

ISSN 0029-3865



Notas de Física

CBPF-NF-006/25
August 2025

Múons atmosféricos

Alberto Reis

Múons atmosféricos

Alberto Reis – CBPF
alberto@cbpf.br

2024

1 Introdução

A Terra é bombardeada continuamente por radiação oriunda do espaço sideral. São as *astropartículas*. A radiação é isotrópica, embora indicações de assimetria tenham sido observadas em energias muito altas. A sua composição é variada, sendo constituída por partículas estáveis, como prótons, elétrons, núcleos atômicos, neutrinos e fótons, produzidas em diversas fontes e aceleradas por diferentes mecanismos. O fluxo da radiação cósmica, I , é definido como o número dN de astropartículas incidentes em uma área dA provenientes de um ângulo sólido $d\Omega$ em um intervalo de tempo dt , $[I] = [\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}]$.

O fluxo da radiação cósmica é medido em função da energia, e se estende por 35 décadas em um intervalo de energia de $10^6 - 10^{20}$ eV. O espectro segue uma lei de potência, $E^{-\gamma}$, com algumas inflexões onde o valor de γ varia ligeiramente. Para realçar as características do espectro, multiplica-se o fluxo por $E^{2.6}$, comprimindo a escala vertical, como mostrado na Fig.1.

Os *raios cósmicos* são a componente da radiação constituída por partículas carregadas: prótons, na sua imensa maioria (cerca de 89%), núcleos de hélio ($\sim 10\%$), e núcleos de elementos mais pesados (carbono, oxigênio, neônio etc), como mostrado na Fig. 2. As fontes dos raios cósmicos situam-se na Via Láctea, mas é possível que os de altíssima energia tenham origem extragaláctica. Em geral, a direção de incidência dos raios cósmicos não aponta para suas fontes, pois as partículas carregadas são desviadas pelo campo magnético interestelar.

Fótons e neutrinos, no entanto, não sofrem os efeitos dos campos magnéticos. Os neutrinos interagem muito fracamente com a matéria, e

sua detecção requer experimentos com imensas quantidades de material sensível (água ultra pura, por exemplo). Fótons são detectados pela interação eletromagnética com moléculas da atmosfera. Embora não sejam desviados pelo campo magnético, os fótons podem interagir com a radiação cósmica de fundo, o que introduz alguma incerteza na localização das fontes. Além disso, fótons energéticos são cerca de 10000 mil vezes menos frequentes que os raios cósmicos. Tomados em conjunto, fótons, neutrinos e raios cósmicos são mensageiros que trazem informações preciosas sobre a natureza dos objetos celestes e os processos os produzem e aceleram até energias fantásticas, ordens de grandeza maiores do que é possível atingir com aceleradores.

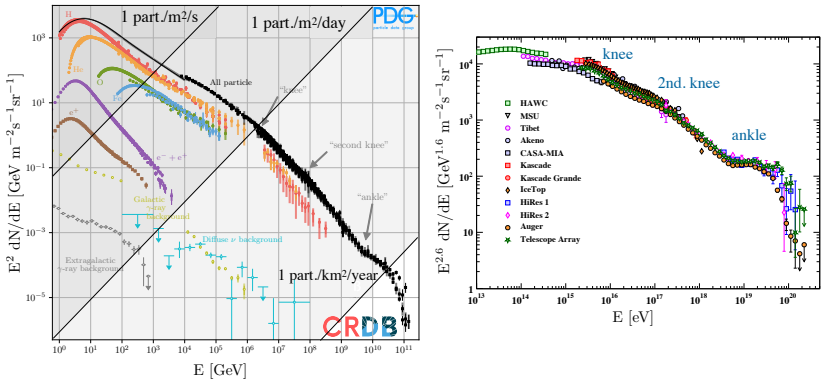


Figura 1: O espectro de energia dos raios cósmicos segue uma lei de potência, com inflexões cuja natureza não é bem entendida. À direita, uma ampliação da região de energia mais alta do espectro.

Crédito: Particle Data Group.

A caracterização dos raios cósmicos consiste em determinar a sua origem, composição, espectro de energia e distribuição angular. É um programa fundamental para a Astronomia e a Astrofísica. Em conjunto com a Astronomia de ondas eletromagnéticas (radio, infravermelho, ótico, UV, raios-X e gama), de neutrinos e de ondas gravitacionais, formam a base do nosso conhecimento atual sobre o Cosmo.

A fonte mais abundante de radiação cósmica é o Sol. As partículas carregadas têm energia relativamente baixa, e são desviadas pelo campo magnético da Terra, formando as auroras boreais e austrais. Os raios cósmicos de energia mais alta são pouco afetados pelo campo da Terra.

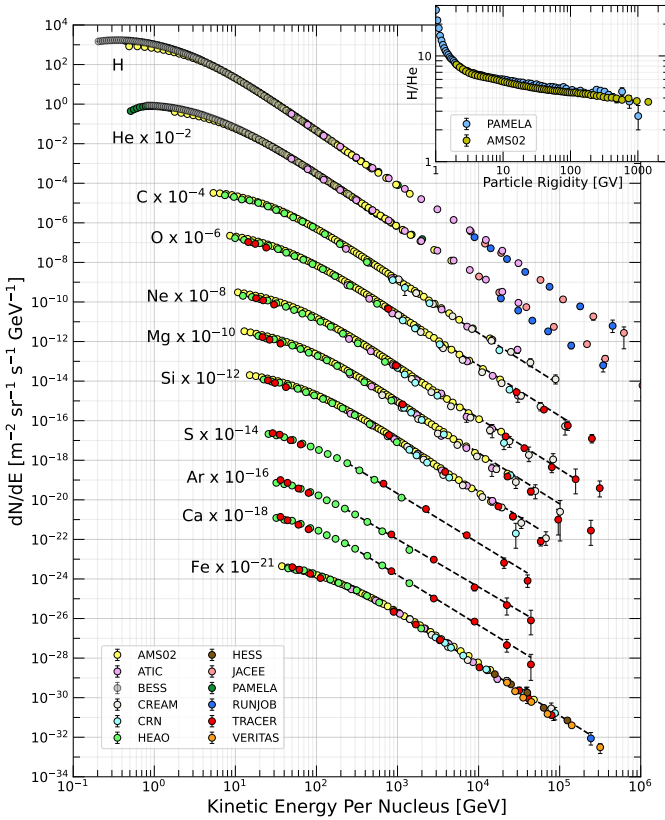


Figura 2: *Espectro de energia dos diferentes tipos de núcleos que compõem os raios cósmicos. No destaque, a razão entre hidrogênio e hélio em função da rigidez, variável associada à deflexão pelo campo magnético interestelar.*

Crédito: Particle Data Group.

O fluxo dos raios cósmicos com energias até $E \sim 10^{11}$ eV é de uma partícula incidente por metro quadrado a cada segundo. O fluxo é suficientemente alto para que uma detecção direta possa ser feita por satélites. No entanto, o fluxo cai muito rapidamente com a energia, e a partir desse limite os raios cósmicos não podem mais ser detectados diretamente. Para estudá-los, são necessários observatórios na superfície da Terra. Por razões que ficarão claras a seguir, os observatórios são construídos em locais com elevada altitude, cobrindo vastas áreas.

O objetivo desta nota é a observação indireta dos raios cósmicos através da detecção dos múons produzidos a partir da interação de raios cósmicos com a atmosfera.

2 Chuveiros aéreos extensos - EAS

Ao penetrar na atmosfera, as astropartículas colidem com moléculas das camadas superiores (78% N₂, 21% O₂, 1% Ar), tipicamente entre 10 e 15 km de altitude. A colisão primária resulta em uma cadeia de reações que produzem milhares, ou mesmo milhões de partículas secundárias, como ilustrado na Fig. 3, com uma multiplicidade que aumenta com a energia da partícula incidente. São os chamados *chuveiros aéreos extensos* (EAS, na sigla em inglês). A propagação dos EAS ao longo da atmosfera é um processo dinâmico bastante complexo, para o qual não há uma teoria específica.¹

Os EAS são formados por uma sequência de produção e decaimento de partículas secundárias. As suas características mudam bastante dependendo da natureza da partícula primária (hádrons ou fótons), como ilustrado na Fig. 4.

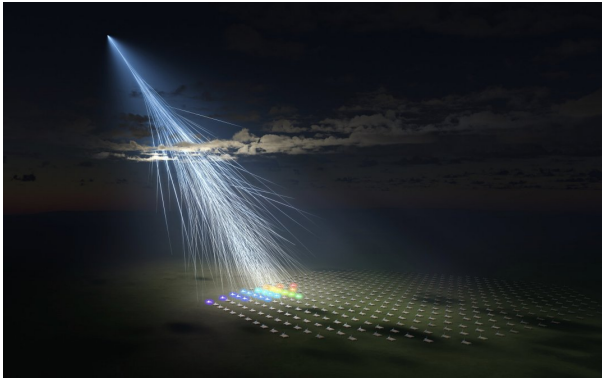


Figura 3: *Representação artística do evento Amaterasu, um chuvaireo aéreo extenso produzido pela radiação cósmica com a segunda energia mais alta observada, detectada pelo Telescope Array, em Utah, EUA.*

Crédito: Osaka Metropolitan University/L-INSIGHT, Kyoto University/Ryuunosuke Takeshige.

¹Uma descrição detalhada dos EAS está além do escopo desta nota.

A cadeia de reações em EAS iniciados por prótons é

$$p + N \rightarrow N + N + n_1\pi^\pm + n_2\pi^0 + n_3K^\pm + n_4K^0 + \dots,$$

onde N = nucleon e $n_1 = 2n_2$, $n_2 \gg n_3, n_4 \dots$.

Os píons são as partículas mais abundantes nas colisões entre hádrons, seguidos pelos káons, em proporção bem menor ($K/\pi \sim 0.1$). Por sua vez, os nucleons (prótons ou nêutrons) produzidos na interação primária provocam novas colisões com as moléculas da atmosfera. São colisões semelhantes à primária, mas com energias cada vez menores. A trajetória dos nucleons secundários é muito próxima à direção do próton incidente, pois sua energia é muito alta. Assim, os EAS se propagam pela atmosfera em torno de um eixo cuja direção é praticamente a mesma da partícula oriunda do espaço. É ao longo do eixo que estão concentradas as partículas mais energéticas. A propagação dos EAS têm simetria azimutal aproximada.

À medida que avança pela atmosfera, os EAS também evoluem na direção transversal ao eixo de propagação do chuvaire. Os píons carregados decaem por interação fraca em múons e neutrinos, $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ e $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, praticamente em 100% das vezes. Sua vida média, entretanto, é relativamente longa, $\tau_{\pi^\pm} = 2.6 \times 10^{-8}$ s, o que permite que píons de alta energia, antes de decair, possam colidir com núcleos atômicos das moléculas do ar (a seção de choque $\pi - N$ é bastante alta), produzindo mais secundários que alimentam os EAS. Nas interações entre hádrons, as partículas adquirem um momento transversal, causando a expansão lateral dos EAS.

Neutrinos e múons são produzidos basicamente pelo decaimento de píons carregados. Os neutrinos carregam uma parte significativa da energia do chuvaire. Embora não sejam detectados, os neutrinos têm forte correlação com os múons, o que permite estimar a fração da energia que carregam. Fótons são muito abundantes, mas, assim como os neutrinos, não são detectados diretamente, e sua contribuição é estimada usando simulações numéricas. Por essa razão, o desenvolvimento longitudinal dos EAS é definido pelo número estimado de partículas carregadas (Fig. 5). Os EAS atingem um máximo – maior número de partículas carregadas e maior largura –, cuja posição em relação à interação primária depende da energia do raio cósmico. Tipicamente, o máximo ocorre entre três e cinco quilômetros de altitude. É essa a razão de os observatórios de raios cósmicos serem construídos em grande altitude. No nível do mar, o que resta dos EAS são múons, essencialmente.

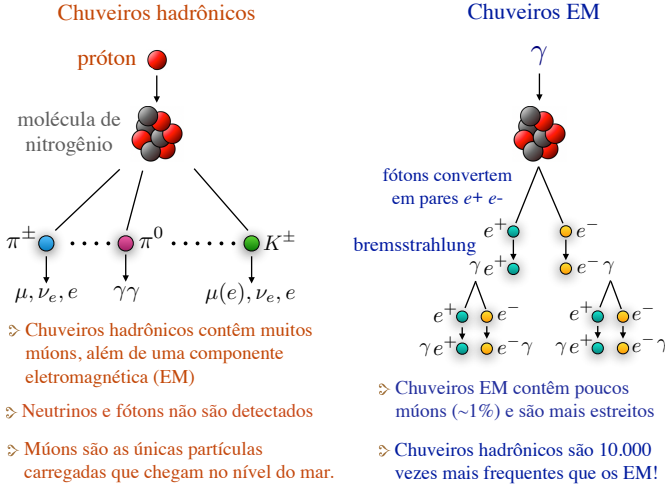


Figura 4: Mecanismos básicos de chuvas extensas iniciados por hádrons e por fótons.

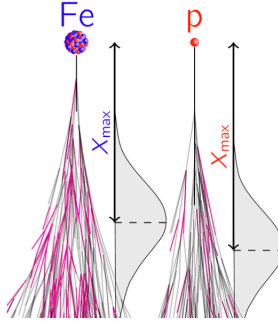
Na simulação de um EAS mostrada na Fig. 6, vemos as trajetórias das partículas secundárias. No eixo do chuvereiro, a parte central mais escura, vemos a componente hadrônica predominante, onde as partículas secundárias com mais energia se concentram. A densidade e energia dos secundários diminuem com a distância ao eixo. Embora todas as partículas secundárias se propaguem com velocidades muito próximas à da luz, a diferença de energia entre elas faz com que a frente dos EAS tem a forma de uma calota (Fig. 7). As partículas secundárias atingem o solo em momentos distintos, em um intervalo médio de algumas dezenas de nanossegundos, suficiente para determinar a direção de incidência do chuvereiro.

Os píons neutros decaem rapidamente por interação eletromagnética em dois fótons, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, com um vida-média $\tau_{\pi^0} = 8.5 \times 10^{-17}$ s. Ao atravessar a atmosfera, os fótons originados no decaimento dos píons neutros interagem com os núcleos atômicos das moléculas de ar, se convertendo em pares de elétron-pósitron. Estes, por sua vez, produzem fótons de *bremsstrahlung* (radiação de frenagem) ao interagirem com campo dos núcleos. Os novos fótons produzem novos pares e^+e^- . A sequência termina quando os fótons não têm energia suficiente para produzir novos

A espessura de massa é a variável usada para descrever a perda de energia de uma partícula ao atravessar um meio material:

$$x \equiv L\rho \text{ [g/cm}^2\text{]}$$

$$x = L\rho(\text{Pb}) = L'\rho(\text{N})$$

$$\frac{L'}{L} = \frac{\rho(\text{Pb})}{\rho(\text{N}_2)} = 90.8 \text{ cm}$$


Uma partícula perde, *em média*, a mesma energia ao atravessar *1cm de chumbo ou 90.8 cm de nitrogênio*.

Figura 5: A variável espessura de massa permite comparar a perda de energia (dE/dx) em diferentes materiais. A figura mostra o desenvolvimento máximo (maior número de partículas carregadas) de EAS hadrônicos.

Crédito: F. Sánchez

pares. O resultado é a formação de uma componente eletromagnética nos EAS.

A passagem de partículas carregadas pelo ar provoca a emissão de luz Cherenkov, fluorescência e ondas de rádio. A atmosfera é transparente à esse tipo de radiação, permitindo que sejam detectadas por técnicas específicas. A velocidade da luz no vácuo, c , é um limite absoluto, mas em meios materiais a luz se propaga com velocidade menor, $v = c/n(\omega)$, onde $n(\omega)$ é o índice de refração do meio e ω é a frequência da luz. Quando uma partícula carregada se desloca em um meio com velocidade maior que a da luz nesse meio, há emissão de luz Cherenkov, um radiação emitida em um ângulo muito pequeno em relação à trajetória da partícula.

Ao atravessar a atmosfera, as partículas carregadas também transferem uma pequena fração da sua energia para moléculas de N_2 , causando tanto excitação eletrônica (elétrons passando a órbitas mais energéticas) como molecular (modos de vibração com maior frequência). As moléculas de N_2 voltam ao estado fundamental com emissão rápida e isotrópica de luz: a fluorescência.

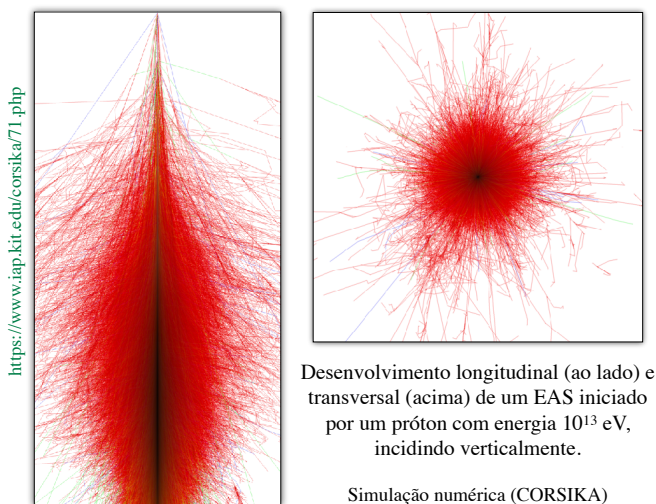


Figura 6: Simulação de um EAS iniciado por um próton de alta energia.

Elétrons e pósitrons sofrem deflexões em suas trajetórias, devidas sobretudo ao efeito do campo magnético da Terra. As deflexões provocam a emissão de ondas eletromagnéticas de radiofrequência. São pulsos de curtíssima duração emitidos em uma direção muito próxima ao eixo do chuveiro.

3 Múons Atmosféricos

Os múons originados no decaimento dos píons dos EAS são chamados *múons atmosféricos*. As propriedades dos múons, tomadas em conjunto, fazem com que sejam fundamentais para o estudo dos raios cósmicos. Possuem vida-média relativamente longa, $\tau_\mu = 2.2 \mu\text{s}$. Como são léptons, não participam das interações fortes, como prótons e nêutrons, que são destruídos nas colisões com os núcleos atômicos. Como toda partícula carregada, os múons também perdem energia por *bremstrahlung*. A seção de choque desse processo, no entanto, depende do inverso do quadrado da massa da partícula, o que faz com que essa forma de perda de energia seja relevante apenas para múons ultrarrelativísticos, com energias superiores a 1 TeV. Ao atravessarem atmosfera, portanto, os múons basicamente interagem eletromagneticamente com as moléculas do ar, cau-

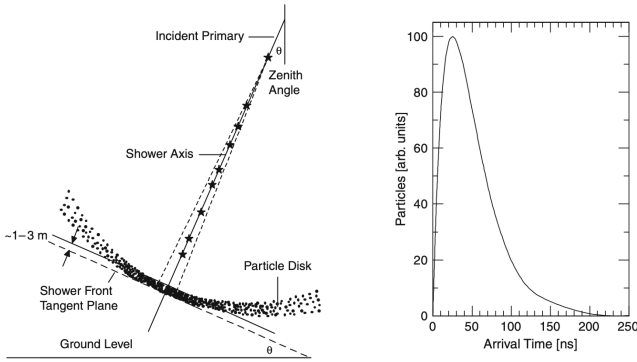


Figura 7: A frente dos EAS formam um disco. No centro estão as partículas de maior energia. A densidade e a energia das partículas diminuem rapidamente com a distância ao centro.

Crédito: Peter Grieded, Extensive Air Showers, Springer.

sando ionização e excitação eletrônica ao longo da sua trajetória. Nessas interações inelásticas com o ar, os múons perdem uma fração muito pequena de sua energia.

Os múons se propagam com velocidades muito próximas à da luz. Mesmo com vida média “longa”, os múons percorreriam uma distância de apenas algumas centenas de metros antes de decair. Um efeito relativístico – dilatação do tempo – permite que os múons atmosféricos sejam praticamente as únicas partículas carregadas que chegam ao nível

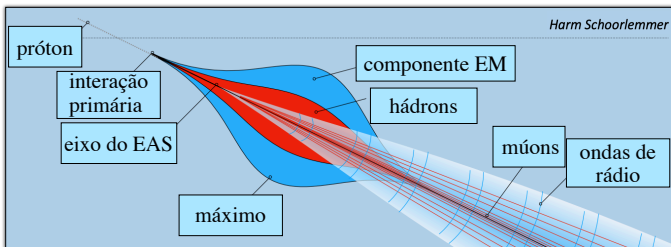


Figura 8: Ondas de rádio são um dos fenômenos eletromagnéticos causados pela passagem de partículas carregadas pela atmosfera.

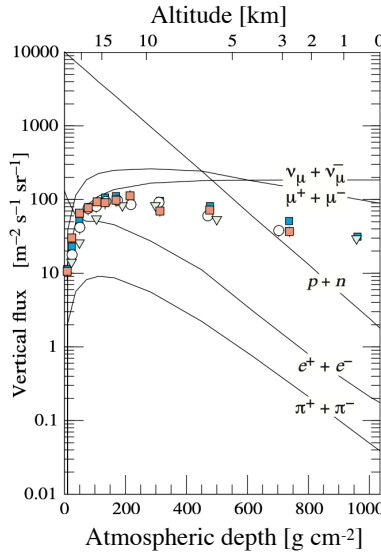


Figura 9: *Os múons são praticamente as únicas partículas carregadas produzidas nos EAS que chegam ao nível do mar.*

Crédito: Particle Data Group.

do mar, como ilustrado na Fig. 9, com um fluxo de aproximadamente um múon por centímetro quadrado a cada minuto. Os múons, portanto, são a chave para a detecção dos raios cósmicos.

Os múons se originam do decaimento de píons, essencialmente, com uma pequena contribuição de káons. Os píons decaem em múons e neutrinos do múon com quase 100% de probabilidade. Os káons, mais pesados, podem decair de outros modos, mas ainda assim, o estado final com múons é o dominante:

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ \nu_\mu, & \pi^- &\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu, & (\sim 100\%) \\ K^+ &\rightarrow \mu^+ \nu_\mu, & K^- &\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu, & (\sim 64\%). \end{aligned}$$

No percurso desde o topo da atmosfera, os múons que incidem verticalmente (ângulo zenital 0°) perdem, em média, cerca de 2 GeV da energia inicial. Isso reduz a possibilidade de detecção de múons com baixa energia. Como o efeito relativístico em múons de baixa energia é menor, os que não são absorvidos pela atmosfera, com grande chance decaem em

elétrons e neutrinos (também com quase 100% de probabilidade), antes de atingir o nível do mar. Por outro lado, múons de baixa energia podem ser produzidos nos estágios finais dos EAS, o que aumenta a probabilidade de serem observados. Há também que se considerar o ângulo de incidência dos raios cósmicos. Múons podem perder mais do que 2 GeV se forem provenientes de raios cósmicos incidindo com grandes ângulos zenitais (maior distância a percorrer na atmosfera). Assim, a interpretação tanto do espectro de energia dos múons detectáveis como da sua distribuição angular deve levar em conta essas particularidades.

O fluxo de múons é medido em função do momentum e do ângulo zenital. Não há dependência significativa do ângulo azimutal. O fluxo integrado aumenta com a altitude devido ao menor caminho a percorrer e à menor densidade da atmosfera. Varia também com a latitude, refletindo os efeitos do campo magnético da Terra. O ciclo de atividade solar, um efeito sazonal com períodos de aproximadamente 11 anos, também causa variação no fluxo total.

O fluxo em função do momentum, medido no nível do mar, está mostrado na Fig. 10. À esquerda, vemos a distribuição de momentum de múons incidindo verticalmente (ângulo zenital 0°), e à direita, o mesmo para múons com grande ângulo zenital (75°). O fluxo total observado é a integral de cada espectro. O efeito do ângulo zenital é visível comprando os dois espectros.

O fluxo em função do ângulo zenital, medido no nível do mar e integrado em energia, está mostrado na Fig. 11. Os múons vêm de todas as direções, mas não de forma isotrópica. A distribuição angular é proporcional a $\cos^n \theta$, com $n \approx 2$, variando ligeiramente em torno desse valor.

4 Medição do fluxo

O fluxo integrado de múons atmosféricos é medido em experimentos de contagem. No arranjo mais simples, dois detectores são separados verticalmente por uma distância h , como mostrado na Fig. 12. Em geral, os detectores são alinhados para simplificar a análise. Um sinal em apenas um dos detectores pode ser causado tanto por um múon como por ruído da eletrônica. Por isso, a contagem de um evento é indicada pela existência de sinais simultâneos em ambos os detectores. Esse requerimento praticamente elimina sinais espúrios. A coincidência é definida pelo registro de sinais nos dois detectores dentro de um curto intervalo de tempo, em geral menor que 20-30 nanossegundos. Nessas condições,

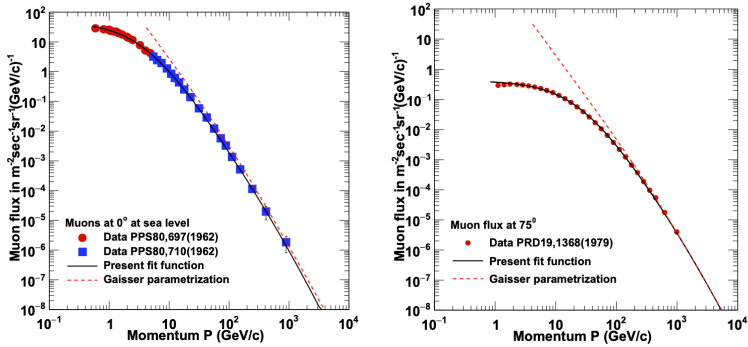


Figura 10: *Espectro de momentum de múons atmosféricos verticais, à esquerda, e com ângulo zenital 75°, à direita. O fluxo total observado é a integral de cada espectro. Nota-se o efeito do ângulo zenital sobre o fluxo integrado.*

Crédito: P. Shukla e S. Sankrith, arXiv:1606.069077 [hep-ph].

mede-se o fluxo, I_0 , integrado em ângulos zenital e azimutal e em energia. Se os detectores são segmentados, isto é, divididos em células com leitura independente (Fig. 13), é possível medir o fluxo em função do ângulo zenital no intervalo angular determinado pelas dimensões dos detectores, com a precisão definida pelas dimensões das células individuais.

Os dispositivos mais usados são os detectores a gás, como a *Resistive Plate Chamber* (RPC) e os cintiladores plásticos. No primeiro caso, a passagem do múon provoca ionização do gás, resultando em uma corrente elétrica. Nos cintiladores, o múon provoca a emissão de luz (fluorescência). Detectores específicos, como fotomultiplicadoras, transformam o sinal luminoso em corrente elétrica. Em ambos os casos, a corrente é muito pequena e precisa ser amplificada, antes de ser digitalizada por um dispositivo ADC (*Analog-to-Digital Converter*).

A contagem é feita por módulos eletrônicos, mas cada evento pode ser visualizado em um osciloscópio, como mostrado na Fig. 14. A eletrônica tem um ruído intrínseco. Há também um sinal causado pela passagem de fótons, e ambos são suprimidos estabelecendo uma voltagem mínima do ADC. Observe que na Fig. 14, parte do sinal de múons está aquém do valor estabelecido como limiar, o que implica a eficiência de detecção não ser 100%. O fluxo é dado por

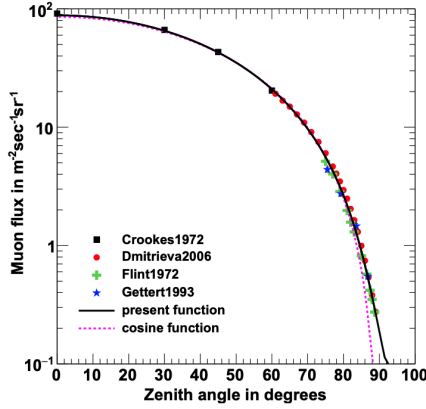


Figura 11: *Fluxo de múons atmosféricos, integrado em energia, em função do ângulo zenital. A grande maioria dos múons observados têm ângulo zenital menor que 45° .*

Crédito: P. Shukla e S. Sankrith, arXiv:1606.069077 [hep-ph].

$$I_0 = \frac{N}{A \Delta t \varepsilon_1 \varepsilon_2 G} , \quad (1)$$

onde N é o número de múons observados em um intervalo de tempo Δt . Os termos ε_1 e ε_2 levam em conta os múons que não são contados por ineficiência de cada detector, causada, por exemplo, pelo limiar estabelecido para supressão de ruídos. Como qualquer detector tem dimensões finitas, é preciso levar em conta os múons que passam por apenas um dos detectores, o que é feito pelo fator geométrico G .

Com detectores segmentados, podemos medir o fluxo em função dos ângulos zenital e azimutal, obviamente dentro de um intervalo angular limitado pelas dimensões dos detectores. A precisão da medida depende da segmentação (Fig. 13). Com detectores finamente segmentados, pode-se medir a dependência angular do fluxo com boa precisão. Se um múon atinge o segmento i no detector superior e j no inferior, define-se as coordenadas x, y do impacto em cada detector como sendo as do centro de cada segmento, x_i, y_i e x_j, y_j , respectivamente. Como os ângulos são definidos pelas coordenadas do centro de cada segmento, não há necessidade de adicionar o fator geométrico. O fluxo diferencial é dado por

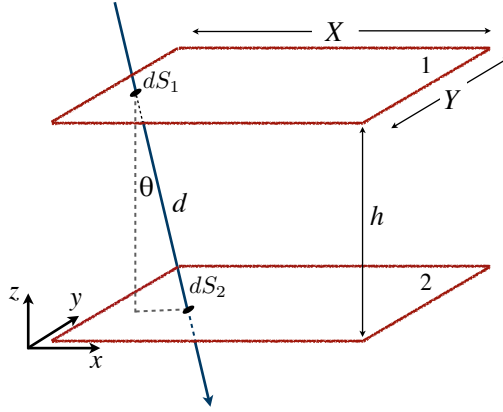


Figura 12: Definição das variáveis para o cálculo do fator geométrico. Os detectores têm as mesmas dimensões e estão perfeitamente alinhados.

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{N}{a \Delta t \varepsilon_i \varepsilon_j} d\Omega, \quad (2)$$

onde a é a área de cada segmento e $\varepsilon_i, \varepsilon_j$ são as eficiências de cada segmento.

Supondo que o fluxo não dependa do ângulo azimutal, e lembrando que $d\Omega = \sin \theta \, d\theta \, d\phi$, a expressão acima torna-se

$$\frac{dN}{d\theta} = 2\pi \frac{N}{a \Delta t \varepsilon_i \varepsilon_j} \sin \theta \, d\theta. \quad (3)$$

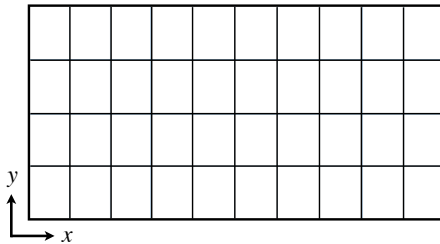


Figura 13: Vista de topo de um detector segmentado. Cada retângulo funciona como um detector independente. Quanto mais segmentado for o detector, melhor será a precisão da medida do ângulo zenital do múon.

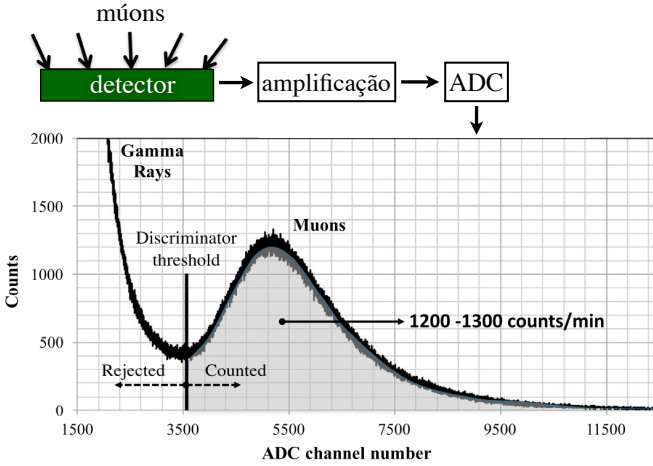


Figura 14: O sinal de um múon visto no osciloscópio, após ser amplificado e digitalizado.

Crédito: J.L. Autran et al., Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A 903 (2018) 77–84

O fluxo em função do ângulo zenital é usualmente parametrizado como $I(\theta) = I_0 \cos^n \theta$. Com a distribuição no ângulo zenital, podemos determinar o valor de n na latitude onde a medida for realizada.

4.1 Determinação da eficiência de um detector

Determinar a eficiência de um detector é uma etapa indispensável em qualquer experimento. Diferentes métodos podem se aplicados, mas a ideia básica é simples e está ilustrada na Fig. 15. Queremos determinar a eficiência do detector 2, que pode ser uma RPC. Para isso, usamos os detectores 1 e 3, que podem ser de qualquer tipo, como cintiladores, por exemplo. No método ilustrado na Fig. 15, múons podem atingir o detector 2 sem necessariamente sensibilizar ao mesmo tempo os detectores 1 e 3. Precisamos, no entanto, de uma coincidência tripla. Assim, os detectores 1 e 3 funcionam como um gatilho que dispara o sistema de aquisição de dados. A eficiência do detector 2 é definida pelo número de múons que, tendo produzido sinais em coincidência no detectores 1 e 3, também sensibilizam o detector 2. A eficiência do detector 2 é dada pela divisão entre o número de coincidências triplas e o número total de

coincidências dos detectores 1 e 3. Esse método permite determinar a eficiência do detector 2 sem conhecer as eficiências dos detectores 1 e 3.

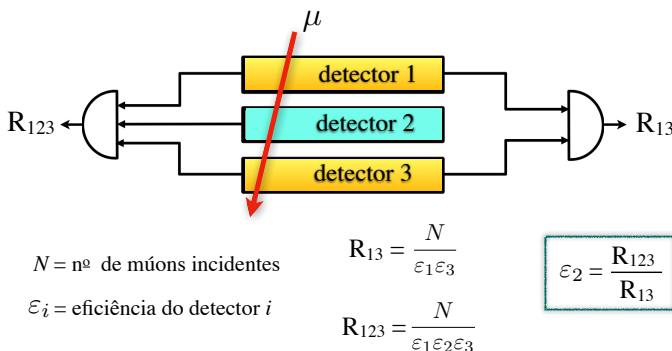


Figura 15: Um método simples para determinar a eficiência de um detector.

4.2 Cálculo do fator geométrico

O *fator geométrico*, G , é uma correção à medida do fluxo que leva em conta a fração de múons que atingem apenas um dos detectores. É um número entre 0 e 1, que pode ser determinado por simulações numéricas ou calculado analiticamente.

A geometria do problema está definida na Fig. 12. Um múon incide com um ângulo zenital θ sobre detectores retangulares, com comprimento X e largura Y , separados por uma distância h e alinhados entre si. A espessura dos detectores é muito menor que a separação entre eles. O múon atravessa os detectores superior e inferior no centro de uma área infinitesimal $dS_1 = dx_1 dy_1$ e $dS_2 = dx_2 dy_2$, respectivamente. As coordenadas dos pontos de impacto são (x_1, y_1, h) e $(x_2, y_2, 0)$.

Supondo que o fluxo em função do ângulo zenital não seja isotrópico, e sim siga uma distribuição em $\cos^2 \theta$, o fator geométrico é ²

$$dG = \frac{\cos^2 \theta}{d^2} dS_1 \cos \theta dS_2 \cos \theta \quad (4)$$

² G. R. Thomas and D. M. Willis 1972, *J. Phys. E: Sci. Instrum.* 5 260.

Vamos reescrever a expressão acima em termos das variáveis geométricas dos dois detectores, usando $dS_1 = dx_1 dy_1$, $dS_2 = dx_2 dy_2$ e $\cos^2 \theta = h^2/d^2$, $d^2 = h^2 + (x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2$:

$$dG = \frac{h^4 dx_1 dx_2 dy_1 dy_2}{[h^2 + (x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2]^3} \quad (5)$$

Podemos obter o fator geométrico integrando a Eq. 5,

$$G = h^4 \int_0^X dx_1 \int_0^X dx_2 \int_0^Y dy_1 \int_0^Y dy_2 \frac{1}{[h^2 + (x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2]^3}. \quad (6)$$

$$G = \frac{[h^2 + 2X^2]}{2[h^2 + X^2]^{1/2}} Y \arctan \frac{Y}{[h^2 + X^2]^{1/2}} - \frac{h}{2} Y \arctan \frac{Y}{h} + \frac{[h^2 + 2Y^2]}{2[h^2 + Y^2]^{1/2}} X \arctan \frac{X}{[h^2 + Y^2]^{1/2}} - \frac{h}{2} X \arctan \frac{X}{h}. \quad (7)$$

5 Observatório Pierre Auger

Nesta seção, vamos tratar da detecção das partículas secundárias, tomando como exemplo o Observatório Pierre Auger, instalado próximo à cidade de Mendoza, na Argentina, e que se estende por uma área duas vezes maior que a da cidade de São Paulo. O observatório consiste em um conjunto de 1660 tanques contendo água ultra pura (WCD, na sigla em inglês), separados entre si por ~ 1.5 km e equipados com GPS e fotomultiplicadores (PMT). Quatro detectores de luz fluorescente, produzida na atmosfera pela passagem de partículas carregadas, estão localizados nas extremidades do observatório, como ilustrado na Fig. 16. Cada unidade WCD possui painéis solares e baterias para o fornecimento de energia. Os tanques são revestidos internamente por um material de alta refletividade, e estão aptos para funcionar continuamente, 24 horas por dia. Já os detectores de luz fluorescente só podem funcionar em noites muito limpas e muito escuras.

A razão de ser do uso da água para detectar múons, elétrons ou fótons é a seguinte. O índice de refração da água é 1.33, como pequenas variações em função da frequência da luz e da temperatura. A velocidade da luz

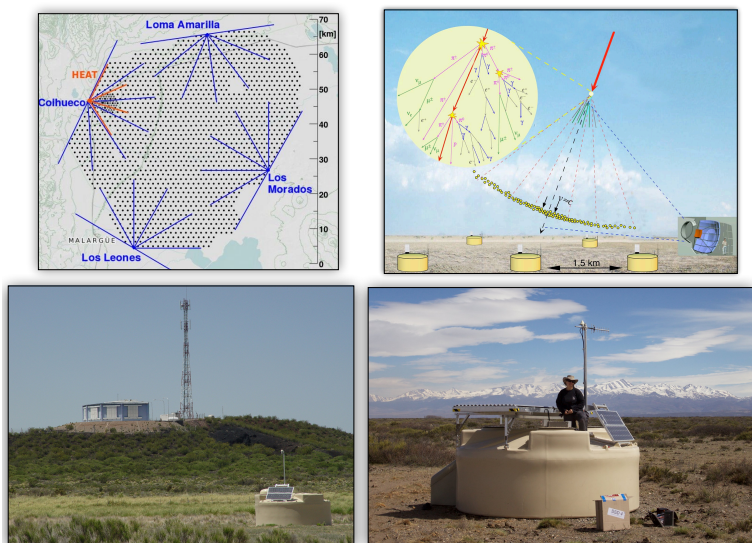


Figura 16: *Acima, à esquerda: o mapa do Observatório Pierre Auger: cada ponto representa um tanque, e as linhas azuis marcam o campo de visão de cada detector de luz fluorescente; à direita, o EAS e a luz fluorescente são detectadas ao mesmo tempo; abaixo, um dos detectores de fluorescência, no topo da colina; um dos tanques, com a Cordilheira dos Andes ao fundo.*

Créditos:

na água é $c/n(\omega) \simeq 225.000 \text{ km/s}$. Múons atmosféricos podem ser mais rápidos, e quando atravessam a água, provocam emissão de luz Cherenkov. O número de fótons Cherenkov emitidos ao longo da trajetória da partícula é muito pequeno e varia muito. Por essa razão, grandes volumes de água ultrapura são necessários para obter um sinal luminoso robusto, que possa ser detectado alta eficiência.

O ângulo de emissão da radiação Cherenkov é inversamente proporcional ao índice de refração do meio. Varia muito rapidamente com a velocidade da partícula até a saturação, como mostrado na Fig. 17. Na atmosfera, o índice de refração varia com a temperatura e a altitude, mas seu valor médio é 1,002. A água é um meio muito mais denso, e o ângulo de emissão satura em 41° , emitindo cerca de 200 fótons/cm.

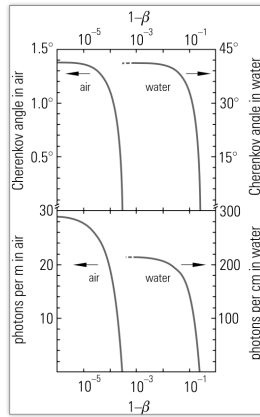


Figura 17: Ângulo e rendimento da radiação Cherenkov no ar e na água, em função da velocidade da partícula ($\beta = v/c$).

Crédito:

Na Fig. 18, vemos, à esquerda, um EAS incidindo sobre um arranjo de WCDs. A frente do chuvaire chega aos tanques em momentos distintos, numa escala de algumas poucas dezenas de nanossegundos. A função do GPS é registrar o momento em que o sinal é produzido em cada tanque, o que permite determinar a direção da astropartícula que iniciou o EAS. À direita, um desenho de um tanque que será utilizado no Southern Wide-field Gamma-ray Observatory, SWGO, a ser instalado no Chile, a 4700 m de altitude. O desafio do SWGO é distinguir chuvaireiros iniciados por fótons do imenso fundo composto pelos EAS iniciados por hádrons, cerca de mais de 10.000 vezes mais frequentes.

Múons podem atravessar grandes quantidades de material, enquanto elétrons são rapidamente absorvidos. Múons são abundantes em chuvaireiros hadrônicos, mas raros em chuvaireiros EM. Assim, a presença de sinal nas duas câmaras indica a passagem de um múon, mas se houver sinal apenas na câmara superior, a probabilidade de ser um EAS EM é muito alta. A separação entre chuvaireiros hadrônicos e eletromagnéticos é complementada por algoritmos baseados em IA.

Uma partícula carregada que atravessando um volume gasoso interage com moléculas inúmeras vezes ao longo da sua trajetória. A partícula incidente transfere uma pequena fração da sua energia à cada molécula do gás em uma sequência de interações individuais. Interações com mais de uma molécula por vez são raras. Colisões com núcleos atômicos são ainda

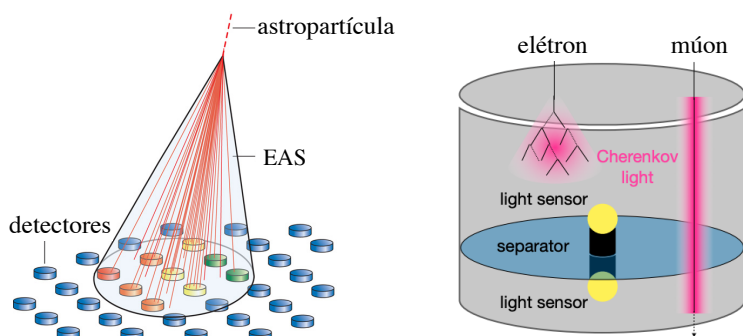


Figura 18: À esquerda, o desenho representa um EAS incidindo obliquamente sobre um conjunto de tanques; à direita, uma ilustração de um tanque com duas camadas opticamente separadas, cada uma com uma PMT. Esse formato permite separar os EAS produzidos por prótons dos iniciados por fótons ou elétrons.

mais raras. Na atmosfera, probabilidade de uma astropartícula interagir é muito pequena, mas esse fato é largamente compensado pela quantidade inimaginavelmente grande de moléculas na atmosfera. É praticamente impossível que um próton vido do espaço consiga chegar à superfície.

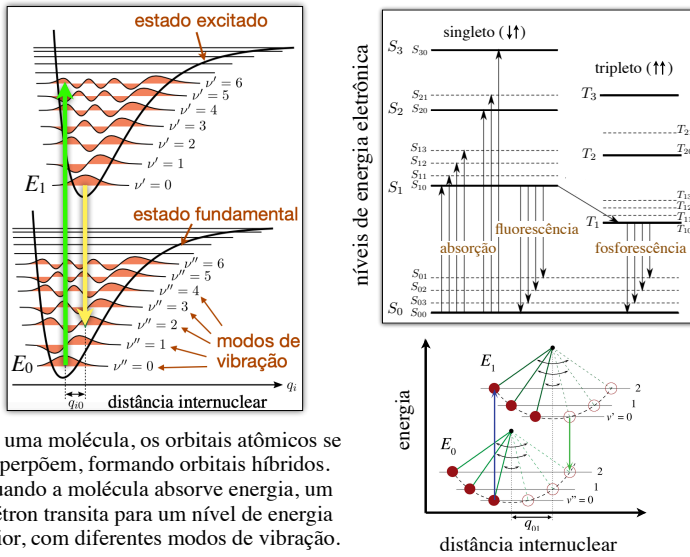
Em 98% dos casos, os fótons que as moléculas absorvem resultam em ionização ou excitação molecular. As moléculas podem vibrar, girar ou ter um elétron em uma órbita com mais energia. Estados excitados são instáveis, e as moléculas podem voltar ao estado fundamental de diferentes maneiras. Uma delas é a luminescência, ou emissão induzida de luz através de excitação molecular.

A forma de luminescência causada pela passagem partículas carregadas é a *cintilação*, com duas componentes, a *fluorescência* e a *fosforescência*, que diferem pelo tempo de relaxação. A fluorescência é uma resposta rápida, o fóton é emitido no intervalo entre 10^{-9} e 10^{-7} s, enquanto a escala de tempo da fosforescência vai de milissegundos a horas. A cintilação é um fenômeno muito interessante.

Cerca de 75% da atmosfera terrestre é constituída por nitrogênio molecular, N_2 . A interação com partículas carregadas leva as moléculas de N_2 a estados eletrônicos e vibracionais excitados, ilustrados na Fig. 19.

A molécula retorna ao estado fundamental em etapas. Na primeira delas, que ocorre em alguns picosegundos, não há emissão de radiação. A molécula perde parte da energia absorvida ao colidir com moléculas vizinhas e retorna para o primeiro estado excitado de energia (S_1). Na transição seguinte, que ocorre em nanosegundos, a molécula volta ao seu estado fundamental de energia, mas não necessariamente para o mesmo estado vibracional. Nessa transição, um fóton UV é emitido isotropicamente com uma energia menor que a absorvida pela molécula.

A atmosfera é transparente à luz fluorescente, permitindo o uso de detectores especializados, com os quais o desenvolvimento longitudinal dos EAS pode ser determinado com grande precisão. O Observatório Pierre Auger possui 27 detectores organizados em quatro estações, todas localizadas na periferia (Fig. 16). Um esquema do detector de fluorescência está mostrado na Fig. 20.



Em uma molécula, os orbitais atômicos se superpõem, formando orbitais híbridos. Quando a molécula absorve energia, um elétron transita para um nível de energia maior, com diferentes modos de vibração.

Figura 19: O mecanismo da cintilação em uma molécula diatômica. A energia do estado fundamental varia com a distância entre os núcleos, dependendo do modo de vibração da molécula. Na transição dos níveis S_2 e S_3 para o nível S_1 não há emissão de radiação. Os fótons UV são emitidos na transição entre os níveis S_4 e S_0 . Pode-se fazer uma analogia com um pêndulo, com diferentes amplitudes.

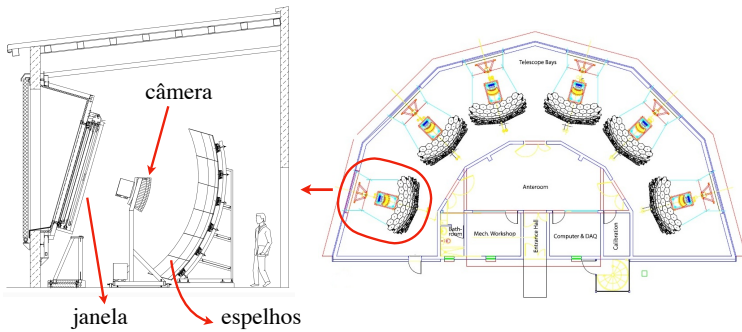


Figura 20: O detector de fluorescência do Observatório Pierre Auger. A intensidade da radiação UV aumenta constantemente até o máximo desenvolvimento do EAS. A câmera é tão sensível que uma vela acesa a queimaria.

Crédito:..

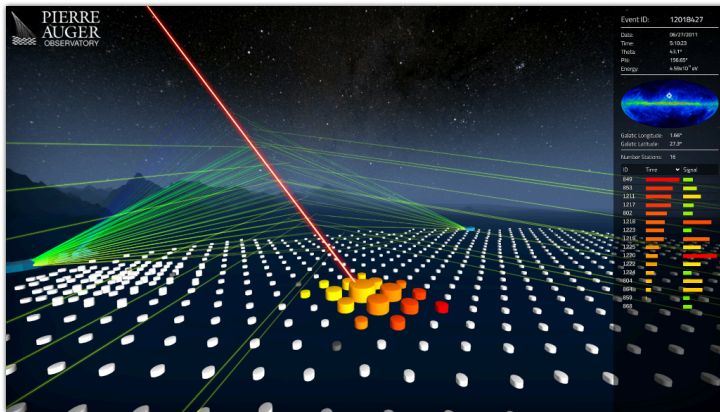


Figura 21: Reconstrução numérica de um evento detectado pelos tanques e pelo detector de fluorescência. As linhas em verde são fótons UV emitidos ao longo da trajetória do EAS. A intensidade da luz fluorescente aumenta à medida que o EAS se aproxima do ponto de desenvolvimento máximo (maior número de partículas carregadas).

Crédito:..

NOTAS DE FÍSICA é uma pré-publicação de trabalho original em Física.
Pedidos de cópias desta publicação devem ser enviados aos autores ou ao:

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas
Área de Publicações
Rua Dr. Xavier Sigaud, 150 – 4^o andar
22290-180 – Rio de Janeiro, RJ
Brasil
E-mail: alinecd@cbpf.br/valeria@cbpf.br
<http://portal.cbpf.br/publicacoes-do-cbpf>

NOTAS DE FÍSICA is a preprint of original unpublished works in Physics.

Requests for copies of these reports should be addressed to:

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas
Área de Publicações
Rua Dr. Xavier Sigaud, 150 – 4^o andar
22290-180 – Rio de Janeiro, RJ
Brazil
E-mail: alinecd@cbpf.br/valeria@cbpf.br
<http://portal.cbpf.br/publicacoes-do-cbpf>