos de  $\text{atanh}(\text{Assimetria}(Q1, Q2))$  e  $\ln(Q1/Q2)$  são totalmente equivalentes, de modo que ambos fornecem valores equivalentes para a determinação de  $Q_0$ , então podemos nos focar em apenas um. No caso, utilizaremos para o restante da análise o cálculo de  $\text{atanh}(\text{Assimetria}(Q1, Q2))$  nos painéis do topo para obtermos  $Q_0$  para o painel da base. O uso de  $\ln(Q1/Q2)$  também foi estudado em todas as etapas a seguir e apresentou resultados idênticos aos de  $\text{atanh}(\text{Assimetria}(Q1, Q2))$ .

Um exemplo do histograma de distribuição de  $\ln(2 \cdot Q/Q_0)$  usado no cálculo de  $\lambda$  está na Figura 33, os outros histogramas podem ser vistos no Apêndice F. O cálculo é feito do mesmo modo que o dos cintiladores do topo, com a diferença de agora ajustarmos o intervalo para que seja compatível com os 2,05 m dos cintiladores do painel da base. Podemos negligenciar a diferença entre os cintiladores de 2,05 m e 2,07 m, pois ela é facilmente coberta pela incerteza no cálculo do tamanho dos painéis. No caso, utilizamos bins de tamanho 0,0225 para o ajuste de  $\lambda$ . Os valores absolutos de  $\lambda$  e suas respectivas incertezas estão na Tabela 6, junto a um teste t em relação à média de 2,67 m, utilizando-se a incerteza desta como sendo o desvio padrão da amostra, que vale 0,58 m. As incertezas de  $\lambda$  ficam entre 3,5% e 5% de seu valor total, o que significa uma incerteza máxima de aproximadamente 10 cm no cálculo do tamanho do cintilador.

Figura 33 – Exemplo de histograma de  $\ln(2Q/Q_0)$ , com cálculo de  $Q_0$  baseado em  $\text{atanh}(\text{Assimetria}(Q_1, Q_2))$  para  $Q_1$  e  $Q_2$  do painel do topo, e respectivo gráfico de derivada local  
cintilador 1 - Base



Fonte: Elaborado pelo autor.

As linhas na Figura 33 indicam os pontos de máxima e mínima derivada global que serão a referência para o tamanho do cintilador.

Tabela 6 – Valores absolutos de  $\lambda$  e suas respectivas incertezas para cada um dos 8 cintiladores do painel da base do experimento

cintilador da base	$\lambda$ experimental (m)	teste t com a média
1	$2,52 \pm 0,09$	-0,26
2	$2,47 \pm 0,09$	-0,35
3	$2,41 \pm 0,08$	-0,45
4	$2,52 \pm 0,11$	-0,26
5	$2,88 \pm 0,15$	0,34
6	$3,51 \pm 0,14$	1,40
7	$3,38 \pm 0,16$	1,18
8	$1,70 \pm 0,04$	-1,68

Fonte: Elaborado pelo autor.

Dois pontos chamam bastante atenção quando fazemos essa análise.

Primeiro podemos notar que todas as distribuições de  $\ln(2.Q/Q_0)$ , com  $Q_0$  calculado a partir de  $\text{atanh}(\text{Assimetria}(Q_1, Q_2))$  nos painéis do topo não são centradas em zero como a distribuição dos cintiladores do topo. Como esperamos que  $Q < \frac{Q_0}{2}$  para a região dentro do cintilador da base, o que gera valores de  $\ln(2.Q/Q_0)$  negativos, esse fato é congruente com nossa análise. Veremos que, com

a soma do fator  $L/2$  da equação 24 após multiplicarmos  $\ln(2.Q/Q_0)$  por  $\lambda$ , a distribuição ficará centrada na origem.

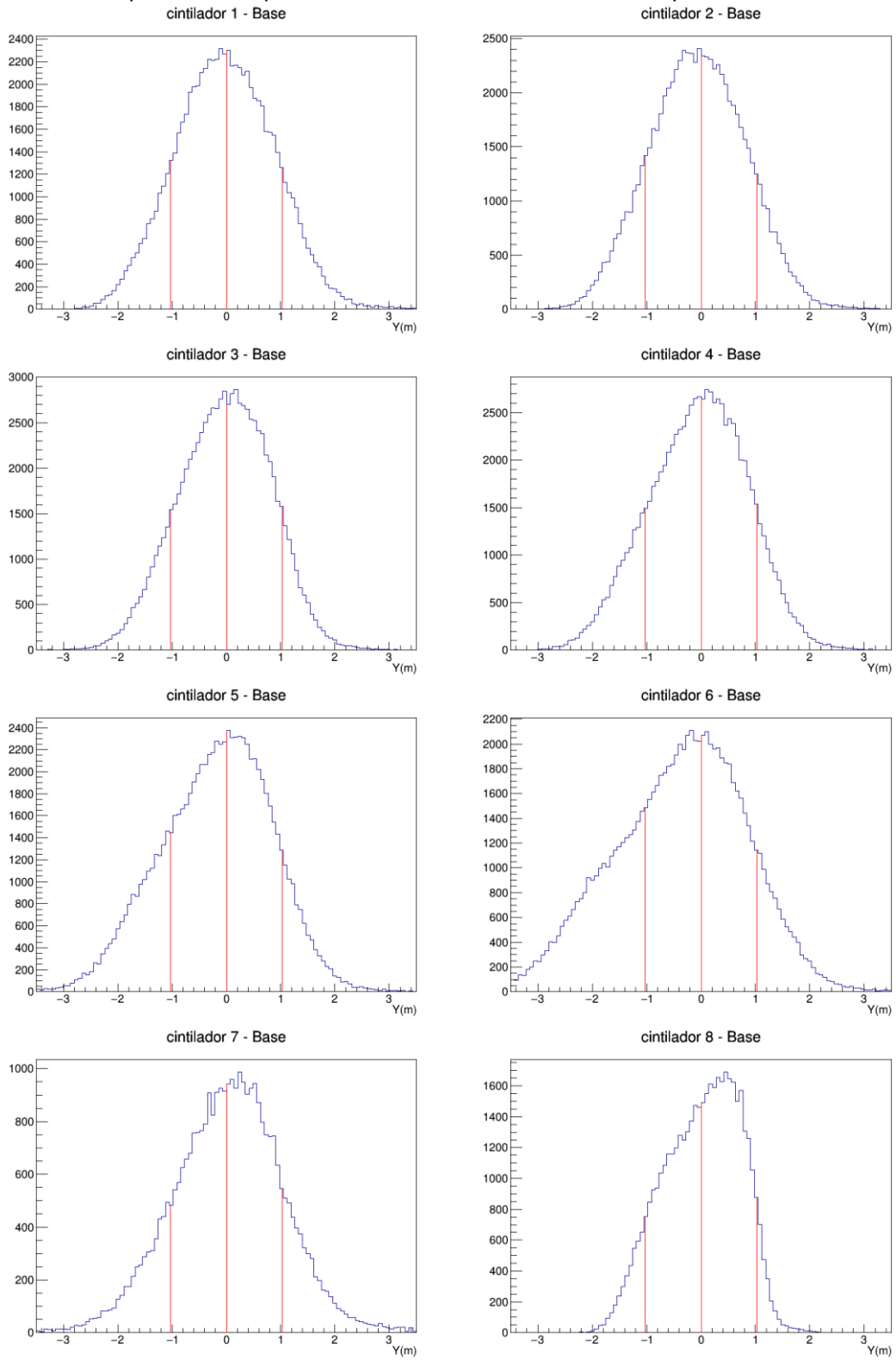
Também podemos ver que o  $\lambda$  experimental obtido em cada cintilador apresenta grandes variações se compararmos às incertezas de cada um. Mas, assim como nos cintiladores do topo, iremos adotar o valor experimental, já que inúmeros fatores próprios de cada PMT podem alterar o valor tabelado.

Contudo, também podemos observar que há uma dificuldade especial aqui para determinar o valor de  $\lambda$  já que, como mostrado nos histogramas da Figura 33 e no Apêndice F, há uma forte influência da forma da distribuição de eventos em cada cintilador, em especial os cintiladores 5 e 8, que apresentam uma queda muito mais suave no número de eventos que os demais e seu ponto de mínima derivada não fica bem localizado, de modo que o ajuste de uma gaussiana pode não ser mais uma alternativa tão viável, apesar de os valores obtidos assim ainda estarem próximos dos pontos com maior e menor derivada global.

Agora, com os valores de  $\lambda$  obtidos, podemos calcular a posição relativa à PMT de cada cintilador a partir do eixo  $y$  com o mesmo método usado nos cintiladores do topo e valor de  $Q_0$  provindo do cintilador do topo. Com isso, geramos os espectros de posição mostrados na Figura 34.

Podemos ver na Figura 34 que há uma região maior de eventos fora da região do cintilador em relação à distribuição dos cintiladores do topo na Figura 28. Aproximadamente 15% dos eventos nos cintiladores do topo ficavam fora dos limites do cintilador, e para os painéis da base esse valor oscila entre 25% e 50%, até para os cintiladores 5, 6 e 8. Isso pode ser uma limitação do método, já que o cálculo dos limites dos cintiladores do painel da base mostra dificuldades para achá-los, principalmente para as distribuições que apresentam distribuições muito assimétricas, a exemplo dos cintiladores 6 e 8. Portanto, o método de determinação dos limites do cintilador pode ser problemático para os cintiladores da base.

Figura 34 – Distribuição de posição de eventos nos cintiladores plásticos do painel da base do experimento, representando os cintiladores de 1 a 8 do painel da base



Fonte: Elaborado pelo autor.

A origem foi colocada no centro do cintilador. As linhas vermelhas da Figura 34 representam a origem e as bordas de cada cintilador, sendo a origem na posição 0.

Podemos ver que a forma da distribuição de alguns cintiladores não é tão simétrica como as observadas para os cintiladores do topo, tendo as distribuições dos cintiladores 6 e 8 do painel da base como maior exemplo. A relevância dessa distribuição diferente será mais bem analisada no subcapítulo a seguir. Já que estamos integrando as contribuições de todos os cintiladores do topo para gerar a distribuição de eventos dos cintiladores da base, é possível que a influência do ângulo zênite observado por um dado cintilador da base ao selecionarmos diferentes cintiladores do painel do topo cause essa diferença, já que cintiladores mais próximos da borda favorecem a contagem de eventos em localizações diferentes, como discutido no capítulo 5.2.2.

#### 5.2.5 Verificação do método para os cintiladores da base por meio de comparação da distribuição de eventos com o painel do topo

Podemos ver pela Figura 34 que todas as distribuições dos cintiladores da base apresentam o pico de contagem próximo do ponto central, o que é consistente com o visto nos cintiladores do painel do topo. Somente o espectro de posições do cintilador 8 apresenta o pico aparentemente deslocado, assim como sua forma mais assimétrica, mas isso pode novamente ser causado pela seleção feita, já que os cintiladores 7 e 8 têm uma tendência menor de detectar eventos de *single hit*. Contudo, o cintilador 7 apresenta uma distribuição mais próxima dos outros, por isso ainda vamos levar em conta o cintilador 8 na análise.

Contudo, isso não nos dá plena certeza de que os valores obtidos representam corretamente a posição no painel da base. Como citado, as diversas interações do múon no interior do experimento que geram perdas de energia foram negligenciadas e esperamos que as contagens de carga dos cintiladores do topo e da base guardem uma proporcionalidade, representada por  $Q_0$ , mas isso pode não ser verdade dadas as possíveis outras interações que podem gerar perda de energia dentro do detector, além da possibilidade de o múon não depositar o mesmo  $Q_0$  nos painéis do topo e da base.

Para verificar mais apropriadamente se os dados são consistentes, seria necessário um modelo adequado para a dispersão dos dados no cintilador da base, dada a seleção de eventos usada, ou uma simulação de eventos no detector.

De fato, há um grupo voltado para simulações do experimento, mas seu foco maior está no estudo de sinais de fundo internos, como radiação provinda do cristal. Por isso, a simulação utilizada pelo grupo não considera os cintiladores plásticos como detectores sensíveis e não utiliza eventos de múons. O envolvimento de simulações é bem mais complexo e pode ser um próximo passo para a análise do método.

Como queremos somente propor e testar métodos de reconstrução de posição, vamos utilizar uma abordagem mais simples, dado que o método de cálculo de posição é mais correto e adequado para os cintiladores do painel do topo, que apresentam duas PMTs cada. Então vamos considerar esses cintiladores como modelo de distribuição de eventos e comparar os parâmetros estatísticos dele com relação à distribuição das posições nos cintiladores da base. O objetivo é verificar se os parâmetros da distribuição de posição dos cintiladores da base são semelhantes à distribuição dos cintiladores do topo.

Os parâmetros estatísticos de comparação serão: a média da distribuição, sendo que todas as distribuições serão criadas de modo que as posições consideradas reais do cintilador estejam entre  $-L/2$  e  $L/2$ , sendo  $L$  o tamanho do cintilador usado e, portanto, a média esperada é na posição 0; o desvio padrão; o parâmetro estatístico assimetria, ou *skewness* (segundo momento da distribuição); e a curtose (terceiro momento da distribuição). Vamos comparar também esses valores da distribuição somente entre os limites dos cintiladores para verificar se há diferenças ao não considerarmos os eventos que ficam fora do tamanho dos detectores.

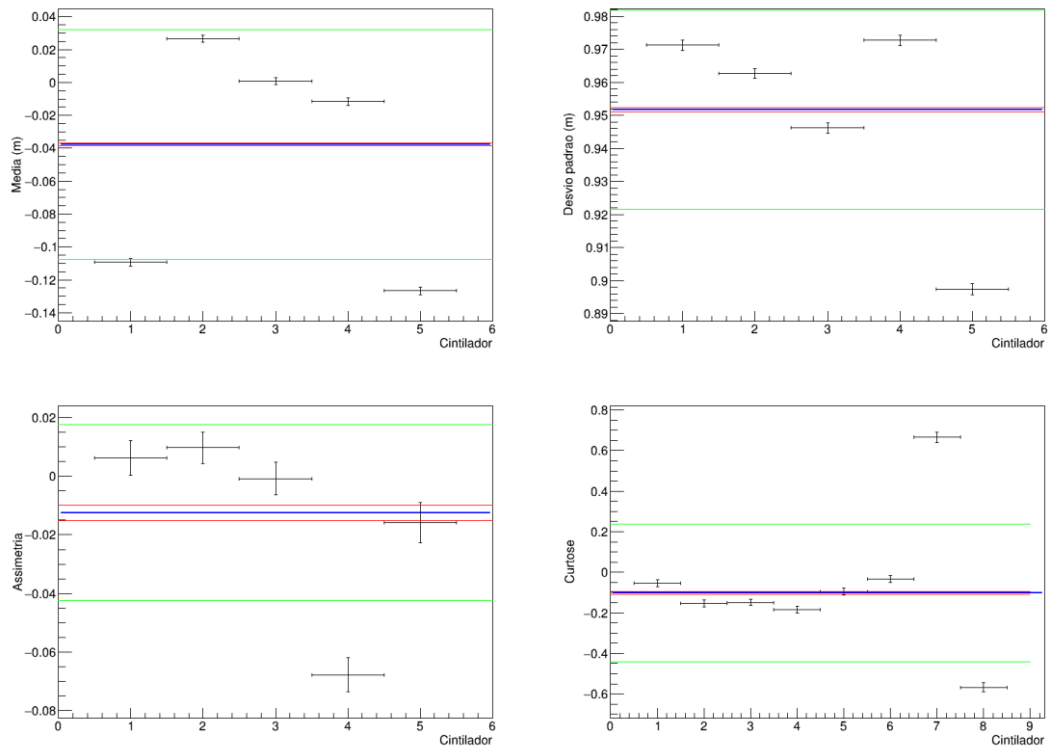
Os resultados das médias dos parâmetros das distribuições estão nas Tabelas 7 e 8, e sumarizados nas Figuras de 35 a 38. As Figuras 35 e 36 e a Tabela 7 se referem à distribuição da posição dos eventos quando não nos limitamos somente ao tamanho do detector, enquanto as Figuras 37 e 38 e a Tabela 8 se referem à distribuição de eventos cuja posição está apenas dentro do detector. Em outras palavras, se observarmos a Figura 34 como exemplo, a Figura 36 representa a distribuição de todos os pontos, enquanto a Figura 38 representa a distribuição dos pontos entre as linhas que delimitam o tamanho do cintilador. A distribuição foi

calculada de modo que o meio do cintilador fosse a origem. Um teste t para as médias de cada parâmetro de cada painel com as duas seleções de distribuição estão nas tabelas 7 e 8.

As incertezas dos pontos das Figuras 35 a 38 foram dadas pelo próprio programa utilizado para análise de dados, baseado na linguagem *root*, que já fornece esses parâmetros para histogramas. Portanto, ambos os valores e incertezas são, em parte, dependentes do número de divisões utilizadas no histograma.

Para deixar nossa análise consistente, utilizamos um número grande o suficiente de divisões para que os valores representassem o melhor possível a distribuição dos dados. No caso, o número de bins foi 100 vezes maior que o utilizado para os histogramas de posição de cada cintilador.

Figura 35 – Gráficos dos valores de média (cima esquerda), desvio padrão (cima direita), assimetria (baixo esquerda) e curtose (baixo direita) com todos os pontos selecionados no método para os cintiladores do painel do topo



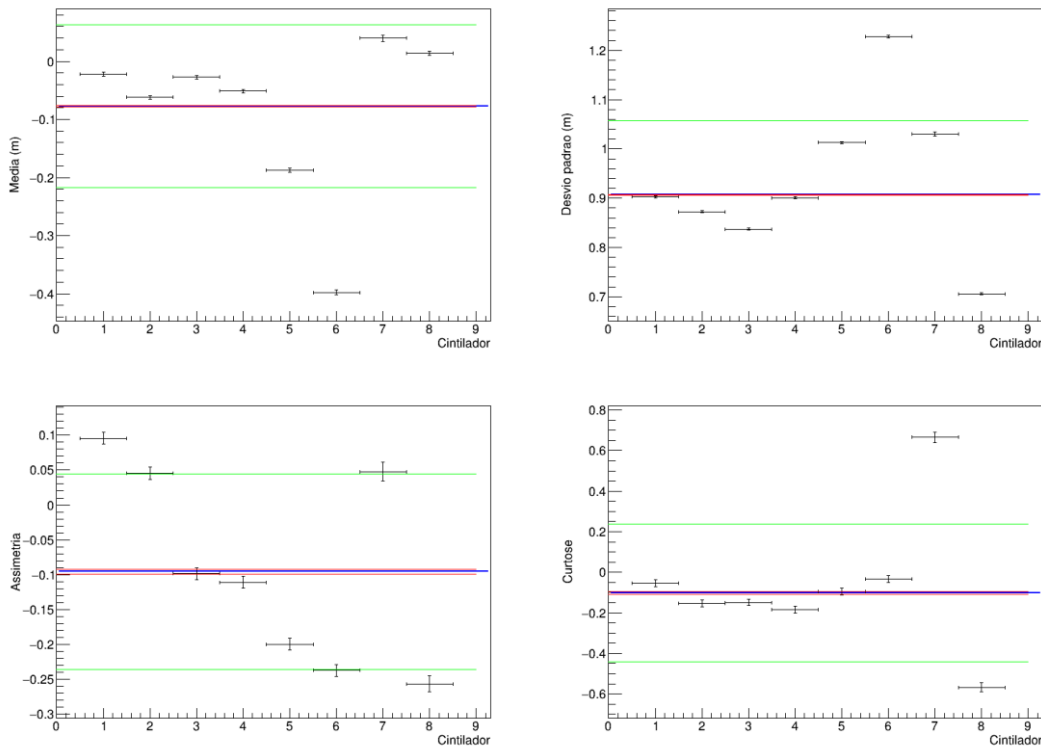
Fonte: Elaborado pelo autor.

A linha azul da Figura 35 representa a média dos valores de cada gráfico feita a partir de um ajuste linear de uma constante, supondo que seguem a mesma distribuição. As linhas vermelhas representam os limites de 1 intervalo de incerteza



acima e abaixo da média, cujo valor foi dado pelo ajuste feito a partir da linguagem Root. As linhas verdes representam o intervalo de 1 desvio padrão.

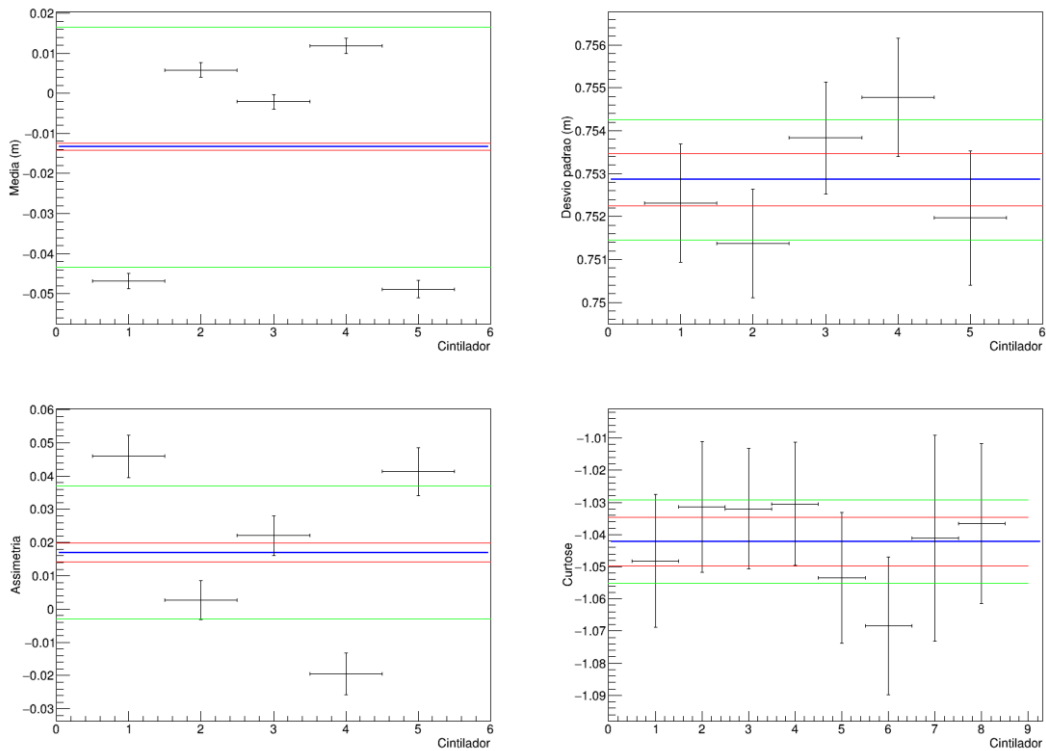
Figura 36 – Gráficos dos valores de Média (cima esquerda), desvio padrão (cima direita), assimetria (baixo esquerda) e curtose (baixo direita) com todos os pontos seleccionados no método para os cintiladores do painel da base



Fonte: Elaborado pelo autor.

A linha azul da Figura 36 representa a média dos valores de cada gráfico feita a partir de um ajuste linear de uma constante, supondo que seguem a mesma distribuição. As linhas vermelhas representam os limites de 1 intervalo de incerteza acima e abaixo da média, cujo valor foi dado pelo ajuste feito a partir da linguagem Root. As linhas verdes representam o intervalo de 1 desvio padrão.

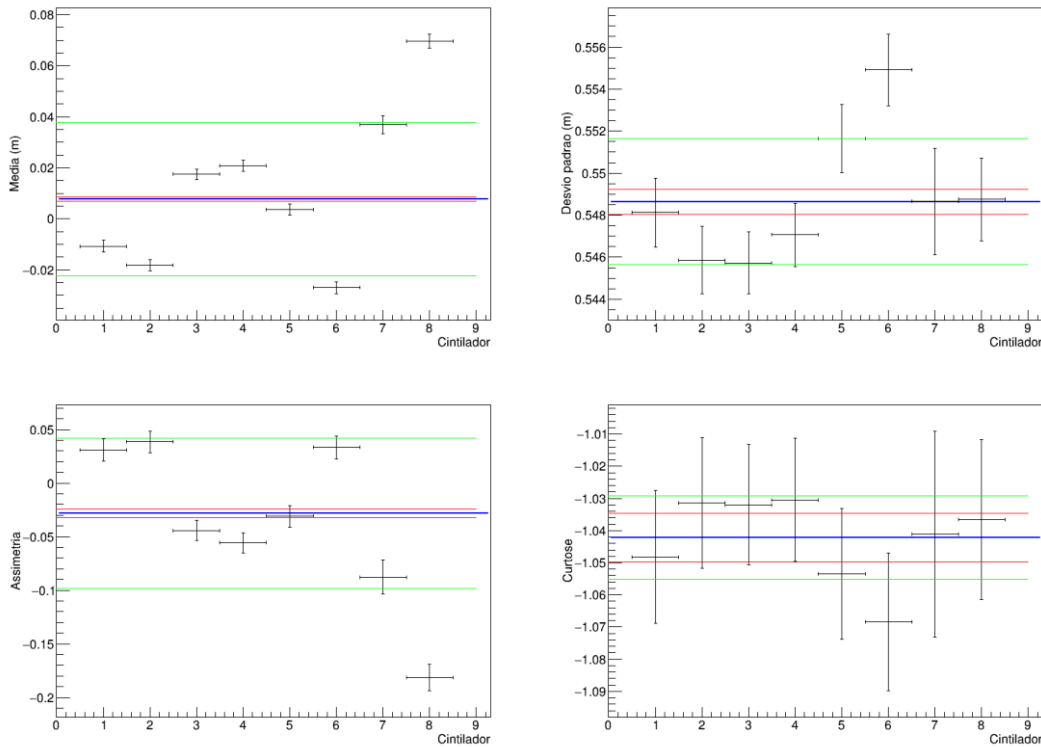
Figura 37 – Gráficos dos valores de Média (cima esquerda), desvio padrão (cima direita), assimetria (baixo esquerda) e curtose (baixo direita) para os pontos localizados dentro da região do cintilador para os cintiladores do painel do topo



Fonte: Elaborado pelo autor.

A linha azul da Figura 37 representa a média dos valores de cada gráfico feita a partir de um ajuste linear de uma constante, supondo que seguem a mesma distribuição. As linhas vermelhas representam os limites de 1 intervalo de incerteza acima e abaixo da média, cujo valor foi dado pelo ajuste feito a partir da linguagem Root. As linhas verdes representam o intervalo de 1 desvio padrão.

Figura 38 – Gráficos dos valores de Média (cima esquerda), desvio padrão (cima direita), assimetria (baixo esquerda) e curtose (baixo direita) com os pontos localizados dentro da região do cintilador para os cintiladores do painel da base



Fonte: Elaborado pelo autor.

A linha azul da Figura 38 representa a média dos valores de cada gráfico feita a partir de um ajuste linear de uma constante, supondo que seguem a mesma distribuição. As linhas vermelhas representam os limites de 1 intervalo de incerteza acima e abaixo da média, cujo valor foi dado pelo ajuste feito a partir da linguagem Root. As linhas verdes representam o intervalo de 1 desvio padrão.

Tabela 7 – Valores médios de todos os dados da distribuição, incluindo pontos fora do detector, obtidos a partir dos ajustes lineares de cada parâmetro estatístico, para os painéis da base e do topo

	Média - Topo	Média - Base	Teste t
Média (m)	$-0,0377 \pm 0,0010$	$0,0775 \pm 0,0012$	-74
Desvio Padrão (m)	$0,9517 \pm 0,0007$	$0,9067 \pm 0,0008$	42
Assimetria	$-0,012 \pm 0,0026$	$-0,095 \pm 0,003$	21
Curtose	$-0,627 \pm 0,005$	$-0,103 \pm 0,006$	-67

Fonte: Elaborado pelo autor.

As incertezas da Tabela 7 foram dadas pelo ajuste. Também foi calculado um teste t de compatibilidade entre os valores obtidos para os cintiladores do topo e da base.

Tabela 8 – Valores médios somente dos pontos dentro dos limites dos cintiladores, obtidos a partir dos ajustes lineares de cada parâmetro estatístico, para os painéis da base e do topo

	Média - Topo	Média - Base	Teste t
Média (m)	-0,0134 ± 0,0008	0,0078 ± 0,0008	-19
Desvio Padrão (m)	0,7529 ± 0,0006	0,5486 ± 0,0006	241
Assimetria	0,0169 ± 0,0028	-0,028 ± 0,004	9
Curtose	-1,072 ± 0,006	-1,042 ± 0,008	-3

Fonte: Elaborado pelo autor.

As incertezas foram dadas pelo ajuste. Também foi calculado um teste t de compatibilidade entre os valores obtidos para os cintiladores do topo e da base. Podemos constatar alguns pontos a partir dos dados. Primeiramente, podemos ver pelas Figuras de 35 a 38 que os parâmetros estatísticos estudados sofrem uma grande variação dentro do mesmo painel se compararmos com a incerteza da média obtida pelo ajuste linear. Isso pode ter duas origens: ou a distribuição não segue um padrão para todos os cintiladores de um mesmo painel, de modo que não podemos comparar os parâmetros estatísticos da distribuição de eventos dos cintiladores, ou esses parâmetros realmente apresentam uma grande variação em torno da média para cintiladores de um mesmo painel, apesar de eles serem semelhantes em sua geometria. Ambos os casos não podem ser verificados no momento, já que temos um número bastante limitado de cintiladores em cada painel para compararmos. Para efeitos de comparação, vamos considerar que podemos comparar os cintiladores ao menos em um mesmo painel e que eles seguem uma distribuição de eventos semelhante.

Podemos também ver que a média dos parâmetros se altera de modo considerável se selecionamos todos os eventos ou somente os eventos que estão dentro dos limites do cintilador, dadas as incertezas. Isso pode mostrar que as bordas do cintilador realmente têm grande influência na distribuição de contagens do ADC, o que aumenta a importância que devemos dar ao método de definição das bordas do cintilador na análise. De fato, esse método deve ser refinado, como fica

evidente ao compararmos a distribuição de eventos dos cintiladores da base com os do topo.

Por fim, vamos comparar cada parâmetro estatístico dos painéis a partir dos eventos dentro da região dos cintiladores, ou seja, os dados da Tabela 8.

O valor médio das médias de eventos em ambos os painéis é incompatível com 0, a origem no meio do cintilador, e ambas as médias não são compatíveis entre si dentro do intervalo de  $3\sigma$ . Isso, em parte, pode ser causado pelas distribuições bastante assimétricas dos cintiladores da base. Contudo, ambos os valores estão a menos de 2 cm da origem, o que significa que estão a menos de 3 bins da origem dada a escolha do número de divisões e escala usados na análise. Portanto, para efeitos práticos, as médias da localização de eventos seriam praticamente indistinguíveis da origem em nossos gráficos. Isso pode ser comprovado ao observarmos as distribuições do painel do topo, apesar de ser menos evidente na maioria dos cintiladores da base.

O valor médio de desvio padrão de ambos os painéis é também incompatível entre ambos dentro de  $3\sigma$ . Porém, vale lembrar que os cintiladores do topo e da base apresentam tamanhos diferentes. Portanto, para melhor comparar esses valores, podemos dividi-los pelo tamanho de cada cintilador, o que nos dá 0,2669(10) para o cintilador do topo e 0,2676(13) para o cintilador da base se considerarmos a incerteza da medida dos cintiladores como 1 cm. Isso significa que ambos os desvios padrão são totalmente compatíveis dentro de até  $2\sigma$  se levarmos em conta os tamanhos diferentes dos cintiladores.

Portanto, podemos dizer que as distribuições dos cintiladores são compatíveis entre si nesse parâmetro. Cabe uma consideração de que os valores obtidos de desvio padrão não eliminam a possibilidade de uma distribuição uniforme de eventos nos cintiladores, cujo valor esperado para os painéis do topo e da base seria de 0,81 m e 0,59 m, como provado no Apêndice A. As distribuições são, portanto, bem próximas de uma distribuição uniforme, sendo que o valor pode diferir apenas pelos eventos próximos das bordas dos limites dos cintiladores.

Os valores de assimetria e curtose não dependem diretamente do tamanho do detector para serem comparados. As curtoses obtidas são totalmente compatíveis entre si, dado que o teste t foi de 3. Os valores de assimetria não são compatíveis entre si dentro de  $3\sigma$ , mas o mais relevante é que são da mesma ordem de grandeza.

O fato de os valores absolutos de assimetria estarem mais próximos de 0 que de 1 ou -1 também mostra que a distribuição dos eventos nos cintiladores é, em média, simétrica. Os valores de curtose próximos de -1 também indicam que as distribuições de eventos não são compatíveis com o esperado de uma gaussiana, de curtose 0, o que significa que o número de eventos decai mais lentamente que uma gaussiana ao nos afastarmos do valor médio. Por esse motivo, uma gaussiana também não pode descrever bem os dados.

Portanto, para fins de comparação, podemos dizer que o método de determinação de coordenadas no cintilador da base é tão bom quanto ao utilizarmos o mesmo no cintilador do topo, onde tivemos uma comprovação de sua eficiência ao vermos a correlação da posição calculada com a posição real dos cintiladores da base no capítulo 5.2.2.

Apesar de não podermos comprovar totalmente a eficácia do método sem uma simulação, podemos ver que os cintiladores da base não apresentam nenhuma limitação ao seu uso se compararmos com os cintiladores do topo. Não provamos que o cálculo de posição funciona totalmente, mas temos dados para provar que ele tem grandes chances de representar a realidade das posições de eventos de múons no experimento.

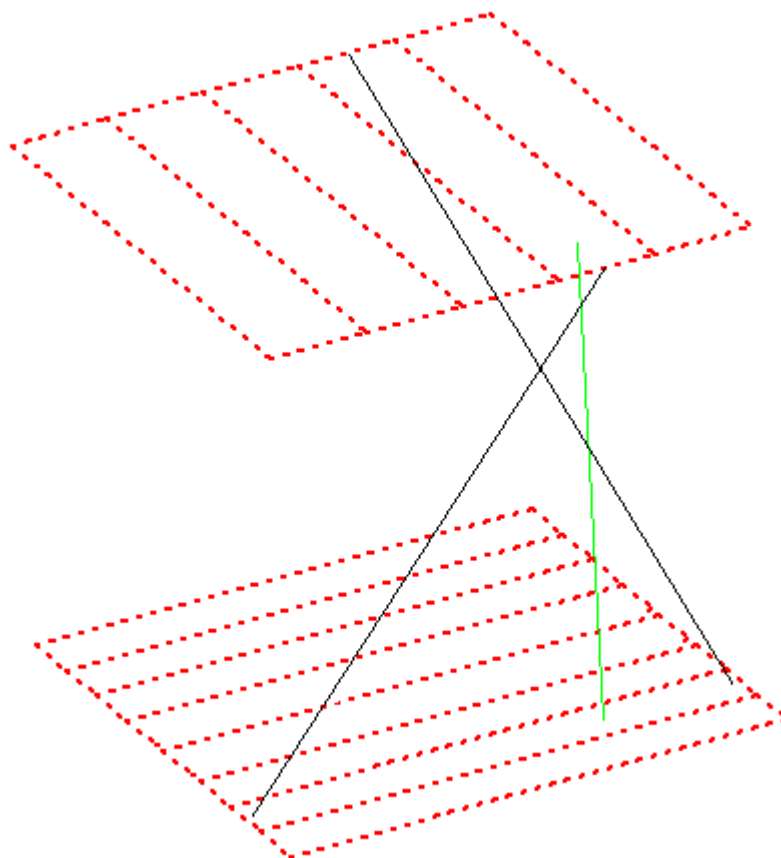
### 5.3 Desenho de trajetórias baseadas no método apresentado

Com o método definido, podemos utilizá-lo para fazer a reconstrução de trajetórias de eventos simplesmente a partir das cargas das PMTs envolvidas. O método ainda precisa de estudos mais aprofundados, por exemplo, através de simulações, mas sua aplicação é razoavelmente simples.

Exemplos de reconstrução de trajetórias seguem nas Figuras 39, 40 e 41. As linhas traçadas em vermelho indicam os limites dos cintiladores, enquanto as linhas em preto e verde representam a reconstrução de trajetória de 3 eventos, sendo que em preto estão dois eventos que ocorrem próximos às bordas do cintilador e em verde está a trajetória de um evento que passa pelo par de coordenadas com maior número de contagens dos eventos de *single hit* analisados, onde obtivemos tais coordenadas a partir da distribuição de pares de coordenadas nos eixos x e y obtidas com o método para os cintiladores selecionados, que pode ser vista na Figura 42.

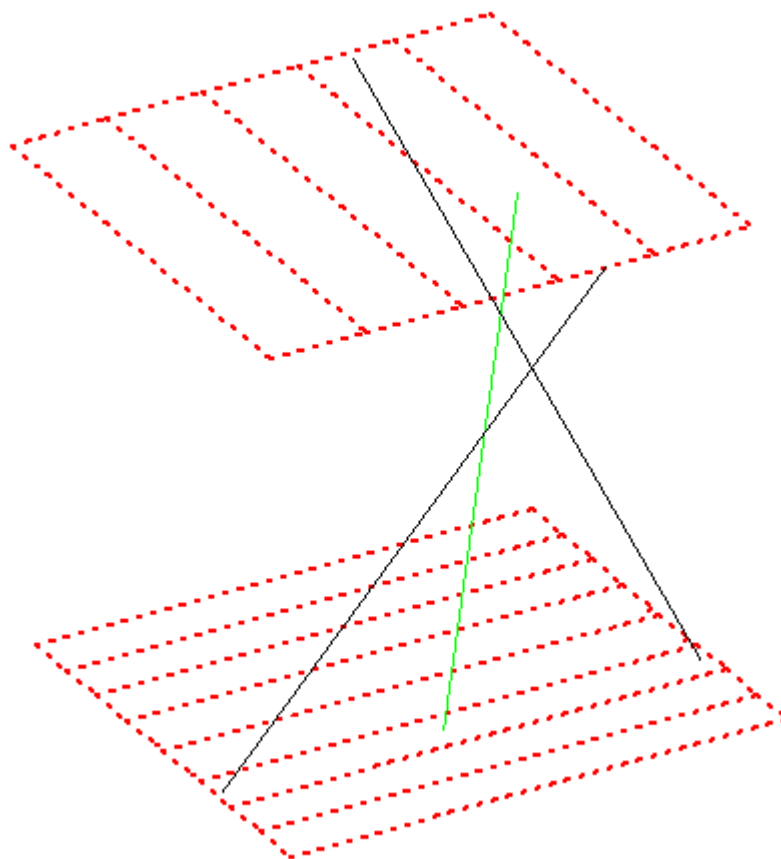
Os cintiladores foram desenhados em proporção com as dimensões reais. Esperamos que as trajetórias mais prováveis formem uma linha perpendicular aos dois cintiladores, já que esse é o ângulo de entrada mais provável para os múons.

Figura 39 – Reconstrução de trajetória com seleção dos cintiladores 4 do topo e 2 da base



Fonte: Elaborado pelo autor.

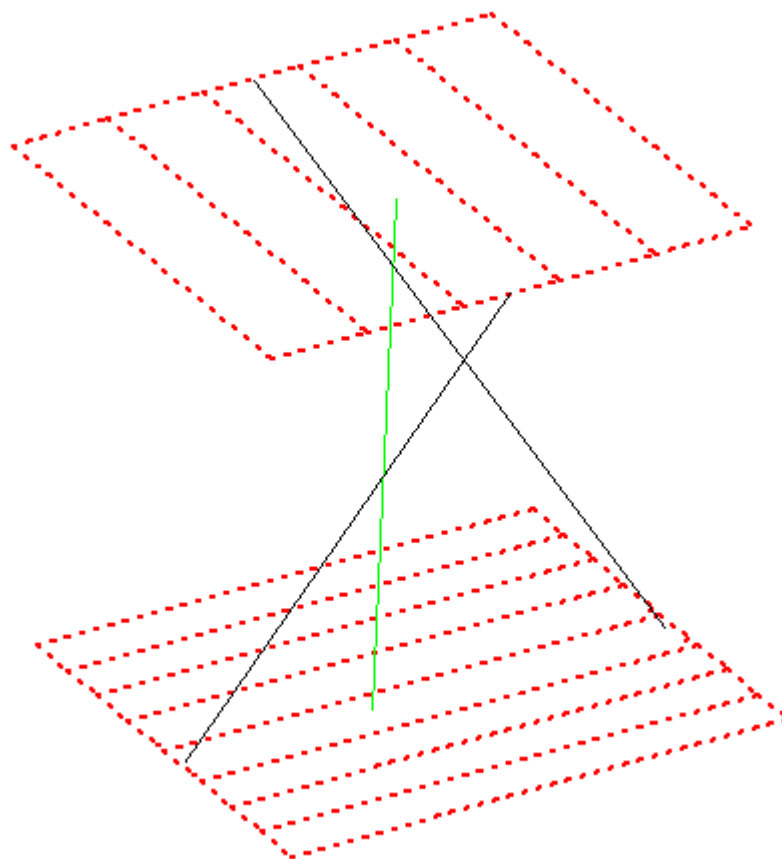
Figura 40 – Reconstrução de trajetória com seleção dos cintiladores 4 do topo e 3 da base



Fonte: Elaborado pelo autor.

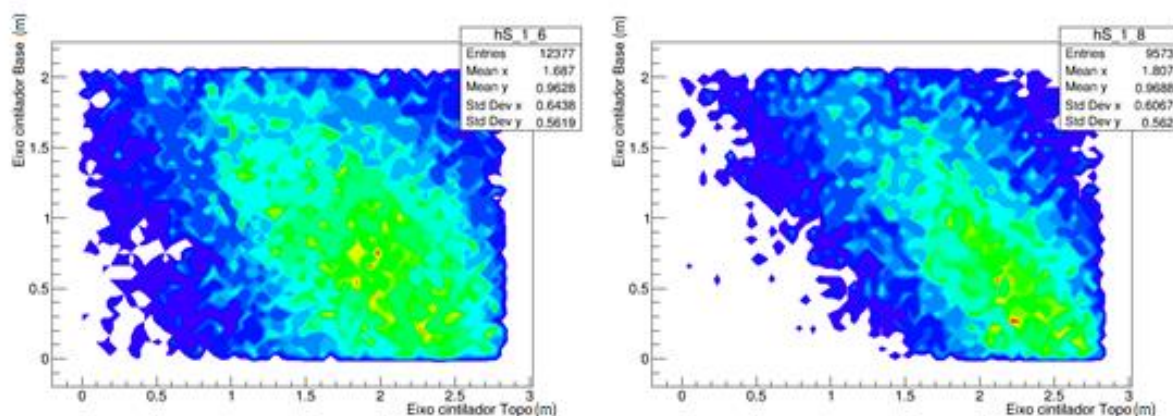


Figura 41 – Reconstrução de trajetória com seleção dos cintiladores 3 do topo e 4 da base



Fonte: Elaborado pelo autor.

Figura 42 – Mapa de contorno das distribuições de pares de coordenadas de eventos de múons



Fonte: Elaborado pelo autor.

As imagens da Figura 42 são, da esquerda para a direita, da seleção dos cintiladores 1 e 2 do topo, ambos com relação ao cintilador 1 da base, sendo colocados no eixo y a coordenada do evento para o eixo usado no cintilador da base e no eixo x a coordenada do evento no eixo do cintilador do topo.

Podemos ver nas Figuras 39 a 41 que a trajetória mais provável dos múons selecionados tende a ser a que forma  $90^\circ$  entre os cintiladores do topo e da base, como esperado, dado o tipo de evento que estamos observando, já que a trajetória mais provável de múons é a vertical, como vamos constatar no capítulo 7.

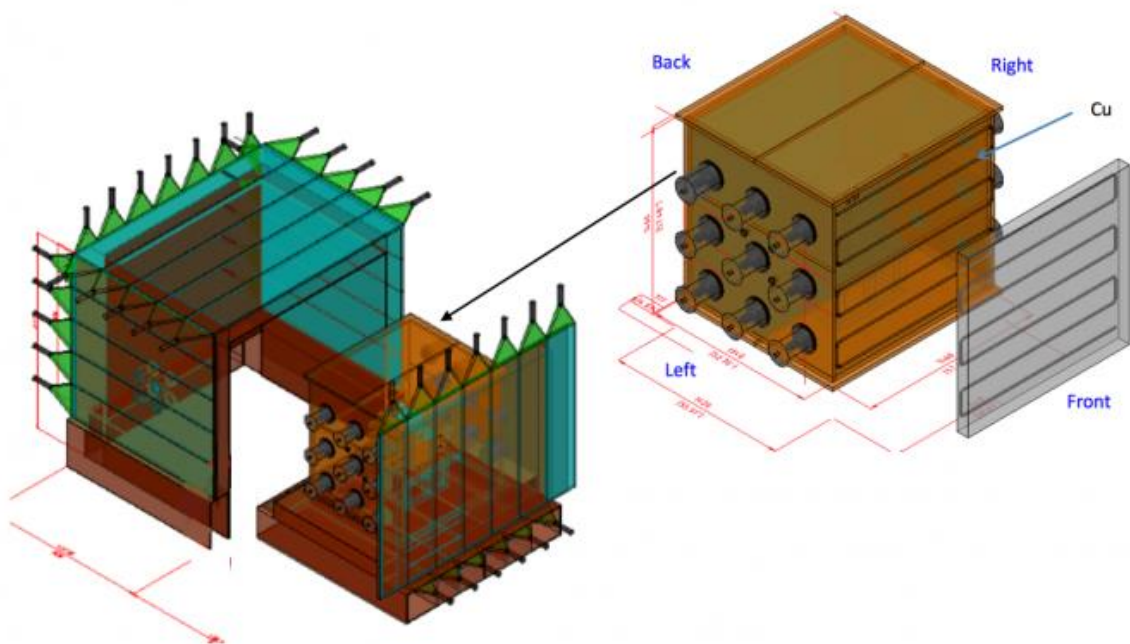
Para um passo futuro do método, podemos incluir as coordenadas dos cintiladores de cristal do experimento COSINE-100 nos diagramas das Figuras 39 a 41, de modo que poderemos diferenciar se um evento de múon pode ter passado por eles.

## 6 USO DOS CINTILADORES LÍQUIDOS DO EXPERIMENTO COMO AUXÍLIO PARA RECONSTRUÇÃO DE TRAJETÓRIA

Muitos experimentos usam cintiladores líquidos para estudo de partículas de alta energia, como múons (WONSAK *et al.*, 2018) (GIAZ, 2018). Baseado nestes experimentos, podemos aplicar conceitos semelhantes em nosso experimento, dada a simetria das PMTs do cintilador líquido do COSINE-100.

As 18 PMTs do cintilador líquido do COSINE-100 ficam organizadas em dois grupos de 9, em lados opostos do experimento, conforme mostrado na Figura 43. Usando ideias de Wonsak *et al.* (2018), que sugerem o uso da diferença de carga das PMTs do cintilador como meio de obter uma posição, onde a carga das PMTs é usada como “peso” para cálculo da posição relativa do evento entre as PMTs utilizadas, podemos tentar obter um ponto relacionado à trajetória do múon no detector tendo como pesos para suas coordenadas as cargas dessas PMTs.

Figura 43 – Esquema dos detectores do experimento COSINE-100 com destaque para as localizações das PMTs do cintilador líquido (direita)



Fonte: Yale University (© 2021).

O lado oposto ao mostrado é simétrico na colocação destas.

Assim, se temos a carga de duas PMTs opostas, podemos fazer o cálculo semelhante ao da assimetria, definindo o peso  $A'$  como:

$$A' = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1 + Q_2} \text{ (eq. 25)}$$

Onde  $Q_1$  e  $Q_2$  são as cargas integradas das PMTs opostas uma à outra no cintilador líquido, e  $A'$  é uma proporção entre -1 e 1 que, de modo semelhante à assimetria, nos dá a ideia de um ponto entre as PMTs, cuja distância relativa ao centro do detector seja proporcional ao valor calculado. Por exemplo, sendo  $d$  a distância total entre as duas PMTs,  $A'=0$  significa um ponto exatamente no ponto médio entre as PMTs,  $A'=0.5$  significa um ponto a  $\frac{3}{4}$  de  $d$  da PMT 2 e a  $\frac{1}{4}$  de  $d$  da PMT 1. Assim associamos um ponto à trajetória do múon quando usamos essa técnica conjuntamente à seleção de múons dos cintiladores plásticos.

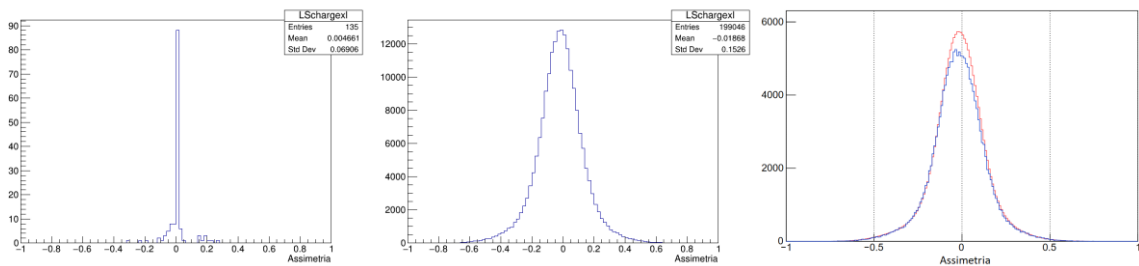
Podemos questionar se o fato de uma PMT poder coletar os fótons que podem refletir nas paredes do detector ou vir em direções diversas que não diretamente de sua frente possa mudar o resultado da técnica utilizada, mas, como sugerido em Wonsak *et al.* (2018), esse fato não deve ser um grande problema, já que a radiação Cherenkov, que é a base para a detecção no cintilador líquido, se espalha por cones de luz e, portanto, a maior parte da luz que chegará nas PMTs localizadas a uma mesma altura em relação à base desse cone deve receber a quantidade de fótons proporcional à distância do evento até a PMT. No nosso caso, a principal dificuldade deverá ser o tempo de aquisição de dados do ADC, que, como dito, é de 16 ns, o que é uma janela de tempo muito grande para diferenciarmos eventos no cintilador líquido.

Como esse cálculo é bastante semelhante à assimetria, podemos esperar uma distribuição de  $A'$  como a de um espectro típico de assimetria, ou seja, uma distribuição praticamente gaussiana de média 0. De fato, a distribuição da assimetria calculada a partir da carga total (soma das 9 cargas) de cada um dos lados do cintilador líquido faz parte do monitoramento de qualidade dos dados, feito semanalmente. Por isso, sabemos do tipo de distribuição esperada a partir dos dados de cada *sub run*.

Contudo, como mostram as Figuras 44 e 45, a distribuição obtida é bastante diferente do esperado. A distribuição do cálculo de assimetria para a soma das 9 PMTs é muito mais concentrada em uma pequena região, onde estão mais de 90% dos eventos, o que é mais evidente se observarmos os dados da Figura 45 para os

dados de 83 dias, de 7 de abril a 29 de junho de 2021. Podemos observar o mesmo padrão para cada um dos 9 pares de PMTs no cintilador, numerados de 1 a 9 segundo suas posições no detector. Exceto pelos pares 2 e 6, todas as distribuições de A' apresentam 90% de frequência em valores entre 0 e 0,006 quando usamos a seleção de múons. Os pares 2 e 6 apresentam 90% dos dados entre -0,006 e 0,012, o que ainda não é significativo para o método.

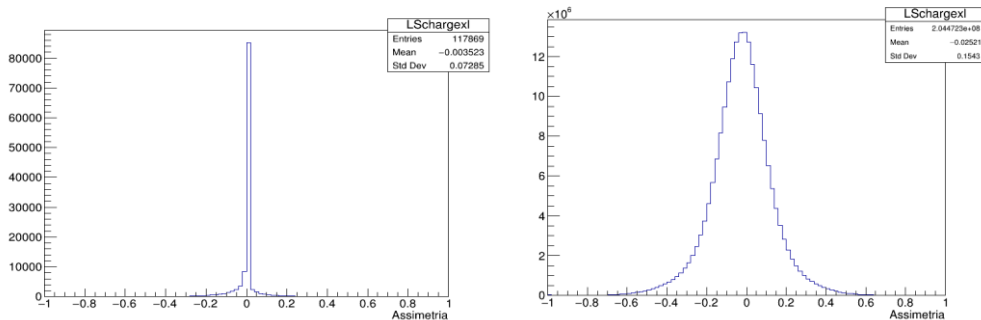
Figura 44 – Distribuição de A' a partir da soma das cargas das PMTs do cintilador líquido com seleção de eventos de múons(esquerda), sem a seleção de eventos de múons (meio) e exemplo de distribuição esperada de assimetria do monitoramento lento(direita)



Fonte: Elaborado pelo autor.

No último gráfico da Figura 44, a linha vermelha é a referência das runs de calibração, com todos os eventos de uma mesma sub run de monitoramento, equivalente a aproximadamente 2h de dados. O eixo X representa o valor de A', o eixo Y apresenta o número de contagens. Cada bin do histograma da esquerda tem tamanho de 0,006.

Figura 45 – Distribuição de A' para a seleção de múons (esquerda) e sem a seleção de múons (direita) para todos os dados de uma run de 83 dias



Fonte: Elaborado pelo autor.

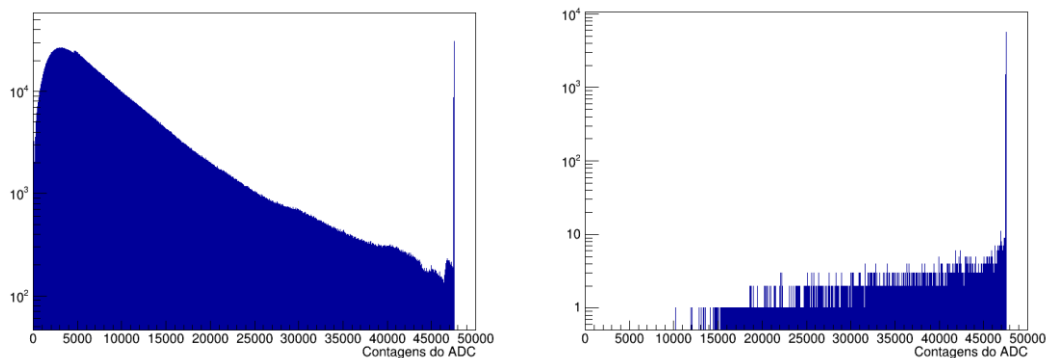
Essa constatação já coloca a técnica em xeque, visto que, aproximadamente 90% das vezes, a variação entre as cargas das PMTs é de menos de 0,6%, que está bastante próximo da última casa decimal dos valores de carga coletados pelo ADC.

Ao observarmos os valores utilizados no cálculo, podemos constatar que praticamente todos os valores são constantes e iguais ao máximo computável pelo ADC. Dado isso, provavelmente os eventos causados por múons acabam deixando um excesso de carga no cintilador líquido, de modo que há uma saturação na contagem de todas as PMTs deste. Assim, as variações observadas são, na verdade, apenas causadas pela eletrônica do experimento, não sendo representativos para um cálculo de trajetória.

A possibilidade de saturação das contagens do ADC se mostra o fator mais provável para os resultados se observarmos os espectros de contagens do ADC de uma PMT antes e após a seleção de múons, como mostrado na Figura 46.

Após a seleção, podemos ver que mais de 90% dos dados representam um pico no máximo de contagens obtido para as PMTs. Portanto, 90% dos dados correspondem a uma saturação na leitura do ADC. Esse padrão se repete para todas as PMTs.

Figura 46 – Espectros em escala log de contagem do ADC da PMT 1 do cintilador líquido antes (esquerda) e após (direita) a seleção de múons



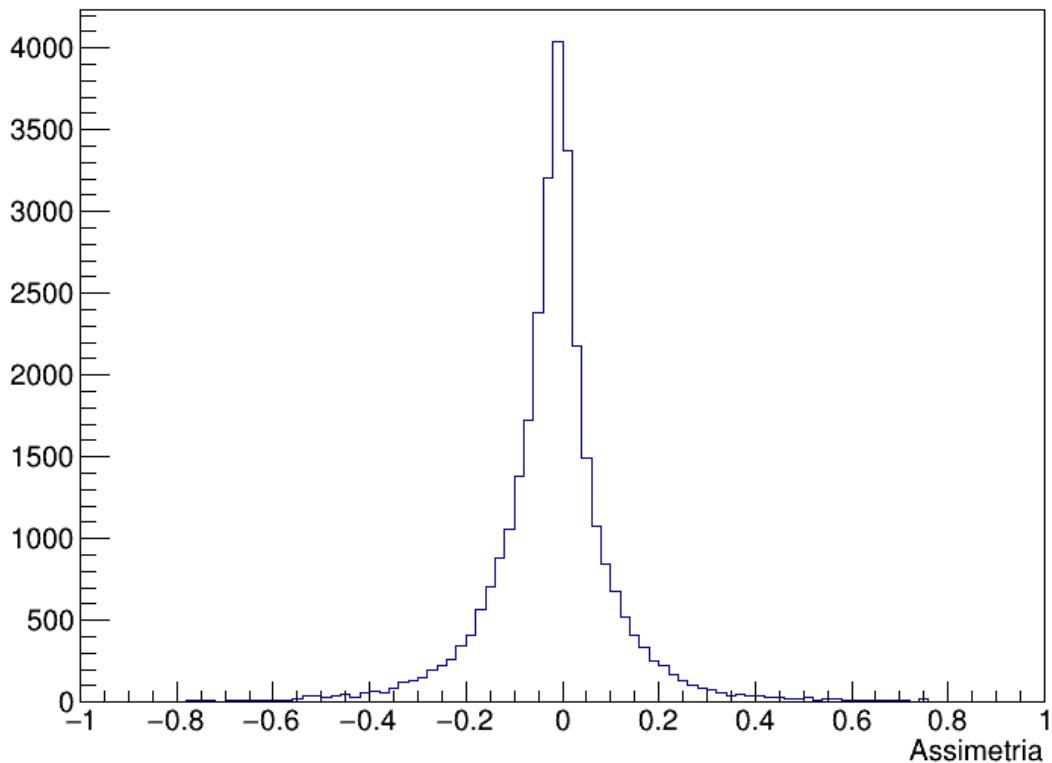
Fonte: Elaborado pelo autor.

É possível ver que a maior parte dos eventos se encontra concentrada em uma pequena região no final da escala após a seleção de múons.

Podemos tentar fazer a seleção de eventos que não apresentam nenhuma PMT com saturação. Se observarmos a assimetria desses eventos para uma *run* completa, o mesmo período de 83 dias dito anteriormente, que está na Figura 47, podemos ver que, além de sua distribuição ter uma dispersão muito menor que o esperado, o pico da distribuição corresponde a aproximadamente 5% do pico da distribuição da Figura 45 com a mesma seleção, mas levando em conta os eventos com saturação.

Portanto, se eventos sem saturação fossem usados para a reconstrução de eventos de múons, conseguiríamos reconstruir por volta de 5% de todos os eventos observados, o que não implicaria em um ganho significativo para nossa análise. Apesar de o estudo desses eventos ser uma possibilidade, não nos aprofundaremos muito mais nessa análise para este trabalho.

Figura 47– Histograma de assimetria para 83 dias de tomadas de dados para eventos que não apresentam saturação nos canais do ADC de nenhuma PMT



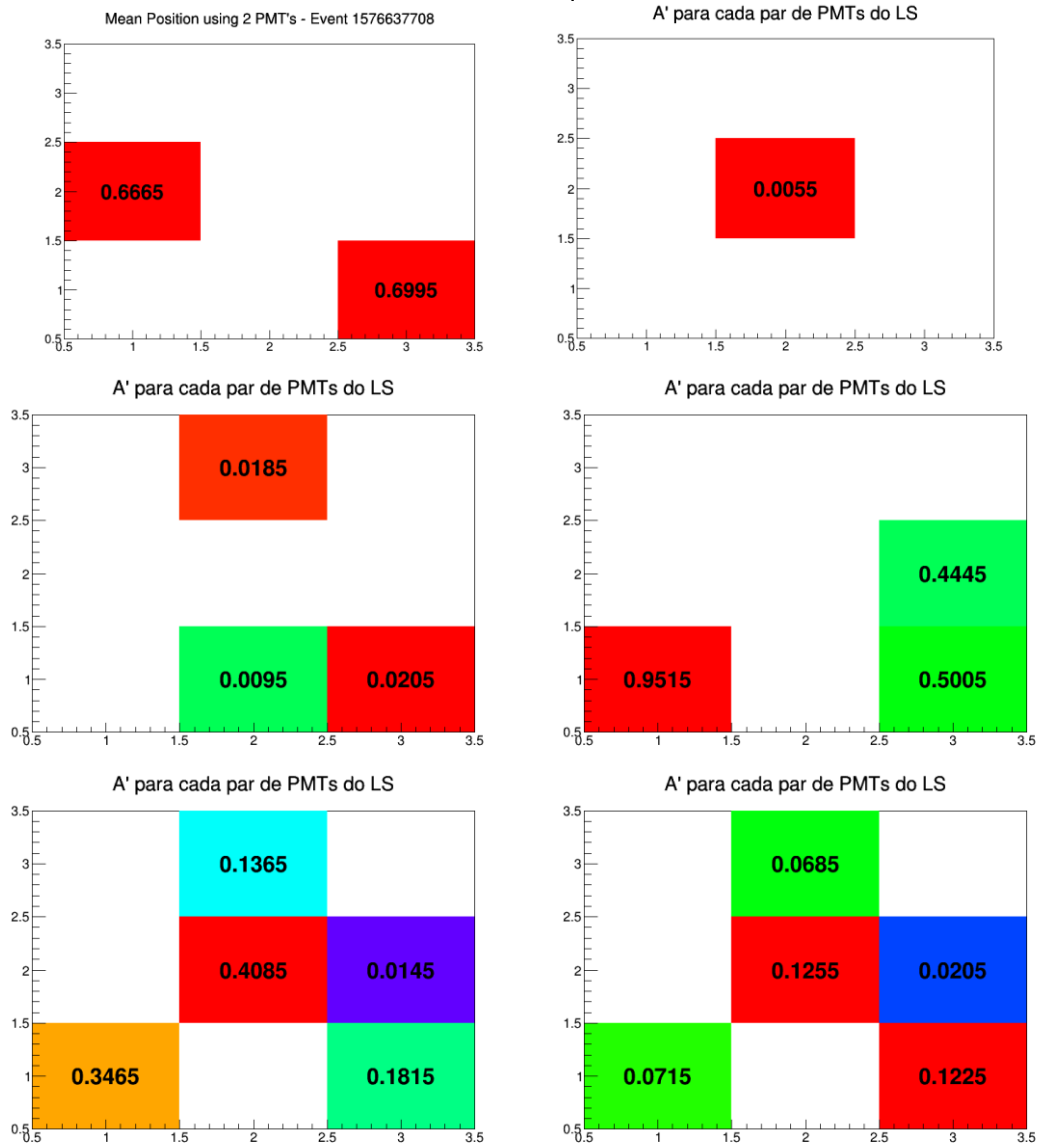
Fonte: Elaborado pelo autor.

Para fins de verificação, também foram tomados 200 eventos onde há um valor de  $A'$  superior a 0,05 para ao menos um par de PMTs e há somente um múon captado pelos cintiladores plásticos para testar essa técnica e termos uma amostra visual se uma possível reconstrução de trajetória poderia fazer sentido a partir dessa análise.

Alguns exemplos são mostrados na Figura 47, onde cada setor do gráfico 2D corresponde a um dos pares de PMTs do cintilador líquido na mesma ordem do experimento. Assim, os setores mais acima correspondem aos pares de PMTs mais acima no cintilador líquido, os setores do meio são os pares centrais em suas respectivas posições e o mesmo para os setores abaixo, como um plano equidistante dos dois lados do experimento.

Foi colocado em cada setor o valor de  $A'$ , com cores mais quentes indicando valores de  $A'$  maiores. O evento selecionado apresenta somente um múon (*single hit*) que faz alguma trajetória entre os cintiladores plásticos do topo do experimento (painel do topo) até algum cintilador plástico da parte de baixo do experimento (painel da base). Os setores em branco na Figura 48 representam pares de PMTs que apresentaram  $A'=0$ .

Figura 48 – Alguns exemplos da tentativa de reconstrução de trajetória com uso da assimetria do cintilador líquido



Fonte: Elaborado pelo autor.

Os pontos indicados como 1,2 e 3 nos eixos representam a posição das PMTs sobre o eixo em que a unidade de distância equivale à distância entre as PMTs.



A partir da análise visual das imagens da Figura 48, podemos fazer algumas observações. Se o método estiver correto, o múon não pode gerar valores de  $A'$  totalmente aleatórios, já que ele supostamente segue uma trajetória em linha reta. Os valores de  $A'$  em sua trajetória devem ser ou crescentes, ou decrescentes, ou constantes, já que  $A'$  é proporcional à distância entre as PMTs. Portanto, figuras como das duas primeiras linhas da Figura 48 seriam impossíveis, visto que  $A'$  está saltando de um valor inicial para um menor, e deste para um maior, ou para um valor menor e depois maior para qualquer linha que passe por todos os setores indicativos de PMTs que apresentam um valor de  $A'$  diferente de 0, o que significaria uma trajetória curva, onde o múon ora se aproxima, ora se afasta de um dos lados observados. Como vimos que os desvios da trajetória são mínimos, as imagens provavelmente não descrevem bem a trajetória de múons.

Podemos também notar que esse método oferece uma baixa resolução para indicação de uma trajetória, se pensarmos que temos no máximo 9 pontos de uma possível trajetória para um espaço aproximado de um cubo de mais de 1 m de lado, que é o tamanho do cintilador líquido. Apesar de ser possível traçar uma reta em 3 dimensões com esses dados, as incertezas associadas à dificuldade de colocarmos um único ponto para representar a relativa grande área observada por uma PMT do cintilador líquido provavelmente não nos retornariam boas informações de trajetória.

Assim, podemos concluir que esse método não é muito vantajoso para ser utilizado por não apresentar sinais de que seu uso gera resultados compatíveis com a real trajetória de múons, além de, na melhor das hipóteses, ser utilizável em menos de 5% dos dados de múons, o que não melhoraria significativamente a análise.

As principais dificuldades para a implementação do método, portanto, são a saturação dos canais do ADC das PMTs do cintilador líquido que acabam por impedir a correta interpretação do sinal de múons, a pouca quantidade de PMTs que podemos utilizar para o método, se compararmos com os experimentos utilizados como referência, e a limitação do próprio equipamento, cuja melhor resolução temporal é de 16 ns, o que aparentemente não é suficiente para distinguir a posição de origem dos sinais de múons (WONSAK *et al.*, 2018) (GIAZ, 2018).

## 7 VERIFICAÇÃO DA DIREÇÃO DO FLUXO DE MÚONS A PARTIR DA POSIÇÃO DOS CINTILADORES PLÁSTICOS

### 7.1 Modelo estudado

Como o estudo de trajetória dos múons é importante, temos de ter um parâmetro para verificar a veracidade de associarmos uma trajetória a sinais de múons a partir dos sinais dos cintiladores plásticos. Para isso, vamos verificar a distribuição desses eventos com relação a seus ângulos de entrada.

Para isso, podemos nos aproveitar da própria geometria de disposição dos cintiladores no experimento para estudarmos o fluxo de múons através dele, já que, quando selecionarmos múons que passam somente em um par de cintiladores, estamos ao mesmo tempo selecionando uma seção de ângulos de incidência para essas partículas.

Dado isso, iremos observar o fluxo de múons através dos três pares mais relevantes de painéis para análise do ângulo de entrada dos múons: os painéis do topo e da base, os painéis da direita e esquerda, que estão posicionados com a extensão maior paralela ao chão, e o cruzamento entre os painéis da esquerda e direita com o painel da base.

Podemos usar mais conjuntos de painéis na análise, porém estes se mostram mais relevantes pois favorecem o cálculo do ângulo zênite de incidência dos múons, além de permitirem estudar ângulos zênite mais próximos de zero, direção onde esperamos maior intensidade de múons. O ângulo zênite, medido a partir da direção normal ao chão, é particularmente interessante para modelarmos o fluxo de múons.

Para modelar o fluxo de múons, seguiremos o sugerido por (GRIEDER, 2001), que é também um modelo muito aceito para estudo de múons ao nível do mar. Tal modelo diz que a intensidade  $I$  de múons é proporcional ao ângulo zênite da observação segundo a equação 26 (GRIEDER, 2001) (MENON *et al.*, 1967):

$$I = I_0 \cdot \cos^n(\theta) \text{ (eq. 26)}$$

Onde  $\theta$  é o ângulo zênite da medida,  $I_0$  é a intensidade inicial e  $n$  é um fator relacionado a energia dos múons medidos. Os valores experimentais de  $n$  provindos de Gaisser (1990) estão na Figura 49. Como sabemos que os múons que chegam

ao experimento são de energias normalmente da ordem de TeV e, dado que a massa do múon é de aproximadamente  $105 \text{ MeV}/c^2$ , muito menor que as energias com que estamos lidando, podemos considerar que a energia dos múons será basicamente dada pelo momento e será numericamente próxima ao valor deste dividido por  $c$ . Assim, expandimos a linha gerada a partir dos pontos experimentais para a região de momento próxima a energia trabalhada e vemos que o  $n$  que devemos utilizar tem um valor próximo de 4.

Podemos calcular um valor de  $n$  com a expressão aproximada da equação 27 (MENON *et al.*, 1967):

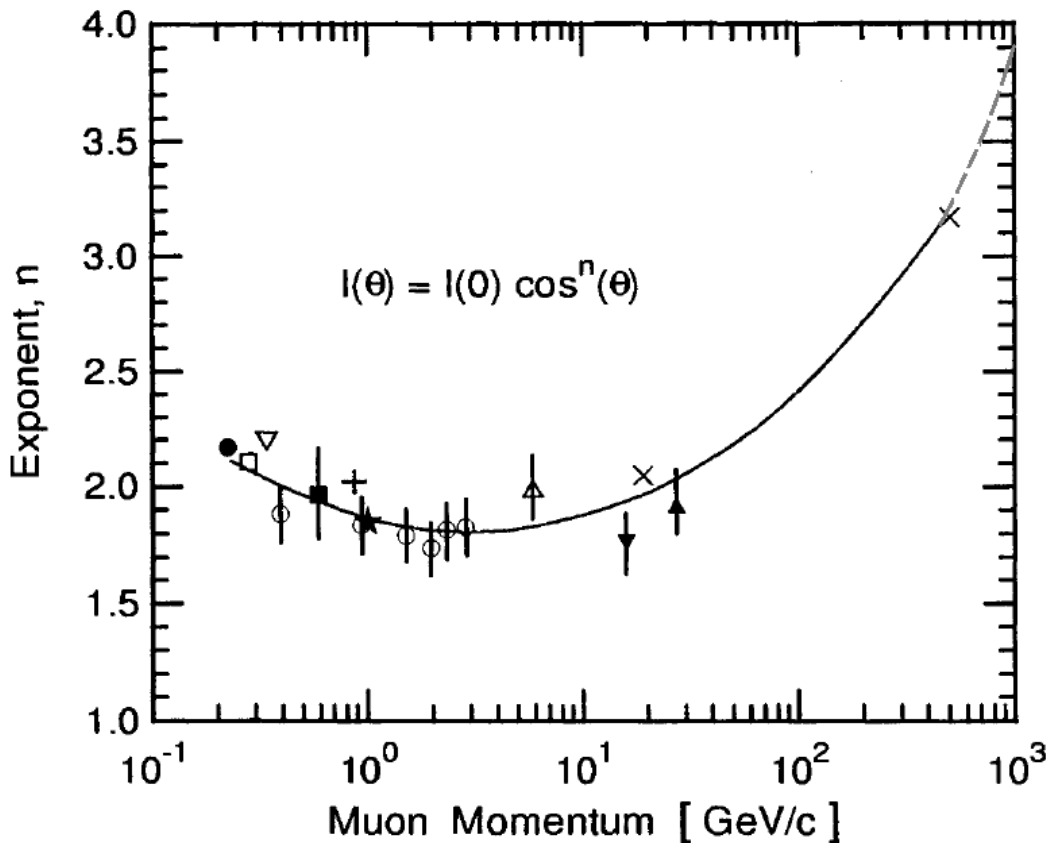
$$n = 1,53 + 8 \cdot 10^{-4} \cdot h + \epsilon \text{ (eq. 27)}$$

Onde  $h$  é a profundidade em m.w.e, que consideramos 2000 para as aproximações com os valores do experimento COSINE-100, e  $\epsilon$  é uma pequena correção por efeitos de ionização dos múons no material. Para, então, termos uma ordem de grandeza de  $n$ , ao utilizarmos  $h=2000$  m.w.e., a equação 27 nos dá um valor de  $n=3,1$ , sem levar em conta a correção.

Para os próximos estudos, mostraremos os valores teóricos para  $n=3$  e  $n=4$  para termos uma aproximação dos valores possíveis de  $n$ , já que este depende da energia do múon, como podemos ver na Figura 49, e não podemos medir tal energia com os atuais detectores. Por isso, veremos os valores de  $n$  próximos ao esperado, de  $n=3$  a  $n=4$ , a fim de verificar se eles se adequam aos dados.

Vale considerar que os estudos dessa intensidade inevitavelmente sofrerão desvios por conta do perfil rochoso da montanha, mas estamos considerando que a média de dispersão do ângulo de múons é 0 por ele passar em uma camada basicamente homogênea de rocha, então nosso estudo é válido para comparações.

Também vale constar que o modelo é normalmente usado para ângulos zênite de até  $40^\circ$ , e é sabido que os resultados para ângulos maiores não são muito bons. A capacidade do modelo em prever os dados para ângulos menores que esse patamar em nosso experimento também será verificada. O modelo também não se refere a ângulos de rotação. Portanto, consideramos que há uma simetria de rotação a partir do eixo perpendicular ao chão para a análise.

Figura 49 – Traçado de  $n$  vs Energia do múon observado em GeV/c

Fonte: GRIEDER (2001).

A linha da Figura 49 foi extrapolada para fins de representação da grandeza do expoente  $n$ .

Para definir os ângulos zênite observados por cada par de cintiladores, utilizamos a posição das PMTs medidas no referencial do experimento, definido anteriormente, como posição central de cada cintilador no eixo que é paralelo a sua largura, já que as PMTs são colocadas exatamente na metade da largura dos cintiladores e, como vamos estudar seleções de painéis em que o comprimento não será um fator importante, vamos nos orientar pela localização do centro da largura de cada cintilador, a partir do eixo onde essas posições variam.

Por exemplo, as posições do painel da base serão medidas a partir do eixo  $x$ , que passa por todas as PMTs dos cintiladores da base. Os ângulos máximo e mínimo observados são definidos como o maior e menor ângulo zênite observados pelos pares de cintiladores, isto é, o ângulo máximo e mínimo formado entre suas bordas. A intensidade teórica será, então, a integral da equação 26 para esses ângulos.

Para padronizarmos a intensidade, vamos dividir a contagem de cada par de cintiladores pela contagem total de eventos, tendo assim a porcentagem de eventos para o dado par, que é diretamente proporcional a  $\cos^n(\theta)$  que é simples de se constatar se dividirmos a equação 26 por  $I_0$ .

## 7.2 Verificação da direção do fluxo de múons a partir da posição dos cintiladores plásticos de diferentes painéis

Nesta seção vamos estudar a direção do fluxo de múons no experimento utilizando da própria geometria de disposição dos detectores. Os eventos são selecionados segundo os critérios de *single hit* como na última análise.

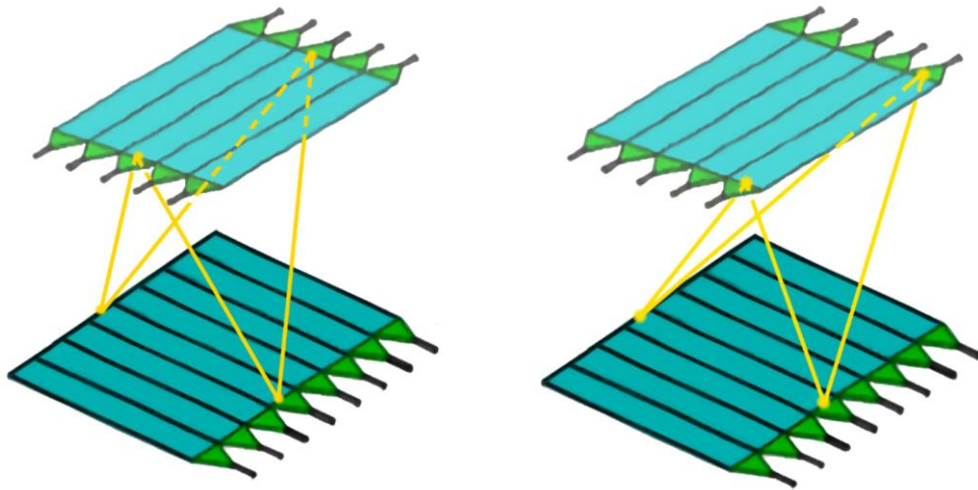
### 7.2.1 Análise dos painéis do topo e da base

Primeiramente, vamos analisar o par de painéis do topo e da base, que nos dá acesso a ângulos zênite mais próximos de  $0^\circ$ , onde o modelo deve descrever melhor a distribuição de eventos. Os cintiladores desses painéis têm a peculiaridade de suas extensões estarem perpendiculares de um painel com relação ao outro para melhor cumprir a função de detector de exclusão de múons, como exemplificado na Figura 50. Nela também podemos ver, destacados em amarelo, as linhas que mostram trajetórias com os extremos de ângulos observados por dois cintiladores, um no meio do painel do topo e um na borda, para a seleção de eventos que passaram especificamente pelo cintilador 3 da base, como exemplo de como foram calculados os ângulos zênite máximos das trajetórias de múons que passam por essa seleção de cintiladores.

Podemos analisar o número de eventos em cada cintilador ao nos basearmos nos ângulos zênite máximos e mínimos dados por essas trajetórias para todos os cintiladores.

Vale notar que tais ângulos variam exclusivamente devido à localização relativa do cintilador do topo, se selecionarmos um único cintilador da base. O mesmo ocorre se selecionarmos um único cintilador do topo, ou seja, os ângulos zênite observados somente mudarão conforme a posição do cintilador da base que observamos, já que os cintiladores de um mesmo painel são paralelos entre si com relação a sua largura e comprimento e a distância entre os painéis é fixa.

Figura 50 – Exemplo de trajetórias que apresentam os ângulos zênite máximo e mínimo observados para dois dados pares de cintiladores



Fonte: Elaborado pelo autor.

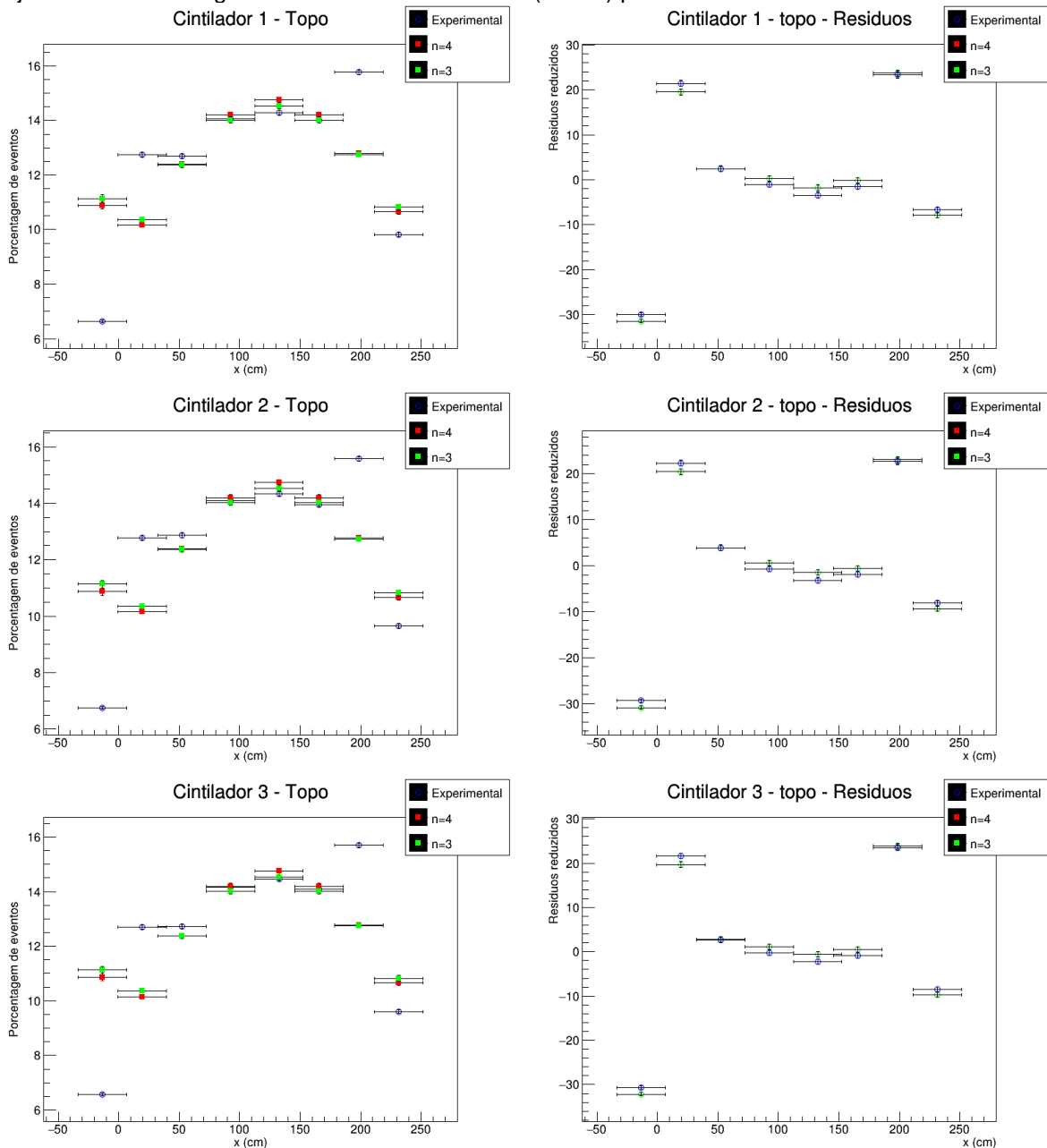
Desse modo, nossa análise se dará da seguinte maneira: vamos escolher eventos *single hit* de múons que passam exclusivamente por um dado cintilador ou da base ou do topo, e pelo painel oposto ao dado cintilador. Como as incertezas de ângulos podem variar, e os ângulos zênite dependem apenas das posições dos cintiladores. Como sabemos a largura de cada cintilador, vamos fazer o gráfico de porcentagem de eventos vs a posição dos cintiladores do painel oposto ao cintilador que estamos fixando, assim podemos definir melhor a incerteza da posição onde calculamos os limites de ângulos zênite como as incertezas das posições dos cintiladores, que são a largura deles. Vamos observar a diferença entre os números de eventos teóricos, calculados a partir da equação 26 para  $n=3$  e  $n=4$ , e os valores experimentais.

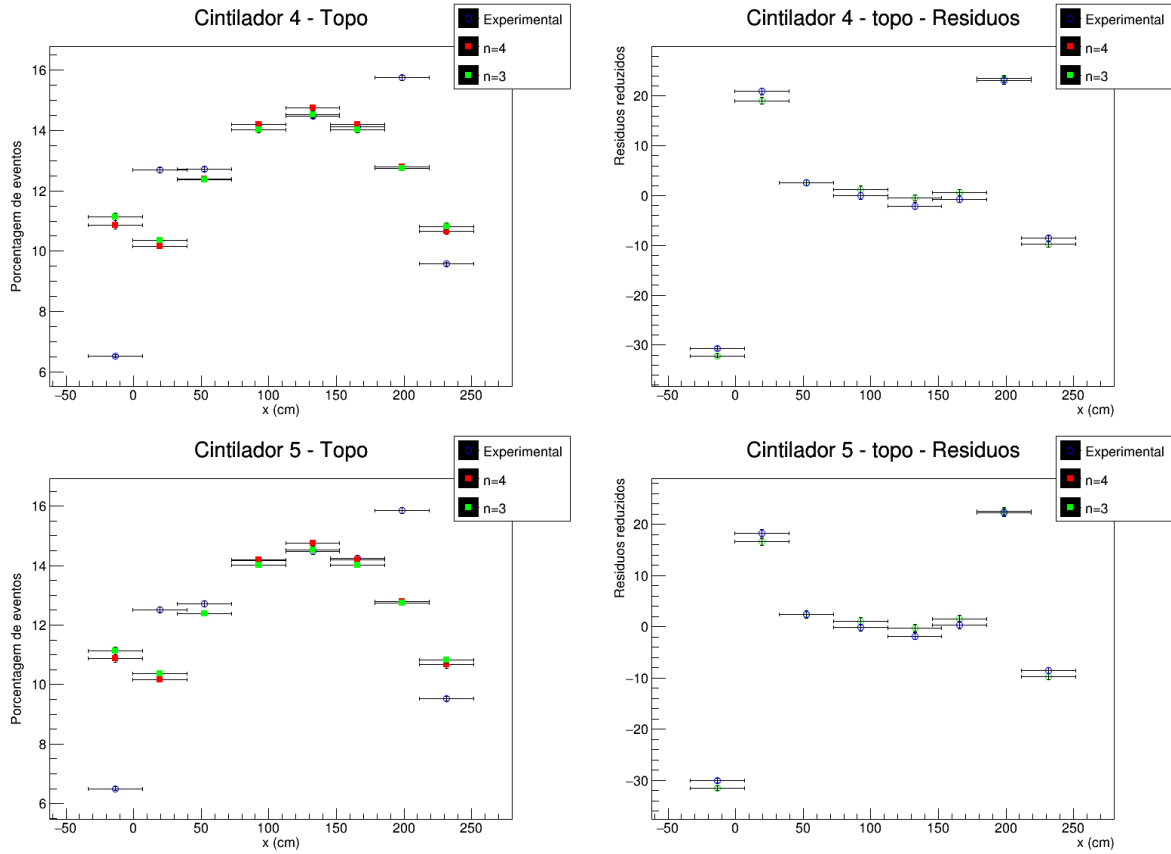
As posições colocadas no eixo x dos gráficos são as posições calculadas em relação aos eixos já definidos dos cintiladores, colocados no capítulo 5. Por exemplo, se selecionarmos eventos *single hit* que passaram pelo cintilador 3 da base, como na Figura 50, então vamos colocar o número de eventos para a posição de cada cintilador do painel do topo com relação ao eixo y. As incertezas dos pontos teóricos foram calculadas com base no número total de eventos visto, e foram dadas pela raiz quadrada do número de eventos esperados se tivéssemos o mesmo número total de eventos analisados. As incertezas dos dados experimentais foram calculadas a partir da raiz quadrada do número de eventos observados. Esse

método de cálculo de incerteza foi utilizado para as próximas análises desse capítulo também.

Os resultados desta análise estão nas Figuras 51 e 52. Na Figura 51, foram fixos os cintiladores do painel do topo e observamos o número de eventos para os cintiladores da base. Na Figura 52, observamos o número de eventos ao fixarmos um cintilador do painel da base. À direita de cada gráfico de número de eventos, temos o gráfico de resíduos reduzidos em relação aos valores teóricos esperados, dados a partir da equação 26 para  $n=3$  e  $n=4$ .

Figura 51 – Porcentagem de eventos (esquerda) que passam pelo dado cintilador do painel do topo, juntamente com o gráfico de resíduos reduzidos (direita) para os valores teóricos de  $n=3$  e  $n=4$

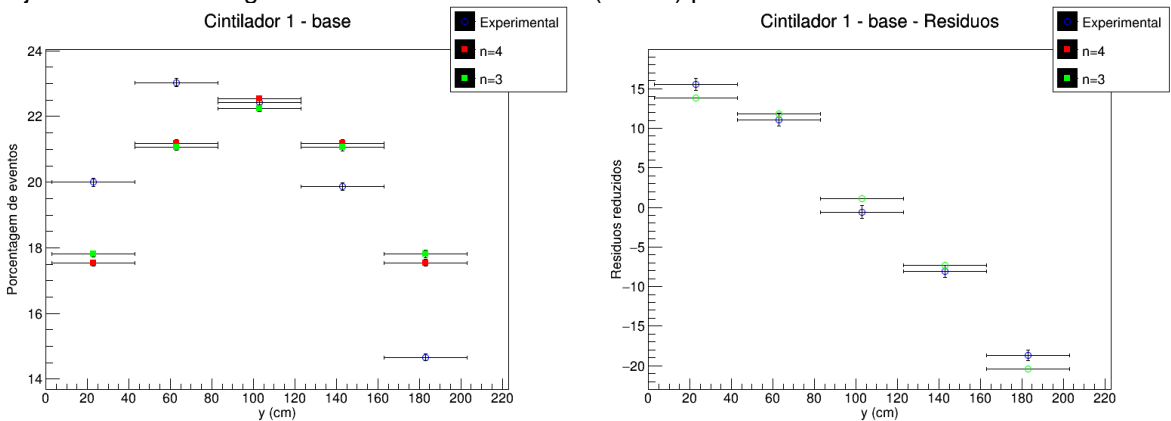




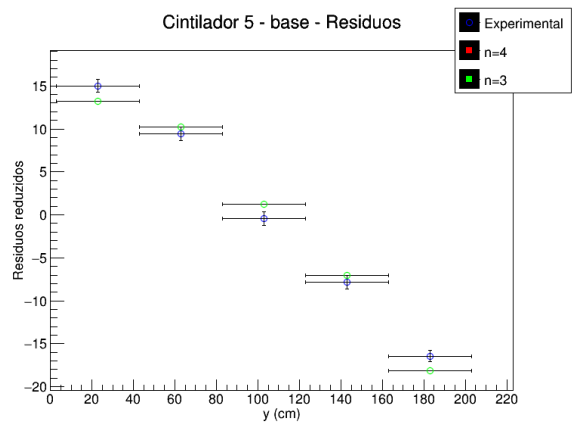
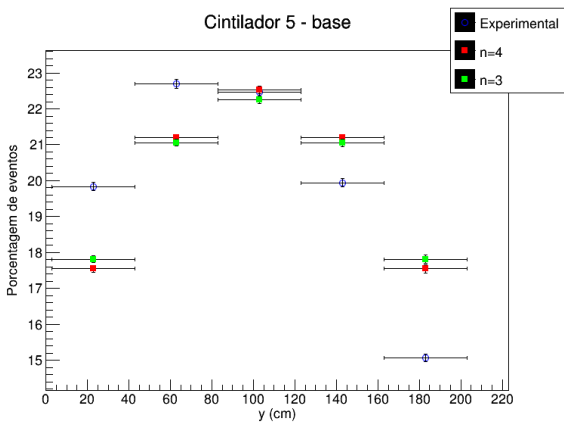
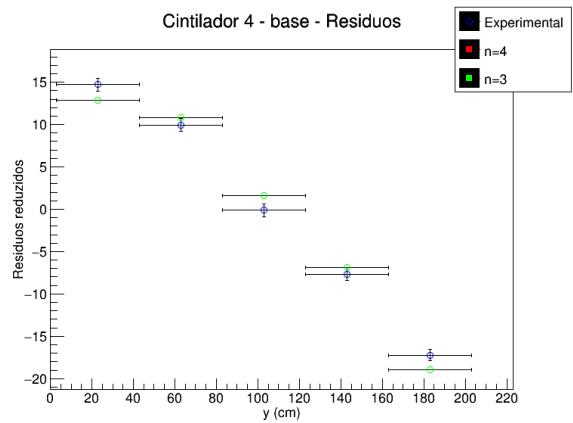
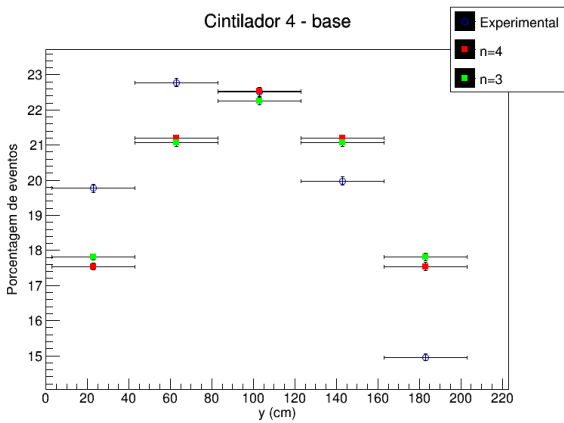
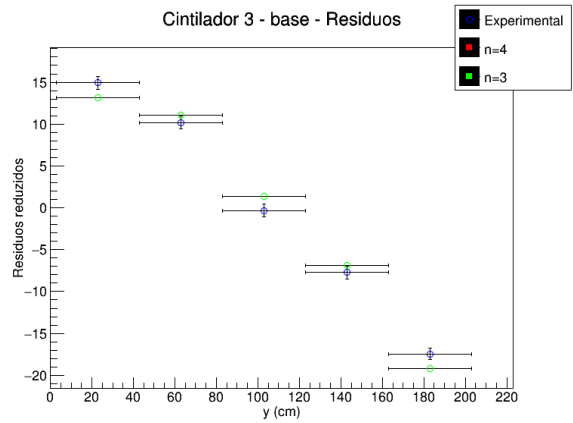
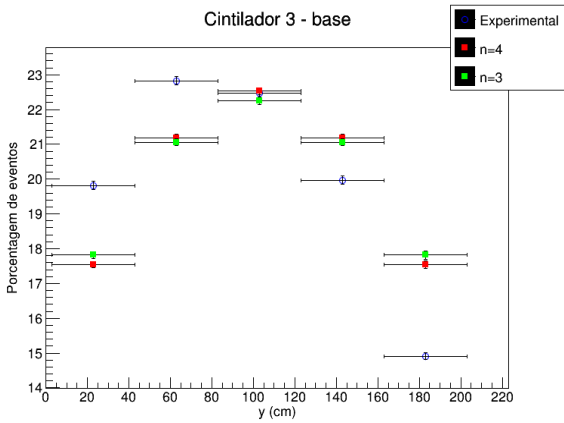
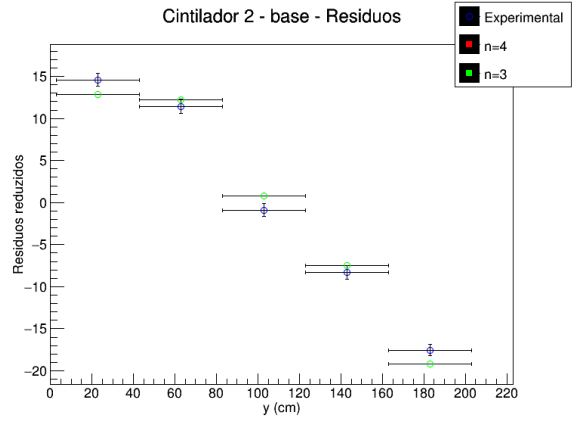
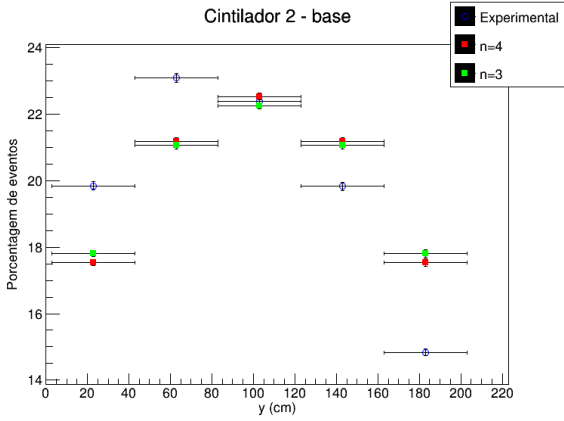
Fonte: Elaborado pelo autor.

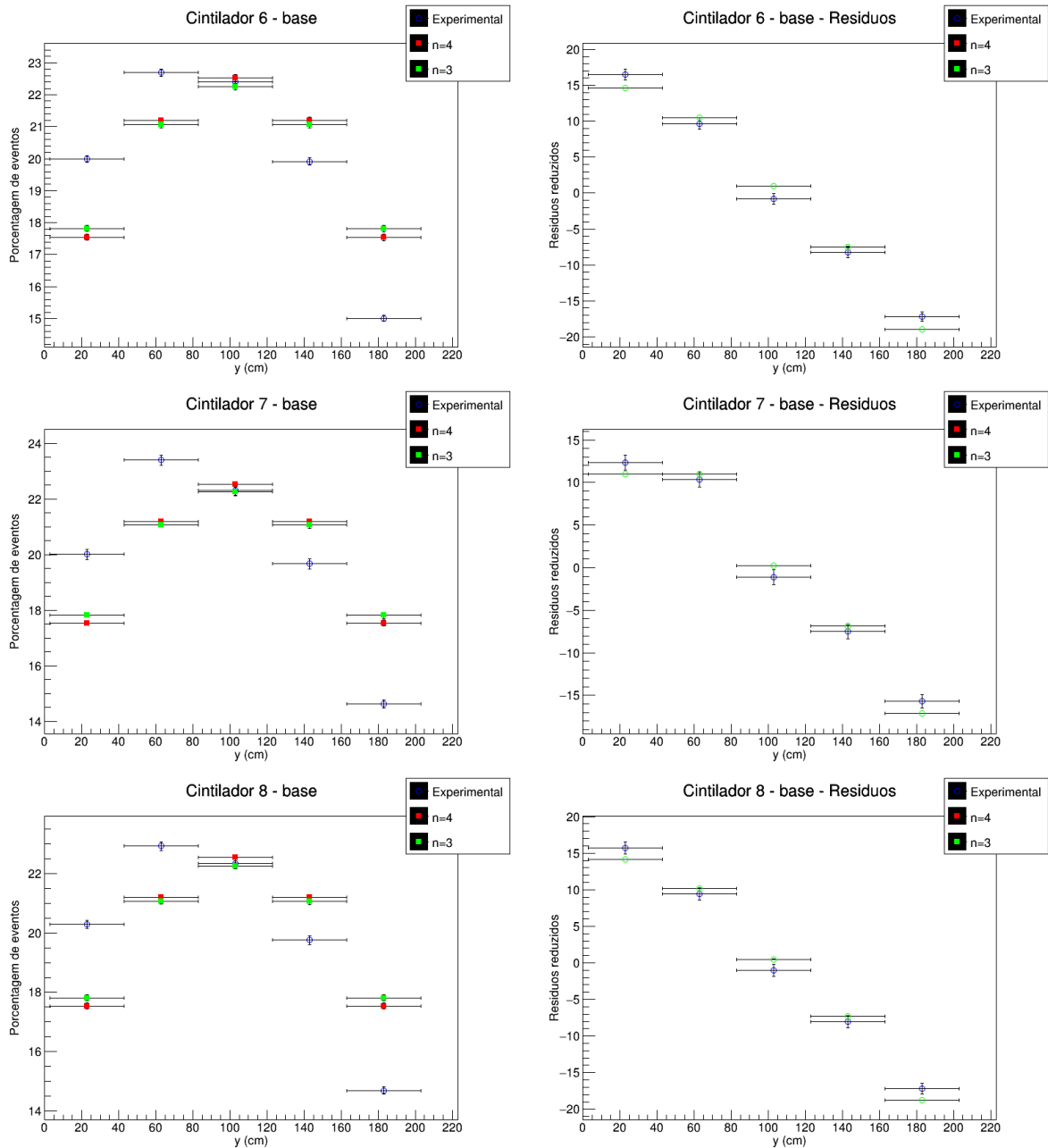
O eixo x dos gráficos da Figura 51 representa a posição dos cintiladores do painel da base em relação ao eixo x do experimento. Os pontos em verde e vermelho correspondem, respectivamente, às porcentagens teóricas para  $n=3$  e  $n=4$ . Podemos ver que a variação do expoente gera variações mínimas nos dados teóricos.

Figura 52 – Porcentagem de eventos (esquerda) que passam pelo dado cintilador do painel da base, juntamente com o gráfico de resíduos reduzidos(direita) para os valores teóricos de  $n=3$  e  $n=4$









Fonte: Elaborado pelo autor.

O eixo x dos gráficos da Figura 52 representa a posição dos cintiladores do painel da base em relação ao eixo y do experimento. Os pontos em verde e vermelho correspondem, respectivamente, às porcentagens teóricas para  $n=3$  e  $n=4$ . Podemos ver que a variação do expoente gera variações mínimas nos dados teóricos.

Podemos ver na Figura 51 que o modelo parece descrever bem o número de eventos para os cintiladores mais centrais do painel do topo. Contudo há uma grande variação para os cintiladores que ficam mais próximos às bordas. Isso pode, no entanto, não ser exatamente uma variação devido ao modelo, mas sim um efeito

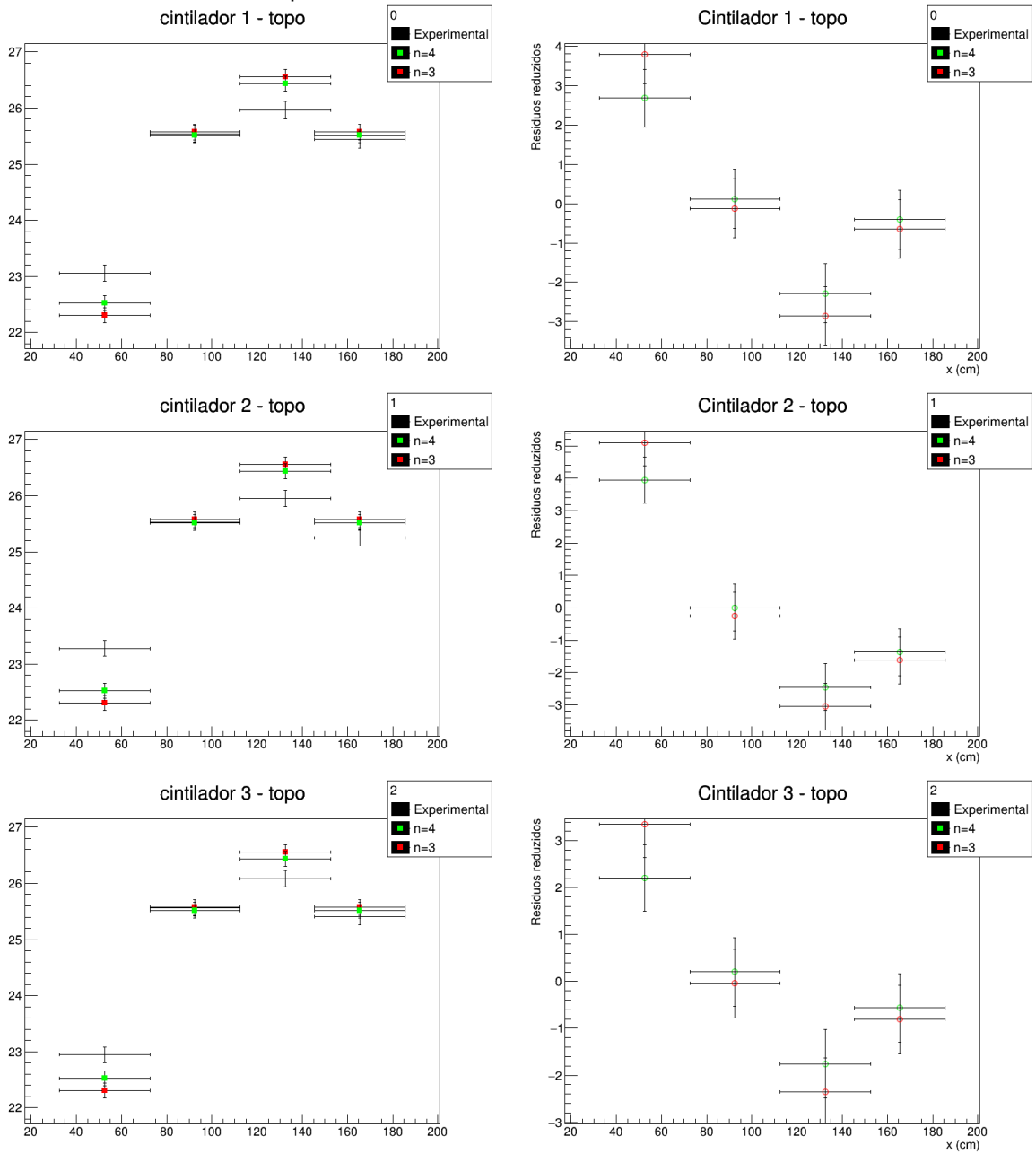
da seleção de eventos para certos cintiladores, o que é muito mais visível nas posições relativas -13,5 cm, 19,5 cm, 198,5 cm e 231,5 cm com a seleção de um único cintilador do painel do topo, devido a fatos semelhantes aos já citados de esses cintiladores terem menor chance de terem apenas eventos em dois painéis em relação aos outros cintiladores da base.

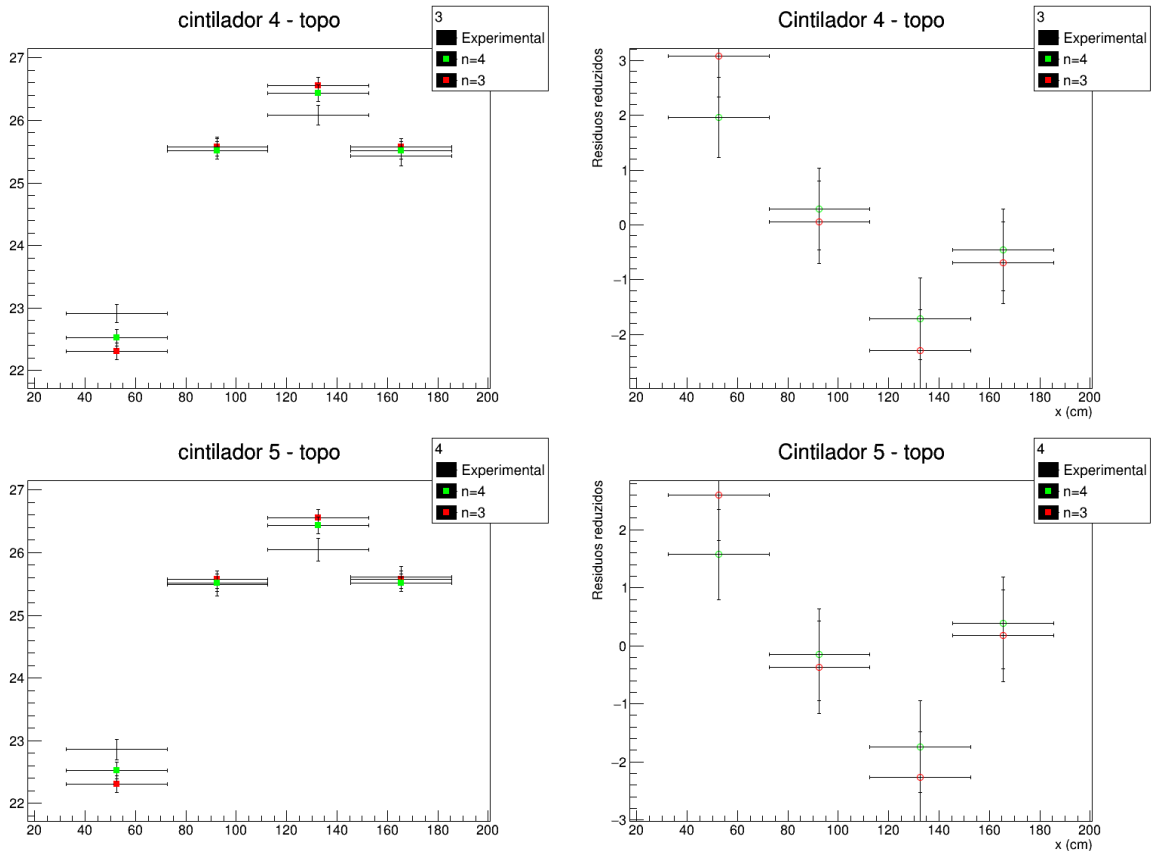
A variação em relação ao valor esperado de eventos também pode ser de outra causa que não estamos levando em conta no momento por termos desconhecimento. Para o painel da base, os valores teóricos parecem estar bem distantes dos valores experimentais.

Como o modelo parece estar bem próximo para alguns dos pontos experimentais do painel do topo, vamos fazer mais uma análise para ele, mas agora excluindo os cintiladores da base em que o valor teórico está distante do experimental por muito mais de 3 incertezas, que são os 4 pontos citados acima, novamente com seleção de um único cintilador do topo.

Os resultados envolvendo somente os dados dos 4 cintiladores da base restantes estão na Figura 53, onde fixamos um cintilador do topo e observamos a porcentagem de eventos com seleção de cada cintilador da base que não são os 4 citados acima que apresentam uma quantidade de eventos diferente da teórica por mais de  $3\sigma$ . Na Figura 53 também são mostrados os valores teóricos para  $n=3$  e  $n=4$ .

Figura 53 – Porcentagem de eventos com relação à posição no eixo x ao fixarmos um cintilador do topo e observarmos cada cintilador da base





Fonte: Elaborado pelo autor.

Na Figura 53 estão as posições no eixo x (esquerda) e respectivos resíduos reduzidos para os valores teóricos de  $n=3$  e  $n=4$  (direita). Os pontos em verde e vermelho representam as porcentagens teóricas para  $n=3$  e  $n=4$ . São mostrados os cintiladores de 1 a 5 do topo.

Podemos ver que o modelo descreve melhor a distribuição de eventos se selecionarmos um dos 4 cintiladores da base localizados mais ao centro do detector. Logo, a influência da geometria do detector nas contagens pode realmente ser a causa da disparidade anterior, e o modelo parece ser adequado aos dados, já que o valor dos resíduos reduzidos tende a ficar entre -3 e 3, exceto para um ponto com a seleção dos cintiladores 1 e 2 do topo.

### 7.2.2 Análise dos painéis da esquerda e direita

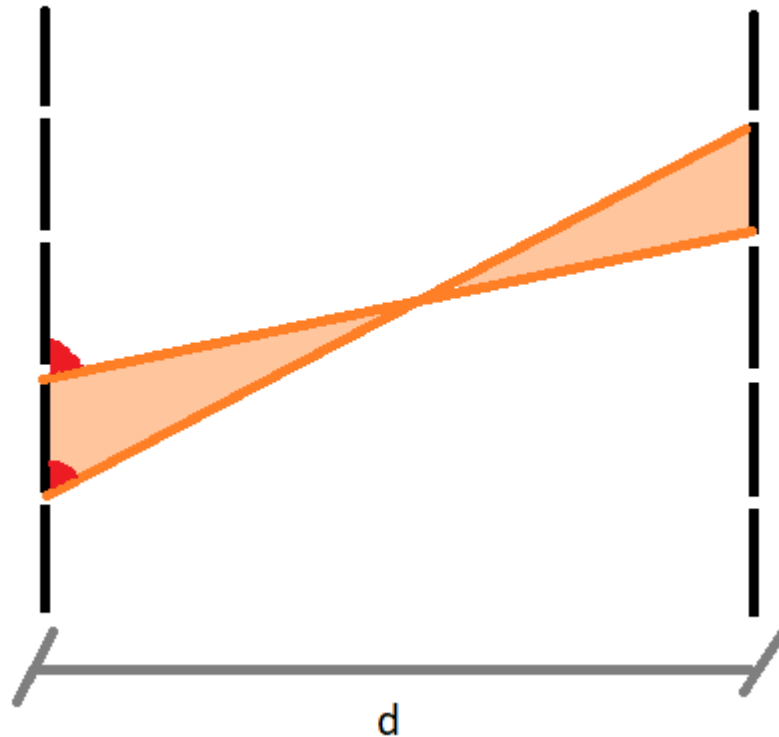
Os cintiladores dos painéis da esquerda e da direita, ao contrário dos cintiladores do topo e da base, são todos paralelos entre si, e ambos os painéis têm o mesmo número de cintiladores. Eles também estão colocados com sua extensão

maior paralela ao chão. Portanto, a variação angular mais importante será a variação na direção do ângulo zênite, já que todos os cintiladores são equivalentes para todos os outros ângulos de rotação. Essa posição relativa facilita também o cálculo do intervalo de ângulo zênite observado, pois os ângulos máximos e mínimos observados são dados simplesmente pelo arco tangente da distância dos dois painéis dividida pela diferença relativa de posição das bordas de cada cintilador.

A Figura 54 esquematiza o cálculo destes ângulos. Contudo, devemos também notar a simetria do sistema: se selecionamos um dado par de cintiladores, somente estamos vendo os ângulos de entrada menores de  $90^\circ$  de ângulo zênite, pois eventos com ângulos maiores que  $90^\circ$  em um painel serão, na verdade, eventos que têm ângulo de entrada menores que  $90^\circ$  no cintilador oposto. Isso afeta o modo como calculamos a porcentagem teórica de eventos, pois temos que levar isso em conta no cálculo da integral da equação 26.

Também cabe notar que os ângulos serão novamente definidos apenas pela posição relativa dos cintiladores. Assim sendo, vamos observar o número de eventos vs a altura relativa do cintilador do painel oposto, onde a altura relativa será a diferença entre as coordenadas de um cintilador do painel esquerdo e direito com relação ao eixo z já mostrado no capítulo 5.

Figura 54 – Demonstração da posição relativa entre os cintiladores dos painéis da direita e esquerda com um corte vertical

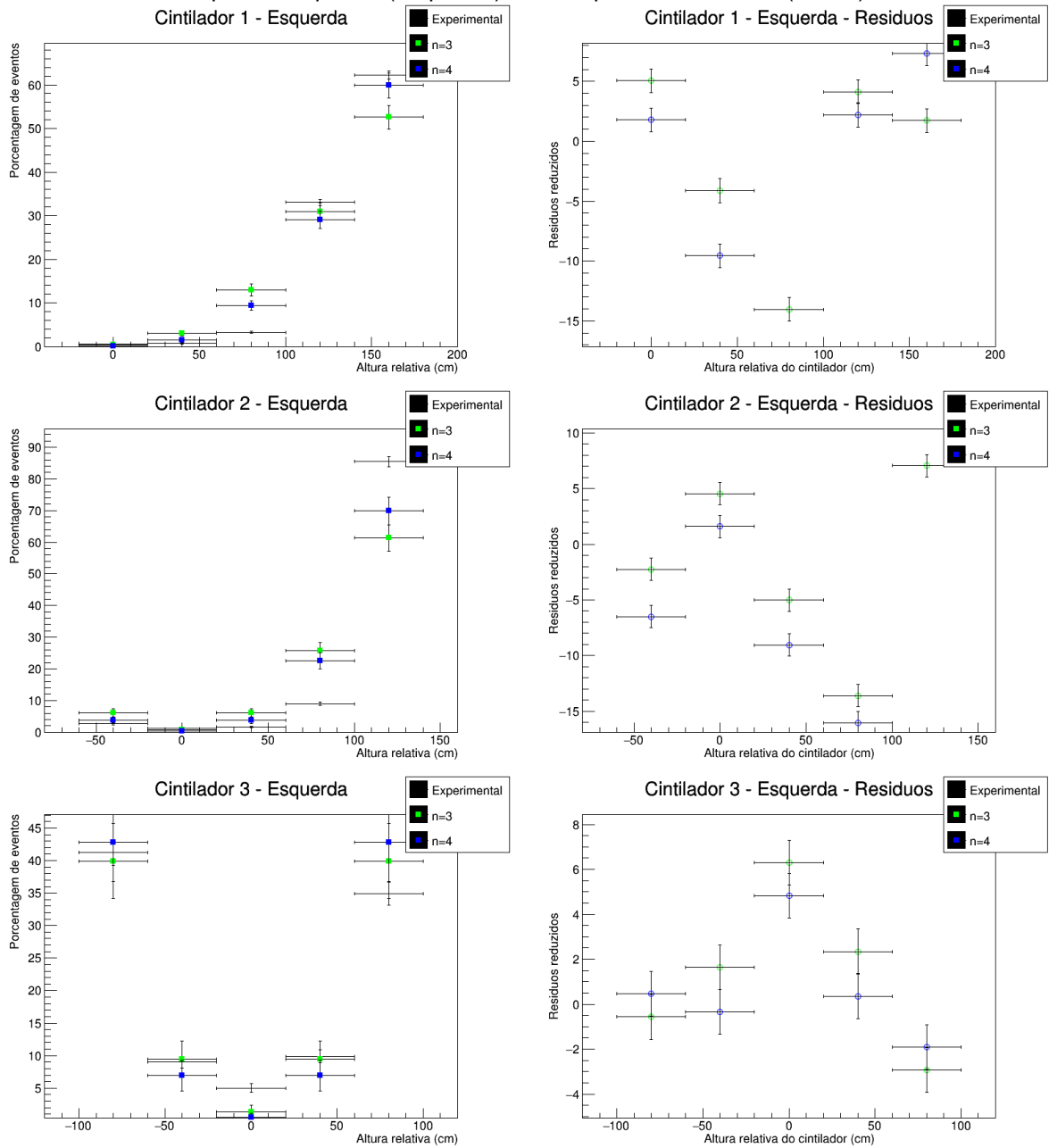


Fonte: Elaborado pelo autor.

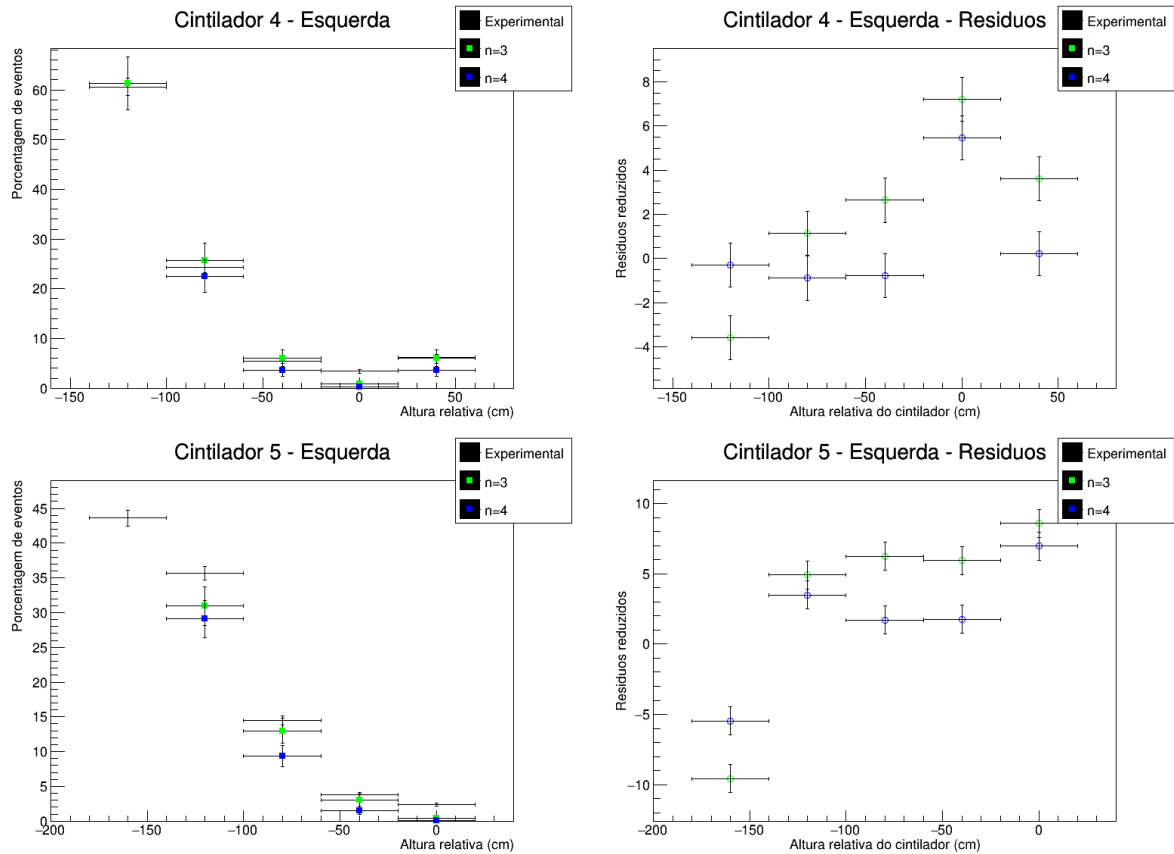
As linhas em laranja da Figura 54 representam eventos que ocorrem nas bordas de dois cintiladores, com ângulos zênite máximo e mínimo observados por eles. Os painéis estão distanciados de 2,7 m. De modo semelhante ao feito nos painéis do topo e da base, obtivemos os seguintes dados teóricos e experimentais de porcentagem de eventos de múons em dado ângulo, mostrados na Figura 55. O ângulo foi calculado colocando-se a distância entre os painéis da esquerda e direita constante e igual a 2,7 m, e os ângulos de máxima e mínima incidência foram calculados a partir das bordas dos cintiladores analisados, como mostra a Figura 54, onde vemos as porcentagens ao fixarmos um cintilador do painel direito e calcularmos os ângulos vistos por ele a partir do painel esquerdo. Todos os dados podem ser vistos no Apêndice G, sendo os dados com escolha de um cintilador do painel esquerdo totalmente análogos.

À direita de cada gráfico dos dados teóricos e experimentais temos o respectivo gráfico de resíduos reduzidos para os valores teóricos de  $n=3$  e  $n=4$ , colocados em verde e azul respectivamente.

Figura 55 – Gráficos de percentagem de eventos pela altura relativa ao centro do cintilador escolhido no painel esquerdo (esquerda) e os respectivos resíduos (direita)







Fonte: Elaborado pelo autor.

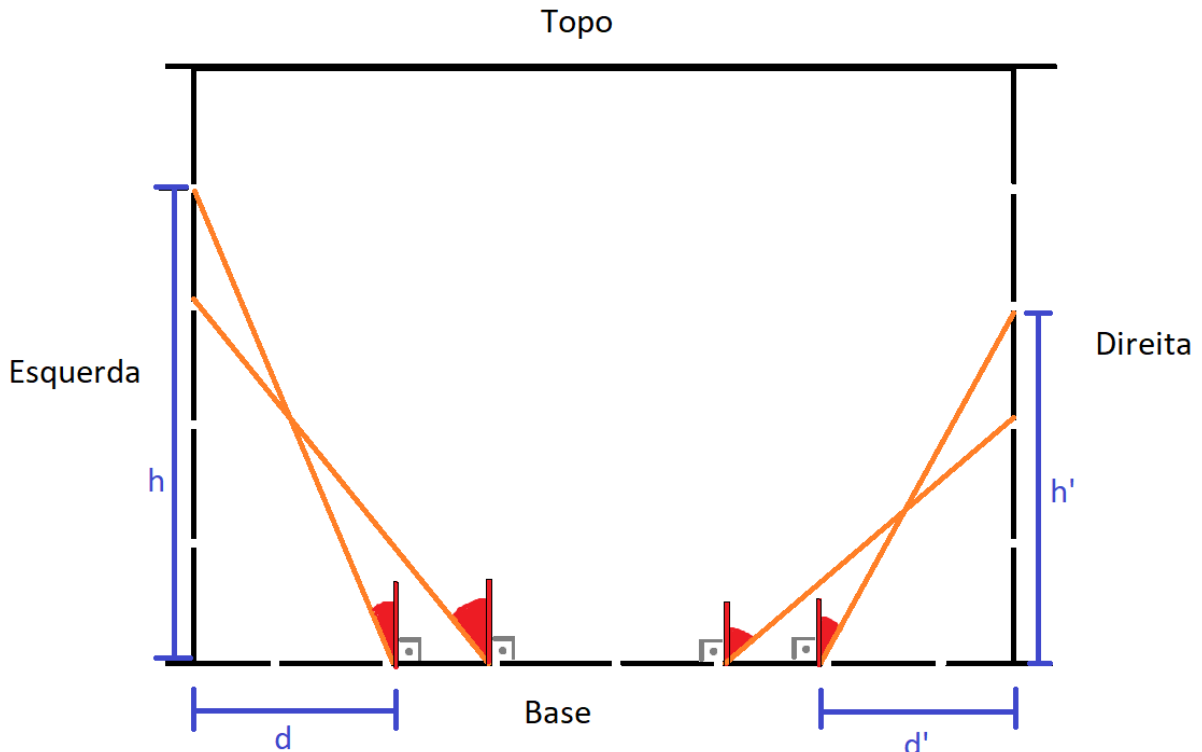
Os dados do painel direito são totalmente análogos por verem exatamente o mesmo intervalo de ângulos zênite, dada a simetria. Os pontos verdes e azuis da Figura 55 são, respectivamente, os valores teóricos para  $n=3$  e  $n=4$ . Os cintiladores mostrados vão da maior altura para a menor na ordem de cima para baixo, sendo assim numerados de 1 a 5. A distância dos painéis foi colocada como constante e igual a 2,70 m.

Podemos ver, na Figura 55, que os dados experimentais se adequam bem aos valores teóricos para alguns cintiladores, principalmente os localizados mais ao centro do painel (cintiladores 2,3 e 4 na Figura 55). Provavelmente isso se deve ao fato de observarem ângulos mais próximos de  $90^\circ$  no ângulo zênite, então o baixo número de contagens leva a uma incerteza que torna os dados compatíveis ao modelo, mesmo que normalmente tal modelo não seja usado para essa faixa de ângulos.

### 7.2.3 Análise dos painéis da esquerda e direita a partir do painel da base

Podemos utilizar o mesmo método para analisar o número de eventos a partir de um cintilador da base do experimento e os cintiladores dos lados esquerdo e direito. Como os cintiladores dos três painéis são paralelos entre si, temos a mesma facilidade para o cálculo de ângulos de entrada do evento. Os ângulos máximos e mínimos dos eventos selecionados serão dados pelo arco tangente da distância das bordas do cintilador da base até o painel analisado dividido pela altura relativa das bordas do cintilador lateral analisado, como ilustrado na Figura 56. Agora, como a principal variação vai ser a altura dos cintiladores dos painéis da esquerda e direita, o posicionamento relativo mostrado na Figura 57 será a altura do cintilador observado quando fixamos um dos cintiladores da base.

Figura 56 – Corte lateral do experimento (fora de escala), paralelo aos cintiladores do topo, com evidência aos ângulos máximo e mínimo dados pela localização das bordas dos cintiladores

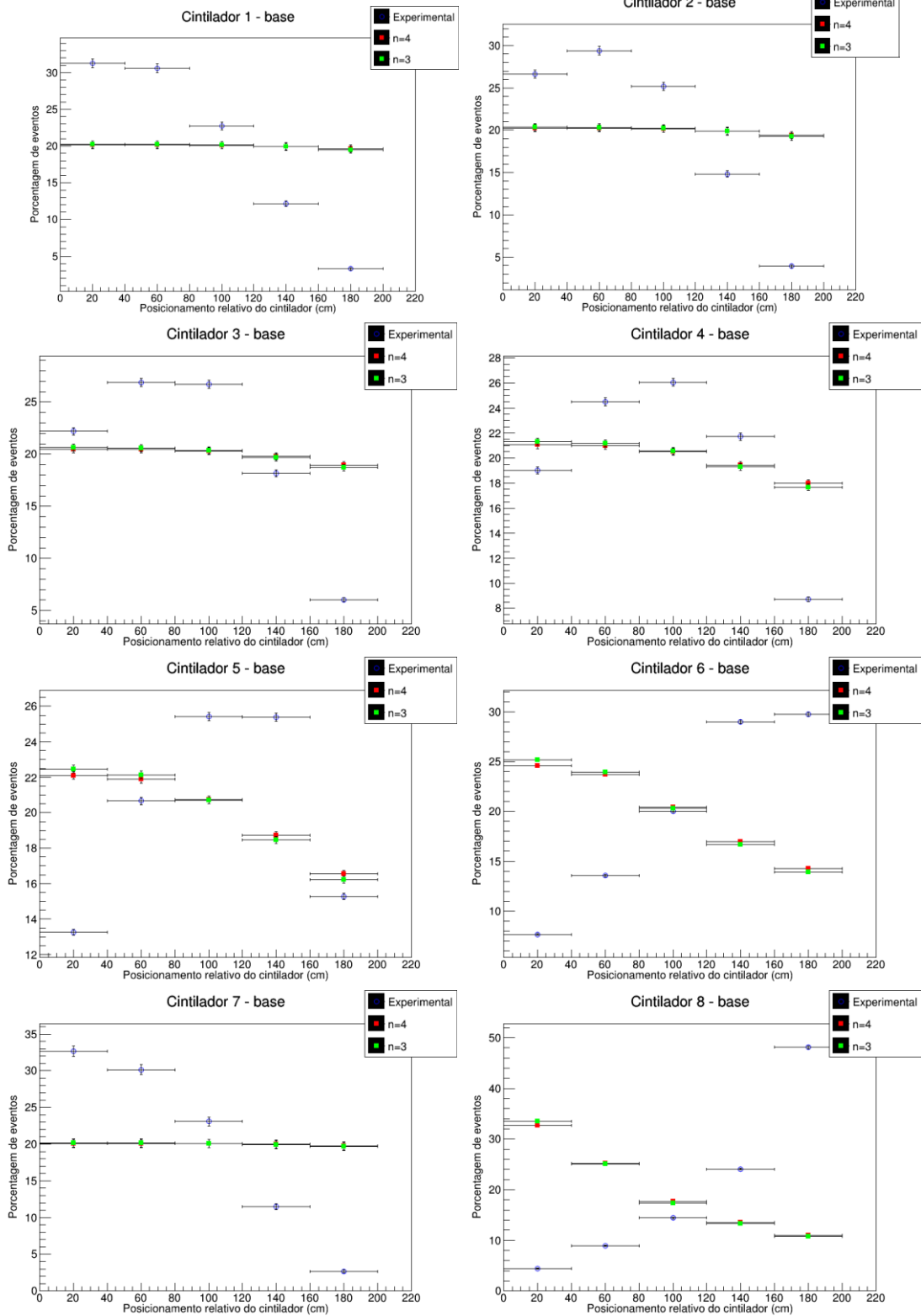


Fonte: Elaborado pelo autor.

Os ângulos máximos, no caso da Figura 56, seriam dados pelo arco tangente da razão  $d/h$  e  $d'/h'$ .

Os dados da distribuição de eventos para cada cintilador da base com seleção do painel esquerdo estão na Figura 57. Os gráficos dos cintiladores do painel direito estão em anexo, mas são totalmente análogos.

Figura 57 – Distribuição dos eventos de acordo com o posicionamento relativo entre os cintiladores



Fonte: Elaborado pelo autor.

Na Figura 57 em vermelho estão os pontos teóricos para  $n=3$ .  $n=4$  gera resultados semelhantes para fins de análise.

Podemos ver claramente na Figura 57 que os pontos teóricos não seguem a mesma distribuição dos pontos experimentais. Como dito anteriormente, isso era esperado, já que as limitações do modelo começam a aparecer para ângulos zênite maiores de  $40^\circ$ .

### 7.3 Comentários sobre o uso do método

Como podemos ver em todas as análises, o modelo pode ser adequado para descrever número de eventos em um pequeno conjunto de cintiladores que observam ângulos zênite próximos de  $0^\circ$ . No caso, seriam alguns conjuntos de cintiladores do topo e da base. Porém há sérias limitações para todos os outros pares de cintiladores.

Essas limitações podem ser dadas pelo modelo teórico, que conhecidamente só descreve bem o número de eventos para ângulos próximos de  $0^\circ$ , como também pode ser influência de nossa geometria, como discutido anteriormente, já que alguns painéis apresentam uma tendência maior a ter poucos eventos de *single hit* devido às suas localizações. Esta última explicação pode ser razoável para a análise dos painéis do topo e da base, enquanto a primeira pode ser a origem da diferença do modelo teórico e valores experimentais quando analisamos os painéis da esquerda e direita.

De todo modo, isso implica em que não temos um modelo matemático bom para descrever a variação no número de eventos ao usarmos a seleção de diferentes cintiladores com *single hit*. Portanto, o único método que podemos utilizar para checar a direção de múons obtida no capítulo 5 será somente a simulação computacional.

Além disso, podemos ver que há realmente uma dificuldade intrínseca ao método em determinar o número de eventos para os cintiladores das laterais dos painéis do topo e da base, já que estes deviam estar mais próximos do modelo teórico. Isso pode ter tido influência em nossa análise de posição anterior.

## 8 ESTUDO DE EFEITO DE MÚONS NO CINTILADOR: MEDIÇÃO DA MODULAÇÃO ANUAL COM SINAL DOS CINTILADORES PLÁSTICOS

Como dito, os múons são um forte candidato a explicar os resultados do experimento DAMA/LIBRA por possuírem uma modulação anual conhecida. Assim, também é válido estudar se essa modulação é observável no detector e pode influenciar nos resultados experimentais.

Por conta disso, também usamos os critérios da seleção de múons do cintilador plástico para obter os eventos ao longo de todo o tempo de captação de dados do COSINE-100, e usamos o seguinte modelo de modulação anual:

$$f(t) = B + A \cdot \cos(\lambda \cdot t + \varphi) \text{ (eq. 28)}$$

Onde B é o fundo criado por outras fontes, que consideramos constante, A é a amplitude da modulação,  $\lambda$  é o período e  $\varphi$  é a fase da modulação.

O período esperado da modulação é de 1 ano, e a fase esperada é por volta de julho, por ser verão no hemisfério norte, onde está o experimento, já que a modulação conhecida de múons está diretamente associada à temperatura atmosférica (BARRETT *et al.*, 1952). Assim, se observarmos uma amplitude diferente de zero, podemos dizer que o experimento é sensível à modulação de múons.

Os resultados obtidos da modulação anual de múons do experimento a partir desse tipo de análise já foram publicados, apresentando uma amplitude de 0.60% +/- 0.20% em relação à média de eventos de múons, utilizando-se somente os cintiladores plásticos como referência (PRIHTIADI *et al.*, 2021). Com isso podemos afirmar que os painéis plásticos apresentam o nível de sensibilidade suficiente para vermos os efeitos relativos à modulação anual de múons, já que observaram essa amplitude de modulação anual de eventos diferente de zero por  $3\sigma$  (PRIHTIADI *et al.*, 2021).

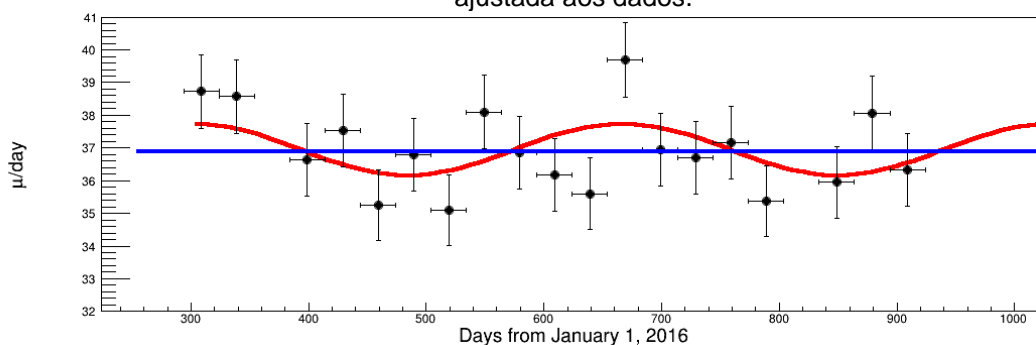
Essa modulação observável mostra novamente que múons são um tipo de radiação de fundo de grande importância por realmente terem possibilidade de influenciar na análise da modulação de WIMPs esperada pelo experimento COSINE-100. Esse resultado também é importante para podermos futuramente avaliar a

hipótese de sua influência direta nos resultados e talvez subtrair sua possível influência para uma melhor análise.

Para evidenciar a relevância destes resultados sobre os cristais de NaI(Tl), podemos selecionar eventos de *single hit* de múons que causaram sinais acima do *trigger* dos cintiladores e fazer uma análise semelhante. Utilizando esses dados e o mesmo modelo da equação 28, obtemos os sinais mostrados na Figura 58 com 635 dias de dados. A modulação observada do ajuste da equação 28 leva a uma amplitude de 2,1 % +/- 0,9 % da média de eventos no intervalo de tempo estudado. Esse resultado apresenta uma modulação maior que o relatado no artigo pois estamos lidando com menos eventos, tornando o valor mais sensível ao ajuste de modulação. Contudo, essa amplitude também é compatível com zero dentro de um intervalo menor que  $3\sigma$ . Portanto, para que o efeito seja plenamente visível nos dados dos cristais, mais dados seriam necessários.

Vale uma observação sobre a amplitude de 2,1% parecer maior que a de 0,6% observada anteriormente, mas, de fato, não é. Como podemos ver na Figura 58, há uma média de aproximadamente 37 eventos de múons que geram sinais no cristal a cada 30 dias, enquanto há mais de 500 eventos de múons por hora sobre o detector (PRIHTIADI *et al.*, 2018). Em valores brutos de eventos/dia, portanto, a amplitude de modulação observada nos cristais é muito menor que a observada somente para múons, cuja seleção envolveu somente os cintiladores plásticos. Isso explica o fato de a amplitude observada ter incerteza comparativamente maior que a relatada para a modulação anual de múons, já que temos muito menos eventos para o cálculo da modulação. Por isso, esse efeito só deve poder ser visível em um prazo maior de aquisição de dados.

Figura 58 – Dados de modulação anual de múons com os eventos de múons que geraram triggers nos cristais. Em vermelho está o ajuste da modulação conforme a equação 28. Em azul está a média ajustada aos dados.



Fonte: Elaborado pelo autor.

## CONCLUSÕES

Este trabalho teve como objetivo principal o estudo de eventos de múons de alta energia provindos da alta atmosfera, que podem causar espalhamentos de nêutrons no detector de NaI(Tl) do experimento COSINE-100, gerando sinais cuja origem pode ser confundida como sendo de matéria escura. Tal fato se torna mais relevante dado que os múons possuem uma modulação de eventos anual conhecida, com período semelhante ao esperado para matéria escura.

A fim de melhorarmos a seleção de eventos dessa origem específica, foram propostos métodos para reconstrução de trajetória de eventos causados por múons, com foco no uso dos cintiladores plásticos do experimento, que são utilizados para seleção dessa radiação. Tal reconstrução é teoricamente possível, já que os detectores plásticos cobrem os  $4\pi$  de ângulo sólido ao redor do detector.

O método de determinação da posição relativa nos cintiladores do painel da base a partir das cargas dos cintiladores no painel do topo se mostrou promissor. Como as distribuições de eventos ao longo de um cintilador do painel do topo e da base são semelhantes, e temos indícios de que o método de determinação de posição no painel do topo retrata bem a posição real dos eventos, esse método pode ser uma boa alternativa para a determinação da trajetória de múons no experimento, um tipo de análise que ainda não foi considerada no experimento COSINE-100. O método também é de fácil aplicação e, por isso, merece uma análise futura mais profunda e com mais polimento.

O método de reconstrução de trajetória sugerido usando o cintilador líquido em conjunto com os cintiladores plásticos não se mostrou eficiente, já que eventos de múons muito energéticos acabam saturando as contagens dos canais do ADC ligados a cada PMT do cintilador líquido, tornando a análise pouco útil para descrever a trajetória dos múons.

Para o futuro desse tipo de análise, seria necessária a atualização da simulação disponível do experimento, de modo que esta também englobe os múons como partículas presentes no detector. Assim, também seria possível determinar a veracidade do método proposto.

Utilizando-se da geometria dos detectores e suas posições relativas ao longo do experimento, pudemos também constatar a variação do fluxo de múons de acordo com o ângulo observado. Com essa análise, testamos um modelo proposto

para explicar a distribuição de múons de acordo com seu ângulo zênite; e observamos algumas limitações tanto do modelo quanto de nossa própria seleção de eventos, de modo que agora sabemos que certos cintiladores apresentam dificuldades para determinar eventos de *single hit* de múons e que o modelo proposto não descreve bem nossos dados.

Por fim, foi mostrada uma estimativa do efeito da modulação anual de múons sobre os cristais. Tal efeito de modulação já foi estudado pelo grupo utilizando somente os cintiladores plásticos e foi observada uma amplitude de modulação diferente de zero por  $3\sigma$ . Contudo, a modulação para múons que geram sinais nos cristais ainda não é totalmente mensurável até o momento, havendo somente uma amplitude de  $2,3\sigma$  de diferença para uma amplitude nula, mas esse efeito pode se tornar mais relevante conforme o tempo de tomada de dados aumenta.

Com a atualização do experimento prevista para o ano de 2022, com adição de mais 100 kg de cristais de NaI(Tl) ao detector para melhorar suas capacidades na busca por matéria escura, também surge a possibilidade de atualizações nos detectores de plástico para que sejam sensíveis à posição de eventos. Uma das propostas futuras é criar um *design* de detector com dimensões semelhantes aos cintiladores plásticos atuais que tenha tal sensibilidade, a fim de substituir os detectores de múons atuais.



## REFERÊNCIAS

ADHIKARI, G. *et al.* (COSINE-100 Collaboration). Search for a Dark Matter-Induced Annual Modulation Signal in NaI(Tl) with the COSINE-100 Experiment. **Phys. Rev. Lett.**, [S. l.], v. 123, n. 3, 2019. Disponível em:

<https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.123.031302>. Acesso em: 05 ago. 2021.

ADHIKARI, G *et al.* Initial performance of the COSINE-100 experiment. **The European Physical Journal C**, [S. l.], v. 78, n. 2, p. 1-19, 2018. Disponível em:

<https://link.springer.com/article/10.1140%2Fepjc%2Fs10052-018-5590-x#citeas>. Acesso em: 01 ago. 2021.

ADHIKARI, G. *et al.* The COSINE-100 Data Acquisition System. **Journal of Instrumentation**, v. 13, n. 09, 2018. Disponível em:

<https://arxiv.org/pdf/1806.09788.pdf>. Acesso em: 01 ago. 2021.

ADHIKARI, G. *et al.* The COSINE-100 liquid scintillator veto system. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A**, [S. l.], v. 1006, 2021. Disponível em:

<https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0168900221004150?via%3Dihub>. Acesso em: 02 ago. 2021.

ADHIKARI, P. *et al.* Background model for the NaI(Tl) crystals in COSINE-100. **The European Physical Journal C**, [S. l.], v. 78, n. 6, p. 1-10, 2018. Disponível em:

<https://link.springer.com/article/10.1140%2Fepjc%2Fs10052-018-5970-2>. Acesso em: 22 jul. 2021.

AGNESE, R. *et al.* Results from the super cryogenic dark matter search experiment at Soudan. **Physical Review Letters**, [S. l.], v. 120, n. 6, 2018. Disponível em:

<https://journals.aps.org/prl/pdf/10.1103/PhysRevLett.120.061802>. Acesso em: 25 jul. 2021.

AGOSTINI, M. *et al.* (GERDA collaboration). Flux Modulations seen by the Muon Veto of the GERDA Experiment. **Astroparticle Physics**, [S. l.], v. 84, p. 29-35, 2016. Disponível em:

<https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0927650516301141?via%3Dihub>. Acesso em: 27 jul. 2021.

AGOSTINI, M. *et al.* Modulations of the cosmic muon signal in ten years of Borexino data. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, [S. l.], v. 2019, n. 2, 2019. Disponível em: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1475-7516/2019/02/046>.

Acesso em: 05 ago. 2021.

AMARÉ, J. *et al.* First results on dark matter annual modulation from the anais-112 experiment. **Phys. Rev. Lett.**, [S. l.], v. 123, n. 3, 2019. Disponível em:

<https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.123.031301>. Acesso em: 04 ago. 2021.

ANTONELLO, M. *et al.* The SABRE project and the SABRE Proof-of-Principle. **European Physical Journal C**, [S. l.], v. 79, n. 4, 2019. Disponível em: <https://collaborate.princeton.edu/en/publications/the-sabre-project-and-the-sabre-proof-of-principle>. Acesso em: 03 ago. 2021.

APRILE, E. *et al.* Excess electronic recoil events in XENON1T. **Physical Review D**, [S. l.], v. 102, n. 7, 2020. Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/2006.09721.pdf>. Acesso em: 26 jul. 2021.

ARINA, C.; DEL NOBILE, E.; PANCI, P. Dark matter with pseudoscalar-mediated interactions explains the DAMA signal and the galactic center excess. **Phys. Rev. Lett.**, [S. l.], v. 114, n. 1-9, 2015. Disponível em: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.114.011301>. Acesso em: 29 jul. 2021.

ARINA, C.; DEL NOBILE, E.; PANCI, P. Dark matter with pseudoscalar-mediated interactions explains the DAMA signal and the galactic center excess. **Phys. Rev. Lett.**, v. 114, n. 1, 2015. Disponível em: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.114.011301>. Acesso em: 23 jul. 2021.

BARGER *et al.* G. PAMELA and dark matter. **Physics Letters B**, [S. l.], v. 672, n. 2, p. 141-146, 2009. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269309000513>. Acesso em: 01 ago. 2021.

BARRETT, P. H. *et al.* Interpretation of cosmic-ray measurements far underground. **Rev. Mod. Phys.**, [S. l.], v. 24, n. 3, 1952. Disponível em: <https://journals.aps.org/rmp/abstract/10.1103/RevModPhys.24.133>. Acesso em: 24 jul. 2021.

BAUR, S. Dark matter searches with the IceCube upgrade. *In*: INTERNATIONAL COSMIC RAY CONFERENCE, 36., v. 358, 2019, Madison, WI (USA). **Proceedings of Science**. Madison: Memorial Union, 2019. Disponível em: <https://pos.sissa.it/358/506/pdf>. Acesso em: 22 jul. 2021.

BEGEMAN, K. G.; BROEILS, A. H.; SANDERS, R. H. Extended rotation curves of spiral galaxies: Dark haloes and modified dynamics. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, [S. l.], v. 249, n. 3, p. 523-537, 1991. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/full/1991MNRAS.249..523B>. Acesso em: 27 jul. 2021.

BERNABEI, R. *et al.* Dark Matter search. **La Rivista del Nuovo Cimento**, [S. l.], v. 26, n. 1, p. 1-73, 2003. Disponível em: <https://link.springer.com/article/10.1007%2F03548916>. Acesso em: 29 jul. 2021.

BERNABEI, R. *et al.* First model independent results from DAMA/LIBRA-phase2. **Nucl. Phys. At. Energy**, [S. l.], v. 19, n. 4, p. 307-325, 2018. Disponível em: <https://arxiv.org/ct?url=https%3A%2F%2Fdx.doi.org%2F10.15407%2Fjnpae2018.04.307&v=670c61ae>. Acesso em: 26 jul. 2021.

BERNABEI, R. *et al.* New results from DAMA/LIBRA. **The European Physical Journal C**, [S. I.], v. 67, n. 1, p. 39-49, 2010. Disponível em: <https://link.springer.com/content/pdf/10.1140/epjc/s10052-010-1303-9.pdf>. Acesso em: 23 jul. 2021.

BERNABEI, R. *et al.* Searching for WIMPs by the annual modulation signature. **Phys. Lett. B**, [S. I.], v. 424, p. 195-201, 1998. Disponível em: <https://inspirehep.net/literature/471261>. Acesso em: 01 ago. 2021.

CHUNG, D. J. H. *et al.* The soft supersymmetry-breaking Lagrangian: theory and applications. **Physics Reports**, [S. I.], v. 407, n. 1, p. 1-203, 2005. Disponível em: [http://www.phys.ufl.edu/~burns/papers/arxiv0312378\\_chung.pdf](http://www.phys.ufl.edu/~burns/papers/arxiv0312378_chung.pdf). Acesso em: 23 jul. 2021.

CHERWINKA, J. *et al.* (DM-Ice Collaboration). First data from DM-Ice17. **Phys. Rev. D**, [S. I.], v. 90, n. 9, 2014. Disponível em: <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.90.092005>. Acesso em: 02 ago. 2021.

DARK matter in the ATIC. **Physics World**, v. 22, p. 4-4, 2009.

DALAL, N.; KEETON, C. R. (Lack of) lensing constraints on cluster dark matter profiles. **arXiv preprint astro-ph/0312072**, [S. I.], 2003. Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/astro-ph/0312072.pdf>. Acesso em: 27 jul. 2021.

DOBROWOLSKA, M. *et al.* Towards an application of muon scattering tomography as a technique for detecting rebars in concrete. **Smart Materials and Structures**, [S. I.], v. 29, n. 5, 2020. Disponível em: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-665X/ab7a3f/pdf>. Acesso em: 07 ago. 2021.

FREESE, K.; LISANTI, M.; SAVAGE, C. Colloquium: Annual modulation of dark matter. **Rev. Mod. Phys.**, [S. I.], v. 85, n. 4, p. 1561-1581, 2013. Disponível em: <https://journals.aps.org/rmp/abstract/10.1103/RevModPhys.85.1561>. Acesso em: 30 jul. 2021.

FROBORG, F.; DUFFY, A. R. Annual modulation in direct dark matter searches. **Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics**, [S. I.], v. 47, n. 9, 2020. Disponível em: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6471/ab8e93/pdf>. Acesso em: 31 jul. 2021.

GAISSER, T. K. **Cosmic rays and particle physics**. Cambridge: Cambridge University Press, 1990.

GIAZ, A. Status and perspectives of the JUNO experiment. **arXiv preprint arXiv:1804.03575**, 2018. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/1804.03575>. Acesso em: 20 jul. 2021.

GROOM, D. E.; MOKHOV, N. V.; STRIGANOV, S. I. Muon stopping power and range tables 10 MeV—100 TeV. **Atomic Data and Nuclear Data Tables**, [S. I.], v. 76, n. 2, 2001. Disponível em:

<https://pdg.lbl.gov/2020/AtomicNuclearProperties/adndt.pdf>. Acesso em: 22 ago. 2021.

GRIEDER, P. K. F. **Cosmic rays at Earth**: Researcher's reference manual and data book. Amsterdam: Elsevier Science B. V., 2001. Disponível em: [http://theor.jinr.ru/~vnaumov/Eng/JINR\\_Lectures/books/Grieder2001.pdf](http://theor.jinr.ru/~vnaumov/Eng/JINR_Lectures/books/Grieder2001.pdf). Acesso em: 01 ago. 2021.

KAISER, W. C.; DE VILLIERS, J. A. M. Relative light output evaluation of different commercial plastic scintillators. **IEEE Transactions on Nuclear Science**, v. 11, n. 3, p. 29-37, 1964. Disponível em: <https://ieeexplore.ieee.org/document/4323402/>. Acesso em: 01 ago. 2021.

KIM, J. E. QCD Axion and Dark Energy. **arXiv preprint arXiv:1409.3609**, [S. l.]. 2014. Disponível em: arXiv 1409.3609v1. Acesso em: 28 jul. 2021.

KIM, K. *et al.* Tests on NaI(Tl) crystals for wimp search at the Yangyang underground laboratory. **Astroparticle Physics**, [S. l.], v. 62, p. 249-257, 2015. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0927650514001595>. Acesso em: 02 ago. 2021.

KIM, S. C. *et al.* (KIMS Collaboration). New Limits on Interactions between Weakly Interacting Massive Particles and Nucleons Obtained with CsI(Tl) Crystal Detectors. **Phys. Rev. Lett.**, [S. l.], v. 108, n. 18, 2012. Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/1204.2646.pdf>. Acesso em: 03 ago. 2021.

KOMATSU, E. *et al.* Seven-year wilkinson microwave anisotropy probe(wmap) observations: Cosmological interpretation. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, [S. l.], v. 192, n. 18, p. 1-47, 2011. Disponível em: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0067-0049/192/2/18/pdf>. Acesso em: 22 jul. 2021.

LI, M. *et al.* Dark Energy. **Communications in Theoretical Physics**, [S. l.], v. 56, n. 3, p. 525-604, 2011. Disponível em: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0253-6102/56/3/24>. Acesso em: 30 set. 2021.

MAO, Y.-Y.; STRIGARI, L. E.; WECHSLER, R. H. Connecting direct dark matter detection experiments to cosmologically motivated halo models. **Physical Review D**, [S. l.], v. 89, n. 6, 2014. Disponível em: <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.89.063513>. Acesso em: 24 jul. 2021.

MENON, M. G. K. *et al.* Muon intensities and angular distributions deep underground. **Proceedings of the Physical Society**, [S. l.], v. 90, n. 3, p. 649-656, 1967. Disponível em: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0370-1328/90/3/311>. Acesso em: 25 jul. 2021.

MIMOUNI, J. XXIst Century Perspectives on the Micro & Macro Worlds. **Journal of Physics: Conference Series**, [S. l.], 2021. Disponível em:

<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/1766/1/012001/pdf>. Acesso em: 29 jul. 2021.

PATRIGNANI, C. *et al.* (Particle Data Group). Review of Particle physics, **Chinese Physics**, [S. l.], v. 40, n. 10, 2016. Disponível em: <https://pdg.lbl.gov/2017/download/rpp2016-Chin.Phys.C.40.100001.pdf>. Acesso em: 21 ago. 2021.

PECCEI, R. D.; QUINN, H. R. CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles. **Physical Review Letters**, [S. l.], v. 38, n. 25, 1977. Disponível em: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.38.1440>. Acesso em: 25 jul. 2021.

PRIHTIADI, H. *et al.* Measurement of the cosmic muon annual and diurnal flux variation with the COSINE-100 detector. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, [S. l.], v. 2021, n. 2, 2021. Disponível em: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1475-7516/2021/02/013/meta>. Acesso em: 25 jul. 2021.

PRIHTIADI, H. *et al.* Muon detector for the COSINE-100 experiment. **Journal of Instrumentation**, [S. l.], v. 13, n. 2, 2018. Disponível em: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/13/02/T02007/pdf>. Acesso em: 02 ago. 2021.

PROFUMO, S.; QUEIROZ, F.; SIQUEIRA, C. Has ams-02 observed two-component dark matter?. **Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics**, [S. l.], v. 48, n. 1, 2020. Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/1903.07638.pdf>. Acesso em: 22 jul. 2021.

Quantum Diaries. **Getting our hands on dark matter**. 2013. Disponível em: <https://www.quantumdiaries.org/2013/07/01/getting-our-hands-on-dark-matter/>. Acesso em: 29 jul. 2021.

ROGSTAD, D. H.; SHOSTAK, G. S. Gross properties of five sed galaxies as determined from 21-CENTIMETER observations. **Astrophysical Journal**, [S. l.], v. 176, p. 315-321, 1972. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/full/1972ApJ...176..315R>. Acesso em: 26 jul. 2021.

SOUZA, E. B. S. *et al.* Study of cosmogenic radionuclides in the COSINE-100 NaI(Tl) detectors. **Astroparticle Physics**, [S. l.], v. 115, 2020. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0927650519301938>. Acesso em: 22 jul. 2021.

SCHUMANN, M. **Neutrinoless Double Beta Decay with the Low-Background Low-Threshold Observatory**. 2019. Disponível em: [https://indico.cern.ch/event/832454/contributions/3494922/attachments/1936576/3227393/darwin\\_0nbb.pdf](https://indico.cern.ch/event/832454/contributions/3494922/attachments/1936576/3227393/darwin_0nbb.pdf). Acesso em: 29 jul. 2021.

The COSINE-100 Collaboration. An experiment to search for dark-matter interactions using sodium iodide detectors. **Nature**, [S. l.], v. 564, p. 83-86, 2018. Disponível em:

<https://www.nature.com/articles/s41586-018-0739-1#citeas>. Acesso em: 01 ago. 2021.

THOMPSON, R.; NAGAMINE, K. Pairwise velocities of dark matter haloes: a test for the  $\Lambda$  cold dark matter model using the bullet cluster. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, [S. l.], v. 419, n. 43, p. 3560-3570, 2012. Disponível em: <https://academic.oup.com/mnras/article/419/4/3560/2908088>. Acesso em: 22 jul. 2021.

USUBOV, Z. Light simulation in plastic scintillator strip with embedded wavelength shifting fiber. **arXiv preprint arXiv:2007.03921**, 2020. Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/2007.03921.pdf>. Acesso em: 08 ago. 2021.

WONSAK, B. S. *et al.* Topological track reconstruction in unsegmented, large-volume liquid scintillator detectors. **Journal of Instrumentation**, v. 13, n. 7, 2018. Disponível em: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/13/07/P07005>. Acesso em: 19 jul. 2021.

Yale University. **COSINE-100 Experiment**. © 2021. Disponível em: <https://cosine.yale.edu/about-us/cosine-100-experiment>. Acesso em: 30 jul. 2021.

YEH, M.; GARNOV, A.; HAHN, R. L. Gadolinium-loaded liquid scintillator for high-precision measurements of antineutrino oscillations and the mixing angle,  $\theta_{13}$ . **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A**, [S. l.], v. 578, n. 1, p. 329-339, 2007. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0168900207006511?via%3DiHub>. Acesso em: 03 ago. 2021.

ZHU, K. *et al.* Calibration of large neutron detection arrays using cosmic rays. **Nuclear Inst. and Methods in Physics Research A**, [S. l.], v. 967, 2020. Disponível em: <https://par.nsf.gov/servlets/purl/10170155>. Acesso em: 29 jul. 2021.

ZWICKY, F. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. **Helvetica Physica Acta**, [S. l.], v. 6, p. 110-127, 1933. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/full/1933AcHPh...6..110Z>. Acesso em: 27 jul. 2021.

## APÊNDICE A – DEDUÇÃO DO DESVIO PADRÃO DE DISTRIBUIÇÃO UNIFORME

Uma distribuição de probabilidade uniforme, em que todos os valores dentro de um intervalo de  $-L/2$  a  $L/2$  são equiprováveis, pode ser modelada como a seguinte função densidade de probabilidade:

$$f(x) = \begin{cases} A, & \text{se } |x| < \frac{L}{2} \\ 0, & \text{se } |x| > \frac{L}{2} \end{cases}$$

No caso,  $L$  representa o tamanho de nossos cintiladores.  $A$  pode ser obtido a partir da normalização da função densidade de probabilidade  $f(x)$ , onde usaremos  $\int_{-\infty}^{\infty} f(x) dx = 1$ . Assim, obtemos o valor de  $A = \frac{1}{L}$ . É simples verificar que a média,  $x_m = \langle x \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} x \cdot f(x) dx$ , vale 0.

O desvio padrão é definido como:

$$\sigma = \sqrt{\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2}$$

Portanto, para calcularmos  $\sigma$  só resta calcularmos  $\langle x^2 \rangle$ , que vale:

$$\langle x^2 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} x^2 \cdot f(x) dx = \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} x^2 \cdot \frac{1}{L} \cdot dx = \frac{L^2}{12}$$

Portanto:

$$\sigma = \sqrt{\frac{L^2}{12}} = \frac{L}{\sqrt{12}}$$

Logo, se a distribuição de eventos dentro dos cintiladores fosse exatamente definida por uma distribuição com densidade de probabilidade uniforme, como

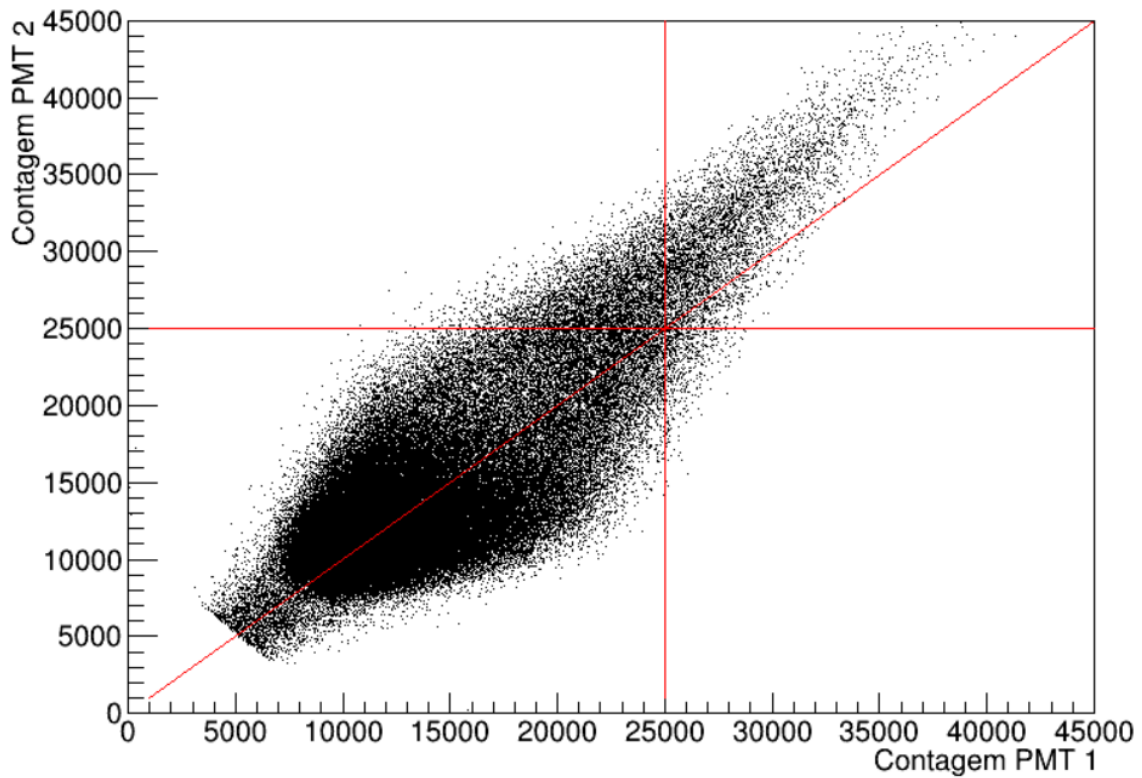
$L=2,82$  m para os cintiladores do painel do topo e  $L=2,05$  m para os cintiladores do painel da base, os valores esperados de  $\sigma$  seriam respectivamente 0,81 m e 0,59 m.



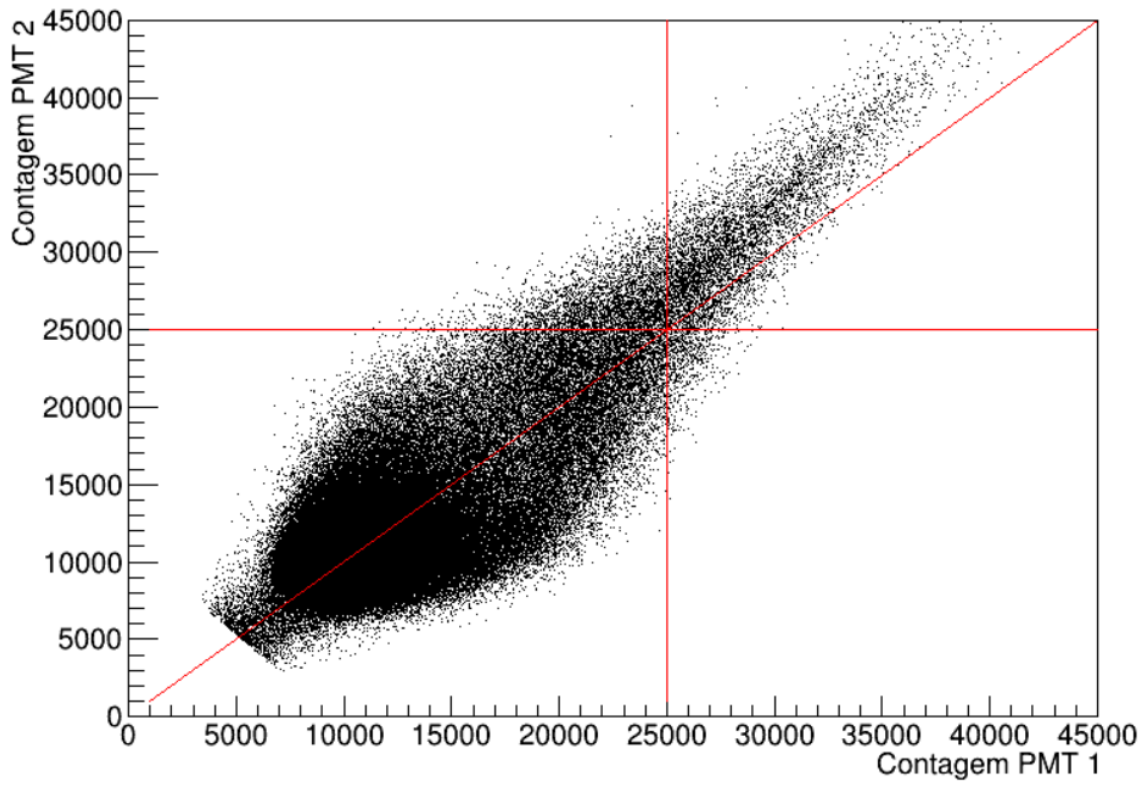
## APÊNDICE B – COMPARAÇÃO DAS CONTAGENS DE CARGAS DO ADC PARA PMTs DOS CINTILADORES DO TOPO

Comparação da contagem do ADC para cada par de PMTs do painel do topo, devidamente corrigidas para a escala de uma das PMTs escolhidas arbitrariamente entre as 2 PMTs de um mesmo cintilador do topo.

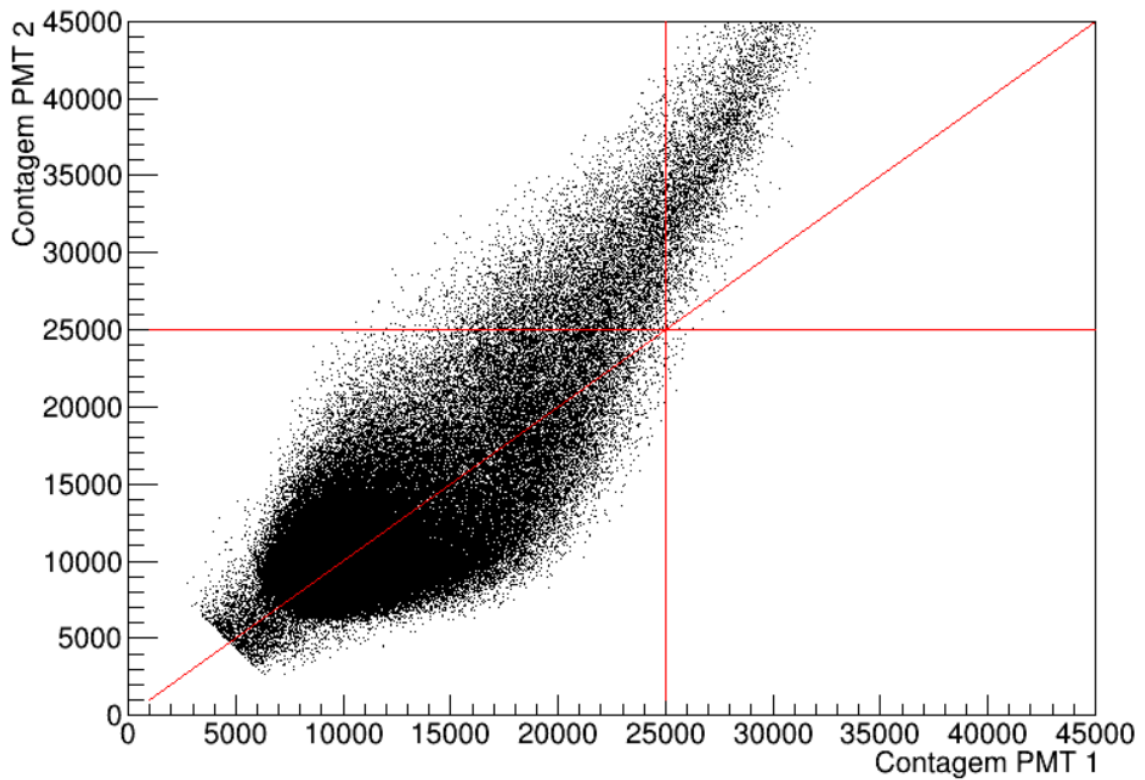
### Cintilador 1 - topo



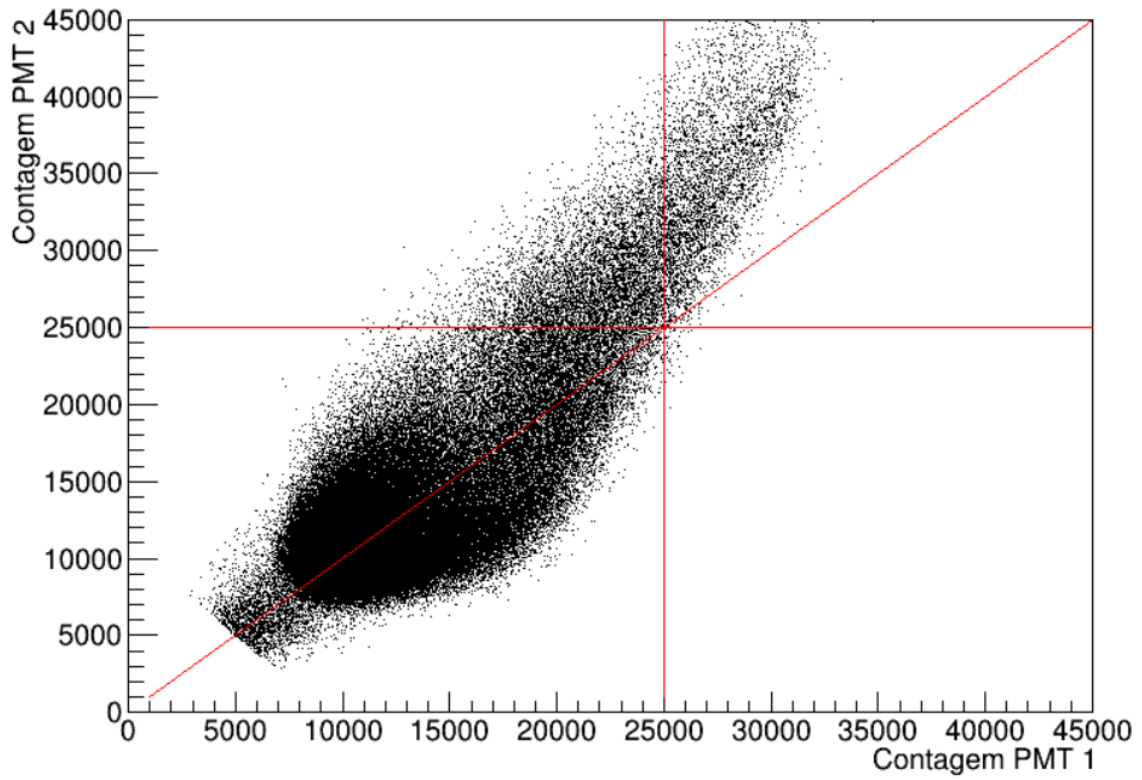
## Cintilador 2 - topo



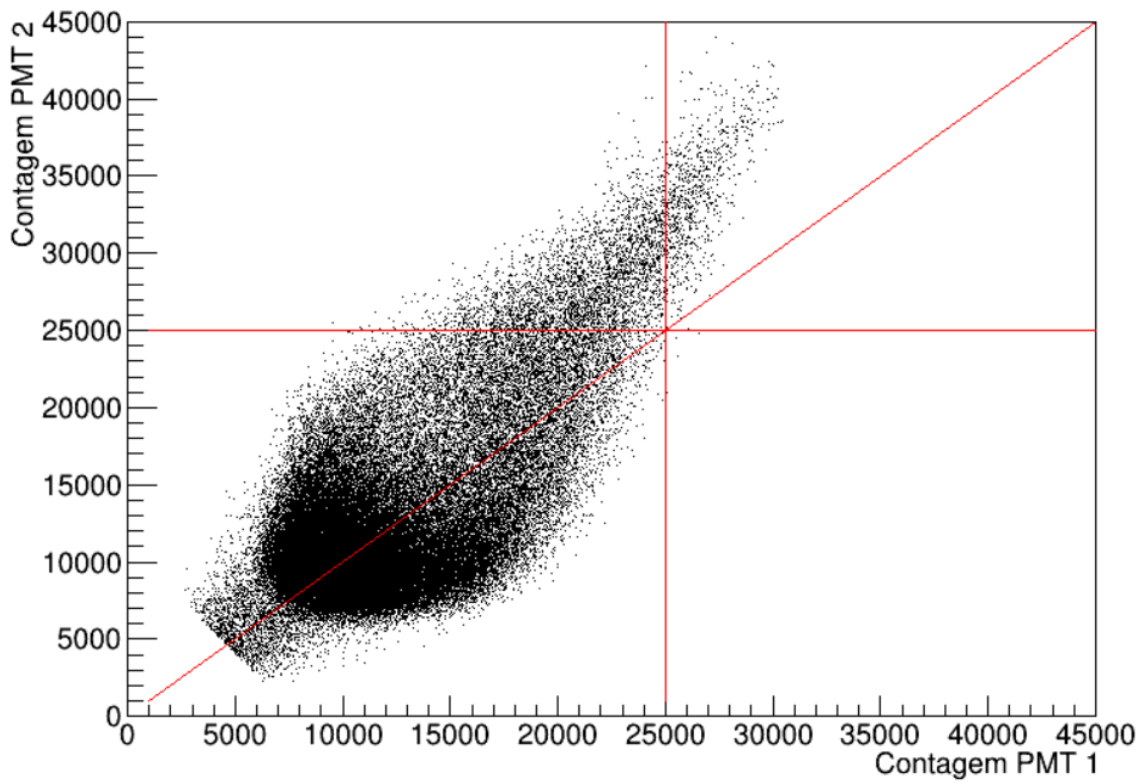
## Cintilador 3 - topo



### Cintilador 4 - topo

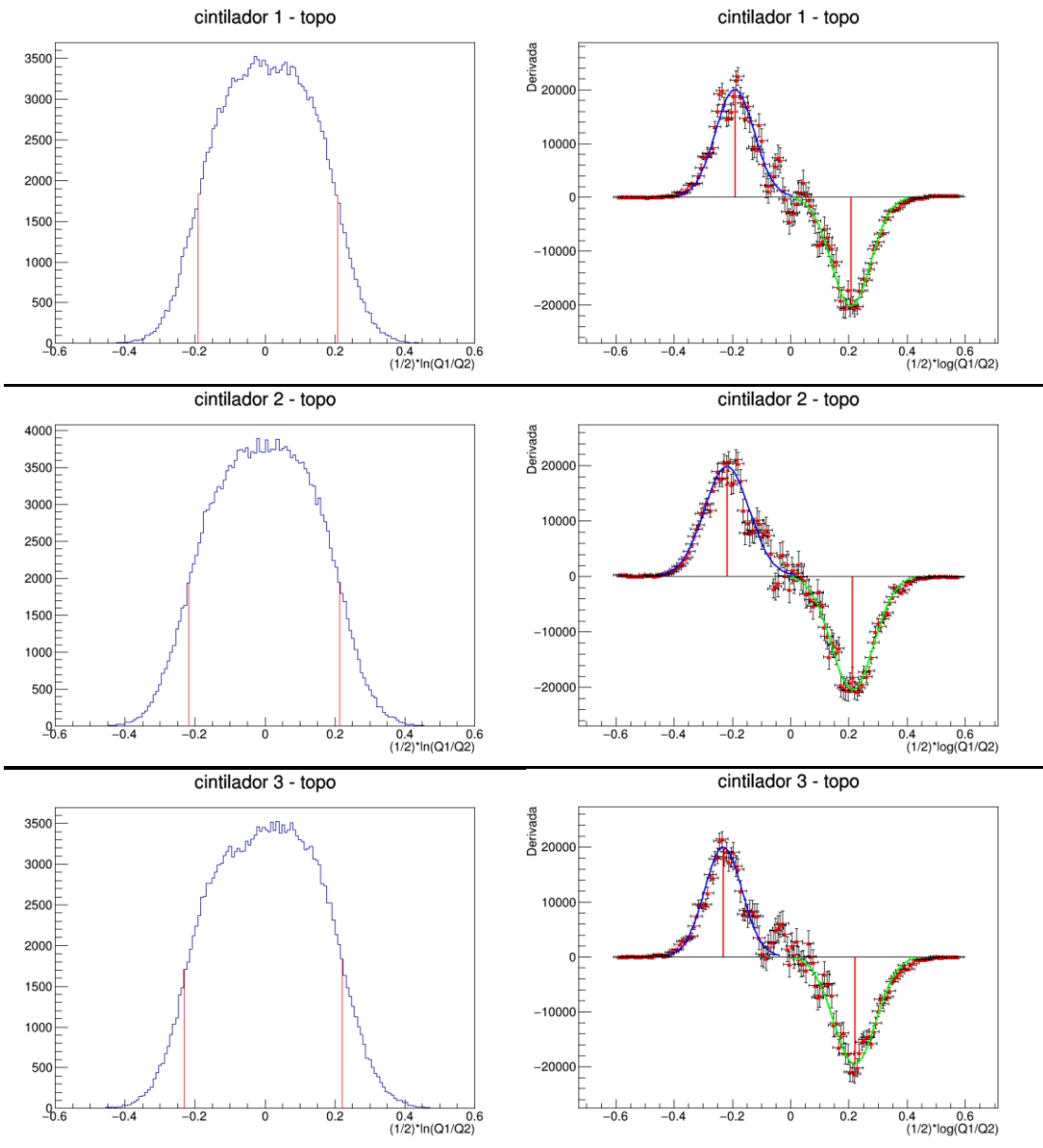


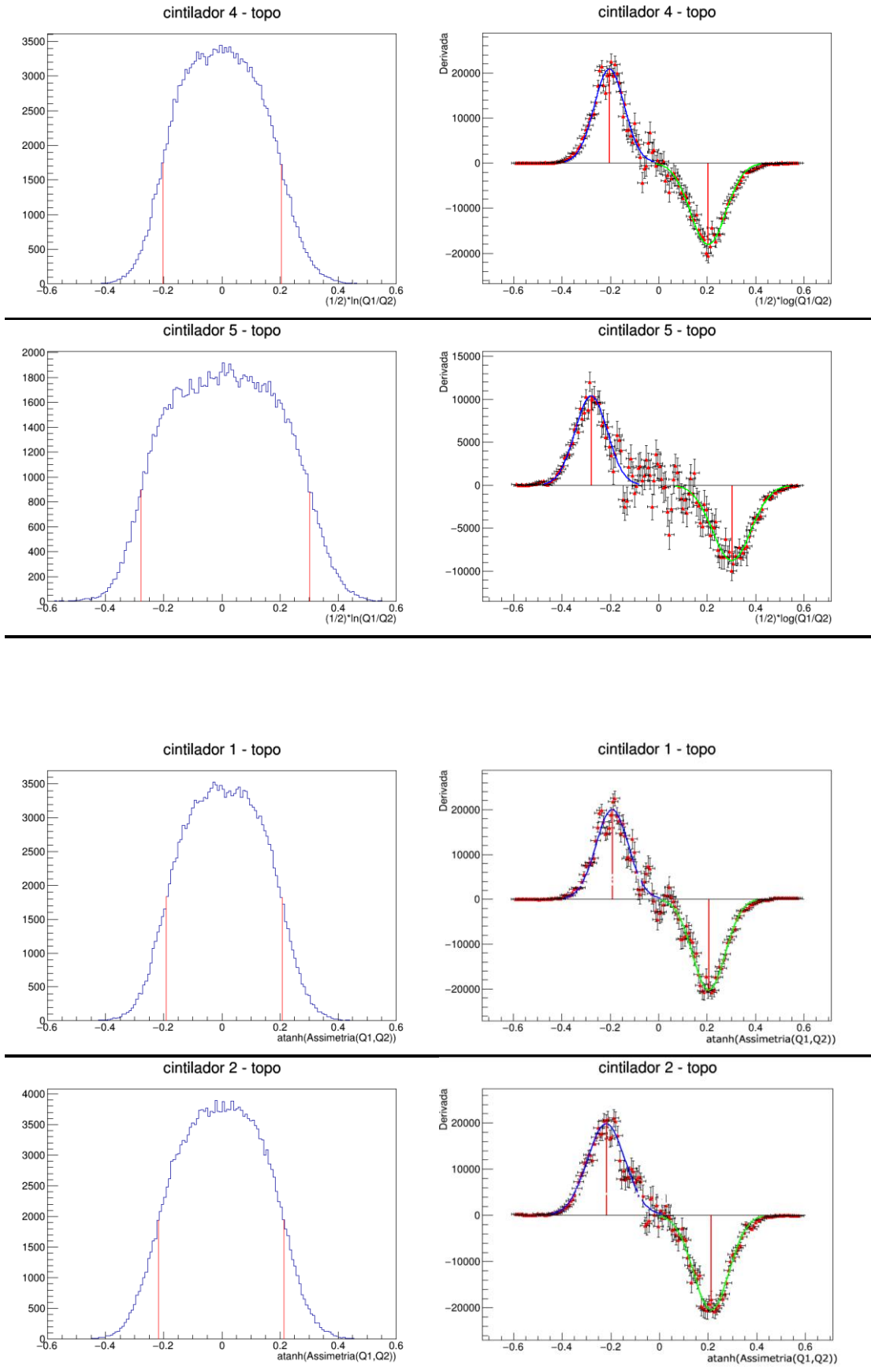
### Cintilador 5 - topo

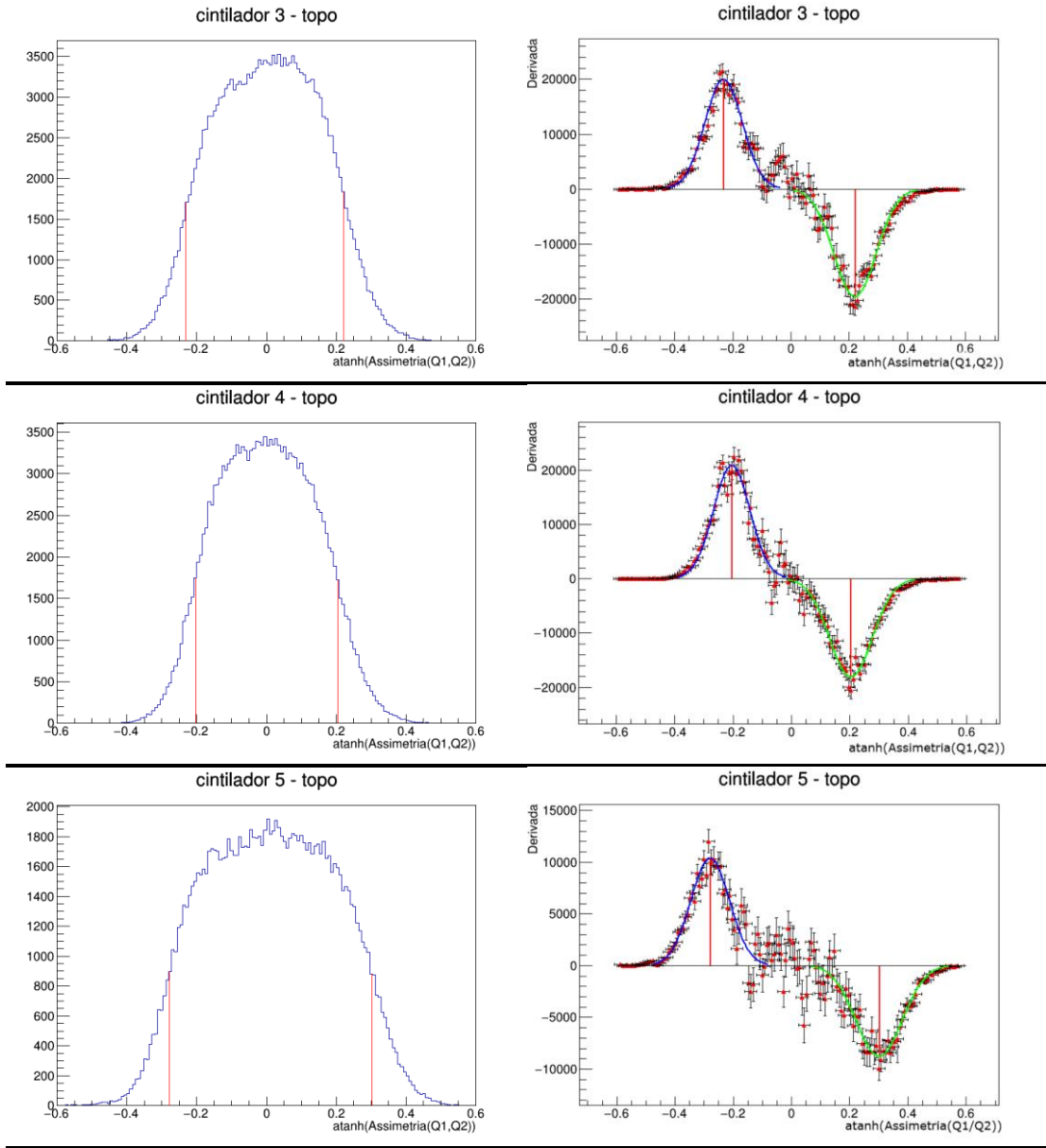


## APÊNDICE C – GRÁFICOS DE $\text{atanh}(\text{Assimetria}(Q1/Q2))$ E $(1/2) \cdot \ln(Q1/Q2)$ PARA CINTILADORES DO TOPO

Gráficos de  $\text{atanh}(\text{Assimetria}(Q1, Q2))$  e  $(1/2) \cdot \ln(Q1/Q2)$  usados para cálculo dos pontos de máxima e mínima derivada, e respectivos gráficos de derivadas locais dadas pelo método.

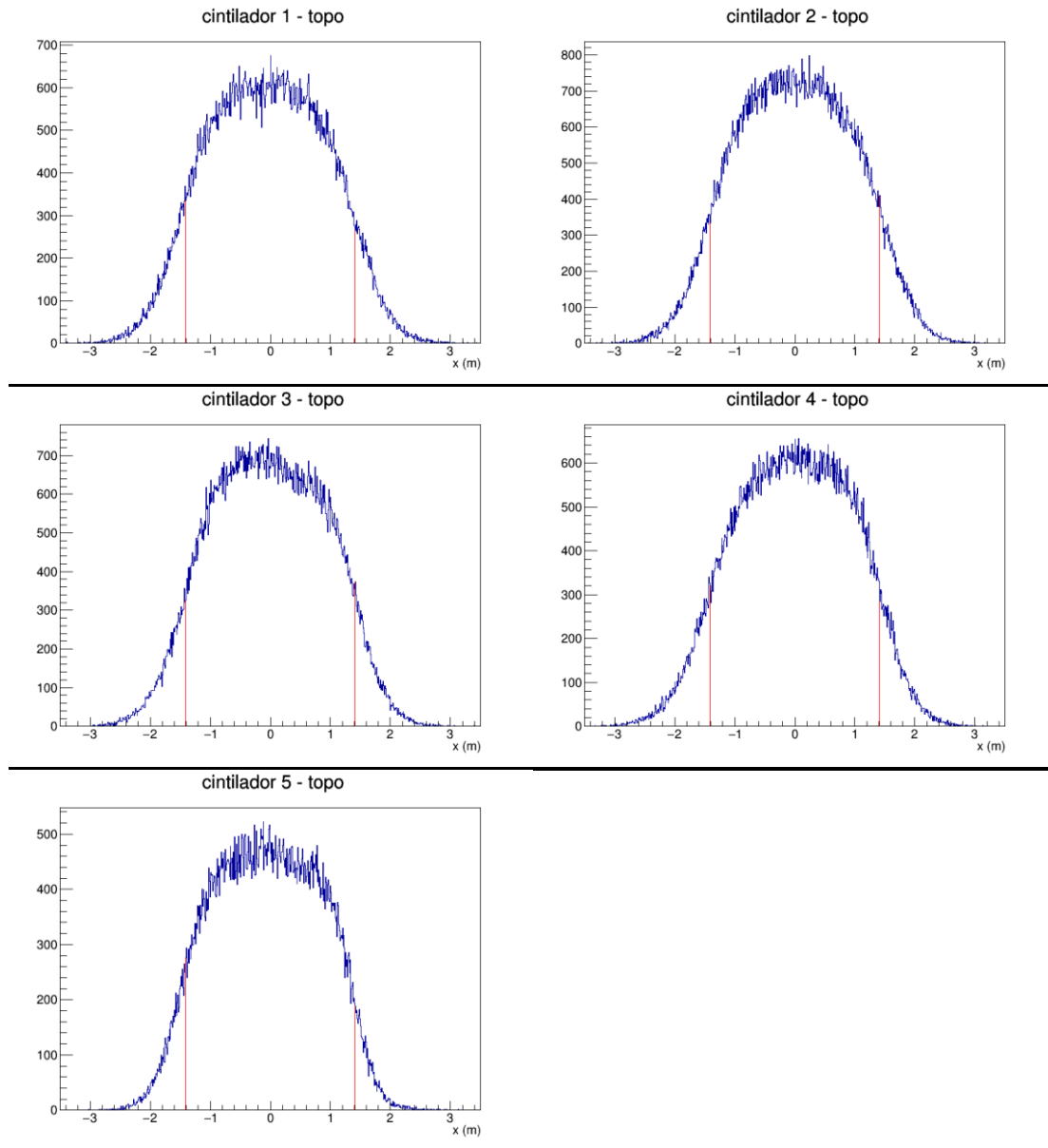






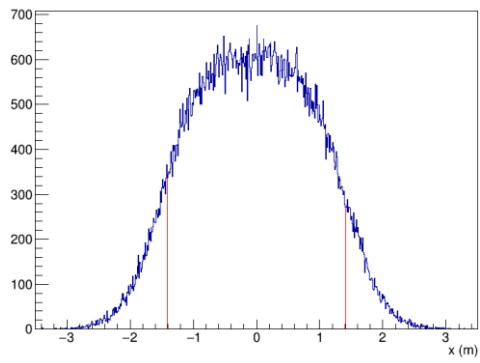
## APÊNDICE D – HISTOGRAMAS DE POSIÇÃO DE EVENTOS NOS CINTILADORES DO PAINEL DO TOPO

Cálculo de posição de eventos no painel do topo para cada cintilador utilizando  $\text{atanh}(\text{Assimetria}(Q1, Q2))$ .

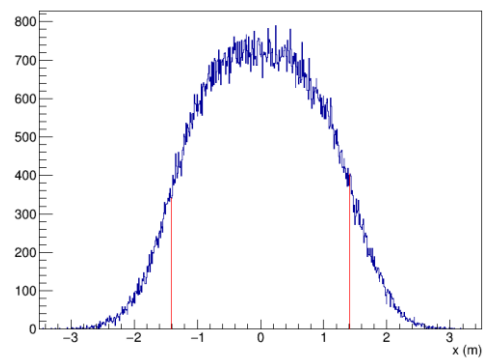


Cálculo de posição de eventos no painel do topo para cada cintilador utilizando  $\ln(Q1/Q2)$ .

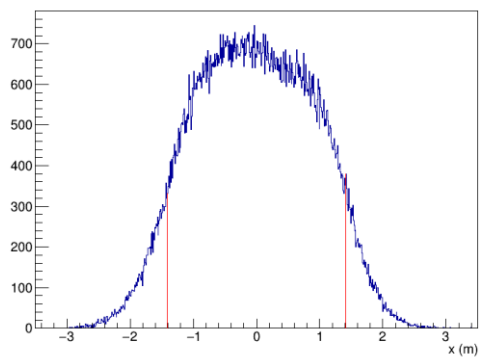
cintilador 1 - topo



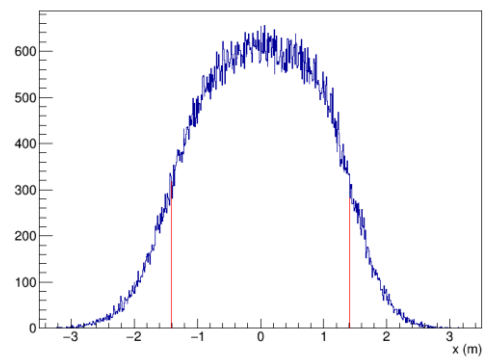
cintilador 2 - topo



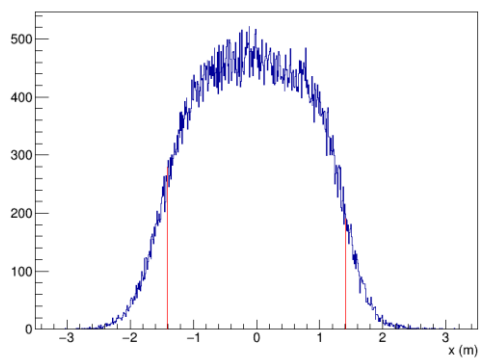
cintilador 3 - topo



cintilador 4 - topo



cintilador 5 - topo

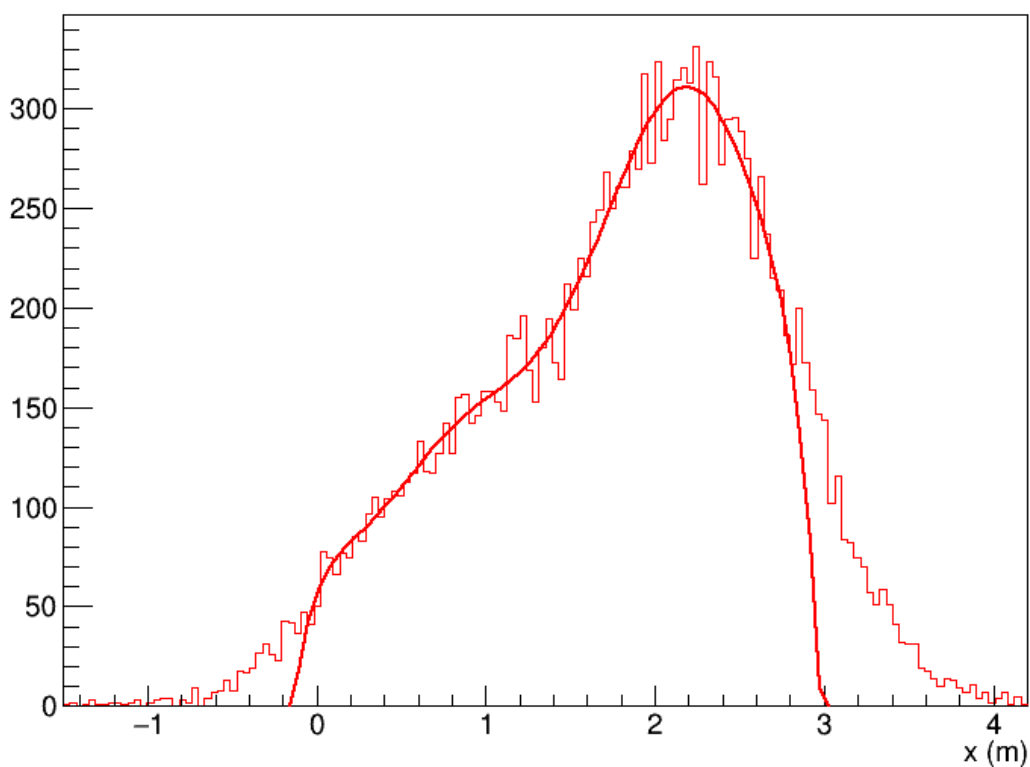




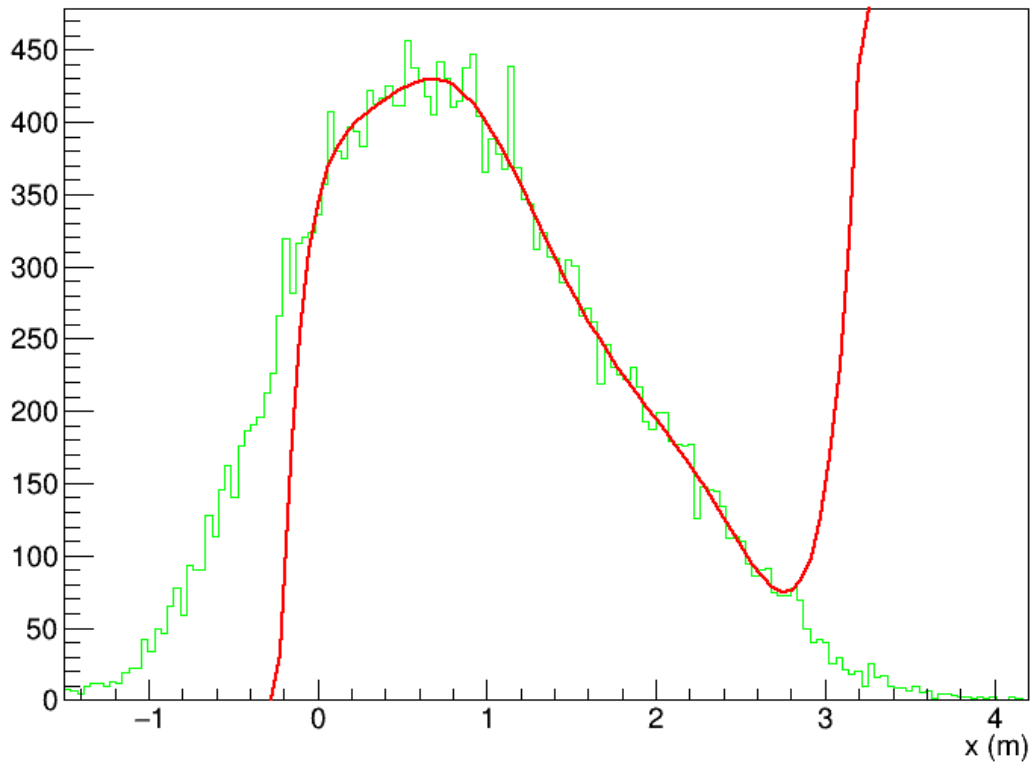
## APÊNDICE E – EXEMPLOS DE POLINÔMIOS AJUSTADOS PARA CÁLCULO DE POSIÇÃO

Exemplos de ajustes de um polinômio de grau 9, em vermelho, da distribuição de eventos com seleção de um único cintilador do topo e da base. No caso são mostradas as distribuições para os pares: cintilador 1 do topo e 8 da base, 2 do topo e 2 da base, e 3 do topo e 3 da base, respectivamente.

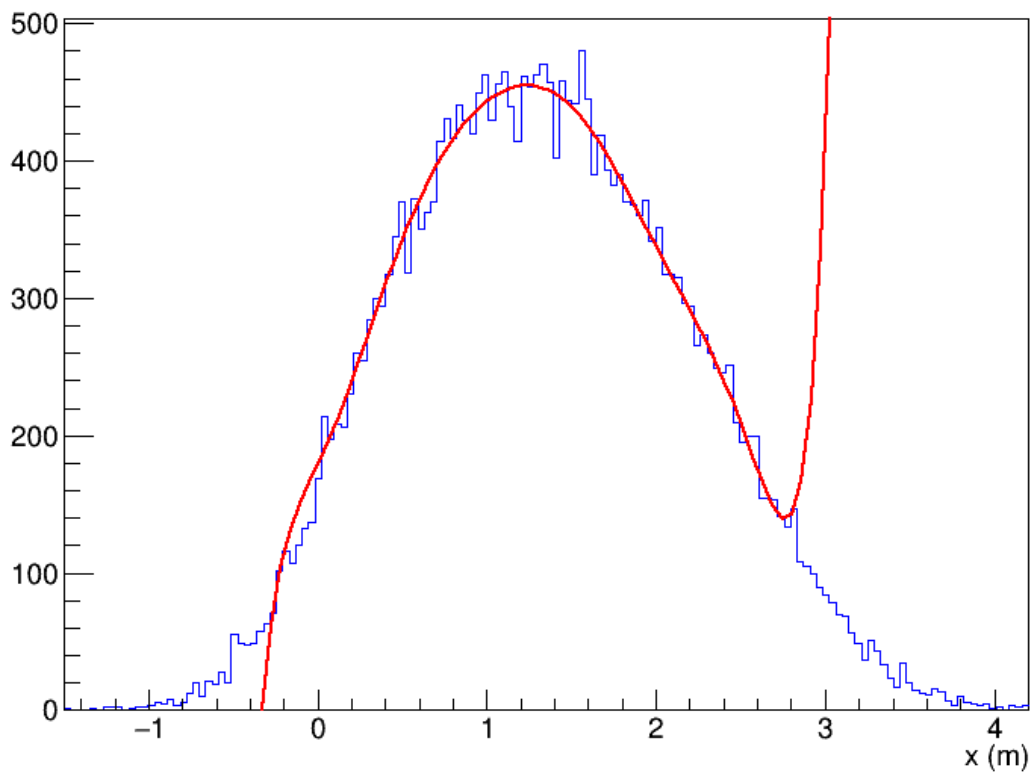
### Selecionado cintilador 8 da base



Selecionado cintilador 2 da base

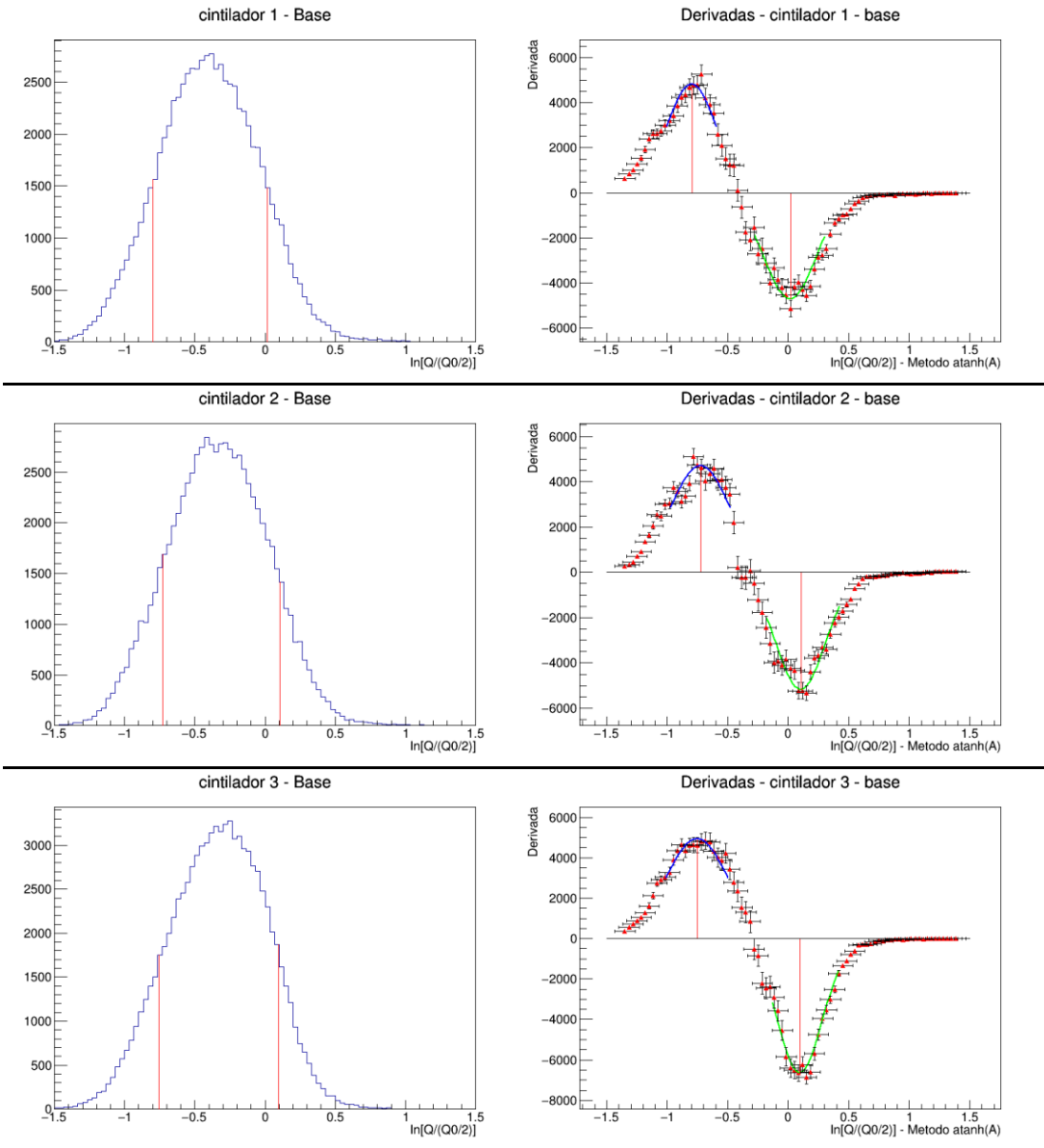


Selecionado cintilador 3 da base

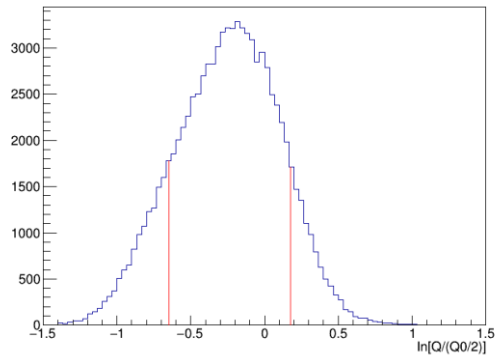


## APÊNDICE F – GRÁFICOS DE CÁLCULO DE $\lambda$ PARA CINTILADORES DA BASE

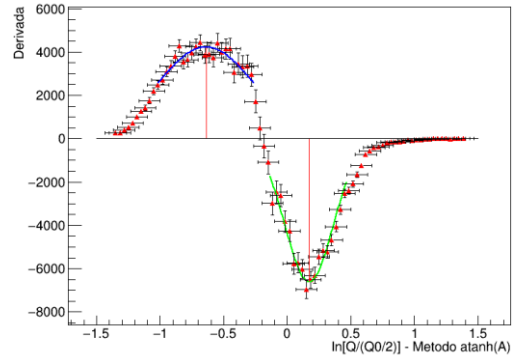
Gráficos utilizados de  $\ln(2Q/Q_0)$  para cálculo da posição nos cintiladores da base e respectivos gráficos de derivada local, com  $Q_0$  calculado a partir de  $\text{atanh}(\text{Assimetria}(Q_1, Q_2))$ .



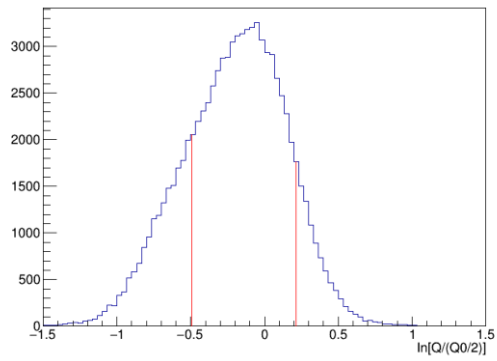
cintilador 4 - Base



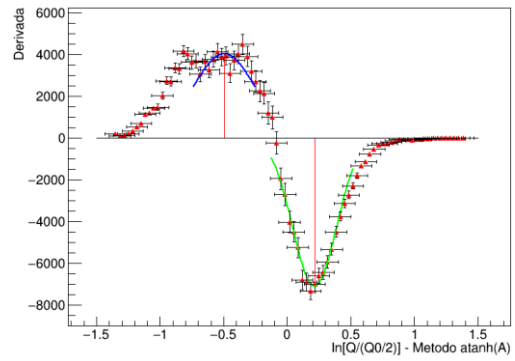
Derivadas - cintilador 4 - base



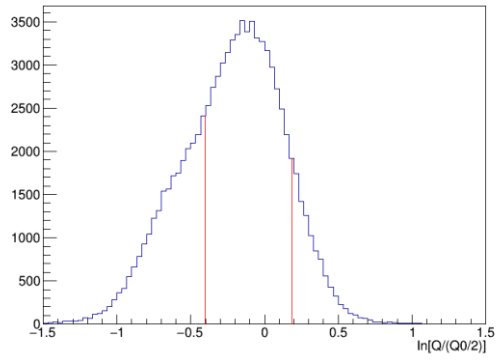
cintilador 5 - Base



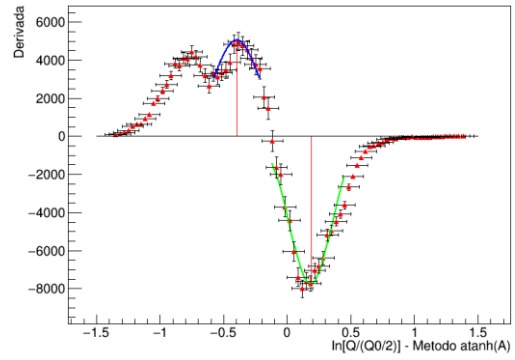
Derivadas - cintilador 5 - base

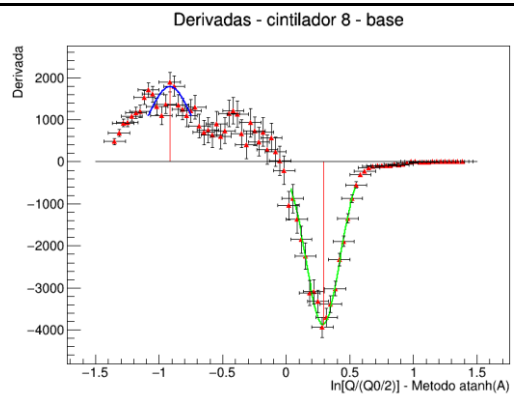
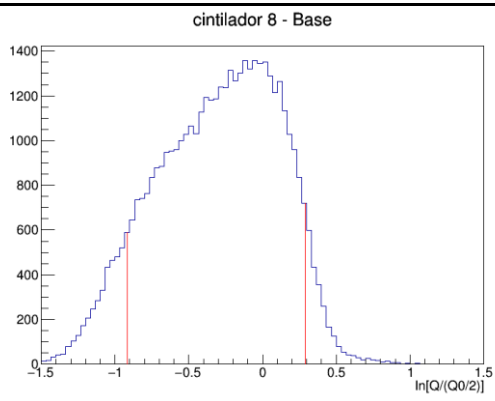
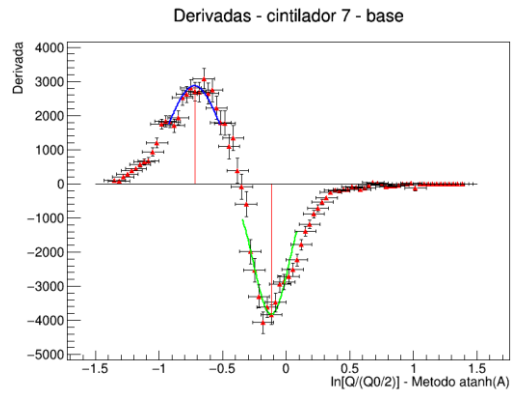
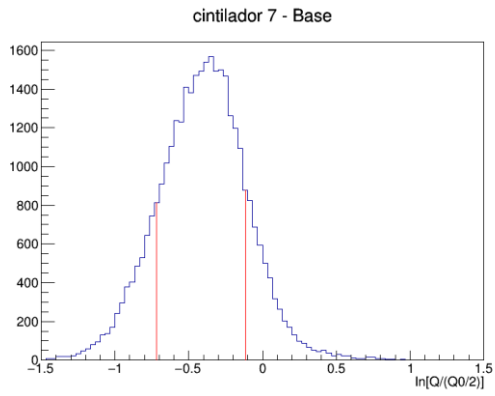


cintilador 6 - Base



Derivadas - cintilador 6 - base





## APÊNDICE G – PORCENTAGEM DE EVENTOS PELA ALTURA RELATIVA AOS CINTILADORES DO PAINEL DIREITO

Gráficos de porcentagem de eventos pela altura relativa ao centro do cintilador escolhido no painel direito (esquerda) e os respectivos resíduos (direita). Os dados do painel direito são totalmente análogos por verem exatamente o mesmo intervalo de ângulos zênite, dada a simetria. Os pontos verdes e azuis são, respectivamente, os valores teóricos para  $n=3$  e  $n=4$ . Os cintiladores mostrados vão da maior altura para a menor na ordem de cima para baixo, sendo assim numerados de 1 a 5. A distância dos painéis foi colocada como constante e igual a 2,70 m.

