

Tese de Mestrado

Formação, Propagação e Detecção de Neutrinos de Altíssimas Energias

Célio A. Moura Jr.

Orientador: Prof. Dr. Marcelo M. Guzzo

*Instituto de Física Gleb Wataghin
Universidade Estadual de Campinas
Cx. Postal 6165 - 13083-970 Campinas, SP, Brasil*

*À minha avó Julia, que foi quem me ensinou a
nunca desistir de uma luta e me mostrou que
não devemos hesitar em ajudar as pessoas
que estão mais próximas de nós.*

*No primeiro ou segundo dia, todos nós apontávamos para os nossos países.
No terceiro ou quarto dia, estávamos apontando para os nossos continentes.
No quinto dia, só percebíamos uma única Terra.*

Príncipe sultão Bin Salmon Al-saud,
astronauta da Arábia Saudita

Assim, sabemos sem querer saber que nos originamos deste mundo, que todas as nossas partículas foram formadas há 15 bilhões de anos, que nossos átomos de carbono se constituíram num sol anterior ao nosso, que nossas moléculas nasceram na Terra e talvez tenham aqui chegado às vezes por meteoritos. Sabemos sem querer saber que somos filhos desse cosmos, que carrega em si nosso nascimento, nosso dever, nossa morte.

Edgar Morin,
sociólogo francês

Agradecimentos

Gostaria de deixar meus agradecimentos a todas aquelas pessoas que de alguma forma contribuíram para a realização deste trabalho, tanto nas partes técnicas como nas mais pessoais. Isso quer dizer, desde os profissionais com quem trabalhei até minha família e os amigos que sempre me deram suporte.

Os nomes que não poderiam deixar de ser citados são com certeza o do Marcelo, meu orientador, que com muita paciência soube me guiar com bastante liberdade e puxando minhas orelhas nos momentos necessários. Hiroshi Nunokawa, que sempre está pronto a me ajudar e me deu aulas de fortran com seu livro escrito em japonês. Johana Maria Chirinos Diaz, que chegou aos resultados com a parametrização de Gaisser-Hillas. Luiz Vitor de Souza Filho, cuja ajuda foi essencial para fazer as simulações numéricas dos chuviscos atmosféricos extensos gerados com o programa CORSIKA, além de suprir minha ignorância computacional.

Os últimos nomes que gostaria de citar são os nomes do Henrique Barbosa, Luiz Américo, Orlando Peres, Pedro Holanda e Walter Mello pelos comentários e ajuda relevantes, e finalmente, ao meu irmão Roldão Júnior pelas muitas correções de português. As outras pessoas, por favor, compreendam que se eu fosse colocar todos os nomes que merecem ser citados iria gastar páginas e páginas. Não seria uma atitude ecologicamente correta.

Agradeço às pessoas que pagam direitinho seus impostos (apesar de muitas vezes serem injustos), pois foi através delas que eu pude realizar os meus estudos quase sempre em escolas mantidas pelo Governo, e ainda receber minhas bolsas de iniciação científica e de mestrado. Agradeço à CAPES por financiar durante dois anos este trabalho.

Resumo

Os neutrinos de altíssimas energias, ou seja, com energias maiores que 10^{16} eV, são produzidos principalmente no decaimento dos píons carregados que podem ser fruto, por exemplo, do decaimento de partículas superpesadas devido a defeitos topológicos ou da interação de prótons, acelerados até altíssimas energias, com raios gama em objetos como Núcleos Ativos de Galáxias.

A previsão, segundo a física padrão, é de que menos de 1% dos neutrinos formados nesses objetos, sejam neutrinos do tau, o que faz com que a detecção de neutrinos do tau aqui na Terra, em proporção maior que 1% em relação aos outros sabores, seja um indício de propriedades como massa ou momento magnético para os neutrinos, resultando em fenômenos como oscilação de sabor.

Neste trabalho, discutimos um método de como neutrinos do tau poderiam ser univocamente determinados no Observatório Pierre Auger, baseado num evento conhecido com *Double Bang*. Concluímos que um número muito pequeno de eventos do tipo *Double Bang* deve ser esperado, segundo modelos utilizando física padrão para calcular o fluxo de neutrinos. Contudo, a detecção de um único evento no Observatório Pierre Auger num intervalo de vários anos pode ser um indício de uma física além do modelo padrão.

Abstract

The ultra high energy neutrinos, that means, neutrinos with energies bigger than 10^{16} eV, are produced mainly in the decays of charged pions that can be originated, for instance, from the decays of super massive particles due to topological defects or from the interaction of accelerated protons up to ultra high energies with gamma rays in objects like Active Galactic Nuclei.

The forecast, according to the standard model, is that less than 1% of the neutrinos produced in this objects be tau neutrinos, so that the detection of tau neutrinos here in the Earth in excess of 1% of the total with relation to the other flavors, can indicate properties like mass or magnetic moment of the neutrinos, resulting in phenomenon like flavor oscillation.

In this work, we discussed a method of how tau neutrinos could be uniquely determined with the Pierre Auger Observatory, based on a kind of event called Double Bang. A very small number of events coming from such Double Bangs must be waited according to the flux of neutrinos calculated by the standard particle model. However we conclude that the detection of even a single event of a tau neutrino in the Auger Observatory during a few years of observation, could be a signal for a physics beyond the standard model.

Índice

1	Neutrinos no Observatório Pierre Auger	5
1.1	O Limite GZK	9
1.2	Os Neutrinos como Raios Cósmicos de Altíssimas Energias . .	13
1.3	O Observatório Pierre Auger	14
1.4	O Observatório Auger como Detector de Neutrinos	16
1.5	Fluxos de Neutrinos de Altíssimas Energias	19
1.6	A Proporção de Sabor nas Fontes Extragalácticas	22
2	O <i>Double Bang</i>	24
2.1	Ausência de Absorção pela Terra	25
2.2	<i>Double Bang</i>	28
2.2.1	A Geometria do Detector	30
2.2.2	A Cinemática do <i>Double Bang</i>	30
2.3	O Número de Eventos	33
3	Resultados	36
3.1	A Parametrização de Gaisser-Hillas	36
3.2	Simulações com o CORSIKA	40
3.3	Número de Eventos e Conclusões	48

4	Estudando Oscilações de Neutrinos Através de Fontes Extra-galácticas	51
4.1	Oscilações de Sabor Induzidas por Momento Magnético	53
4.2	Conclusão	60
5	AGN's, GRB's, TD's e outras fontes	61
5.1	Mecanismos de Aceleração <i>Bottom-Up</i>	62
5.1.1	Explosões de Supernovas	62
5.1.2	Núcleos Ativos de Galáxias	64
5.1.3	<i>Bursts</i> de Raios Gama	71
5.2	Mecanismos de Aceleração <i>Top-Down</i>	75
5.2.1	Espectro de Injeção de Nucleons, Raios- γ e Neutrinos .	75

Lista de Figuras

1	Fluxo (Flux) de fótons como função do comprimento de onda (λ) e da energia (E). Para as energias acima de 0.1TeV, também é mostrado o fluxo dos raios cósmicos [1].	2
1.1	Espectro de energia dos raios cósmicos. As setas indicam o fluxo (Flux) integrado acima de determinada energia (Energy) com valores correspondentes a 1 partícula/($m^2 \times s$) para energias acima de 1TeV, 1 partícula/($m^2 \times ano$) acima de 10PeV, e 1 partícula/($km^2 \times ano$) acima de 10EeV [43].	6
1.2	Fluxo ($I(E)$) dos raios cósmicos multiplicado por um fator $E^{2.75}$. As setas apontam a estrutura do espectro próximo a 1PeV, conhecido como “joelho”, e 10EeV, o “calcanhar” [1].	7
1.3	Região de mais alta energia (Energy, E) do espectro de raios cósmicos, observado pelo experimento AGASA (círculos) e o que se esperaria para uma distribuição uniforme de fontes cosmológicas e para propagação e interação padrão dos raios cósmicos (linha pontilhada) [43].	8
1.4	Comprimento de atenuação (Distance) de fótons, prótons e núcleos de ferro como função da energia (E) [43].	11

1.5	Desenvolvimento de um chuveiro horizontal. É mostrado a frente de propagação do chuveiro (shower front), com sua cascata eletromagnética (electromagnetic cascade) após uma atmosfera (after 1 atm.) e os múons com altas energias (hard muons) após três atmosferas (after 3 atm.) [43].	18
1.6	Predição do fluxo de neutrinos (Φ_ν), em função da energia (E_ν) para vários modelos de fontes [4]. Ver texto.	20
2.1	Comparação dos fluxos (dI/dE) em função da energia (energy) previstos para as várias fontes de neutrinos e a sensibilidade do Auger de no mínimo 1 evento a cada 3 anos [43].	26
2.2	Esquema de um evento do tipo <i>Double Bang</i> ocorrendo em um detector de neutrinos. Para um neutrino com energia da ordem de 1PeV, as cascatas formadas podem ser vistas por um detector como DUMAND ou AMANDA. Os pontos indicam os módulos, com as fotomultiplicadoras do detector, e os círculos indicam o número de fótons detectados [8].	28
2.3	Geometria obedecida pelo detector de fluorescência para que um evento seja detectado. O valor de h indica a altura a partir da qual um evento pode ser detectado. A variável ω mostra a distância, medida no eixo de incidência do chuveiro, percorrida pelos dois chuveiros dentro do campo de detecção. Ambos os valores, de h e de ω , dependem do ângulo de incidência do chuveiro.	31
3.1	Gráficos do número de partículas em função da profundidade atmosférica em g/cm^2 para uma inclinação de 45° , segundo a parametrização de Gaisser-Hillas. As altitudes da primeira interação são de 31, 33, 35, 38, 40 e 45km da esquerda para a direita e de cima para baixo.	38

3.2	Gráficos do número de partículas em função da profundidade atmosférica em g/cm^2 para uma inclinação de 70° , segundo a parametrização de Gaisser-Hillas. As altitudes da primeira interação são de 16, 20, 24 e 28km da esquerda para a direita e de cima para baixo.	39
3.3	Gráficos do número de partículas em função da profundidade atmosférica em g/cm^2 para inclinações de 30° , 45° e 60° de cima para baixo. A energia do neutrino primário é de 0.5EeV.	42
3.4	Gráficos do número de partículas em função da profundidade atmosférica em g/cm^2 para inclinações de 50° , 55° e 60° de cima para baixo. A energia do neutrino primário é de 1EeV.	43
3.5	Gráficos do número de partículas em função da profundidade atmosférica em g/cm^2 , simulados com a versão 6.00 do CORSIKA, para inclinações de 45° , 55° , 65° e 75° da esquerda para a direita, de cima para baixo. A energia do neutrino primário é de 0.5EeV.	45
3.6	Gráficos do número de partículas em função da profundidade atmosférica em g/cm^2 , simulados com a versão 6.00 do CORSIKA, para inclinações de 45° , 55° , 65° e 75° da esquerda para a direita, de cima para baixo. A energia do neutrino primário é de 1EeV.	46
4.1	Gráfico da variação de probabilidade de conversão de sabor do neutrino ($P_{\nu_L\nu_R}$) em função de Δm . Consideramos um momento magnético para o neutrino sendo de $\mu = 10^{-16}\mu_B$. Os outros parâmetros são: $x = 1000\text{Mpc}$, $E = 1\text{EeV}$ e $B = 10\text{nG}$	55
4.2	Gráfico da variação de probabilidade de conversão de sabor do neutrino ($P_{\nu_L\nu_R}$) em função do momento magnético (μ) deste. Considerou-se aqui, $\Delta m = 10^{-13}\text{eV}^2$. Os outros parâmetros são: $x = 1000\text{Mpc}$, $E = 1\text{EeV}$ e $B = 10\text{nG}$	56

4.3	Valores de Δm e μ , caso a probabilidade de conversão de sabor do neutrino seja de 1%. Os outros parâmetros são: $x = 1000\text{Mpc}$, $E = 1\text{EeV}$ e $B = 10\text{nG}$	57
4.4	Valores de Δm e μ para probabilidades de conversão de sabor de 1% (preto) e 10% (vermelho). Os outros parâmetros são: $x = 1000\text{Mpc}$, $E = 1\text{EeV}$ e $B = 10\text{nG}$	58
4.5	Gráfico dos valores de Δm e μ para uma fonte extragaláctica emitindo neutrinos com energias entre 0.1EeV e 1EeV. Os outros parâmetros são: $x = 1000\text{Mpc}$, $E = 1\text{EeV}$ e $B = 10\text{nG}$. . .	59
5.1	Tamanho (size) e campo magnético (magnetic field) de possíveis fontes de raios cósmicos de altíssimas energias. Como exemplo, podemos ver que as fontes que estão abaixo da linha vermelha pontilhada não são capazes de acelerar prótons até energias acima de 100EeV, pois o produto BR é muito pequeno. [43]. .	63
5.2	Galáxia ativa, com um disco de acréscimo (accretion disk) de matéria e um par de jatos (jets). O núcleo da galáxia é composto por um buraco negro (black hole) com $\approx 10^9$ massas solares. Partículas aceleradas em choques no disco de acreção ou nos jatos interagem com uma alta densidade de fótons ($\sim 10^{14}/\text{cm}^3$) [1].	65
5.3	Esquema de um fóton sendo acelerado em um AGN. Processos deste tipo dão razão aos comprimentos de onda observados na Terra [1].	67
5.4	Cinemática de um GRB [1].	73

Lista de Tabelas

- 1.1 Número de eventos de neutrinos por ano para diferentes fluxos e seções de choque. O primeiro número dentro das colunas MRS(R1) e GRV 95, corresponde à aceitação calculada por uma aproximação geométrica, considerando inclusive chuviros cujo eixo não passam pelo detector. O segundo corresponde a uma simulação (pessimista) feita por método de Monte Carlo. A última coluna mostra o intervalo de energia dos eventos esperados. Eventos correspondentes a um dos sítios (de 3000km²) do Auger [4]. 21
- 3.1 Tabela dos parâmetros utilizados na simulação com a versão 5.62 do CORSIKA e energia do neutrino primário de 0.5EeV. O ângulo θ mede a inclinação do eixo de incidência do chuviro, 1^a int. é a altitude da primeira interação, $\gamma c\tau \cos \theta$ é a projeção no eixo vertical, da distância que o tau percorre antes de decair, 2^a int. é a altitude em que o tau decai. h e ω estão relacionados à geometria do detector. As unidades são em km, com exceção de onde está especificado. 44

3.2	Tabela dos parâmetros utilizados na simulação com a versão 5.62 do CORSIKA e energia do neutrino primário de 1EeV. O ângulo θ mede a inclinação do eixo de incidência do chuveiro, 1ª int. é a altitude da primeira interação, $\gamma c\tau \cos \theta$ é a projeção no eixo vertical, da distância que o tau percorre antes de decair, 2ª int. é a altitude em que o tau decai. h e ω estão relacionados à geometria do detector. As unidades são em km, com exceção de onde está especificado.	44
3.3	Tabela dos parâmetros utilizados na simulação com a versão 6.00 do CORSIKA e energia do neutrino primário de 0.5EeV. O ângulo θ mede a inclinação do eixo de incidência do chuveiro, 1ª int. é a altitude da primeira interação, $\gamma c\tau \cos \theta$ é a projeção no eixo vertical, da distância que o tau percorre antes de decair, 2ª int. é a altitude em que o tau decai. h e ω estão relacionados à geometria do detector. As unidades são em km, com exceção de onde está especificado.	47
3.4	Tabela dos parâmetros utilizados na simulação com a versão 6.00 do CORSIKA e energia do neutrino primário de 1EeV. O ângulo θ mede a inclinação do eixo de incidência do chuveiro, 1ª int. é a altitude da primeira interação, $\gamma c\tau \cos \theta$ é a projeção no eixo vertical, da distância que o tau percorre antes de decair, 2ª int. é a altitude em que o tau decai. h e ω estão relacionados à geometria do detector. As unidades são em km, com exceção de onde está especificado.	47
3.5	Tabela com os resultados finais: Número de eventos multiplicado por 0.01, correspondente à fração esperada de neutrinos do tau.	49

Introdução

Física de neutrinos com energias acima de 10^{16} eV, deste ponto em diante chamados de neutrinos de altíssimas energias, tem sido feita utilizando-se detectores ópticos colocados em tanques de água ou gelo, construídos dentro do mar, lagos ou abaixo do solo. Com experimentos desse tipo os neutrinos estão ajudando os profissionais desta área a atacar os mais importantes problemas atuais da astronomia, astrofísica, física de raios cósmicos e das partículas elementares.

Dentre os muitos problemas que os telescópios de neutrinos de altas energias podem ajudar a investigar estão a origem dos raios cósmicos, os mecanismos de aceleração das partículas emitidas pelos Núcleos Ativos de Galáxias, *Bursts* de Raios Gama, Defeitos Topológicos, Supernovas Galácticas e até, possivelmente, a estrutura do interior terrestre. Através da astrofísica de neutrinos de altas energias pode-se, ainda, abrir uma nova janela ao se olhar para o universo.

Para entendermos essa afirmação, a Figura 1 mostra o fluxo difuso de fótons como função de sua energia e comprimento de onda, desde ondas de rádio até os raios gama de mais alta energia detectados em satélites. A região de energia maior que 10 GeV^1 , é caracterizada por um fluxo de fótons e raios

¹Eletronnvolt ($1\text{eV} = 1.6\times 10^{-19}\text{J}$) é a unidade de energia mais apropriada para a física

cósmicos muito baixo, sendo que o fluxo de neutrinos nessa mesma região pode ser bem maior.

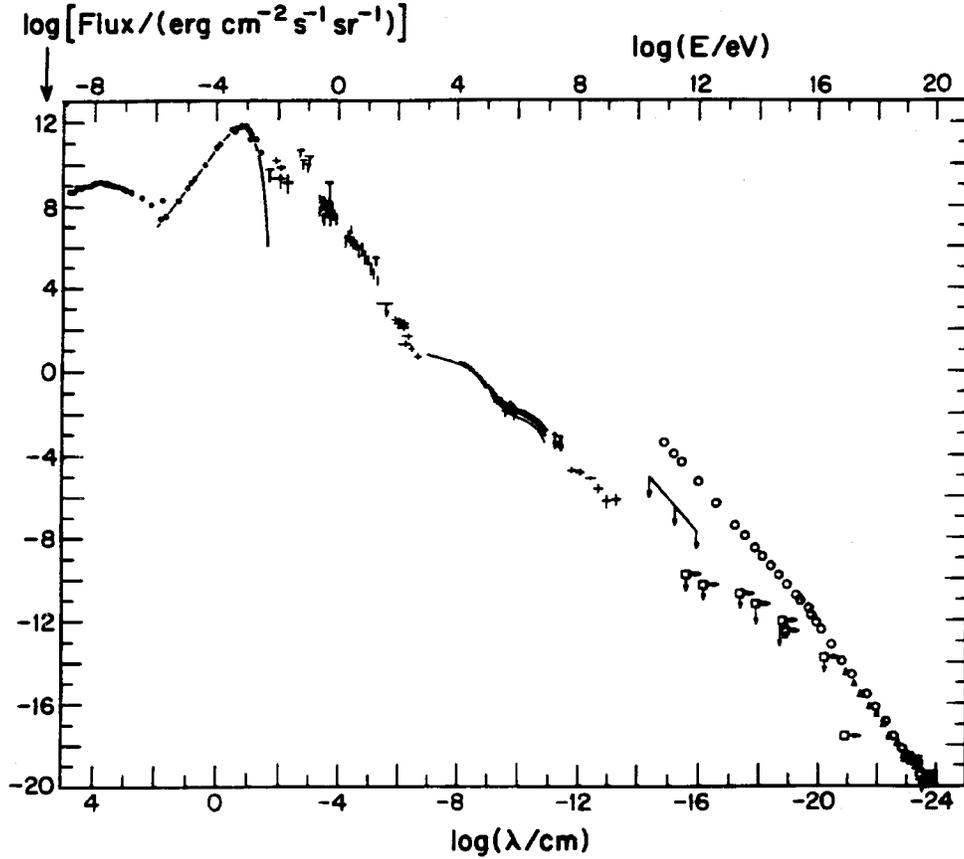


Figura 1: Fluxo (Flux) de fótons como função do comprimento de onda (λ) e da energia (E). Para as energias acima de 0.1TeV, também é mostrado o fluxo dos raios cósmicos [1].

Explorar essa região de energia com neutrinos apresenta a vantagem de que os neutrinos, diferentemente dos fótons e raios cósmicos de altas energias, de partículas e conseqüentemente de raios cósmicos. Geralmente são utilizados prefixos no lugar das potências de 10, onde M = 10^6 , G = 10^9 , T = 10^{12} , P = 10^{15} , E = 10^{18} e Z = 10^{21} .

podem chegar até os detectores essencialmente sem atenuação no seu fluxo, mesmo vindos das partes mais distantes do universo. Além disso, sua direção de chegada não deve ser alterada pelos campos magnéticos galácticos e intergalácticos, como acontece com os raios cósmicos com energias abaixo de 1EeV [1].

Neste trabalho, estudamos a possibilidade de se detectar neutrinos através do Observatório Pierre Auger [2]. Os primeiros estudos já feitos nesse sentido, mostram que mesmo não sendo um telescópio que foi desenhado especificamente para se detectar neutrinos, o Observatório Pierre Auger possui um potencial para tal, comparável ou até melhor que o dos maiores tanques de água ou gelo construídos especialmente para a detecção de neutrinos. Segundo esses estudos, o Observatório Auger pode distinguir chuueiros atmosféricos criados por neutrinos desde que esses possuam grandes ângulos de incidência, ou seja, que esses chuueiros sejam quase horizontais [3]-[7]. Os detalhes serão dados no Capítulo 1.

Fizemos algumas simulações numéricas que mostram um outro método de se detectar neutrinos no Observatório Auger. A idéia original foi utilizada pela primeira vez para a detecção de neutrinos com energias da ordem de 1PeV em detectores como DUMAND ou AMANDA [8]. A idéia deste trabalho é que neutrinos do tau podem interagir na atmosfera, formando um chuueiro hadrônico e um tau. O tau decai formando um segundo chuueiro. Por isso esses eventos são chamados de eventos do tipo *Double Bang*. Através dos detectores de fluorescência do Observatório Auger pode-se detectar esse tipo de evento, desde que o neutrino do tau esteja dentro de um intervalo específico de energia e ângulo de incidência. O desenvolvimento da idéia

de se usar o *Double Bang* como sinal para se detectar os neutrinos do tau no Observatório Auger está no Capítulo 2, e os resultados das simulações numéricas são mostrados no Capítulo 3.

No Capítulo 4, mostra-se que através do estudo de fontes cosmológicas, pode-se observar neutrinos do elétron e do múon vindos de distâncias da ordem de 1000Mpc². A detecção de neutrinos do tau seria um indício de oscilação de sabor dos neutrinos, já que a previsão teórica é de que menos que 1% dos neutrinos de altíssimas energias vindos dessas fontes, seja de sabor tauônico [10]. Devido às distâncias envolvidas³, é possível se chegar a sensibilidades muito melhores do que por outros métodos, para os parâmetros das oscilações, tais como $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ (a diferença das massas ao quadrado de dois auto-estados de massa diferentes) da ordem de 10^{-17}eV^2 [11] e o momento magnético do neutrino da ordem de $10^{-16}\mu_B$ [12].

O Capítulo 5, é dedicado a um estudo não aprofundado, pois esse não era o objetivo deste trabalho, das possíveis fontes que podem acelerar os raios cósmicos, que geram os chuviros atmosféricos extensos de altíssimas energias aqui na terra. Dentre as fontes estudadas estão os Núcleos Ativos de Galáxias (AGN's) [13]-[23], *Bursts* de Raios Gama (GRB's) [24]-[33], Defeitos Topológicos (TD's) [34]-[39] e a própria Radiação Cósmica de Fundo (CMBR) [22, 40, 41] de aproximadamente 2.7K. As siglas vêm do Inglês: AGN para *Active Galactic Nuclei*, GRB para *Gamma Ray Burst*, TD para *Topological Defect* e CMBR para *Cosmic Microwave Background Radiation*.

²A unidade parsec (1pc \approx 3.26 anos luz \approx 3.086 \times 10¹⁶m) é a mais apropriada para se medir distâncias astronômicas.

³Só para se ter uma idéia, o diâmetro da Via Láctea é de aproximadamente 30kpc; os quasares estão localizados a distâncias maiores que 500Mpc, e o raio do Universo visível é aproximadamente 5Gpc.

Capítulo 1

Neutrinos no Observatório Pierre Auger

O espectro de energia dos raios cósmicos [42], mostrado na Figura 1.1, chega até a um valor superior a 100EeV, o que significa mais de oito ordens de magnitude maior que as energias de partículas aceleradas artificialmente aqui na Terra. Para as energias até aproximadamente 1PeV, pode-se explicar a origem dos raios cósmicos pelas fontes da nossa própria galáxia. Explosões de Supernovas podem lançar partículas até estas energias, sem problemas¹ [1].

Por outro lado, partículas carregadas com energias acima de 1EeV não podem estar confinadas à nossa galáxia já que os campos magnéticos são muito baixos e o tamanho da galáxia é pequeno. Assim, acredita-se que as fontes dos raios cósmicos de mais alta energia sejam quase que, certamente, extragalácticas [1].

Também é curioso notar que o espectro de energia está dividido aparentemente em três partes com três leis de potência diferentes. A Figura 1.2 mostra os limites dessas três partes. A primeira, que vai até 10^6 GeV, coincide com

¹Vide Capítulo 5.

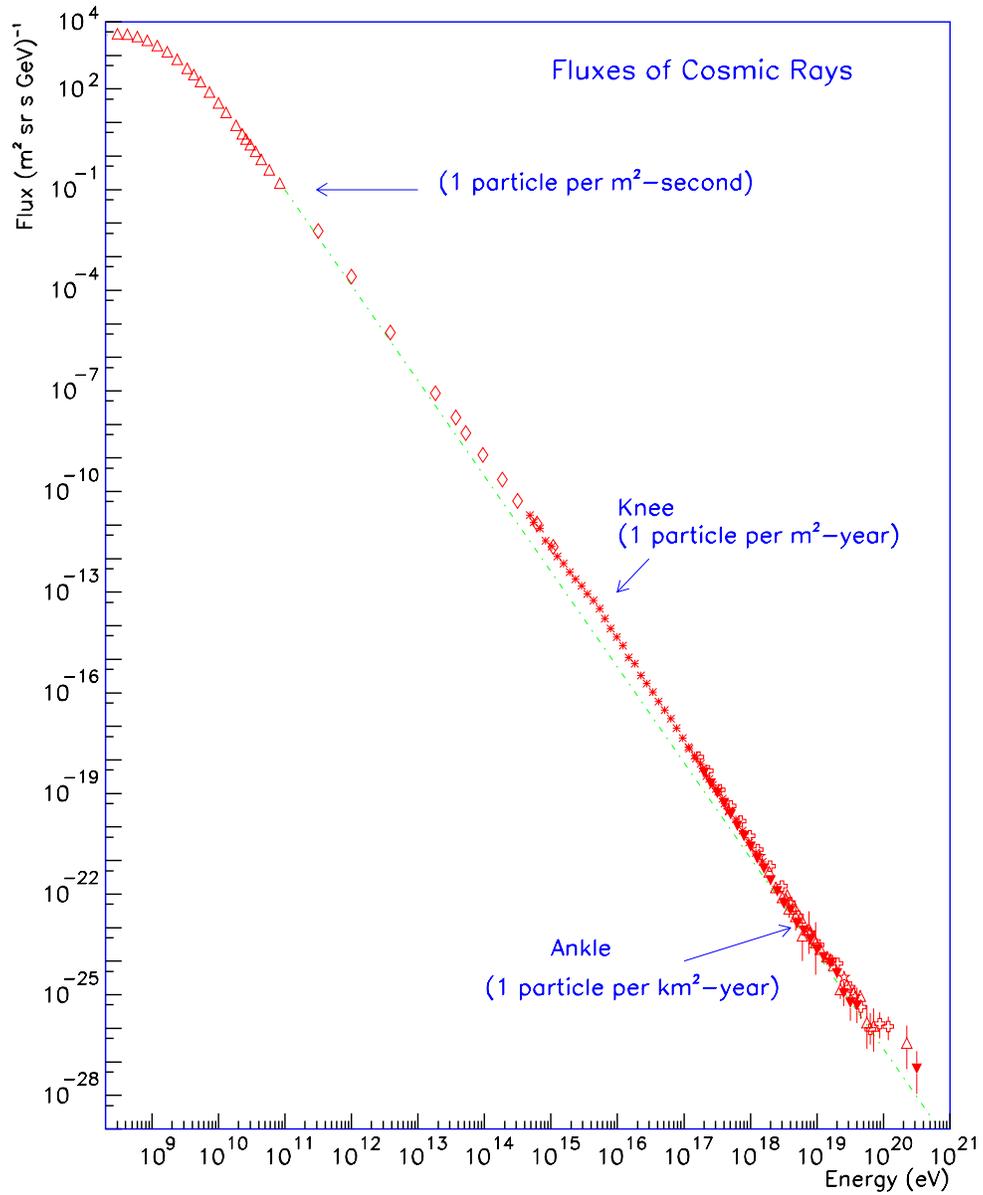


Figura 1.1: Espectro de energia dos raios cósmicos. As setas indicam o fluxo (Flux) integrado acima de determinada energia (Energy) com valores correspondentes a 1 partícula/ $(\text{m}^2 \times \text{s})$ para energias acima de 1TeV, 1 partícula/ $(\text{m}^2 \times \text{ano})$ acima de 10PeV, e 1 partícula/ $(\text{km}^2 \times \text{ano})$ acima de 10EeV [43].

o limite de energia das Supernovas galácticas; a segunda, que começa em 10^6 GeV e vai até 10^{10} GeV, coincide com o Limite GZK² [41], que é discutido em maiores detalhes na seção 1.1, e a terceira começa em 10^{10} GeV mas ainda não se sabe até onde pode chegar.

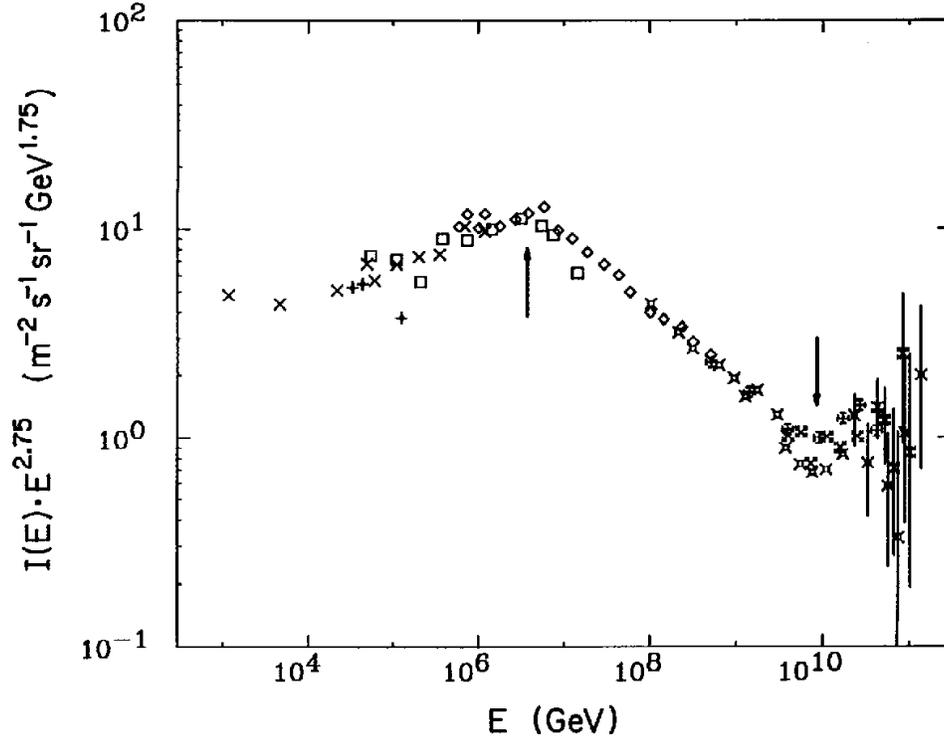


Figura 1.2: Fluxo ($I(E)$) dos raios cósmicos multiplicado por um fator $E^{2.75}$. As setas apontam a estrutura do espectro próximo a 1PeV, conhecido como “joelho”, e 10EeV, o “calcanhar” [1].

A Figura 1.3 é uma ampliação da parte de energia mais alta do espectro, onde somente os últimos dados do experimento AGASA [44] são colocados. O espectro está multiplicado por E^3 de tal modo que a parte com energias

²Essa sigla é retirada dos nomes dos físicos que primeiro investigaram esse limite, Greisen-Zatsepin-Kuz'min.

abaixo de $\sim 1\text{EeV}$ se torne plana quando visualizada no gráfico. Pode-se comparar o que se espera de uma distribuição uniforme de fontes cosmológicas, obedecendo o Limite GZK, com o que é observado.

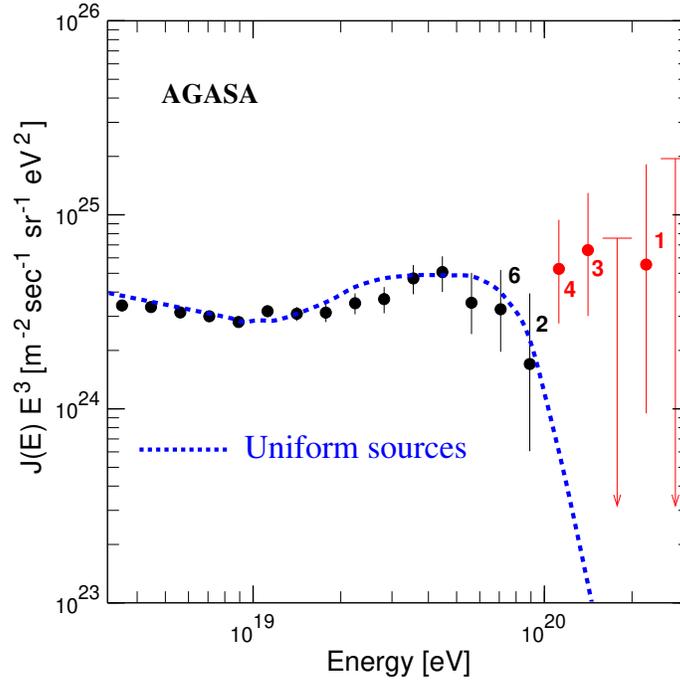


Figura 1.3: Região de mais alta energia (Energy, E) do espectro de raios cósmicos, observado pelo experimento AGASA (círculos) e o que se esperaria para uma distribuição uniforme de fontes cosmológicas e para propagação e interação padrão dos raios cósmicos (linha pontilhada) [43].

O projeto do Observatório Pierre Auger [2], foi concebido justamente com o intuito de se estudar melhor os problemas relacionados aos mecanismos de aceleração e à propagação dos raios cósmicos de energia acima de 10EeV .

1.1 O Limite GZK

Para energias acima de aproximadamente 50EeV, prótons da radiação cósmica interagem com fótons da CMBR³ e produzem píons secundários pelo processo $p\gamma \rightarrow \Delta \rightarrow p\pi^0$ ou $p\gamma \rightarrow \Delta \rightarrow n\pi^+$. Essas reações fazem com que o fluxo de prótons com energias acima do limite de fotoprodução (E_{lim}) diminua rapidamente com a distância viajada. Quase que independentemente da energia primária [6], após ter atravessado uma distância menor que 100Mpc, a energia do próton cai abaixo do limite de fotoprodução dado por [1]:

$$4E_p\epsilon > (m_\Delta^2 - m_p^2) \quad (1.1)$$

onde E_p é a energia do próton, ϵ é a energia dos fótons da CMBR, m_Δ é a massa da ressonância delta ($\sim 1232\text{MeV}$) e m_p a massa do próton ($\sim 938\text{MeV}$).

Para a energia média dos fótons da CMBR (10^{-3}eV), obtém-se o limite de fotoprodução $E_{lim} = 70\text{EeV}$. O comprimento de atenuação, definido como a distância média percorrida por uma partícula antes de interagir e ter sua energia atenuada, pode ser estimado pela seção de choque de fotoprodução e pela densidade da CMBR: $L = (\sigma\rho)^{-1} \simeq 6\text{Mpc}$ [43].

Para núcleos mais pesados o limite é ainda mais severo. Eles sofrem fotodesintegração na CMBR e radiação infravermelha perdendo em média 3 a 4 nucleons por Mpc quando sua energia excede 20EeV até 200EeV dependendo da densidade de fótons no infravermelho [43].

No caso dos fótons de alta energia, quando atravessam o Universo, produzem pares e^+e^- ao interagirem com a radiação óptica, infravermelha, CM-

³*Cosmic Microwave Background Radiation*. Vide último parágrafo do Capítulo .

BR ou ondas de rádio na condição [1]:

$$4E\epsilon > (2m_e)^2 \quad (1.2)$$

onde m_e é a massa do elétron ($\sim 0.5\text{MeV}$) e, E e ϵ são as energias no centro de massa, do fóton acelerado e o da radiação cósmica, respectivamente. Portanto, quando possuem energias da ordem de 1TeV , os fótons acelerados são absorvidos no *background* infravermelho. Com 1PeV de energia, na CMBR e com 1EeV , nas ondas de rádio.

Como pode ser visto na Figura 1.4, o comprimento de atenuação é menor que 10Mpc para energias entre $3 \times 10^{13}\text{eV}$ e 10^{20}eV . Neste intervalo de energia, o Universo é opaco para fótons vindos de fontes cosmológicas.

Uma vez que o fóton tenha produzido um par e^+e^- , esse tornará a produzir fótons via Espalhamento Compton Inverso (ECI). Esses dois processos dominantes, a produção de pares e o ECI, são responsáveis pela produção de cascatas eletromagnéticas no espaço. Na Figura 1.4 vemos que o limite para a produção de pares com os fótons da CMBR ($E_{lim} \approx 2 \times 10^{14}\text{eV}$) ocorre em distâncias de até aproximadamente 10kpc enquanto que o subsequente ECI de elétrons na CMBR irá ocorrer em escalas ainda menores (1kpc).

Como consequência, os fótons de altíssimas energias irão produzir, através de colisões sucessivas nos fótons das várias energias (ondas de rádio, CMBR, infravermelho e óptico), cascatas com energias cada vez menores, formando um fluxo difuso de fótons com energias abaixo de 1TeV e um espectro com uma lei de potência.

O corte imposto pelo Limite GZK, ou seja, de que os prótons, fótons e núcleos, para que sejam detectados com energias maiores que 50EeV , devem

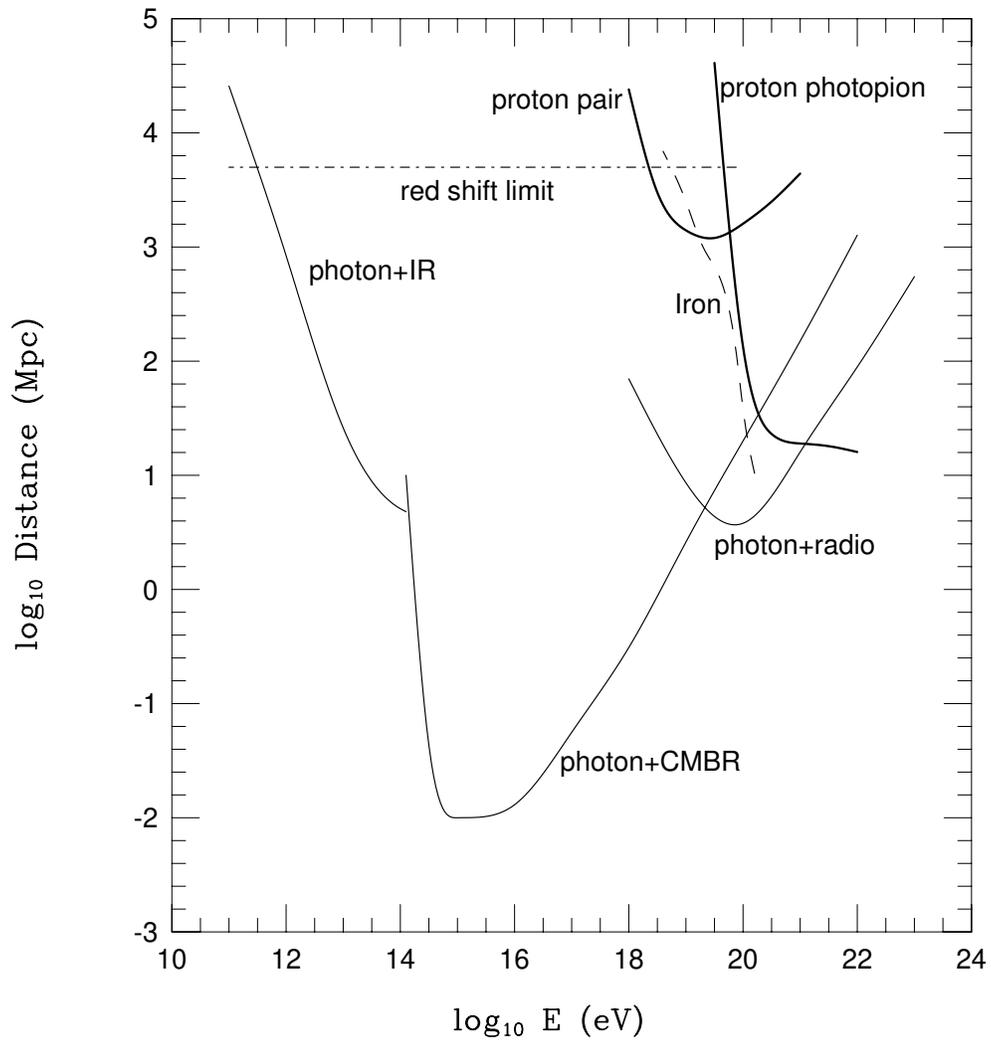


Figura 1.4: Comprimento de atenuação (Distance) de fótons, prótons e núcleos de ferro como função da energia (E) [43].

ter sua origem dentro de um raio menor que 100Mpc em torno da Terra, tem importantes conseqüências na propagação dos raios cósmicos. Para baixas energias, raios cósmicos são fortemente defletidos pelos campos magnéticos galácticos. Muitas deflexões sucessivas resultam em uma isotropia da direção de chegada dos raios cósmicos. Mas, para altas energias, a situação é diferente. O Raio de Larmor⁴ de um raio cósmico em campos magnéticos intergalácticos (tipicamente $\sim 10^{-9}$ G) é muito grande, de maneira que a deflexão pode ser expressa por [6]:

$$\theta \approx 0.3^\circ(L_{Mpc}ZB_{nG})/E_{20} \quad (1.3)$$

onde L_{Mpc} é a distância da fonte em Mpc, Z é a carga da partícula, B_{nG} é a intensidade do campo magnético em nG e E_{20} é a energia da partícula em unidades de 10^{20} eV (100EeV).

Assim, um próton com energia igual a 300EeV atravessando 100Mpc em campos magnéticos intergalácticos, sofre uma deflexão de apenas 10° em sua direção original. Com as distâncias limitadas pelo Limite GZK, isso significa que para as mais altas energias, as direções de chegada dos raios cósmicos devem apontar para as suas fontes com uma precisão da ordem de graus.

Contudo, os dados experimentais não mostram qualquer tipo de correlação entre as direções de chegada dos raios cósmicos de mais alta energia e a localização dos objetos astrofísicos capazes de acelerar as partículas até as energias observadas. Mesmo as direções de chegada dos eventos de mais alta energia já documentados (320EeV do experimento *Fly's Eye* [45] e 200EeV do AGASA [46]), não apontam para nenhum objeto que poderia ser a fonte

⁴Em unidades naturais ($e = c = 1$), $R_{Larmor} = E/B$. Vide Equação 5.2.

em nossa galáxia, de partículas com tais energias.

Os TD's são bons candidatos para explicar a origem dos raios cósmicos de mais alta energia, pois não precisam estar associados a nenhum objeto astrofísico visível e assim, os raios cósmicos não precisam estar apontando para fontes visíveis⁵.

1.2 Os Neutrinos como Raios Cósmicos de Altíssimas Energias

Pela discussão acima, pode-se concluir que a origem dos raios cósmicos de altíssimas energias são um verdadeiro mistério. Nenhuma fonte possível foi encontrada dentro do Limite GZK mas, enquanto fica difícil explicar os raios cósmicos de mais alta energia detectados na Terra como sendo hádrons, neutrinos parecem ser bons candidatos. Eles são “imunes” ao Limite GZK, podendo atravessar grandes distâncias no Universo. Um fato interessante é que existe um quasar (3C 147) a uma distância de 2.2Gpc numa direção muito próxima da direção de chegada medida pelo experimento *Fly's Eye* para o seu evento mais energético. Nenhum outro objeto na vizinhança da direção de chegada deste evento é um candidato viável como fonte [6].

Existem hipóteses de que as partículas que desencadeiam os chuviros atmosféricos de mais alta energia sejam ainda desconhecidas, mas os neutrinos são candidatos mais naturais. No caso do evento detectado pelo experimento *Fly's Eye*, é conveniente notar que o chuvaire não parece ter sido gerado por algum tipo de partícula exótica. Pelo contrário, seu desenvolvimento longitudinal se assemelha muito ao de um chuvaire iniciado por um próton!

⁵Vide Capítulo 5.

Se a partícula primária que gerou este evento realmente for um próton, esse certamente teve origem dentro de algumas dezenas de Mpc. Um neutrino não pode ser descartado, com o único inconveniente de que a probabilidade de um neutrino com energia de aproximadamente 10EeV ter interagido na atmosfera é da ordem de 10^{-5} se o seu ângulo de incidência na atmosfera for próximo da vertical[47].

Neutrinos de altíssimas energias podem ser produzidos em um grande número de objetos astrofísicos⁶. Onde houver hádrons interagindo e produzindo píons, os neutrinos estarão entre os produtos do decaimento desses.

1.3 O Observatório Pierre Auger

Mesmo os grandes detectores de raios cósmicos montados na superfície da Terra, não são capazes de detectar diretamente os raios cósmicos de altíssimas energias, devido ao seu baixíssimo fluxo. Eles detectam as grandes cascatas de partículas que os raios cósmicos geram na atmosfera: Os Chuveiros Atmosféricos Extensos (CAE's). Todos os experimentos desse tipo têm o objetivo de medir tão bem quanto possível a direção da partícula primária que gerou o chuveiro, sua energia e sua carga, para que se possa determinar a sua natureza.

Existem duas técnicas principais para esse tipo de medida. Uma consiste em espalhar detectores por uma grande área na superfície e tentar medir a densidade e o tempo de chegada das partículas do CAE, quando esse passa pelos detectores. E a outra, é feita estudando-se o desenvolvimento longitudinal do CAE, detectando-se a luz de fluorescência emitida pelas moléculas

⁶Vide Capítulo 5.

de nitrogênio, que são excitadas pelas partículas secundárias do CAE.

O Observatório Auger combina as duas técnicas. Sua área total será de 6000km^2 divididos em duas partes; uma no hemisfério sul do globo terrestre (em Mendoza, Argentina) e a outra no hemisfério norte (em Utah, EUA). O detector de superfície do hemisfério sul consiste em 1600 tanques de água, com um espaçamento de 1.5km entre eles, capazes de detectar a radiação Čerenkov⁷ das partículas do chuveiro. O detector de fluorescência será semelhante ao do experimento *Fly's Eye*. Uma vantagem de se usar as duas técnicas ao mesmo tempo está na possibilidade de se “cruzar” a calibração dos dois detectores minimizando erros sistemáticos. O detector de superfície irá medir a distribuição lateral de partículas em um chuveiro, com a habilidade de distinguir elétrons e múons, e o detector de fluorescência poderá determinar o desenvolvimento longitudinal do chuveiro e a profundidade atmosférica do seu máximo. A profundidade do máximo é uma das melhores informações para se identificar a partícula que iniciou o chuveiro.

Os dois detectores poderão funcionar independentemente. Enquanto que o detector de superfície funcionará todo o tempo, o de fluorescência pode operar apenas em noites com tempo bom (límpido) e sem lua (lua nova). Isto corresponde a aproximadamente 10% do tempo.

⁷A radiação Čerenkov é emitida quando a velocidade de uma partícula é maior que a velocidade da luz no meio que a partícula está atravessando.

1.4 O Observatório Auger como Detector de Neutrinos

A espessura da atmosfera é de aproximadamente $1000\text{g}/\text{cm}^2$ (dependendo da altitude), quando definida como $\chi = \int \rho dl$, de tal forma que um CAE vertical de altíssima energia, iniciado por um próton ou núcleo de ferro por exemplo, atinge o número máximo de partículas quando está próximo à superfície. Para ângulos zenitais maiores, ou seja, acima de 60° , a situação é bem diferente. Chamamos os CAE's com tais ângulos de incidência, de chuviros horizontais.

Sendo o comprimento de interação definido como; a distância média percorrida por uma partícula antes de interagir com as outras partículas do meio em que está atravessando, a espessura vertical da atmosfera corresponde a aproximadamente 11 comprimentos de interação, no caso dos prótons. Mas, a 60° , a espessura da atmosfera equivale a 2 atmosferas verticais, 3 atmosferas a 70° e 6 a 80° . Para um chuveiro realmente horizontal, a profundidade atmosférica é de $36000\text{g}/\text{cm}^2$, equivalente a 400 comprimentos de interação dos prótons. Fica claro portanto que dificilmente um CAE de característica hadrônica poderá atingir o solo nestas condições. Os neutrinos são as únicas partículas capazes de penetrar na atmosfera formando um CAE horizontal próximo ao detector [6].

Para baixas energias, os neutrinos possuem seção de choque de interação muito baixa, de tal modo que eles podem passar por toda a Terra sem interagir com nada. Contudo, sua seção de choque aumenta com a energia, e um neutrino com 10EeV possui uma probabilidade de interação $\sim 10^{-5}$

para cada $1000\text{g}/\text{cm}^2$ atravessadas⁸. Portanto sua seção de choque de interação não é desprezível e o neutrino de altíssima energia pode interagir em qualquer ponto ao longo de sua trajetória. Diferentemente, um próton deve interagir após ter atravessado em torno de $90\text{g}/\text{cm}^2$, formando um chuveiro extremamente longe do detector no caso dos chuveiros horizontais.

Um chuveiro induzido por um neutrino, tendo sido formado profundamente na atmosfera, quando chega ao detector, ainda “jovem”, deve conter uma componente eletromagnética, incluindo elétrons e múons. Assim, a frente do chuveiro é mais espessa e curva ($R_{curv} = 10\text{km}$) que nos chuveiros que já tiveram um espaço maior para se desenvolver. A espessura da frente do chuveiro, que é medida pelo tempo que a distribuição de partículas da frente desse leva para passar pelo detector, varia consideravelmente com a distância ao eixo de incidência do chuveiro. Próximo ao eixo a espessura é menor ($\sim 100\text{ns}$) do que nas laterais ($\sim 1\mu\text{s}$), como pode ser visualizado na Figura 1.5.

Por outro lado, um chuveiro horizontal iniciado por um hádron, começando muito acima do solo, possui sua componente eletromagnética absorvida pela atmosfera, antes de atingir o detector e, somente múons com energias da ordem de 1GeV alcançam o solo. A frente do chuveiro, quando eventualmente atinge o solo, possui a forma de um disco fino e quase plano, com um raio de curvatura da ordem de 100km . O tempo que a frente do chuveiro demora para passar pelo detector é muito pequeno ($\sim 50\text{ns}$), mesmo longe do eixo de incidência do chuveiro.

Portanto, dentre os chuveiros horizontais, a distinção entre chuveiros ini-

⁸Vide Equação 2.4.

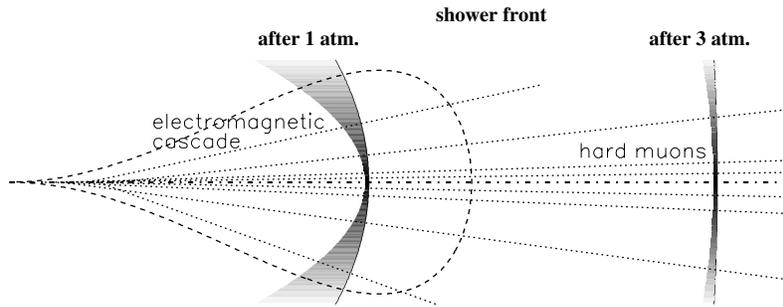


Figura 1.5: Desenvolvimento de um chuva horizontal. É mostrado a frente de propagação do chuva (shower front), com sua cascata eletromagnética (electromagnetic cascade) após uma atmosfera (after 1 atm.) e os múons com altas energias (hard muons) após três atmosferas (after 3 atm.) [43].

ciados próximo ou distante do detector de superfície, é possível no Observatório Auger. Um CAE pode ser criado no topo da atmosfera por qualquer tipo de partícula primária, enquanto que um chuva horizontal próximo ao detector praticamente só pode ser iniciado por um neutrino.

Sendo possível se distinguir chuvas iniciados por neutrinos de altíssimas energias dos chuvas iniciados por hádrons, a questão agora é qual é o fluxo dos neutrinos de altíssimas energias e se esse é grande o suficiente para algum neutrino ser detectado no Auger. A aceitação (ou volume fiducial), de $13000 \text{ km}^3 \text{ sr}$, deste Observatório será comparável a dos maiores detectores propostos especificamente para a física de neutrinos, cuja aceitação está em torno de $6000 \text{ km}^3 \text{ sr}$, mas o Auger pode detectar neutrinos num intervalo de energia muito maior [4].

1.5 Fluxos de Neutrinos de Altíssimas Energias

Neutrinos com energias de 1EeV são produzidos juntamente com os raios cósmicos de mais alta energia, cuja origem ainda é motivo de muita especulação. E no caso de fontes extragalácticas, também tem-se neutrinos sendo produzidos nas interações dos raios cósmicos com a CMBR. Vamos mostrar aqui, as previsões de fluxo de neutrinos encontradas na referência [4], no contexto do Observatório Auger. A Figura 1.6 mostra os fluxos esperados por algumas fontes comparado com fluxo esperado de neutrinos atmosféricos.

Os primeiros modelos de produção de neutrinos em AGN assumiam aceleração de partículas nos núcleos desses objetos e os resultados são chamados na Figura 1.6, de AGN-92C e AGN-95C. Contudo, existe uma classe de AGN, os Blazares, emitindo jatos de partículas com altíssimas energias na nossa direção. Partículas aceleradas nesses jatos podem atingir energias bem maiores que nos modelos precedentes. É o caso do modelo chamado de AGN-95J na Figura 1.6.

Também foi considerado o modelo mais especulativo, que afirma que os raios cósmicos de altíssimas energias são produzidos pelo decaimento de TD's. Nesses modelos os fluxos dependem da razão de injeção de partículas X por unidade de volume (usualmente denotado por p), dentre outros fatores. Dois modelos de TD's são mostrados na Figura 1.6 para ilustrar o quanto o fluxo pode variar dependendo do modelo. TD-92 possui $p = 1.5$ e fornece um dos mais baixos fluxos previstos na referência [36], não sofrendo nenhum vínculo forte de dados experimentais. TD-96 possui $p = 1$ e o seu fluxo pode estar

Fig. 1

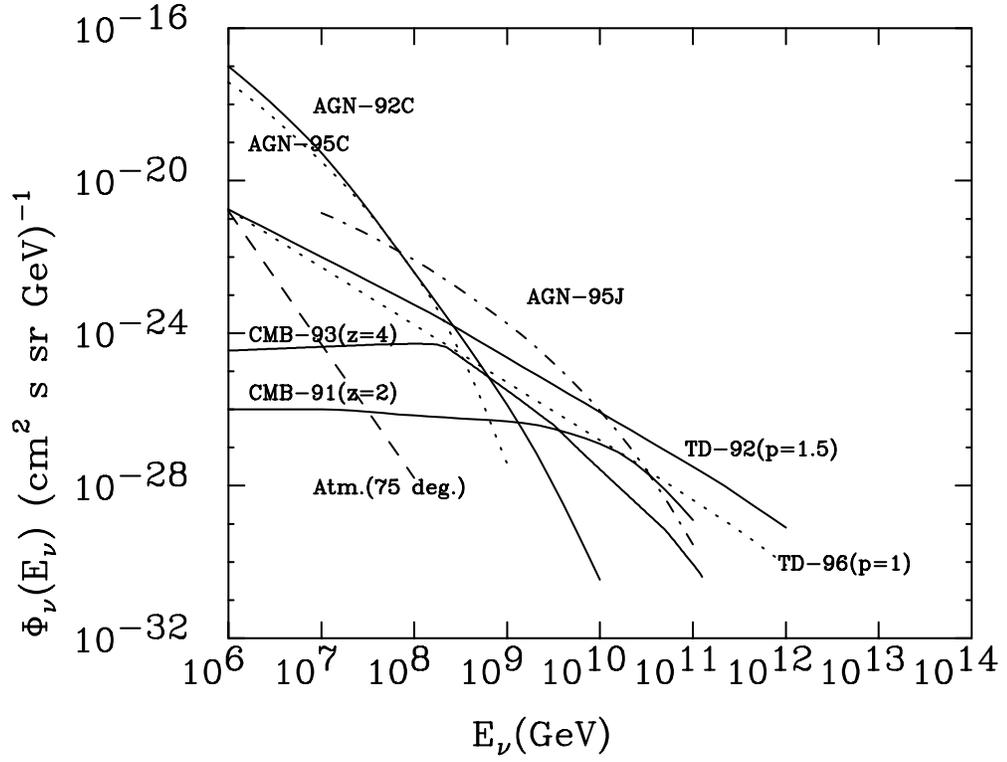


Figura 1.6: Predição do fluxo de neutrinos (Φ_ν), em função da energia (E_ν) para vários modelos de fontes [4]. Ver texto.

limitado pelos vínculos impostos pelos chuveiros horizontais induzidos por neutrinos.

CMB-91 e CMB-93 são as previsões de fluxos devido à interação dos raios cósmicos de altíssimas energias vindos de fontes extragalácticas com a CMBR e são um resultado direto do Limite GZK.

O número de eventos esperados por ano segundo a referência [4] em um dos sítios do Auger está na Tabela 1.1. MSR(R1) e GRV 95 correspondem às seções de choque utilizadas para o cálculo. Podemos comparar os números desta tabela com um número de aproximadamente 1 a 10 eventos por ano com energias entre 0.1EeV e 10EeV, em um detector como o ICECUBE [1].

<i>Fontes</i>	MRS(R1)	GRV95	Energia(GeV)
<i>AGN – 92C</i>	2.5/0.4	2/0.3	$10^6 < E < 10^8$
<i>AGN – 95C</i>	1.5/0.2	1.2/0.2	$10^6 < E < 10^8$
<i>AGN – 95J</i>	7/2.1	5.5/1.6	$10^8 < E < 10^{10}$
<i>CMB – 91</i>	0.5/0.2	0.4/0.1	$10^{10} < E < 10^{11}$
<i>CMB – 93</i>	0.2/0.06	0.13/0.04	$10^8 < E < 10^{12}$
<i>TD – 92</i>	12/4	7/2.4	$10^9 < E < 10^{13}$
<i>TD – 96</i>	1.4/0.5	0.9/0.3	$10^{10} < E < 10^{12}$

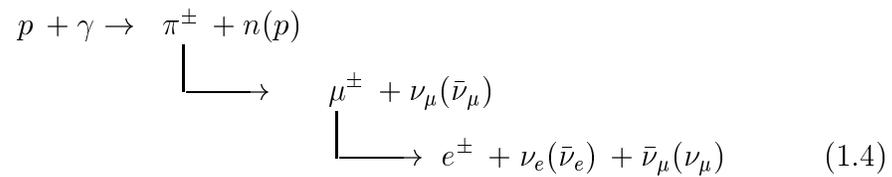
Tabela 1.1: Número de eventos de neutrinos por ano para diferentes fluxos e seções de choque. O primeiro número dentro das colunas MRS(R1) e GRV 95, corresponde à aceitação calculada por uma aproximação geométrica, considerando inclusive chuveiros cujo eixo não passam pelo detector. O segundo corresponde a uma simulação (pessimista) feita por método de Monte Carlo. A última coluna mostra o intervalo de energia dos eventos esperados. Eventos correspondentes a um dos sítios (de 3000km²) do Auger [4].

Modelos que prevêem aceleração de prótons nos jatos de matéria emitidos nas galáxias ativas como AGN-95J e alguns modelos de decaimento de TD's

vistos na Figura 1.6 e na Tabela 1.1, predizem fluxos de neutrinos com um número de eventos mensurável, mesmo que esses tenham sido calculados de maneira bem pessimista, ou seja, aproximando-se sempre as estimativas de forma que o resultado final, seja o número mais baixo possível de eventos. Para neutrinos criados em núcleos de AGN's, como nos modelos AGN-92C e AGN-95C, a energia está entre 1PeV e 100PeV, sendo mais favoráveis para serem medidos em detectores convencionais de neutrinos, com volumes de 1km^3 . A detecção de neutrinos resultantes da interação de raios cósmicos com a CMBR, parece ser muito difícil com o detector do projeto Auger. Em todo caso, o Auger é suficientemente grande para servir como uma importante ferramenta para explorar os neutrinos de altíssimas energias [4].

1.6 A Proporção de Sabor nas Fontes Extragalácticas

Nos objetos extragalácticos como AGN's e GRB's, prótons (p) acelerados interagem com fótons (γ) gerando píons (π) que se forem carregados, ao decaírem produzem múons (μ) e neutrinos (ν) segundo:



Assim, os modelos mais simples esperam uma fração de neutrinos de sabor

eletrônico, muônico e tauônico como segue:

$$\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1 : 2 : 0 \quad (1.5)$$

Mas para os modelos um pouco mais elaborados, essa razão pode mudar. Para Protheroe e Szabo, por exemplo, existem duas características adicionais [10]:

1. fluxo de ν_e devido ao escape de neutrons, $\Rightarrow \nu_e : \nu_\mu = 1 : 1.75$;
2. 10% do fluxo de neutrinos é devido a interações pp ,
 $\Rightarrow \nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1 : 1 : (0.07 \sim 0.1)$.

E assim teríamos uma proporção entre os sabores dada por:

$$\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 0.6 : 1.0 : < 0.01 \quad (1.6)$$

Desconsiderando as características do detector, um fluxo de ν_τ correspondente a mais de 1% do total, pode ser um indício de novas propriedades para os neutrinos. Estas propriedades podem ser massa, ângulo de *mixing* e até momento magnético. Fenômenos devidos a estas propriedades podem ser por exemplo, as oscilações de sabor no vácuo, campos magnéticos e na matéria.

Capítulo 2

O Double Bang

Vimos até aqui que o Observatório Pierre Auger possui um potencial comparável ao dos maiores detectores de neutrinos de altíssimas energias já planejados. Também sabemos que em fontes extragalácticas, onde provavelmente os raios cósmicos de mais alta energia são formados, neutrinos do elétron (ν_e) e do múon (ν_μ) são criados, mas uma pequena fração de neutrinos do tau (ν_τ) é esperada, mesmo nos modelos mais elaborados. Tanto os modelos de aceleração *Bottom-Up* quanto os *Top-Down*¹ dificilmente produzem neutrinos do tau. No último caso, pode-se esperar que, no decaimento das partículas pesadas, todos os sabores de neutrinos sejam formados em iguais proporções, mas a grande maioria dos neutrinos esperados segundo estes modelos vem do decaimento de píons², que não possuem como produto neutrinos do tau.

Pode ser interessante um método para se distinguir entre os sabores dos neutrinos para que se possa estudar esses modelos. Além disso, a detecção de um fluxo de ν_τ comparável ao de ν_μ e ν_e , seria um indício e até uma possível confirmação de fenômenos como oscilação e propriedades como mo-

¹Vide Capítulo 5.

²Vide por exemplo, [38].

mento magnético para os neutrinos. O problema seria então, como detectar ou diferenciar os ν_τ dos ν_μ e ν_e . Temos a seguir, dois tipos de sinais propostos:

Ausência de Absorção pela Terra [11];

Acima de 1PeV, ν_e e ν_μ são absorvidos via corrente-carregada no interior da Terra. Neutrinos do tau produzem léptons τ que sempre possuem como um dos resultados do decaimento um ν_τ , mas com menor energia.

Double Bang [8];

Neste caso um ν_τ interage no “campo de visão” do detector criando uma cascata de partículas e um τ que decai formando uma segunda cascata. Assim, espera-se obter dois sinais dentro do “campo de visão” do detector com uma característica específica.

2.1 Ausência de Absorção pela Terra

No caso do estudo da ausência de absorção pela Terra com o Auger, os neutrinos devem ser quase perfeitamente horizontais (dentro de $\sim 2^\circ$). Eles devem também interagir dentro de uma região onde a possibilidade do tau decair dentro da área de detecção seja grande, pois é o chuveiro formado pelo decaimento do tau que vai ser detectado. A energia do neutrino deve estar entre aproximadamente 0.2EeV (fluxo alto, $\gamma c\tau \sim 10\text{km}$) e 6EeV (intensidade do sinal alta, $\gamma c\tau \sim 300\text{km}$). Para os neutrinos vindos de ângulos acima da superfície do solo, as interações terão ocorrido nos Andes aproximadamente a 50km oeste do detector, e para os eventos vindos abaixo da superfície, as interações terão ocorrido no subsolo ao redor do detector. Os limites para a

detecção desses eventos são bastante severos. Algumas simulações já feitas mostram que a aceitação máxima para estes eventos ocorre com neutrinos de energia em torno de um pouco mais de 0.1EeV e que 80% dos neutrinos detectados possuem ângulos de incidência vindos de baixo do solo [43].

O limite de sensibilidade do Auger - definido como o fluxo de neutrinos acima do qual, no mínimo um evento será observado a cada três anos - é mostrado na Figura 2.1 juntamente com fluxos esperados de várias fontes. As linhas escuras indicam a sensibilidade (de 0.3 eventos por ano) segundo duas condições de *trigger* diferentes para neutrinos do elétron e do múon interagindo na atmosfera. A sensibilidade para os chuviros induzidos por neutrinos do tau estão em vermelho.

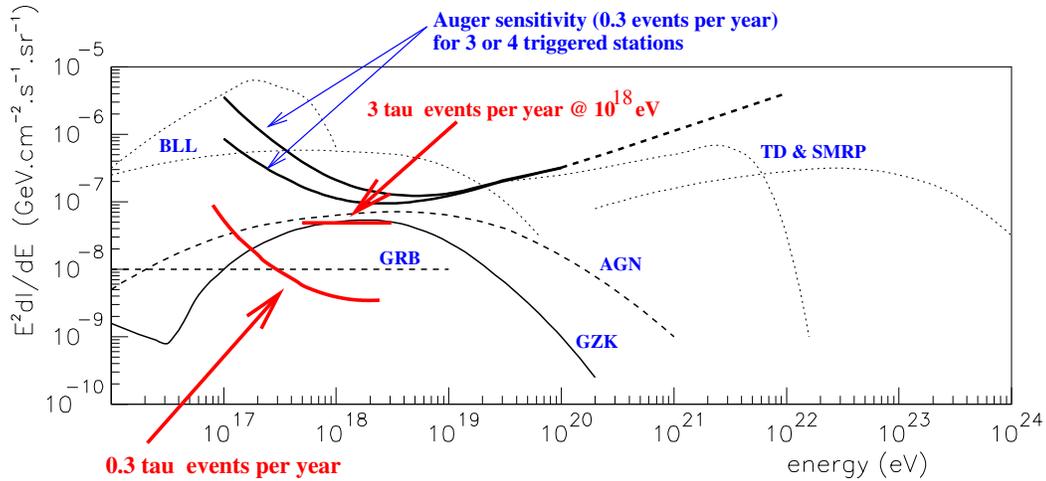


Figura 2.1: Comparação dos fluxos (dI/dE) em função da energia (energy) previstos para as várias fontes de neutrinos e a sensibilidade do Auger de no mínimo 1 evento a cada 3 anos [43].

Para interações padrão de neutrinos na atmosfera, cada sítio do Observatório Auger possui 10km^3 equivalentes em água, ou seja, é como se o Auger fosse um tanque de água com 10km^3 de volume. Assim, somente os modelos classificados como especulativos por [48] fornecem um fluxo capaz de gerar um número de eventos detectável. Um chuva induzido por um tau, no entanto, encontra um alvo equivalente a 1000km^3 de água se tiver uma energia de 3EeV . Cálculos já feitos mostram que pode-se esperar da ordem de 3 a 6 eventos por ano somente de neutrinos devido à interação dos raios cósmicos com a CMBR [43].

Somente o Auger pode detectar este tipo de evento. Acima de 0.1EeV a Terra não é transparente para os neutrinos e os neutrinos do tau e do múon sofrem interações sucessivas via corrente-carregada que reduzem suas energias abaixo de 10PeV , misturando o sinal do que seria um neutrino de altíssima energia com os numerosos sinais dos neutrinos de energia mais baixa [11]. Portanto, a máxima distância que os neutrinos devem atravessar em meio ao solo ou rochas é em torno de 100km para que o número de interações permita um lépton tau escapar com energia acima de 0.1EeV . Somente neutrinos horizontais interagindo nas montanhas ou no subsolo próximos ao observatório permitem isso [43].

Acima de 5EeV , o decaimento do tau ocorre a mais de 250km do ponto da sua criação, por isso a região de energia para que chuvas formados pelo decaimento do tau sejam detectados em um detector com $\sim 50\text{km}$ de lado está entre 0.1EeV e 5EeV .

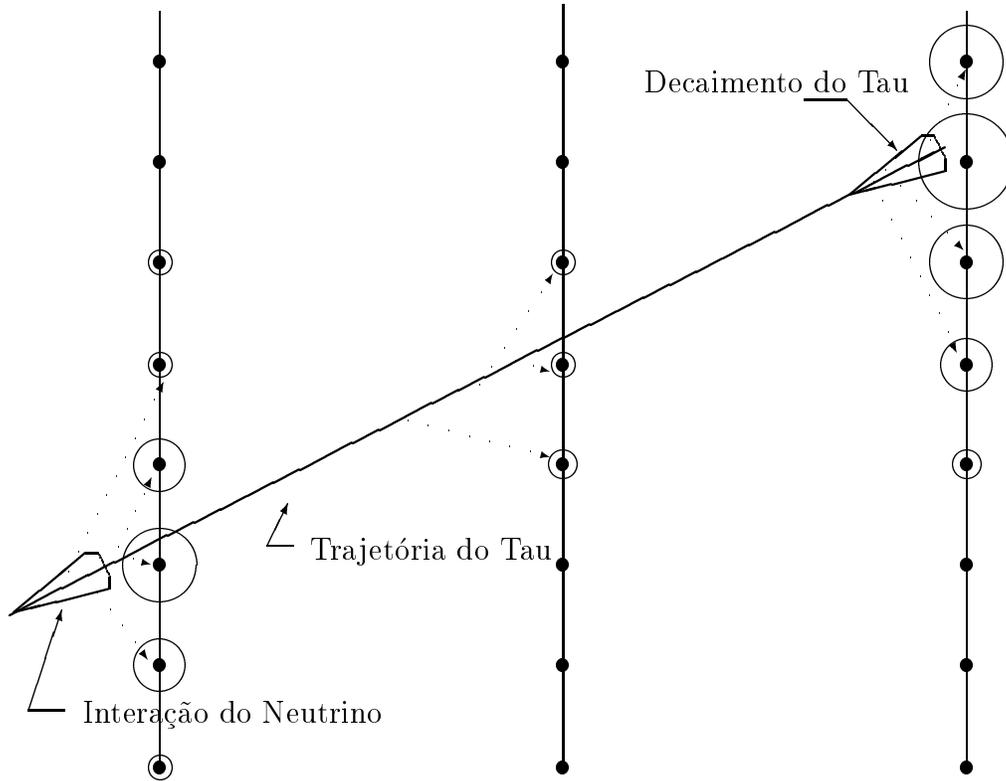


Figura 2.2: Esquema de um evento do tipo *Double Bang* ocorrendo em um detector de neutrinos. Para um neutrino com energia da ordem de 1PeV, as cascatas formadas podem ser vistas por um detector como DUMAND ou AMANDA. Os pontos indicam os módulos, com as fotomultiplicadoras do detector, e os círculos indicam o número de fótons detectados [8].

2.2 *Double Bang*

O *Double Bang* foi proposto inicialmente para detectores do tipo DUMAND, onde a energia dos neutrinos deveria estar em torno de 1PeV para que os dois chuviscos se formassem dentro do detector [8]. Um evento dessa natureza pode ser visto na Figura 2.2.

DUMAND, cujo projeto já foi rejeitado, faz parte de uma primeira geração

de detectores, utilizando técnicas desenvolvidas para se atuar em um grande volume de água, a uma profundidade da ordem de 1km dentro do oceano. Isso é feito para se eliminar ruídos devido aos múons da radiação cósmica, que são criados na atmosfera. Sua dimensão seria da ordem de 100m. A segunda geração de grandes detectores de neutrinos de altas energias é composta por detectores como AMANDA [49], construído no polo sul e Baikal (NT200) [50], em operação no Lago Baikal, Sibéria. Foram esses detectores que mostraram a possibilidade de se construir telescópios de grandes áreas para se fazer astronomia com neutrinos de altas energias. A próxima geração de detectores é composta por uma extensão do AMANDA, NESTOR [51], ANTARES [52] e ICECUBE [53], que devem possuir volumes efetivos da ordem de 0.1km^3 ou maior, capazes de detectar neutrinos de fontes extragalácticas.

Voltando a Figura 2.2, à esquerda e abaixo, temos um chuveiro criado por um neutrino do tau, que interagindo via corrente-carregada com um quark, gerou um chuveiro de característica hadrônica. O traço indica a trajetória do tau e no topo da Figura, à direita, está o segundo chuveiro devido ao decaimento do lépton tau. O número de fótons detectados por cada segmento foi $10^{11} : 5 \times 10^6 : 2 \times 10^{11}$.

Desde que a massa do tau é de $\sim 1.8\text{GeV}$, um lépton tau de 1.8PeV e ct (aproximadamente a distância percorrida antes de decair, no referencial próprio, já que a velocidade da partícula é próxima a da luz) igual a $91\mu\text{m}$, deve andar uma distância de aproximadamente 90m no detector. Por isso um detector com tamanho dessa ordem é necessário.

Vamos estudar agora a possibilidade de se observar eventos do tipo *Double Bang* através do Observatório Auger utilizando o detector de fluorescência, e

não mais o detector de superfície, cujo todas as análises foram direcionadas até aqui.

2.2.1 A Geometria do Detector

Basicamente, o que foi considerado para determinar se um evento do tipo *Double Bang* pode ser detectado foi a geometria obedecida pelo detector de fluorescência, que está esquematizada na Figura 2.3. Como é mostrado nessa figura, consideramos apenas os casos em que os chuviros se afastam do detector, pois quando o seu eixo de incidência é tal que os chuviros se aproximam, uma grande quantidade de luz Čerenkov chega até o detector juntamente com a luz de fluorescência, impedindo uma análise precisa dos dados [54].

O campo de visão do detector de fluorescência, estará compreendido entre os ângulos próximos da horizontal ($\sim 2^\circ$) e 30° . Considerando o detector que deverá ficar no centro do observatório, o campo de visão engloba um raio de 30km em torno desse. Assim, poderemos determinar quais são os ângulos θ passíveis de detecção e a partir de que altura h os chuviros entram no campo de visão do detector.

2.2.2 A Cinemática do *Double Bang*

Na Figura 2.2, a luz da primeira cascata é o que vai medir a energia transferida ao quark, definida como E_1 . A energia medida pelos fótons detectados vindos do tau e da cascata formada pelo seu decaimento, nos dá a energia E_τ do tau com exceção daquela carregada pelos neutrinos vindos do decaimento desse. Assim, $E_T = E_1 + E_\tau$ é aproximadamente a energia inicial do neutrino

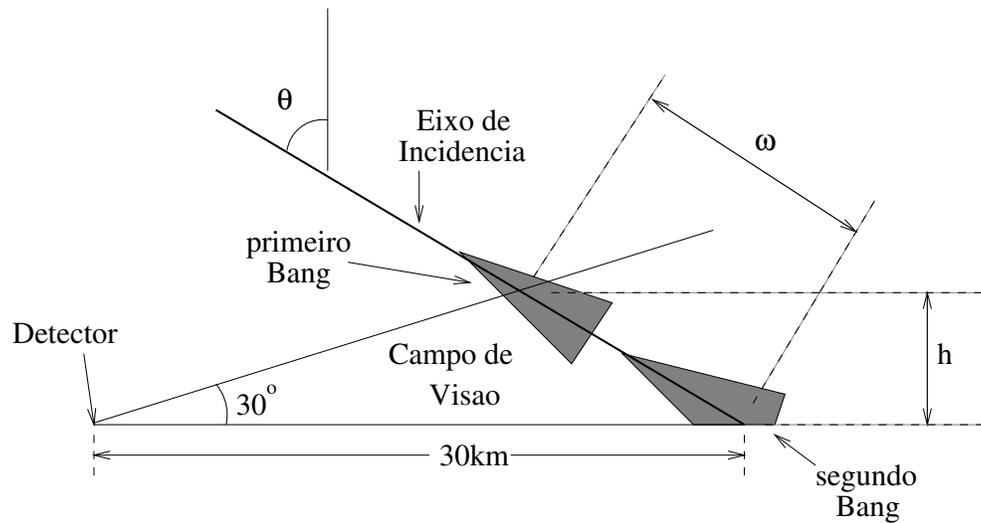


Figura 2.3: Geometria obedecida pelo detector de fluorescência para que um evento seja detectado. O valor de h indica a altura a partir da qual um evento pode ser detectado. A variável ω mostra a distância, medida no eixo de incidência do chuveiro, percorrida pelos dois chuveiros dentro do campo de detecção. Ambos os valores, de h e de ω , dependem do ângulo de incidência do chuveiro.

do tau. Também definimos a fração da energia inicial do neutrino transferida ao quark como $y = E_1/E_T$, que deve ser praticamente igual para neutrinos e anti-neutrinos.

Em uma interação via corrente-carregada, $\langle y \rangle$ é ~ 0.25 para energias da ordem de 1PeV [9]. Chamando a energia do neutrino inicial de E_ν ($\sim E_T$), então temos $\langle E_1 \rangle \approx \frac{1}{4}E_\nu$, sobrando 75% da energia para o tau, ou $\langle E_\tau \rangle \approx \frac{3}{4}E_\nu$. No decaimento subsequente do tau, a energia E_2 depositada será de aproximadamente $\frac{2}{3}\langle E_\tau \rangle$ quando o decaimento é de natureza hadrônica (o que acontece $\sim 64\%$ das vezes). Portanto, $E_2 \approx \frac{2}{3} \times \frac{3}{4}E_\nu = \frac{1}{2}E_\nu$ e assim, a razão média entre a energia depositada no segundo *bang* e no primeiro é dada por $E_2/E_1 \approx 2$. Essa é uma característica desse tipo de evento que pode ser levada em conta para eliminar ruídos de fundo [8].

No caso do Auger, como as energias são mais altas, temos algumas mudanças em relação aos valores calculados para os detectores como DUMAND. Primeiro porque acima de 0.1EeV $\langle y \rangle \sim 0.2$ [9] e segundo, porque a distância percorrida pelo tau no referencial do observador (o nosso referencial) varia linearmente com a energia.

Agora, $\langle E_1 \rangle \sim \frac{1}{5}E_\nu$ e $\langle E_2 \rangle \sim \frac{2}{3}\langle E_\tau \rangle \approx \frac{2}{3}\frac{4}{5}E_\nu = \frac{8}{15}E_\nu$ e a relação entre E_1 e E_2 é dada por:

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{\frac{8}{15}E_\nu}{\frac{1}{5}E_\nu} = \frac{8}{3} \approx 2.67 \quad (2.1)$$

com a distância que o tau viaja no nosso referencial antes de decair igual a:

$$L = \gamma ct \quad (2.2)$$

onde $\gamma = E/m$ em unidades naturais ($c = 1$), t é o tempo de vida média do

tau e c é a velocidade da luz, sendo que o produto ct é aproximadamente a distância percorrida pelo tau no referencial próprio, já que para altíssimas energias a velocidade da partícula é $\approx c$.

2.3 O Número de Eventos

O fator mais importante na análise da possibilidade de se detectar *Double Bang*'s com os detectores de fluorescência do Auger, é o número de eventos esperados por ano. Este número é calculado pela equação:

$$N_{eventos} = \int_{E_{min}}^{E_{max}} [\Phi_{\nu}(E) \times A \times T \times \Omega \times \Upsilon \times P_{int} \times \Sigma] dE \quad (2.3)$$

onde,

- E_{min} e E_{max} são os limites de energia para o neutrino primário, tal que seja possível se detectar o *Double Bang*.
- $\Phi_{\nu}(E)$ = fluxo total de neutrinos emitidos na fonte, por unidade de energia, área, tempo e ângulo sólido;
- A = área de detecção;
- T = período de detecção;
- Ω = porção de ângulo sólido que o detector pode observar do céu, para os eventos do tipo *Double Bang*;
- Υ = fração do tempo na qual o detector de fluorescência poderá funcionar;

- P_{int} = probabilidade de interação do neutrino na atmosfera;
- Σ = eficiência do detector para uma determinada energia. No caso, deve ser levado em conta a energia do primeiro *bang*.

Para calcular o número de eventos com essa equação, vamos usar os fluxos (Φ_ν) dados pelos modelos comentados na seção 1.5, referências [14, 36, 38]. A área de detecção é calculada considerando que o detector de fluorescência do Auger enxerga chuueiros num raio de até 30km de distância, portanto $A = \pi r^2 \approx 2827\text{km}^2 \sim 2.8 \times 10^9\text{m}^2$. O período T de detecção considerado será de 1ano = $31.5 \times 10^6\text{s}$ e o tempo dentro desse período que o detector vai estar funcionando corresponde a 10% do total, como foi visto na seção 1.3, ou seja, $\Upsilon = 0.1$. O ângulo sólido Ω , o intervalo de integração sobre a energia (E_{min}, E_{max}) e a eficiência Σ serão mostrados logo após os resultados das simulações no Capítulo 3 pois dependem destes, e a probabilidade de interação de um neutrino na atmosfera (P_{int}), veremos mais detalhadamente nos próximos parágrafos.

Vamos considerar que a atmosfera da Terra tenha aproximadamente 6×10^{23} moléculas para cada grama de matéria. Esta hipótese é razoável pois a atmosfera é formada por 80% de nitrogênio. Mas 15g de N_2 corresponde a aproximadamente $6 \times 10^{23} \times 30$ nucleons e portanto, 1g de N_2 , que é a molécula mais abundante na atmosfera, possui aproximadamente 10^{24} nucleons.

Numa profundidade de $1000\text{g}/\text{cm}^2$, teremos então um número (N_T) aproximado de $10^{24} \times 1000$ nucleons por cm^2 . Como as seções de choque de um neutrino e um anti-neutrino são quase iguais, e com energia de aproxima-

mente 1EeV podem ser extrapoladas para 10^{-32}cm^2 , teremos $\langle\sigma_\nu\rangle \times N_T = 10^{-32}\text{cm}^2 \times 10^{27}\text{cm}^{-2} = 10^{-5}$.

A probabilidade de interação é dada por,

$$P_{int} = 1 - e^{-\langle\sigma_\nu\rangle \times N_T} \approx \langle\sigma_\nu\rangle \times N_T = 10^{-5} \quad (2.4)$$

para cada $1000\text{g}/\text{cm}^2$ de atmosfera atravessada, independentemente de ser um neutrino ou um anti-neutrino.

No próximo Capítulo mostramos os resultados das simulações dos *Double Bang's* feitas primeiramente com a parametrização de Gaisser-Hillas e depois utilizando-se o programa CORSIKA de simulação de CAE's.

Capítulo 3

Resultados

O primeiro método utilizado para verificar a possibilidade de se detectar o *Double Bang* com o detector de fluorescência do Auger foi com a parametrização de Gaisser-Hillas [55]. Foi-nos indicado posteriormente que essa parametrização não atendia nossas necessidades e começamos a fazer simulações numéricas de CAE's com o programa CORSIKA [56]-[60]. Esse programa foi feito originalmente para o experimento Kascade, mas vem sofrendo adaptações para sua utilização na região de altas energias do Auger.

3.1 A Parametrização de Gaisser-Hillas

A Equação 3.1 mostra a função introduzida por T. K. Gaisser e M. Hillas como uma simples parametrização analítica de chuviros verticais de altíssimas energias,

$$N(X) = N_{max} \left(\frac{X}{X_{max}} \right)^{X_{max}/\lambda} \exp(X_{max} - X)/\lambda \quad (3.1)$$

onde, X é a profundidade atmosférica (em g/cm^2), N_{max} é o número máximo de partículas no desenvolvimento do chuviro, X_{max} é a profundidade onde

ocorre N_{max} e λ é um parâmetro de comprimento, que pode ser interpretado como o livre caminho médio da partícula primária do chuveiro. Um chuveiro hadrônico, vertical, de altíssima energia é muito bem ajustado por esta parametrização utilizando $\lambda = 70\text{g/cm}^2$ [56].

As Figuras 3.1 e 3.2 mostram o desenvolvimento de *Double Bang's* com a energia do neutrino primário de 1EeV . O eixo vertical mostra o número de partículas e o horizontal, a profundidade da atmosfera em g/cm^2 . Foi utilizada a parametrização de Gaisser-Hillas, impondo-se a altitude da primeira interação na atmosfera, e que o segundo chuveiro se iniciasse após a distância que o τ , com uma energia próxima de 1EeV , percorre antes de decair e iniciá-lo.

Nestas figuras podemos ver como é o desenvolvimento longitudinal, ou seja, o número de partículas em função da profundidade na atmosfera, de um evento do tipo *Double Bang* com a profundidade atmosférica medida no eixo do chuveiro. Para um ângulo de 45° , o Auger está a uma profundidade de aproximadamente 1250g/cm^2 e para 70° , a profundidade é $\sim 2600\text{g/cm}^2$. No gráfico à direita e acima na Figura 3.2, podemos ver um exemplo bem claro de como deve ser o desenvolvimento longitudinal de um *Double Bang*. Nesse caso, ainda falta verificar se o campo de visão do detector irá enxergar os dois máximos, pois o primeiro máximo pode ter ocorrido em uma profundidade que o detector ainda não alcança.

As críticas a esse método vieram pela forma como é determinado o máximo (X_{max}) do chuveiro e também porque para ângulos grandes, ou seja, maiores que $\sim 60^\circ$, o perfil longitudinal de um CAE, aparentemente não se enquadra bem à Equação 3.1. O máximo foi determinado por uma equação linear com

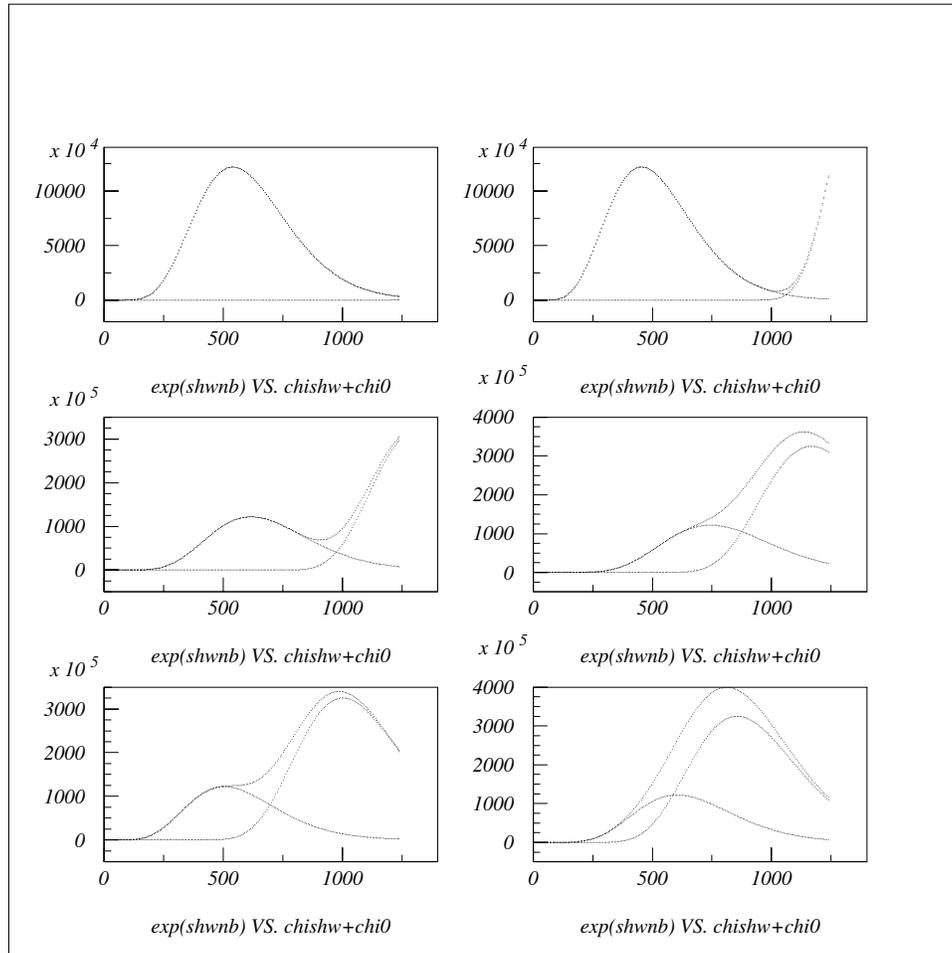


Figura 3.1: Gráficos do número de partículas em função da profundidade atmosférica em g/cm² para uma inclinação de 45°, segundo a parametrização de Gaisser-Hillas. As altitudes da primeira interação são de 31, 33, 35, 38, 40 e 45km da esquerda para a direita e de cima para baixo.

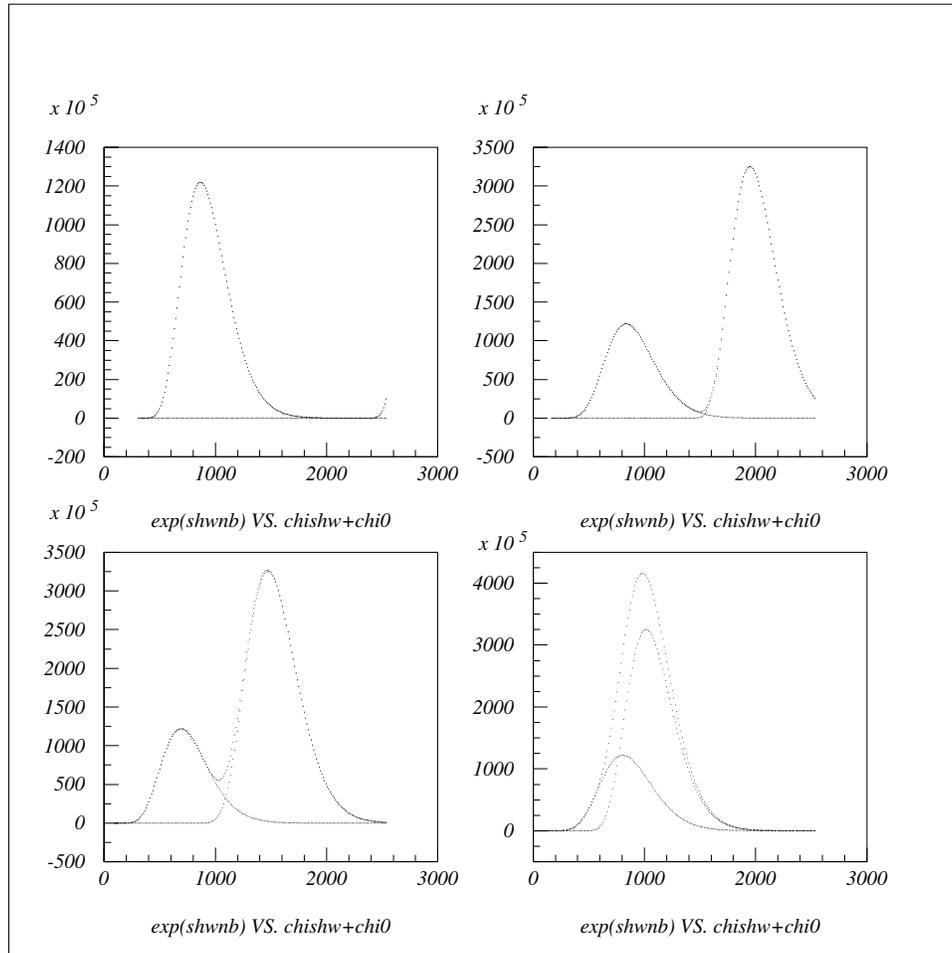


Figura 3.2: Gráficos do número de partículas em função da profundidade atmosférica em g/cm^2 para uma inclinação de 70° , segundo a parametrização de Gaisser-Hillas. As altitudes da primeira interação são de 16, 20, 24 e 28km da esquerda para a direita e de cima para baixo.

a energia, do tipo $X_{max} = a \times Energia + b$, a e b sendo constantes.

O próximo passo foi verificar se existiam programas que simulassem chuueiros iniciados por neutrinos, mas o que se encontrou é que eles podem considerar apenas neutrinos do elétron e do múon no desenvolvimento do chuueiro, e não podem considerar como partícula primária, nenhum sabor de neutrino.

3.2 Simulações com o CORSIKA

A maneira mais viável de simular o *Double Bang*, foi através da simulação de chuueiros cujos prótons são as partículas primárias. Em princípio, não é possível se distinguir um CAE iniciado por um próton de um iniciado por um neutrino somente pelo seu desenvolvimento longitudinal, ou pelos parâmetros como X_{max} . As características que podem nos dizer se um CAE foi criado por um neutrino, vem por exemplo, do *Double Bang* ou do que foi discutido nas Seções 1.4 e 2.1. Por isso, acreditamos que chuueiros simulados com as partículas primárias sendo prótons, podem nos ajudar a investigar a possibilidade do *Double Bang*, pelo menos em uma primeira análise. Não faria mais parte do escopo deste projeto, fazer implementações em programas de simulação para que esses considerassem neutrinos como partículas primárias. Essa não parece ser uma tarefa trivial.

Primeiramente, utilizamos a versão 5.62 do CORSIKA. Essa versão, disponível até então, simulava chuueiros com ângulos de inclinação de até 60° , considerando a atmosfera da Terra plana. Para ângulos maiores, a aproximação de que a Terra é plana, não é mais válida e somente a recente versão 6.00 pode simular chuueiros com ângulos de incidência próximos de 90° . A versão

mais recente, também possui algumas adaptações nos modelos de interação utilizados para a região de energias em que o Observatório Pierre Auger vai trabalhar.

Os gráficos das Figuras 3.3 e 3.4 foram feitos utilizando-se a versão 5.62. Temos *Double Bang's* simulados com a energia do neutrino primário igual a 0.5EeV e 1EeV. O porquê dessas energias é bem simples: i) Energias menores do que 0.5EeV, geram um primeiro *bang* com energia menor que 0.1EeV, que está abaixo de um limite de eficiência aceitável para o detector de fluorescência, considerado aqui como sendo de 10%. ii) Energias acima de 1EeV proporcionam uma vida média para o tau no nosso referencial, que gera os dois *bangs* muito longe um do outro ($\gamma c\tau \approx 40.4\text{km}$) em comparação com o campo de visão do detector, que pode ser visto na Figura 2.3. Os ângulos de incidência são de 60, 45 e 30 graus e, 60, 55 e 50 graus para cada energia respectivamente. As Tabelas 3.1 e 3.2 sintetizam essas informações .

Com a versão 6.00, utilizamos as mesmas energias, mas ângulos de incidência iguais a 45, 55, 65 e 75 graus. Ver Tabelas 3.3 e 3.4.

Observando os eventos com ângulo de incidência até aproximadamente 45° e energia 0.5EeV, podemos perceber que os chuveiros do *Double Bang* podem se superpor de forma a aparentar um único chuveiro. Mesmo assim, acreditamos que estes eventos possam ser caracterizados como *Double Bang's*, não sendo confundidos com CAE's ordinários, porque o número máximo de partículas nessa soma analisado juntamente com o desenvolvimento longitudinal do chuveiro, não se assemelham ao de um CAE comum.

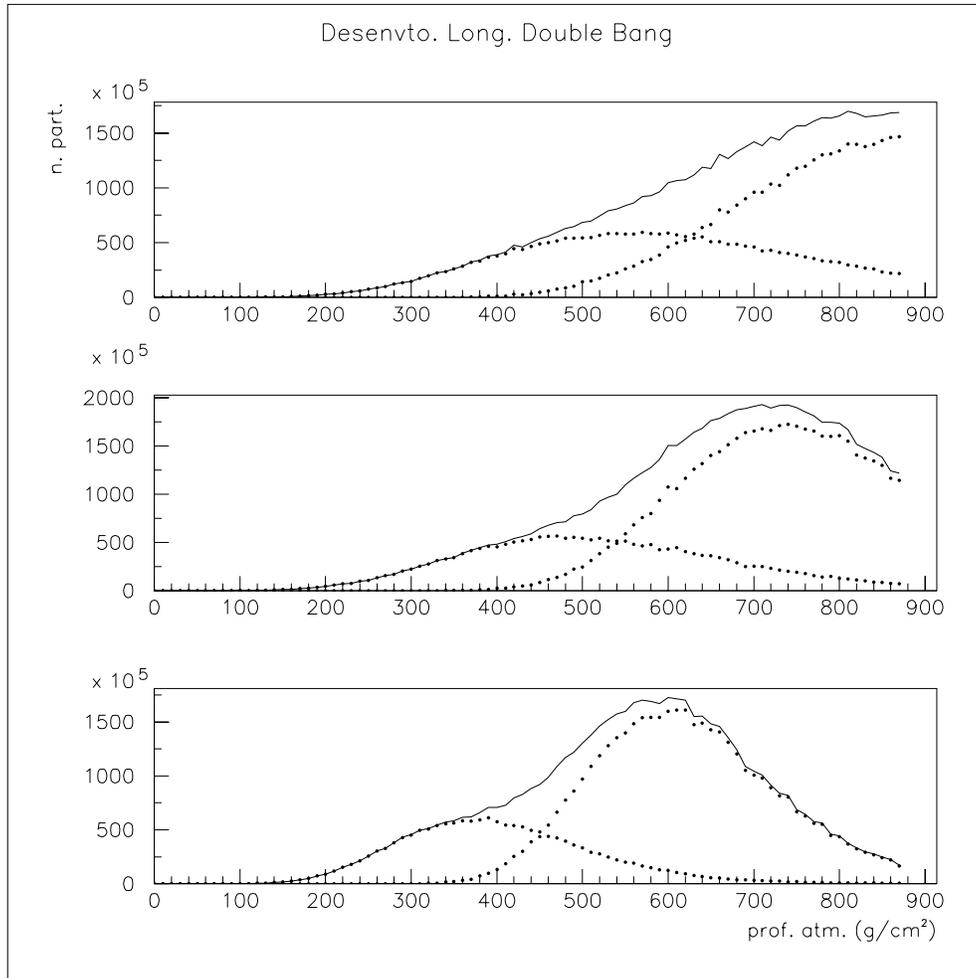


Figura 3.3: Gráficos do número de partículas em função da profundidade atmosférica em g/cm^2 para inclinações de 30° , 45° e 60° de cima para baixo. A energia do neutrino primário é de 0.5EeV .

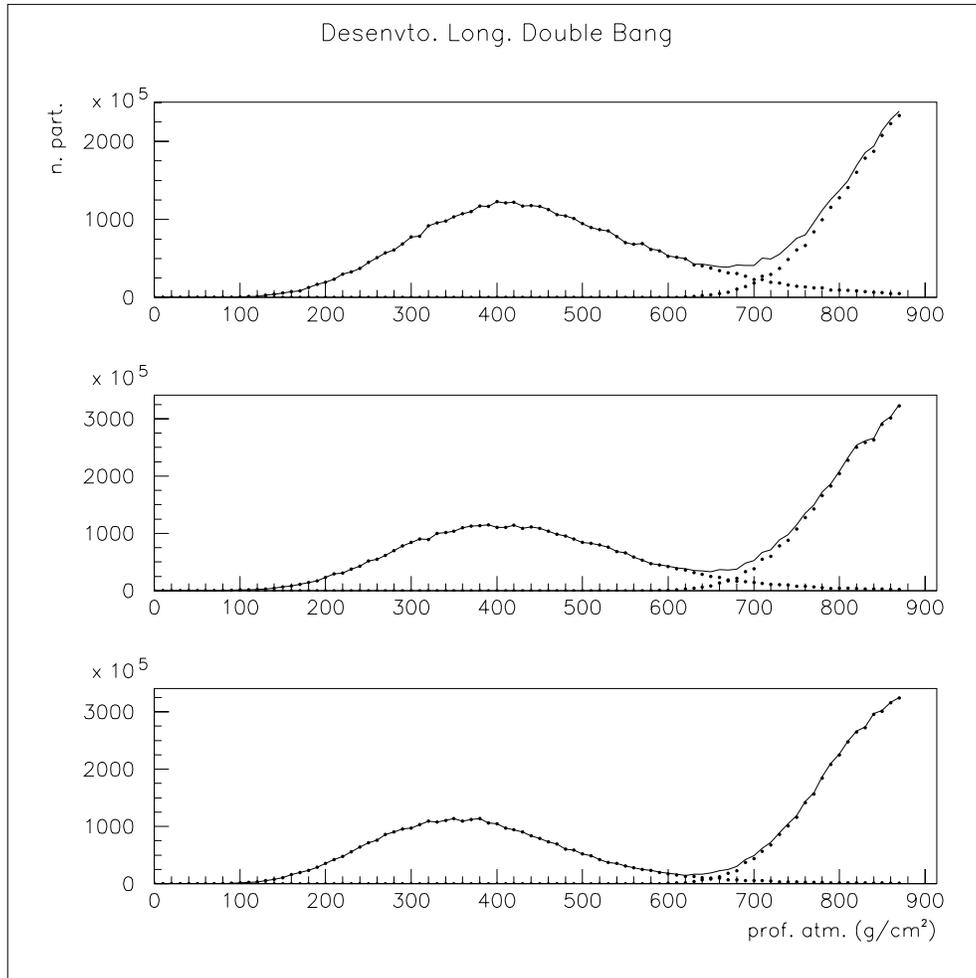


Figura 3.4: Gráficos do número de partículas em função da profundidade atmosférica em g/cm^2 para inclinações de 50° , 55° e 60° de cima para baixo. A energia do neutrino primário é de 1EeV .

θ	1 ^a int.	$\gamma c\tau \cos \theta$	2 ^a int.	h	h (g/cm ²)	ω
30°	27.5	17.5	10	13	168	15
45°	24.3	14.3	10	11	230	15.6
60°	20.1	10.1	10	8.7	327	17.4

Tabela 3.1: Tabela dos parâmetros utilizados na simulação com a versão 5.62 do CORSIKA e energia do neutrino primário de 0.5EeV. O ângulo θ mede a inclinação do eixo de incidência do chuveiro, 1^a int. é a altitude da primeira interação, $\gamma c\tau \cos \theta$ é a projeção no eixo vertical, da distância que o tau percorre antes de decair, 2^a int. é a altitude em que o tau decai. h e ω estão relacionados à geometria do detector. As unidades são em km, com exceção de onde está especificado.

θ	1 ^a int.	$\gamma c\tau \cos \theta$	2 ^a int.	h	h (g/cm ²)	ω
50°	31	26	5	10.3	257	16
55°	28.2	23.2	5	9.5	290	16.6
60°	25.2	20.2	5	8.7	327	17.4

Tabela 3.2: Tabela dos parâmetros utilizados na simulação com a versão 5.62 do CORSIKA e energia do neutrino primário de 1EeV. O ângulo θ mede a inclinação do eixo de incidência do chuveiro, 1^a int. é a altitude da primeira interação, $\gamma c\tau \cos \theta$ é a projeção no eixo vertical, da distância que o tau percorre antes de decair, 2^a int. é a altitude em que o tau decai. h e ω estão relacionados à geometria do detector. As unidades são em km, com exceção de onde está especificado.

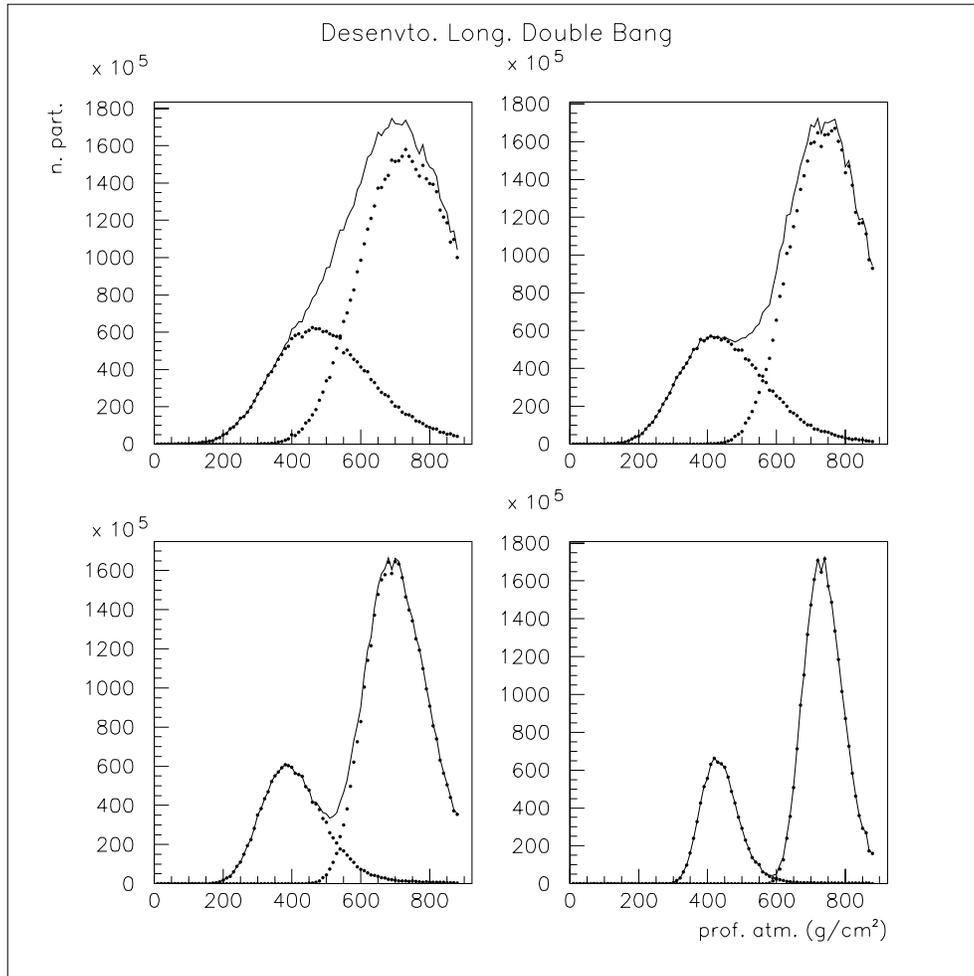


Figura 3.5: Gráficos do número de partículas em função da profundidade atmosférica em g/cm^2 , simulados com a versão 6.00 do CORSIKA, para inclinações de 45° , 55° , 65° e 75° da esquerda para a direita, de cima para baixo. A energia do neutrino primário é de 0.5EeV .

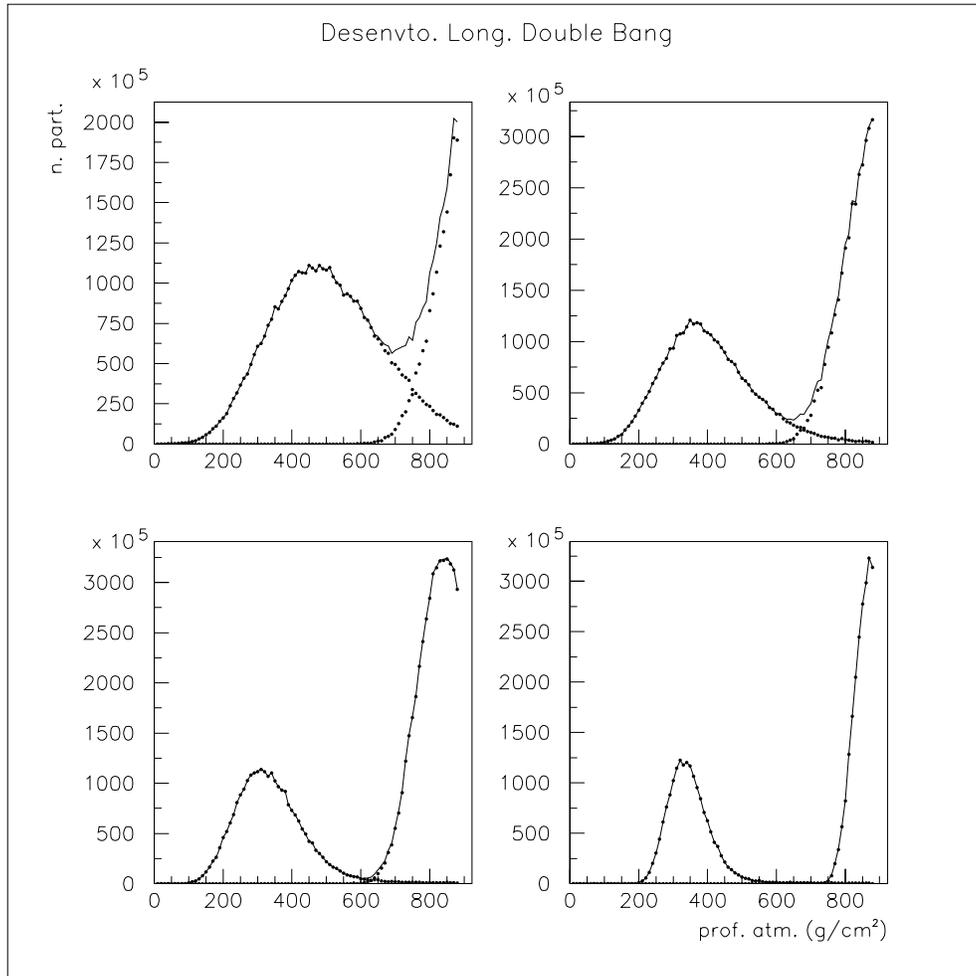


Figura 3.6: Gráficos do número de partículas em função da profundidade atmosférica em g/cm^2 , simulados com a versão 6.00 do CORSIKA, para inclinações de 45° , 55° , 65° e 75° da esquerda para a direita, de cima para baixo. A energia do neutrino primário é de 1EeV .

θ	1ª int.	$\gamma c\tau \cos \theta$	2ª int.	h	h (g/cm ²)	ω
45°	24.3	14.3	10	11	231	15.6
55°	19.6	11.6	8	9.5	291	16.6
65°	15.5	8.5	7	7.7	377	18.2
75°	10.2	5.2	5	5.5	515	21.3

Tabela 3.3: Tabela dos parâmetros utilizados na simulação com a versão 6.00 do CORSIKA e energia do neutrino primário de 0.5EeV. O ângulo θ mede a inclinação do eixo de incidência do chuveiro, 1ª int. é a altitude da primeira interação, $\gamma c\tau \cos \theta$ é a projeção no eixo vertical, da distância que o tau percorre antes de decair, 2ª int. é a altitude em que o tau decai. h e ω estão relacionados à geometria do detector. As unidades são em km, com exceção de onde está especificado.

θ	1ª int.	$\gamma c\tau \cos \theta$	2ª int.	h	h (g/cm ²)	ω
45°	33.6	28.6	5	11	231	15.6
55°	28.2	23.2	5	9.5	291	16.6
65°	22.1	17.1	5	7.7	377	18.2
75°	13.5	10.5	3	5.5	515	21.3

Tabela 3.4: Tabela dos parâmetros utilizados na simulação com a versão 6.00 do CORSIKA e energia do neutrino primário de 1EeV. O ângulo θ mede a inclinação do eixo de incidência do chuveiro, 1ª int. é a altitude da primeira interação, $\gamma c\tau \cos \theta$ é a projeção no eixo vertical, da distância que o tau percorre antes de decair, 2ª int. é a altitude em que o tau decai. h e ω estão relacionados à geometria do detector. As unidades são em km, com exceção de onde está especificado.

3.3 Número de Eventos e Conclusões

Com relação ao desenvolvimento longitudinal do número de partículas de um evento do tipo *Double Bang*, pode-se dizer que esse tipo de evento, possui potencial para ser visualizado pelo detector de fluorescência do Observatório Pierre Auger. Levando em consideração a geometria básica que deve ser obedecida para um evento ser detectado, que pode ser vista na Figura 2.3, vimos que é possível eventos do tipo *Double Bang* ocorrerem dentro do campo de visão desse Observatório.

A análise dos gráficos da seção anterior, mostra que no caso de energias iguais a 0.5EeV para o neutrino primário, os ângulos passíveis de detecção estão entre 55° e 75° , o que proporciona um ângulo sólido Ω de aproximadamente 2 esferorradianos. Pelos resultados da seção 2.2.2, a energia do primeiro *bang* é 0.1EeV e, por ser menor que a do segundo, usamos essa energia para considerar a eficiência Σ do detector, que é de aproximadamente 10% nesse caso [61].

Para a energia do neutrino primário de 1EeV, o ângulo sólido compreende ângulos entre 55° e 65° sendo que Ω é igual a 1 esferorradiano aproximadamente. A energia do primeiro *bang* é 0.2EeV, com uma eficiência de detecção $\Sigma = 20\%$.

Escolhemos assim, os limites de integração entre 0.5EeV e 1EeV. Também consideremos o produto $\Sigma \times \Omega$ constante ao longo do intervalo de integração, já que no limite inferior, $\Sigma \times \Omega = 0.1 \times 2 = 0.2$ e no superior, $\Sigma \times \Omega = 0.2 \times 1 = 0.2$.

Como P_{int} é de aproximadamente 10^{-5} para cada $1000\text{g}/\text{cm}^2$ e a primeira

interação deve ocorrer em altitudes de $100\text{g}/\text{cm}^2$ em média, vamos considerar $P_{int} = 10^{-6}$. Usando os fluxos de neutrinos dados nas referências [14, 36, 38], que são os três maiores fluxos da Figura 1.6, calculamos o número de eventos que podem ser esperados por ano em um dos sítios do Auger utilizando a Equação 2.3. No cálculo da Equação 2.3, o produto $A \times T \times \Omega \times \Upsilon \times P_{int} \times \Sigma$ é considerado constante e integramos apenas $\Phi_\nu(E)dE$. Modelos encontrados em outras referencias, fornecem fluxos baixos para serem detectados pelo Observatório Auger nesta faixa de energia (ver Figura 1.6).

A Tabela 3.5 mostra o número de eventos calculados de acordo com cada modelo para as energias dos neutrinos primários entre 0.5EeV e 1EeV. O número de eventos foi calculado multiplicando-se o resultado da Equação 2.3 por 0.01, que é a máxima fração de neutrinos do tau esperada, sem considerarmos efeitos “não padrão” como oscilações de sabor, por exemplo.

p	Modelos	Φ_ν ($\text{GeV}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$)	$N_{eventos}\text{ano}^{-1}$
0	TD - 92	$4.30 \times 10^{-2} E^{-1.77}$	8×10^{-2}
0.5	TD - 92	$1.05 \times 10^{-5} E^{-1.58}$	10^{-3}
-	AGN - 95J	$9.90 \times 10^{-3} E^{-2}$	2×10^{-4}
1	TD - 92	$2.00 \times 10^{-9} E^{-1.3}$	5×10^{-5}
1.5	TD - 92	$7.90 \times 10^{-10} E^{-1.3}$	2×10^{-5}
1	TD - 96	$7.08 \times 10^{-4} E^{-2.4}$	10^{-9}

Tabela 3.5: Tabela com os resultados finais: Número de eventos multiplicado por 0.01, correspondente à fração esperada de neutrinos do tau.

De acordo com os resultados obtidos, somente o modelo TD - 92 pode gerar um fluxo de neutrinos suficientemente alto para que se tenha uma estatística razoável de eventos do tipo *Double Bang* detectados pelo Observatório Pierre Auger. Lembrando que o limite de sensibilidade é considerado

como 0.3 eventos por ano, apenas o parâmetro $p = 0$ nesse modelo, fornece um fluxo próximo ao limite mínimo para se ter uma boa estatística de *Double Bang's* durante o tempo de funcionamento previsto para o observatório. O parâmetro $p = 0$ é utilizado nos modelos para cordas cósmicas supercondutoras, mas segundo a referência [38], cordas cósmicas supercondutoras são bastante improváveis.

Capítulo 4

Estudando Oscilações de Neutrinos Através de Fontes Extragalácticas

Neutrinos possuem massas diferentes de zero? Se a resposta for afirmativa, que tipo de partículas - Dirac ou Majorana - são os neutrinos? As respostas a questões desse tipo, fundamentais na física de neutrinos, talvez possam ser respondidas pelo Auger se ele detectar neutrinos do tau.

Massas diferentes de zero e outras características como ângulo de mistura (*mixing*) aparecem naturalmente em variações da teoria de interação eletrofraca padrão de Glashow-Salam-Weinberg [62]. Essa teoria, apesar de muito bem sucedida fenomenologicamente, de um ponto de vista teórico parece incompleta. A descoberta de efeitos associados a massa diferente de zero para os neutrinos, pode ter grandes conseqüências na busca pelos caminhos para se ir além do modelo padrão.

Um dos mais interessantes efeitos que surgem no caso dos neutrinos possuem massas diferentes de zero, é a oscilação. As oscilações de neutrinos

foram consideradas pela primeira vez por Pontecorvo quando apenas um tipo de neutrino era conhecido [63]. Muito antes do problema do neutrino solar ter sido proposto em 1980, Pontecorvo apontou que possíveis efeitos de oscilação deveriam ser levados em conta na interpretação dos experimentos com neutrinos solares.

Com relação a esses experimentos, o fluxo de neutrinos detectados pelo experimento de Homestake [64] aparentemente mostra uma anticorrelação com as atividades solares, ou seja, quanto maior a atividade no Sol, menor é o fluxo de neutrinos detectados. Se essa anticorrelação for verdadeira a explicação mais razoável para o problema dos neutrinos solares pode envolver momento magnético para os neutrinos. Isso, porque as atividades solares estão associadas aos campos magnéticos no Sol. Se os campos magnéticos são grandes, a atividade solar é alta. Então, os neutrinos formados nas reações nucleares no interior do Sol que são neutrinos de “mão-esquerda”¹, podem sofrer uma precessão de *spin* pela interação do seu suposto momento magnético diferente de zero com os campos magnéticos solares. Essa precessão, pode torná-los neutrinos de “mão-direita”, que não sofrem interação e portanto não podem ser detectados explicando o *déficit* no fluxo. Quanto maior a atividade solar, menor o fluxo detectado de neutrinos.

Neste Capítulo, veremos como os efeitos provocados por um possível momento magnético para os neutrinos, podem ser estudados observando-se neutrinos formados em fontes cosmológicas distantes.

¹Os termos “mão-esquerda” e “mão-direita” referem-se à quiralidade de uma partícula que é definida como a projeção do *spin* da partícula, na direção do momento linear da mesma.

4.1 Oscilações de Sabor Induzidas por Momento Magnético

Supondo que os neutrinos tenham momento magnético não nulo ($\mu_\nu \neq 0$), então ao passarem por um campo magnético, estarão sujeitos a uma precessão de spin. Se μ_ν for suficientemente grande pode provocar uma mudança na helicidade do neutrino. Além disso, dependendo do termo de massa no lagrangeano, os neutrinos poderão ser partículas de Dirac ou de Majorana, e uma mudança na helicidade desses provoca alteração de sabor, de maneiras distintas:

1. Se forem partículas de Dirac

$$\nu_{iL} \text{ (ativo)} \rightarrow \nu_{jR} \text{ (estéril)}$$

\Rightarrow Mudança no fluxo total medido; pois a mudança de helicidade nesse caso, simplesmente muda um neutrino de mão-esquerda (padrão) para um neutrino de mão-direita que não sofre qualquer interação, não podendo ser detectado e alterando, portanto, a medida do fluxo total.

2. Se forem partículas de Majorana

$$N_{iL} \text{ (ativo)} \rightarrow N_{jR} \text{ (} i \neq j \text{)} = \nu_{jR}^c \text{ (ativo)}$$

\Rightarrow Mudança na composição do fluxo; que ocorre porque o neutrino sofre uma mudança de helicidade juntamente com uma conjugação de carga, transformando um neutrino de mão-esquerda de um determinado sabor em um anti-neutrino de mão-direita, que também é detectável, mas com sabor diferente do original.

Nos parágrafos anteriores, $i, j = e, \mu, \tau$ e L, R designam a helicidade do neutrino. L para neutrinos de mão-esquerda (*Left-handed*) e R para neutrinos de mão-direita (*Right-handed*). O superíndice c indica a operação conjugação de carga e identifica um anti-neutrino.

É possível que mudanças na helicidade do neutrino, induzidas pelo μ_ν afetem a intensidade e/ou composição do fluxo medido dos neutrinos. Mas é claro que outros fenômenos ainda podem causar o mesmo efeito, tais como oscilações no vácuo (com ângulos de *mixing* $\neq 0$) ou oscilações devido a efeitos de matéria (MSW).

Resolvendo a equação de evolução temporal encontrada nas referências [12] e [65], por exemplo:

$$i \begin{pmatrix} \dot{\nu}_{\mu L} \\ \dot{\nu}_{\tau R}^c \end{pmatrix} = \frac{1}{2E} \begin{pmatrix} m_1^2 & 2E\mu B \\ 2E\mu B & m_2^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \nu_{\tau R}^c \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

pode-se determinar a probabilidade de conversão de um estado de mão-esquerda (ν_μ) em um estado de mão-direita (ν_τ^c) por:

$$P_{\nu_{\mu L} \nu_{\tau R}^c}(x) = \frac{(4E\mu B)^2}{(4E\mu B)^2 + \Delta m^2} \text{sen}^2 \left\{ \left[(\mu B)^2 + \left(\frac{\Delta m}{4E} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} x \right\} \quad (4.2)$$

onde, E = energia do neutrino, μ = momento magnético de transição (a não ser quando for sub-índice que designa sabor muônico), B = campo magnético intergaláctico, $\Delta m = m_2^2 - m_1^2$ e x = distância de propagação .

Analisando a Equação 4.2, observamos que ela é composta basicamente de dois termos: um termo de oscilação e a sua amplitude, sendo que essa é dada por $\frac{(4E\mu B)^2}{(4E\mu B)^2 + \Delta m^2}$. Observando melhor o termo de amplitude, vemos que a probabilidade de conversão pode ser considerada eficiente quando $\Delta m \ll$

$4E\mu B$, pois se $\Delta m \sim 4E\mu B$, a amplitude da probabilidade de conversão chega a $1/2$ e se $\Delta m \gg 4E\mu B$, chega a zero, tornando impossível a conversão de sabor.

Nas Figuras de 4.1 até 4.4, consideramos o caso de uma fonte extragaláctica a uma distância $x = 1000\text{Mpc}$ emitindo neutrinos com energia $E = 1\text{EeV}$. Consideramos também, um campo magnético intergaláctico $B = 10\text{nG}$.

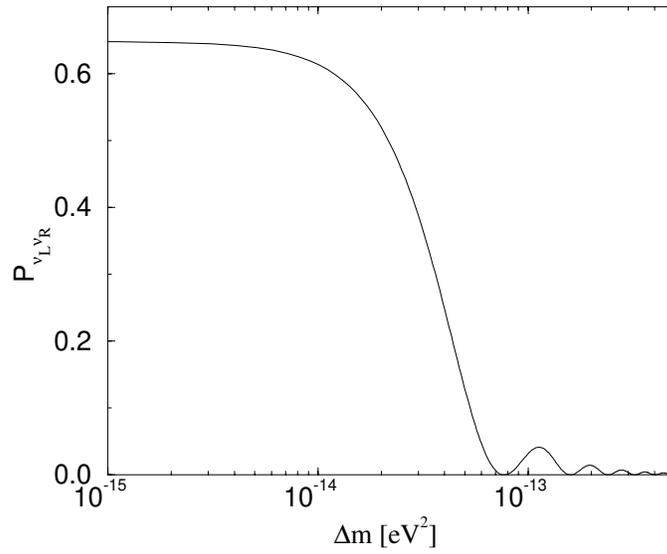


Figura 4.1: Gráfico da variação de probabilidade de conversão de sabor do neutrino ($P_{\nu_L \nu_R}$) em função de Δm . Consideramos um momento magnético para o neutrino sendo de $\mu = 10^{-16} \mu_B$. Os outros parâmetros são: $x = 1000\text{Mpc}$, $E = 1\text{EeV}$ e $B = 10\text{nG}$.

O Gráfico da Figura 4.1 mostra que para os parâmetros utilizados para uma fonte extragaláctica e o momento magnético do neutrino de $10^{-16} \mu_B$, a probabilidade de conversão de sabor começa a ser significativa com $\Delta m \sim$

10^{-14}eV^2 . Para valores de Δm maiores que 10^{-13}eV^2 , a probabilidade é muito pequena.

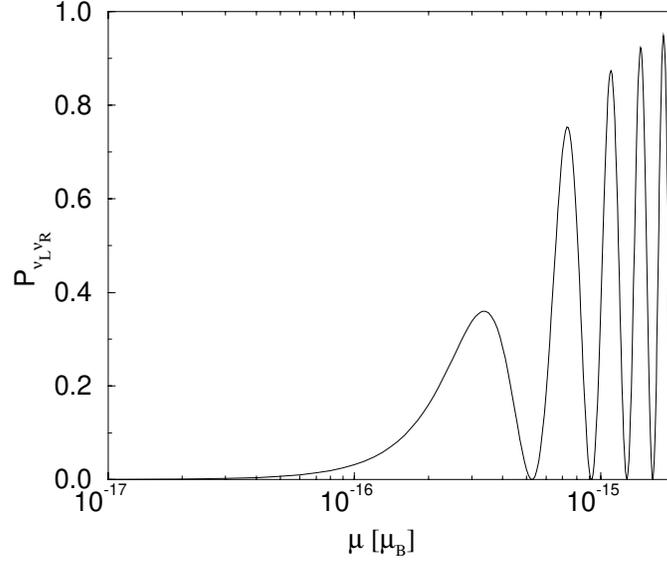


Figura 4.2: Gráfico da variação de probabilidade de conversão de sabor do neutrino ($P_{\nu_L \nu_R}$) em função do momento magnético (μ) deste. Considerou-se aqui, $\Delta m = 10^{-13}\text{eV}^2$. Os outros parâmetros são: $x = 1000\text{Mpc}$, $E = 1\text{EeV}$ e $B = 10\text{nG}$.

No Gráfico da Figura 4.2, vemos que com $\Delta m = 10^{-13}\text{eV}^2$, a probabilidade de conversão se torna muito pequena para valores de momento magnético $\mu < 10^{-16}\mu_B$. É bom lembrar de que nesta análise estamos considerando apenas a amplitude de probabilidade, sem olhar para o termo de oscilação. Se este for o caso, mesmo com o valor de μ sendo maior que $10^{-16}\mu_B$, proporcionando uma amplitude de probabilidade não desprezível, se tivermos $\mu \approx 9 \times 10^{-15}\mu_B$, por exemplo, não temos probabilidade de oscilação pois o argumento do sen^2 , é nulo.

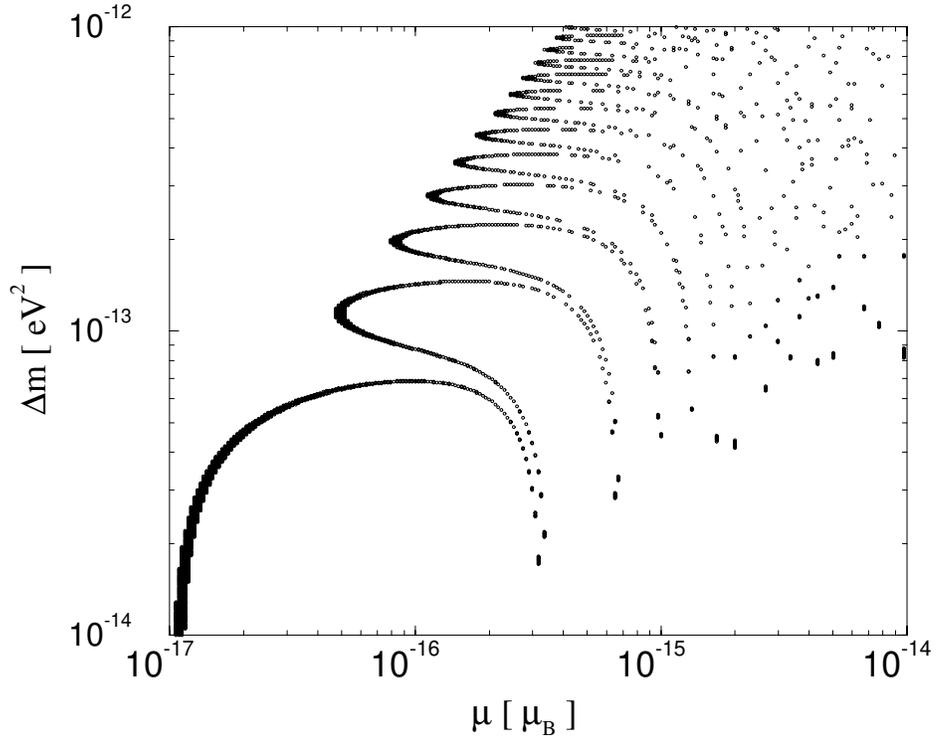


Figura 4.3: Valores de Δm e μ , caso a probabilidade de conversão de sabor do neutrino seja de 1%. Os outros parâmetros são: $x = 1000\text{Mpc}$, $E = 1\text{EeV}$ e $B = 10\text{nG}$.

É interessante estudarmos quais os valores que Δm e μ podem admitir para uma determinada probabilidade de conversão de sabor. Podemos observar no gráfico da Figura 4.3, os valores que estes parâmetros podem possuir no caso de uma probabilidade de 1%.

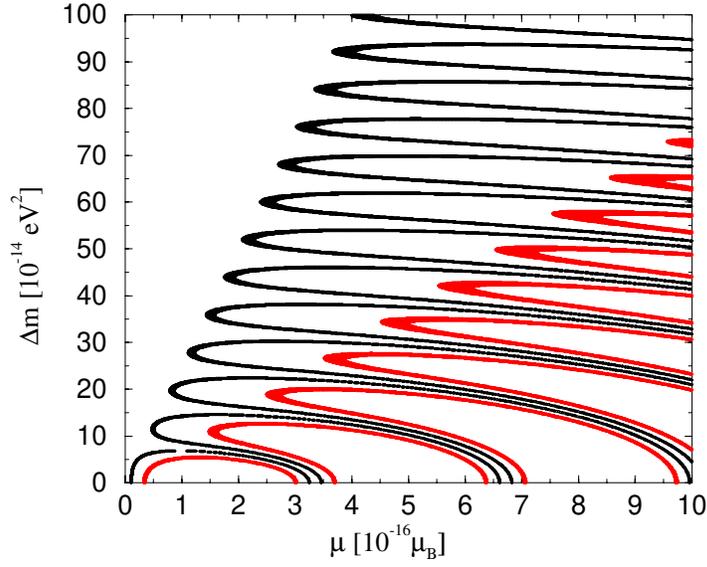


Figura 4.4: Valores de Δm e μ para probabilidades de conversão de sabor de 1% (preto) e 10% (vermelho). Os outros parâmetros são: $x = 1000 \text{ Mpc}$, $E = 1 \text{ EeV}$ e $B = 10 \text{ nG}$.

Na Figura 4.4, fizemos a comparação das probabilidades de 1% e 10%. Assim, podemos perceber que os valores de Δm podem ser menores e os do momento magnético μ maiores, quanto maior for a probabilidade de conversão.

De uma maneira mais realista, temos que considerar o espectro de energia dos neutrinos. A Figura 4.5, mostra que na verdade, não se tem faixas bem

definidas para os parâmetros de oscilação , mas sim, uma região possível.

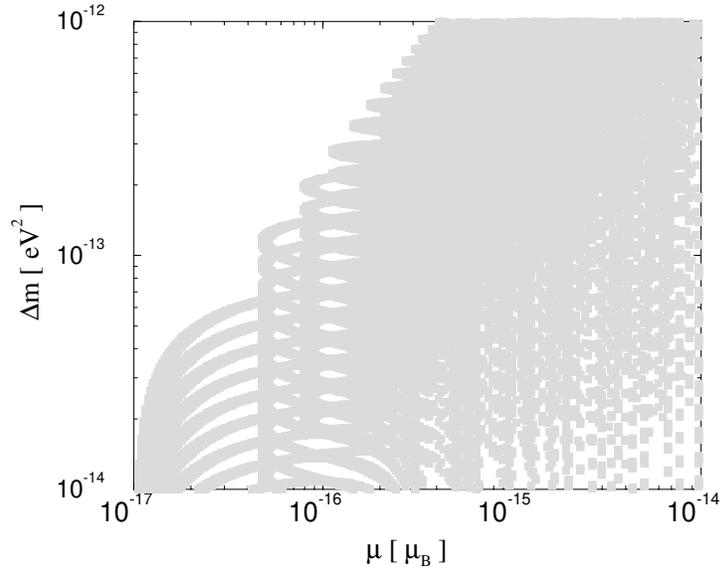


Figura 4.5: Gráfico dos valores de Δm e μ para uma fonte extragaláctica emitindo neutrinos com energias entre 0.1EeV e 1EeV. Os outros parâmetros são: $x = 1000\text{Mpc}$, $E = 1\text{EeV}$ e $B = 10\text{nG}$.

Se, no futuro, conseguirmos medir a razão entre os sabores dos neutrinos e vimos que é de aproximadamente $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1 : 2 : < 0.01$, confirmando o modelo segundo Protheroe e Szabo, que espera uma pequena porção de neutrinos do tau provindos de fontes extragaláticas, então seus momentos magnéticos e Δm 's vão estar excluídos da região cinza do Gráfico da Figura 4.5, e assim teremos limites para seus valores.

4.2 Conclusão

Com o estudo de fontes extragalácticas como AGN's e GRB's pode-se chegar a $\mu \sim 10^{-16}\mu_B$ sendo que a astrofísica “tradicional” possui como limite $\mu < 1.4 \times 10^{-12}\mu_B$ [12]. Basta que o fluxo observado de neutrinos do tau seja menor que 1% do total e que se conheça os outros parâmetros de oscilação, como pode ser visto no Gráfico da Figura 4.2.

Observando-se o Gráfico da Figura 4.1, vemos que um dos resultados da Equação 4.2 é de que a probabilidade de conversão de sabor é eficiente quando $\Delta m < 10^{-14}\text{eV}^2$, quando a probabilidade é maior que 60%². Assim, pode-se dizer que o limite para o momento magnético do neutrino, de $\mu < 10^{-16}\mu_B$, só pode ser alcançado caso $\Delta m < 10^{-14}\text{eV}^2$.

Talvez isso possa ser melhor visualizado pelo Gráfico da Figura 4.5. Nela vemos que se, por exemplo, $\Delta m < 10^{-13}\text{eV}^2$, como um fluxo de neutrinos do tau menor que $\sim 1\%$ exclui a região cinza do Gráfico, então $\mu < \sim 10^{-16}\mu_B$. Consideramos um valor de $\Delta m \sim 10^{-13}\text{eV}^2$ pois neste caso a fonte possui energias de até 0.1EeV, não uma energia fixa de 1EeV como nos casos anteriores.

²A probabilidade aqui não é próxima de 100%, por causa dos outros parâmetros utilizados não permitindo que o valor do sen^2 seja igual a 1.

Capítulo 5

AGN's, GRB's, TD's e outras fontes

A compreensão dos fenômenos que podem acelerar os raios cósmicos de altíssimas energias [66]-[69] é ainda limitada, podendo-se distinguir entre duas classes de processos: os cenários *Top-Down* e os *Bottom-Up*. No primeiro, os raios cósmicos são produzidos a partir do decaimento de partículas “X” super massivas, associadas com teorias de grande unificação. Tais partículas, com massas ultrapassando energias da ordem de 1ZeV, podem ser ejetadas por TD's formados no início do Universo durante transições de fase, causadas por quebras espontâneas de simetria implementadas pelas teorias de grande unificação. No cenário *Bottom-Up*, a energia é transferida para partículas carregadas inicialmente em repouso, através de interações eletromagnéticas padrão.

5.1 Mecanismos de Aceleração *Bottom-Up*

Dentre os mecanismos de aceleração do tipo *Bottom-Up*, pode-se distinguir dois tipos de mecanismos:

1. Aceleração direta por campos elétricos muito fortes dentro ou próximo de objetos muito compactos como estrelas de neutrons, por exemplo. Este mecanismo não fornece uma lei de potência naturalmente, como é observada no espectro de energia dos raios cósmicos;
2. Aceleração através de ondas de choque, conhecido como mecanismo de Fermi [67]. Este mecanismo fornece naturalmente uma lei de potência.

Independentemente dos detalhes do mecanismo de aceleração, a máxima energia (E_{max}) que uma partícula de carga Ze pode ganhar em um determinado ambiente de tamanho R , é [43]:

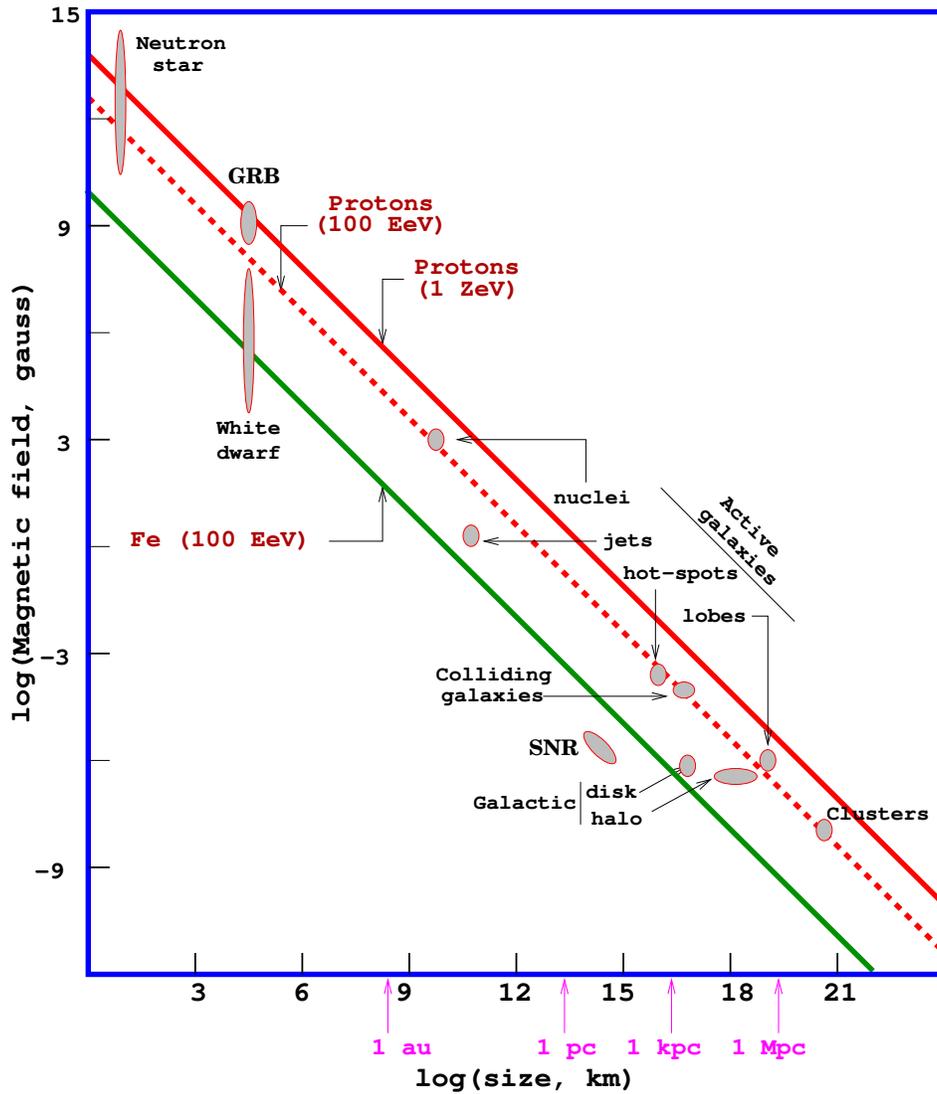
$$E_{max} \approx \beta Z \left(\frac{B}{1\mu\text{G}} \right) \left(\frac{R}{1\text{kpc}} \right) 10^{18} \text{eV} \quad (5.1)$$

onde B é o campo magnético no ambiente do objeto acelerador e β , a eficiência do mecanismo. Esta condição é muito bem apresentada no diagrama de Hillas (Figura 5.1). Pode-se observar que são poucas as fontes que satisfazem a condição imposta pela Equação 5.1.

5.1.1 Explosões de Supernovas

As explosões de Supernovas galácticas podem explicar o espectro de energia observado para os raios cósmicos até a região do “joelho” ($\sim 1\text{PeV}$), simplesmente recorrendo a um tipo de análise dimensional.

Hillas-plot (candidate sites for $E=100$ EeV and $E=1$ ZeV)



$$E_{\max} \sim ZBL$$

Figura 5.1: Tamanho (size) e campo magnético (magnetic field) de possíveis fontes de raios cósmicos de altíssimas energias. Como exemplo, podemos ver que as fontes que estão abaixo da linha vermelha pontilhada não são capazes de acelerar prótons até energias acima de 100EeV, pois o produto BR é muito pequeno. [43].

É sensato assumir que para acelerar um próton até uma energia E , o tamanho R do acelerador, deve ser maior que o Raio de Larmor R_{Larmor} da partícula, no campo magnético B responsável pela aceleração. Em unidades naturais ($e = c = 1$), isso é expresso por:

$$R > R_{Larmor} = \frac{E}{B} \quad (5.2)$$

fornecendo uma energia máxima,

$$E < BR \quad (5.3)$$

ou, se substituirmos $B \sim 1\mu\text{G}$ e $R \sim 1\text{kpc}$, que são valores típicos em uma explosão de supernova na Equação 5.3, chegamos ao valor da máxima aceleração de um raio cósmico na nossa galáxia segundo os modelos do tipo *Bottom-Up*.

$$\left[\frac{E_{max}}{100\text{PeV}} \right] \approx \left[\frac{B}{1\mu\text{G}} \right] \left[\frac{R}{1\text{kpc}} \right] \quad (5.4)$$

E introduzindo na Equação 5.4 as ineficiências no processo de aceleração, que são da ordem de $\beta \approx 10^{-2}$ [1], recuperamos a Equação 5.1, com um valor para $E_{max} \approx 10^{15}\text{eV}$ (1PeV).

5.1.2 Núcleos Ativos de Galáxias

Os AGN são as fontes mais brilhantes do Universo, alguns estando tão longe, que trazem informações do início dos tempos, logo após o *Big Bang*. Seus mecanismos devem ser muito poderosos e compactos, pois a luminosidade desses objetos variam, segundo as observações feitas, mais de uma ordem de magnitude em períodos de tempo tão curtos quanto um dia [1].

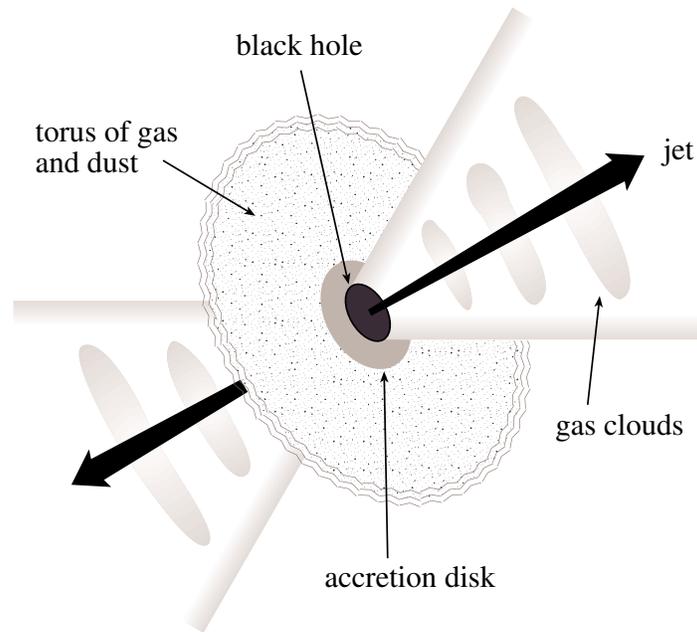


Figura 5.2: Galáxia ativa, com um disco de acréscimo (accretion disk) de matéria e um par de jatos (jets). O núcleo da galáxia é composto por um buraco negro (black hole) com $\approx 10^9$ massas solares. Partículas aceleradas em choques no disco de acreção ou nos jatos interagem com uma alta densidade de fótons ($\sim 10^{14}/\text{cm}^3$) [1].

A Figura 5.2 mostra as principais características de um AGN: Um disco de acréscimo de matéria composto de estrelas e gás caindo em um Buraco Negro, e devido a energia rotacional desse, dois jatos são lançados na direção do momento angular, mas em sentidos opostos.

Feixes acelerados próximo ao buraco negro são lançados de encontro a matéria da galáxia ativa, na sua maioria fótons com uma densidade de até $10^{14}/\text{cm}^3$. O espectro eletromagnético, desde ondas de rádio até raios gama, é produzido nas interações das partículas aceleradas com campos magnéticos e fótons na galáxia. O processo é semelhante ao mostrado na seção 1.1.

Como já foi dito na seção 1.5, os Blazares, que são os AGN com seus jatos direcionados ao observador, ou seja, com seus jatos apontados para nós, são dentre esses objetos, os que podem emitir os maiores fluxos de neutrinos de altíssimas energias através da fotoprodução de píons. Prótons e elétrons podem ser acelerados até energias da ordem de 1EeV e, pela fotoprodução de píons neutros com os fótons ultravioleta, produzir os fótons de alta energia observados.

Os prótons são mais eficientes do que os elétrons para transferir energia na presença dos campos magnéticos dos jatos. Eles podem transferir energia do núcleo do AGN para distâncias maiores que 1pc assim como para o aquecimento observado no disco de poeira a distâncias maiores que centenas de parsecs. Além disso, os prótons podem dar origem aos neutrinos e aos raios gama com energias acima de 1TeV . Os elétrons podem explicar somente os raios gama e com energias menores que 1TeV .

As partículas são aceleradas pelo mecanismo de Fermi em aglomerados de matéria viajando com um fator de Lorentz (γ) entre 10 e 100. Os *bursts*

com duração de um dia no referencial do observador, correspondem então, a um tamanho de $\gamma c \Delta t \sim 10^{-2} \text{pc}$ no referencial próprio, onde c é a velocidade da luz e Δt é o tempo de duração do *burst* observado aqui na Terra. Isso nos diz que eles se parecem mais com cascas se comparados ao tamanho do jato de $\sim 1 \text{pc}$. A Figura 5.3 mostra a interação de um raio gama na radiação ambiente do AGN e depois no aglomerado de matéria lançado em um jato.

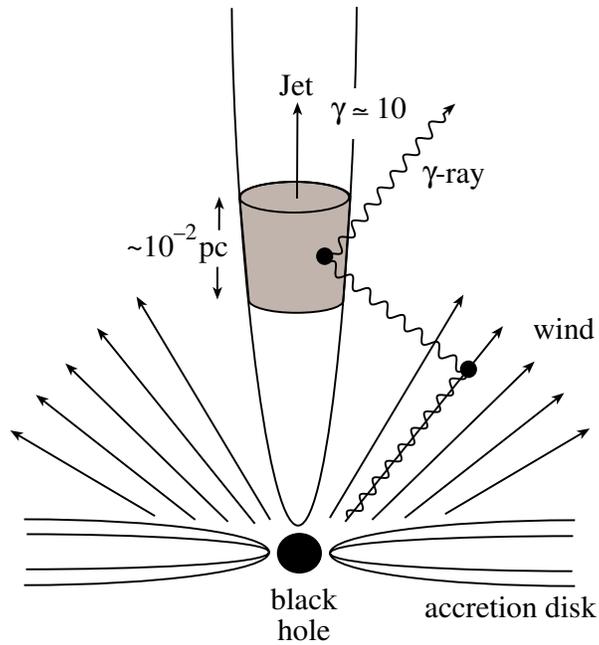


Figura 5.3: Esquema de um fóton sendo acelerado em um AGN. Processos deste tipo dão razão aos comprimentos de onda observados na Terra [1].

A seguir, é feita uma estimativa onde $'$, se refere ao referencial ligado ao aglomerado de matéria lançado nos jatos, movendo-se com um fator de Lorentz γ relativo ao observador. Assim, a transformação para o referencial do observador é dada por: $R' = \gamma R$ e $E' = \frac{1}{\gamma} E$, para distâncias e energias,

respectivamente.

Da luminosidade L_γ observada pelos fótons, pode-se deduzir a densidade de energia U'_γ dos fótons no aglomerado de matéria lançado nos jatos segundo:

$$U'_\gamma = \frac{L'_\gamma \Delta t}{\frac{4}{3}\pi R'^3} = \frac{L_\gamma \Delta t}{\gamma} \frac{1}{\frac{4}{3}\pi (\gamma c \Delta t)^3} = \frac{3}{4\pi c^3} \frac{L_\gamma}{\gamma^4 \Delta t^2} \quad (5.5)$$

Assumindo uma luminosidade de 10^{45} erg/s, emitida em fótons de energia $E_\gamma = 10$ eV, então a densidade N'_γ de fótons será dada por:

$$N'_\gamma = \frac{U'_\gamma}{E'_\gamma} = \frac{\gamma U'_\gamma}{E_\gamma} = \frac{3}{4\pi c^3} \frac{L_\gamma}{E_\gamma} \frac{1}{\gamma^3 \Delta t^2} \quad (5.6)$$

e utilizando a variabilidade mais forte observada na região de 1TeV de energia, ou seja, $\Delta t = 15$ min, estima-se $N'_\gamma \sim 6.8 \times 10^{14}/\text{cm}^3$ se $\gamma = 10$ e $N'_\gamma \sim 6.8 \times 10^{11}/\text{cm}^3$ se $\gamma = 100$.

Com tal densidade, o aglomerado de matéria é totalmente opaco aos fótons acima de 10TeV. Como fótons com estas energias já foram observados, devemos supor que fótons de 10TeV estão abaixo da energia limite para a criação de pares pelo processo $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$, ou seja,

$$E_{lim} = \gamma E'_{\gamma lim} \geq 10\text{TeV} \quad (5.7)$$

e utilizando a Equação 1.2,

$$\begin{aligned} E_{lim} &> \frac{m_e^2}{E_\gamma} \gamma^2 > 10\text{TeV} \\ \Rightarrow \gamma &> 10 \end{aligned} \quad (5.8)$$

Por isso, parece ser consistente usarmos γ entre 10 e 100.

Os prótons acelerados irão produzir píons via ressonância Δ nas interações com os fótons ultravioleta. A energia do próton atingida por este processo é dada na Equação 5.9,

$$\begin{aligned}
E'_p &= \frac{m_\Delta^2 - m_p^2}{4} \frac{1}{E'_\gamma} \\
E_p &= \frac{m_\Delta^2 - m_p^2}{4E_\gamma} \gamma^2 \\
E_p &= \frac{0.16\text{EeV}}{E_\gamma} \gamma^2 \\
\Rightarrow 1.6\text{EeV} &< E_p < 160\text{EeV} \\
10 &< \gamma < 100.
\end{aligned} \tag{5.9}$$

Sempre considerando γ entre 10 e 100, os neutrinos do múon, terão energia dada por:

$$E_\nu = \frac{1}{4} \langle x_{p \rightarrow \pi} \rangle E_p = 79\text{PeV até } 7.9\text{EeV} \tag{5.10}$$

onde $\langle x_{p \rightarrow \pi} \rangle \simeq 0.2$, é a fração da energia transferida, em média, do próton para o pión secundário, produzido via ressonância Δ . A fração $1/4$ é porque cada lépton no decaimento $\pi \rightarrow \mu\nu_\mu \rightarrow e\nu_e\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$ carrega aproximadamente a mesma energia.

A fração de energia f_π perdida pelo próton para a produção de píons atravessando uma distância R' por um campo de fótons de densidade N'_γ é,

$$f_\pi = \frac{R'}{\lambda_{p\gamma}} = R' N'_\gamma \sigma_{p\gamma \rightarrow \Delta} \langle x_{p \rightarrow \pi} \rangle \tag{5.11}$$

onde, $\lambda_{p\gamma}$ é o comprimento de interação do próton e $\sigma_{p\gamma \rightarrow \Delta \rightarrow n\pi^+} \simeq 10^{-28}\text{cm}^2$ é a seção de choque de interação do próton com os fótons para a produção

de píons, e utilizando γ entre 10 e 100 na Equação 5.11, obtemos o valor de f_π entre 3.8 e 0.038.

Da razão de energia por unidade de tempo por unidade de volume (\dot{E}), fornecida aos prótons de altíssimas energias, temos que a energia total fornecida aos neutrinos é $\frac{1}{2}f_\pi t_H \dot{E}$, onde $t_H = 10^{10}$ anos é o tempo de Hubble. O fator 1/2 leva em consideração o fato de que metade da energia dos píons carregados é transferida aos neutrinos de múon, assim como foi utilizado na Equação 5.10. O fluxo de neutrinos pode ser calculado por:

$$\Phi_\nu = \frac{c}{4\pi} \frac{\left(\frac{1}{2}f_\pi t_H \dot{E}\right)}{E_\nu} e^{f_\pi} \quad (5.12)$$

onde o último fator corresponde a absorção dos prótons na fonte, isto é, o fluxo observado de prótons é uma fração e^{-f_π} do fluxo na fonte que é capaz de produzir píons.

De acordo com as observações, $\dot{E} = 4 \times 10^{44}$ erg Mpc⁻³ por ano e o fluxo Φ_ν de neutrinos deve estar entre 8×10^5 e 2 neutrinos por km² por ano, sobre 4π radianos. O número de eventos esperado em um detector é obtido multiplicando-se o fluxo pela probabilidade de interação de um neutrino no volume do detector e pode variar de 0.05 até 3000 por km² por ano.

A grande incerteza no cálculo do fluxo de neutrinos vindos de AGN está associada ao fator γ . Isso porque a densidade de fótons alvo no acelerador é determinada por i) a luminosidade que é diretamente observada, e ii) o tamanho do objeto acelerador que é dado pelo tempo em que se observa a variação dos sinais vindos dos Blazares. Grandes valores de γ reduzem a densidade de fótons alvo, porque eles reduzem a energia e expandem o tamanho do alvo, no referencial do acelerador. Conseqüentemente, a fonte

se torna transparente para fótons e prótons de altas energias apesar da alta luminosidade dos fótons e curta duração do sinal. Assumindo $\gamma = 1$, pelo contrário, a fonte se torna completamente opaca aos fótons e prótons. Este tipo de fonte possui uma emissão muito pequena de partículas de altíssimas energias, mas a produção de neutrinos vindos das colisões dos prótons com a alta densidade de fótons do ambiente pode dar os maiores fluxos de neutrinos previstos.

5.1.3 *Bursts* de Raios Gama

O fluxo de neutrinos vindos de GRB pode ser calculado de maneira relativamente independente do modelo que explica o fenômeno. Num evento desse tipo, uma quantidade de energia muito grande é liberada em questão de segundos ($E \sim 10^{53}$ erg) através de fótons de altíssimas energias. Acredita-se que nesse mesmo tipo de evento sejam também criados os raios cósmicos de mais alta energia. Essa associação decorre de dois fatos:

1. Os GRB e os raios cósmicos de mais alta energia são produzidos provavelmente em fontes cosmológicas;
2. A razão média em que energia é depositada no Universo em forma de radiação gama dos GRB é similar a razão de energia que precisa ser injetada nos raios cósmicos de mais alta energia para produzir o fluxo observado na região do “calcanhar” do espectro.

As observações apoiam um modelo em que estrelas de neutrons ou buracos negros depositam uma energia equivalente a uma massa solar em um raio de aproximadamente 100km. Este estado na verdade é opaco. Os raios gama

observados são resultado de um choque relativístico com $\gamma = 10^2 - 10^3$ que expande a massa ejetada por um fator 10^6 em um segundo. Os raios gama são produzidos pela aceleração de elétrons que emitem radiação síncrotron, sofrendo também espalhamento Compton inverso. A associação de raios cósmicos com os GRB requer que energia cinética no choque seja convertida em aceleração de prótons e elétrons. Assume-se aqui que a eficiência em que a energia cinética é convertida em aceleração de prótons é a mesma para os elétrons. A produção de neutrinos é uma característica desse modelo pois os prótons irão fotoproduzir píons e, portanto, os neutrinos aparecem como já foi discutido, do decaimento dos píons.

A Figura 5.4 mostra os valores de R' e $\Delta R'$. O Calculo do fluxo esperado de neutrinos segue os mesmos passos utilizados para os AGN. Pela luminosidade L_γ observada de um GRB, podemos calcular a densidade de fótons na camada de espessura $\Delta R'$,

$$U'_\gamma = \frac{(L_\gamma \Delta t / \gamma)}{4\pi R'^2 \Delta R'} = \frac{L_\gamma}{4\pi R'^2 c \gamma^2} \quad (5.13)$$

e a fração da energia utilizada na produção dos píons será,

$$f_\pi \cong \frac{\Delta R'}{\lambda_{p\gamma}}$$

$$f_\pi \simeq \frac{L_\gamma}{E_\gamma} \frac{1}{\gamma^4 \Delta t} \frac{\sigma_\Delta \langle x_{p \rightarrow \pi} \rangle}{4\pi c^2} \quad (5.14)$$

sendo que o seu valor f_π é de 0.14 para $L_\gamma = 10^{51} \text{erg s}^{-1}$, $E_\gamma = 1 \text{MeV}$ e $\gamma = 300$. Dadas todas as incertezas astrofísicas, esta é uma boa aproximação para evitar a integração sobre o espectro dos fótons.

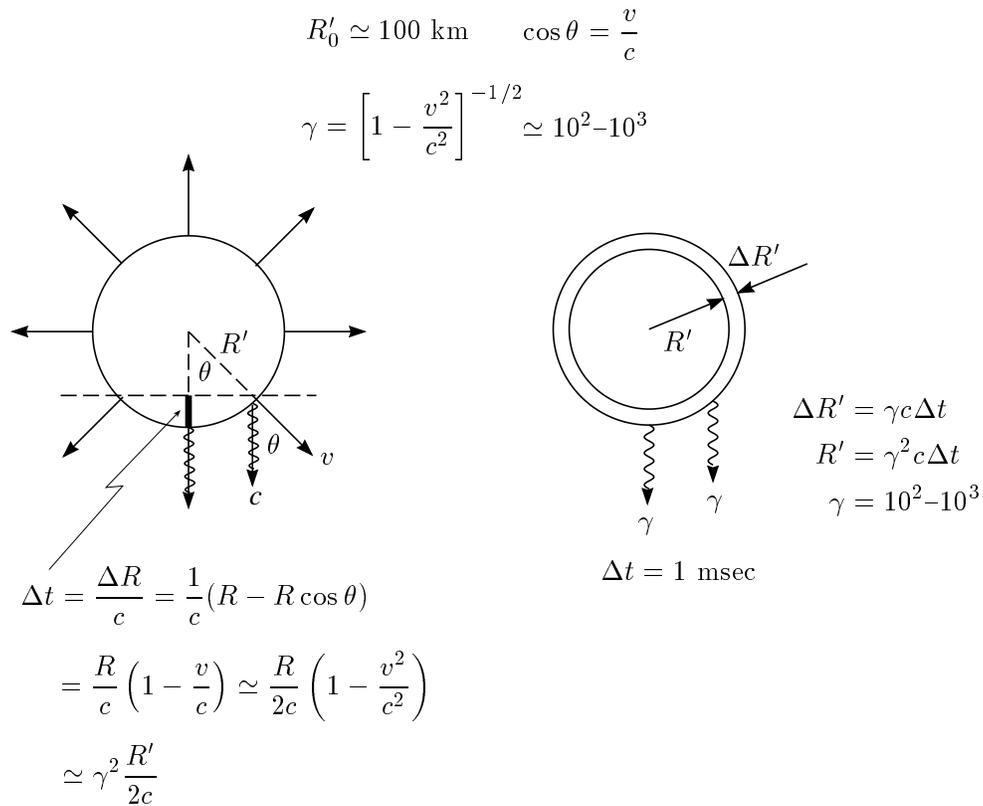


Figura 5.4: Cinemática de um GRB [1].

Assim como no caso dos AGN, a energia do próton será dada por $E'_p = \frac{m_\Delta^2 - m_p^2}{4E'_\gamma}$ e para o fator γ e energia dos fótons utilizados no cálculo de f_π , temos,

$$E_p = 1.4 \times 10^{16} \text{ eV} \quad (5.15)$$

e a energia do neutrino

$$E_\nu = \frac{1}{4} \langle x_{p \rightarrow \pi} \rangle E_p \simeq 7 \times 10^{14} \text{ eV} \quad (5.16)$$

O fluxo pode ser calculado por uma equação semelhante a Equação 5.12 a menos do fator e^{f_π} e está em torno de $\Phi_\nu = 8 \times 10^4 \text{ km}^{-2} \text{ ano}^{-1}$ sobre 4π radianos. O número de eventos com a energia acima fica em torno de 26 por km^2 por ano.

Nos últimos dois anos, descobriu-se que após o primeiro *burst* de raios gama com energia típica da ordem de 1MeV, existe um fluxo posterior de fótons (*afterglow*) desde raios-X até ondas de radio. Este fluxo secundário deve ser resultado de colisões da massa inicial em expansão ultra-relativística e o meio ao seu redor.

Como vimos anteriormente, o maior fluxo esperado de neutrinos vindos de GRB possui energia de $\sim 10^{14} \text{ eV}$. Isso ocorre pois $E_p E_\gamma \approx 2 \times 10^{17} \gamma^2 \text{ GeV}^2$ no referencial do observador e, para $\gamma = 100$ e $E_\gamma = 1 \text{ MeV}$ temos prótons com energias da ordem de 2PeV. Como os neutrinos recebem aproximadamente 5% da energia dos prótons ($E_\nu = \frac{1}{4} \langle x_{p \rightarrow \pi} \rangle E_p$), a energia dos neutrinos será de $\sim 10^{14} \text{ eV}$. No caso de fótons típicos de um *afterglow*, com energia igual 100eV aproximadamente, vemos que energias da ordem de 1EeV podem ser esperadas para os neutrinos. Entretanto, um fluxo esperado de $\sim 50/\text{km}^2$

por ano sobre 4π radianos infelizmente parece ser muito pequeno para ser detectado [28].

5.2 Mecanismos de Aceleração *Top-Down*

Defeitos topológicos como; cordas cósmicas (supercondutoras ou não), monopolos magnéticos e *domain walls*, são topologicamente estáveis, mas eventualmente podem liberar parte de suas energias na forma de quantas massivos, as partículas X, com massas da ordem de 10^{25} eV típicas das teorias de grande unificação. Essas partículas decaem logo em seqüência, em léptons e quarks do modelo padrão.

Os quarks, interagem fortemente formando um jato de hádrons que resulta tipicamente em $10^4 - 10^5$ mésons e bárions. Assume-se então que estes hádrons podem dar razão a grande parte do fluxo de raios cósmicos de altíssimas energias, assim como um fluxo considerável de neutrinos.

5.2.1 Espectro de Injeção de Nucleons, Raios- γ e Neutrinos

Assume-se que cada partícula X decai em um lépton e um quark, cada um com energia aproximadamente metade da massa m_X da partícula X. O quark dará origem ao jato de hádrons de onde aparecem nucleons, raios- γ e neutrinos, sendo que os últimos dois são resultado do decaimento de píons neutros e carregados no jato hadrônico. Também é o canal hadrônico que deve produzir o maior número de partículas e por isso usa-se esse canal para se estimar os fluxos.

O espectro dos hádrons no jato, pode ser calculado utilizando-se cro-

modinâmica quântica, tornando capaz a comparação dos resultados com os dados de aceleradores na região de energia entre GeV e TeV. Contudo, existe muita incerteza ao se extrapolar estes resultados para as altas energias dos raios cósmicos na região do “calcanhar”.

O espectro de injeção, isto é, o número de partículas produzidas por unidade de tempo e intervalo de energia, de um tipo a , onde a pode ser N para nucleons, γ para raios gama e ν para neutrinos, pode ser escrito como,

$$\Phi_a(E_i, t_i) = \frac{dn_X(t_i)}{dt_i} \frac{2}{m_X} \frac{dN_a(x)}{dx} \quad (5.17)$$

onde, $x \equiv 2E_i/m_X$, E_i é a energia liberada na injeção e dN_a/dx a função descrevendo a produção de partículas de tipo a a partir do quark original.

A Equação 5.18 mostra o termo da Equação 5.17 que fornece a razão de partículas X por unidade de tempo t_i devido ao colapso ou aniquilação de TD's,

$$\frac{dn_X(t_i)}{dt_i} = \kappa m_X^p t_i^{-4+p} \quad (5.18)$$

onde κ e p são constantes adimensionais cujos valores dependem do processo específico envolvendo diferentes tipos de TD's.

Por exemplo, $p = 1$ para processos envolvendo colapso de cordas cósmicas ou estados ligados de monopolos-antimonopolos, enquanto $p = 0$ para processos envolvendo cordas cósmicas supercondutoras. A constante κ depende, entre outros fatores, da densidade de TD's envolvidos no processo especificamente considerado.

A função dN_a/dx pode ser expressa de duas maneiras distintas:

1. *Espectro motivado por QCD;*

$$\frac{dN_h}{dx} = \frac{15}{16}x^{-1.5}(1-x)^2 \text{ se } x_0 \leq x \leq 1,$$

sendo zero para outros valores de x e x_0 correspondendo a um corte de energia em $\approx 1\text{GeV}$.

Assumindo que 3% de nucleons nos jatos e o resto píons, pode-se escrever o espectro como:

$$\frac{dN_N(x)}{dx} = (0.03)\frac{dN_h(x)}{dx}$$

$$\frac{dN_\gamma(x)}{dx} = \left(\frac{0.097}{3}\right) 2 \int_x^1 \frac{1}{x'} \frac{dN_h(x')}{dx'} dx'$$

sendo que o espectro de neutrinos é similar ao dos fótons.

2. *Espectro fenomenológico;*

O fluxo medido de raios gama na região de 100MeV de energia pode vincular o espectro de injeção para energias acima de aproximadamente 50EeV. Baseado nesses vínculos, alguns autores têm sugerido a seguinte função dN_a/dx ,

$$\frac{dN_N(x)}{dx} = A_N x^{-1.5}, \frac{dN_\nu(x)}{dx} = \frac{dN_\gamma(x)}{dx} = A_\gamma x^{-2.4}$$

impondo-se que a razão entre os fótons e nucleons a energias de 100EeV, seja de aproximadamente 10.

Finalmente, assumindo uma injeção uniforme de energia, o fluxo de raios cósmicos, ou seja, o número de partículas por unidade de área, tempo, ângulo sólido e energia, pode ser obtido.

Mecanismos do tipo *Top-Down* prevêem que na fonte, fótons e neutrinos são formados em uma proporção até 10 vezes maior que os hádrons. Assim, se houver um domínio na detecção de raios γ ou neutrinos além do limite de GZK, pode ser um sinal de decaimento de partículas super-pesadas ou interações de TD's. Vale notar também, que medidas da radiação γ no intervalo de 10MeV - 0.1TeV, feitas por exemplo pelo experimento EGRET, podem impor limites para o fluxo proveniente da produção de fótons nesses mecanismos, e conseqüentemente, na abundância de TD's ou partículas super-pesadas.

Conclusões Gerais

Neutrinos de altíssimas energias, possuem um grande potencial para se estudar e confrontar os modelos de aceleração dos raios cósmicos que sofrem atenuação devido ao Limite GZK. Juntamente com vários telescópios especificamente planejados para se estudar neutrinos, como AMANDA e ICECUBE, o Observatório Pierre Auger, projetado para detectar chuviros atmosféricos extensos com energias acima de 10EeV , possui um grande potencial para se estudar neutrinos com energias da ordem de 1EeV .

Estudamos a possibilidade desse observatório detectar eventos do tipo *Double Bang*, que podem ser provocados por neutrinos de sabor tauônico interagindo no topo da atmosfera. Chuviros atmosféricos extensos horizontais detectados no Observatório Auger, podem caracterizar neutrinos mas não o seu sabor. Já os *Double Bang's* só podem ser provocados pelos neutrinos de sabor tauônico. Com essa distinção, a possibilidade de se estudar oscilações de sabor se torna evidente. Em particular, estudamos oscilações induzidas por um possível momento magnético diferente de zero para os neutrinos.

A não detecção de *Double Bang's* no Observatório Auger pode tornar possível a obtenção de limites muito menores para os momentos magnéticos dos neutrinos, da ordem de $10^{-16}\mu_B$ contra $10^{-12}\mu_B$ fornecido pela astrofísica

convencional, pois com o Auger estaremos detectando neutrinos de fontes cosmológicas com distâncias da ordem de 1Gpc.

Um número de eventos muito pequeno deve ser esperado. Segundo o modelo de Defeito Topológico TD - 92, com o parâmetro $p = 0.5$, se os neutrinos de sabor muônico formados na fonte, chegarem ao Observatório com sabor tauônico, teremos 1 evento a cada 10 anos. Os Defeitos Topológicos fornecem os maiores fluxos de neutrinos de altíssimas energias. Assim, mesmo a detecção de um único evento do tipo *Double Bang* em um intervalo de vários anos pode trazer grandes conseqüências para a física de partículas, astrofísica e a física de raios cósmicos. Por isso, somente por essa possibilidade, seria muito interessante se o Observatório Pierre Auger estivesse preparado para analisar a possível detecção de eventos do tipo *Double Bang*.

Bibliografia

- [1] Halzen, F. 1998, Lectures presented at the TASI School, astro-ph/9810368
- [2] Pierre Auger Project Design Report, Second edition - November 1996, Revised - March 1997
- [3] Parente, G. & Zas, E. 1996, astro-ph/9606091
- [4] Capelle, K.S., Cronin, J.W., Parente, G., Zas, E. 1998, *Astrop. Phys.*, 3, 321
- [5] Letessier-Selvon, A. 2000, astro-ph/0009416
- [6] Wilczyński, H., Auger technical note GAP-00-020
- [7] Ave, M., Vázquez, R.A., Zas, E., Hinton, J.A., Watson, A.A. 2000, astro-ph/0003011
- [8] Learned, J.G. & Pakvasa, S. 1995, *Astropart. Phys.*, 3, 267
- [9] Quigg, C., Reno, M.H., Walker, T.P. 1986, *Phys. Rev. Lett.*, 57, 774
- [10] Proceedings of the Workshop on High Energy Neutrino Astrophysics, 23-26 March 1992, eds. V.J. Stenger et al. (World Scientific, Singapore, 1992)
- [11] Halzen, F. & Saltzberg, D. 1998, *Phys. Rev. Lett.*, 81, 4305

- [12] Enqvist, K., Keränen, P., Maalampi, J. 1998, Phys. Lett. B, 438, 295
- [13] Stecker, F.W. 1995, astro-ph/9501064
- [14] Mannheim, K. 1995, Astropart. Phys., 3, 295
- [15] Gaisser, T.K., Halzen, F., Stanev, T., 1995, Phys. Rep., 238, 173
- [16] Gaisser, T.K., Halzen, F., Stanev, T., 1995, Phys. Rep., 258, 175
- [17] Rachen, J.P. & Biermann, P.L. 1993, Astron. Astrophys., 272, 161
- [18] Rachen, J.P., Stanev, T., Biermann, P.L. 1993, Astron. Astrophys., 273, 377
- [19] Mannheim, K. & Biermann, P.L. 1992, Astron. Astrophys., 253, L21
- [20] Mannheim, K. 1993, Astron. Astrophys., 269, 67
- [21] Stecker, F.W. & Salamon, M.H. 1995, astro-ph/95061064
- [22] Stecker, F.W., Done, C., Salamon, M.H., Sommers, P. 1991, Phys. Rev. Lett., 66, 2697
- [23] Biermann, P.L. & Strittmatter P.A. 1987, Ap. J., 322, 643
- [24] Fishman, G.J. & Meegan, C. A. 1995, Annu. Rev. Astron. Astrophys., 33, 425-58
- [25] Rees, M.J., Gamma-Ray Bursts: Challenges to Relativistic Astrophysics, Proc 18th Texas conference
- [26] Waxman, E. 1995, Phys. Rev. Lett., 75, 386
- [27] Waxman, E. 1999, astro-ph/9911395
- [28] Waxman, E. & Bahcaal, J.N. 2000, astro-ph/9909286 v2

- [29] Halzen, F. & Hooper, D.W. 1999, astro-ph/9908138
- [30] Athar, H. 2000, hep-ph/0004191
- [31] Halzen, F. & Jaczko, G. 1996, astro-ph/9602038
- [32] Vietri, M. 1995, *Astrophys. J.*, 453, 883
- [33] Vietri, M. 1992, *Nature*, 355, 143
- [34] Blanco-Pillado, J.J., Vázquez, R.A., Zas, E. 1997, *Phys. Rev. Lett.*, 78, 3614
- [35] Protheroe, R.J. & Stanev, T. 1996, *Phys. Rev. Lett.*, 77, 3708; Erratum 78 (1997) 3420
- [36] Battucharjee, P., Hill, C.T., Schramm, D.N. 1992, *Phys. Rev. Lett.*, 69, 567
- [37] Sigl, G. *et al.* 1996 astro-ph/9605158
- [38] Sigl, G. 1996, *Space Sc. Rev.*, 75, 375
- [39] Berezhinsky, V., Kachelrieß, A., Vilenkin, A. 1997, *Phys. Rev. Lett.*, 79, 4302
- [40] Yoshida, S. & Teshima, M. 1993, *Prog. Theo. Phys.*, 89, 833
- [41] Greisen, K. 1966, *Phys. Rev. Lett.*, 16, 748; Zatsepin, G.T. & Kuz'min, V.A. 1966, *JETP Letters*, 4, 78
- [42] Swordy, S., private communication. Data points from: LEAP, Proton, Akeno, AGASA, Fly's Eye, Haverah Park, Yakutsk.
- [43] Letessier-Selvon, A. 2000, International Workshop on Observing UHE-CR from Space and Earth, Puebla, Mexico. astro-ph/0009444

- [44] Takeda, M. *et al.* 1999, *Astrophys. J.*, 522, 225; Hayashida, N. *et al.* 2000, astro-ph/0008102
- [45] Bird, D.J. *et al.* 1995, *Astrophys. J.*, 441, 144
- [46] Hayashida, N. *et al.* 1994, *Phys. Rev. Lett.*, 73, 3491
- [47] Cronin, J.W. 1996, *Some Unsolved Problems in Astrophysics* (Princeton)
- [48] Protheroe, R.J. 1998, astro-ph/9809144
- [49] Mock, P.C. *et al.*, 1995, in 24th Int. Cosmic Ray Conf. (Rome), 1, 758
- [50] Balkanov, V.A. *et al.* 1997, *Proc. of 5th Int. Workshop on Topics in Astroparticle and Underground Physics (LNGS INFN, Assergi)*
- [51] Trascatti, L. 1997, *Proc. of 5th Int. Workshop on Topics in Astroparticle and Underground Physics (TAUP 97), Gran Sasso, Italy, ed. by Bottino, A., di Credico, A., and Monacelli, P., Nucl. Phys. B70 (Proc. Suppl.),p.442(1998)*
- [52] Blanc, F. *te al.* 1997, ANTARES proposal, astro-ph/9707136
- [53] Shi, X., Fuller G.M., Halzen, F. 1998, astro-ph/9805242, submitted to *Phys. Rev. Lett.*
- [54] Bellido, J.A., Auger technical note GAP-98-027
- [55] Gaisser, T.K. & Hillas, M. 1977, *Proceedings of the 15th International Cosmic Rays Conference*, 8, 353
- [56] Pryke, C., Auger technical note GAP-98-035
- [57] Pryke, C.L. 2000, astro-ph/0003442, accepted by *Astropart. Phys.*, 14(2001)319

- [58] Wibig, T. 1999, J. Phys., G25, 557
- [59] Knapp, J. & Heck D., Auger technical note GAP-98-012
- [60] Heck, D. 1998, Forschungszentrum Karlsruhe, FZKA 6019
- [61] Barbosa, H.M.J. 2000, IFGW/UNICAMP *Estudo da Detecção da Luz de Fluorescência no Âmbito da Colaboração Auger*, Dissertação apresentada para defesa de tese de mestrado
- [62] Glashow, S.L. 1961, Nucl. Phys., 22, 579; Salam, A. 1968, in Elementary Particle Theory: Relativistic Groups and Analyticity, Proceedings of the Eighth Nobel Symposium, edited by N. Svarthom (Almqvist and Wiksell, Stockholm), p. 367; Weinberg, S. 1967, Phys. Rev. Lett., 19, 1264
- [63] Pontecorvo, B. 1957, Zh. Eksp. Teor. Fiz., 33, 549 [Sov. Phys. - JETP 6, 429 (1958)]; 1958, Zh. Eksp. Teor. Fiz., 34, 247
- [64] Lande, K. *et al.* 1998, Astrophys. J., 496, 505
- [65] Pal, P.B. 1992, Int. J. of Modern Phys., 7, 5432
- [66] Cesarsky, C.J. 1992, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl), 28, 26
- [67] Fermi, E. 1949, Phys. Rev., 75, 1169
- [68] Bhattacharjee, P. & Sigl, G. 1998, astro-ph/9811011
- [69] Drury, L.O'C. 1993, Rep. Prog. Phys., 46, 973