

2

Raios cósmicos ultra-energéticos (UHECR)

Os raios cósmicos são partículas altamente energéticas originadas dentro e fora da nossa galáxia. Em geral, elas vão desde prótons até núcleos pesados e chegam na Terra de todas as direções e com energias que vão desde os 10 MeV até maiores a 10^{20} eV. No caso dos raios cósmicos de baixa energia (até 10^{10} eV) sua frequência de chegada é alta (~ 1 partícula por m^2 por segundo), possibilitando assim sua detecção direta por meio de balões ou satélites. Dessa maneira, sua natureza e propriedades são bem conhecidas e entendidas. Entretanto, para partículas de ultra alta energia ($E \geq 1 \text{ EeV}^1$), também conhecidas como raios cósmicos ultra-energéticos (UHECRs²), a frequência de chegada diminui drasticamente (menos de uma partícula por km^2 por século para energias maiores a 10^{20} eV). Assim, é necessário explorar métodos indiretos de medida, como, por exemplo, arranjos extensos de detectores localizados na superfície da Terra. Dessa maneira, suas características ainda não foram bem determinadas.

Nos últimos anos, o estudo detalhado dos UHECRs tem fornecido informações relevantes em relação à sua direção de incidência, aos mecanismos de produção destas partículas e à identificação da sua composição química.

A radiação cósmica foi detectada pela primeira vez por Victor Hess em 1912 [1], que mediu por meio de balões ascendentes a ionização da atmosfera em função da altitude. Basicamente, no seu experimento encontrou-se que até ~ 1000 m a radiação ionizante diminui, mas além dessa altitude ela começa a ficar mais intensa. Este resultado foi interpretado como uma evidência da existência de uma radiação altamente penetrante vinda de fora da atmosfera. Por algum tempo se acreditou que esta radiação tinha natureza eletromagnética. No entanto, na década de 1930 descobriu-se que era eletricamente carregada, já que estava sendo afetada pelo campo magnético da Terra [10].

Desde 1930 até o início de 1950, antes da construção dos primeiros aceleradores de partículas, as interações dos raios cósmicos altamente

¹1 EeV = 10^{18} eV.

²Acrônimo de Ultra High Energy Cosmic Rays

energéticos com as moléculas da atmosfera foram usadas como fontes naturais de partículas de altas energias, levando desta forma à descoberta de novas partículas, por exemplo o pósitron [2], o múon [3] e o pión [4].

Os trabalhos pioneiros de Pierre Auger em 1938 [11], que utilizou um arranjo de contadores Geiger-Müller separados em média por 300 m e instalados a grandes altitudes, mostraram que partículas de raios cósmicos separadas por distâncias de centenas de metros chegavam no solo com coincidência temporal. Assim, concluiu-se que elas eram produtos secundários de uma fonte comum, a qual poderia ter energia maior que 10^{15} eV no topo da atmosfera. Estes antecedentes foram considerados como evidência direta de aceleração de partículas carregadas a energias elevadas em fontes astrofísicas.

Os UHECRs foram medidos pela primeira vez na década de 1960. Em 1962, J. Linsley observou o primeiro evento de altíssima energia ($\sim 10^{20}$ eV) utilizando um arranjo de cintiladores espalhados numa área de 8 km² perto de Albuquerque, Novo Mexico (Experimento Volcano Ranch) [12]. Mas até hoje não se tem certeza onde eles estariam se originando, dos mecanismos astrofísicos capazes de acelerá-los às energias medidas ou da sua composição química.

O estudo de UHECRs é realizado por meio das estruturas que se formam quando o raio cósmico primário interage com moléculas da atmosfera, gerando os denominados chuviros atmosféricos extensos (EAS³). Basicamente, estes chuviros são cascatas de bilhões de partículas produzidas pela interação de um raio cósmico de alta energia perto do topo da atmosfera.

Diversos experimentos já foram desenvolvidos, a partir das primeiras medidas de eventos de alta energia, para desvendar suas propriedades. Os de maior relevância nos últimos anos foram o AGASA (Akeno Giant Air Shower Array) [13] localizado no Japão, o HiRes (High Resolution Fly's Eye) [14, 15] nos Estados Unidos e o Observatório Pierre Auger [5] na Argentina. No primeiro caso, o EAS era medido por meio de detectores de superfície (cintiladores plásticos) espalhados numa grande área (~ 100 km²), os quais conseguiam medir os subprodutos do EAS que chegam no solo. No segundo experimento, as propriedades do raio cósmico primário eram obtidas pelo estudo da luz fluorescente que o chuviro produz ao interagir com as moléculas da atmosfera, principalmente com o nitrogênio. O Observatório Auger, por sua vez, combina a detecção da luz fluorescente na atmosfera e a medida da distribuição lateral das partículas secundárias do EAS que conseguem atingir o solo (detector híbrido), sendo assim o primeiro a aproveitar o poder das duas técnicas de medidas conjuntamente.

³Acrônimo de Extensive Air Showers.

Trataremos da física dos raios cósmicos nas próximas seções, nos centrando nos eventos de maior energia (UHECRs), assim detalhes do seu espectro, mecanismos de aceleração e direção de chegada serão abrangidos, além de informação relacionada à física envolvida nos EAS.

2.1 Espectro

A radiação cósmica tem sido medida a partir de valores que vão desde os 10 MeV até valores maiores a 10^{20} eV. De forma geral, o fluxo de raios cósmicos como função da energia, conhecido como espectro de energia, segue aproximadamente uma lei de potência:

$$\frac{dN}{dE} \sim E^{-\alpha}, \quad (2-1)$$

onde α é o índice espectral, que varia nas diferentes regiões do espectro. A figura 2.1 apresenta o espectro diferencial de raios cósmicos de alta energia obtido por vários experimentos.

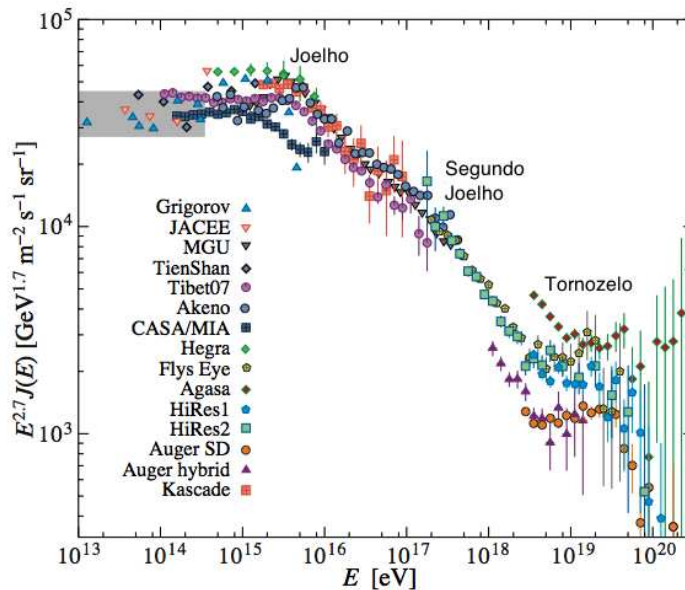


Figura 2.1: Espectro diferencial de energia de raios cósmicos de alta energia obtido por vários experimentos. Extraído da referência [16].

A aproximadamente 3×10^{15} eV, tem-se a região conhecida como o *joelho*, onde o índice espectral muda de ~ 2.7 para ~ 3.0 . A quebra em α neste ponto é o início da mudança da composição química dos primários, indo de prótons para núcleos mais pesados com o aumento da energia. Este fato poderia ser explicado devido às fugas de raios cósmicos da galáxia, que dependem da rigidez magnética E/Z (Z é o número atômico da partícula primária) [17]. Dessa maneira, os prótons teriam maior probabilidade de escapar do confinamento

dos campos magnéticos galácticos, e os núcleos mais pesados passariam a dominar o espectro. No entanto, estas previsões ainda não foram comprovadas convincentemente, sendo assim, existem outras possibilidades para explicar a presença desta característica no espectro, por exemplo a existência de outros tipos de mecanismos de aceleração que passem a ser dominantes acima desta região [18].

Para energias entre 10^{18} eV e 10^{19} eV, tem-se a região conhecida como o *tornozelo*, onde o índice espectral muda de ~ 3.3 para ~ 2.6 . Esta mudança no espectro tem duas possíveis explicações: início da transição de raios cósmicos galácticos para extragalácticos (*Mixed Composition Model* [19]) ou perda de energia de prótons extragalácticos pela produção de pares na radiação de fundo de microondas (*Dip Model* [20]). No primeiro caso, considera-se que na parte de maiores energias (calda do espectro) tem-se composição química mista, e o tornozelo é a região de transição. Por sua vez, o *Dip Model* assume que os raios cósmicos ultra-energéticos são dominados por prótons extragalácticos, e que a transição de raios cósmicos galácticos para extragalácticos acontece a energias menores ($\sim 10^{17}$ eV). Por outro lado, existem adicionalmente dados experimentais de uma segunda mudança na inclinação do espectro, entre o joelho e o tornozelo (Fly's Eye [14], Akeno [21] e mais recentemente KASCADE-Grande [22]), o chamado *segundo joelho*, em volta de aproximadamente 4×10^{17} eV, onde α muda de ~ 2.7 para ~ 3.2 .

Para energias acima de 4×10^{19} eV, as incertezas no espectro são grandes considerando a forte redução no fluxo. Os dados experimentais coletados pelos experimentos HiRes e Auger são consistentes com a supressão de fluxo prevista pelo mecanismo de GZK (ver seção seguinte). Entretanto, o cenário onde as próprias fontes astrofísicas estejam atingindo suas máximas energias de aceleração não pode ainda ser descartado.

2.1.1

Efeito Greisen Zatsepin Kuz'min (GZK)

Pouco tempo após a descoberta da radiação de fundo (CMBR⁴) em 1965, Greisen [23] e separadamente Zatsepin e Kuz'min [24] previram a existência de uma forte supressão no fluxo de raios cósmicos de ultra-altas energias pela sua interação com fótons desta radiação (Efeito ou Corte GZK). Embora a energia dos fótons da CMBR seja pequena ($\sim 10^{-3}$ eV), a energia do centro de massa destas interações é suficiente para produzir píons e causar perdas de energia para os UHECRs, e conseqüentemente sua diminuição no fluxo para energias acima de $\sim 4 \times 10^{19}$ eV.

⁴Acrônimo de Cosmic Microwave Background Radiation.

O efeito GZK coloca fortes restrições na distância que um raio cósmico pode viajar antes de perder parte da sua energia ou ser absorvido. Especificamente, 90% dos prótons com energias de $\sim 10^{20}$ eV teriam viajado distâncias menores a 130 Mpc⁵, e para energias de $\sim 6 \times 10^{19}$ eV distâncias menores a 200 Mpc. No caso de primários maiores tipo ferro, 90% deles com energias de $\sim 10^{20}$ estariam sendo originados a distâncias menores a 70 Mpc, e para energias de $\sim 6 \times 10^{19}$ eV distâncias menores a 180 Mpc [25].

A perda contínua de energia de prótons para várias energias iniciais como função da distância de propagação é apresentada na figura 2.2. Neste caso específico, o processo de atenuação é causado pela fotoprodução de píons, por meio dos processos: $p + \gamma_{2.7K} \rightarrow \Delta^+ \rightarrow p + \pi^0$, ou $p + \gamma_{2.7K} \rightarrow \Delta^+ \rightarrow n + \pi^+$, sendo que a cada interação, o próton perderá aproximadamente 1/6 de sua energia [26]. Vê-se da figura 2.2 que para uma distância de ~ 100 Mpc a energia inicial do próton é de $\sim 10^{20}$ eV.

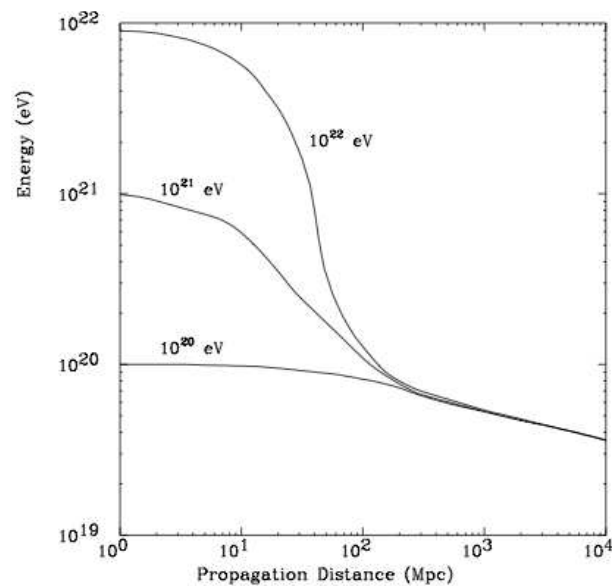


Figura 2.2: Energia de um próton, com aproximação de perda contínua de energia, como função da distância de propagação através da CMBR para várias energias iniciais. Extraída da referência [26].

No caso de núcleos mais pesados os processos são mais complicados. Os UHECRs sofrem fotodesintegração pela interação com CMBR e a radiação infravermelha de fundo, tendo em média uma perda de 3 a 4 nucleons por Mpc quando sua energia inicial está acima de 2×10^{19} eV a 2×10^{20} eV (dependendo do valor de densidade infravermelha de fundo) [27].

⁵1 Mpc $\approx 3.08 \times 10^{22}$ m.

Evidências experimentais desta supressão no fluxo para energias acima de $\sim 10^{19.4}$ eV medidas pelo Observatório Auger e HiRes se apresenta na figura 2.3 [28].

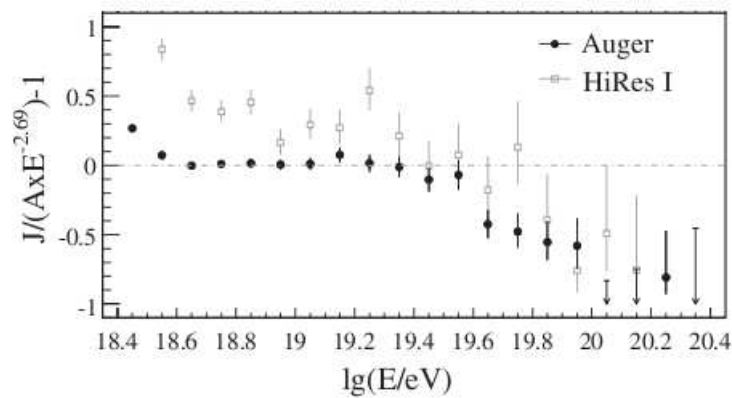


Figura 2.3: Comparação entre os fluxos medidos pelo Observatório Auger e Hires. Extraído da referência [28].

2.2

Aceleração de raios cósmicos

Existem duas perguntas fundamentais em relação à aceleração de raios cósmicos: quais são as fontes capazes de acelerá-los, e que tipo de mecanismos de aceleração estão em ação.

2.2.1

Mecanismos de aceleração

A primeira teoria capaz de descrever os processos de aceleração foi proposta em 1949 por E. Fermi [10,29,30] (Mecanismo de Aceleração de Fermi). Nela propôs-se que prótons de raios cósmicos são acelerados ao se mover em campos magnéticos em movimento, como os gerados nas ondas de choque em volta de uma supernova.

Mecanismo de Fermi de primeira e segunda ordem

A difusão de partículas carregadas pelo encontro com campos magnéticos em movimento em regiões grandes o bastante é um mecanismo de perda e ganho de energia. Na análise original (*Mecanismo de Fermi de Segunda Ordem* [30]), considera-se o encontro de partículas com campos magnéticos em movimento, como mostrado na figura 2.4.

Assim, uma partícula com energia E_i ao entrar num campo magnético em movimento começa a difundir-se pelo espalhamento provocado nas irregularidades deste campo. Como resultado desta difusão, tem-se que após

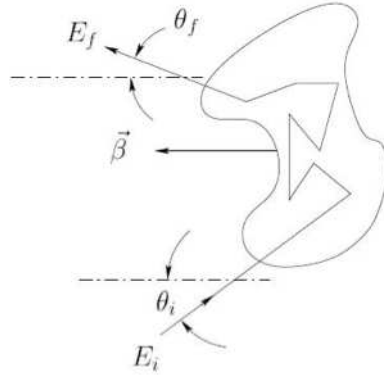


Figura 2.4: Esquema do Mecanismo de Aceleração de Fermi de segunda ordem. Extraído da referência [30].

alguns espalhamentos o movimento médio da partícula coincidirá com o movimento do campo. Sendo assim, no referencial do campo (referencial linha), a partícula possuirá uma energia total:

$$E'_i = \gamma E_i (1 - \beta \cos \theta_i), \quad (2-2)$$

com γ sendo o fator de Lorentz e $\beta = v/c$. Ao considerar que todos os espalhamentos dentro do campo são elásticos, a energia da partícula no referencial do campo em movimento, justamente antes de sair dele será: $E'_f = E'_i$. Assim, ao mudar esta energia ao referencial de laboratório (referencial não linha), temos a energia da partícula após seu encontro com o campo:

$$E_f = \gamma E'_f (1 + \beta \cos \theta'_f). \quad (2-3)$$

Dessa maneira, ao introduzir (2-2) em (2-3), a variação de energia para um encontro caracterizado pelos ângulos de entrada e saída da partícula (θ_i e θ_f respectivamente).

$$\frac{\Delta E}{E_i} = \frac{1 - \beta \cos \theta_i + \beta \cos \theta'_f - \beta^2 \cos \theta_i \theta'_f}{1 - \beta^2} - 1, \quad (2-4)$$

porém, ao supor que a distribuição angular das partículas que saírem da região de campo é isotrópica, tem-se que $\langle \cos \theta'_f \rangle = 0$. No entanto, a distribuição de θ_i não é isotrópica devido ao movimento do campo magnético, assim o valor médio do ângulo de incidência da partícula ficará $\langle \cos \theta_i \rangle = -V/3c$, para finalmente obter:

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} = \frac{1 + \beta^2/3}{1 - \beta^2} - 1 \sim \frac{4}{3} \beta^2, \quad (2-5)$$

deste resultado pode-se inferir a existência de uma transferência de energia cinética macroscópica da região do campo magnético à partícula, embora o ganho de energia média seja pequeno, já que depende de β^2 .

No entanto, um processo de aceleração mais eficiente (*Mecanismo de Fermi de Primeira Ordem* [30]), é apresentado na figura 2.5

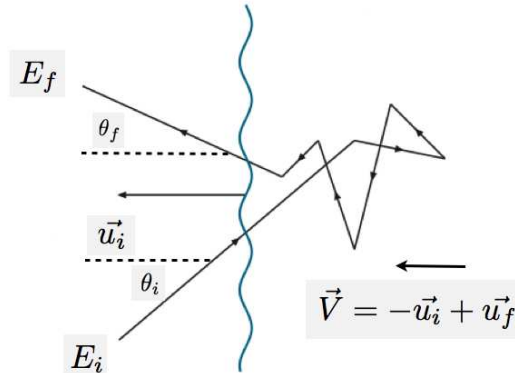


Figura 2.5: Esquema do Mecanismo de Aceleração de Fermi de primeira ordem. Modificado da referência [30].

Para este caso, considera-se que os campos magnéticos propagam-se formando uma frente plana com velocidade $-\vec{u}_i$. Assim, supondo que a região atrás desta frente plana possua uma velocidade \vec{u}_f em relação à tal frente, com $|u_f| < |u_i|$. No referencial de laboratório, as partículas atrás da frente terão velocidade $\vec{V} = -\vec{u}_i + \vec{u}_f$. Dessa maneira, com as partículas em interação entrando e saindo desta região com $\cos \theta_i \geq 0$ e $\cos \theta_f \geq 0$, as distribuições dos ângulos de entrada e saída serão:

$$\frac{dn}{d \cos \theta'_f} = 2 \cos \theta'_f \quad (2-6)$$

$$\frac{dn}{d \cos \theta_i} = \frac{c - V \cos \theta_i}{2c}, \quad (2-7)$$

sendo n o número de interações necessárias para chegar ao ganho de energia, e onde as médias angulares em cada caso são: $\langle \cos \theta'_f \rangle = 2/3$ e $\langle \cos \theta_i \rangle = -2/3$, para finalmente pela equação (2-4) obter-se:

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} = \frac{1 + 4/3\beta + 4/9\beta^2}{1 - \beta^2} - 1 \sim \frac{4}{3}\beta = \frac{4}{3} \frac{u_i - u_f}{c}. \quad (2-8)$$

Sendo assim, a geometria da frente plana leva a ganho de energia, já que $\cos \theta'_f$ sempre é positivo e por sua vez $\cos \theta_i$ é negativo. O ganho de energia neste caso é de primeira ordem em β , o que torna este processo mais eficiente que o mecanismo de segunda ordem.

2.2.2 Fontes astrofísicas

Raios cósmicos de poucos GeV chegam predominantemente do Sol, e são afetados diretamente pelo ciclo solar. Para partículas com energias até 10^{15} eV

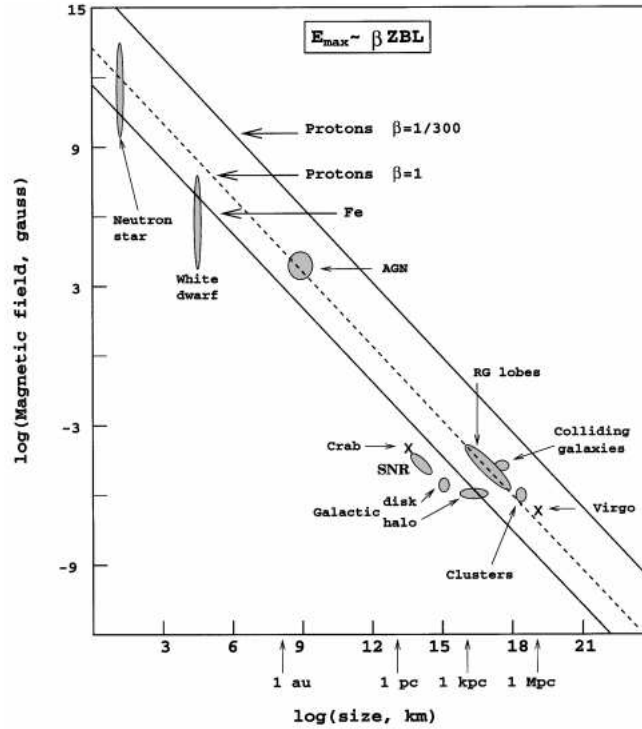


Figura 2.6: Diagrama de Hillas: Relação do tamanho e campo magnético das possíveis fontes de aceleração de raios cósmicos. Objetos abaixo da linha tracejada não poderiam acelerar em princípio prótons até energias de 10^{20} eV. Extraído da referência [17].

acredita-se que os locais mais prováveis para acelerá-los sejam as explosões de supernovas localizadas na nossa galáxia [31]. Entretanto, para energias maiores é necessário que as fontes sejam grandes o bastante, e que os campos magnéticos associados a elas sejam fortes o suficiente para transferir os valores de energia medidos.

Diagrama de Hillas

M. Hillas [32] propôs em 1984 que a energia máxima que um raio cósmico poderia obter de uma fonte astrofísica está limitada à combinação do tamanho e do campo magnético da região de aceleração (figura 2.6):

$$E_{max} \sim L \cdot B \cdot Z \cdot \Gamma, \tag{2-9}$$

onde L é o comprimento desta região, B seu campo magnético, Z a carga da partícula sendo acelerada, e Γ um fator relativístico relacionado com a velocidade das frentes de choque. Assim, esta relação pode ser usada para estimar a capacidade de um objeto astrofísico de acelerar partículas até os valores de energia medidos.

Porém, com o aumento da energia, o número de fontes capazes de acelerar partículas é limitado. Assim, para atingir as energias mais altas (acima de 10^{19}

eV), e levando em conta a equação (2-9), poderia se considerar como potenciais fontes: radio galáxias, cluster de galáxias, explosões de raios gamma (GRBs⁶), e núcleos ativos de galáxias (AGNs⁷) [31].

Alternativas além do Modelo Padrão

Considerando que a aceleração de partículas até energias acima de 10^{20} eV é bastante complicada até para os aceleradores astrofísicos mais eficientes, várias teorias não tradicionais foram propostas para tentar explicar a origem das partículas ultra-energéticas (*Modelos Top-Down*).

Basicamente, nestes modelos os UHECRs não são acelerados por fontes astrofísicas, mas sim gerados diretamente pelo decaimento de partículas exóticas como por exemplo defeitos topológicos (TD⁸), partículas de matéria escura super-massivas (SHDM⁹), ou interações de neutrinos com neutrinos promordiais (Z-burst Models) [33, 34]. Porém, estes Modelos Top-Down prevêem uma fração alta de fótons no fluxo de UHECRs após o decaimento dessas partículas exóticas, assim, os parâmetros destas teorias podem ser vinculados medindo o limite no fluxo de fótons e neutrinos.

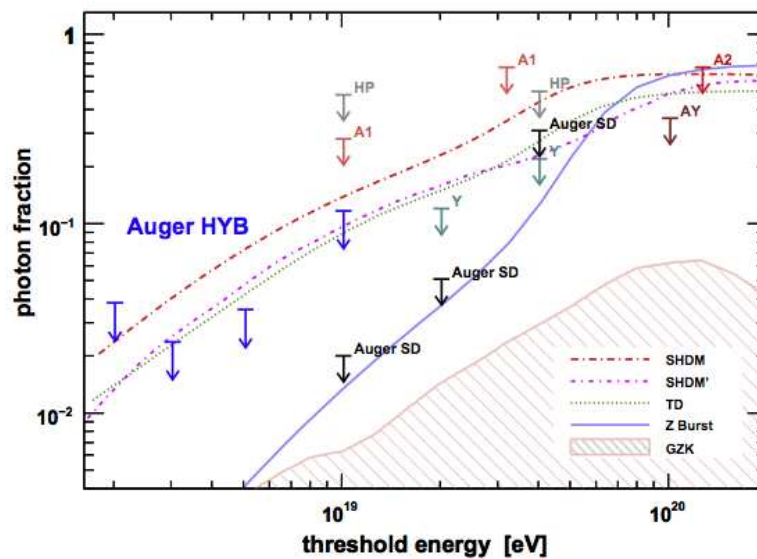


Figura 2.7: Limite superior na fração de fótons obtido no fluxo integrado de raios cósmicos para vários experimentos. Em preto limites obtidos pelo detector de superfície do Observatório Auger, e em azul limites acima de 2, 3, 5 e 10 EeV (modo híbrido do Observatório Pierre Auger). As linhas apresentam previsões para modelos Top-Down. Extraída da referência [35].

⁶ Acrônimo de Gamma Rays Burst

⁷ Acrônimo de Active Galactic Nuclei

⁸ Acrônimo de Topological Defects.

⁹ Acrônimo de Super-Heavy Dark Matter.

Dessa maneira, na figura 2.7 se apresenta o limite superior no fluxo de fótons obtido no fluxo integrado de raios cósmicos medido para vários experimentos [35, 36]. Assim, tem-se que a fração de fótons para energias de 2, 3, 5 e 10 EeV possui um limite superior de 3.8%, 2.4%, 3.5% e 11.7% respectivamente, o que leva a que alguns Modelos Top-Down não possam mais ser considerados como possíveis cenários para produção de UHECRs.

2.3

Direção de chegada

Raios cósmicos de baixa energia são altamente desviados da sua direção de emissão pelos campos magnéticos galácticos e sua distribuição é isotrópica, sendo assim difícil inferir as fontes onde eles estariam sendo produzidos.

Porém, para os UHECRs, os quais sofrem pequenos deslocamentos da sua trajetória como consequência dos campos magnéticos galácticos ($\sim 2\mu\text{G}$) e extragalácticos ($\leq 10^{-9}$ G), é possível, em princípio, a localização das fontes onde eles estariam sendo produzidos. Por outro lado, considerando sua interação com a radiação de fundo, tem-se um limiar na distância de produção (horizonte GZK). Por exemplo, a maior parte do fluxo observado acima de 60 EeV deveria vir de fontes localizadas a aproximadamente 200 Mpc (distribuição de matéria local). Num tal cenário, com desvios angulares de alguns graus e fontes dentro da esfera GZK, espera-se ser possível medir correlação direcional entre eventos de ultra-alta energia e catálogos de fontes astrofísicas.

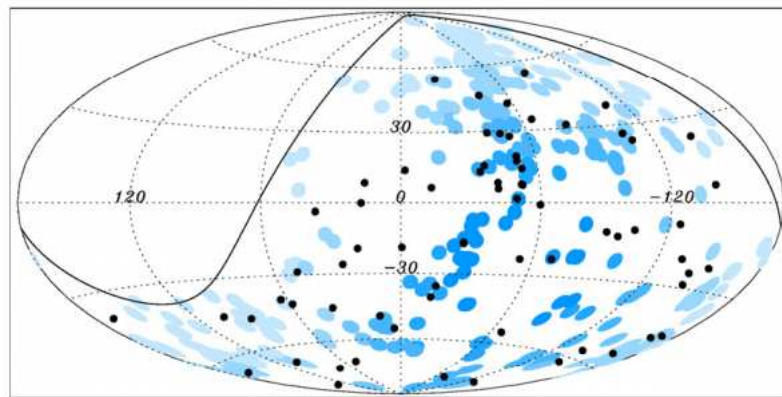


Figura 2.8: 69 eventos de maior energia ($E > 55$ EeV) medidos pelo Observatório Auger (círculos pretos) até o 31 de dezembro do 2009. A linha sólida representa o limite do campo de visão do Observatório Auger para ângulos zenitais menores a 60° . Os círculos azuis, de raio 3.1° , estão centrados na posição de 318 AGNs segundo o catálogo Veron-Cetty-Veron para uma distância de 75 Mpc e dentro do campo de visão do Observatório. [6–8]. Extraído da referência [8].

A figura 2.8 mostra a direção de chegada dos raios cósmicos de maior energia medidos pelo Observatório Auger ($E > 55$ EeV), onde além de sua

distribuição anisotrópica, se apresenta sua possível correlação com AGNs [6–8].

2.4 Física dos Chuveiros Atmosféricos Extensos

Um chuvaire atmosférico extenso é basicamente uma cascata de bilhões de partículas, gerada pelos sucessivos processos de interação de uma partícula primária de altíssima energia (raio cósmico primário) com moléculas da atmosfera. Nestes processos, parte da energia do primário se transforma na primeira interação em partículas secundárias. A fração de energia perdida pelo primário é conhecida como inelasticidade, e se reparte entre as partículas secundárias produzidas. A seção de choque ($\sigma(E)$) está relacionada à probabilidade de interação de um primário de energia E com núcleos de átomos na atmosfera. E o número destas partículas denomina-se multiplicidade.

Estas cascatas são as que fornecem informações cruciais das características do primário que as gerou, seja pela análise detalhada do seu desenvolvimento longitudinal na atmosfera, ou pela distribuição lateral das partículas secundárias, produto das interações, que conseguem atingir o solo.

Os chuvaire atmosféricos extensos se desenvolvem de forma complexa, sendo em princípio uma combinação de uma componente eletromagnética (e^- , e^+ e γ 's), de parte hadrônica e de uma parte muônica. Na figura 2.9 se apresenta em detalhe cada uma das componentes do chuvaire.

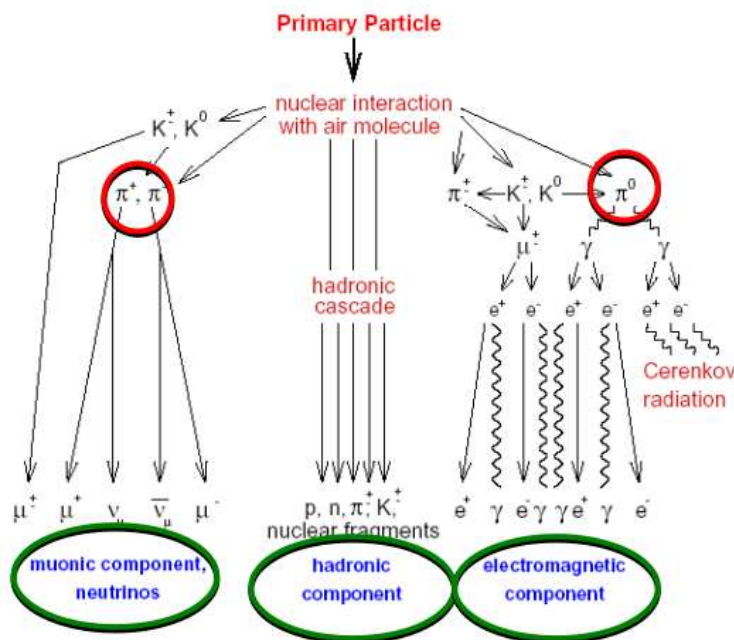


Figura 2.9: Componentes de um chuvaire atmosférico extenso (EAS).

2.4.1

Componente Eletromagnética (EM)

A componente EM está formada por elétrons, pósitrons e fótons, os quais são gerados em diferentes estágios (em energia e altitude) no desenvolvimento longitudinal da cascata. Os processos básicos de altas energias que contribuem nesta porção do chuveiro são: produção de pares e^+e^- (conversão de fótons em pares elétron-pósitron), e o Bremsstrahlung (espalhamento de elétrons com emissão de raios-X). Esta componente é descrita satisfatoriamente pelo modelo de Heitler [37, 38].

Num princípio, a componente hadrônica fornece os ingredientes para as outras duas componentes (muônica e eletromagnética). Assim, no caso da parte EM, fótons são produzidos pelo decaimento de píons neutros, por meio de: $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ (sendo possíveis também os processos: $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$, e $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + e^+ + e^-$).

Dessa maneira, os π^0 's são os geradores principais da componente eletromagnética do chuveiro, além deles levarem aproximadamente 90% da energia do primário.

2.4.2

Componente Hadrônica

Esta componente forma o eixo da cascata e está constituída principalmente por píons (π^\pm , π^0), káons (K^\pm , K^0) e bárions (prótons, nêutrons, etc.). Por outro lado, considerando o fato dos mésons (π/K) possuírem um tempo de vida médio muito curto, esta componente desenvolve-se com rapidez.

Os chuveiros hadrônicos podem ser descritos usando também uma aproximação similar ao modelo de Heitler [38].

2.4.3

Componente Muônica

É gerada pelo decaimento de píons e káons carregados, sendo os processos de decaimento que alimentam esta componente os seguintes:

$$\begin{aligned}\pi^\pm &\longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \\ K^\pm &\longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)\end{aligned}\tag{2-10}$$

Assim, levando em consideração o tempo de vida dos múons ($\tau_o \approx 2.2\mu s$), e sua trajetória quase-retilínea, a maior parte pode chegar ao solo antes que as

outras componentes. Dessa maneira, com sua detecção é possível a reconstrução das frentes do chuvaire (indicador da idade do mesmo). Adicionalmente, a parte muônica é a dominante a distâncias longe do ponto de impacto da cascata, lugar no qual a componente eletromagnética é muito baixa ou em geral extinta (principalmente para chuvaireos muito inclinados).

O número de múons em um chuvaire gerado hadronicamente tem forte relação com o conteúdo bariônico do primário, então eles levam também informação importante das interações hadrônicas nestas energias.

2.4.4 Modelo de Heitler

O modelo original foi puramente proposto para uma descrição simples do desenvolvimento de chuvaireos eletromagnéticos, descrevendo de uma forma bastante razoável algumas das suas características mais importantes [37]. Adicionalmente, com algumas extensões, pode também ser usado para uma boa descrição dos EAS [38].

Considerando primeiramente a componente EM, como mostrado na figura 2.10(a), cada partícula em interação pode se dividir em duas de igual valor energético, até atingir o valor de energia crítica E_c^{10} , e a partir desse ponto a criação de partículas cessará.

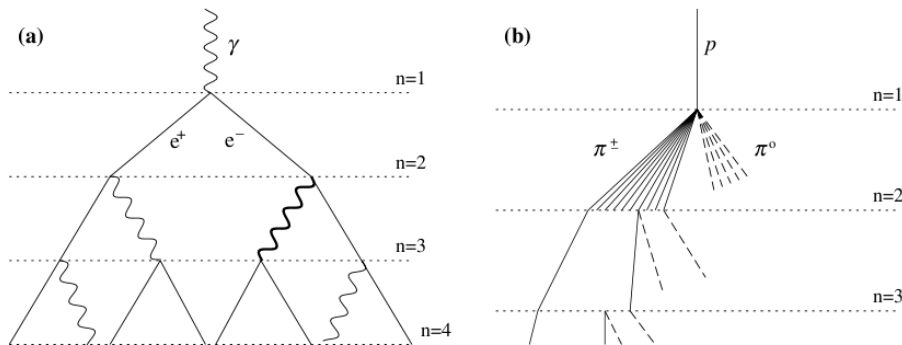


Figura 2.10: Chuvaireos atmosféricos extensos segundo o Modelo de Heitler. a) chuvaireo EM, b) chuvaireo hadrônico. Extraída da referência [38].

A distância entre cada processo de interação está definida como: $d = \lambda_r \ln 2$, sendo λ_r o comprimento de radiação no meio (basicamente d é a distância percorrida por um elétron ao perder em média a metade da sua energia). Assim, após n processos de interação e uma distância percorrida $x = n\lambda_r \ln 2$, o tamanho do chuvaireo estará definido por: $N = 2^n = e^{x/\lambda_r}$.

Assim, para um chuvaireo iniciado por um fóton com energia E_o que atinge a energia crítica tem-se:

¹⁰Energia após a qual já não se tem mais produção de pares ou Bremstrahlung.

$$E_o = E_c N_{max} \quad (2-11)$$

com $N_{max} = 2^{n_c}$, e da equação (2-11) se obtém:

$$n_c = \frac{\ln(E_o/E_c)}{\ln(2)} \quad (2-12)$$

onde n_c representa o número de interações até atingir esta energia. Por outro lado, pode-se também definir a profundidade atmosférica máxima X_{max} como o ponto onde o número de partículas é máximo:

$$\begin{aligned} X_{max} &= n_c \times d \\ &= \lambda_r \ln\left(\frac{E_o}{E_c}\right) \end{aligned} \quad (2-13)$$

e a chamada razão de alongamento Λ :

$$\begin{aligned} \Lambda &= \frac{dX_{max}}{d \log_{10}(E_o)} \\ &= 2.3 \lambda_r \end{aligned} \quad (2-14)$$

Mas N_{max} não pode ser comparado com valores experimentais, devido à ausência de mecanismos de perda de energia no modelo de Heitler. Assim, para melhorar a concordância com os dados, deve-se considerar produção de partículas e perdas de energia. Segundo o modelo, o número de elétrons (elétrons mais pósitrons) é $N_e \approx 2/3 N_{max}$, valor que é maior que o observado experimentalmente. A razão desta diferença é o fato de que no Bremsstrahlung em geral são produzidos vários fótons, e não só um, como o modelo considera. Além disso, alguns elétrons, nestes processos, deixam a cascata e começam a formar parte da atmosfera.

Embora o modelo de Heitler seja uma versão simplificada e possua limitações, duas características importantes das cascatas eletromagnéticas conseguem ser descritas satisfatoriamente. Primeiramente, o número máximo (N_{max}) de e^- , e^+ e fótons é proporcional à energia inicial do primário (E_o). E, por outro lado, a profundidade atmosférica onde ocorre o desenvolvimento longitudinal máximo do chuva (X_{max}) é proporcional ao logaritmo desta energia.

Como no caso eletromagnético, para a descrição da parte hadrônica, precisa-se dividir a atmosfera em camadas. Assim, a distância entre processos sucessivos de interação está definida como $d = \lambda_I \ln(2)$, sendo

λ_I o comprimento de interação correspondente às partículas que interagem fortemente (no ar $\lambda_I \sim 120 \text{ g/cm}^2$). Após a primeira interação, o número de píons carregados será N_{ch} , e de píons neutros $(1/2)N_{ch}$. Os píons neutros decairão em fótons, que posteriormente formarão parte da componente eletromagnética. No entanto, no caso dos píons carregados, continuarão interagindo sucessivamente até atingir o valor de energia crítico E_c . Posteriormente, todos eles decairão em múons, contribuindo dessa maneira à parte muônica do chuveiro.

No modelo, o número de píons carregados após n interações é:

$$N_\pi = (N_{ch})^n \quad (2-15)$$

considerando igual probabilidade de criação para todos os tipos de píons (cada um deles levará a mesma quantidade de energia):

$$\begin{aligned} E_o &\longrightarrow 1/3E_o = \pi^o \\ &\longrightarrow 1/3E_o = \pi^+ \\ &\longrightarrow 1/3E_o = \pi^- \end{aligned} \quad (2-16)$$

dessa forma, depois um processo de interação tem-se $(2/3)n_\pi$ (píons carregados), e $(1/3)n_{\pi^o}$ (píons neutros). Na figura 2.10(b), se apresenta o desenvolvimento de uma cascata gerada por hádrons.

A energia por pión carregado em função do número de processos de interação n será:

$$E_\pi = \frac{E_o}{(3/2N_{ch})^n} \quad (2-17)$$

onde ao chegar na energia crítica E_c , teremos:

$$n_c = \frac{\ln(E_o/E_c)}{\ln(3/2N_{ch})} \quad (2-18)$$

Considerando que a multiplicidade em colisões π -núcleos é similar, pode se colocar um valor constante para $N_{ch} = 10$. Assim, E_c diminui suavemente com o aumento da energia do primário.

Energia do Primário

Considerando as contribuições EM e hadrônica, a energia do raio cósmico primário está sendo dividida basicamente entre píons (N_π) e partículas EM (N_{max}), nas cascatas secundárias. No entanto, quando já não é possível produzir mais píons nos sucessivos processos de interação, seu número será aproximadamente igual ao número de múons ($N_\mu = N_\pi$).

Assim, no caso geral para a energia inicial tem-se:

$$E_o = E_c^e N_{max} + E_c^\pi N_\mu \quad (2-19)$$

mas levando em consideração correções obtidas pelas simulações de chuviros, e os dados experimentais para o número de elétrons no caso EM ($N_e = N_{max}/10$), a energia ficará [38]:

$$\begin{aligned} E_o &= 10E_c^e \left(N_e + \frac{E_c^\pi}{10E_c^e} N_\mu \right) \\ &\approx 0.85 GeV (N_e + 24N_\mu) \end{aligned} \quad (2-20)$$

Dessa maneira, ao se conhecer a quantidade de múons e elétrons no ponto onde não tem mais produção de partículas, pode se inferir a energia do primário.