

Universidade Estadual de Campinas
Instituto de Física Gleb Wataghin

**Estudo sobre as Interações de Hádrons nos
Módulos de Superfície (Tanque Cherenkov e
Adjacências) do Observatório Pierre Auger**

Márcio Aparecido Müller

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

Orientador: Prof. Dr. José Augusto Chinellato
DRCC - IFGW - UNICAMP

Campinas, setembro de 2003



MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE MESTRADO DE **MÁRCIO APARECIDO MÜLLER – RA 007141** APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 18/08/2003.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. José Augusto Chinellato (Orientador do Candidato) – IFGW/UNICAMP

Profa. Dra. Renata Zukanovich Funchal – IF/USP

Prof. Dr. Edilson Hiroyuki Shibuya – IFGW/UNICAMP

À minha futura esposa, Renata,
de todo o meu coração.

Agradecimentos

Não poderia iniciar a apresentação dos trabalhos sem antes agradecer àqueles que de forma incisiva, direta ou indiretamente, foram agentes e colaboradores para que eu conseguisse êxito nessa importante etapa de minha vida.

Primeiramente ao Prof. Dr. José Augusto Chinellato pela sua orientação e confiança em meu potencial durante todo o transcorrer da realização desse trabalho.

À Renata de todo o meu coração, pela sua paciência e apoio nos momentos difíceis. À meus pais, que mesmo não presentes me deram muita força. À minha família e de minha noiva.

À Carola e Edison pelos muitos ensinamentos. Ao Hélio por deixar que eu realizasse o trabalho usando seu aplicativo e também pelas discussões que esclareceram muitos pontos obscuros. Ao Ricardo pela ajuda na solução dos desafios computacionais.

Aos companheiros de república Eduardo e Pablo, que deram além de muita ajuda moral, muita ajuda técnica.

À todo pessoal do DRCC, Luiz Américo, Catallani, Sérgio, Biral, Marcelo et al.

À todos os colegas da pós-graduação e em especial à secretaria da pós-graduação, nas pessoas de Maria Ignêz, Armando e Alessandra.

Às agências de fomento, em especial a Capes, pela bolsa de estudos, e à FAPESP pelo financiamento do projeto.

Resumo

O objetivo deste trabalho foi continuar o desenvolvimento de um aplicativo (Geant4), que permite acompanhar a difusão de hádrons até suas energias mais baixas, dentro dos módulos de superfície do Observatório Pierre Auger (OPA) e suas imediações (atmosfera logo acima e solo abaixo). Com esse desenvolvimento, pretende-se no futuro determinar a razão entre o sinal da componente hadrônica e os sinais comumente estudados (componente eletromagnética+componente muônica) de Chuveiros Atmosféricos Extensos (CAE). Do mesmo modo, pretende-se melhorar o cálculo de flutuações no sinal desses módulos. Alguns resultados preliminares são apresentados.

O estudo baseou-se na modificação de uma simulação existente desses módulos, que são tanques Cherenkov, denominada “tank0”. Está sendo desenvolvida outra denominada “tank0Mod”, na qual as implementações contemplam a inclusão de interações hadrônicas via pacote Geant4. Levou-se em conta uma porção de solo situado nas imediações de um tanque típico do Detector de Superfície com intuito de verificar sua influência no sinal gerado, o que nos fez estudar a geometria necessária para tal inclusão. Buscando conciliar as limitações de limiar de energia do aplicativo utilizado na simulação de CAE (CORSIKA) com aquelas do aplicativo usado para simular interações de partículas nos tanques (Geant4), realizou-se um estudo do volume mínimo sensível que viabilizasse o uso de tais aplicativos tornando possível considerar os hádrons com energia menor que 50 MeV .

Abstract

This work aims to further develop a toolkit (GEANT4) in order to account for the diffusion of low-energy hadrons in the surface modules of Auger Observatory and also in its neighborhood (near atmosphere and soil layers below the modules). It is our intention to determine the ratio between hadron signals and electromagnetic+muon signals from extensive air showers, as well as the fluctuations of those components in the surface modules (Cherenkov tanks). Some preliminary results will be presented.

The study was a development of an existing simulation of these modules, the Cherenkov tanks, called “tank0”. This development was called “tank0Mod” - it includes hadronic interactions treated with Geant4 package. Also, we added to the tank two new objects, just above and under its position: a volume of atmosphere and a soil layer, respectively. By studying interactions in the atmosphere layer, one can account for hadron energy thresholds lower than those of CORSIKA; by studying interactions in the soil layer, one can account for other sources of signal in the tank (mainly from neutrons). Both geometries, for the atmosphere layer and for the soil layer were determined.

Sumário

1	Introdução	1
1.1	Raios Cósmicos de Altas Energias	1
1.2	Descrição de um Chuveiro Atmosférico Extenso (CAE)	6
1.3	Métodos de detecção de raios cósmicos de altíssimas energias	9
2	Observatório Pierre Auger	11
2.1	Detector de Superfície	12
2.2	Detector de Fluorescência	17
3	Processos físicos envolvidos	21
3.1	Interações de partículas carregadas	21
3.1.1	Perda de energia por ionização e excitação	21
3.1.2	Bremsstrahlung	22
3.1.3	Espalhamento Múltiplo Coulombiano	24
3.1.4	Radiação Cherenkov	25
3.2	Interações de fótons	26
3.2.1	Produção de pares	26
3.2.2	Espalhamento Compton	28
3.2.3	Efeito Fotoelétrico	28
3.2.4	Espalhamento Rayleigh	28
3.2.5	Absorção	29
3.3	Interações de nêutrons com a matéria	30

3.3.1	Espalhamento elástico do núcleo	31
3.3.2	Espalhamento inelástico	31
3.3.3	Captura radioativa do nêutron	32
3.3.4	Outras reações nucleares	32
3.3.5	Fissão	32
3.3.6	Produção de chuviscos por hádrons de alta energia	32
3.4	Seção de choque de interação de hádrons	32
3.4.1	Interações de hádrons tabeladas e seções de choque parametrizadas	33
3.5	Comprimento de radiação (X_0)	34
3.6	Componente hadrônica em CAE	34
4	Simulação	36
4.1	Geant4	36
4.2	Simulação de uma unidade do Detector de Superfície	37
4.3	Simulação de sinais gerados por partículas secundárias	40
5	Resultados e Análises	49
5.1	Análise da geometria de solo	49
5.2	Análise do volume mínimo sensível	52
5.3	Comparação entre “tank0” e “tank0Mod”	53
5.4	Sinal gerado por múons e nêutrons	56
5.5	Sinal gerado por nêutrons e prótons	58
5.6	Estudo do sinal gerado por uma fração do CAE	60
6	Conclusões	64

Lista de Figuras

1.1	<i>Fluxo de radiação cósmica medido através de décadas de experimentos. Créditos: Colaboração Pierre Auger - Design Report.</i>	2
1.2	<i>Tamanho e campos magnéticos de possíveis fontes aceleradoras. Créditos: Colaboração Pierre Auger - Design Report.</i>	4
1.3	<i>Energia de um próton como uma função da distância de propagação através da radiação cósmica de fundo. Créditos: Colaboração Pierre Auger - Design Report.</i>	5
1.4	<i>Esquema simplificado de um Chuveiro Atmosférico Extenso iniciado por um nucleon, mostrando os seus 3 componentes. Créditos: Colaboração Pierre Auger - Design Report.</i>	8
2.1	<i>Visão geral do Sítio Sul, Malargue. Créditos: Colaboração Pierre Auger - http://www.auger.org.ar.</i>	13
2.2	<i>Esquema ilustrativo de como serão dispostos os tanques Cherenkov e os prédios dos telescópios de fluorescência no OPA. Créditos: Colaboração Pierre Auger - http://www.auger.org/.</i>	14
2.3	<i>Esquema de um tanque Cherenkov usado pelo OPA.</i>	15
2.4	<i>Foto de um dos prédios do Detector de Fluorescência do OPA. Créditos: Colaboração Pierre Auger - www.auger.org.</i>	17

2.5	<i>Desenvolvimento longitudinal do maior evento já detectado. Visto pelo Fly's Eye em 1991 [20]. O Fly's Eye é um detector óptico que mede a luz de fluorescência produzida pelas moléculas de nitrogênio, excitadas pela passagem das partículas carregadas de um CAE. A energia calculada deste evento é $3,2 \times 10^{20}$ eV. Créditos: Clement Lawrence Stephen Pryke.</i>	19
3.1	<i>Perda de energia por ionização e excitação na água. A curva sólida mostra a perda de energia por g/cm² de água atravessada por múons, a tracejada mostra o mesmo para elétrons e pósitrons. Créditos: Clement Lawrence Stephen Pryke.</i>	22
3.2	<i>Frente de onda Cherenkov. Um elétron polariza o meio criando frentes de onda eletromagnéticas.</i>	25
3.3	<i>Emissão Cherenkov para múons e elétrons em água. A linha sólida mostra a taxa de emissão integrada entre 300 e 600 nm, a linha tracejada mostra o ângulo de emissão relativo a trajetória da partícula. Créditos: Clement Lawrence Stephen Pryke.</i>	27
3.4	<i>Seção de choque fotoelétrica [24].</i>	29
3.5	<i>Seção de choque total para nêutrons na água, parafina e prótons</i>	31
3.6	<i>Gráfico de algumas seções de choque de interações hadrônicas. Créditos: Particle Data Group.</i>	33
4.1	<i>Eficiência de refletividade do "liner" em função do comprimento de onda dos fótons Cherenkov. Foram inseridas na simulação as duas curvas: material molhado e material seco.</i>	38
4.2	<i>Espectro de eficiência do fotocátodo. Eficiência de detecção em função do comprimento de onda dos fótons Cherenkov.</i>	40
4.3	<i>Medida de espectro de um fotoelétron. Contagem em função da carga produzida pelos fótons.</i>	41
4.4	<i>Carga gerada em função da energia do múon vertical.</i>	42
4.5	<i>Exemplo de simulação do "tank0", de um elétron vertical de 5 MeV.</i>	43

4.6	<i>Desenho simplificado de como esta construída a simulação. O tanque esta centrado em um cubo de 3 km de lado com um volume de solo de dimensões 23,6 m de largura por 23,6 m de comprimento por 2 m de espessura, logo abaixo. O volume de ar que consideramos como atmosfera preenche todo o resto do cubo. A distância do solo até o topo da atmosfera compreende 1500 m. Em consequência do modo de construção da simulação temos também um volume de ar abaixo do solo com aproximadamente 1500 m, que desconsideramos para efeito de simulação.</i>	46
4.7	<i>Exemplo de simulação do “tank0Mod”, de um nêutron de 10 GeV colidindo com o solo e gerando secundários.</i>	47
4.8	<i>Exemplo de simulação do “tank0Mod”, de um nêutron de 10 GeV colidindo com o solo e gerando secundários. Na figura da esquerda temos o tanque visto por cima e na figura da direita temos ele visto lateralmente. Apenas lembrando que na figura da direita, a parte mais a direita corresponde ao ar.</i>	48
5.1	<i>Número de fótons em função da energia do nêutron primário. Acima é mostrado o gráfico para nêutrons verticais e abaixo para nêutrons inclinados.</i>	50
5.2	<i>Número de fótons em função da energia do nêutron primário (como tivemos problemas para simular nêutrons com energia maior que 5 GeV, o limite superior de energia dos nêutrons para a determinação do volume de solo foi escolhido como sendo os mesmos 5 GeV).</i>	51
5.3	<i>Nêutrons de 50 MeV no ar.</i>	52
5.4	<i>Comportamento de nêutrons de 10 GeV no solo. O comprimento médio de solo atravessado por um nêutron de 10 GeV foi $\approx 1,34$ m.</i>	54
5.5	<i>Comportamento de nêutrons de 10 GeV na água. O comprimento médio de água atravessado por um nêutron de 10 GeV foi $\approx 1,28$ m.</i>	55
5.6	<i>Sinal gerado por um arquivo de 200 partículas.</i>	55
5.7	<i>Sinal gerado por um arquivo de 200 partículas.</i>	56
5.8	<i>Sinal gerado por um arquivo de 300 partículas.</i>	57

5.9	<i>Sinal gerado por um arquivo de 300 partículas.</i>	57
5.10	<i>Sinal gerado por um múon vertical de 2 GeV.</i>	58
5.11	<i>Sinal gerado por um nêutron vertical de 2 GeV.</i>	59
5.12	<i>Sinal gerado por um arquivo de 400 nêutrons.</i>	59
5.13	<i>Sinal gerado por um arquivo de 400 prótons.</i>	60
5.14	<i>“Zona de seleção” da fração de partículas do CAE. Créditos: P. Billoir . .</i>	61
5.15	<i>Sinal gerado por uma fração de múons, elétrons e gamas de um CAE de 10¹⁹ eV iniciado por um próton.</i>	62
5.16	<i>Sinal gerado por uma fração de hádrons de um CAE de 10¹⁹ eV iniciado por um núcleo de ferro.</i>	63

Lista de Tabelas

3.1	<i>Limiar de energia para obtenção de Luz Cherenkov</i>	26
3.2	<i>Quantidade das principais partículas de um CAE a 870 g/cm^2 de profundidade atmosférica. Dados referentes a um CAE de 10^{18} eV, iniciado por um próton, simulado pelo CORSIKA (Lembrando que não estão contabilizados hádrons com energia inferior a 50 MeV, por causa do corte de energia de hádrons).</i>	35

Capítulo 1

Introdução

1.1 Raios Cósmicos de Altas Energias

Um dos desafios da astrofísica tem sido descobrir a origem dos raios cósmicos, ou ainda, onde e como são acelerados. Formalmente o estudo de raios cósmicos começou em 1912 com Victor Hess [1], numa série de vôos estratosféricos de balão que atingiram mais de 5000 *m* de altitude. Estudos feitos anteriormente, por Elster [2], Geitel [3], Wilson [4] e Cook [5] com câmaras de ionização blindadas, mostravam um fluxo de radiação ionizante, altamente penetrante. Acreditava-se que essa radiação era decorrente de decaimentos espontâneos de materias radioativos presentes no solo.

Foi então que Victor Hess numa série de vôos com balões a grandes altitudes, observou que este fluxo diminuía inicialmente como era esperado, mas que depois de uma certa altura começava a aumentar. Provando assim que havia um componente deste fluxo proveniente de fora da Terra. A natureza desta radiação permaneceu obscura por muitos anos, embora tenha sido mostrado por meios de efeitos de latitude e longitude que a radiação cósmica primária incluía partículas com altas energias, provavelmente até 10^{10} *eV*. Uma assimetria leste-oeste também mostrava que a maior parte destas partículas eram carregadas positivamente.

Vários experimentos foram montados ao longo dos anos para medir a radiação cósmica.

Pôde-se mostrar através desses experimentos que o fluxo dos raios cósmicos têm a forma de uma lei da potência:

$$\frac{dN}{dE} = E^{-x} \quad (1.1)$$

Abaixo do “joelho” em $10^{15,7} \text{ eV}$ $x = 2,62 \pm 0,12$ e de $10^{15,7} - 10^{17,8} \text{ eV}$ $x = 3,02 \pm 0,03$.
Acima de $10^{17,8} \text{ eV}$ $x = 3,16 \pm 0,08$ [6].

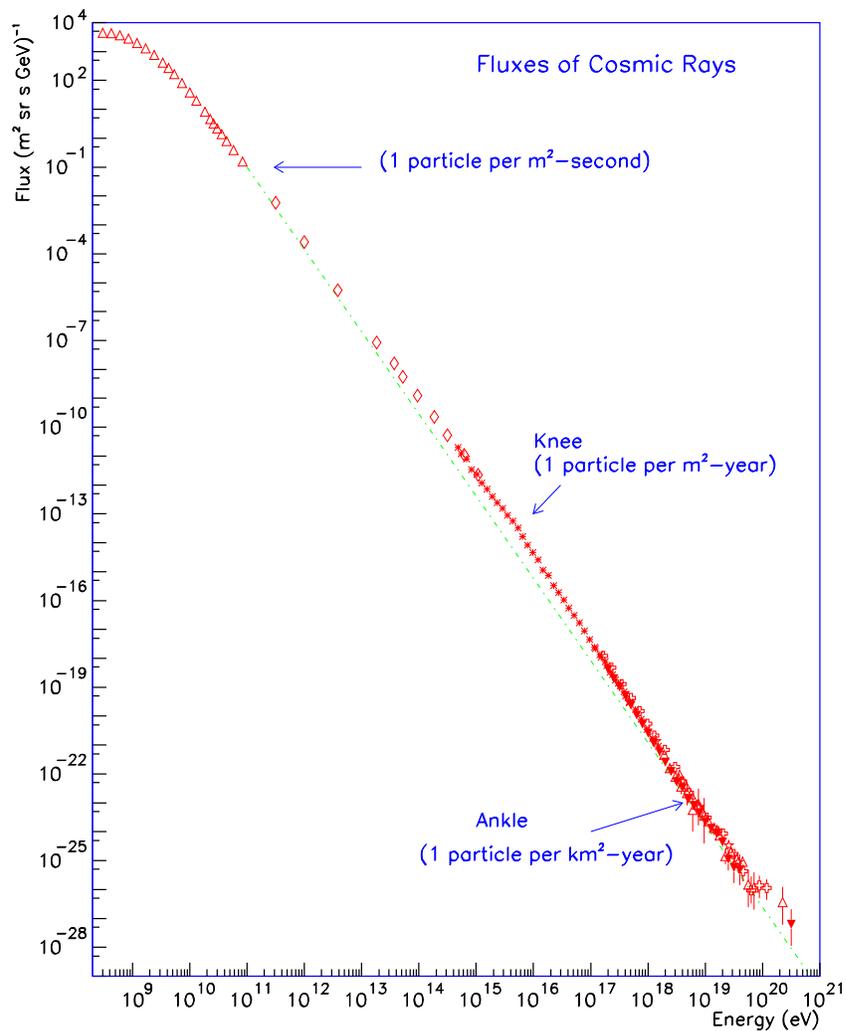


Figura 1.1: Fluxo de radiação cósmica medido através de décadas de experimentos. Créditos: Colaboração Pierre Auger - Design Report.

Um modelo de aceleração que explica muito bem esse fluxo em forma de potência foi proposto por Fermi em 1949 [7]. O modelo se baseia em campos magnéticos turbulentos e mostra que para radiação cósmica com energias de até 10^{15} eV as fontes são razoavelmente conhecidas, acredita-se que sejam galácticas, entre elas, buracos negros, supernovas e estrelas de nêutrons. Para energias maiores, o modelo de Fermi mostra que esses campos são inefectivos para acelerar tais raios cósmicos, dessa forma acredita-se que as fontes sejam extragalácticas.

Encontra-se abaixo a relação entre campo magnético ($B_{\mu G}$) e o raio de giro da partícula (r) [8]:

$$r = 1.08 \frac{E_{15}}{q B_{\mu G}} pc \quad (1.2)$$

onde $E_{15} = E^{15}$ eV, $B_{\mu G}$ é o campo magnético em microgauss e q é a carga da partícula.

Encontra-se abaixo a relação final entre tamanho da fonte (L) e energia da partícula em função do campo magnético (considerando $L = 2r$) [8]:

$$\beta L \approx 2 \frac{E_{15}}{q B_{\mu G}} pc \quad (1.3)$$

onde β é a velocidade de propagação da onda de choque na fonte. Valores estimados de β são da ordem de 1/100.

Esta equação quando colocada em gráfico em escala logarítmica em ambos os eixos revela uma relação linear entre o tamanho da fonte e o campo magnético para uma dada energia fixa ($E = 10^{20}$ eV = E_{15}^5 eV), $\beta = 1$ e $q = 1$) (*Gráfico de Hillas*).

O gráfico de Hillas (figura: 1.2) nos mostra que para acelerar raios cósmicos a energias superiores a 10^{20} eV existem poucas fontes candidatas, entre elas, estrelas de nêutrons, núcleos ativos de galáxias e lóbulo de galáxias radio ativas.

Outro fator importante a ser considerado é o corte GZK (Greisen [9], Zatsepin e Kuz'min [10]). A radiação cósmica de fundo (CMB - Cosmic Microwave Background), fótons que permeiam o universo, com energia equivalente a 2,7 K, representam uma barreira à propagação de partículas com energia de 5×10^{19} eV, ou mais.

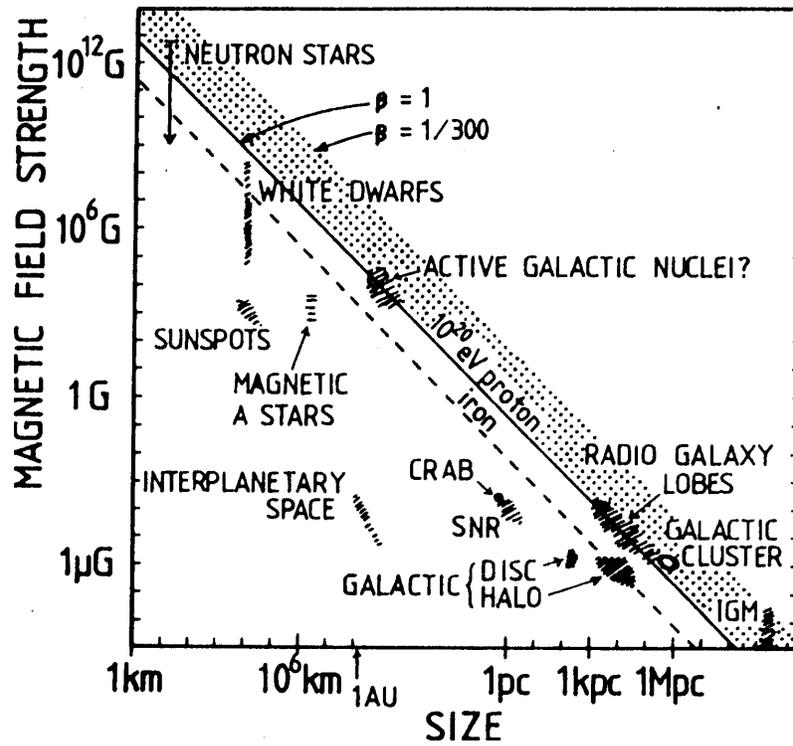


Figura 1.2: *Tamanho e campos magnéticos de possíveis fontes aceleradoras. Créditos: Colaboração Pierre Auger - Design Report.*

Supondo que os raios cósmicos são prótons, podem ser mostradas duas reações possíveis com a radiação cósmica de fundo:



onde γ é um fóton da radiação cósmica de fundo.

Os prótons têm livre caminho médio para estas interações de 10 Mpc^1 a 10^{20} eV . Para outras partículas com carga maior ou com energias maiores o livre caminho médio é ainda menor. A cada interação o próton perde uma parte de sua energia.

¹1 pc=3,26 anos luz= $3,08 \times 10^{16} \text{ m}$. A espessura aproximada de nossa galáxia é de 200 a 300 pc. O diâmetro aproximado de nossa galáxia é de 30 kpc.

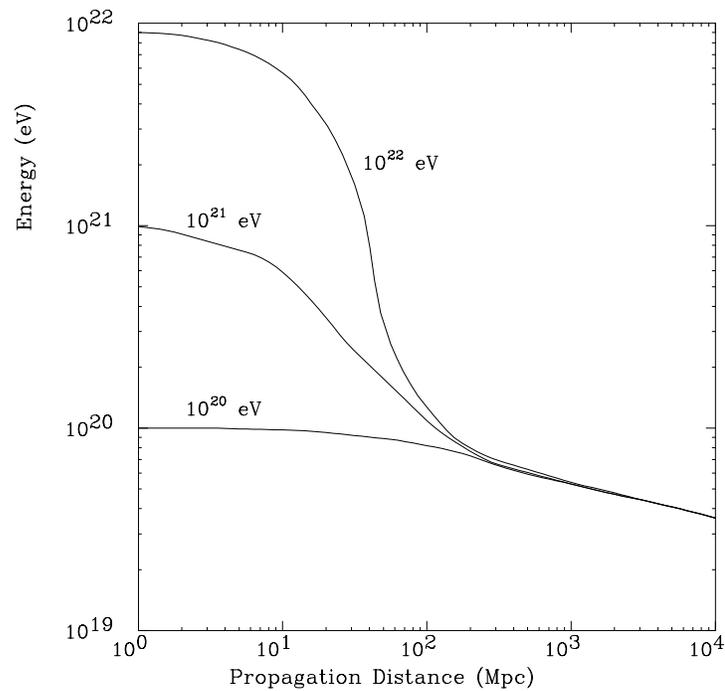


Figura 1.3: *Energia de um próton como uma função da distância de propagação através da radiação cósmica de fundo. Créditos: Colaboração Pierre Auger - Design Report.*

Chega-se a conclusão que independente da energia inicial, após o raio cósmico ter viajado 100 Mpc a sua energia sempre será menor que 10^{20} eV (figura: 1.3). Um outro ponto a ser considerado é que a deflexão causada por um campo magnético galáctico típico (alguns microgauss), seria desprezível em raios cósmicos desta faixa de energia. Em resumo, raios cósmicos de altíssimas energias (10^{20} eV) deveriam ter sua origem em um raio menor que 100 Mpc , e sua direção de chegada deveria apontar para suas fontes.

Aí estão, portanto, os dois grandes enigmas dos raios cósmicos de altíssimas energias. Não existem perto da Terra (cosmologicamente falando) fontes que possam acelerar essas partículas a energias tão grandes e, por outro lado, se essas fontes ocorreram no Universo longínquo, a mais de 100 Mpc da Terra, as partículas por elas aceleradas não poderiam chegar até nós sem sofrerem considerável degradação de energia, deixando sem explicação os diversos eventos medidos acima do corte GZK [11].

Estes são um dos enigmas que o Observatório Pierre Auger pretende elucidar, colhendo

uma quantidade de eventos sem precedentes, graças ao seu tamanho, sua precisão na determinação das energias dos eventos e sua capacidade em determinar a direção no céu de onde vieram essas partículas.

1.2 Descrição de um Chuveiro Atmosférico Extenso (CAE)

Ao penetrar na atmosfera um raio cósmico primário de alta energia interage com os átomos do ar, resultando na criação de várias partículas filhas, denominadas raios cósmicos secundários. Esta interação dá início a um processo em cadeia que multiplica o número de secundários enquanto o chuvaire se desenvolve, podendo chegar a $\approx 10^{10}$ secundários no máximo do desenvolvimento. A cada nova geração formada os secundários carregam uma menor porção da energia do raio cósmico primário. Quando a energia individual dos secundários no chuvaire atinge um valor próximo a 80 MeV , a probabilidade de interação dos secundários com moléculas do ar se iguala à probabilidade de absorção por átomos do ar, o que faz com que o chuvaire comece a morrer. Esse processo de geração de partículas secundárias pela colisão de uma partícula primária de alta energia é denominado Chuveiro Atmosférico Extenso (CAE).

Um CAE tem três componentes, eletromagnético, muônico e hadrônico. O CAE consiste de um núcleo de hádrons altamente energéticos que continuamente alimenta a parte eletromagnética do CAE com fótons de grande energia, originados principalmente do decaimento de píons e partículas eta neutras ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta^0 \rightarrow \gamma\gamma$), pois estas têm uma vida média tão curta ($8,4 \times 10^{-17} \text{ s}$ e $7 \times 10^{-19} \text{ s}$, respectivamente) que decaem antes de interagir. Os fótons provenientes de hádrons geram sub-chuveiros eletromagnéticos, através da produção de pares e novamente gerando outros fótons energéticos por Bremsstrahlung. Núcleons e outros hádrons altamente contribuem para futuras cascatas hadrônicas. Decaimentos de píons e káons carregados ($\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$, $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$) de baixa energia alimentam a componente muônica (a competição entre decaimento e interação depende

da energia das partículas e profundidade atmosférica).

Em cada interação hadrônica, aproximadamente um terço da energia vai em componentes eletromagnéticos. Devido a rápida multiplicação das cascatas eletromagnéticas, elétrons e pósitrons são as partículas mais numerosas em um CAE. Assim, a maioria da energia do CAE é eventualmente dissipada por perdas por ionização de elétrons e pósitrons.

Os píons carregados da primeira geração do CAE têm uma energia tão alta que o decaimento é efetivamente suprimido. Após algumas gerações de píons carregados individuais, a energia dos mesmos vai caindo, e nesse ponto inicia-se o decaimento em múons antes que esses píons interajam. Este processo de decaimento toma lugar a aproximadamente $E_\pi \leq 20 \text{ GeV}$, neste ponto a energia dos píons é “jogada” em múons, que sofrem pouquíssimas interações, e a maioria chega ao solo.

O número de múons de baixa energia (1 a 10 GeV) aumenta com o desenvolvimento do CAE, se tornando uma das partículas mais numerosas ao nível do mar. Isto acontece porque os múons nunca interagem fortemente, mas relativamente perdem energia apenas por ionização do meio. Ao contrário, o número de elétrons e pósitrons cai rapidamente após um máximo, por causa da perda por radiação e produção de pares. Abaixo de uma energia crítica ($E_c \approx 80 \text{ MeV}$) vemos que os elétrons perdem o restante da energia por ionização [12].

Simulações de Hillas [13] indicam os seguintes números: em um CAE de 10^{19} eV iniciado por um próton 2,4% da energia do primário é “jogada” em múons, 96% em cascatas eletromagnéticas e o restante em neutrinos e partículas hadrônicas que sobrevivem ao nível do mar.

Quem primeiro observou este fenômeno foi Pierre Auger e colaboradores [14] em 1938 (1939). Usando algumas câmaras de ionização separadas por uma distância de até 300 m , eles demonstraram a correlação temporal e espacial das partículas que chegam ao plano dos detectores. Eles mostraram, também, que o espectro de energia das partículas que iniciam os CAE se estendia até cerca de 10^{14} eV , 4 ordens de grandeza a mais que os

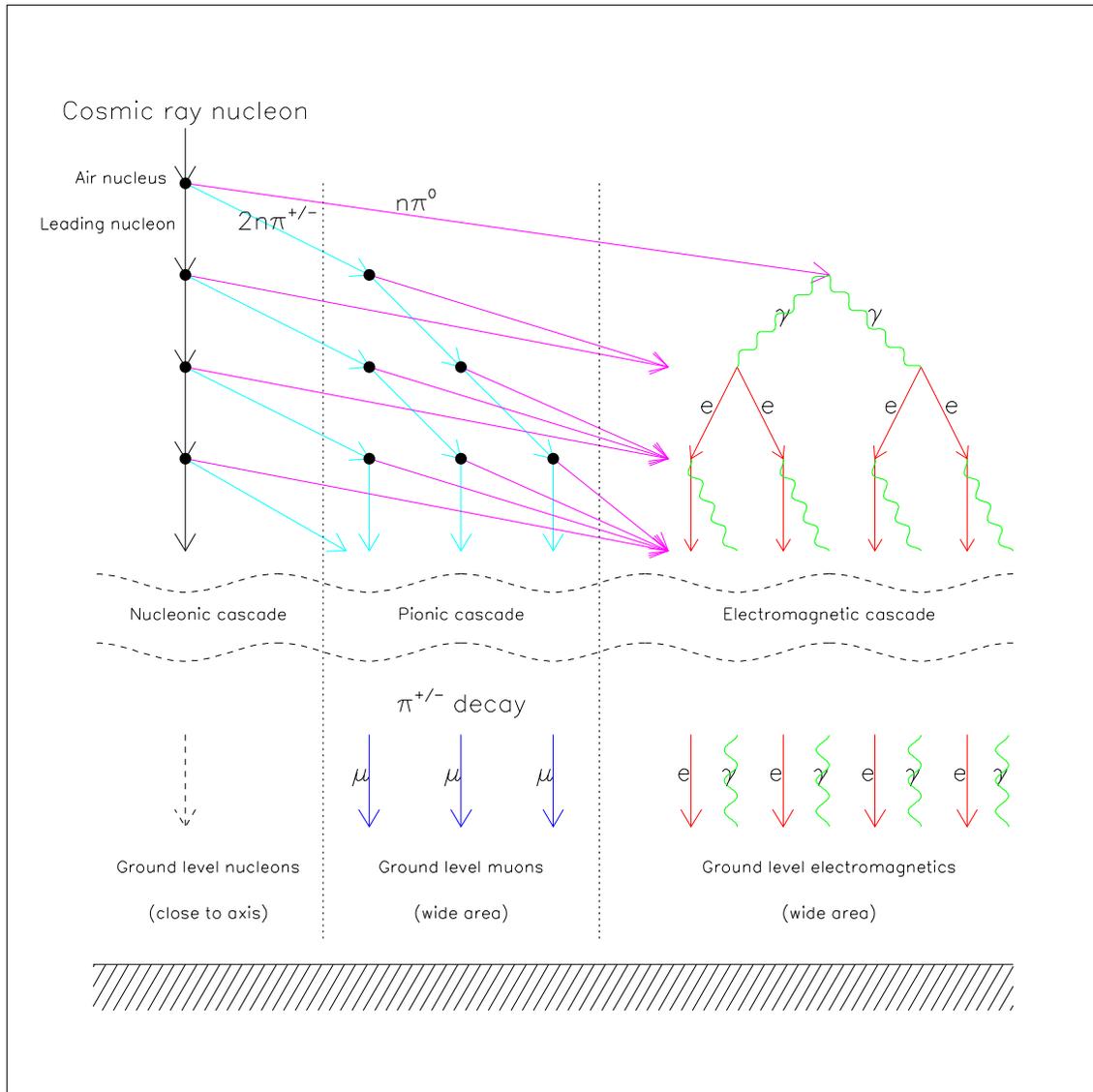


Figura 1.4: *Esquema simplificado de um Chuveiro Atmosférico Extenso iniciado por um nucleon, mostrando os seus 3 componentes. Créditos: Colaboração Pierre Auger - Design Report.*

resultados anteriores.

1.3 Métodos de detecção de raios cósmicos de altíssimas energias

Os experimentos para detecção de raios cósmicos costumam ser colocados em diferentes localizações, como: topo da atmosfera, em altitudes de montanha, nível do mar e subterrâneos.

Os experimentos no topo da atmosfera são realizados por meio de balões estratosféricos, aviões e satélites.

Os experimentos subterrâneos visam, em geral, a detecção de neutrinos e/ou de múons. Experimentos em altitudes de montanha são usados para analisar interações nucleares na atmosfera, pois ocorrerão poucas interações secundárias até a detecção.

Na região de altíssimas energias (10^{20} eV), o fluxo de radiação cósmica é extremamente baixo, chegando a 1 partícula por km^2 por século. Deste modo o melhor método para sua detecção é através de uma rede ou arranjo de detectores espalhados por uma grande área na superfície terrestre.

Em todos os modos acima citados mede-se o fluxo de partículas.

A construção de arranjos de detectores tornou-se possível em 1953. Bassi, Clark e Rossi [15], mostraram que com estes arranjos, poderia ser reconstruída a direção de incidência de CAE pelas diferenças de tempo de disparo dos detectores.

O primeiro grande arranjo de detectores foi montado por Linsley e Scarsi - construído em Volcano Ranch, Novo México, nos EUA -, um arranjo de cintiladores com $8 km^2$ de área que entrou em operação em 1959. Em 1962 um CAE foi gravado usando este detector, com energia do primário de $\approx 10^{20}$ eV [16], um aumento de 5 ordens de grandeza sobre o resultado de Pierre Auger e 10^8 vezes mais energético que a mais alta energia obtida até então em aceleradores de partículas.

O maior arranjo de um Detector de Superfície já construído foi o AGASA [17] (Akeno Giant Air Shower Array), em Akeno, no Japão, e entrou em operação em 1991, com $100 km^2$ de área de coleção. Ele é um sistema de detectores cintiladores com $111 \times 2,2 m^2 \times$

5 *cm* de espessura, arrançados em grades não uniformes com espaços característicos de ≈ 1 *km* entre elas.

Muitos outros detectores foram construídos e muitos eventos de altíssimas energias foram detectados. Entre eles podemos citar:

- Em 1991, no detector Fly's Eye, Utah, EUA - $3,2 \times 10^{20}$ *eV* (Este foi o evento de maior energia medido até os dias de hoje).
- Em 1993, no detector AGASA, Akeno, Japão - 2×10^{20} *eV*.
- Em 1980, no detector Haverah Park, Reino Unido - $1,2 \times 10^{20}$ *eV*.
- Em 1989, no detector Yakutsk, União Soviética - $1,2 \times 10^{20}$ *eV*.

Ao todo foram apenas cerca de 20 eventos acima do Corte GZK, o que torna muito difícil responder sem equívocos as intrigantes questões sobre a existência de raios cósmicos de altíssimas energias.

Em 1995, um grupo de físicos de 15 países organizou, com o objetivo de um estudo mais preciso dos eventos de altíssimas energias, a Colaboração Pierre Auger, assim denominada em homenagem ao descobridor dos CAE. Com o Observatório Pierre Auger, poderemos responder questões básicas sobre os raios cósmicos de altíssimas energias.

No capítulo 2 deste trabalho será abordado o Observatório Pierre Auger. Será descrita sua estrutura e as técnicas de detecção envolvidas. No capítulo 3 serão abordados os principais processos físicos envolvidos na simulação de um módulo do Detector de Superfície. No capítulo 4 será feita uma descrição da simulação do módulo do Detector de Superfície usada para este trabalho. No capítulo 5 serão expostos os resultados e as análises colhidos com a simulação acima citada. No capítulo 6 será feita uma breve conclusão do trabalho realizado.

Capítulo 2

Observatório Pierre Auger

O Observatório Pierre Auger (OPA) estuda raios cósmicos alcançando a Terra com energias acima de 10^{18} eV. O principal propósito da Colaboração Auger é estudar a origem e natureza destes raios cósmicos pela medida de seu espectro de energia, sua direção de chegada e sua composição.

Serão utilizadas duas técnicas conjuntas para efetuar a caracterização das partículas que iniciam CAE a altíssimas energias. O Detector de Superfície e o Detector de Fluorescência.

O Observatório Pierre Auger completo consiste de dois sítios, um no Hemisfério Norte e um no Hemisfério Sul, cada um cobrindo 3000 km^2 com cerca de 1600 tanques Cherenkov instalados em uma arranjo poligonal. O sítio Sul já em construção, localiza-se em Mendoza, província da Argentina a $35,2^\circ$ latitude sul, $69,2^\circ$ longitude oeste. O sítio Norte provavelmente será localizado em Utah, USA à $39,1^\circ$ latitude norte, $112,6^\circ$ longitude oeste. Os dois sítios foram escolhidos devido às condições climáticas (atmosfera limpa, clima seco, o fundo de luz proveniente de iluminação pública é muito pequeno etc) e são localizados em hemisférios distintos para permitirem o estudo de todos os objetos celestes.

Em um primeiro estágio, tomará lugar o sítio Sul, cuja fase de protótipo já está em operação, com o sítio Norte a seguir poucos anos depois. Cada sítio terá 18 telescópios de

fluorescência para medir o desenvolvimento longitudinal de cascatas de CAE sob noites claras e sem lua, dessa forma é importante salientar que apenas 10% dos eventos detectados serão vistos ao mesmo tempo pelos dois tipos de detecção. Ambos os sítios estão à uma elevação de cerca de 1400 m ($\approx 870 \text{ g/cm}^2$) acima do nível do mar, podendo desse modo observar o desenvolvimento de um CAE próximo ao seu ponto máximo.

Os telescópios coletarão a luz de fluorescência emitidas por átomos excitados por partículas carregadas na atmosfera, dentro de um campo de visão de $30^\circ \times 30^\circ$. Ambas as técnicas de detecção do OPA têm sido testadas extensivamente em prévios detectores: o Detector de Superfície em Haverah Park Detector, e o Detector de Fluorescência no Fly's Eye “olho de mosca”).

Para um alinhamento de superfície tão grande como este é indispensável que a calibração inicial e o subsequente monitoramento contínuo de cada tanque Cherenkov seja feito remotamente. O sistema de comunicação é via telefonia celular. Cada tanque possui uma antena que se comunica com uma central de aquisição de dados eliminando assim qualquer conexão via fio fazendo com que cada tanque seja autônomo. Cada tanque será mantido em funcionamento por sistemas que utilizam baterias carregáveis por meio de um painel solar [18].

A filosofia sobre a idéia de empregar uma técnica de detecção híbrida é que técnicas de medida independentes permitem controle de erros. Ambos Detector de Superfície e Detector de Fluorescência fornecerão, juntos, energias mais confiáveis e medidas de direções de chegada, tão bem como medidas da massa do primário em caminhos complementares.

2.1 Detector de Superfície

Cada módulo do Detector de Superfície do OPA está sendo construído da seguinte maneira: são tanques cilíndricos feitos de polietileno, com uma altura total de 1,6 m, uma área do topo de 10 m^2 e uma espessura das paredes de cerca de 13 mm. Dentro, contêm um “saco” plástico, chamado “liner”, com uma espessura de poucos milímetros, preto por fora, mas com um material que reflete a luz difusamente por dentro. É preenchido com

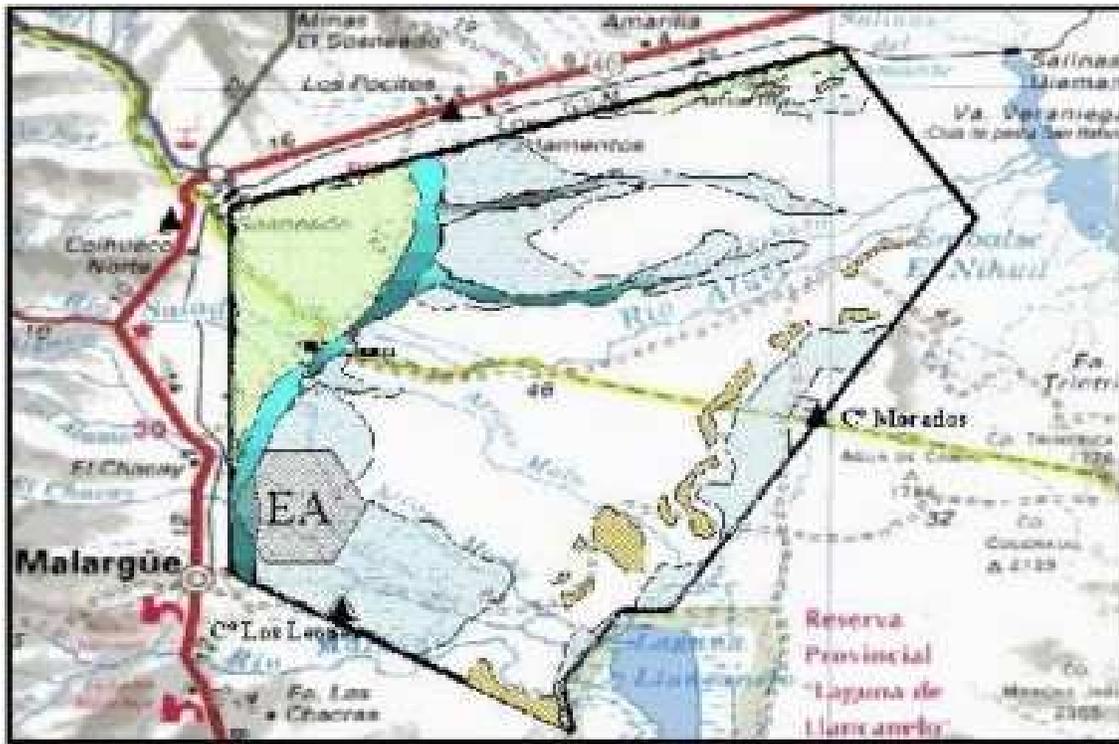


Figura 2.1: *Visão geral do Sítio Sul, Malargüe. Créditos: Colaboração Pierre Auger - <http://www.auger.org.ar>.*

água deionizada à uma altura de 1,2 m.

A luz Cherenkov é coletada por 3 fotomultiplicadoras de 8” olhando para baixo no volume do tanque, na superfície da água. Eletrônica de front-end grava as formas de onda de cada um dos pulsos da fotomultiplicadora para processos de “trigger”. Eventualmente quando há “trigger” estes dados são enviados para uma estação central para futuros processos por meio de um sistema de comunicação localizado sob cada tanque. Um painel solar e uma caixa de bateria alimentarão a eletrônica do tanque [18].

A qualidade da água usada é de vital importância para um tempo de operação tão longo (20 anos) a que se propõe o OPA. Desse modo será usada uma água deionizada para evitar a proliferação de microorganismos e preservar assim a sua transparência e as características de reflexão do “liner”.

Cada módulo do Detector de Superfície coletará os fótons Cherenkov produzidos por



Figura 2.2: *Esquema ilustrativo de como serão dispostos os tanques Cherenkov e os prédios dos telescópios de fluorescência no OPA. Créditos: Colaboração Pierre Auger - <http://www.auger.org/>.*

partículas carregadas na água. Fótons esses que têm um comprimento de onda de 300 a 600 *nm*. Considerando que esses fótons podem passar por três processos dentro do tanque: espalhamento Rayleigh, absorção¹ e interações de fronteira do meio (ver Capítulo

¹Absorção de fótons depende diretamente da pureza da água e da qualidade das paredes do tanque. É o principal fator de perda de fótons dentro do tanque.

3, seção 3.2).

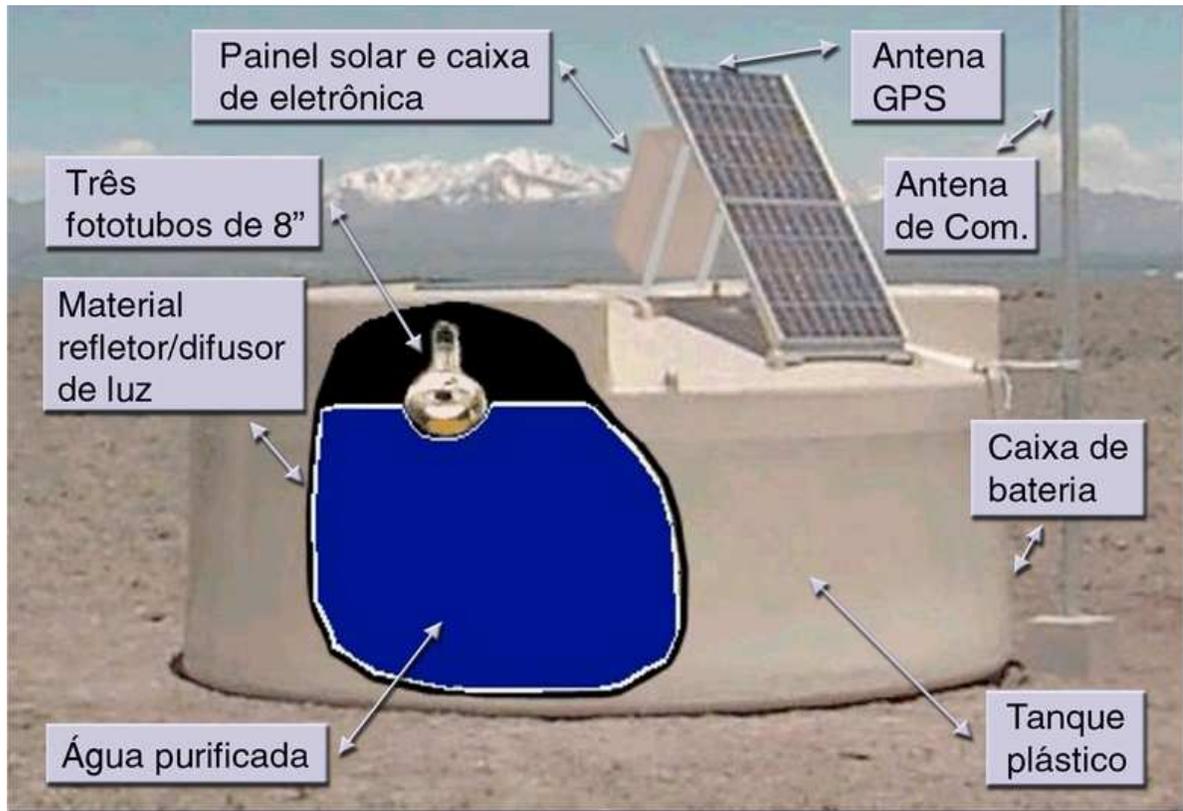


Figura 2.3: Esquema de um tanque Cherenkov usado pelo OPA.

Esta técnica foi escolhida pelo OPA por permitir uma maior abertura do ângulo sólido e proporcionar uma maior eficiência de coleta de dados por unidade de tanque. Além disso, foram fundamentais para a escolha os vinte anos de funcionamento do arranjo de cerca de 200 tanques em Haverah Park e o baixo custo destes detectores comparado ao de outras técnicas.

Um dado a ser analisado é o tempo de detecção de cada tanque. Aproximando a frente de propagação do CAE por um plano (essa é a primeira aproximação, vão ser feitos ajustes que supõe que a frente do CAE é curva) temos as coordenadas (x_i, y_i, z_i) de interseção deste plano nos tempos (t_i) de detecção. Todos os dados de posição e tempo são fornecidos por um sistema de GPS (Global Position System).

A equação abaixo descreve a interseção do plano (ou curva) com determinados pontos

(x_i, y_i, z_i) em instantes de tempo (t_i) .

$$\sum_{i=0}^m \vec{n} \cdot \vec{r}_i = ct_i - K \quad (2.1)$$

onde K é a distância do plano das partículas em $t = 0$, \vec{n} é o vetor perpendicular ao plano de partículas que dá a direção de propagação da partícula primária e c é a velocidade de propagação deste plano.

Desta forma podemos resolver o sistema de equações e procurar o plano (ou curva) que melhor se ajusta aos dados medidos. Como resultado encontramos as incógnitas \vec{n} e K . A técnica de tanques de água tem comprovado grande eficiência na determinação da direção da partícula primária no experimento onde foi utilizada (Haverah Park). O Observatório Pierre Auger explorará seus tanques de água principalmente neste sentido.

As fotomultiplicadoras produzem o sinal integrado correspondente à luz Cherenkov produzida por todas as partículas do CAE que cruzam o tanque. Obviamente existe uma relação entre a energia da partícula primária e o número de partículas que cruzam os tanques, quanto maior a energia da partícula primária maior o número de partículas que cruzam o tanque. Porém, essa relação não é linear e depende das características de cada CAE. Usando modelos simples podemos mostrar que a densidade de energia depositada nos tanque a 1000 m do eixo do CAE oferece uma estimativa da energia que depende pouco dos parâmetros do CAE. A equação abaixo mostra a relação entre energia e densidade que é utilizada atualmente:

$$E = \frac{[\rho(1000)[1 + 11,8(\sec(\theta) - 1)^2]^{1/2}]^{1/0,95}}{7,8} eV \quad (2.2)$$

na qual $\rho(1000)$ é o sinal medido pelos tanques à 1000 m do eixo do CAE (Apenas lembrando que os parâmetros envolvidos nesta fórmula não são fixos, podendo ser trocados dependendo do caso).

Os tanques Cherenkov têm uma altura de coluna d'água suficiente para absorver quase completamente a componente eletromagnética de um CAE, pois essa tem uma energia média baixa (alguns MeV). Múons entretanto penetram o tanque todo e a separação da amplitude do sinal no domínio temporal usando um FADC (Flash Analogue to Digital

Converter) poderá fornecer um poderoso método de identificar a fração dos múons no chuveiro, possivelmente uma importante componente dos métodos que serão usados para derivar a composição da massa dos primários [8].

2.2 Detector de Fluorescência

Os telescópios de fluorescência são construídos dentro de prédios semi-circulares que ficam nas extremidades do arranjo de tanques. Cada prédio possui 6 telescópios. Os telescópios possuem um ângulo de visão que vai de 2 a 32° em relação ao solo e 30° em azimute, de forma que cada olho vê 180° dentro do arranjo de tanques.



Figura 2.4: Foto de um dos prédios do Detector de Fluorescência do OPA. Créditos: Colaboração Pierre Auger - www.auger.org.

Cada telescópio propriamente dito é composto por um espelho esférico de distância focal $3,4\text{ m}$, uma câmara de fotomultiplicadoras (440 fototubos em um arranjo de 22×20) disposta no foco do espelho ($1,7\text{ m}$ do centro do espelho), um filtro óptico e uma lente

corretora.

As partículas de um CAE interagem com os átomos de nitrogênio do ar excitando seus elétrons que, ao voltarem ao estado desexcitado, emitem luz de fluorescência. O espectro da luz vista pelos telescópios fica entre 300 e 450 *nm*. O filtro óptico que vai na abertura do telescópio serve para barrar luz fora dessa faixa de comprimento de onda (luz decorrente de estrelas, lâmpadas que estejam acesas na região etc) e aumentar a razão sinal/ruído. A emissão de luz de fluorescência pode ser considerada isotrópica. Devido a esse fato e ao enorme número de partículas que a produz é possível uma detecção a longas distâncias do centro do CAE.

A luz emitida na atmosfera entra pela abertura do telescópio, é refletida pelos espelhos e finalmente detectada na câmara de fotomultiplicadoras. O sinal visto nas fotomultiplicadoras é registrado pelo sistema de aquisição de dados.

Na câmara, o sinal do desenvolvimento do CAE na atmosfera é registrado como uma sequência de pixels disparados, em formato de reta. Utilizando as relações de equivalência entre o sinal eletrônico e o número de partículas, conseguimos reconstruir de forma contínua o número de partículas no CAE em função da profundidade atmosférica².

O número de partículas em um CAE em função da profundidade atmosférica também pode ser bem descrito pela equação abaixo:

$$N = N_{max} \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{\frac{X_{max} - X_0}{70}} \exp \frac{X_{max} - X_0}{70} \quad (2.3)$$

Originalmente esta equação foi estabelecida com base em dados de simulação por T. Gaisser e M. Hillas [19], e vem sendo testada e aperfeiçoada através de comparações com dados medidos. Ela relaciona várias grandezas como o número de partículas (N) e a profundidade atmosférica do CAE (X) em função dos parâmetros N_{max} , X_{max} e X_0 , onde N_{max} é o número de partículas no desenvolvimento máximo do CAE e X_{max} é a profundidade atmosférica no desenvolvimento máximo do CAE e X_0 é um parâmetro

²Quando se trabalha com CAE é conveniente considerar posição na atmosfera em termos de quantidade de massa atravessada (g/cm^2). A profundidade atmosférica ao nível do mar é aproximadamente 1030 g/cm^2 .

livre de ajuste.

Ajustando essa equação aos dados medidos conseguimos determinar os parâmetros N_{max} , X_{max} e X_0 que quando substituimos na equação acima, oferecem a expressão final do número de partículas em um CAE em função da profundidade atmosférica (X).

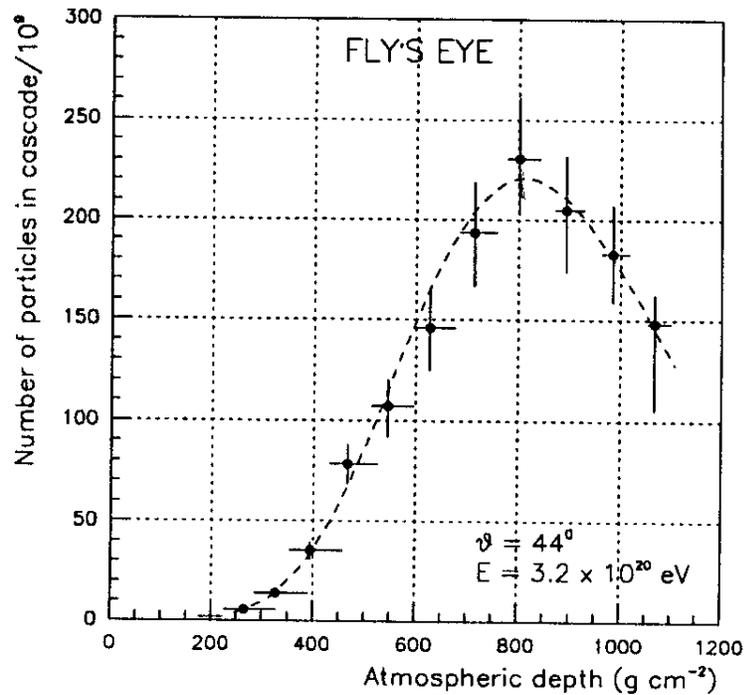


Figura 2.5: Desenvolvimento longitudinal do maior evento já detectado. Visto pelo Fly's Eye em 1991 [20]. O Fly's Eye é um detector óptico que mede a luz de fluorescência produzida pelas moléculas de nitrogênio, excitadas pela passagem das partículas carregadas de um CAE. A energia calculada deste evento é $3,2 \times 10^{20}$ eV. Créditos: Clement Lawrence Stephen Pryke.

Utilizando o dado experimental de que cada elétron perde $2,2\ MeV$ a cada g/cm^2 de material atravessado, ou seja, $\frac{dE}{dX} = 2,2 \frac{MeV}{g/cm^2}$ podemos encontrar a energia total liberada pelo CAE multiplicando a taxa de transferência de energia pelo número de partículas

$N(X)$:

$$\frac{dE_t}{dX} = 2,2 \frac{MeV}{g/cm^2} N(X) \Rightarrow E_t = 2,2 \int N(X) d(X) MeV \quad (2.4)$$

onde E_t é a energia total do chuvaeiro, ou seja, a energia da partícula primária.

Essa determinação da energia é bastante precisa, pois se baseia no desenvolvimento do CAE como um todo, ao invés de uma amostra temporal como é a medida feita pelos tanques. O telescópio de fluorescência oferece uma medida calorimétrica da energia do CAE, onde o calorímetro é a atmosfera.

A composição da partícula primária também pode ser estimada através da reconstrução dos dados de fluorescência. Um dos candidatos mais aceitos são os prótons. No entanto, se a partícula primária for um núcleo de ferro, por exemplo, a seção de choque com os núcleos de átomos constituintes do ar aumenta quando comparada a seção de choque de um único próton. Isso resultará em um desenvolvimento mais rápido dos CAE iniciados por ferro, do que os CAE iniciados por prótons, que pode ser detectado pelos telescópios e oferecer um indício do tipo da partícula primária. Esse é um dos aspectos a serem considerados na identificação do primário, vão entrar nessa estimativa outras variáveis medidas. Importante salientar que a determinação do tipo de partícula primária é a pergunta mais difícil de responder.

Existem também técnicas para determinar a direção de chegada da partícula primária através dos dados de fluorescência, porém, essa determinação é menos precisa do que a conseguida com os tanques. Isto mostra o caráter complementar das técnicas usadas pelo Observatório Pierre Auger e o poder de resolução que ele terá devido às verificações duplas possíveis com as duas técnicas [8].

Capítulo 3

Processos físicos envolvidos

Vamos citar a maioria dos processos físicos que contribuem para o nosso estudo.

3.1 Interações de partículas carregadas

3.1.1 Perda de energia por ionização e excitação

Partículas carregadas relativísticas, com excessão dos elétrons, perdem energia ao interagir com a matéria, entre outros processos, por ionização e excitação atômica. A taxa média de perda de energia (ou poder de parada) por unidade de comprimento do material (g/cm^2), é dado pela equação de Bethe-Bloch [21]:

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (3.1)$$

onde $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$, Z é o número atômico do meio absorvedor, A é o número de massa do meio, N_A é o número de avogrado, $r_e = e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2 = 2,817 \text{ fm}$ é o raio clássico de Bohr, z é a carga da partícula interagente, β é a velocidade da partícula interagente, m_e é a massa do elétron, I é a energia de excitação média do meio e δ é a correção para efeitos de densidade. Desse modo a unidade para a perda de energia por unidade de comprimento de matéria atravessado, fica sendo $MeV g^{-1}cm^2$.

T_{max} é a energia cinética máxima que pode ser dada à um elétron em uma colisão

simples:

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + \frac{2\gamma m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2} \quad (3.2)$$

onde β é a velocidade da partícula, m_e é a massa do elétron, M é a massa da partícula interagente e γ é o fator de Lorentz [21].

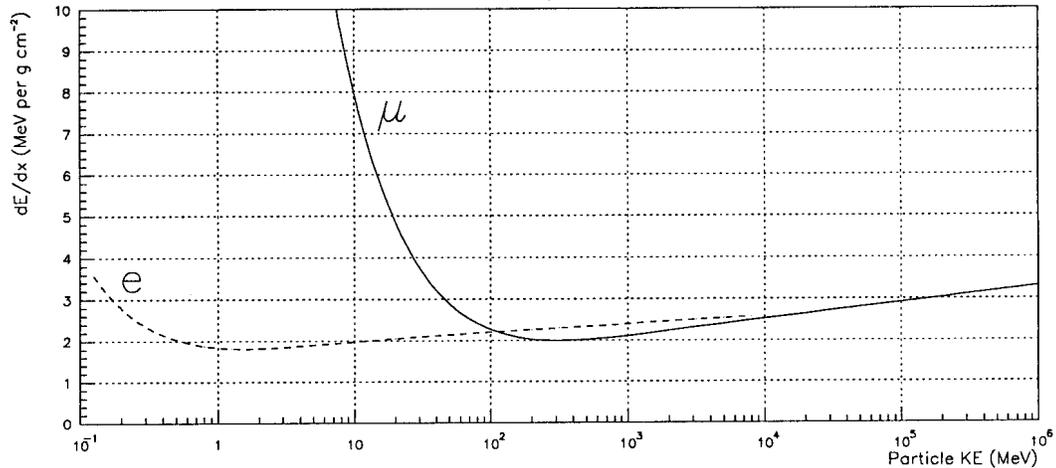


Figura 3.1: Perda de energia por ionização e excitação na água. A curva sólida mostra a perda de energia por g/cm² de água atravessada por múons, a tracejada mostra o mesmo para elétrons e pósitrons. Créditos: Clement Lawrence Stephen Pryke.

3.1.2 Bremsstrahlung

Partículas carregadas propagando-se em um meio material podem perder energia pela emissão de gamas de alta energia, devido a deflexão de sua trajetória no campo elétrico do núcleo. A distância do núcleo em que a radiação ocorre representa uma grandeza essencial no desenvolvimento da teoria. Se esta distância é grande comparada com o raio nuclear e pequena comparada com o raio atômico, o campo atuando sob a partícula durante o processo de radiação pode ser considerado como o campo coulombiano de uma carga pontual Z_e no centro do núcleo. Se a distância é da ordem do raio atômico, ou maior, o efeito de “escudo” do campo elétrico do núcleo pelos elétrons atômicos deve ser

levado em conta. Se, finalmente, a distância é da ordem do raio nuclear, o campo elétrico do núcleo não pode ser considerado como o de uma carga pontual.

Voltando ao processo em que os elétrons passam a uma distância grande comparado com o raio do núcleo, neste caso podemos sempre considerar o núcleo como uma carga pontual. Entretanto, o efeito “escudo” dos outros elétrons é freqüentemente importante. A teoria indica que a influência do “escudo” sob um processo de radiação em que um elétron de energia cinética E produz um gama de energia E' é determinado pela quantidade [22]:

$$\Gamma = 100 \frac{m_e c^2}{U} \frac{\nu}{(1 - \nu)} Z^{-1/3} \quad (3.3)$$

onde $U = E + m_e c^2$, é a energia total da partícula e $\nu = E'/U$.

O efeito “escudo” é maior quanto menor é o Γ . Para $\Gamma \gg 1$, o efeito “escudo” pode ser praticamente desprezado. No caso de $\Gamma \approx 0$ será descrito como efeito “escudo” total.

$\Phi_{rad}(E, E')$ é chamada a probabilidade diferencial de um elétron emitir radiação. A expressão teórica para Φ_{rad} pode ser escrita da seguinte forma:

$$\Phi_{rad}(E, E') dE' = 4\alpha \frac{N_A}{A} Z^2 r_e^2 \frac{dE'}{E'} F(U, \nu) \quad (3.4)$$

onde $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$, F é uma função de U e ν , N_A é o número de Avogrado, A é o número de massa, Z é a carga, $r_e = e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2 = 2,817 \text{ fm}$ é o raio clássico de Bohr. F é dada pelas seguintes equações:

Sem “escudo” ($\Gamma \gg 1$):

$$F(U, \nu) = [1 + (1 - \nu)^2 - \frac{2}{3}(1 - \nu)] [\ln(\frac{2U}{m_e c^2} \frac{(1 - \nu)}{\nu}) - \frac{1}{2}] \quad (3.5)$$

“escudo” completo ($\Gamma \approx 0$):

$$F(U, \nu) = [1 + (1 - \nu)^2 - \frac{2}{3}(1 - \nu)] [\ln(183Z^{-1/3}) + \frac{1}{9}(1 - \nu)] \quad (3.6)$$

($\Gamma < 2$):

$$F(U, \nu) = [1 + (1 - \nu)^2] [\frac{f_1(\Gamma)}{4} - \frac{1}{3} \ln Z - \frac{2}{3}(1 - \nu)] [\frac{f_2(\Gamma)}{4} - \frac{1}{3} \ln Z] \quad (3.7)$$

($2 < \Gamma < 15$):

$$F(U, \nu) = [1 + (1 - \nu)^2 - \frac{2}{3}(1 - \nu)] \left[\ln\left(\frac{2U}{m_e c^2} \frac{(1 - \nu)}{\nu}\right) - \frac{1}{2} - c(\Gamma)^{-1/2} \right] \quad (3.8)$$

onde:

$$\begin{aligned} 0 < \Gamma < 0,8 \quad f_1(\Gamma) &= -3,52\Gamma + 20,79 \\ & f_2(\Gamma) = -2,86\Gamma + 20,79 \\ 0,8 < \Gamma < 2 \quad f_1(\Gamma) &= f_2(\Gamma) = -1,91\Gamma + 19,40 \\ 2 < \Gamma < 15 \quad c(\Gamma) &= 0,5 \exp(-0,45\Gamma) + 0,01 \end{aligned} \quad (3.9)$$

A perda média de energia do elétron por emissão de radiação, por g/cm^2 , fica:

$$k(E) = \int_0^E E' \Phi_{rad}(E, E') dE' \quad (3.10)$$

Por causa de sua pequena massa, o elétron é o que mais perde energia por emissão de radiação (Bremsstrahlung) [22].

3.1.3 Espalhamento Múltiplo Coulombiano

Partículas carregadas propagando-se através da matéria são sujeitas, entre outras coisas, à deflexões por muitos pequenos ângulos de espalhamento. A maioria destas deflexões são devidas às interações com o campo coulombiano do núcleo do átomo. Este é caracterizado por defletir a partícula através de pequenos ângulos espaciais em cada incremento de traço atravessado. O ângulo de deflexão *rms* (θ_{plano}^{rms}) projetado, é calculado usando a aproximação [21]:

$$\theta_{plano}^{rms} \approx \frac{13,6 MeV}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0,038 \ln\left(\frac{x}{X_0}\right) \right] \quad (3.11)$$

onde p , β e c e são o momento, velocidade e carga da partícula incidente, e x/X_0 é o comprimento de incremento de traço em unidades de comprimentos de radiação (para água $X_0 = 36,1 \text{ cm}$). O valor do ângulo de espalhamento espacial é amostrado sob a presunção que o plano projetado tem uma distribuição angular Gaussiana.

3.1.4 Radiação Cherenkov

A radiação Cherenkov ocorre quando uma partícula carregada atravessa um meio material com uma velocidade maior que a velocidade da luz no meio. Formando uma frente de onda (*Princípio de Huygens*), na forma de um cone de luz, cujo ângulo depende diretamente da velocidade da partícula e do índice de refração do meio, e cujo eixo central coincide com a trajetória da partícula.

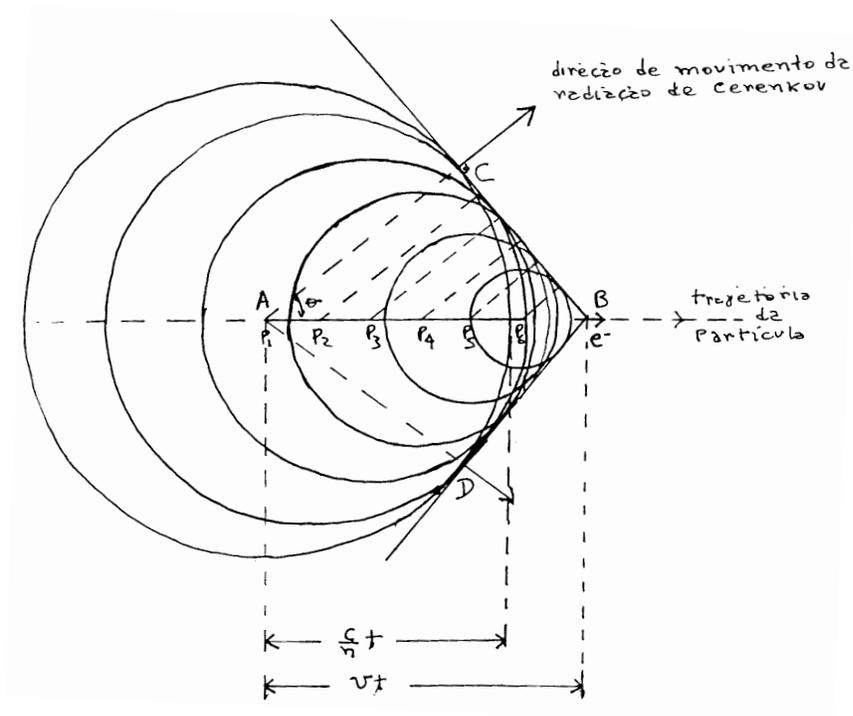


Figura 3.2: *Frente de onda Cherenkov. Um elétron polariza o meio criando frentes de onda eletromagnéticas.*

Podemos escrever desse modo a relação de Cherenkov:

$$\cos(\theta) = \frac{1}{\beta n} \quad (3.12)$$

onde $\beta = v/c$, v é a velocidade da partícula, n é o índice de refração do meio e θ é o ângulo do cone de luz com a trajetória da partícula.

Apenas para um dado ângulo com a trajetória da partícula é que a interferência é construtiva, de modo que a distribuição angular da intensidade da luz se aproxima de

uma função delta.

Temos dois limites para a velocidade da partícula:

$$\frac{1}{n} \leq \beta \leq 1 \quad (3.13)$$

onde n é o índice de refração e β é a velocidade da partícula. De modo que para o ângulo de emissão da radiação:

$$0 \leq \theta \leq \arccos(1/n) \quad (3.14)$$

O número de fótons gerados por comprimento de trajetória (cm) para uma determinada região do espectro, fica:

$$\frac{N}{l} = 2\pi\alpha z^2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \sin^2(\theta) \quad (3.15)$$

onde λ_1 e λ_2 são comprimentos de onda de uma determinada região do espectro, $\sin^2(\theta) = (1 - 1/\beta^2 n^2)$, e $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$ (constante de estrutura fina).

Escrevemos abaixo uma tabela com alguns valores limiares para a obtenção de radiação Cherenkov [23].

Partícula	Energia Cinética Limiar (MeV)		
	lucite	água	ar ¹
elétron	0,175	0,264	20,9
múon	36,6	55,3	$4,26 \times 10^3$

Tabela 3.1: *Limiar de energia para obtenção de Luz Cherenkov*

3.2 Interações de fótons

3.2.1 Produção de pares

O processo de produção de pares envolve a transformação de um fóton de alta energia em um par elétron-pósitron no campo Coulombiano do núcleo. Para este processo ocorrer o fóton deve ter no mínimo uma energia de $1,022 MeV$.

¹30°C, 760mmHg

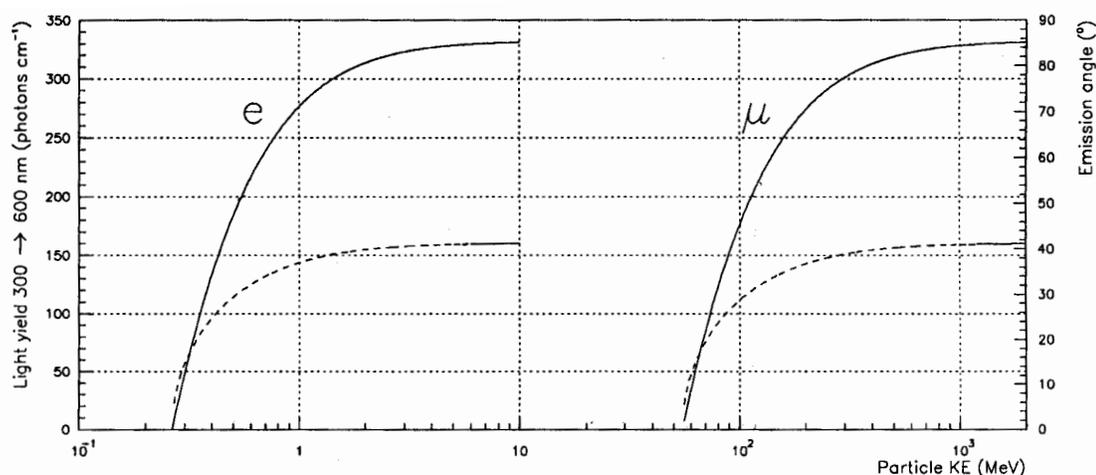


Figura 3.3: *Emissão Cherenkov para múons e elétrons em água. A linha sólida mostra a taxa de emissão integrada entre 300 e 600 nm, a linha tracejada mostra o ângulo de emissão relativo a trajetória da partícula. Créditos: Clement Lawrence Stephen Pryke.*

Como para Bremsstrahlung, o efeito “escudo” pelos elétrons atômicos na vizinhança do núcleo representam uma importante regra em produção de pares. As seções de choque são assim dependentes do parâmetro Γ_p , definido por:

$$\Gamma_p = 100 \frac{m_e c^2 h\nu}{E_+ E_- Z^{1/3}} \quad (3.16)$$

onde E_+ é a energia do pósitron originado e E_- é a energia do elétron originado.

No caso em que consideramos o efeito “escudo” como desprezível, com $m_e c^2 \ll h\nu \ll 137m_e c^2 Z^{-1/3}$, a seção de choque para a produção de pares fica [24]:

$$\sigma = 4Z^2 \alpha r_e^2 \left[\frac{7}{9} \left[\ln \left(\frac{2h\nu}{m_e c^2} - f(Z) \right) - \frac{109}{54} \right] \right] \quad (3.17)$$

Similarmente para efeito “escudo” total, com $h\nu \gg 137m_e c^2 Z^{-1/3}$:

$$\sigma = 4Z^2 \alpha r_e^2 \frac{7}{9} \left[\ln(183Z^{-1/3}) - f(Z) \right] - \frac{1}{54} \quad (3.18)$$

3.2.2 Espalhamento Compton

Espalhamento Compton é uma colisão elástica entre um fóton incidente e um elétron atômico. Desde que o espalhamento Compton se dá entre dois corpos, os ângulos em que o fóton e o elétron são espalhados fica [24]:

$$\begin{aligned} \cos(\theta_f) &= 1 - \frac{2}{(1 - \tau)^2 \tan^2(\theta_e) + 1} \\ \cos(\theta_e) &= (1 + \tau) \tan\left(\frac{\theta_f}{2}\right) \end{aligned} \quad (3.19)$$

onde $\tau = h\nu/m_e c^2$

A seção de choque para espalhamento Compton foi uma das primeiras a ser calculada usando eletrodinâmica quântica, é muito conhecida como fórmula de Klein-Nishima:

$$\sigma = 2\pi r_e^2 \frac{1 + \tau}{\tau^2} \left[\frac{2(1 + \tau)}{1 + 2\tau} - \frac{1}{\tau} \ln(1 + 2\tau) \right] + \frac{1}{2\tau} \ln(1 + 2\tau) - \frac{1 + 3\tau}{(1 + 2\tau)^2} \quad (3.20)$$

3.2.3 Efeito Fotoelétrico

O efeito fotoelétrico envolve a absorção de um fóton por um elétron atômico, com a subsequente ejeção do elétron do átomo.

A energia do elétron ejetado fica:

$$E = h\nu - BE \quad (3.21)$$

onde BE é a energia de ligação do elétron atômico.

3.2.4 Espalhamento Rayleigh

Espalhamento Rayleigh é o espalhamento por átomos como um todo, todos os elétrons no átomo participam de forma coerente.

Consideraremos neste caso apenas os fótons ópticos (é assim chamado quando seu comprimento de onda é muito maior que o espaço atômico típico, por exemplo quando $\lambda \geq 10 \text{ nm}$, que corresponde a uma energia $E \leq 100 \text{ eV}$) ou fótons de baixa energia.

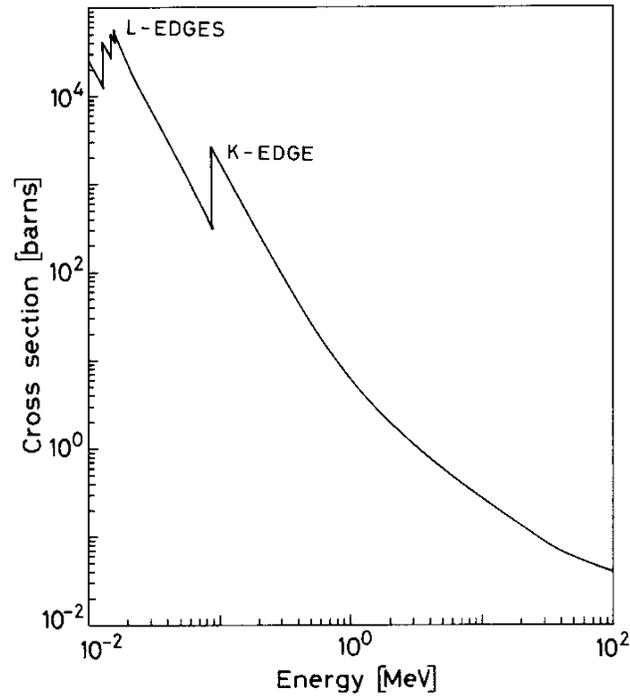


Figura 3.4: *Seção de choque fotoelétrica [24].*

Para fótons ópticos, espalhamento Rayleigh é usualmente desprezível. Para $\lambda = 0,2 \mu m$ nós temos $\sigma_{Rayleigh} = 0,2 b$ para N_2 ou O_2 que dá um livre caminho médio de $\approx 1,7 km$ no ar e $\approx 1 m$ no quartzo. Duas exceções importantes são aerogel, que é usado como um radiador Cherenkov para algumas aplicações e grandes detectores para detecção de neutrinos .

No espalhamento Rayleigh nenhuma energia é transferida ao meio. Os átomos não são excitados ou ionizados, somente a direção do fóton é trocada.

3.2.5 Absorção

O coeficiente de absorção total é dado por [24]:

$$\mu = \sigma \left(\frac{N_A \rho}{A} \right) \quad (3.22)$$

onde N_A é o número de Avogrado, ρ é a densidade do material, A é o peso molecular e σ é a seção de choque total por átomo.

Segue que a fração de fótons sobreviventes à uma dada distância x é:

$$\frac{I}{I_0} = \exp(-\mu x) \quad (3.23)$$

onde I_0 é a intensidade incidente.

Para compostos e misturas. o coeficiente de absorção total pode ser calculado usando a regra de Bragg:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{w_1\mu_1}{\rho_1} + \frac{w_2\mu_2}{\rho_2} + \dots \quad (3.24)$$

onde w_i é a fração de peso de cada elemento no composto.

No caso específico deste trabalho, ou seja, a absorção de fótons pela água e pelas paredes do tanque não é desprezível e deve ser tratada devidamente no traço de fótons ópticos.

Para $\lambda = 350 \text{ nm}$ o comprimento de absorção de fótons pela água limpa é 21 m .

3.3 Interações de nêutrons com a matéria

Tal como os fótons, os nêutrons não possuem carga elétrica, desse modo eles não são sujeitos à interações Coulombianas. Assim, seu principal meio de interação é através da força forte com o núcleo. Em comparação, estas interações são muito raras por causa do curto alcance de sua força. Nêutrons devem estar à uma distância de 10^{-13} cm (1 fm) do núcleo para a interação ocorrer. Por esse motivo o nêutron é considerado ser uma partícula muito penetrante.

A probabilidade total para um nêutron interagir na matéria é dada pela soma das seções de choque individuais [24]:

$$\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{in} + \sigma_{cap} + \dots \quad (3.25)$$

Quando os nêutrons interagem, entretanto, eles podem seguir uma variedade de processos nucleares dependendo de sua energia.

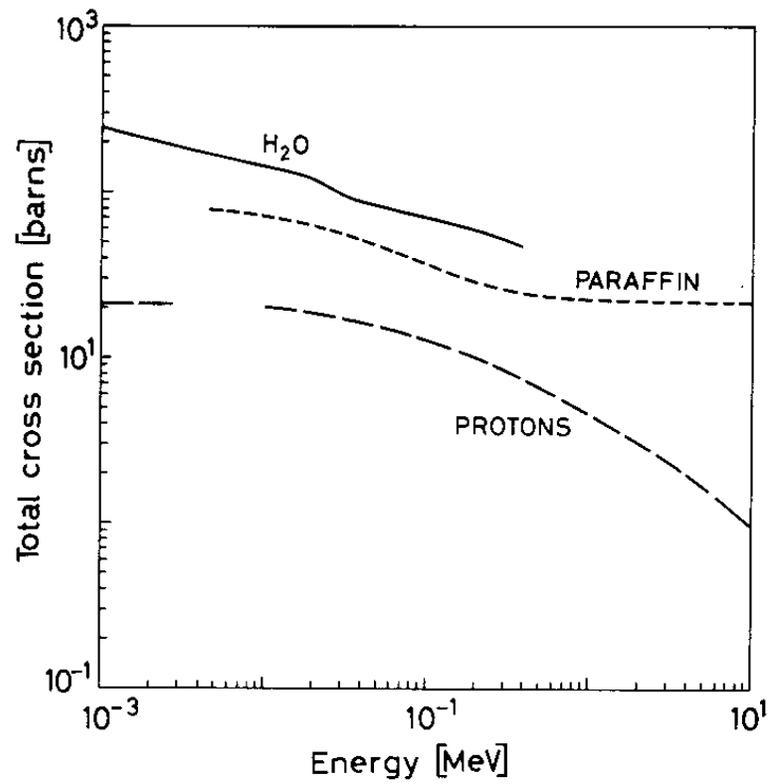


Figura 3.5: Seção de choque total para nêutrons na água, parafina e prótons

3.3.1 Espalhamento elástico do núcleo

$A(n, n)A$. Esta é a principal fonte de perda de energia de nêutrons na região de alguns MeV;

3.3.2 Espalhamento inelástico

$A(n, n')A^*$, $A(n, 2n')B$, etc. Nesta reação, o núcleo fica em um estado excitado, que pode mais tarde decair em raios gama ou alguma outra forma de emissão de radiação. Para esta reação ocorrer, o nêutron deve, é claro, ter energia suficiente para excitar o núcleo;

3.3.3 Captura radioativa do nêutron

$n+(Z, A) \rightarrow \gamma+(Z, A+1)$. Em geral, a seção de choque para captura vai aproximadamente como $1/v$ onde v é a velocidade do nêutron. Absorção é mais provável, portanto, a baixas energias. Dependendo do elemento, poderá também ter picos de ressonância sobrepostos acima da dependência de $1/v$. A estas energias é claro, a probabilidade da captura de nêutrons é grandemente aumentada.

3.3.4 Outras reações nucleares

Tais como (n, p) , (n, d) , (n, t) , (n, α) , $(n, \alpha p)$, etc., em que o nêutron é capturado e partículas carregadas são emitidas. Estas geralmente ocorrem na região entre eV a keV . Tal como a captura radioativa, a seção de choque geralmente cai como $1/v$. Ressonâncias podem também ocorrer dependendo do elemento;

3.3.5 Fissão

Novamente este é o mais provável a energias térmicas;

3.3.6 Produção de chuviros por hádrons de alta energia

Isto ocorre para nêutrons de altas energias.

3.4 Seção de choque de interação de hádrons

A seção de choque de interação de hádrons é uma função dos tipos de partícula interagente e alvo e suas energias no centro de momento $\sqrt{s_{i,j}} = \sqrt{(p_i + p_j)^2}$, onde $p_i = (E_i, \vec{p}_i)$ e $p_j = (E_j, \vec{p}_j)$ estão denotando o quadri-momento da partícula interagente i com massa $m_i = \sqrt{(E_i^2 - \vec{p}_i^2)}$ e o quadri-momento da partícula alvo j com massa $m_j = \sqrt{(E_j^2 - \vec{p}_j^2)}$ [25].

3.4.1 Interações de hádrons tabeladas e seções de choque parametrizadas

As seções de choque total e elástica pp , pn , $\bar{p}p$, $\pi^\pm p$ e $K^\pm p$ são bem conhecidas [21]. São tabeladas as seções de choque total e elástica de pp e pn à baixas energias $\sqrt{s_{i,j}} < 5 \text{ GeV}$ e a altas energias é usado a parametrização CERN/HERA [21]. A parametrização CERN/HERA é usada para obter a seção de choque total e elástica de $\bar{p}p$ e $K^\pm p$ tão bem como a altas energias não ressonantes a seção de choque total e elástica de $\pi^\pm p$ e $K^\pm p$.

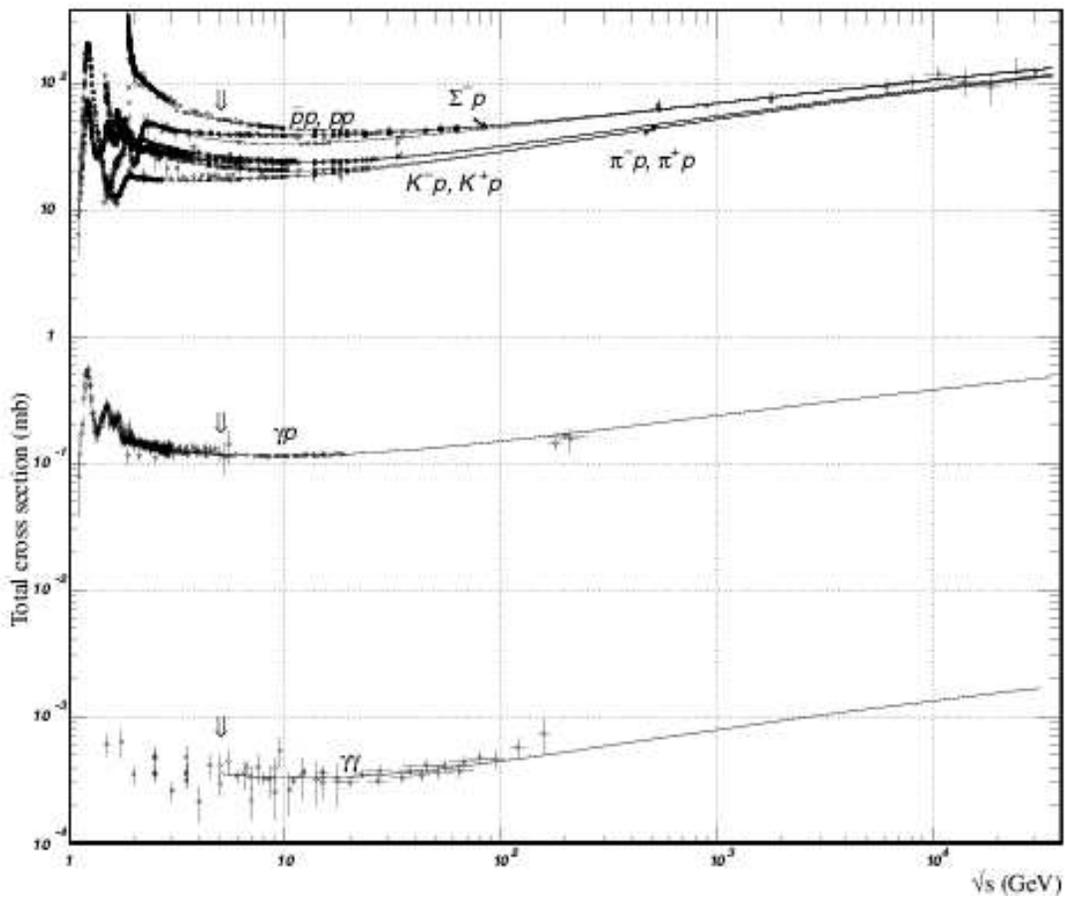


Figura 3.6: Gráfico de algumas seções de choque de interações hadrônicas. Créditos: Particle Data Group.

3.5 Comprimento de radiação (X_0)

Elétrons altamente energéticos perdem energia na matéria predominantemente por Bremsstrahlung, e fótons de alta energia por produção de pares (e^-e^+). A soma característica de matéria atravessada para estas interações ocorrerem é chamada comprimento de radiação (X_0), usualmente medida em g/cm^2 .

Este parâmetro é definido como a distância em que a energia do elétron é reduzida por um fator de $1/e$ devido a perdas por radiação somente, e definido como $7/9$ do livre caminho médio para produção de pares por fótons de alta energia. Comprimento de radiação tem sido calculado por:

$$\frac{1}{X_0} = [4Z(Z+1)\frac{\rho N_A}{A}]r_e^2\alpha[\ln(183Z^{-1/3}) - f(Z)] \quad (3.26)$$

onde ρ é a densidade, N_A é o número de avogrado, A é o número de massa, r_e é o raio clássico de Bohr.

Uma aproximação útil, conveniente para cálculos completos, é dados por [24]:

$$X_0 = \frac{716,4g/cm^2A}{Z(Z+1)\ln(287/Z)} \quad (3.27)$$

3.6 Componente hadrônica em CAE

A maior parte dos hádrons estão concentrados no núcleo do CAE.

As interações hadrônicas determinam o crescimento do CAE e a posição de seu máximo desenvolvimento.

Outra grandeza física de CAE bastante importante é a multiplicidade de partículas carregadas na primeira interação, pois uma alta multiplicidade acarreta em píons carregando energia média mais baixa, os quais possuem uma probabilidade maior de decaimento e deste modo, o CAE apresenta um número maior de múons.

Segundo simulações de Hillas [13] em um CAE de 10^{19} eV iniciado por um próton, pouco mais de 1% da energia do primário é “jogada” em partículas hadrônicas sobreviventes ao nível do mar.

prótons	924169
antiprótons	15008
nêutrons	2377162
antinêutrons	21477
fótons	3.967658E+09
elétrons	3.555017E+08
pósitrons	2.066662E+08
múons negativos	3915169
múons positivos	3806548
píons sem carga	0
píons negativos	150127
píons positivos	152917

Tabela 3.2: Quantidade das principais partículas de um CAE a 870 g/cm^2 de profundidade atmosférica. Dados referentes a um CAE de 10^{18} eV , iniciado por um próton, simulado pelo CORSIKA (Lembrando que não estão contabilizados hádrons com energia inferior a 50 MeV , por causa do corte de energia de hádrons).

Capítulo 4

Simulação

4.1 Geant4

Geant4 [26] é um conjunto de ferramentas para a simulação da passagem de partículas através da matéria, escrito em linguagem C++. Suas áreas de aplicação incluem física de altas energias, experimentos nucleares, medicina, aceleradores de partículas e estudos físicos do espaço.

Geant4 explora avançadas técnicas de engenharias de software e tecnologia orientada a objeto para alcançar a transparência das implementações físicas e portanto fornecer a possibilidade de validar os resultados físicos. Solicitações de usuários foram colecionadas na fase inicial do projeto e são periodicamente atualizadas.

O design orientado a objeto do Geant4 permite ao usuário entender, otimizar ou desenvolver aplicações nos seus domínios. Ao mesmo tempo, modular a arquitetura do Geant4 permite ao usuário carregar e usar somente os componentes necessários.

O software Geant4 está sendo desenvolvido por RD44, uma ampla colaboração ligada ao CERN [27], composta por cerca de 100 cientistas participantes e mais de 10 experimentos na Europa, Japão, Canadá e Estados Unidos.

4.2 Simulação de uma unidade do Detector de Superfície

Valemo-nos de um aplicativo escrito usando-se a ferramenta do Geant4, elaborado por um membro da Colaboração Pierre Auger e denominado “tank0”. Tal aplicativo simula um tanque do Detector de Superfície, que devido à sua flexibilidade pode gerar partículas primárias manualmente ajustadas pelos usuários, aleatoriamente gerada pelo código, fração da frente de partículas de um CAE e ainda aceitar uma simulação de partículas através de um arquivo externo, tirado de outro aplicativo de simulação de CAE. Outra facilidade são os valores de energias das partículas simuladas que vão desde alguns eV até TeV, dando muita liberdade de ação ao usuário.

Indicaremos o procedimento de simular partículas para análise pelo “tank0”, pelos métodos citados acima, como injeção de partículas - por abuso de linguagem.

As características geométricas do tanque real são levadas em consideração, neste aplicativo, e descritas no que segue. Todas as paredes do tanque possuem 13 *mm* de espessura. O tanque tem um diâmetro de 3,6 *m* e uma altura de 1,6 *m* aproximadamente. Todas as suas dimensões respeitaram as dimensões dos tanques do Detector de Superfície do OPA. Aproximadamente 12.000 litros de água deionizada estão colocados dentro de um saco, no interior do tanque, chamado “liner”. O “liner” tem 5 *mm* de espessura, de cor preta externamente, internamente é constituído de um material refletor (figura: 4.1), as propriedades ópticas deste material foram definidas igualmente ao material estudado anteriormente no grupo Pierre Auger de Campinas [30]. A coluna de água preenche 1,2 *m* do tanque e 3 fotomultiplicadoras estão dispostas no topo desta coluna, formando um ângulo de 120° entre elas. Um vidro transparente fica à frente das fotomultiplicadoras, suas dimensões são: 201 *mm* de diâmetro, 1 *mm* de espessura e 99 *mm* de altura. Os fotocátodos têm 190 *mm* de diâmetro por 1 *mm* de espessura. O espaço interno e externo do tanque livre está preenchido com ar.

O tanque é composto por moléculas de CH_2 , com uma densidade de 0,946 g/cm^2 .

Para o “liner” foi definido o mesmo material do tanque com a mesma densidade. A composição do ar ficou como 0,7 de massa fracional de nitrogênio (N) e 0,3 de massa fracional de oxigênio (O), com uma densidade de $1,29 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$. A água contida no “liner” foi considerada pura, sendo desta forma composta apenas por moléculas de H_2O , tendo uma densidade de 1 g/cm^3 . O material do vidro da fotomultiplicadora foi suposto feito de água, tendo essa água as mesmas características daquela contida no “liner”. O fotocatodo foi composto de alumínio (Al), tendo uma densidade de $2,7 \text{ g/cm}^3$.

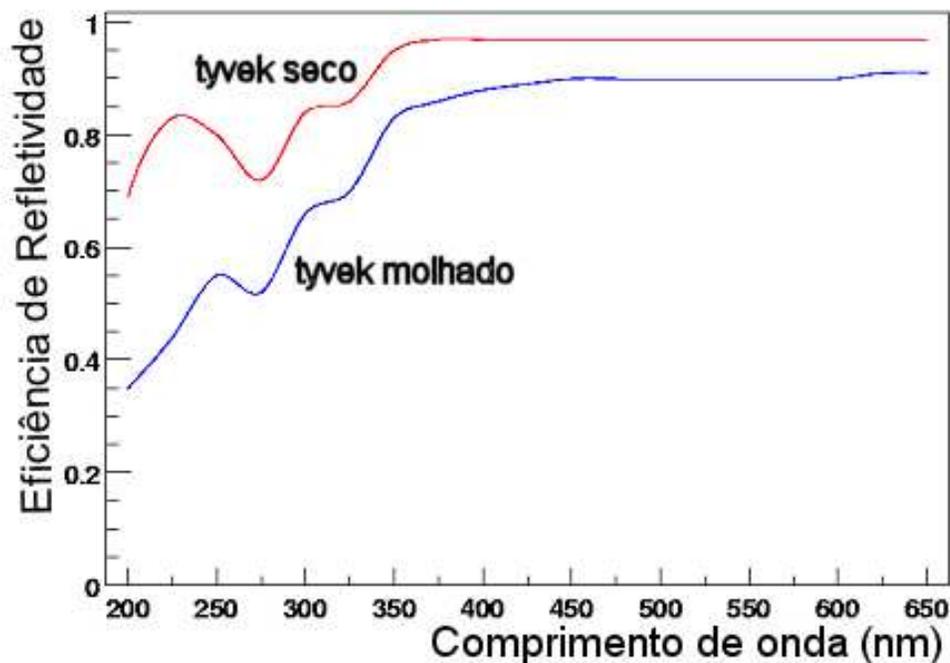


Figura 4.1: Eficiência de refletividade do “liner” em função do comprimento de onda dos fótons Cherenkov. Foram inseridas na simulação as duas curvas: material molhado e material seco.

Quando uma partícula é injetada na simulação, os seguintes processos são simulados, tanto dentro quanto fora do tanque: efeito Cherenkov, Bremsstrahlung, espalhamento Compton, produção e aniquilação de pares, espalhamento múltiplo coulombiano e espalhamento Rayleigh de fótons ópticos (ver capítulo 3). Com a passagem de uma partícula

carregada pela água, temos a produção de fótons de baixa energia pelo efeito Cherenkov (ver capítulo 3, subseção 3.1.4). Estes fótons serão refletidos pelas paredes do tanque, uma parte será absorvida por essas paredes, e alguns chegarão até as fotomultiplicadoras. Ao chegar à face do fotocatodo, os fotoelétrons são gerados conforme a eficiência de detecção do fotocatodo (figura: 4.2). O sinal produzido pela fotomultiplicadora tem como base uma medida de espectro de um fotoelétron [31]. Caso um fotoelétron seja emitido no fotocatodo a carga total do sinal é sorteada deste espectro (figura: 4.3), então uma distribuição gaussiana é criada representando o sinal no anodo, cuja integral é igual à carga total. Como o dispositivo é considerado linear na região de operação, as várias gaussianas criadas por cada fotoelétron são simplesmente somadas. Isto produz o sinal que será então digitalizado à frequência de 100MSPS (Mega Samples Per Second), simulando os circuitos FADC's (Flash Analogue to Digital Converters).

Foi inserida na simulação uma curva de eficiência correspondente ao de uma fotomultiplicadora XP2020, a qual é muito próxima da resposta de uma Photonis XP1802 ou Hamamatsu R5942, duas das fotomultiplicadoras usadas no experimento.

Múons de energia média de 2 GeV , componente predominante de um CAE ao nível do mar, podem atravessar todo o tanque produzindo grande quantidade de fótons Cherenkov, e conseqüentemente sinais de grande amplitude nas fotomultiplicadoras. Acima de um limiar de energia ($\approx 500\text{ MeV}$), a produção de fótons Cherenkov e conseqüentemente de sinal, por múons de alta energia pode ser considerada constante (figura: 4.4), usamos então como referencial um sinal equivalente a um múon vertical (VEM - Vertical Equivalent Muon). Para a reconstrução dos CAE, uma função distribuição lateral das partículas deverá ser ajustada, sendo que cada tanque deverá responder com uma densidade de partículas. Obtemos assim uma densidade de sinal gerado, que é dada em VEM/m^2 .

A simulação de uma unidade do Detector de Superfície pelo "tank0", por nós utilizada, propõe-se a:

- Estudo do VEM em função da geometria do traço.
- Contaminação dos sinais das fotomultiplicadoras.

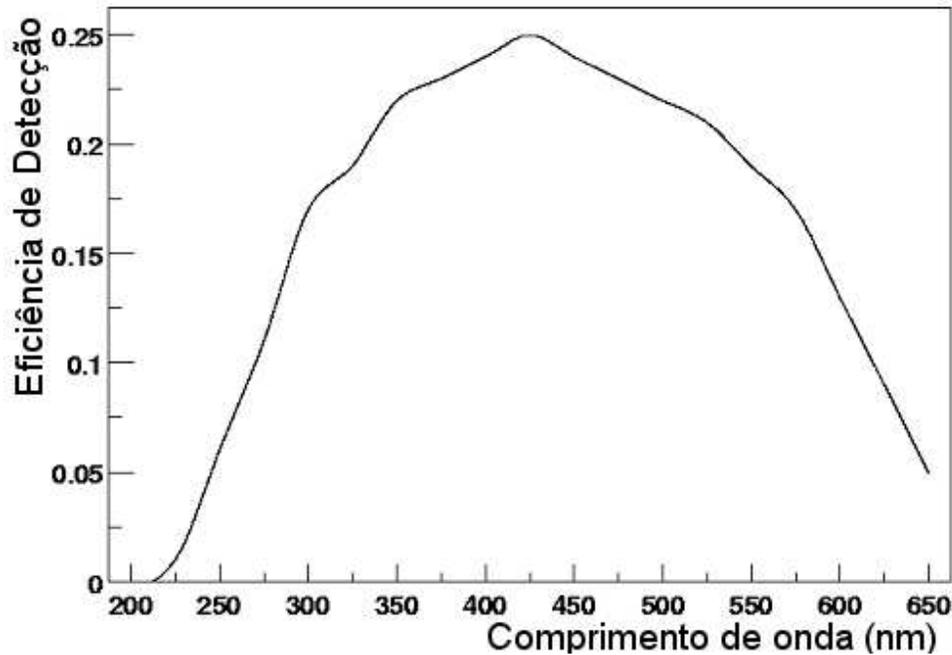


Figura 4.2: *Espectro de eficiência do fotocátodo. Eficiência de detecção em função do comprimento de onda dos fótons Cherenkov.*

- Discriminação múon/elétron.
- Possibilidade de calibração do detector real.

4.3 Simulação de sinais gerados por partículas secundárias

O objetivo deste trabalho é implementar uma simulação do sinal gerado por partículas secundárias de CAE nos módulos típicos do Detector de Superfície do Observatório Pierre Auger (OPA), com a finalidade de contribuir para sua futura calibração. Serão injetadas para isso, partículas em diferentes situações, arbitrariamente selecionadas e injeção de partículas de um CAE, dada uma região sensível que estende-se para além dos limites

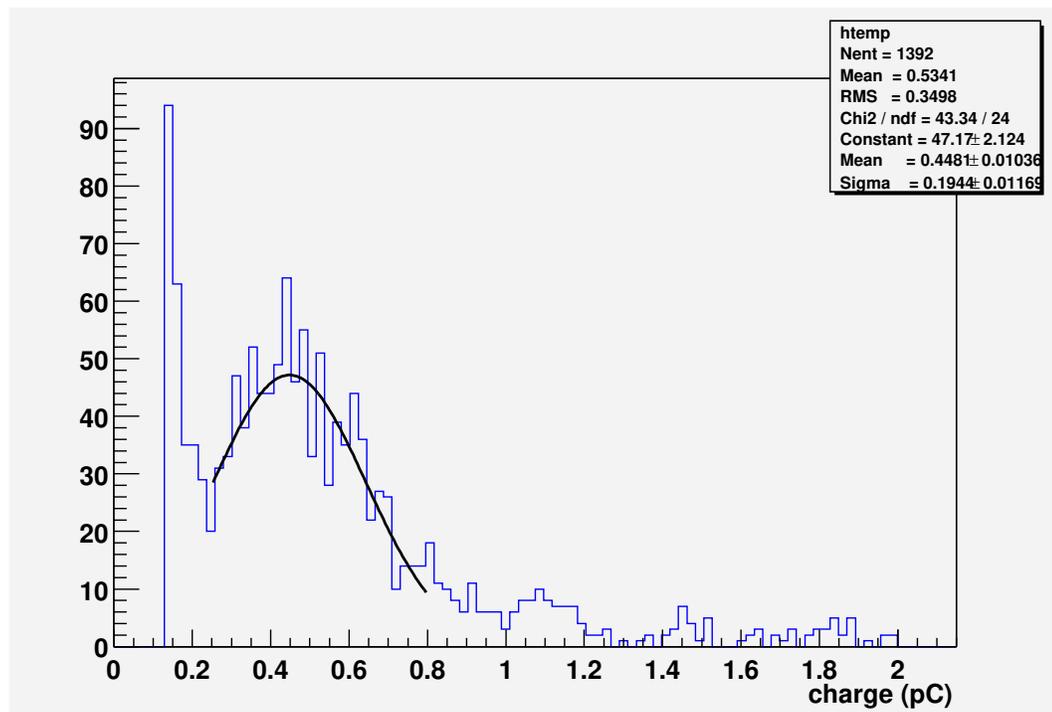


Figura 4.3: Medida de espectro de um fotoelétron. Contagem em função da carga produzida pelos fótons.

do tanque. Uma vez que esses efeitos não são contemplados no “tank0”, esses foram implementados. A simulação implementada foi denominada “tank0Mod”.

As partículas incidentes na região de análise foram simuladas de duas formas no nosso trabalho: manualmente ajustadas pelo usuário; tiradas de um programa de simulação de CAE chamado CORSIKA [32].

A primeira modificação implementada foi a colocação de vários processos de interações hadrônicas, entre eles, espalhamento elástico e inelástico e processos de captura. Os processos de interações hadrônicas utilizados pelo Geant4 são baseados no pacote GHEISHA [33]. Incrementou-se outros modelos de partículas pertinentes, mantendo-se os processos já existentes.

A suspeita que interações de partículas com o solo pudessem gerar sinal levou-nos a contemplar um volume deste, na região abaixo e próxima do tanque. Então preliminarmente tivemos que dimensionar tal região. Para tal fixamos uma profundidade inicial de

SINAL x ENERGIA

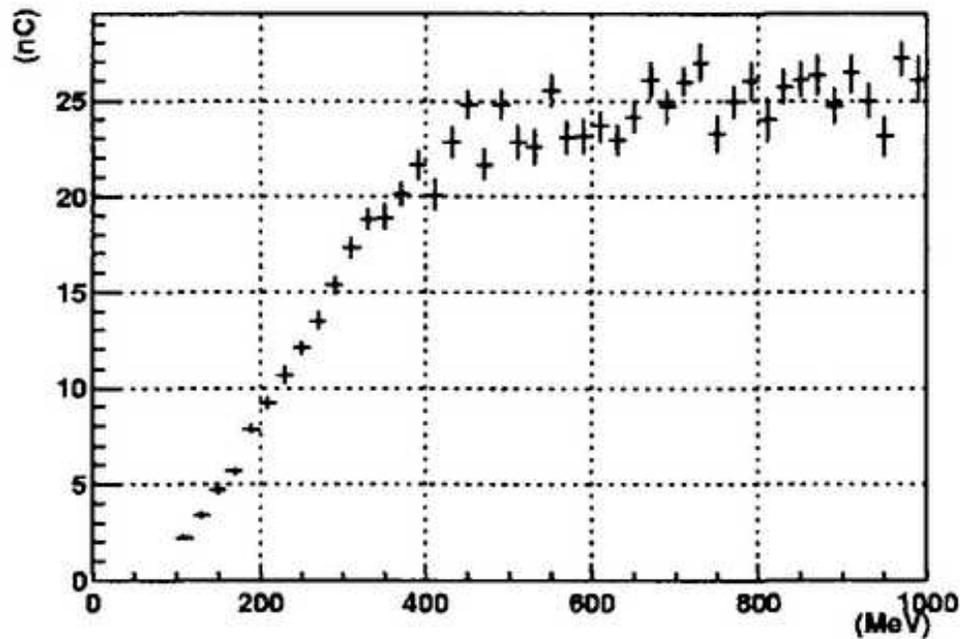


Figura 4.4: Carga gerada em função da energia do múon vertical.

solo de 50 *cm* e injetaram-se nêutrons de determinadas energias de duas formas: primeira, direcionados verticalmente a uma altura de 20 *cm* do solo e a 4 *cm* da lateral da parede externa do tanque; segunda, inclinados 45° em relação ao zênite e afastados do solo à uma mesma altura de 20 *cm*, de tal forma que atingissem o solo a 8 *cm* da lateral da parede externa do tanque. Repetiu-se esse procedimento para as profundidades de 70 *cm*, 100 *cm*, 120 *cm*, 150 *cm*, e 200 *cm*.

Agora fixada a profundidade em 2 *m* (ver discussão capítulo 5) afastou-se o ponto de impacto no solo de 8 *cm* até 10,08 *m*, em relação a lateral da parede externa do tanque, em passos de 50 *cm*. Foram injetados nêutrons, múons e elétrons a 1 *m* de altura do solo, formando um ângulo de 26,5° de tal modo a atingir cada um desses pontos de impacto com o terreno, feito isso para cada ponto separadamente.

Quando essas partículas colidem com o solo, possivelmente gerarão secundários carre-

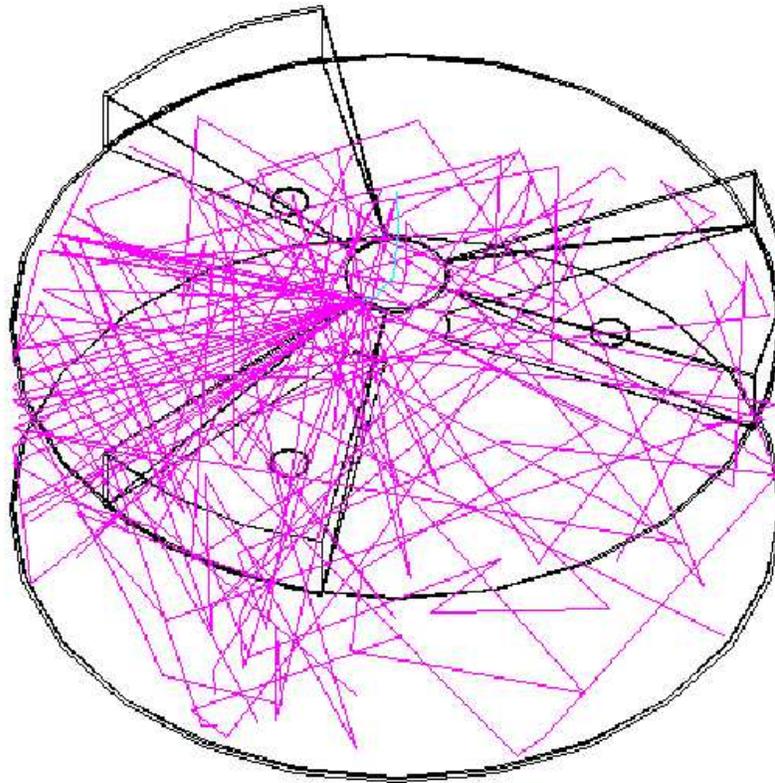


Figura 4.5: Exemplo de simulação do “tank0”, de um elétron vertical de 5 MeV.

gados que atingem a água do tanque, e desse modo são gerados os fótons¹ que compõe a medida.

Como necessitamos desses resultados para continuidade do processo de simulação (ver discussão capítulo 5) adiantamos que esse volume tem 23,6 m de comprimento por 23,6 m de largura por 2 m de profundidade, adotado uma densidade de 1,2 g/cm². A composição deste solo não refere-se ao particular caso do solo desértico, onde está sendo montado o OPA, mas sim a uma média global de composição da crosta terrestre. Os componentes

¹Os fótons contabilizados serão aqueles que forem coletados nas fotomultiplicadoras e que produzirem fotoelétrons.

deste solo são [34]:

- Silício (Si) - 20%
- Oxigênio (O) - 60%
- Alumínio (Al) - 9,3%
- Ferro (Fe) - 7,4%
- Cálcio (Ca) - 2%
- Sódio (Na) - 1,3%

Via de regra aplicativos que se propõe a simular o desenvolvimento de CAE apresentam tempo de CPU elevado devido ao alto número de graus de liberdade envolvidos (CAE de 10^{19} eV de energia, tem cerca de 10^{10} partículas no seu ponto de desenvolvimento máximo). Visando diminuir o tempo de CPU, implementa-se algumas técnicas, entre elas temos a técnica de “thinning”, que baseia-se em não seguir todas as partículas geradas, mas escolher aleatoriamente apenas uma gerada em cada interação e atribuir a ela a energia das demais. Um outro processo implementado para diminuir o tempo de CPU é o corte de energia. Esta técnica se baseia em seguir a trajetória de uma partícula até que ela esteja com uma certa energia mínima, após isso o aplicativo não mais a segue.

Deparamo-nos com o inoportuno corte de energia para hádrons de 50 MeV gerado pelo CORSIKA, hádrons esses que com certeza interessam em nossos processos. Podemos contornar esse inconveniente com o Geant4, fazendo este seguir a partícula a partir do ponto onde atingiu esta energia, contudo o tempo de processamento será alto pois este segue todas as partículas, sendo agravado para um volume elevado. Com certeza o volume sensível ² atual de 4,3 m de lado, é insuficiente para contemplar tais partículas que são geradas numa altura certamente muito maior.

Para contornar tal contingência adotamos a seguinte metodologia, continuamos a usar o CORSIKA para gerar um arquivo de partículas para simulação. Aquelas extintas pelo

²Volume sensível é onde o programa está fazendo acontecer os processos físicos.

corte deste aplicativo seriam seguidas a partir da extinção pelo Geant4, mas teríamos que limitar o volume sensível, visto que a extinção pode ocorrer em alturas elevadas. Sabemos que hádrons carregados de 50 MeV caminham aproximadamente 50 m na atmosfera (valor tirado do “exampleN03”, um aplicativo que vem junto com o próprio Geant4), já os sem carga não dispúnhamos de informação, sendo necessário estudar o comportamento dessas partículas a parte.

Assim sabendo quanto um nêutron de 50 MeV caminha no máximo na atmosfera podemos determinar o volume mínimo sensível em nossa simulação, bastando comparar com o do próton e escolher o maior valor de caminho. Se usássemos um volume baseado num caminho maior que este escolhido, tais hádrons não atingiriam o tanque, o que nada contribuiria para o sinal, apenas aumentando o tempo de CPU, não perdendo de vista que o volume mínimo otimiza o tempo de simulação.

Utilizando o “exampleN03”, um aplicativo mais amigável, porém mais limitado, para estudar o comportamento de partículas na matéria, pudemos ter um indicativo do caminho máximo percorrido pelos nêutrons, de mão desse definimos um volume sensível no “tank0Mod” para um cubo³ de 3 km de lado. Passamos a injetar 200 nêutrons - por serem maioria em hádrons neutros em CAE (tabela: 3.2) - na fronteira superior do volume sensível e simular a distribuição longitudinal do caminho percorrido (ver capítulo 5).

Adotou-se como volume sensível um cubo com 3 km de lado (ver discussão capítulo 5). Ficando o módulo do Detector de Superfície centrado neste cubo⁴. Este cubo foi preenchido pelo ar, a densidade atmosférica foi considerada constante e de valor $1,29 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$, o que é plauzível para uma altura até $1,5 \text{ km}$ [28], dentro dos limites que trabalhamos. Convém salientar que a simulação considera por “default” do aplicativo um semi-cubo de ar abaixo do tanque, espera-se que o solo inserido iniba a geração de sinal porventura proveniente do semi-cubo inferior. Assim o valor de $1,5 \text{ km}$ constitui o lado do semi-cubo superior, que é a altura da atmosfera do volume sensível atual.

Os demais componentes desta simulação acompanharam aqueles feitos para o “tank0”.

³Escolheu-se a geometria de um cubo por ser a mais simples de se implementar no código.

⁴Entende-se como centro do tanque, o centro da coluna de água.

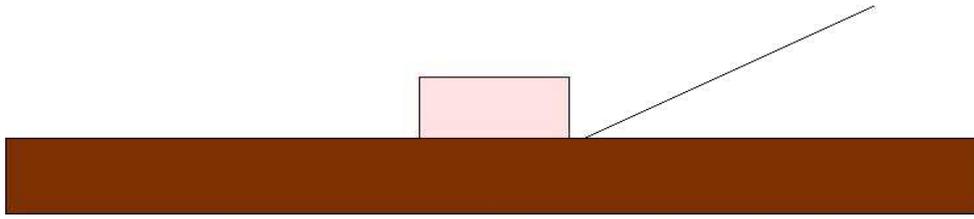


Figura 4.6: *Desenho simplificado de como esta construída a simulação. O tanque esta centrado em um cubo de 3 km de lado com um volume de solo de dimensões 23,6 m de largura por 23,6 m de comprimento por 2 m de espessura, logo abaixo. O volume de ar que consideramos como atmosfera preenche todo o resto do cubo. A distância do solo até o topo da atmosfera compreende 1500 m. Em consequência do modo de construção da simulação temos também um volume de ar abaixo do solo com aproximadamente 1500 m, que desconsideramos para efeito de simulação.*

A título de ilustração mostramos uma partícula injetada interagindo fortemente com o solo, vários secundários são gerados em diversas direções (figuras: 4.7 e 4.8). Se esta interação ocorrer nas imediações do tanque existe a possibilidade desses secundários passarem pelo seu interior e gerar fótons Cherenkov, gerando uma certa quantidade de sinal, que é o interesse deste trabalho.

De posse dessas modificações pudemos simular várias situações com o “tank0Mod” , a saber:

1. Comparação do sinal gerado entre as simulações “tank0Mod” e “tank0”, a partir de injeção de partículas com os mesmos parâmetros de entrada⁵, visando estudar as alterações que as modificações surtiram;
2. Comparação entre o sinal gerado por um nêutron com aquele gerado por um múon com os mesmos parâmetros de entrada, uma vez que ambas são importantes componentes hadrônica e muônica respectivamente;

⁵Entende-se por parâmetros de entrada, coordenadas espaciais (x, y, z) , momento (p_x, p_y, p_z) e temporal (t) .

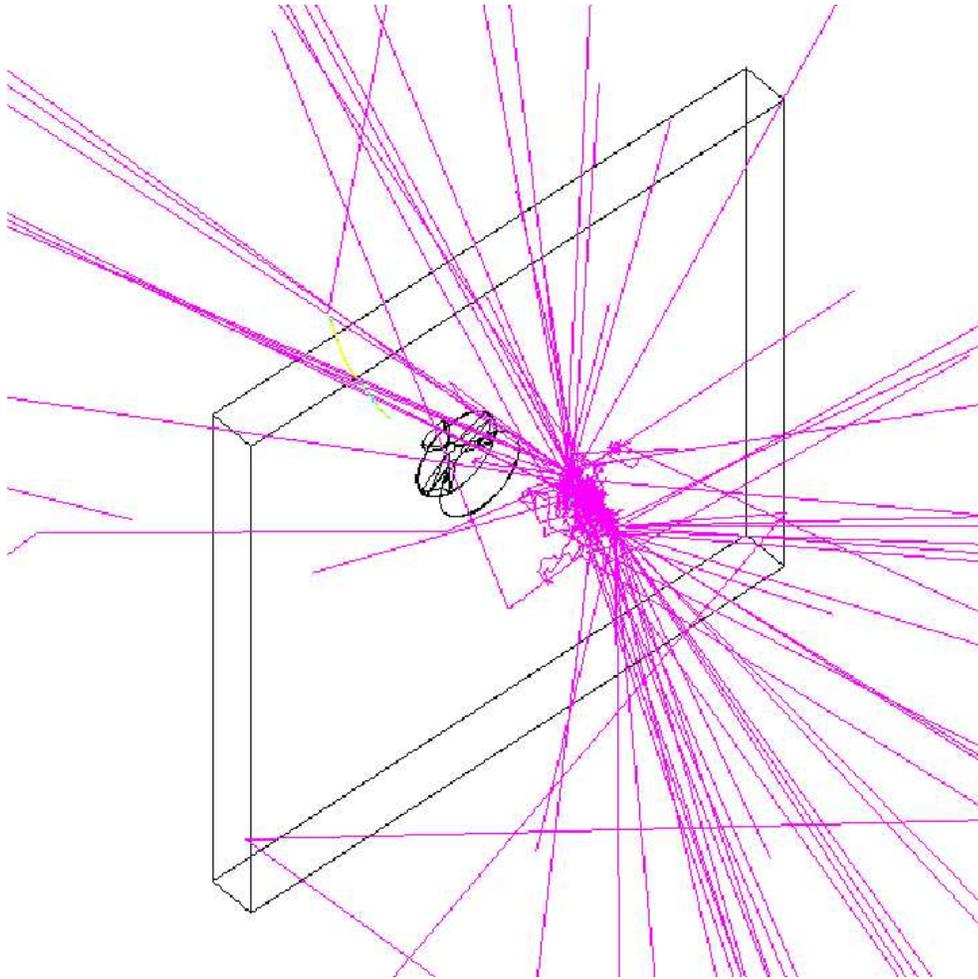


Figura 4.7: *Exemplo de simulação do “tank0Mod”, de um nêutron de 10 GeV colidindo com o solo e gerando secundários.*

3. Comparação entre o sinal gerado por nêutrons com aquele gerado por prótons com os mesmos parâmetros de entrada.
4. Estudo do sinal gerado por uma fração do CAE nos módulos do Detector de Superfície do OPA.

De uma forma geral essas simulações envolveram a injeção de partículas - via manual ou arquivo -, escolhidas como acima, coletadas e tratadas pelo “tank0Mod” e apresentamos os resultados na seção seguinte.

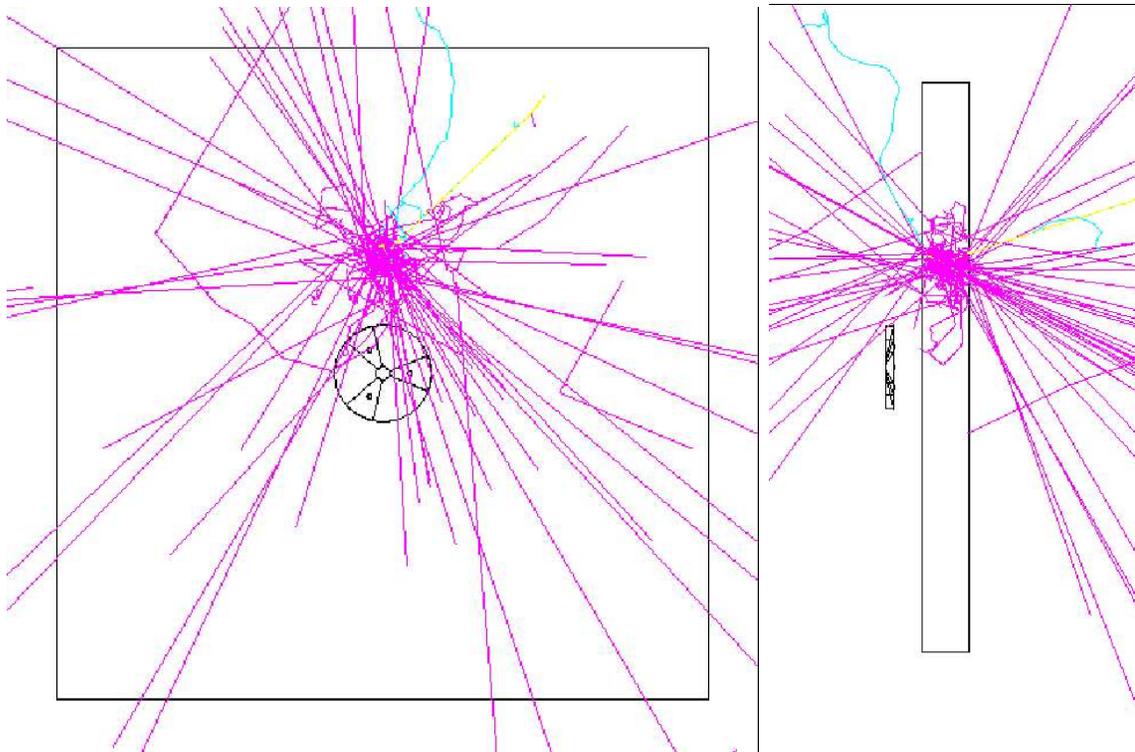


Figura 4.8: *Exemplo de simulação do “tank0Mod”, de um nêutron de 10 GeV colidindo com o solo e gerando secundários. Na figura da esquerda temos o tanque visto por cima e na figura da direita temos ele visto lateralmente. Apenas lembrando que na figura da direita, a parte mais a direita corresponde ao ar.*

Capítulo 5

Resultados e Análises

5.1 Análise da geometria de solo

Neste capítulo vamos expor as implicações das modificações introduzidas pelo “tank0Mod” e mencionadas no capítulo anterior, e como estas interferem e influenciam no sinal gerado nas fotomultiplicadoras dos módulos que compõem o Detector de Superfície do OPA.

Como fruto da adição de solo nas imediações do Detector de Superfície pudemos construir o gráfico 5.1 - usando o pacote ROOT [29] -, que avaliou a profundidade de solo a ser utilizada no restante dos trabalhos. O sinal que vemos é fruto da interação de nêutrons com o solo.

Como foi mostrado em 5.1, tanto para nêutrons direcionados verticais quanto inclinados, o número de fótons e por conseguinte o sinal gerado atinge uma curva limite superior para uma espessura de aproximadamente $1,2 m$. Dessa forma foi escolhida para este trabalho uma espessura de $2 m$. Assim inclusive podemos nos assegurar que desprezar partículas vindas do semi-cubo inferior ainda é uma boa aproximação.

Agora partimos para avaliação da quantidade lateral de solo a ser acrescida nos trabalhos que gerou a figura: 5.2 . Mais uma vez o sinal que vemos é fruto da interação de nêutrons com o solo.

De acordo com o gráfico 5.2, conforme é afastado o ponto de impacto, do tanque, a

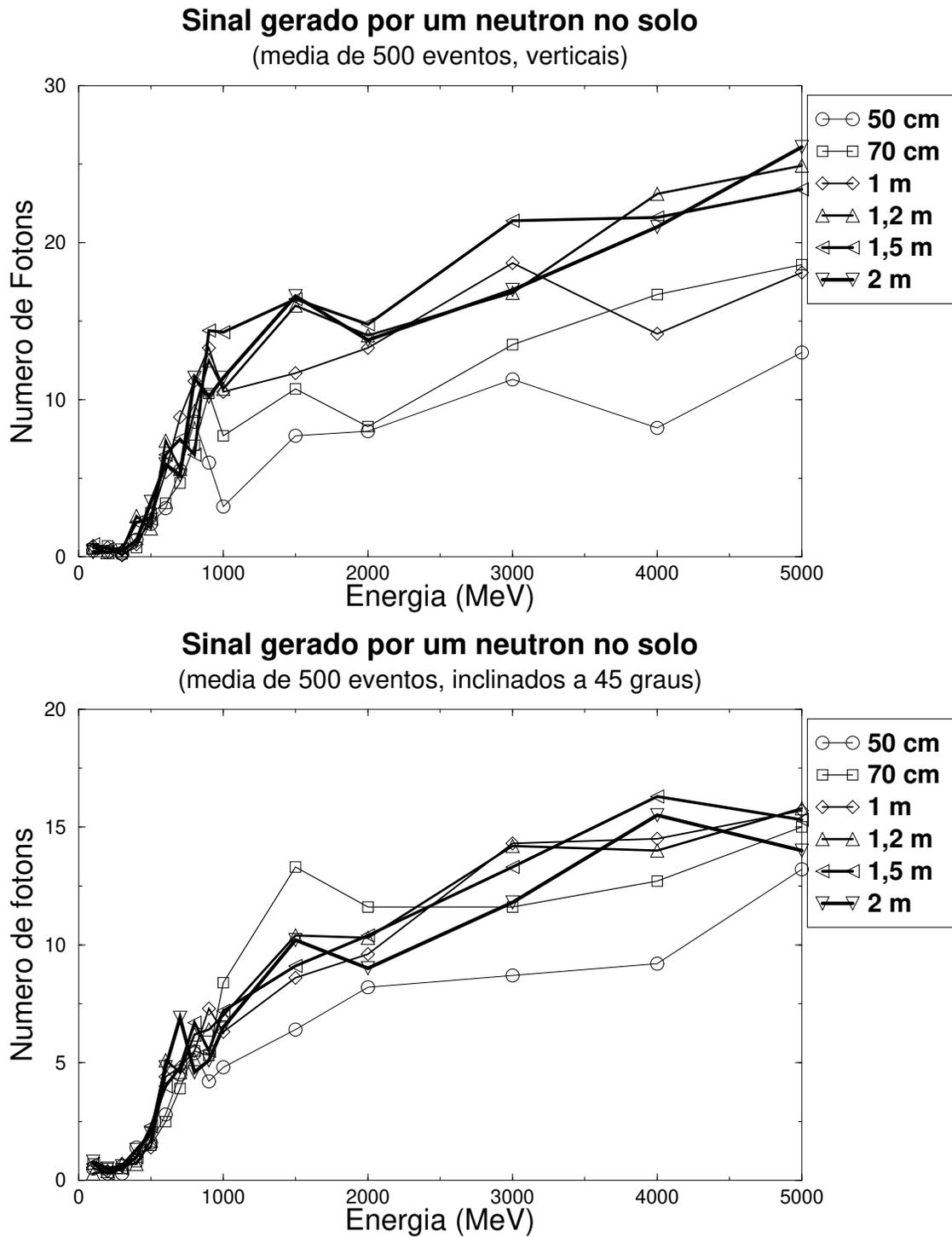


Figura 5.1: Número de fótons em função da energia do nêutron primário. Acima é mostrado o gráfico para nêutrons verticais e abaixo para nêutrons inclinados.

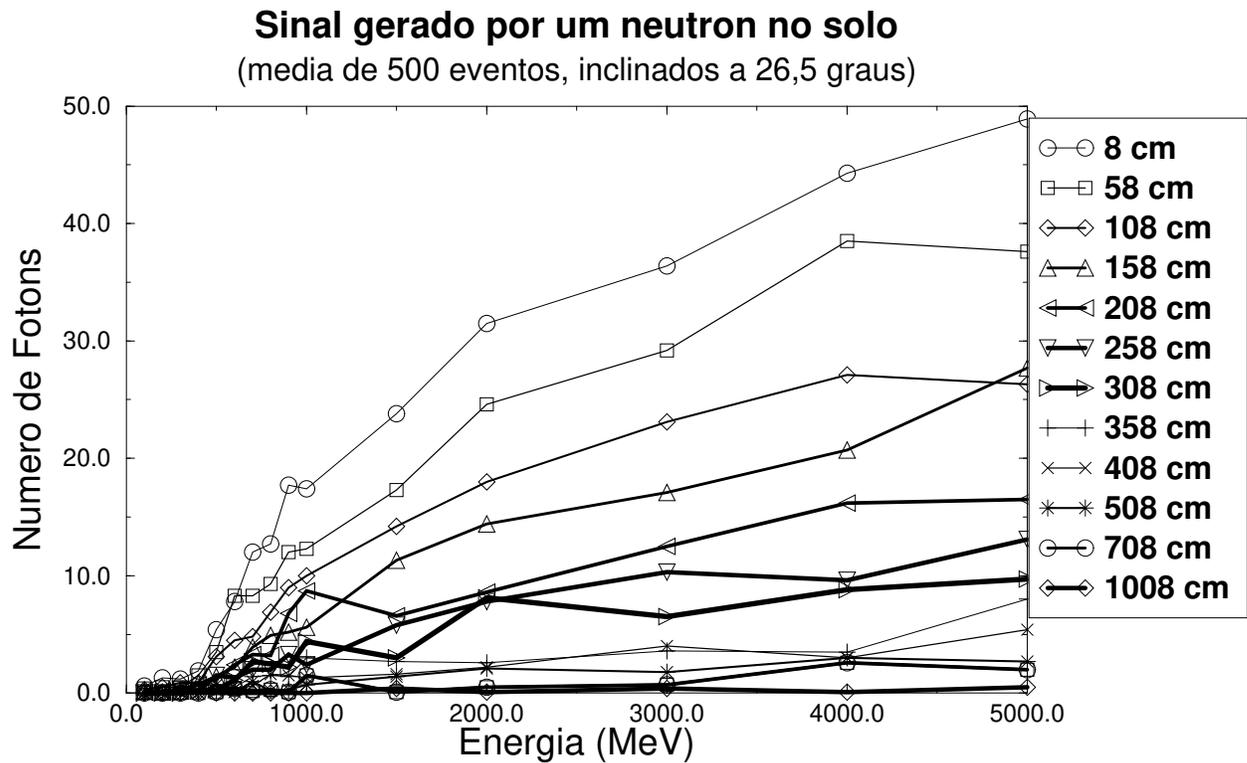


Figura 5.2: Número de fótons em função da energia do nêutron primário (como tivemos problemas para simular nêutrons com energia maior que 5 GeV, o limite superior de energia dos nêutrons para a determinação do volume de solo foi escolhido como sendo os mesmos 5 GeV).

quantidade de fótons diminui, e por conseguinte o sinal, alcançando um valor desprezível a uma distância de 10 m. Desta forma infere-se que qualquer hádron relevante para o nosso sistema que colida no solo a uma distância maior ou igual a 10 m da lateral do tanque pode ser desprezado. Desta forma fixamos um afastamento máximo lateral em 10 m de cada lado do tanque mais o diâmetro do mesmo, que é igual a 3,6 m., totalizando uma área compreendida no quadrado de 23,6 m por 23,6 m .

O mesmo procedimento descrito acima para múons e elétrons não resultou em sinal aparente a qualquer distância lateral da parede externa do tanque. Possivelmente isso se deve ao fato que múons perdem energia na matéria quase que exclusivamente por ionização, e o produto desta, os elétrons secundários, serem de tão baixa energia que

caminham poucos centímetros no ar, ou alguns milímetros na água e no solo (ver capítulo 3, subseção 3.1.1). Um outro agravante é que os elétrons produzidos por ionização têm energia de produção de luz Cherenkov no limiar ou pouco acima deste (tabela: 3.1).

No caso dos elétrons injetados, devido à sua massa de repouso pequena ($\approx 0,5 \text{ MeV}$), a sua trajetória na matéria é muito irregular, sofrendo desvios constantes por espalhamentos coulombianos ou por Bremsstrahlung (ver capítulo 3, seção 3.1). Desta maneira foi observado uma grande quantidade de sinal para estes elétrons, mas não devido às interações com o solo, mas sim devido ao próprio elétron injetado que era desviado para dentro do tanque, gerando assim uma grande quantidade de sinal.

5.2 Análise do volume mínimo sensível

Neste ponto passemos a determinar o volume mínimo sensível conforme descrito no capítulo anterior (seção 4.3). Foram injetados no “tank0Mod” 200 nêutrons de 50 MeV para observar o caminho percorrido e obteve-se a figura 5.3.

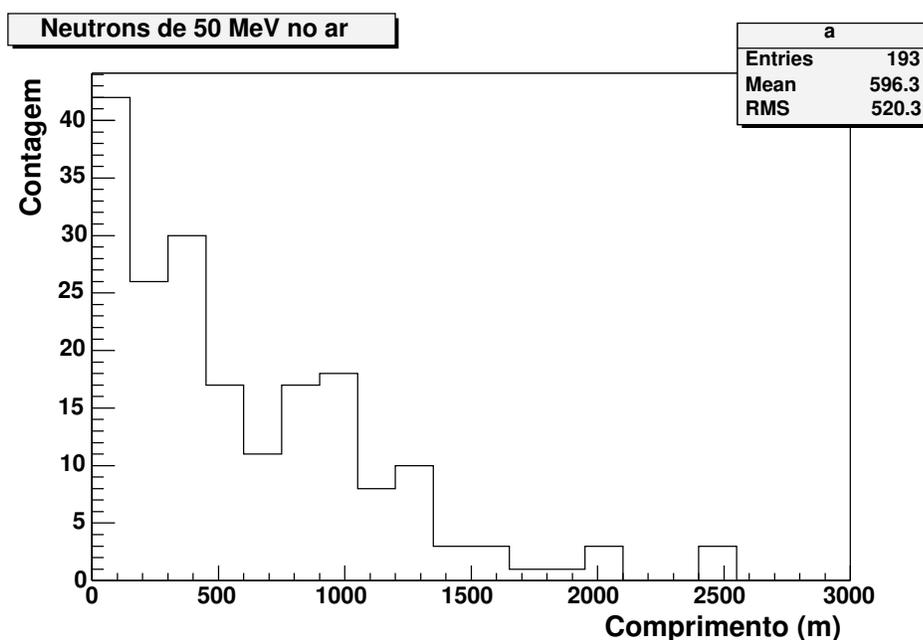


Figura 5.3: *Nêutrons de 50 MeV no ar.*

Desse modo pode ser visto que hádrons que o CORSIKA “cortou” a uma altura igual ou maior que 1500 m podem ser desprezados em nosso trabalho, pois um número muito pequeno deles chegará ao solo. Mesmo os que chegam não produzem sinal significativo nos tanques. Essa distância é determinante para caracterização do volume mínimo sensível pois como discutido (ver capítulo 4, seção 4.3) sendo esta distância maior que o caminho percorrido por hádrons carregados de 50 MeV (50 m) esta será aquela que passaremos a usar para determinar tal volume sensível.

Dessa forma serão injetados na simulação hádrons de 50 MeV que estiverem abaixo desta altura e que foram cortados pelo CORSIKA. Já mencionamos que o “tank0Mod” adota um cubo, com o tanque ao centro, preenchido de ar como volume sensível e para que tenhamos uma altura de 1500 m acima do tanque este cubo deve ter uma lateral de 3 km de lado.

Desta forma garantimos a fidedignidade da simulação quanto aos hádrons descartados pelo CORSIKA e não comprometemos o tempo de CPU (com a atual configuração, um arquivo com 15 partículas de 5 GeV cada leva em média 30 minutos para a simulação total¹).

Adicional à nossa simulação, para ilustração fizemos um estudo do comportamento de nêutrons no solo (figura: 5.4) e na água (figura: 5.5), mostrados a seguir.

Nota-se que nêutrons caminham muito menos na água e no solo do que no ar.

5.3 Comparação entre “tank0” e “tank0Mod”

A seguir procedemos a comparação entre o “tank0Mod” - nossa contribuição - com o “tank0”.

Partiu-se para a simulação, com o “tank0Mod”, a partir de um arquivo externo com 200 partículas, sendo 80 múons cada um com 700 MeV , 40 nêutrons cada um com 2 GeV , 40 elétrons cada um com 100 MeV e 40 gamas cada um com 50 MeV (para a escolha

¹Foi utilizado um computador com um processador Pentium 4 de 1,60 GHz e 1 GB de memória RAM.

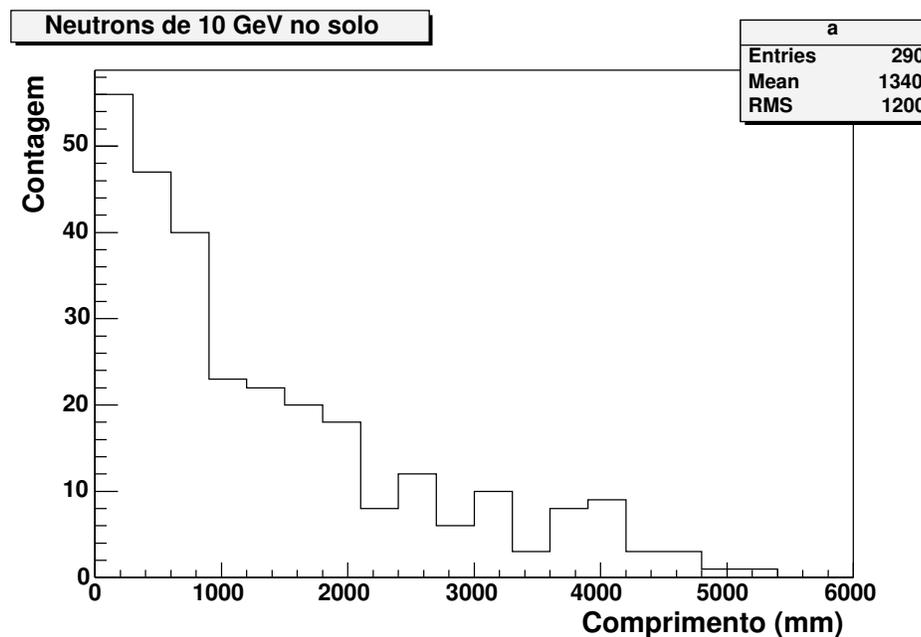


Figura 5.4: *Comportamento de nêutrons de 10 GeV no solo. O comprimento médio de solo atravessado por um nêutron de 10 GeV foi $\approx 1,34$ m.*

dessas partículas não foi usado nenhum critério especial, apenas o fato de serem partículas encontradas em CAE, as proporções dessas partículas não são as mesmas da encontrada em CAE, as energias foram respeitadas sendo feita uma média aproximada de energia para cada partícula). As partículas foram injetadas aleatoriamente partindo de um plano quadrado - lado 10 m - que fica 9 m acima do topo do tanque, o centro do quadrado passa pelo eixo de simetria do tanque. Sendo todas as partículas injetadas verticalmente.

A quantidade coletada, pelo tanque, nesse procedimento foi de 10590 fótons, aqueles que chegaram ao fotocatodo e conseguiram ejetar um elétron, conforme figura 5.6.

O mesmo procedimento, com o mesmo arquivo externo de partículas, foi feito para o aplicativo "tank0", resultando numa coleta de 7450 fótons, conforme figura 5.7.

Para uma nova fonte de comparação foi simulado com o "tank0Mod", um novo arquivo de partículas externo com 300 partículas, sendo 120 múons cada um com 700 MeV , 60 nêutrons cada um com 2 GeV , 60 elétrons cada um com 100 MeV e 60 gamas cada um com 50 MeV (para a escolha das partículas foi usado o mesmo critério descrito anteriormente).

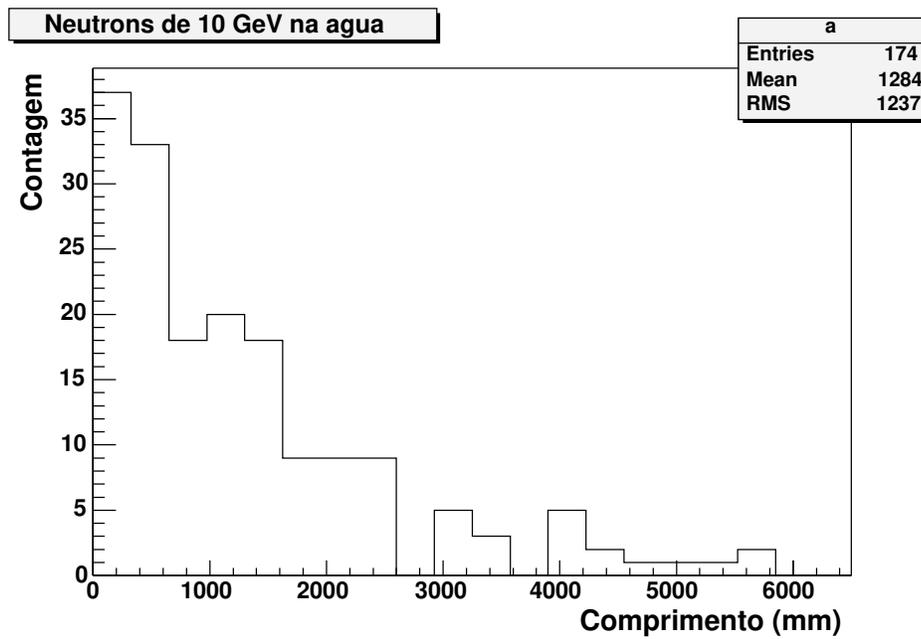


Figura 5.5: Comportamento de nêutrons de 10 GeV na água. O comprimento médio de água atravessado por um nêutron de 10 GeV foi $\approx 1,28$ m.

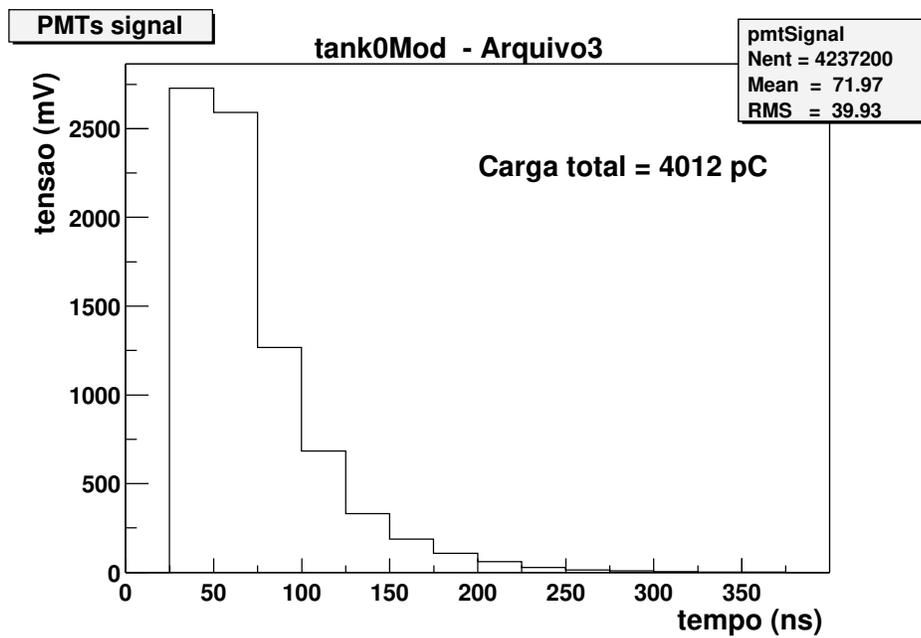


Figura 5.6: Sinal gerado por um arquivo de 200 partículas.

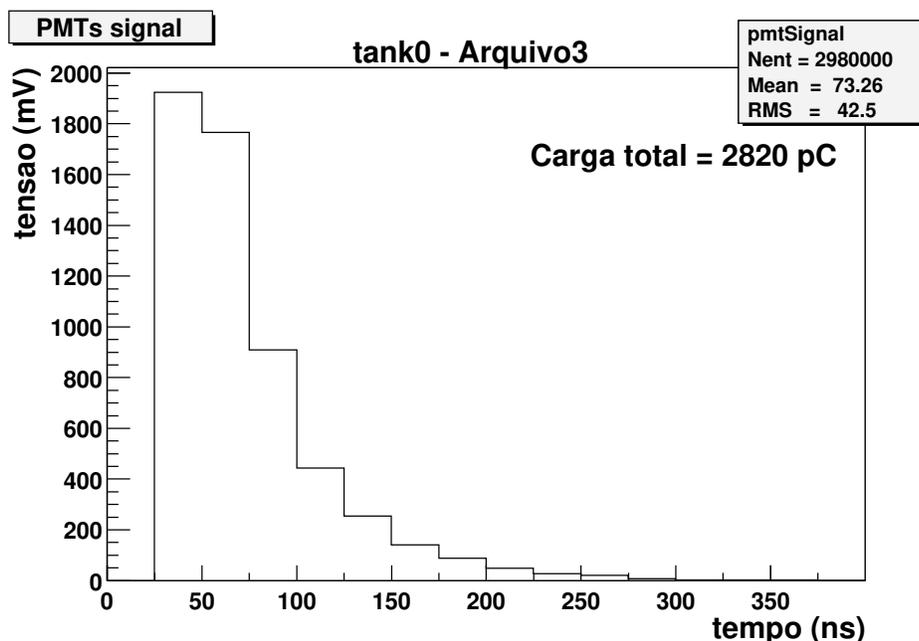


Figura 5.7: Sinal gerado por um arquivo de 200 partículas.

A forma de injeção das partículas foi idêntica à anterior.

A quantidade coletada, agora, por este evento foi de 16366 fótons, conforme figura 5.8.

O mesmo foi feito para o “tank0”, coletando-se 13464 fótons figura 5.9.

Estabele-se desta maneira uma comparação entre os dois aplicativos, podendo-se notar que as mudanças implementadas em “tank0Mod” surtiram efeito redundando em um acréscimo na produção de sinal, em termos percentuais, de aproximadamente 42%, para ambas as simulações.

5.4 Sinal gerado por múons e nêutrons

A próxima etapa foi a comparação simulando-se um múon entrando verticalmente no tanque com uma energia de 2 GeV. A posição de injeção do múon é aproximadamente 1 m acima do tanque, e exatamente no centro do mesmo. A situação foi escolhida porque a unidade de sinal comumente usada é o VEM.

A quantidade total de fótons deste evento, coletados pelas fotomultiplicadoras foi 148,

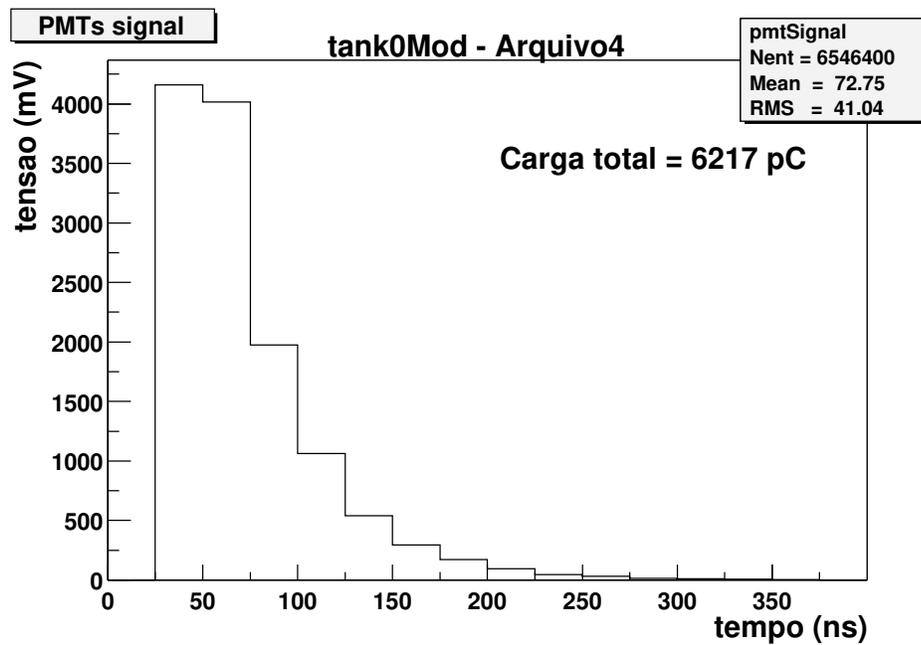


Figura 5.8: Sinal gerado por um arquivo de 300 partículas.

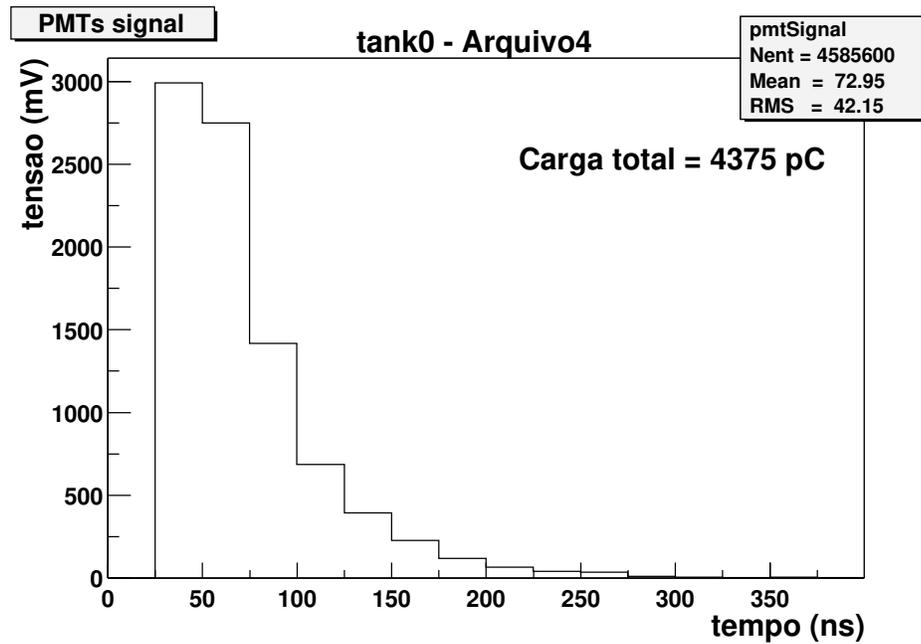


Figura 5.9: Sinal gerado por um arquivo de 300 partículas.

conforme figura 5.10.

De forma idêntica feita com um nêutron de mesma energia. A quantidade total de

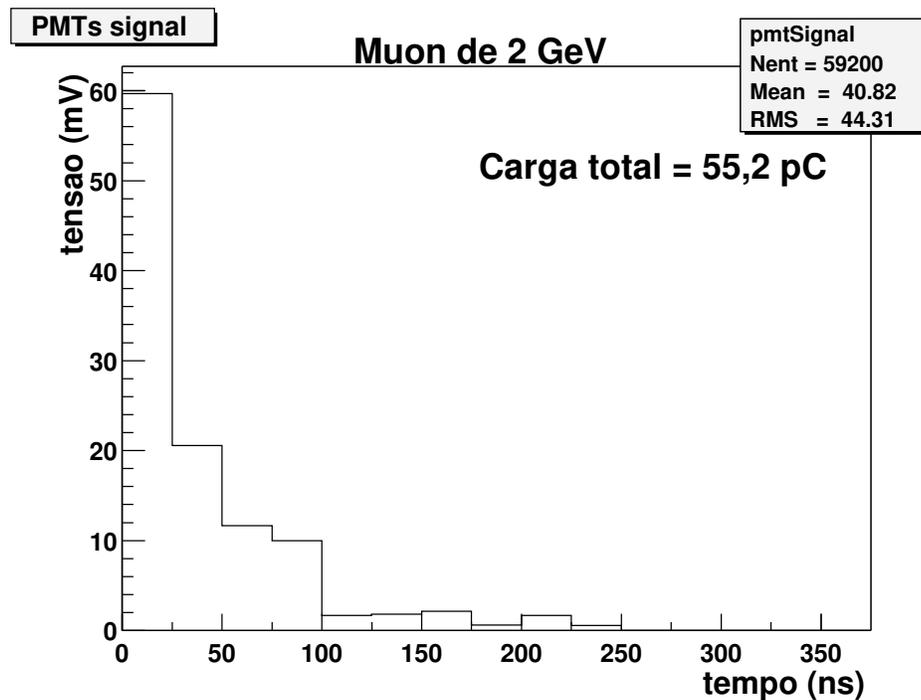


Figura 5.10: Sinal gerado por um múon vertical de 2 GeV.

fótons coletados neste procedimento foi 355, conforme figura 5.11.

Observa-se que a quantidade de sinal gerado pelo nêutron foi aproximadamente 2,5 vezes maior que a do múon. Devemos considerar que a componente muônica de CAE excede sempre a componente hadrônica, nas condições que temos. É bom lembrar também que as densidades relativas das diversas componentes mudam conforme nos afastamos do centro do CAE.

5.5 Sinal gerado por nêutrons e prótons

Neste ponto a simulação partiu para a injeção de um arquivo externo de partículas com 400 nêutrons cada um com 2 GeV de energia, sendo 200 nêutrons verticais e 200 inclinados 30° com relação ao zênite, usando-se o aplicativo “tank0Mod”. A posição de injeção das partículas é 9 m acima do topo do tanque e espalhadas aleatoriamente pela atmosfera em um raio de 1500 m.

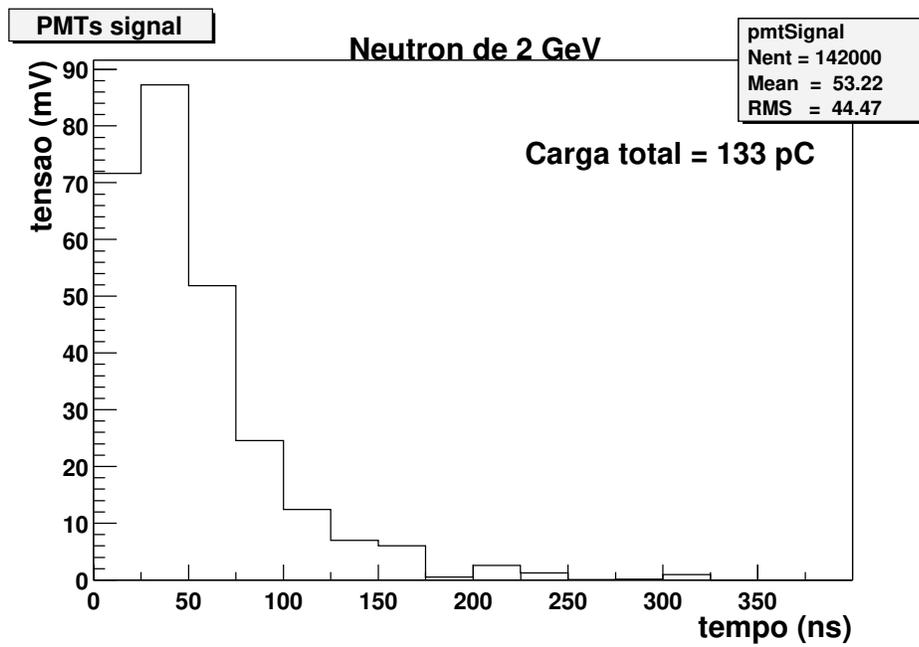


Figura 5.11: Sinal gerado por um nêutron vertical de 2 GeV.

A quantidade coletada foi de 16780 fótons, conforme figura 5.12.

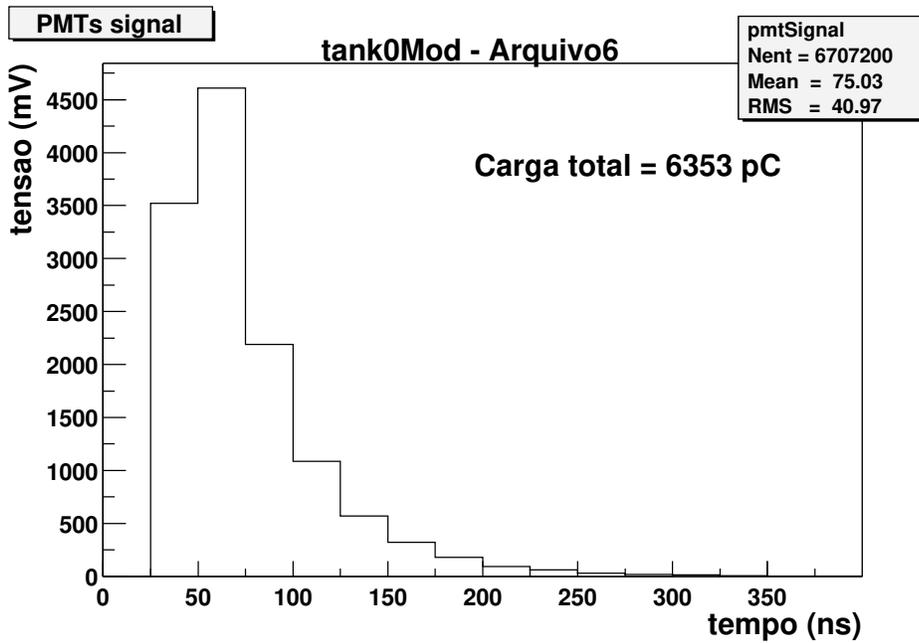


Figura 5.12: Sinal gerado por um arquivo de 400 nêutrons.

Agora injetamos um arquivo externo de partículas com 400 prótons cada um com 2 GeV de energia, sendo 200 verticais e 200 inclinados 30° com relação ao zênite, usando-se o mesmo aplicativo. A posição de injeção das partículas é a mesma descrita acima.

A quantidade coletada foi de 16528 fótons, conforme figura 5.13.

O procedimento acima descrito visa comparar a quantidade de sinal gerada por hádrons carregados eletricamente e os sem carga elétrica, foram escolhidos para isso prótons e nêutrons respectivamente pois são os hádrons de um CAE mais presentes ao nível do mar.

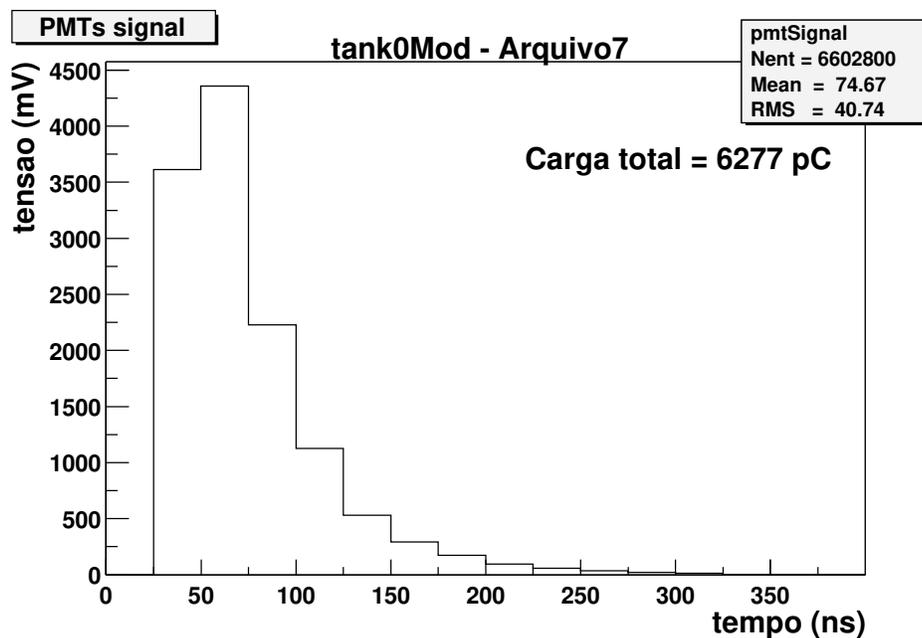


Figura 5.13: Sinal gerado por um arquivo de 400 prótons.

5.6 Estudo do sinal gerado por uma fração do CAE

Partimos agora para a simulação de uma fração de CAE gerado pelo aplicativo CORSIKA, usando o aplicativo “tank0Mod”.

O modelo de interações hadrônicas usado pelo aplicativo CORSIKA foi o Quark-Gluon-String Model [32]. Para o nível de detecção das partículas foi usada a altitude de

Malargüe (1400 m). Para a simulação dos CAE pelo CORSIKA foi usado um fator de “thinning” de 10^{-6} .

Segundo Billoir (Colaboração Pierre Auger, grupo francês), podemos selecionar um fração de partículas do CAE em uma “zona de seleção” [35]. A área dessa “zona de seleção” será a projeção no ângulo de visada de uma secção de coroa circular localizada num plano normal ao eixo longitudinal do CAE (figura: 5.14). Esta “zona de seleção” está centralizada a uma distância r_{est} do eixo do CAE, cujo valor em área corresponde a $4\alpha\delta r_{est}^2 / \cos(\theta_{ch})$, onde α é metade do ângulo de abertura, δ é uma fração do raio r_{est} , e θ_{ch} é o ângulo do CAE com relação ao zênite. Assume-se que há uma distribuição apenas radial de partículas na frente do CAE.

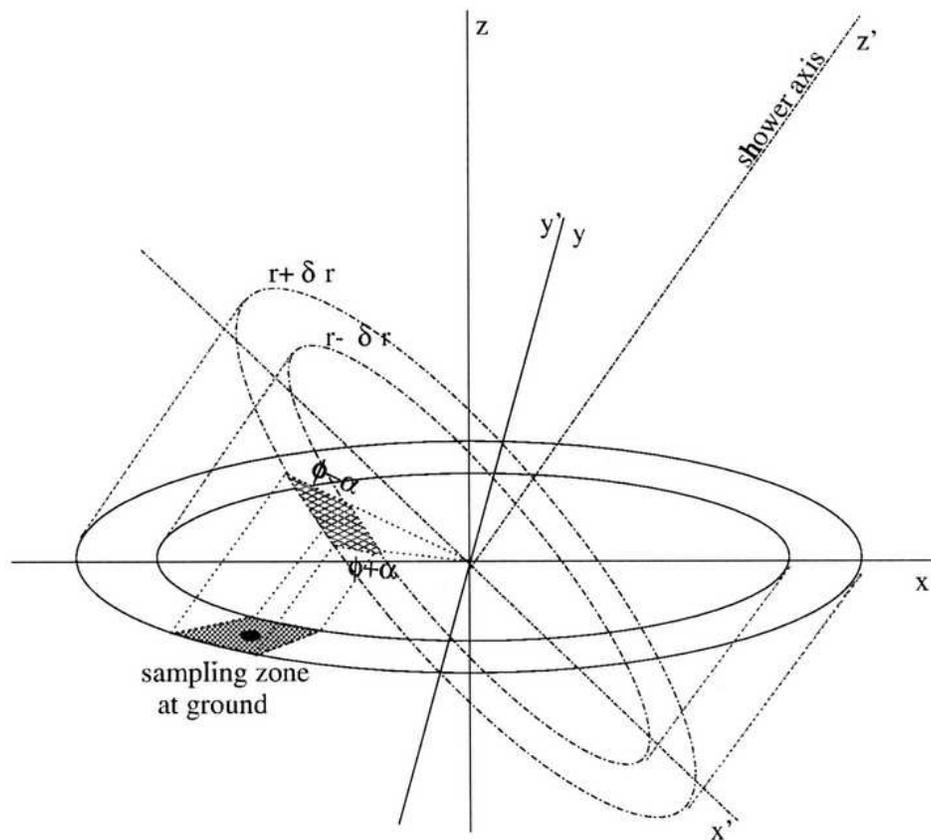


Figura 5.14: “Zona de seleção” da fração de partículas do CAE. Créditos: P. Billoir

De forma análoga a Billoir separamos uma fração de partículas de um CAE simulado

pelo CORSIKA. Tendo este CAE como primário um próton de 10^{19} eV, com um ângulo zenital de 30° (θ_{ch}). A fração de partículas foi coletada a uma altura igual ao nível de detecção e a 500 m (r_{est}) do eixo do CAE, com um ângulo de abertura de 15° (α) e $\delta = 0.15$. Desta fração de partículas, escolhemos aleatoriamente apenas alguns múons elétrons e gamas. Para reescalonar os “pesos”² de tais partículas, multiplicamos o “peso” de cada uma pela razão entre as áreas do detector (no nosso caso, tanque+solo) e da “zona de seleção”. Injetando-as aleatoriamente no “tank0Mod” a partir de um plano com as mesmas dimensões do detector, com o centro coincidente ao centro do tanque Cherenkov, na altura do topo do tanque. Obtivemos com este procedimento um sinal correspondente a figura: 5.15. A quantidade de fótons coletados foi 291123.

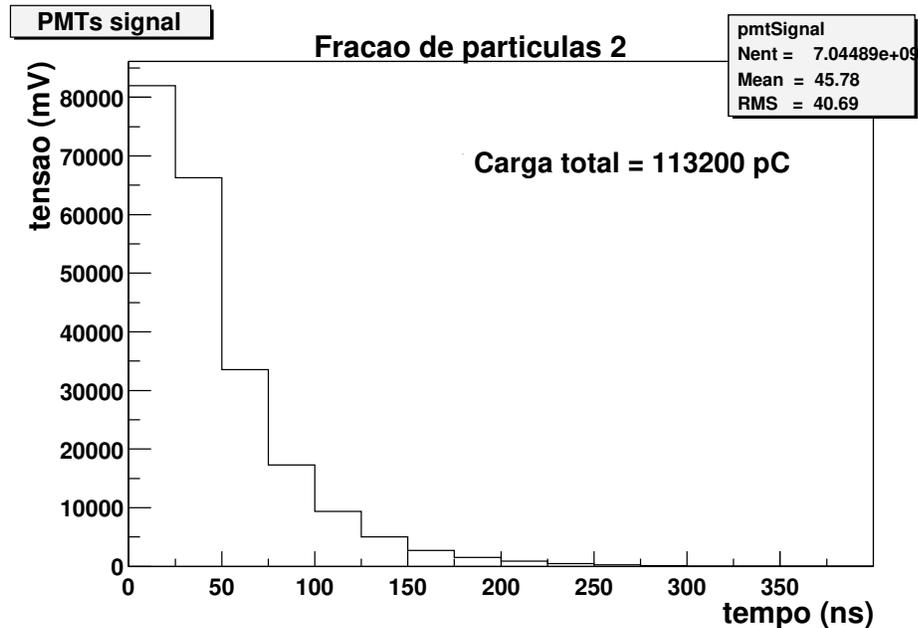


Figura 5.15: Sinal gerado por uma fração de múons, elétrons e gamas de um CAE de 10^{19} eV iniciado por um próton.

Separamos agora um fração de partículas de um CAE iniciado por um núcleo de ferro com 10^{19} eV e 30° de ângulo zenital. A fração de partículas foi coletada a 1500 m

²Para efeito de economia de tempo de CPU o CORSIKA não segue todas as partículas, atribuindo as que segue a energia das outras, por isso dizemos que tais partículas têm um “peso” maior.

acima do nível de detecção. Foram mantidos os mesmos parâmetros para a “zona de seleção” descritos acima. Desta fração de partículas escolhemos aleatoriamente apenas alguns hádrons, já com os “pesos” reescalados do mesmo modo descrito anteriormente. Injetando-as no “tank0Mod” a partir de um plano com as mesmas dimensões da área do detector completo, a uma distância de 1500 *m* acima do solo. Foi necessário acrescentar um deslocamento lateral de 870 *m* do centro do plano com relação ao centro do tanque para corrigir os ângulos das partículas, que acompanhavam aproximadamente o ângulo do CAE. Obtivemos com este procedimento a figura: 5.16. A quantidade de fótons coletados foi 4540.

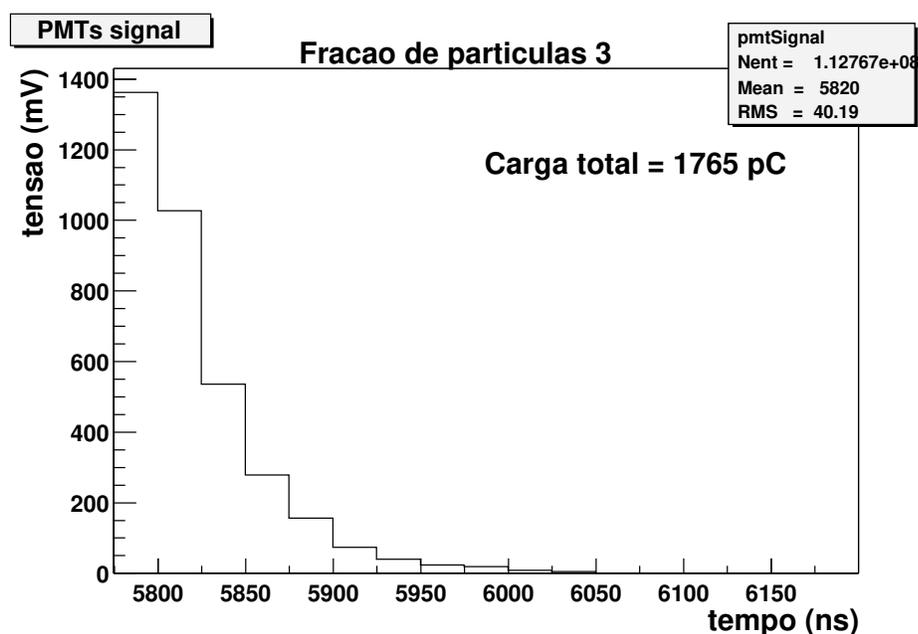


Figura 5.16: Sinal gerado por uma fração de hádrons de um CAE de 10^{19} eV iniciado por um núcleo de ferro.

Manteve-se a razão numérica entre os diversos tipos de partículas - hádrons, múons, elétrons e gamas - nas escolhas acima.

Este é apenas um trabalho preliminar, pretendemos fazer simulações a diferentes distâncias do centro do CAE, com diferentes energias e com diferentes primários.

Capítulo 6

Conclusões

O desenvolvimento de uma versão do aplicativo Geant4 para o Detector de Superfície, feito pelo Dr. Hélio Nogima, do Grupo de Léptons do DRCC constitui uma ferramenta importante para o estudo do desempenho desse detector, tendo em vista o grau de detalhamento que o aplicativo oferece. No presente trabalho foi feito um desenvolvimento suplementar ao aplicativo, que permite analisar interações de hádrons. Podemos comparar as simulações existentes até o presente no âmbito da colaboração com a do Geant4, tanto nas componentes eletromagnética, muônica e agora hadrônica. Embora esta última seja minoritária, podemos estimar sua contribuição média e as flutuações que ela vai causar na distribuição lateral observada.

Para levar em conta as interações de hádrons, usando os mecanismos que fazem parte do aplicativo Geant4, determinamos as dimensões de outros volumes sensíveis além do tanque e seus equipamentos.

As nossas simulações mostraram como o solo nas imediações do tanque interfeririam no sinal gerado nos tanques do Detector de Superfície. Essa imediação está restrita a um quadrado de $23,6\text{ m}$ por $23,6\text{ m}$ por 2 m de espessura.

Para poder acompanhar hádrons até energias mais baixas do que o aplicativo CORSIKA consegue processar, inserimos um volume mínimo sensível de ar, com o qual vimos não termos um tempo de processamento proibitivo. Os nêutrons foram decisivos para

a determinação de tal volume pois vimos que nêutrons de 50 MeV de energia, que é o limiar de energia do CORSIKA, tem um alcance de 1500 m , enquanto que os prótons caminham cerca de 50 m . Assim o volume mínimo sensível foi adotado como um cubo de lado 3 km , para que a altura de atmosfera seja igual ao caminho máximo de nêutrons de 50 MeV .

Estudos feitos da interação de múons e elétrons com o solo, nos leva ao fato que sinais secundários gerados nos tanques do Detector de Superfície por estas partículas não foi observado.

A comparação dos sinais observados pelas duas diferentes simulações utilizadas neste trabalho (“tank0” e “tank0Mod”) corrobora a conclusão que o solo tem influência na quantidade de sinal produzido nos Detectores de Superfície, sendo que o “tank0Mod” gerou uma quantidade de sinal 42% maior que o sinal gerado pelo “tank0”.

O nêutron gerou 2,5 vezes mais sinal que o múon.

O sinal gerado pelos nêutrons é pouco superior ao dos prótons.

Comparando o sinal simulado por este aplicativo para um múon equivalente vertical (VEM) com o sinal medido [31], vemos uma grande corência nos resultados.

A influência ou não do sinal gerado pela componente hadrônica terá de ser fruto de um trabalho mais cuidadoso. A ferramenta para simulação de tais sinais está pronta, faltando ainda amostragem estatística de partículas do CAE. Os parâmetros usados para fazer “unthinning” precisam ser ajustados ao novo detector (tanque+solo+ar).

O tempo de processamento para um estudo detalhado é longo e vai ser feito como próxima tarefa.

Referências Bibliográficas

- [1] Hess, V. F., *Observations of the penetrating radiation on seven ballon flights*, Physik. Zeitschr., 13:1084, 1912.
- [2] Elster, J., Z. Phys., 2:560, 1900.
- [3] Geitel, H., Z. Phys., 2:160, 1900.
- [4] Wilson, C. T. R., Z. Proc. Phys. Soc., A 68:151, 1912.
- [5] Cook, H. L., Phil. Mag., 6, 1903.
- [6] Pryke, C. L. S., *Instrumentation development and experimental design for a next generation detector of the highest energy cosmic rays*. Tese de PhD, Universidade de Leeds, 1996.
- [7] Fermi, E., *On the origin of the cosmic radiation*, Physical Review, 75:1169-1174, 1949.
- [8] de Souza F^o., V., *O Mistério dos Raios Cósmicos de Altíssimas Energias e o Observatório Pierre Auger*, Physicae, 11-18, 2001.
- [9] Greisen, K., *End to the Cosmic Ray Spectrum?*, Physical Review Letters, 16:748, 1966.
- [10] Zatsepin, G. T. e Kuz'min, V. A., Zh Eksp. Teor. Fiz. 4:114, 1966.
- [11] <http://www.comciencia.br/reportagens/framereport.htm>.

- [12] Gaisser, T. K., *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press, 1990.
- [13] Hillas, A. M., *Shower properties relevant to large arrays*, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.), 28B:67-73, 1992. (Proceedings of the International Workshop on Techniques to Study Cosmic Rays with Energies Greater than 10^{19} eV, Paris, France).
- [14] Auger, P. et al, *Les Grandes Gerbes de Rayons Cosmiques*, Journal de Physique et le Radium, 10:30, 1939.
- [15] Clark, G., Bassi, P. e Rossi, B., *Distribution of arrival times of air shower particles*, Physical Review, 92:441-451, 1953.
- [16] Linsley, J., *Evidence for a primary cosmic ray particle with energy 10^{20} eV*, Physical Review Letters, 10:146-148, 1963.
- [17] Chiba, N. et al. *Akeno Giant Air Shower Array (AGASA) covering 100 km² area*. Nuclear Instrumentation and Methods in Physics Research A, 311:338-349, 1992.
- [18] Auger Project Technical Note, *Calibration and Monitoring of Water Cherenkov Detectors with Stopping and Crossing Muons*, GAP-98-045, 1998.
- [19] T.Gaiser e A.M.Hillas, *Proceedings of the International Cosmic Ray Conference*, 8:353, 1977.
- [20] Bird, D. J. et al, *Detection of a cosmic ray with measured energy well beyond the expected spectral cutoff due to cosmic microwave radiation*. The Astrophysical Journal, 441:144-150, 1995.
- [21] Particle Data Group. *Particles and Fields*. Physical Review D, 66(3), Julho de 2002.
- [22] Rossi, B., *High-Energy Particles*, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, NJ, 1952.
- [23] Menon, M. J., *Efeito Cherenkov*, Monografia de Exame de Qualificação de Mestrado - IFGW - UNICAMP.

- [24] Leo, W. R., *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag.
- [25] *Physics Reference Manual*, <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant4/G4UsersDocuments/Overview/html/index.html>.
- [26] <http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant4/geant4.html>.
- [27] <http://user.web.cern.ch/user/cern.html>.
- [28] Havens, R. J., Koll, R. T. and LaGow, H. E., *Journal of Geophysical Research*, 57:59-72, 1952.
- [29] Brun, R., *Root User's Guide*, <http://root.cern.ch/root/RootDoc.html>.
- [30] Escobar, C. O., Fauth, A. C. et al, Colaboração Pierre Auger, GAP-1999-004, (1999).
- [31] Nogima, H., Comunicação Particular.
- [32] Heck, D., Knapp, J., Capdevielle, J. N., Schatz, G., and Thouw, T., Report FZKA 6019 (1998), Forschungszentrum Karlsruhe, Germany.
- [33] Fesefeldt, H. C., *Simulation of Hadronic Showers, physics and application*, Technical Report PITHA 85-02, 1985.
- [34] Medina, H. P. et al, Coordenado por Moniz, A. C., *Elementos de Pedologia*, Ed. da USP, 1972.
- [35] Billoir, P., *Reconstruction of showers with the Ground Array: satatus of the "prototype" program*, Colaboração Pierre Auger, GAP-2000-025, 2000.